

Institut für Plasmaphysik  
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH  
des Landes Nordrhein-Westfalen

Über Arbeiten zur Hydromagnetik elektrisch  
leitender Flüssigkeiten, über Verdichtungsstöße  
und aus der Hochtemperaturplasmaphysik

von  
Wilhelm Fucks

Erzeugung von Plasma hoher Temperatur  
durch magnetische Kompression

von  
Hermann L. Jordan

**Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 87**

**Institut für Plasmaphysik JüL – 87 – PP**

**Dok.: PROPERTIES OF THE PLASMA  
HIGH-TEMPERATURE PLASMA**

**DK: 537.525  
537.567**

**Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,  
Jülich, Bundesrepublik Deutschland**

ARBEITSGEMEINSCHAFT FÜR FORSCHUNG  
DES LANDES NORDRHEIN-WESTFALEN

NATUR-, INGENIEUR- UND GESELLSCHAFTSWISSENSCHAFTEN

112. SITZUNG  
AM 10. JANUAR 1962  
IN DÜSSELDORF

ARBEITSGEMEINSCHAFT FÜR FORSCHUNG  
DES LANDES NORDRHEIN-WESTFALEN

NATUR-, INGENIEUR- UND GESELLSCHAFTSWISSENSCHAFTEN

HEFT 112

WILHELM FUCKS

Über Arbeiten zur Hydromagnetik elektrisch  
leitender Flüssigkeiten, über Verdichtungsstöße und aus  
der Hochtemperaturplasmaphysik

HERMANN L. JORDAN

Erzeugung von Plasma hoher Temperatur  
durch magnetische Kompression

HERAUSGEGEBEN

IM AUFTRAGE DES MINISTERPRÄSIDENTEN DR. FRANZ MEYERS  
VON STAATSSEKRETÄR PROFESSOR DR. H. C. DR. H. LEO BRÄNDT



WILHELM FUCKS

Über Arbeiten zur Hydromagnetik elektrisch  
leitender Flüssigkeiten, über Verdichtungsstöße und aus  
der Hochtemperaturplasmaphysik

HERMANN L. JORDAN

Erzeugung von Plasma hoher Temperatur  
durch magnetische Kompression



WESTDEUTSCHER VERLAG · KÖLN UND OPLADEN

© 1962 Westdeutscher Verlag, Köln und Opladen  
Gesamtherstellung: Westdeutscher Verlag · Printed in Germany

## INHALT

*Wilhelm Fuchs*, Aachen

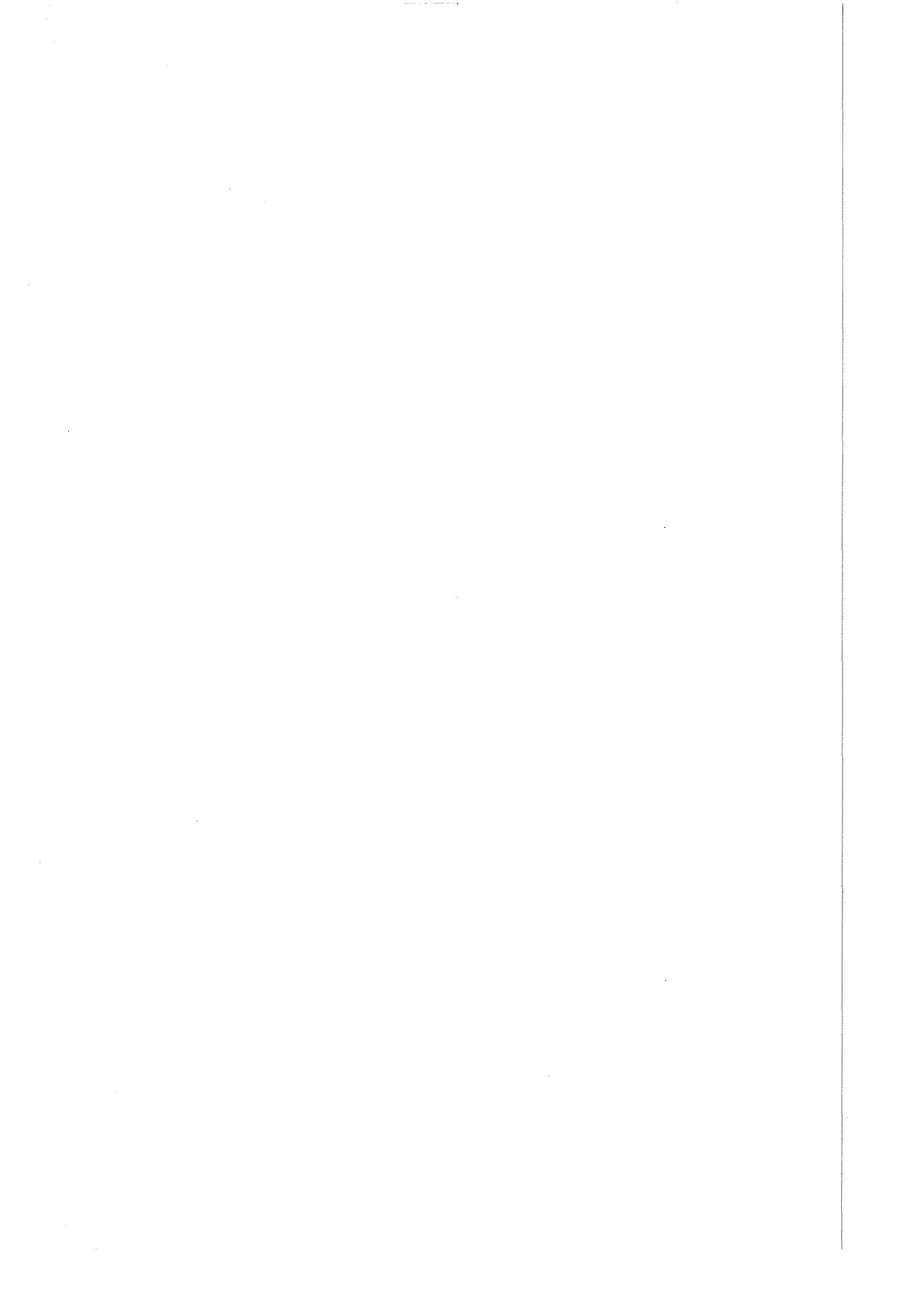
Über Arbeiten zur Hydromagnetik elektrisch leitender Flüssigkeiten,  
über Verdichtungsstöße und aus der Hochtemperaturplasmaphysik . . . 7

*Hermann L. Jordan*, Jülich

Erzeugung von Plasma hoher Temperatur  
durch magnetische Kompression ..... 43

Diskussionsbeiträge

Dr. phil., Dr.-Ing. E. h. *Karl Steimel*, Dr. rer. nat. *Hermann L. Jordan*,  
Staatssekretär Professor Dr. h. c., Dr.-Ing. E. h. *Leo Brandt*, Dr. rer.  
techn. habil. *Alfred Boettcher*, Professor Dr.-Ing. *August Wilhelm  
Quick*, Professor Dr.-Ing. *Wilhelm Fuchs*, Dr.-Ing. *Eugen Knoernschild*,  
Professor Dr. phil. *Günther O. Schenck* ..... 71



# Über Arbeiten zur Hydromagnetik elektrisch leitender Flüssigkeiten, über Verdichtungsstöße und aus der Hochtemperaturplasmaphysik

Von *Wilhelm Fuchs*, Aachen

## *Einleitung*

Im folgenden soll über eine Reihe von Arbeiten berichtet werden, die im Physikalischen Institut der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen und im Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich durchgeführt worden sind.

### *1. Nieder- und Hochtemperaturplasmen*

Unter Plasma ist hier ein elektrisch leitender und in nicht zu klein gewählten räumlichen Bereichen elektrisch neutraler Stoff verstanden. Wir unterscheiden zwischen Nieder- und Hochtemperaturplasma. Danach sind als Plasma anzusprechen auch ein Metall, also etwa ein Stück Aluminium oder eine Menge Quecksilber, insbesondere natürlich die positive Säule einer Glimmentladung und gewisse Bereiche einer Bogenentladung, für welch letztere Objekte ursprünglich die Bezeichnung Plasma eingeführt worden ist.

In den letzten Jahren ist die Untersuchung von Hochtemperaturplasmen in den Vordergrund getreten, vor allem im Hinblick auf die hier sich ergebende Erwartung der Energiegewinnung durch die kontrollierte thermische Wasserstoff-Fusion. Ein typisches Beispiel eines Hochtemperaturplasmas ist etwa die Materie im Innern der Sonne, d. h. Wasserstoff im Temperaturbereich von größenordnungsmäßig 10 Millionen °K. Auch diese Materie ist in nicht zu kleinen Bereichen elektrisch neutral; sie hat bei der angegebenen Temperatur die elektrische Leitfähigkeit von Kupfer.

Man hat beim Hochtemperaturplasma vom vierten Aggregatzustand gesprochen. Die Bezeichnung wird verständlich an Hand von Abbildung 1, die sich auf das Beispiel von Aluminium bezieht. Von der Normaltemperatur bis zu 931°K ist Aluminium fest, bis zu 2500°K flüssig und bei Normaldruck bis zu  $7 \cdot 10^4$  K gasförmig. Bei fortgesetzter Energiezufuhr werden

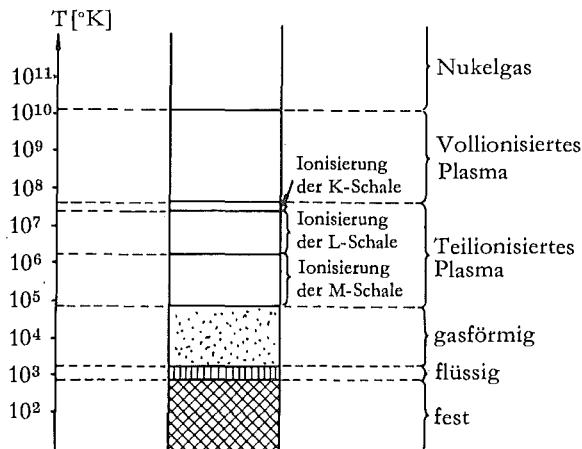


Abb. 1: Aggregatzustände des Aluminiums

nacheinander die Elektronen der M-, der L- und schließlich der K-Schale von den Kernen abgetrennt. Wir erhalten also zunächst ein teilionisiertes Plasma. Bei Temperaturen von  $5 \cdot 10^7$  bis zu  $10^{10} \text{ K}$  wäre Aluminium vollionisiert. Wir würden eine Mischung von Aluminiumionen mit je 13 positiven Elementarladungen und einem Elektronengas vor uns haben.

Würde man diesem Gas noch mehr Energie zuführen, so würde die Umwandlung der Kerne in kleinere Bestandteile vor sich gehen, und man hätte schließlich mit so etwas wie einem fünften Aggregatzustand zu rechnen, bei dem der Stoff aus Protonen, Neutronen, Mesonen und Elektronen bestehen würde.

Als erste der hier zu besprechenden Arbeiten soll im folgenden Abschnitt die Theorie eines speziellen Problems der Hydromagnetik elektrisch leitender Flüssigkeiten, d. h. in unserer Terminologie um ein Problem aus dem Bereich der Niedertemperaturplasmen mit der zusätzlichen Bedingung der Inkompressibilität, besprochen werden.

## 2. Hydromagnetische Theorie der Lagerreibung

Von einer Reihe von hydromagnetischen Arbeiten, die zur Zeit im Physikalischen Institut der Aachener Hochschule durchgeführt werden, ist

als erste die Theorie der hydromagnetischen zylindrischen Rohrströmung erschienen [1]. Hier soll ein Bericht über die hydromagnetische Theorie der Lagerreibung gegeben werden [2].

Nachdem von *Petroff* [3] die Lagerreibung erstmalig als ein hydrodynamisches Problem behandelt worden war, wurde von *Sommerfeld* [3] eine geschlossene Theorie dieses Problems gegeben.

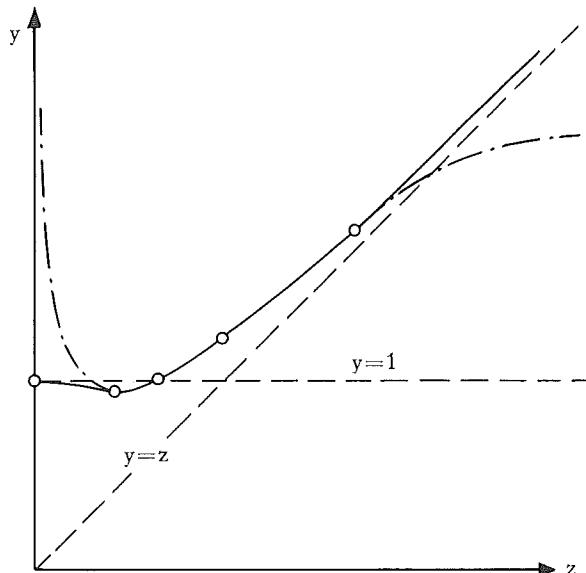


Abb. 2: Ähnlichkeitsverhalten der hydrodynamischen Schmiermitteltheorie,

$$\text{Zusammenhang der Kennzahlen } y = \frac{M}{Pd} \quad \text{und} \quad z = \frac{2\pi r^2 \eta U/d}{Pd}$$

Nach Sommerfelds Theorie muß der Zapfen im Lager exzentrisch laufen. Die Auslenkung aus der zentrischen Lage geschieht senkrecht zu der Kraft, die am Zapfen angreift. Zusammengefaßt werden die Sommerfeldschen Ergebnisse in einer Ähnlichkeitstheorie (vgl. Abb. 2). Hierin bedeuten:

$$y = \frac{M}{P_d} \quad (1)$$

$$z = \frac{2\pi r^2 \eta U/d}{P_d} \quad (2)$$

Dabei wurden folgende Bezeichnungen gewählt:

$M$  = Drehmoment

$P$  = Belastung des Zapfens pro Längeneinheit

$d = r' - r$  = Abstand des Zapfens vom Lager bei zentrischer Lage

$r'$  = Lagerradius

$r$  = Zapfenradius

$U$  = Umfangsgeschwindigkeit

$\eta$  = Zähigkeit des Schmiermittels

Die ausgezogene Linie liefert den funktionalen Zusammenhang zwischen  $y$  und  $z$  als Ergebnis der Theorie. Die Erfahrung bestätigt diesen Verlauf in der Nähe des Minimums quantitativ, für große und kleine  $z$ -Werte treten Abweichungen auf. Zum Grenzfall  $y = z$ , d. h. zu großem  $z$ , gehört die Exzentrizität Null, die somit nur bei unendlich großer Umfangsgeschwindigkeit erreicht werden könnte. Wie sich gleich zeigen wird, ist dieser Fall jedoch nicht mehr in der Theorie eingeschlossen, weil bei zu großer Geschwindigkeit das konvektive Beschleunigungsglied in der Navier-Stokeschen Gleichung nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Der Fall  $y = 1$ , d. h. kleines  $z$ , gehört zur trockenen Reibung mit dem speziellen Reibungswinkel  $\alpha = \arcsin d/r$ . Hier zeigt das Schmiermittel ein nicht-zähes Verhalten.

Unsere Aufgabe ist es nun, zu untersuchen, wie sich die hydrodynamische Lagerreibungstheorie modifiziert, wenn als Lagerflüssigkeit eine elektrisch leitende Flüssigkeit gewählt wird, und wenn der Vorgang in einem magnetischen Feld stattfindet.

Es sollen hier zuerst kurz das Gleichungssystem skizziert werden, von dem wir auszugehen haben, sowie die vereinfachenden Annahmen, unter denen die Lösung gelten soll, sodann die Ergebnisse, die sich im hydro-magnetischen Fall zum Unterschied vom hydrodynamischen Fall ergeben haben, und schließlich gewisse praktische Anwendungen für ein hydro-magnetisches Lager.

Unser Gleichungssystem muß die hydrodynamischen und elektrodynamischen Grundgleichungen umfassen. Wir haben also zu schreiben:

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} + [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0 \quad (4)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0 \quad (5)$$

$$\text{rot } \mathfrak{E} = - \frac{\delta \mathfrak{B}}{\delta t} \quad \text{div } \mathfrak{B} = 0 \quad (6)$$

$$\mathfrak{j} = \sigma (\mathfrak{E} + [\mathfrak{v} \times \mathfrak{B}]) \quad (7)$$

mit den Bezeichnungen:

$\rho$  = Dichte

$\mathfrak{B}$  = magnetische Induktion

$\mathfrak{v}$  = Geschwindigkeit

$\mathfrak{H}$  = magnetische Feldstärke

$p$  = hydrodynamischer Druck

$\mathfrak{D}$  = dielektrische Verschiebung

$\mathfrak{j}$  = Stromdichte

$\mathfrak{E}$  = elektrische Feldstärke

$\sigma$  = elektrische Leitfähigkeit

Da wir nur den stationären Fall behandeln wollen, sind die Terme mit Ableitungen nach der Zeit gleich Null zu setzen. Es soll weiter die konvektive Beschleunigung ( $\mathfrak{v} \text{ grad } \mathfrak{v}$ ) vernachlässigt werden. Dies setzt voraus, daß das konvektive Glied von Gleichung (3) vernachlässigt werden kann gegen die übrigen Glieder, sagen wir gegenüber dem Reibungsglied. Haben wir z. B. eine eindimensionale Strömung mit der Geschwindigkeit  $u_x$  in x-Richtung, die von einer senkrecht dazu angeordneten z-Koordinate abhängig ist, so muß sein [4]:

$$\rho u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} \ll \eta \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \quad (8)$$

Dies führt zu der Abschätzung

$$\rho \frac{U^2}{l} \ll \eta \frac{U}{h^2} \quad (9)$$

wenn  $U$  eine charakteristische Geschwindigkeit für eine Strömung in einem schmalen Spalt der Länge  $l$  (in x-Richtung) und der Höhe  $h$  (in z-Richtung) bedeutet, oder

$$\text{Re}^* \ll 1 \quad (10)$$

mit

$$\text{Re}^* = \text{Re} \left( \frac{h}{l} \right)^2 \quad (11)$$

Die Möglichkeit der Lösung des Problems unter Vernachlässigung der nichtlinearen Glieder hängt also damit zusammen, daß wir es hier mit einer Strömung in einem sehr engen, im übrigen aber nicht stark beschränkten Spalt zu tun haben.

In Anlehnung an das Vorgehen beim hydrodynamischen Fall sei zunächst das ebene Problem besprochen (vgl. Abb. 3), und der Rechengang soll an Hand einer Folge von einfachen und bereits bekannten Fällen erläutert werden (Abb. 4).

Sind die beiden unsere Strömung begrenzenden Flächen zunächst einander parallel, davon die eine in Ruhe, die andere mit gleichbleibender

Geschwindigkeit  $U$  bewegt, so erhalten wir die Couetteströmung mit einem linearen Geschwindigkeitsverlauf (Abb. 4,2a). Dabei ist der Druckunterschied am Anfang und am Ende des Spaltes Null.

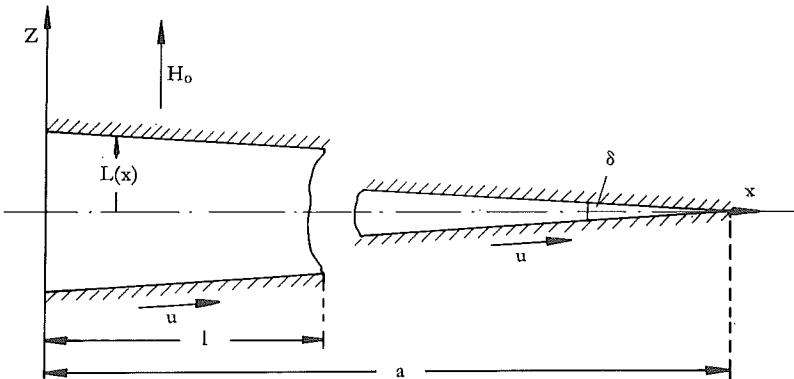


Abb. 3: Anordnung von Gleitschuh und Führung; Lage des magnetischen Feldes

Haben wir einen von Null verschiedenen Druckgradienten, nunmehr aber keine Relativbewegung der beiden Begrenzungsflächen, so ergibt sich das *Hagen-Poiseuillesche* Problem mit einer parabolischen Geschwindigkeitsverteilung (Abb. 4,1). Der Überlagerung beider Fälle entspricht die Differentialgleichung

$$0 = \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma \frac{\partial^2 u_x(z)}{\partial z^2} \quad (12)$$

Da diese linear ist, ist auch die Überlagerung beider Fälle eine Lösung. Wir erhalten die beiden Fälle 4,2b und 4,2c, je nachdem, ob

$$-\frac{dp}{dx} \frac{h^2}{8 \gamma U} < 0 \quad \text{oder} \quad -\frac{dp}{dx} \frac{h^2}{8 \gamma U} > 0$$

gegeben ist.

Die Geschwindigkeitsverteilungen für die Strömung von elektrisch leitenden Flüssigkeiten unter dem Einfluß eines senkrecht zur Strömungsrichtung gerichteten Magnetfeldes, d. h. des jeweils entsprechenden hydro-magnetischen Falls, sind bekannt [5] und sind ebenfalls in Abbildung 4 aufgezeichnet.

Wir lassen nun die beiden unsere Strömung begrenzenden Flächen einen kleinen Winkel  $\delta$  bilden (Abb. 3). Um ein stationäres Problem zu haben, denken wir uns die untere unendlich ausgedehnte Fläche in der  $x$ -Richtung

mit der konstant bleibenden Geschwindigkeit  $U$  bewegt. Die Längsausdehnung der oberen Fläche sei  $l$ , ihre Ausdehnung in  $y$ -Richtung sei unbegrenzt.

Unter diesen Umständen bildet sich in dem Spalt zwischen den beiden Grenzflächen ein zusätzlicher Druck aus, der der Lagerlast das Gleichgewicht hält. Damit verbunden ist eine von Null verschiedene konvektive

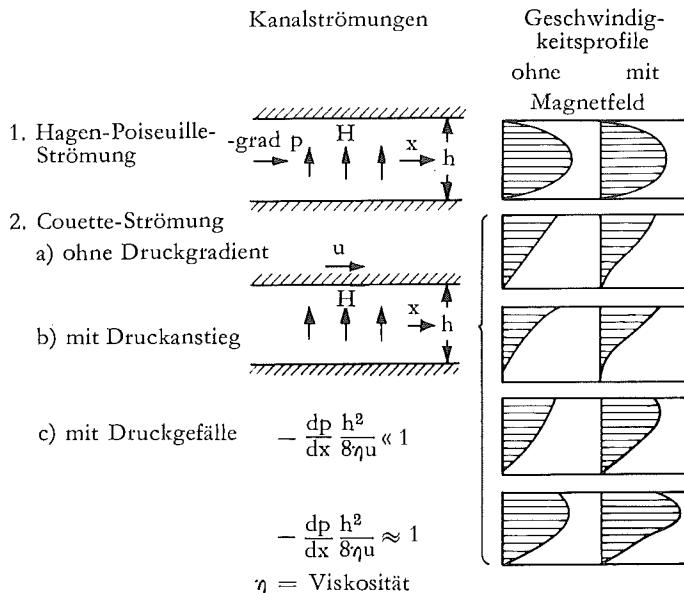


Abb. 4: Geschwindigkeitsprofile der ebenen Kanalströmung mit und ohne Magnetfeld

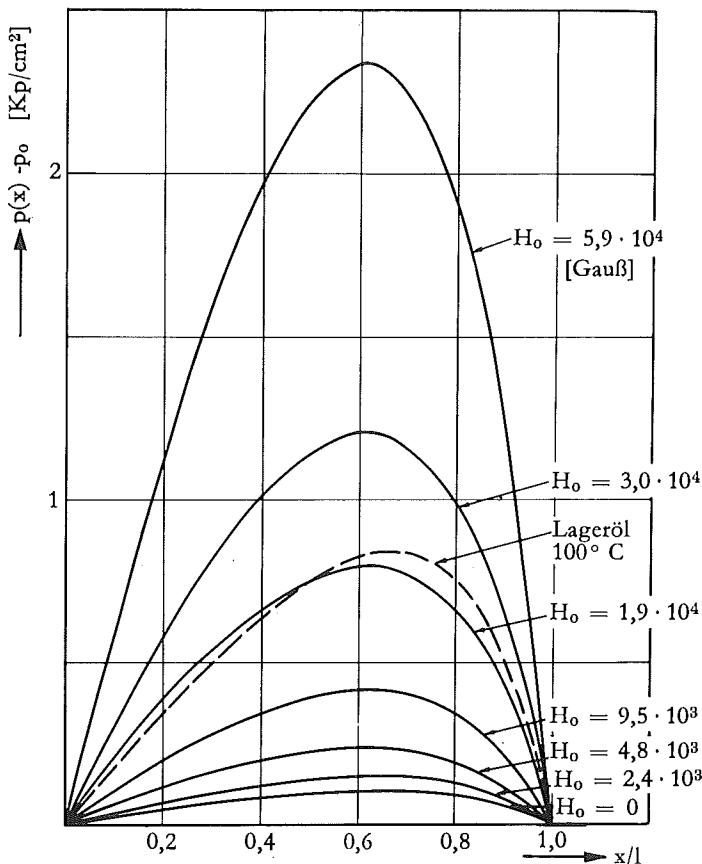
Beschleunigung, die wir jedoch in einem bemerkenswert großen und praktisch relevanten Parameterbereich, wie schon bemerkt, vernachlässigen wollen. Das auf diesen Fall zugeschnittene Gleichungssystem lautet:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} - \mu^2 H_0^2 \frac{\sigma}{\eta} u_x = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} - \mu \frac{\sigma}{\eta} H_0 E_y \quad (13)$$

$$E_y = \frac{\mu H_0}{2 L(x)} \int_{-L(x)}^{L(x)} u_x(z) dz \quad (14)$$

Die Forderung der Inkompressibilität liefert eine Bedingung für den Druck. Dieser Druck ist seinem absoluten Betrage nach im Hinblick auf die Viskositäten der verwendeten Flüssigkeiten als beträchtlich zu bezeichnen.

Die Druckverteilung unter dem Gleitschuh ist für ein konkretes Beispiel in Abbildung 5 aufgezeichnet. Es handelt sich um Natrium bei  $100^\circ\text{C}$  und Magnetfelder zwischen 0 und  $5,9 \cdot 10^4$  Gauß. Zum Vergleich ist die Druckverteilung im hydrodynamischen Fall bei einem bekannten Schmiermittel eingetragen.



Ab. 5: Druckverteilung im Schmierspalt für Natrium  $\eta = 0,69 \cdot 10^{-2}$  Poise und Schmieröl  $\eta = 6,0 \cdot 10^{-2}$  Poise bei  $100^\circ\text{C}$

Die Behandlung des Gleichungssystems (13, 14) und die ausführliche Gestalt der Lösungen ist an anderer Stelle wiedergegeben [2].

Die Ergebnisse der Rechnungen im ebenen Fall lassen sich auf den zylindrischen Fall übertragen (Abb. 6). Für die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von den Parametern schreibt man

$$u(r, \varphi) = f(r, \varphi, \eta, h, H, U) \quad (15)$$

mit

$$h = h(\varphi) \quad \text{und} \quad H(\varphi) = \mu H_0 h(\varphi) \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}}$$

mit den Bezeichnungen aus Abbildung 6 sowie

$r$  = Radius

$\eta$  = Viskosität

$h$  = Spalthöhe zwischen Zapfen und Lager

$H$  = Hartmannzahl

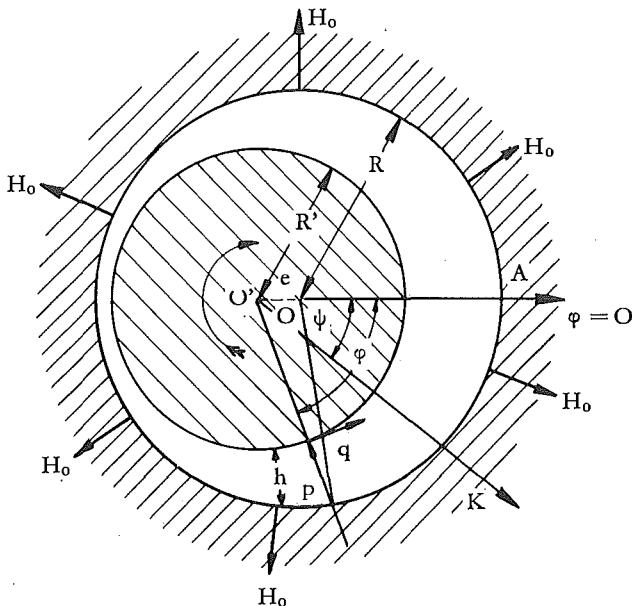


Abb. 6: Anordnung von Zapfen und Lager; Lage des magnetischen Feldes

Es ist also die Geschwindigkeit in azimuthaler Richtung im Spalt abhängig vom Azimut und vom Radius. Im Zusammenhang mit der Exzentrizität bildet sich auch hier eine Druckverteilung abhängig vom Azimut aus, durch die der Lagerlast das Gleichgewicht gehalten werden kann.

Im hydromagnetischen Fall ist es nicht mehr allgemein möglich, wie im hydrodynamischen Fall, die Theorie durch Angabe des Ähnlichkeitsverhaltens darzustellen. Dies gelingt jedoch für einen interessanten Grenzfall, nämlich den Fall großer Hartmannzahlen, d. h. vergleichsweise großer magnetischer Felder. Das Ergebnis ist in Abbildung 7 dargestellt, und man hat im einzelnen

$$y = \frac{M_\infty}{Pd} \quad z = \frac{2 \pi \eta r^2 U/d H}{Pd} \quad (16)$$

Ein Vergleich dieses Zusammenhangs mit dem hydrodynamischen nach Gleichung (1) erlaubt es, in einfacher Weise das Verhalten des hydromagnetischen Lagers zu kennzeichnen.

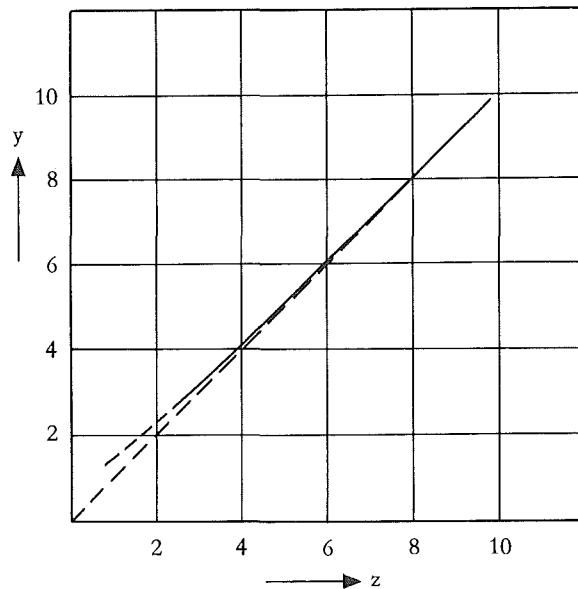


Abb. 7: Ähnlichkeitsverhalten der hydromagnetischen Lagertheorie für große Hartmannzahlen; Zusammenhang der Kennzahlen  $y = \frac{M}{Pd}$

$$\text{und } z = \frac{2 \pi r^2 \eta U/d}{Pd} H$$

Wir definieren zu diesem Zweck eine „hydromagnetische“ Viskosität  $\eta^*$ , Umfangsgeschwindigkeit  $U^*$  und Lagerlast  $P^*$  gemäß

$$\begin{aligned} \eta^* &= H\eta \\ U^* &= HU \\ P^* &= PH \end{aligned} \quad (17)$$

wo wiederum  $H$  die Hartmannzahl bedeutet.

Es ergeben sich also drei Interpretationen des Ergebnisses der Rechnung: Wir können den Vorgang beim hydromagnetischen Lager unter sonst gleichen Umständen vergleichen mit dem hydrodynamischen Lager mit einer um den Faktor  $H$  erhöhten Viskosität.

Beziehen wir den Faktor  $H$  auf die Umfangsgeschwindigkeit, so entspricht der hydromagnetische Fall einem hydrodynamischen mit der  $H$ -fachen Umfangsgeschwindigkeit.

Beziehen wir  $H$  auf die Lagerlast, so entspricht das hydromagnetische Lager mit der tatsächlichen Last  $P$  einem hydrodynamischen Lager mit einer um den Faktor  $P/H$  kleineren Last.

Das Ergebnis bezüglich der Umfangsgeschwindigkeit bedeutet, daß durch die Wahl des Magnetfeldes die Exzentrizität, mit der das Lager betrieben wird, beeinflußt werden kann. Es ist also möglich, den Wechsel der Exzentrizität mit wechselnder Last magnetisch zu kompensieren und ein Lager mit konstanter Exzentrizität zu betreiben. Dies könnte bei Regelvorgängen, bei denen eine hohe Genauigkeit und eine hohe Konstanz erforderlich ist, von Bedeutung sein. Für das für den Betrieb des Lagers erforderliche Drehmoment ergab sich nach Petroff das folgende:

$$M_{\text{Petroff}} = -2\pi\eta r^2 U/d \quad (18)$$

Diesem Ergebnis entspricht die Annahme einer Couetteströmung im Lagerspalt, die nur beim lastfreien Lager oder bei extrem hoher Umfangsgeschwindigkeit realisiert werden könnte (Asymptote in Abb. 2).

In der Sommerfeldschen Theorie ergibt sich für diese Größe

$$M_{\text{Sommerfeld}} = -2\pi\eta r^2 U/d \frac{1+2\beta^2}{1+\beta^2/2} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (19)$$

mit  $\beta = e/d$ , wo  $e$  die Abweichung des Zapfens von der zentrierten Lage bedeutet.

Hydromagnetisch erhalten wir

$$M_{\text{Hydromagn.}} = -2\pi\eta r^2 U/d \cdot H [2 - (1 - \beta^2)^{1/2}] \quad (20)$$

Das hydromagnetische Lager bietet im Vergleich zum hydrodynamischen Lager einen zusätzlichen Freiheitsgrad, durch den es möglich wird, den Betriebszustand des Lagers in bezug auf Umfangsgeschwindigkeit und Exzentrizität oder aber in bezug auf die Lagerlast mit Hilfe des magnetischen Feldes von Variationen der genannten Größen unabhängig zu machen. Dies kann für eine Reihe von technischen Problemen vorteilhaft sein.

Für die praktische Verwirklichung eines hydromagnetischen Lagers bieten sich zahlreiche Möglichkeiten, auf die hier nicht im einzelnen eingegangen werden soll.

### 3. Magnetisch erzeugte Verdichtungsstöße hoher Machzahlen

In diesem Abschnitt soll über die magnetische Erzeugung und die Untersuchung von Verdichtungsstößen hoher Machzahlen im Physikalischen Institut der Aachener Hochschule berichtet werden. Die Erzeugung von Verdichtungsstößen mit Hilfe elektromagnetischer Verfahren ist in den letzten Jahren aufgekommen [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13].

Bei den Untersuchungen, über die in der vorliegenden Arbeit berichtet ist, werden die Verdichtungsstöße mit Hilfe einer schnellen magnetischen Kompression erzeugt. Dies ist erstmalig in zylindrischen Rohren in Livermore und mit einer um ein konisch zulaufendes Rohr gewundenen Spule von *Josephson* in Los Alamos [14], [15] durchgeführt worden. Im folgenden Abschnitt wird zunächst über die Bildung von Verdichtungsstößen mit

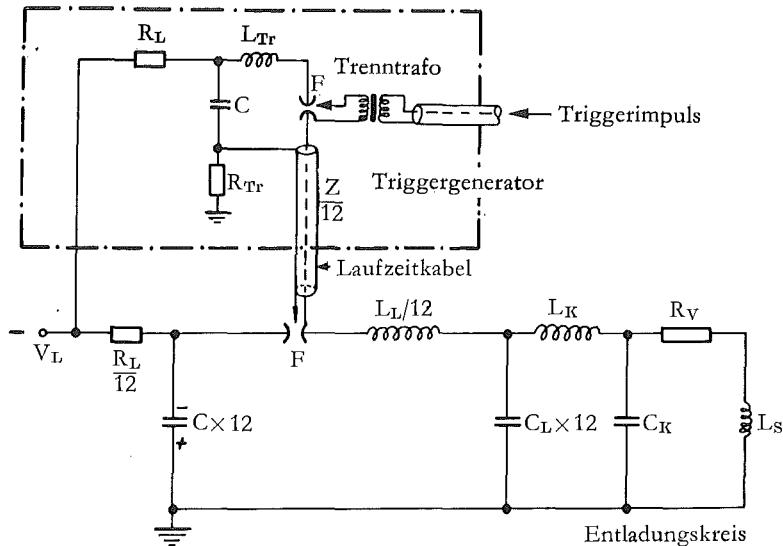


Abb. 8: Schaltung der Apparatur zur magnetischen Erzeugung von Verdichtungsstößen

einer etwas abgewandelten Technik berichtet. Diese Technik lehnt sich an die im Institut für Plasmaphysik der KFA Jülich verwendeten Anordnungen [16] an. Die Schaltung der Apparatur ist in Abbildung 8, die Betriebsdaten sind in Tabelle 1 wiedergegeben.

Tabelle 1

Kreisdaten ( $\pm 7\%$ )	
$12 \times C = 5,8 \mu F$	$V_L = 22 \text{ kV}$
$L_{\text{gesamt}} = 23,7 \text{ nH}$	$i_{\text{max}} = 345 \text{ kA}$
$f = 428 \text{ kHz}$	$\left. \frac{di}{dt} \right _{t=0} = 9,4 \cdot 10^{11} \text{ A s}^{-1}$
$R_V = 2 \cdot 10^{-8} \Omega$	$V_{S_{\text{max}}} = 12,3 \text{ kV}$
$L_S = 13,3 \text{ nH}$	
$L_K = 2,6 \text{ nH}$	$\bar{B}_{1_{\text{max}}} = 53,6 \text{ kG}; E_{\theta 1_{\text{max}}} = 1,2 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$
	im weiten Teil der Spule
	$B_{2_{\text{max}}} = 300 \text{ kG}; E_{\theta 2_{\text{max}}} = 2,8 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$
	im engen Teil der Spule

Im folgenden ist zunächst über die Erzeugung und die Gestalt der Verdichtungsstöße berichtet, sodann über ihre Geschwindigkeiten bei variiertem Druck und an verschiedenen Stellen des Meßrohres. Anschließend werden Ergebnisse spektroskopischer Untersuchungen mitgeteilt, die sich insbesondere im Hinblick auf die folgende spezielle Aufgabenstellung ergeben haben: Es hat sich in früheren Arbeiten herausgestellt (*Kolb, Griem* [9]), daß gewisse Abweichungen von den bekannten Gesetzmäßigkeiten durch die Annahme erklärt werden konnten, daß der Verdichtungsstoß nicht in das neutrale unveränderte Gas hineinläuft, sondern daß vor dem Verdichtungsstoß bereits Veränderungen im Gas eingetreten sind, die sich als vorauselende elektrische Leitfähigkeit und Strahlung herausstellen. Die Aufgabe, die sich damit ergibt, betrifft die Untersuchung dieser dem Verdichtungsstoß vorauselenden Strahlung [9], [28].

Abbildung 9 zeigt die Konstruktion und Daten der Apparatur, soweit sie hier von Interesse sind. Über die einwindige Spule S wird eine Kondensatorbatterie C aus Abbildung 8 entladen. Dies gibt einen periodisch gedämpften Strom- und Spannungsverlauf mit einer Halbwelldauer von 1,17 Mikrosekunden. Die Stromanstiegsgeschwindigkeit beim Beginn des Pulses beträgt  $10^{12}$  Ampere/Sekunde.

Das Gas in der Spule ist mit einer Hochfrequenzentladung vorionisiert. In der ersten Halbwelle tritt eine weitere Ionisierung des Gases ein, die eine verhältnismäßig hohe Leitfähigkeit verursacht. Infolgedessen entsteht in der zweiten Halbwelle in dem Gas im wesentlichen nur ein Oberflächenstrom,

der zusammen mit dem äußeren Magnetfeld zu einer zur Achse hin gerichteten elektrodynamischen Kraft führt. Das Plasma wird schnell komprimiert, und es entsteht eine sehr kurzzeitige Dichteänderung im Raum der Spule.

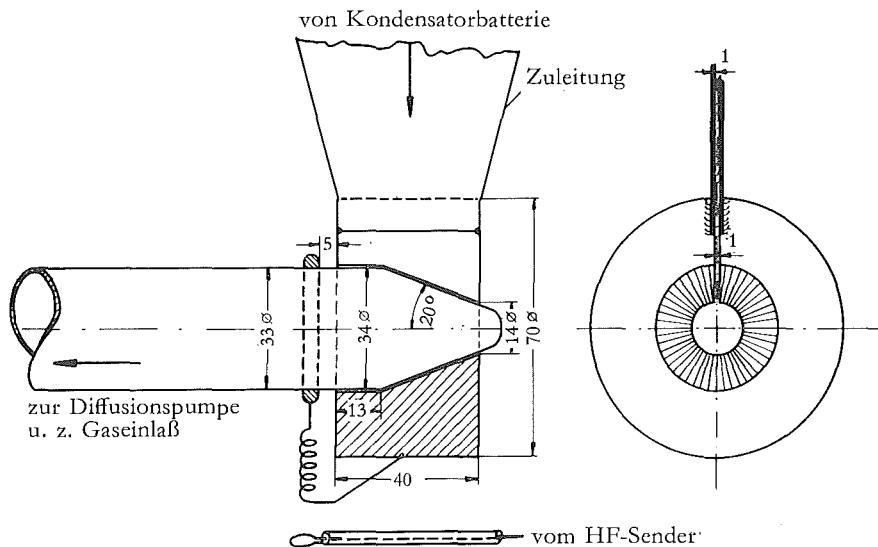


Abb. 9: Anordnung von Stoßrohr und Kompressionsspule

Die Zeit dieser Kompression ist klein im Vergleich zu der Zeit, die eine Schallwelle zur Zurücklegung der charakteristischen Länge der Apparatur benötigen würde. Infolgedessen entsteht ein Verdichtungsstoß, der sich längs der Rohrachse ausbreitet.

Für die Versuche wurde Helium verwendet, dessen Spektrum eingehend untersucht ist und dessen II-Spektrum als wasserstoffähnlich zu den auch theoretisch besonders gut beherrschten Spektren gehört.

Als erstes wurde die Gestalt der Leuchtfarbe des Verdichtungsstoßes und deren Ausbreitungsgeschwindigkeit abhängig vom Druck und vom Abstand von der Spule bestimmt. In Abbildung 10 ist eine Streakkameraaufnahme eines Verdichtungsstoßes zu sehen. Die Aufnahme zeigt die Planarität der Leuchtfarbe im Abstand von 3,5 cm von der Spule. Im gleichen Bild ist eine Aufnahme des Gesamtlichtes, die mit einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) gemacht worden ist, wiedergegeben. Eine entsprechende Aufnahme an einer 8,5 cm von der Spule abliegenden Meß-

stelle zeigt Abbildung 11. Nach den Bildern haben wir es auf der Meßstrecke mit einem praktisch ebenen Verdichtungsstoß zu tun. Aus den Aufnahmen des Gesamtlichtes läßt sich eine erste grobe Bestimmung der Geschwindig-

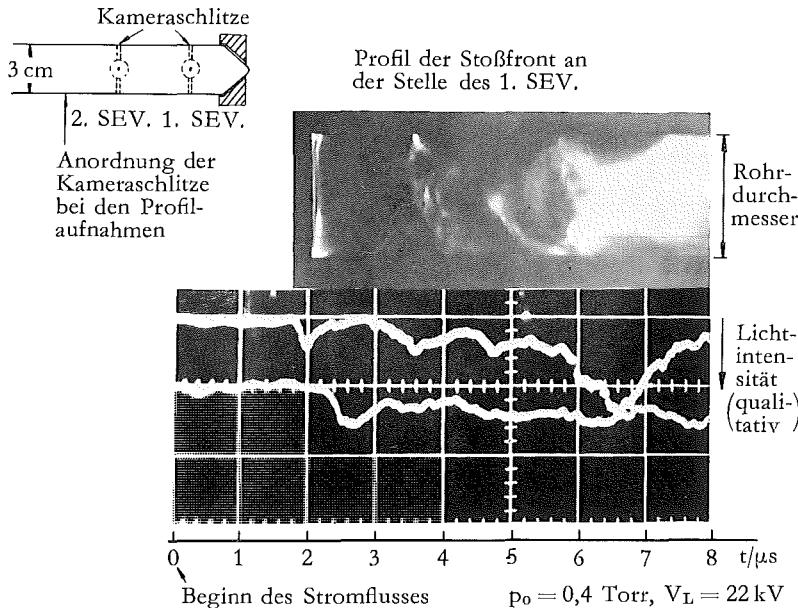


Abb. 10: Seitliche Aufnahme der Leuchtfront im Abstand 3,5 cm von der Spule und Gesamtlicht

keit des Verdichtungsstoßes gewinnen. Gleichartige Ergebnisse wurden in einem Druckbereich von 0,1 bis 1 Torr gefunden. Die an sich aussichtsreiche Verfolgung der Messung nach niederen Drücken scheitert an der kleineren Strahlungsintensität.

Eine Aufnahme einer Weg-Zeit-Kurve mit Hilfe der Streakkamera zeigt Abbildung 12. Die Aufnahme gestattet, den Verlauf der Geschwindigkeit der Leuchtfront des Verdichtungsstoßes während seiner Ausbreitung durch das Rohr abhängig von seiner Laufzeit oder von der Meßstelle im Rohr zu bestimmen. Entsprechende Aufnahmen wurden in dem gesamten genannten Druckbereich durchgeführt. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 13. Die Geschwindigkeiten variieren in dem untersuchten Bereich von 10 bis 100 Mach.

Eine bessere Übersicht über die Druckabhängigkeit der Geschwindigkeit der Leuchtfront gibt Abbildung 14. Die Ergebnisse lassen sich zum großen Teil durch den Ausdruck

$$v \cdot p^{0,38} = \text{const} \quad (21)$$

darstellen. Über weitere Einzelheiten der Apparatur und der Untersuchung ist in einer gesonderten Arbeit berichtet [17].

Als nächstes soll über spektroskopische Untersuchungen der Verdichtungsstöße gesprochen werden. Auch über diesen Teil der Arbeiten, insbesondere über nähere Einzelheiten der diagnostischen Hilfsmittel, des zeit-

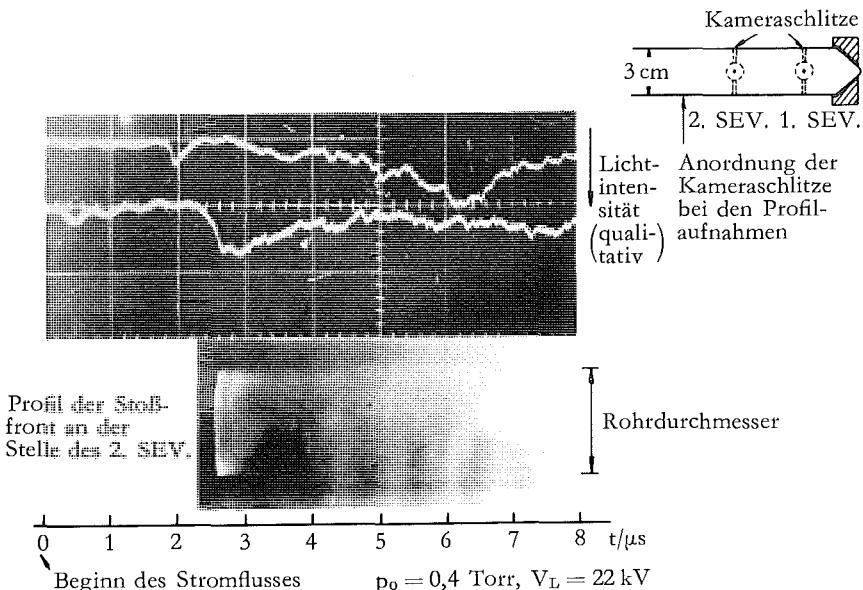


Abb. 11: Seitliche Aufnahme der Leuchtfreit im Abstand 8,5 cm von der Spule und Gesamtlicht

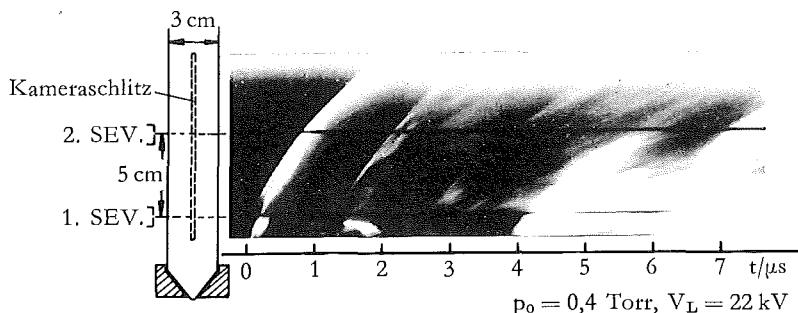


Abb. 12: Aufnahme des Weg-Zeit-Diagramms der Leuchtfreit mit der Streakkamera

lichen Auflösungsvermögens der einzelnen Elemente sowie der ganzen Apparatur, wird an anderer Stelle ausführlicher berichtet werden [18], [19].

Für die Untersuchung wurde eine Anzahl von He-Linien ausgewählt. Ihre Intensität wurde abhängig von der Zeit beim Ablauf des Verdichtungsstoßes an verschiedenen Meßstellen aufgenommen. Eine typische Aufnahme der He-I-Linie 3889 Å zeigt Abbildung 15. Eine genauere Untersuchung

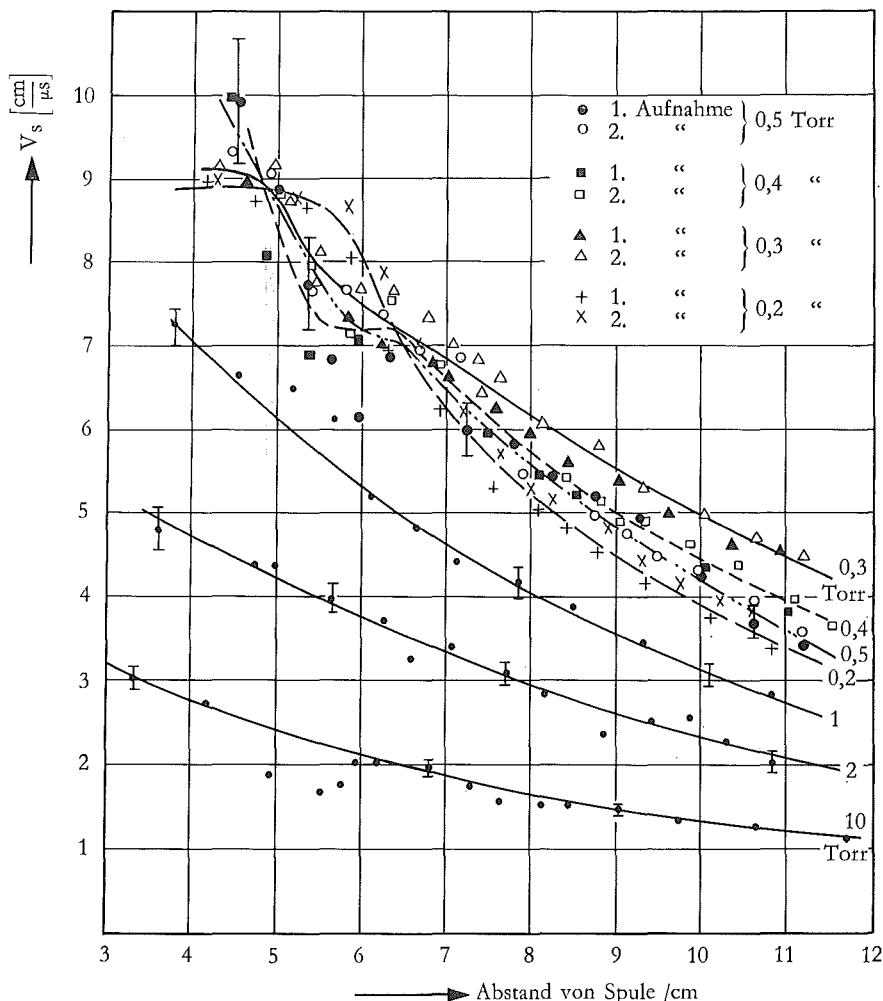


Abb. 13: Abhängigkeit der Stoßgeschwindigkeit vom Ort  
für verschiedene Drücke

zeigt, daß bei etwa 0,3  $\mu$ sec nach Beginn des Signals ein Kontinuum überlagert ist; entsprechend bei den übrigen Abbildungen. Für Einzelheiten vgl. [18], [19]. Identisch das gleiche Objekt ist hier mit zwei gleichartigen Apparaturen (Monochromator und SEV) aufgenommen worden. Dies hat den Zweck, die Messung von relativen Intensitäten benachbarter Linien in zeitaufgelöster Weise vorzubereiten, wie sie für die Bestimmung von Elektronentemperaturen benötigt wird.

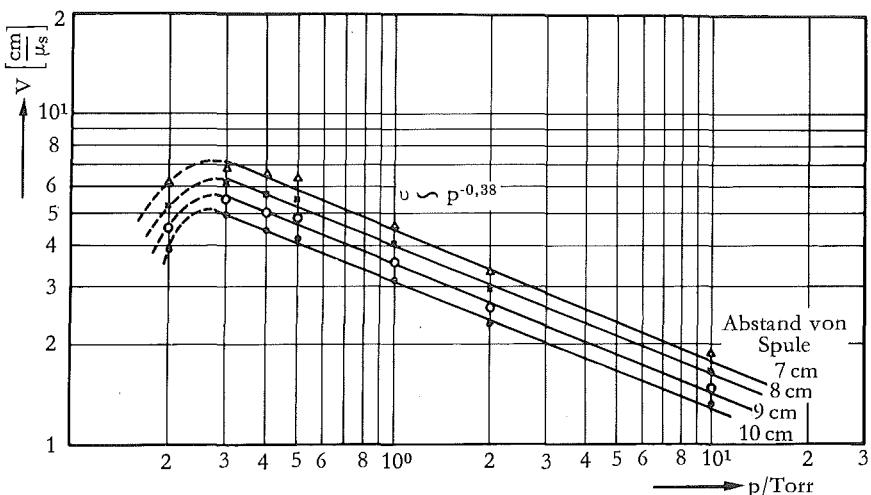


Abb. 14: Abhängigkeit der Stoßgeschwindigkeit vom Druck  
für verschiedene Spulnenabstände

Eine entsprechende Aufnahme der He-II-Linie 4686 Å zeigt Abbildung 16.

Bezüglich der uns besonders interessierenden Frage nach der dem Stoß vorauselgenden Strahlung bemerkt man bei der He-I-Linie ein der eigentlichen Leuchtfront vorauselendes Signal, das bei der He-II-Linie fehlt. Eine vergrößerte Aufnahme des Bereiches kurz vor der eigentlichen Leuchtfront von je einer He-I-Linie und einer He-II-Linie zeigen die Abbildungen 17 und 18. Entsprechende Aufnahmen wurden abhängig vom Druck gemacht.

Die Analyse der Aufnahmen führt zu dem Ergebnis, daß mindestens der größere Teil der Strahlung, die vor der Leuchtfront beobachtet wird, von der Entstehungsstelle des Verdichtungsstoßes, d. h. aus dem Spulenbereich herrührt. Dieses Ergebnis bestätigt sich durch Aufnahmen in verschiedenen Abständen von der Spule. Aufnahmen dieser Art zeigen die Abbildungen 19, 20 und 21. Hier sind die Intensitäten ein- und derselben Linie bei ein-

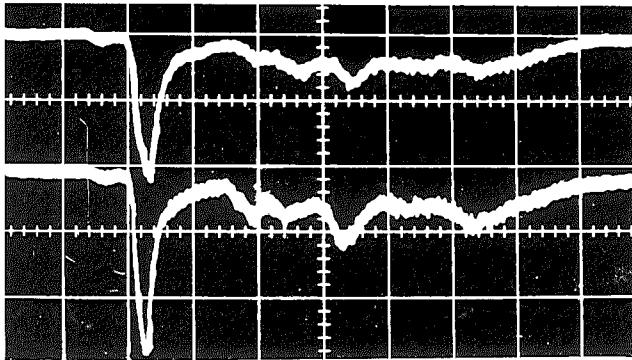


Abb. 15: Zeitlicher Verlauf der He-I-Linie 3889 Å, Druck 0,5 Torr, Spulenabstand 6 cm, Zeitmaßstab 1  $\mu$  sec/Skalenteil, aufgenommen mit zwei gleichartigen Apparaturen (Monochromator und SEV)

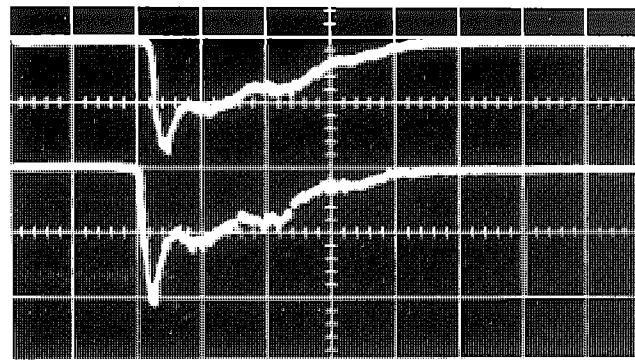


Abb. 16: Zeitlicher Verlauf der He-II-Linie 4686 Å, gleiche Daten wie Abb. 15

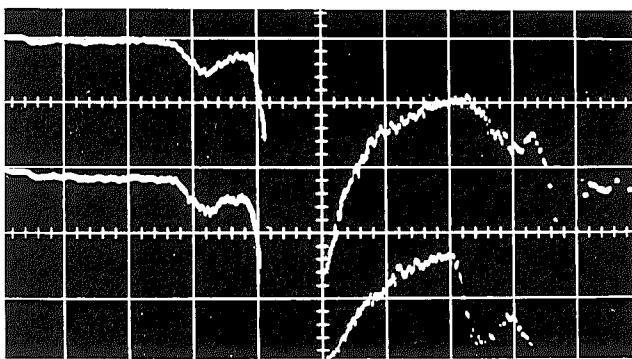


Abb. 17: Untersuchung der vorauselenden Strahlung mit der He-I-Linie 3889 Å; größere Verstärkung als in Abb. 15 und 16; Zeitmaßstab 0,5  $\mu$  sec/Skalenteil

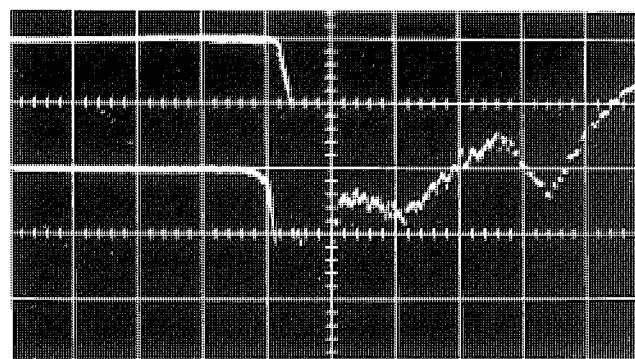


Abb. 18: Untersuchung der vorauselenden Strahlung mit der He-II-Linie 4686 Å unter den gleichen Bedingungen wie bei Abb. 17; kein Lichtsignal vor der Stoßfront

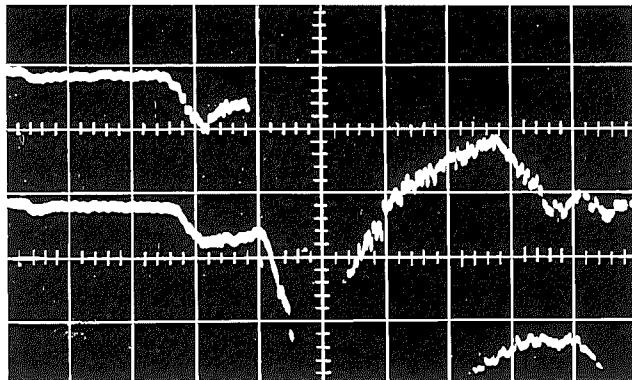


Abb. 19: Untersuchung der vorauseilenden Strahlung gleichzeitig an zwei verschiedenen Meßpunkten; Abstand 6 cm (oben) und 8,8 cm (unten) von der Spule

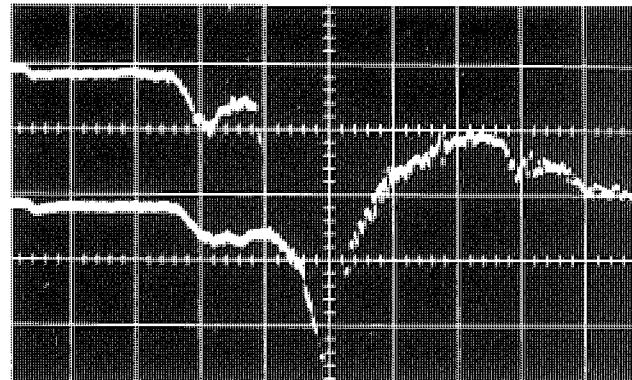


Abb. 20: Untersuchung der vorauseilenden Strahlung gleichzeitig an zwei verschiedenen Meßpunkten; Abstand 6 cm (oben) und 10 cm (unten) von der Spule

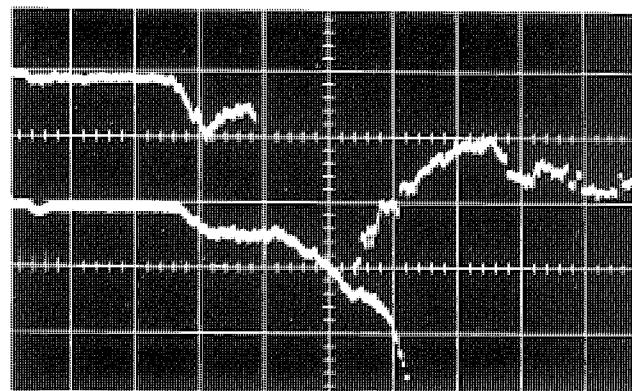


Abb. 21: Untersuchung der vorauseilenden Strahlung gleichzeitig an zwei verschiedenen Meßpunkten; Abstand 6 cm (oben) und 11,5 cm (unten) von der Spule

und demselben Druck von je zweimal bestimmt worden, und zwar bei einem Spulenabstand von 8,8, 10 und 11,5 cm, jeweils im Vergleich mit der gleichen Linie, gemessen stets bei dem gleichen Spulenabstand von 6 cm. Man beobachtet, daß das vorauselende Licht unabhängig von der Meßstelle stets zur gleichen Zeit gemessen wird. Das ist mit der Auffassung in Übereinstimmung, daß es sich im wesentlichen um eine Strahlung aus der Spule handelt.

Die Laufzeit des Lichtes auf dem Wege von der Spule bis zur Meßstelle ist im Vergleich zu den übrigen hier interessierenden Zeiten vernachlässigbar klein. Wir können also den Zeitpunkt des Auftretens des Leuchtfront vorauselenden Lichtes als die Zündzeit der Entladung in der Spule ansehen. Es ergibt sich so die Möglichkeit, den Zeitpunkt der Zündung in der Spule in bezug auf seine Phase im Strompuls zu bestimmen. Die Zündung erfolgt danach in der zweiten Halbperiode des Pulses sehr kurz nach dem Nulldurchgang des Stromes.

Eine genauere Betrachtung der Oszillogramme in den Abbildungen 19, 20 und 21 zeigt noch ein schwaches kurzzeitiges Signal etwa um eine Halbperiode des Strompulses früher als den eben gekennzeichneten Zeitpunkt der Zündung in der zweiten Halbperiode. Wir schließen daraus, daß bereits in der ersten Halbwelle eine schwache Entladung zündet, deren Phasenlage im Strompuls genau bestimmbar ist. Diese Entladung führt jedoch noch nicht zur Ausbildung eines Verdichtungsstoßes.

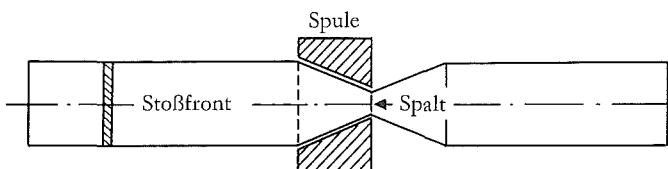


Abb. 22: Anordnung zur Bestimmung der Strahlung aus der Spule

Es ist damit zu rechnen, daß der Bereich vor einem Verdichtungsstoß außer durch die Strahlung aus der Spule auch durch Einflüsse aus der unmittelbaren Umgebung des Verdichtungsstoßes, insbesondere aus dem Bereich unmittelbar hinter dem Verdichtungsstoß, beeinflußt wird. Es wird die Aufgabe für die weitere Entwicklung der Methode sein, den Einfluß aus der Spule von dem Einfluß aus dem Bereich in der Umgebung des Verdichtungsstoßes zu trennen.

Ein erster Schritt in dieser Richtung soll auf folgende Weise getan werden. Außer dem Rohr, in dem der Verdichtungsstoß sich ausbreitet, wird an den Spulenbereich in entgegengesetzter Richtung ein entsprechendes Rohr angefügt (Abb. 22). Dieses Rohr enthält das gleiche Gas unter dem gleichen Druck wie das Rohr, in dem sich der Verdichtungsstoß ausbreiten soll. Es ist aber von dem Bereich in der Spule durch eine genügend starke Quarzwand abgeteilt, so daß in diesem Vergleichsrohr ein Verdichtungsstoß nicht entstehen kann. Um entsprechende Anregungsbedingungen zur

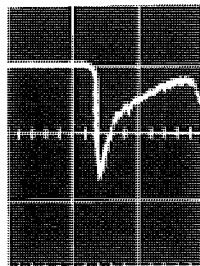


Abb. 23a: Zeitlicher Verlauf der Linienintensität von He-I 3188 Å; Druck 1 Torr, Spulenabstand 6 cm

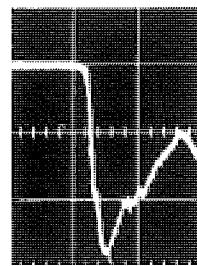


Abb. 23b: Zeitlicher Verlauf der Linienintensität von He-II 3203 Å; Druck 1 Torr, Spulenabstand 6 cm, halbe Empfindlichkeit

Verfügung zu haben, enthält die Quarzwand einen Spalt, dessen Weite ein Zehntel der mittleren freien Weglänge des Gases nicht übersteigt. Auf diese Weise ist dem Spulenlicht der Zutritt in das Vergleichsrohr auch im Bereich sehr kleiner Wellenlängen möglich, ohne daß ein Verdichtungsstoß erzeugt werden kann. Es soll so eine Differenzmessung möglich gemacht werden zwischen den Vorgängen in dem Rohr, in dem sich der Verdichtungsstoß ausbreitet, und dem Vergleichsrohr mit der gleichen Strahlung aus der Spule, jedoch ohne Verdichtungsstoß, also auch ohne die mit dem Stoß selbst verknüpfte Strahlung.

Eine wichtige Aufgabe bei der Untersuchung des Ablaufs des Verdichtungsstoßes ist die Bestimmung der Elektronentemperatur vor und hinter dem Stoßbereich. Die Messung kann erfolgen nach Fowler-Milne durch Bestimmung des Intensitätsverhältnisses zweier geeignet gelegener Linien verschiedener Ionisierungsstufen. In Abbildung 23 sind dafür die beiden Linien He-I-3188 Å und He-II-3203 Å gewählt, und es ist aus dem Intensitätsverhältnis die maximale Elektronentemperatur hinter dem Verdichtungsstoß zunächst einmal in einer ersten Näherung abgeschätzt worden.

Dazu benötigt man die Abhängigkeit der Intensität der verwendeten Linien von der Elektronentemperatur (Abb. 24). Ferner braucht man die Elektronendichten, von denen jedoch der berechnete Wert der Elektronentempera-

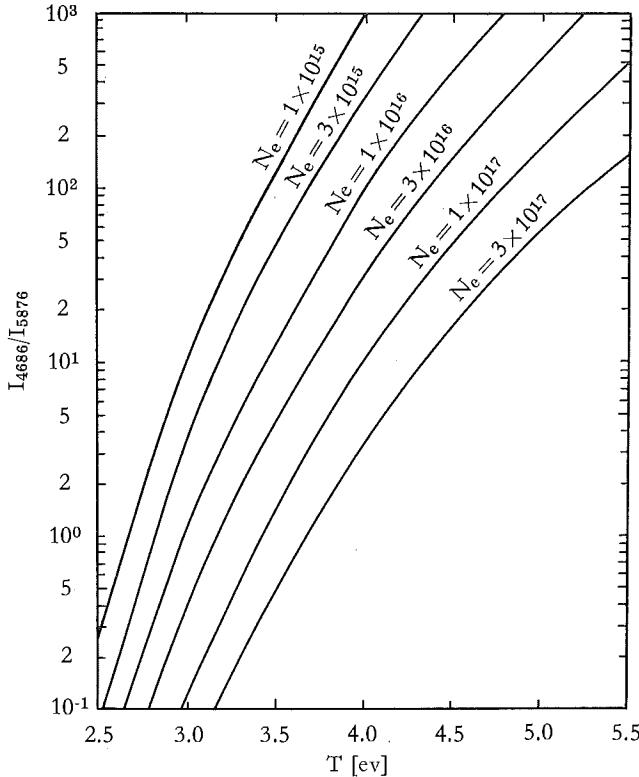


Abb. 24: Theoretische Abhängigkeit der Linienintensität von der Elektronentemperatur

tur nur schwach abhängig ist. Berechnen wir die Dichten nach den Hugo-niot-Gleichungen aus der Machzahl, so erhalten wir an den betreffenden Stellen

$$n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Berücksichtigen wir Erfahrungen aus anderen Messungen (*Kolb, Griem* [20]), so kommen wir zu einer Korrektur dieser Dichten auf den Betrag  $10^{17}$ . Dieser Sachverhalt drückt sich in einer Unsicherheit in der Elektronentemperatur von etwa 7% aus. Wir erhalten die beiden Werte  $39000^\circ$  und  $42000^\circ$ .

Eine interessante Beobachtung ergibt sich, wenn wir zwei Spektrallinien verschiedener Ionisierungsstufen in genauer zeitlicher Zuordnung zueinander aufnehmen. Dies ist in Abbildung 25 geschehen. Die Linien erscheinen mit einer messbaren Zeitdifferenz. Diese beträgt in unserem Fall

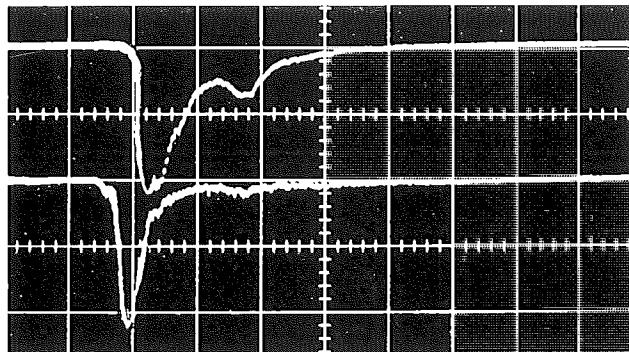


Abb. 25: Zeitliche Verschiebung des Intensitätsmaximums der He-I-Linie 5876 Å (unten) und der He-II-Linie 3203 Å (oben) bei kleinen Drücken (0,2 Torr)

0,35 Mikrosekunden. Die Geschwindigkeit der Leuchtfront an der Meßstelle betrug  $8 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ . Dieser Zeitdifferenz des Auftretens der Spektrallinien ordnet sich (zunächst rein formal) eine räumliche Distanz von 2,8 cm zu. Die Zuordnung ist natürlich, wie bemerkt, rein formal, einmal mit Rücksicht auf das verschiedene Relaxationsverhalten und auf das zu Beginn der Signale überlagerte Kontinuum. Trotzdem scheint sich hier eine interessante Möglichkeit zu ergeben, die Verhältnisse in der Leuchtfront messend zu verfolgen. Es müssen dazu die Relaxationsdaten der verwendeten Linien herangezogen werden. Über die Einzelheiten der hierhin gehörigen Untersuchung wird an anderer Stelle berichtet [19]. (Vgl. zu diesem Abschnitt noch [31]).

#### 4. Über den Stand einiger Experimente in der Hochtemperaturplasmaphysik

Das besondere Interesse, das die Physik des Hochtemperaturplasmas in den letzten Jahren gefunden hat, hat mehrere Gründe. Rein wissenschaftlich ist es von Bedeutung, die Physik der Materie bei den hohen Temperaturen, die hier erreicht werden können, theoretisch und experimentell zu entwickeln. Damit verbindet sich ein astrophysikalisches Interesse, weil ein Großteil der Materie im Weltall im Zustand des Hochtemperaturplasmas existiert.

Hinzu kommen technische Zielsetzungen. Davon sind die drei wichtigsten: die direkte Konversion verschiedener Energieformen in elektrische Energie ohne den Umweg über die Umwandlung von Wärme in mechanische Energie, ferner Plasmaantriebe und schließlich die kontrollierte Wasserstoff-Fusion zur Gewinnung von Energie aus der Verschmelzung leichter Kerne.

Das erste Erfordernis für irgendeine dieser Aufgaben im experimentellen Bereich ist die Bereitstellung des Untersuchungsobjektes, also eines Hochtemperaturplasmas. Man ist daran interessiert, auf eine möglichst lange Zeit eine möglichst große Menge Plasma von möglichst hoher Temperatur verfügbar zu haben. Es interessieren also insbesondere Elektronen- und Ionen-dichten, Einschließungsduern und die Temperaturen der Elektronen und Ionen.

Es soll hier zunächst an Hand einiger Bilder und Diagramme kurz an einige der Verfahren erinnert werden, mit denen bisher Hochtemperaturplasmen hergestellt und so lange eingeschlossen werden konnten, daß die Messung der angegebenen Größen möglich gewesen ist. Wir beschränken uns dabei auf einige Experimente, von denen Meßwerte im folgenden benutzt werden [29].

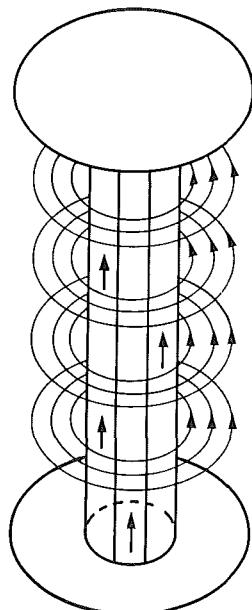


Abb. 26: z-Pinch, schematisch

Beim z-Pinch wird eine Kondensatorbatterie über eine Entladungsstrecke in Wasserstoff entladen. Dabei erfolgt die Einschließung der Entladung

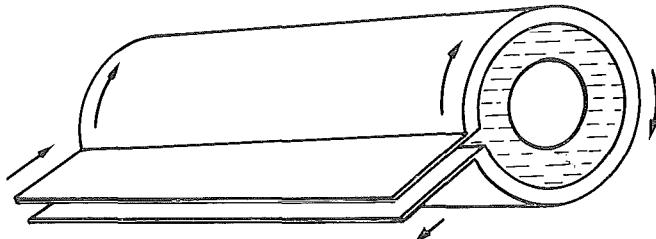


Abb. 27:  $\Theta$ -Pinch, schematisch

durch das mit dem Entladungsstrom selbst verknüpfte magnetische Feld. Die Stromwärme der Entladung und die bei der Kompression durch das Magnetfeld geleistete Arbeit dienen zur Aufheizung des Plasmas (Abb. 26).

Eine Vertauschung der Rollen von Strom und Feld findet sich beim Theta-Pinch (Abb. 27). Hierbei wird ein azimutaler Strompuls in einer einlagigen Spule verwendet, die das Entladungsrohr umschließt. Der schnell ansteigende Strompuls hat in einem ausreichend vorionisierten, also ausreichend elektrisch leitenden Gas analog der Sekundärspule eines Trans-

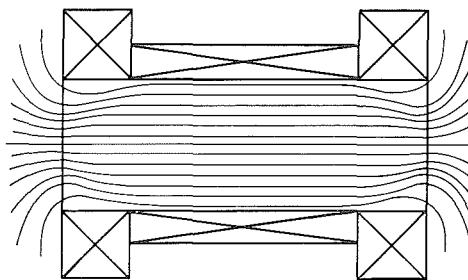


Abb. 28: Spiegelkonfiguration

formators einen azimutalen Strom zur Folge, der zusammen mit dem axialen Magnetfeld eine elektrodynamische Kraft erzeugt, durch welche das Plasma zur Achse hin komprimiert wird. Bei genügend schnellem Anstieg des Strompulses entsteht zunächst ein Verdichtungsstoß, an den sich eine adiabatische Kompression anschließt.

Bei den Spiegelmaschinen (Abb. 28) erfolgt die Einschließung des Plasmas durch magnetische Felder, die von gesonderten Stromkreisen erzeugt

werden. Man sorgt dafür, daß das das Plasma einschließende Magnetfeld an den Enden der „magnetischen Flasche“ stärker ist als in den mittleren Bereichen. Dadurch werden die Teilchenverluste an den Enden wesentlich herabgedrückt.

Eine besondere Form dieser Apparatur besteht darin, daß mehrere „magnetische Flaschen“ von abnehmendem Durchmesser hintereinander geschaltet werden. Das Plasma wird schrittweise komprimiert und jeweils durch magnetische Kräfte in die nächst engere Spiegelanordnung hinübertransportiert.

Es ist nicht ganz leicht, Größen zu finden, mit denen der Stand der Experimente bei der Erzeugung, Aufheizung und Einschließung von Plasmen eindeutig gekennzeichnet werden könnte. Dies gilt natürlich insbesondere beim Vergleich sehr verschiedenartiger Experimente.

Es soll im folgenden, um zu irgendeiner, wie immer problematischen Abschätzung über den Stand einer Anzahl von Experimenten zu kommen, von der Lawson-Bedingung ausgegangen werden [25]. Die Bedingung folgt aus einer Energiebilanz für einen hypothetischen Fusionsreaktor. Es wird gefordert, daß die Fusionsleistung alle Verluste der Anlage decken muß. Die maßgeblichen Reaktionen sollen dabei die folgenden sein:

- a) D-D-Prozeß:  $D + D = He^3 + n + 3,2 \text{ MeV}$   
 $D + D = T + p + 4,0 \text{ MeV}$
- b) D-T-Prozeß:  $D + T = He^4 + n + 17,6 \text{ MeV}$

Bei der D-T-Reaktion ist angenommen, daß Deuterium und Tritium je zur Hälfte das Reaktionsgas bilden.

Die Energiebilanz bestimmt sich aus der Fusionsleistung und der Verlustleistung. Für die Fusionsleistung gilt

$$DD: \quad P_f = \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} \cdot 3,6 \text{ MeV}$$

$$DT: \quad P_f = n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} \cdot 17,6 \text{ MeV}$$

d. h., sie ist eine Funktion des Quadrates der Dichten und der Temperatur. Diese und alle weiteren Leistungsangaben sind auf die Volumeneinheit bezogen.

Bei den Verlustleistungen hat man zu unterscheiden zwischen volumenproportionalen und nicht-volumenproportionalen Verlusten, bei den ersten unterscheiden wir Bremsstrahlungsverluste und Teilchenverluste. Für die Bremsstrahlungsleistung gilt in guter Näherung:

$$P_b = \text{const } n^2 T^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

Wir haben hier ebenfalls eine Funktion vom Quadrat der Dichten und der Temperatur.

Volumenproportionale Teilchenverluste sind beispielsweise Endverluste, wie sie in einer Spiegelmaschine vorliegen, oder der Verlust aller noch vorhandenen Teilchen am zeitlichen Ende des Pulses.

Bei den volumenproportionalen Verlusten ist ein Gewinn in der Bilanz nicht zu erzielen durch Vergrößerung des Volumens der Apparatur, das heißt also durch Verkleinerungen des Verhältnisses der Oberfläche zum Volumen.

Was die nicht-volumenproportionalen Verluste angeht, so sind zunächst die Verluste in den Spulen und elektrischen Stromkreisen zu nennen, also Verluste im äußeren Stromsystem. Für diese Verluste sind die Linearabmessungen des Systems, z. B. die Spulenlänge, als charakteristische Längen anzusehen. Nicht-volumenproportional sind ferner die Diffusionsverluste senkrecht zum magnetischen Feld; diese Verluste sind jedoch nach der „klassischen“ Vorstellung infolge der Abhängigkeit mit  $1/B^2$  ( $B$  magnetische Induktion) gering [21]. Allerdings besteht nach neueren Messungen möglicherweise ein Gang mit  $1/B$  [22]. Als Ursache für beobachtete, unter Umständen große Diskrepanzen zwischen Theorie und Messungen sieht man das Auftreten kollektiver Phänomene an, etwa die Turbulenz oder statistisch schwankende Raumladungsfelder.

Zu den nicht-volumenproportionalen Verlusten gehört auch die Zyklotronstrahlung, die seit der letzten Genfer Konferenz eingehend untersucht worden ist [23], [24].

Alle bekannten nicht-volumenproportionalen Verluste können, wenigstens im Prinzip, durch eine Vergrößerung des Systems reduziert werden. Speziell die Spulen- und äußeren Kreisverluste können weiterhin durch Verwendung moderner Techniken (tiefe Temperaturen) herabgesetzt werden. Speziell die Verluste durch Zyklotronstrahlung liegen in solchen Wellenlängenbereichen, daß sie durch Verwendung von Reflektoren herabgesetzt werden können.

Aus diesen Überlegungen rechtfertigt es sich, wenn jedenfalls für eine erste Näherung bei der Energiebilanz nur die volumenproportionalen Verluste berücksichtigt werden.

Diese Energiebilanz, bei der wir uns an Lawson [25] und eine Betrachtung der Risö-Gruppe [26] anschließen, setzt als Modell ein homogenes System voraus, d. h., die Dichte ist über den Raum und die Einschließungszeit konstant angenommen. Teilchenverluste werden also über die Einschlie-

ßungsdauer hinweg als kontinuierlich ausgeglichen angesehen, wobei die mittlere Aufenthaltszeit eines Ions im Reaktor mit  $\tau$  bezeichnet werden soll. Geladene Reaktionsprodukte sollen während des Pulses im Reaktionsvolumen eingefangen bleiben und geben ihre Energie an das Plasma ab. Bremsstrahlung und Neutronen verlassen kontinuierlich den Reaktor.

Es werde nun angenommen, daß ein Bruchteil der vom Reaktor ausgesandten Leistung dem Reaktor wieder zugeführt wird und daß gerade dann die Energiebilanz erfüllt ist.

Die vom Reaktor abgegebene Leistung sei aufgegliedert in drei Summanden:

- $P_t$  = die Leistung, die mit den Teilchenverlusten verknüpft ist,
- $P_b$  = Bremsstrahlungsleistung,
- $P_n$  = Neutronenleistung.

Die Energiebilanz ergibt sich dann durch die Forderung, daß die Fusionseleistung  $P_f$  die Summe der drei oben genannten Verlustleistungen decken muß, vermindert um den Bruchteil  $\epsilon$  davon, der dem Reaktor wieder zugeführt wird:

$$P_f = (1 - \epsilon) (P_t + P_b + P_n) \quad (23)$$

Tragen wir die verschiedenen Leistungen explizit ein, so erhalten wir für die D-D-Reaktion:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} \cdot 3,6 \text{ MeV} &= (1 - \epsilon) \left( \frac{3 n_D k T}{\tau} + \text{const } n_D^2 T^{1/2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} \cdot 1,2 \text{ MeV} \right) \end{aligned} \quad (24)$$

Division durch das Quadrat der Dichte liefert:

$$\langle \sigma v \rangle_{DD} \cdot 1,8 \text{ MeV} = F(1 - \epsilon) \left( \frac{3 k T}{n_D \tau} + \text{const } T^{1/2} + \langle \sigma v \rangle_{DD} \cdot 0,6 \text{ MeV} \right) \quad (25)$$

Da der Mittelwert des Produktes von Wirkungsquerschnitt und Geschwindigkeit  $\langle \sigma v \rangle_{DD}$  von der Temperatur allein abhängig ist, so stellt die Gleichung (25) eine Beziehung zwischen der Temperatur  $T$ , dem Dichte-Zeit-Produkt  $n\tau$  und  $\epsilon$  dar. Die Abbildung 29 zeigt diesen Zusammenhang in der  $n\tau$ - $T$ -Ebene. Hier ist zusätzlich noch berücksichtigt, daß im Laufe des Pulses die Konzentration der Reaktionsprodukte dauernd zunimmt.

Die geometrische Struktur der Fläche  $\epsilon(n\tau, T)$  versteht man qualitativ aus folgenden Überlegungen. Erhöhen wir bei festem  $n\tau$  die Temperatur, so durchläuft der Wirkungsquerschnitt für unsere Reaktion ein Maximum.

Damit wird verständlich, daß es für konstantes  $n\tau$  ein Optimum gibt. Schneiden wir die Fläche in einem Schnitt  $T = \text{const}$ , so erklärt sich das ungünstige Verhalten für große  $n\tau$ -Werte durch die bereits erwähnte Zunahme der Konzentration der für die Kernreaktion passiven Reaktionsprodukte. Damit ist der Verlauf der  $\epsilon$ -Fläche physikalisch verständlich.

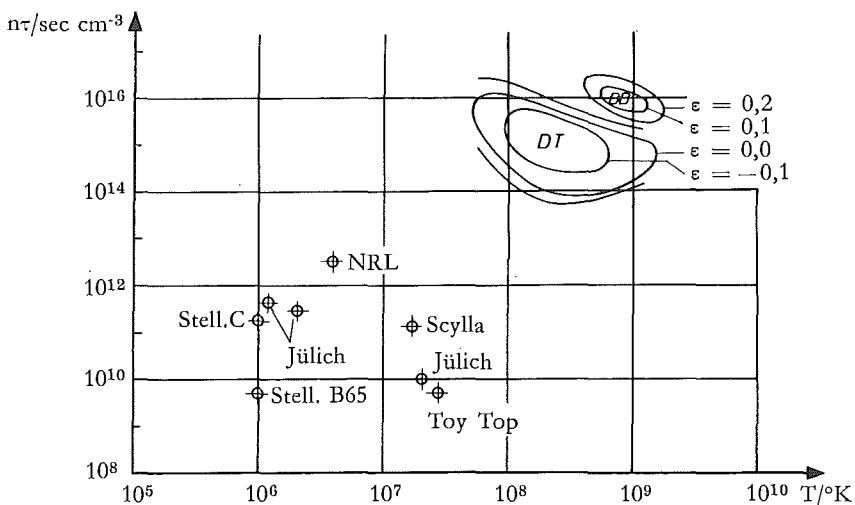


Abb. 29: Zum Stand der Arbeiten zur kontrollierten Kernfusion:  
 $n$  = Teilchendichte,  $\tau$  = Einschließungszeit,  $T$  = Temperatur

In das Diagramm sind Meßwerte, die bei einigen hier interessierenden Experimenten erzielt worden sind, eingetragen worden. Es zeigt sich, daß sie alle in den Bereich

$$10^6 < T < 3 \cdot 10^7 \quad 5 \cdot 10^9 < n\tau < 3 \cdot 10^{12}$$

hineinfallen.

Aus der Abbildung 29 ist zu ersehen, daß die Versuche mit schneller magnetischer Kompression (Theta-Pinch in Washington, Los Alamos und Jülich) dem nach den Lawson-Bedingungen geforderten Sollbereich noch am ehesten nahekommen. Das bisher beobachtete Stabilitätsverhalten der Plasmen bei diesen Versuchen läßt die weitere Fortsetzung der Arbeiten auf diesem Wege jedenfalls um einen weiteren wesentlichen Schritt als aussichtsreich erscheinen. Das Ziel ist dabei, mit größeren Strömen in einer auch geometrisch vergrößerten Apparatur und auch mit höheren Feldern größere

Einschließungs dauern, höhere Dichten und höhere Temperaturen zu erzielen.

Man darf hoffen, beim nächsten Schritt (Batterie Größenordnung M Joule), bei beispielsweise der doppelten Dichte, auch in der Temperatur den Faktor zwei zu erzielen. Bei den Einschließungs dauern dürfte der Faktor zehn erzielbar sein.

Auch mit diesen Daten ergäbe sich noch nicht die Möglichkeit, etwa einen im Pulsbetrieb arbeitenden Fusionsreaktor mit positiver Energiebilanz zu bauen. Sehr wohl aber würde man damit genügende Mengen sehr hochtemperierte n und genügend dichten Plasmas zur Verfügung haben, und das auch in Volumina von hinreichenden Größen, um damit wesentlich bessere Messungen durchführen zu können. Insbesondere würde sich eine bisher große Schwierigkeit der Plasmaphysik verringern, die darin besteht, daß theoretische und experimentelle Ergebnisse nur schwer miteinander in Verbindung zu bringen sind.

Unsere Abbildung 29 legt die Frage nahe, ob es möglich ist, die  $\epsilon$ -Fläche auch auf den Bereich der  $(n\tau\cdot T)$ -Ebene auszudehnen, in dem die gemessenen Werte liegen, um bereits durchgeführte Experimente in bezug auf ihre Er-

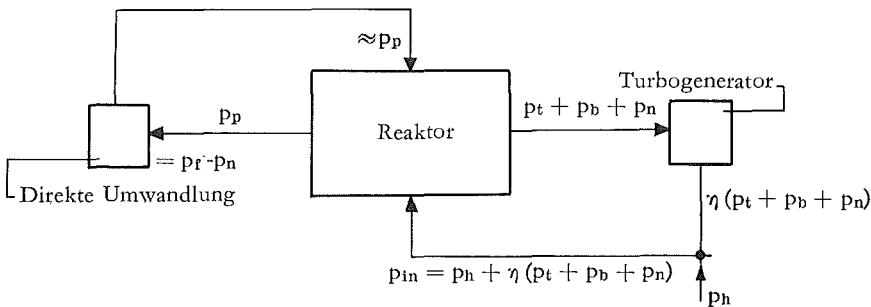


Abb. 30: Innere und äußere Energiebilanz eines hypothetischen kontinuierlich arbeitenden Fusionsreaktors mit äußerer Hilfsleistung

füllung des Lawson-Kriteriums zu kennzeichnen. Dies ist mit  $\epsilon$  seiner Bedeutung nach nicht möglich. Es soll daher hier nach einem Vorschlag und Rechnungen von *K. Schindler* ein anderer Parameter verwendet werden.

Wir nehmen zu dem Reaktor, wie wir ihn bisher betrachtet haben, eine äußere Energiequelle hinzu. Diese gebe eine Hilfsleistung  $P_h$  an den Reaktor ab, die zusammen mit der Fusionsleistung  $P_f$  gerade alle Verluste decken soll. Als ein möglicher Parameter zur Kennzeichnung der Lage eines Punk-

tes im  $n\tau$ -T-Diagramm soll hier das Verhältnis  $\gamma$  von Hilfs- zur Fusionsleistung betrachtet werden:

$$\gamma = \frac{P_h}{P_f} \quad (26)$$

Nach dem Schema von Abbildung 30 ergibt sich eine äußere Energiebilanz

$$P_{in} = P_h + \eta (P_t + P_b + P_n) \quad (27)$$

und eine innere Bilanz

$$P_{in} + P_f = P_t + P_b + P_n \quad (28)$$

Elimination von  $P_{in}$  liefert

$$\frac{1}{3} (P_t + P_b + P_n) - P_f - P_h = 0, \quad \eta = \frac{2}{3} \quad (29)$$

somit schließlich

$$\gamma = \frac{1}{3} \left( \frac{P_t}{P_f} + \frac{P_b}{P_f} + \frac{P_n}{P_f} \right) - 1$$

Setzen wir die vorhin schon verwendeten Ausdrücke für die hier benötigten Leistungen ein, so kann  $\gamma$  als Funktion von  $n\tau$  und T angegeben werden. Diese Werte wurden für die im  $(n\tau$ -T)-Diagramm eingetragenen Messungen berechnet. Es ergibt sich die Tabelle 2. Es ist dabei noch ein Experiment mit einem überschnellen Pinch berücksichtigt, bei dem ein Plasma in einen evakuierten Bereich eingeschossen und dort für die Zeit von  $2 \cdot 10^{-7}$  sec komprimiert wird [27].

Die Reihenfolge der Experimente innerhalb der verschiedenen Größenordnungen von  $\gamma$  darf nicht überschätzt werden, weil die Bestimmung der Zahlen mit ziemlich großen Ungenauigkeiten verbunden ist. Insbesondere ist zu bemerken, daß durchweg angenommen wurde, daß Ionen- und Elektronentemperaturen gleich sind. Im Groben jedoch gibt die Tabelle 2 ein Bild der Ergebnisse, die mit den verschiedenen Experimenten erzielt wurden, wenn man den energetischen Gesichtspunkt, unter dem die Zahlen gewonnen sind, als maßgeblich gelten lassen will.

Es ist mit der so gewonnenen Klassifikation natürlich nichts darüber ausgesagt, welche Schwierigkeiten für die verschiedenen Experimente zu überwinden sind, um zu einer positiven Energiebilanz zu kommen, und ob insbesondere nicht ein Experiment, das unter dem hier angelegten Maßstab weniger günstig klassifiziert ist, bei der Überwindung der noch anzutreffenden Schwierigkeiten, insbesondere bezüglich der Stabilität, die bessere Lösung darstellt. Insbesondere wird durch den Wert des Faktors  $\gamma$  der plasmaphysikalischen und technologischen Bedeutung der mit den Stell-

ratoren erzielten Ergebnisse nicht Rechnung getragen. Im übrigen muß auf die Berichte aus zahlreichen Plasmainstituten auf den Kongressen in Venedig, Genf, Uppsala, München und Salzburg verwiesen werden [30].

Die Ergebnisse unseres vierten Abschnitts zusammenfassend, können wir sagen, daß es bemerkenswert ist, daß beim  $\Theta$ -Pinch mit vergleichweise geringem Aufwand wenigstens für Mikrosekunden ein Plasma im 1-keV-Bereich mit Dichten von einigen  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  erzeugt und in bezug auf eine Anzahl wesentlicher Parameter untersucht werden konnte.

Tabelle 2

Institut	Experiment	$\gamma = \frac{P_h}{P_f}$
Philippow, u.a.	Überschn. z-Pinch	$7 \cdot 10^3$
Jülich	$\Theta$ -Pinch	$2 \cdot 10^4$
Los Alamos	$\Theta$ -Pinch	$3 \cdot 10^4$
Livermore	Spiegelmaschine	$6 \cdot 10^4$
Jülich	$\Theta$ -Pinch	$5 \cdot 10^5$
Washington	$\Theta$ -Pinch	$2 \cdot 10^6$
Princeton	Stellarator C	$2 \cdot 10^{14}$
Princeton	Stellarator B 65	$10^{15}$

### Literatur

- [1] *Uhlenbusch, J., und E. Fischer*, Z. Phys. 164, 190-198 (1961).
- [2] *Fuchs, W., und J. Uhlenbusch*, Phys. of Fluids, April 1962.
- [3] Ostwalds Klassiker, Nr. 218, Abhandlungen über die hydrodynamische Theorie der Schmiermittelreibung.
- [4] *Schlichting, H.*, Grenzschichttheorie, Karlsruhe 1951.
- [5] *Hartmann, J., und F. Lazarus*, Mat.-fys. Medd. 15, Nos 6 und 7 (1937).
- [6] *Fowler, R. G., J. S. Goldstein, B. E. Clotfelter*, Phys. Rev. 82, 879.
- [7] *Fowler, R. G., W. R. Atkinson, W. D. Compton, R. I. Lee*, Phys. Rev. 88, 137.
- [8] *Kolb, A. C.*, Phys. Rev. 107, 345.
- [9] *McLean, E. A., C. E. Faneroff, A. C. Kolb, H. R. Griem*, Physics of Fluids, 3, 843.
- [10] *Wiese, W., H. F. Berg, H. R. Griem*, Phys. Rev. 120, 1079.
- [11] *Wiese, W., H. F. Berg, H. R. Griem*, Phys. of Fluids, 4, 250.
- [12] *Scott, F. R., R. F. Wenzel*, Phys. of Fluids, 2, 6.
- [13] *Carnac, M., A. R. Kantrrowitz, M. M. Litvak, R. M. Patrick*, Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg 1961.

- [14] *Josephson, V.*, Journ. of Appl. Phys. 29, 30.
- [15] *Josephson, V.*, R. W. Hales, Phys. of Fluids, 4, 373.
- [16] *Jordan, H.L.*, Salzburg 1961.  
*Hintz, E.*, Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg 1961.  
*Bogen, P.*, und *E. Hintz*, Salzburg 1961.  
*Beerwald, H.*, *P. Bogen*, *T. El-Khalafawy*, *H. Fay*, *E. Hintz*, *H. Kever*, Salzburg 1961.  
*Bieger, W.*, *D. Dorn*, *P. Noll*, *H. Tuczek*, München 1961.  
*Kever, H.*, Salzburg 1961.  
*Schindler, K.*, Salzburg 1961.
- [17] *Fucks, W.*, *J. Czech*, *P. Neling*, im Druck.
- [18] *Fucks, W.*, *G. Heinrich*, *P. Platz*, im Druck.
- [19] *Fucks, W.*, *W. L. Bobu*, im Druck.
- [20] *McLean, E. A.*, *A. C. Kolb*, *H. R. Griem*, Phys. of Fluids, 4, 1961.
- [21] *Spitzer, L., Jr.*, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, New York 1956.
- [22] *Grove, D. J.*, *R. M. Sinclair*, *W. Stodiek*, *W. L. Harris*, *L. P. Goldberg*, Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Matt – 100.
- [23] *Trubnikov, B. A.*, *V. S. Kudryavtsev*, Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf (1958), A/Conf. 15/P/2213.
- [24] *Beard, D. B.*, Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg (1961), CN-10/144.
- [25] *Lawson, I. D.*, Proc. Phys. Soc., B 70 (1957) 6.
- [26] *Hesselberg-Jensen, T.*, *O. Kofod-Hansen*, *C. F. Wendel*, Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf (1958), A/Conf. 15/P/2506.
- [27] *Philippow, N. W.*, *T. J. Philippowa*, *W. P. Winogradow*, Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg (1961), CN-10/226.
- [28] *Grönig, H.*, Dissertation, Aachen 1960.
- [29] *Bishop, A. S.*, Project Sherwood, Addison-Wesley, Publishing Company.  
*Rose and Clark*, Plasmas and Controlled Fusion, MIT Press, 1961.
- [30] Berichte: Genf, Uppsala, Venedig, München, Salzburg.
- [31] In Abschnitt 3 der vorliegenden Arbeit ist die Voraussetzung, daß die untersuchten Leuchtfronten wenigstens in nicht zu großer Nähe der Spule Verdichtungsstöße entsprechen, nicht explizit geprüft. Das gleiche gilt für die Frage nach der Deutung der den Leuchtfronten vorauselgenden Phänomene. Es sind auch andere Deutungen als die hier angenommenen gegeben worden. Vgl. hierzu  
*Cloupeau, M.*, Comptes rendus des séances d l'Académie des Sciences t. 251 p. 918-920, t. 253 p. 1160-1162, t. 254 p. 213-215; Journal des Recherches du C.N.R.S. Nr. 51 juin 1960  
*Chang, C. T.*, Phys. Fluids 4/9 1961 p. 1085  
Die vorliegenden Annahmen entsprechen den Ergebnissen von *Kolb* und *Griem* [8; 9; 10; 11; 20]; ihre weitere Untersuchung wird zur Zeit durchgeführt.

## Summary

In this paper recent work at the Physics Institute of the University of Technology Aachen and the Institute of Plasmaphysics of the Nuclear Research Center Jülich is reported.

In the first part the hydromagnetic theory of bearings is given. At first the hydromagnetic case of a flow between two plane plates slightly inclined towards each other is calculated. The results are applied to the case of the flow of an electrically conducting fluid in a cylindrical bearing. In analogy to the treatment in the hydrodynamic theory of bearings similarity laws have been derived. In the hydromagnetic case these laws could be calculated explicitly only in the limiting case of high magnetic fields. The effective viscosity is found to be equal to the product of the Hartmann number and the mechanical viscosity.

In the second part of the paper magnetically driven shocks of high values of the Mach-number are discussed. The planarity of the luminous front has been studied by streak-camera photographs. The velocity of the luminous front as a function of the distance from the shock-generating coil and of the initial pressure have been measured.

Precursor signals and the electron temperature immediately behind the luminous front have been measured with the help of time resolved spectroscopy.

Finally some of the experiments in high-temperature-plasma-physics have been discussed and the status of these experiments with regard to an experiment with positive energy balance has been evaluated. As a result, one can say, that with the help of theta-pinch a plasma with densities of some  $10^{17} \text{ 1/cm}^3$  and a temperature of about 1 keV can be generated and kept stable for microseconds, so that the essential parameters can be measured with reasonably small errors.

## Résumé

La communication rapporte des travaux faits à l’Institut de Physique de l’Université Technique d’Aix-la-Chapelle et à l’Institut de Physique du Plasma du Centre de Recherche de Jülich.

La première partie concerne la théorie hydromagnétique des paliers. Le cas hydromagnétique d’un écoulement dans une fente légèrement conique est analysé. Les résultats sont transposés dans le cas du palier cylindrique. Des théorèmes de similitude pour le cas limite de grands champs magnétiques sont déduits en analogie à la théorie hydrodynamique des paliers. Le champ magnétique agit comme si la viscosité était multipliée par le nombre d’Hartmann. Dans une autre interprétation le champ agit comme si la vitesse tangentielle était multipliée par ce même nombre ou comme si le poids du palier en était diminué.

La deuxième partie concerne les ondes de choc à grandes vitesses produites magnétiquement. Des photographies au miroir rotatif montrent la planarité du front lumineux et fournissent sa vitesse en fonction de la distance parcourue et de la pression initiale. Par la spectroscopie, la température des électrons immédiatement derrière le front lumineux est mesurée et les phénomènes précurseurs sont analysés.

La dernière partie concerne quelques-uns des essais expérimentaux en physique du plasma. Leur position par rapport à un essai avec gain d’énergie est évaluée à l’aide d’une approximation énergétique.

En résumé, pour le  $\Theta$ -Pinch on peut produire avec des moyens relativement peu élevés un plasma de 1 keV et d’une densité de quelques  $10^{17}$  1/cm<sup>3</sup> et le contenir au moins pendant quelques microsecondes. Les paramètres essentiels peuvent être mesurés.

# Erzeugung von Plasma hoher Temperatur durch magnetische Kompression

Von *Hermann L. Jordan, Jülich*

## *Einleitung*

Erhitzt man ein Gas so hoch, daß die Teilchenenergie auf Grund der Wärmebewegung ausreicht, um Elektronen von den Atomen des Gases abzuspalten, so entsteht ein Gemisch aus positiv elektrisch geladenen Atomen, genannt Ionen, und negativ geladenen Elektronen. Dieses Gemisch aus einem Ionengas, einem Elektronengas und eventuell einem Neutralatomgas nennt man *Plasma*. Erhitzt man ein Gas ausreichend hoch, so daß alle Elektronen von den Atomen abgespalten werden, so erhält man ein *vollionisiertes Plasma*.

Ein solches vollionisiertes Plasma ist ein nach außen neutrales Gemisch aus positiv geladenen Atomkernen und negativ geladenen Elektronen. Dieser Zustand wird bei Wasserstoff bei einer Temperatur von rund 10 000°K erreicht.

Plasmen hoher Temperatur werden seit einigen Jahren in vielen Laboratorien der Welt erzeugt und studiert, und es sind insbesondere in den letzten zwei Jahren auf diesem neuen Forschungsgebiet erhebliche wissenschaftliche Fortschritte erzielt worden. Drei wichtige Aufgabenstellungen, deren Lösung eine eingehende Kenntnis und Beherrschung von Theorie und Experiment auf dem Gebiete der Physik der Plasmen hoher Temperatur erfordert, seien herausgegriffen:

### a) Energieerzeugung durch kontrollierte Kernfusion

Gelingt es, ein Deuteriumplasma von mindestens 400 Mio Grad bzw. ein 50%-Deuterium-50%-Tritium-Gemisch von mindestens 40 Mio Grad zu erzeugen und für eine ausreichende Zeit von materiellen Wänden zu isolieren, so werden durch die Verschmelzung (Fusion) von Atomkernen

des schweren bzw. überschweren Wasserstoffs (Deuterium bzw. Tritium) als Reaktionsprodukte Helium, leichter Wasserstoff und Neutronen erzeugt, und es wird bei diesem Prozeß so viel Energie frei, daß die zur Einleitung der Reaktion aufgebrachte und die durch Strahlung verlorene Energie um ein Vielfaches übertroffen werden kann. Für die Einschließungszeit  $\tau$  und die Teilchendichte  $n$  gilt dabei die Lawson-Beziehung:

$$n\tau \geq \begin{cases} 6 \cdot 10^{13} \text{ [cm}^{-3} \text{ sec]} & \text{für ein Deuterium-Tritiumgemisch (DT)} \\ 10^{16} \text{ [cm}^{-3} \text{ sec]} & \text{für reines Deuterium (DD)} \end{cases}$$

Bei einer Teilchendichte von  $10^{17}$  Teilchen/cm<sup>3</sup> ist daher eine Einschließungszeit von mindestens  $1/1000$  Sekunde für DT und von  $1/10$  Sekunde für DD erforderlich.

Gelingt es, diese Reaktionen technisch nutzbar zu machen, so erhält man eine praktisch unerschöpfliche neue Energiequelle, die keine radioaktiven Abfälle erzeugt. In Einheiten von  $Q = 10^{21}$  Joules ist der derzeitige jährliche Energieverbrauch der Menschheit rund 0,4 Q/Jahr. Die Vorräte an nichtnuklearen Brennstoffen werden auf 160 Q geschätzt, die Vorräte an spaltbaren bzw. brütbaren nuklearen Brennstoffen auf rund 5000 Q. Im Gegensatz hierzu bedeutet das Deuterium im natürlichen Wasservorrat der Erde einen Energievorrat von über  $10^{10}$  Q. Diese Menge würde ausreichen, um das 100fache des derzeitigen Energiebedarfs der Menschheit für 1 Milliarde Jahre zu decken.

### b) Magnetisch beschleunigte Plasmastrahlen für Triebwerke

Schon in kleinen Laboratoriumsapparaten lassen sich magnetisch beschleunigte Plasmastrahlen mit einer Geschwindigkeit von  $50 \text{ cm}/\mu\text{sec} = 500 \text{ km/sec}$  erzeugen. Diese Methode eröffnet die Möglichkeit, als Antriebsaggregate für Weltraumfahrzeuge Triebwerke zu bauen, die z. B. ihre Energie aus Sonnenbatterien beziehen und bei geringem Verbrauch für lange Zeit Steuerung oder Antrieb liefern.

### c) Direkte elektrische Energieerzeugung

Durch die Abbremsung eines bewegten Plasmas im Magnetfeld lässt sich die Bewegungsenergie des Plasmas direkt in elektrische Energie um-

setzen. Ein Beispiel hierfür sind die magnetohydrodynamischen (MHD-) Generatoren.

Im Institut für Plasmaphysik, der Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen, werden seit 1956 von einer Gruppe von Physikern und Ingenieuren theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt, die sich einerseits mit der Erzeugung von Plasma hoher Dichten und extrem hoher Temperaturen und andererseits mit der Erzeugung von Plasmastrahlen hoher Dichte und sehr hoher Geschwindigkeit befassen. Diese Untersuchungen stehen in engem Zusammenhang mit den oben angeführten Fragestellungen:

Kontrollierte Kernfusion, magnetischer Antrieb und direkte Energieerzeugung. Als Grundlage dieser Untersuchungen dient vor allem eine in den letzten Jahren im Institut entwickelte Methode zur Erzeugung und Beschleunigung von Plasma durch schnelle magnetische Kompression. Seit Jahren besteht eine enge Zusammenarbeit und ein fruchtbare Erfahrungsaustausch mit vielen auf diesem Gebiete tätigen deutschen und ausländischen Forschungslaboratorien. Arbeiten mit ähnlichen Methoden und Zielsetzungen werden vor allem in den USA in Washington (Naval Research Laboratory), in Los Alamos (Scientific Laboratory) und in Livermore (Radiation Laboratory) mit vergleichbaren Ergebnissen durchgeführt.

### *I. Die Aufheizung eines Plasmas durch magnetische Kompression*

Legt man an der Oberfläche eines guten elektrischen Leiters ein Magnetfeld der Induktion  $B$  so rasch an, daß der Skineffekt das Eindringen des Feldes in den Leiter verhindert, so übt dieses Feld auf die Oberfläche des

$$\text{Leiters einen magnetischen Druck } P_m = \frac{B^2}{2 \mu_0} \text{ aus}$$

Abbildung 1 zeigt diesen Effekt an einem praktischen Beispiel. Im Jülicher Laboratorium werden Anschlußschellen für die koaxialen Hochstromkabel der im Aufbau befindlichen Kondensatorbatterie durch ein für wenige Mikrosekunden angelegtes Magnetfeld aufgepreßt. Das Bild zeigt die Aufpreßvorrichtung (Magnetfeldspule) mit Isolation und Führungsrohr, das Kabelende mit den geflochtenen koaxialen Leitern, den Isolationschichten und den aufgesteckten Schellen und schließlich die magnetisch

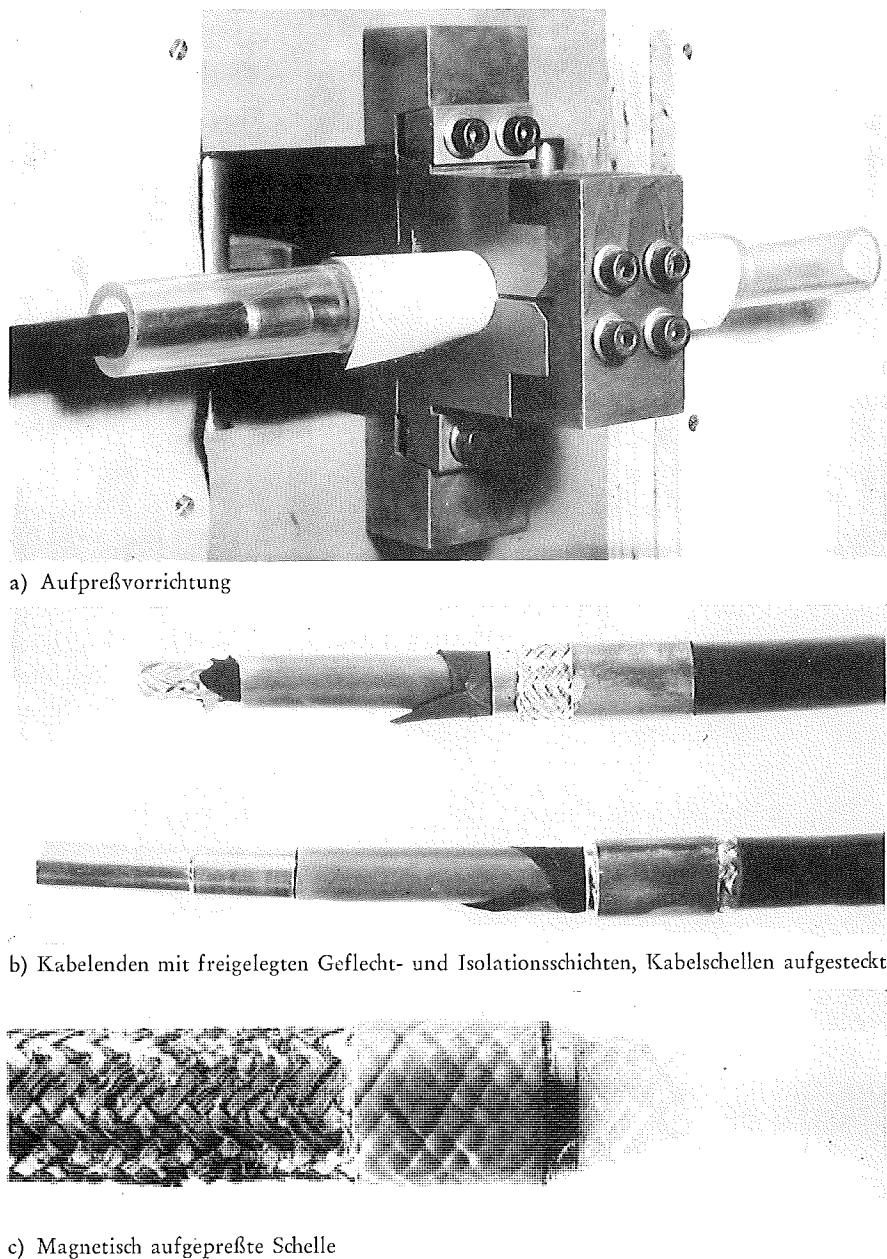


Abb. 1: Magnetisches Aufpressen von Kabelschellen

aufgepreßte Schelle. Der magnetische Druck war in diesem Fall so hoch, daß die Struktur des Geflechtes sich durch die Schelle gedrückt hat.

Nimmt man an Stelle eines metallischen Leiters ein Plasma genügend hoher Leitfähigkeit, so dringt ein von außen angelegtes Magnetfeld ebenfalls nicht ein. Falls das Magnetfeld das Plasma umschließt und der kinetische Druck des Plasmas kleiner ist als der magnetische Druck des Feldes, so wird das Plasma magnetisch komprimiert. Hierbei steigen die Dichte und die Temperatur des Plasmas so lange an, bis der Plasmadruck gleich dem äußeren magnetischen Druck geworden ist. Wenn das Plasma durch seine Teilchendichte  $n$  und seine Temperatur  $T$  gekennzeichnet, das Magnetfeld mit  $B$  bezeichnet wird und der Index 0 die Anfangswerte vor der Kompression, der Index 1 die Werte nach der Kompression angibt, so erhält man die Beziehung (Adiabatengesetz):

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2/f}$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{B_1}{B_0} \right)^{4/(f+2)}$$

für das Temperaturverhältnis bei einer adiabatischen magnetischen Kompression (ohne Energieverlust). Hierbei gilt  $f = 2$ , falls die Kompressionszeit kleiner als die Stoßzeit ist (zweidimensionale Kompression), und  $f = 3$ , falls sie größer ist.

Durch Kompression kann die Temperatur eines Plasmas günstigenfalls im Verhältnis der Dichten (der reziproken Volumina) oder im Verhältnis der Magnetfelder erhöht werden. Die Erreichung einer hohen Endtemperatur erfordert daher möglichst hohe Anfangstemperatur bei genügend kleiner Anfangsdichte und kleinstmöglichem Magnetfeld.

Dieses Anfangsplasma muß durch eine sogenannte *Vorheizung* gewonnen werden.

## *II. Methoden zur Erzeugung eines heißen Anfangsplasmas*

Legt man an ein neutrales Gas ein Hochfrequenzfeld genügend hoher Feldstärke, so erhält man eine Hochfrequenzentladung, durch die das Gas teilweise ionisiert und elektrisch leitend wird. Der Skineffekt verhindert dann das weitere Eindringen des Feldes. Es sind geometrische Konfigu-

rationen bekannt, in denen man ein derartiges *Hochfrequenzplasma* erzeugen und durch den Druck des HF-Feldes isolieren kann. Die damit erreichbaren Temperaturen sind relativ niedrig. Sie liegen i. a. bei einigen 1000 Grad Ionentemperatur. Bei vielen Plasmaexperimenten wird diese Methode zur Vorionisation benutzt.

Ein derart vorionisiertes Plasma kann durch die Einwirkung von elektrischen und magnetischen Feldern weiter aufgeheizt und zur vollen Ionisation gebracht werden. Dies kann z. B. durch eine starke elektrische Gleich- oder Wechselstromentladung geschehen, in der durch das angelegte elektrische Feld den Elektronen Energie zugeführt wird, die diese durch Stöße auf die Ionen übertragen. Man nennt diese Methode *Ohmsche Heizung*. Ist der erzeugte elektrische Strom im Plasma so stark, daß der Druck des von ihm erzeugten Eigenmagnetfeldes den Plasmadruck übersteigt, so erfolgt eine Kontraktion des Plasmas (*Pincheffekt*).

Durch Ohmsche Heizung kann man ein Plasma maximal auf etwa 1 Million Grad aufheizen. Oberhalb dieser Temperatur werden die Wirkungssquerschnitte für Stöße zwischen Elektronen und Ionen so klein, daß die Elektronen im elektrischen Feld im Mittel mehr Energie aufnehmen, als sie durch Stöße abgeben. Durch diesen sogenannten *Runaway-Effekt* entsteht eine nicht-thermische Geschwindigkeitsverteilung mit einem sehr hohen Anteil an schnellen Elektronen. Ein derartiges Plasma ist theoretisch und nach den bisherigen experimentellen Erfahrungen äußerst instabil. Dieser Effekt spielt bei allen Plasmaversuchen eine Rolle, in denen sich im Plasma elektrische Felder allein oder parallel zu magnetischen Feldern befinden und stellt eine der Hauptursachen für die mangelnde Stabilität und die hohen Verlustraten bei vielen Plasmaexperimenten dar.

Der Runaway-Effekt wird vermieden, wenn im Plasma ausschließlich gekreuzte elektrische und magnetische Felder auftreten. Dies ist der Fall bei allen elektrischen Feldern, die durch die zeitliche Änderung eines magnetischen Feldes induziert werden. Ein oszillierendes elektrisches Wechselfeld dieser Art kann man erzeugen, indem man das Plasma mit einer Magnetspule umgibt, durch die ein oszillierender Strom fließt, der beispielsweise durch die Entladung einer kleinen Kondensatorbatterie über diese Spule erzeugt wird.

Diese Methode der Vorheizung eines Plasmas durch gekreuzte elektrische und magnetische Felder wurde in den vergangenen Jahren im Jülicher Laboratorium eingehend studiert und mit Erfolg angewandt. Mit geringen Mengen an gespeicherter elektrischer Energie kann man in Mikrosekunden

damit ein vollionisiertes, gut leitendes thermisches Plasma mit Temperaturen von einigen zehntausend Grad erzeugen.

Die Experimente haben gezeigt, daß die Aufheizung des Plasmas hierbei vorwiegend durch die Interdiffusion von Schichten mit antiparallelem Magnetfeld im Plasma entsteht.

Dieser Effekt heißt *Aufheizung durch Feldmischung*. Da seine Wirksamkeit im Gegensatz zur Ohmschen Heizung bei hohen Temperaturen nicht begrenzt ist, spielt er bei der Erzeugung von Hochtemperaturplasma eine wichtige Rolle.

Wir werden hierauf später zurückkommen.

### *III. Aufheizung durch Stoßwellen*

Legt man an ein durch eine der in Abschnitt II genannten Methoden erzeugtes Plasma kurzzeitig einen hohen magnetischen Druck an, so entsteht eine Stoßwelle im Plasma. In der Front einer derartig erzeugten Stoßwelle können Temperaturen von etwa 1 Million Grad erzeugt werden, während die Teilchenenergien der geordneten Bewegung erheblich höher liegen können. Erzeugt man den magnetischen Druckstoß an der Oberfläche eines zylindrischen Plasmas, so findet eine Stoßwellenimplosion statt, bei der erhebliche Energien auf die zylindrisch konvergierende Stoßwelle übertragen werden. Liegt das äußere Magnetfeld dann für eine längere Zeit an, so wird durch Reflexion und durch Stöße im Plasma die Energie der Stoßwelle in thermische Energie übergeführt. Bisher lassen sich hiermit Temperaturen von einigen Millionen Grad erreichen. Diese sogenannte Stoßwellenheizung überträgt primär die Energie auf die Ionen, was gerade in dieser Phase der Plasmaaufheizung besonders wichtig erscheint.

### *IV. Der Einfluß eines inneren Magnetfeldes*

Ein im Anfangsplasma eingeschlossenes inneres Magnetfeld hat erheblichen Einfluß auf den Verlauf der Aufheizung eines Plasmas bei allen bisher diskutierten Methoden. So wird z. B. im Falle einer magnetischen Kompression des Plasmas das innere Magnetfeld ebenfalls komprimiert und nimmt hierbei einen erheblichen Anteil der Kompressionsenergie auf. Im Falle der Stoßwellenheizung verhindert es das Zusammenlaufen der

zylindrischen Stoßwellen und erschwert die Thermalisierung. Liegt es hingegen antiparallel zu einem komprimierenden äußeren Magnetfeld, so kann durch Interdiffusion der Felder eine erhebliche Aufheizung des Plasmas erfolgen. Dieser bereits erwähnte magnetische Diffusionseffekt läßt sich wie folgt veranschaulichen:

In einem Plasma hoher Leitfähigkeit lassen sich kurzzeitig Zonen mit eingeschlossenen Magnetfeldern erzeugen, derart, daß in benachbarten Zonen das Magnetfeld umgekehrte Polarität hat.

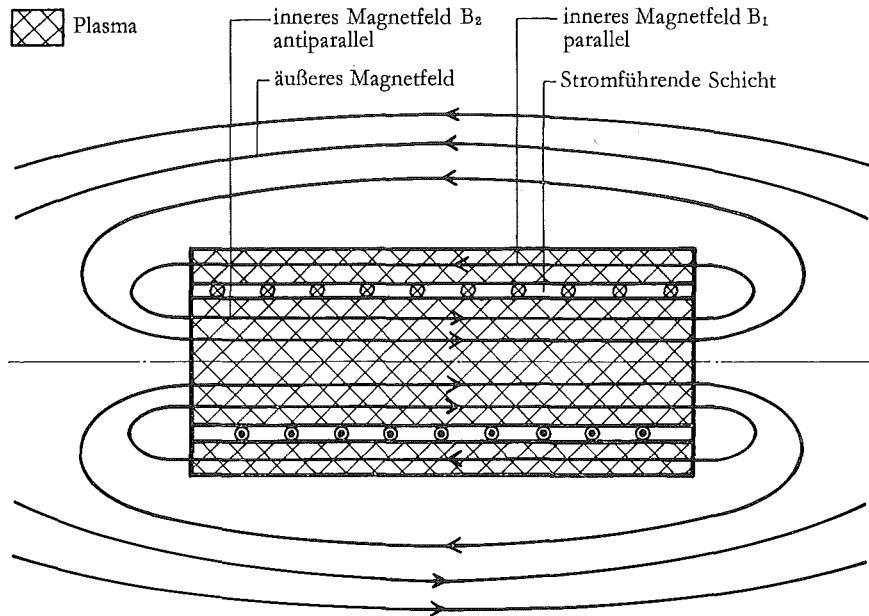


Abb. 2: Plasma mit innerem antiparallelem Magnetfeld

In diesen Zonen ist magnetische Energie gespeichert. Die Zonen mit den Energiedichten  $B_1^2/2 \mu_0$  bzw.  $B_2^2/2 \mu_0$  werden durch Schichten mit ringförmigen, elektrischen Strömen getrennt. Da das Plasma einen endlichen elektrischen Widerstand hat, findet eine Interdiffusion der Magnetfelder statt, und es wird in der Stromgrenzschicht Energie umgesetzt, die zur Aufheizung des Plasmas auf Kosten der Energie des im Plasma gespeicherten magnetischen Feldes führt. Im Laufe der Zeit wird die ganze Energie der inneren Magnetfelder auf diese Weise in thermische Energie des Plasmas übergeführt.

Die Vorgänge, die sich in dieser Stromgrenzschicht abspielen, sind im einzelnen noch nicht geklärt. Insbesondere ist noch nicht bekannt, ob die umgesetzte Energie vorwiegend den Elektronen oder den Ionen zugeführt wird.

Die bisherigen experimentellen Erfahrungen deuten darauf hin, daß sich im Falle antiparalleler magnetischer Felder sehr hohe Ionenenergien erzeugen lassen. Beobachtet wurden bisher in kleinen Experimenten Ionenenergien von über 1 Kilovolt, die im Falle eines thermischen Plasmas einer Temperatur von über 10 Mio Grad entsprechen würden. Der Nachweis, daß es sich in diesen Fällen um ein thermisches Plasma handelt, ist sehr schwierig und konnte bisher noch nicht geführt werden. Hierzu müssen die Ergebnisse eines im Bau befindlichen, erheblich größeren magnetischen Kompressionsexperimentes abgewartet werden.

#### *V. Erzeugung eines Hochtemperaturplasmas durch schnelle magnetische Kompression eines vorgeheizten Plasmas mit innerem Magnetfeld*

Die in Abschnitt II-IV erwähnten Methoden der Vorionisation, Vorheizung, Stoßwellenheizung, Felddiffusionsheizung und magnetischen Kompression lassen sich in einem Experiment kombinieren. Sie haben in Jülich bereits in einem kleinen Experiment zur Erzeugung eines stabilen Plasmas hoher Dichte und Temperatur geführt. Mit Sicherheit wurden in diesem Experiment in den vorwiegend untersuchten Fällen eines schwachen, parallelen, inneren Feldes von den Herren Bogen, Hintz und Schlüter Ionen und Elektronentemperaturen bis zu 2 Mio Grad nachgewiesen. In dem Falle, daß das innere Magnetfeld antiparallel zu dem komprimierenden Feld ist, werden mit einiger Wahrscheinlichkeit noch höhere Temperaturen erzeugt und Neutronen als Folge von Kernfusionsprozessen beobachtet.\*

Ein mit gasförmigem Wasserstoff oder Deuterium gefülltes zylindrisches Quarzgefäß ist von einer geraden, zylindrischen Magnetspule mit nur einer Windung umschlossen. Das Gas wird zunächst durch eine Hochfrequenzentladung vorionisiert und elektrisch leitend gemacht. Eine über die Spule entladene Kondensatorbatterie erzeugt ein langsam veränderliches Anfangsmagnetfeld wählbarer Polarität. Die oszillierende Entladung einer kleinen Kondensatorbatterie über die gleiche Spule erzeugt ein oszillierendes Magnetfeld im Plasma und heizt dieses auf etwa 30 000°K auf. Man erhält

\*Der Aufbau des Experiments ist auf Seite 52 abgebildet.

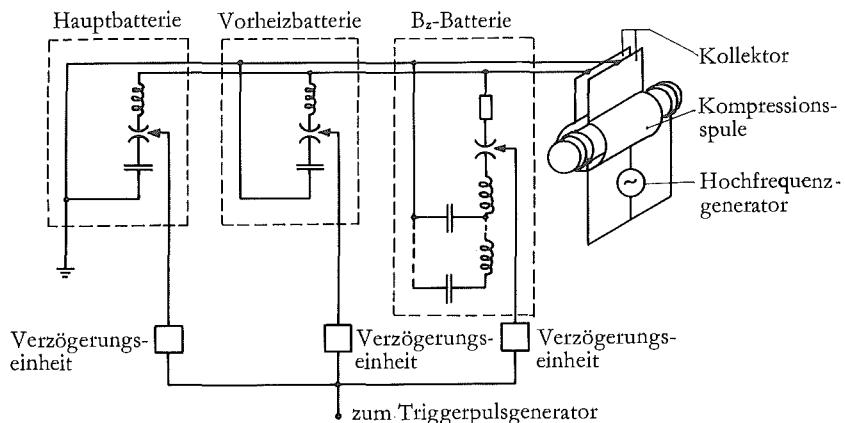


Abb. 3: Schaltschema des Kompressionsexperimentes

in dieser Phase ein magnetisch isoliertes Plasma, das einen außerordentlich geringen Grad an Verunreinigung hat. Spektroskopisch wurde von Herrn Bogen ein Verunreinigungsgrad von weniger als 0,05% nachgewiesen. Die Ergebnisse dieses Experimentes wurden in einer Reihe von Arbeiten<sup>1</sup> auf internationalen Plasmatagungen in München und Salzburg im vergangenen Jahr vorgelegt.

Einige Ergebnisse hieraus zeigen die folgenden Abbildungen:

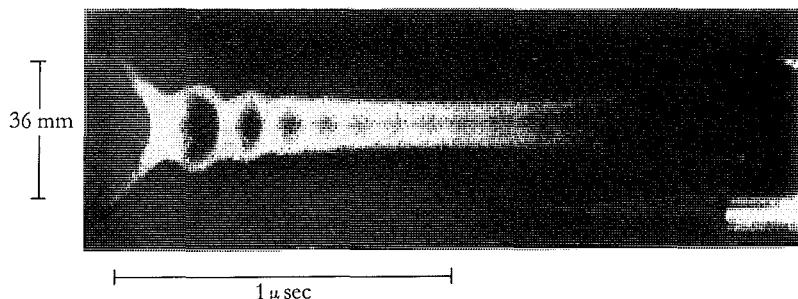


Abb. 4: Drehspiegelaufnahme der schnellen Kompression eines zylindrischen Plasmas, aufgenommen in axialer Richtung mit Spalt senkrecht zur Achse

Abbildung 4 zeigt in einer Drehspiegelaufnahme den grundsätzlichen zeitlichen Verlauf der radialen Kompression des Plasmas. Durch einen

<sup>1</sup> Siehe Literaturverzeichnis am Ende des Berichtes.

rotierenden Spiegel wird das Bild eines Spaltes senkrecht zu der leuchtenden Plasmasäule als Funktion der Zeit auf dem Film wiedergegeben. Die Implosion des bereits vorgeheizten Plasmas erfolgt in weniger als  $1/10$  Mikrosekunde. Das Plasma bildet hier einen Hohlzylinder, der gegen das komprimierte parallele innere Magnetfeld schwingt.

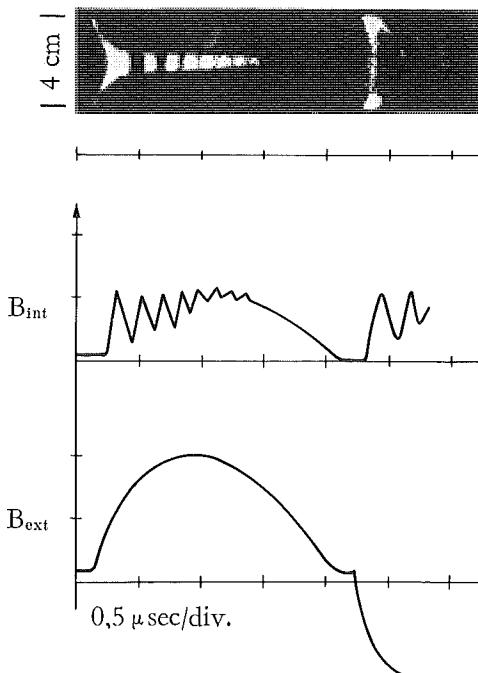


Abb. 5: Drehspiegelaufnahme während der Kompression, inneres und äußeres Magnetfeld bei der Anfangsliniendichte  $N_0 = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$  und Anfangsmagnetfeld  $B_0 = 900 \text{ Gauß}$

Abbildung 5 zeigt in einer ähnlichen Aufnahme zusätzlich den mit Sonden gemessenen Verlauf des inneren und äußeren Magnetfeldes. Man bemerkt, daß in der zweiten Halbwelle des schwingenden Magnetfeldes das äußere Feld umpolt, während das innere Magnetfeld seine Richtung beibehält. Dies zeigt an, daß das innere Magnetfeld im Plasma eingefangen ist.

Aus einer Messung des Verlaufs des inneren magnetischen Feldes im Falle der maximalen Kompression läßt sich eine radiale Druckbilanz aufstellen. Aus dieser Druckbilanz läßt sich die Summe von Elektronen- und Ionentemperatur ermitteln. So wurden z. B. in einem Fall mit parallelem innerem Feld 2 Mill. Grad bei der sehr hohen Dichte von  $3 \cdot 10^{17} \text{ Ionen/cm}^3$

gefunden. In diesem Falle sind die Stoßzeiten und die Thermalisierungszeit kurz gegen die Beobachtungszeit, so daß mit hoher Sicherheit ein thermisches Plasma vorliegen dürfte.

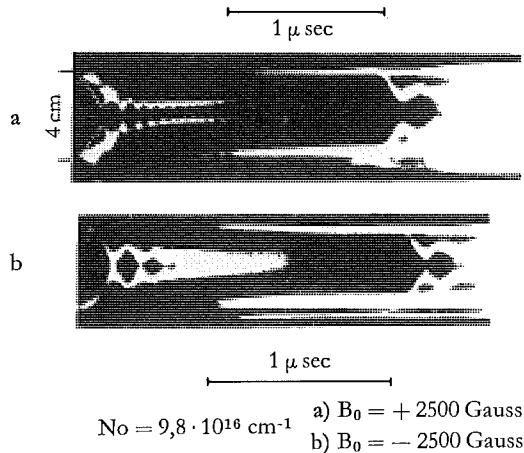
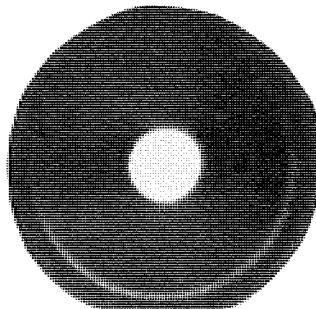


Abb. 6: Drehspiegelaufnahme der Plasmakompression mit starkem parallelem (a) bzw. antiparallelem (b) inneren Magnetfeld

Abbildung 6 zeigt in zwei extremen Grenzfällen den Verlauf der Kompression bei starkem parallelem und starkem antiparallelem inneren Feld. Die schmale Leuchtgrenze bei der ersten Implosion zeigt die anfängliche scharfe Trennung der Felder; durch Diffusion wird später eine breite Zone



Temperatur  $\sim 1,5 \cdot 10^{10}$  K  
 Teilchendichte  $\sim 2 \cdot 10^{17}$  cm $^{-3}$   
 Belichtungszeit  $\sim 10^{-7}$  sec

Abb. 7: Kerrzellen. Photographie des Plazmazylinders im Maximum der Kompression

von leuchtendem Plasma erzeugt. Nach einigen radialen Oszillationen verschwindet das innere Feld und mit ihm die dunkle Zone im Innern des Plasmas.

Abbildung 7 zeigt schließlich die Kerrzellaufnahme des komprimierten Plasmas parallel zur Achse des Plasmazylinders.

Der äußere Kreis zeigt das von der Gefäßwand reflektierte Licht. In der Mitte liegt stabil und mit glatter Oberfläche die komprimierte leuchtende Plasmasäule. Der Zwischenraum wird von dem einschließenden und komprimierenden Magnetfeld aus gefüllt.

#### *VI. Plasmabeschleunigung im inhomogenen Magnetfeld*

Läßt man ein rasch ansteigendes starkes Magnetfeld, das in einer Spule mit konischem Profil erzeugt wird, auf ein bereits vorgeheiztes Plasma

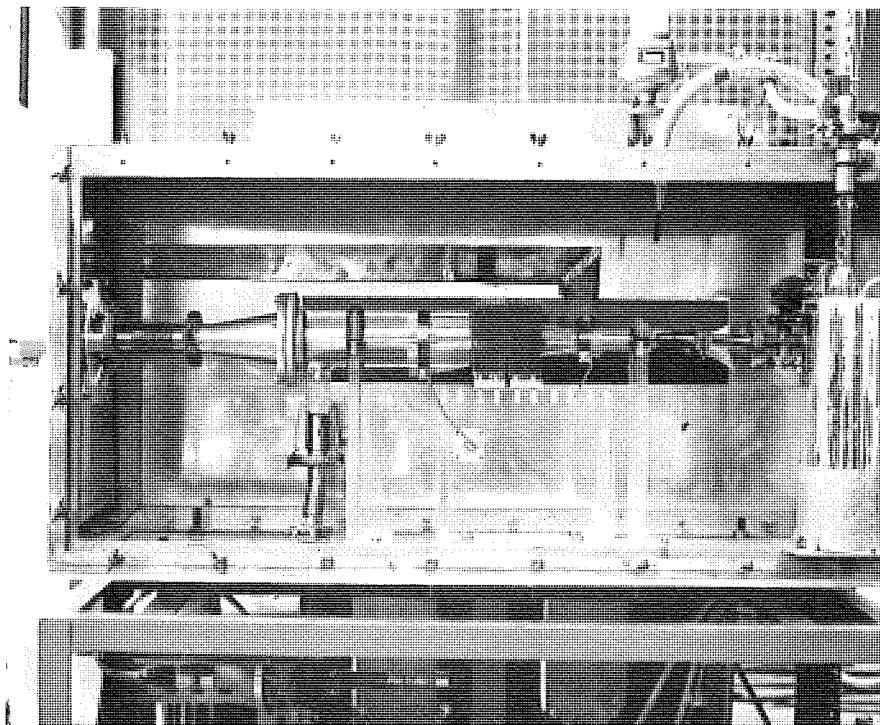


Abb. 8: Aufbau eines Plasmabeschleunigungsexperimentes.  
In der Mitte das Beschleunigungsrohr und die konische Beschleunigungsspule

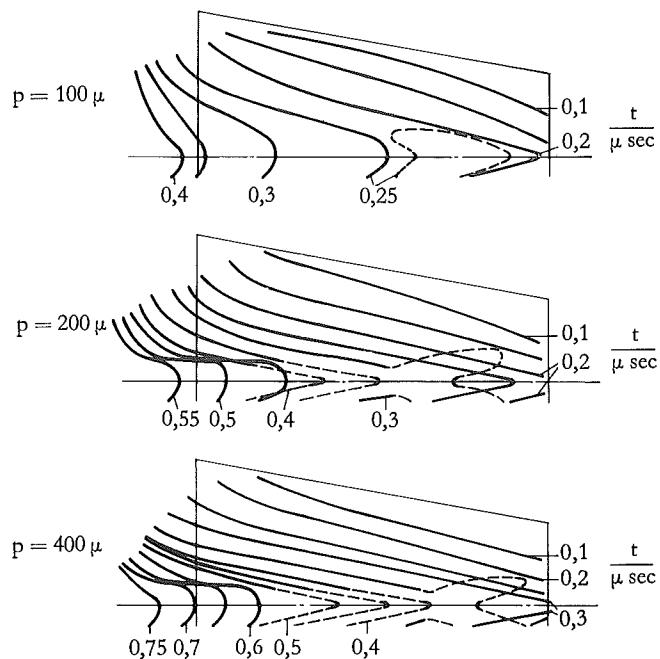


Abb. 9: Bildung eines Plasmastrahls in einem konischen Entladungsrohr. Gasfüllung:  $D_2$ , abgebildet ist die leuchtende Grenzfläche zwischen dem Plasma und dem Magnetfeld zu verschiedenen Zeiten

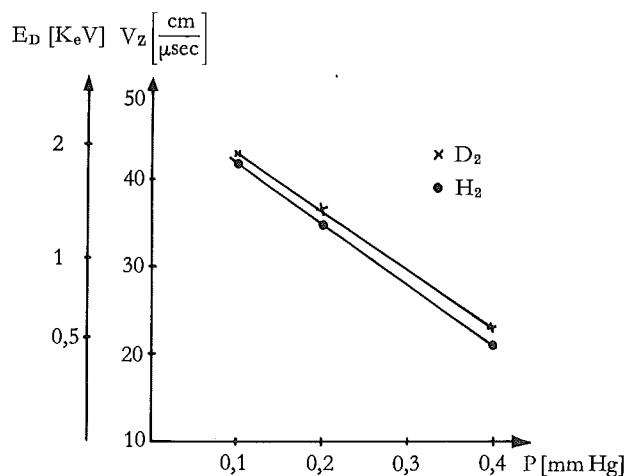


Abb. 10: Axiale Geschwindigkeit des Plasmas in der Achse eines konischen Entladungsrohres

wirken, so erfolgt in dem inhomogenen Magnetfeld eine gleichzeitige radiale und axiale Beschleunigung des Plasmas. Durch das Zusammenwirken der magnetischen Kräfte, der Stöße zwischen den Ionen und der Diffusion des inneren Feldes entsteht ein axialer Plasmastrahl hoher Geschwindigkeit. Der Effekt ist ähnlich dem bei der Implosion einer Hohlladung auftretenden; die Einzelheiten des Beschleunigungsprozesses sind jedoch noch nicht geklärt. In zwei Experimenten wird in Jülich dieser Plasmabeschleunigungsprozeß studiert.

Abbildung 8 zeigt in der Mitte das Entladungsrohr und die konische Beschleunigungsspule eines Experimentes von Herrn Teckenburg, in dem der Aufbau der Entladung und die Erzeugung des Plasmastrahls studiert wird. Die Beschleunigungsspule ist geschlitzt und erlaubt die raumzeitliche photographische Auflösung des Vorganges.

Abbildung 9 zeigt die aus Drehspiegelauflnahmen rekonstruierte Bewegung der Grenzschicht Plasma-Magnetfeld und die Umrisse der Beschleunigungsspule für verschiedene Anfangsdrucke in schwerem Wasserstoff. Da der Plasmastrahl außerhalb der Spule in Neutralgas läuft, in dem sich eine Stoßwelle ausbildet, findet am Rande der Spule eine Aufstauung des Plasmas statt.

Abbildung 10 zeigt die axiale Geschwindigkeit der leuchtenden Plasmagrenze in der Mitte des Entladungsrohres in Abhängigkeit von dem Anfangsdruck für Wasserstoff ( $H_2$ ) und Deuterium ( $D_2$ ). Bei 0,1 mm Hg wird eine Geschwindigkeit von rund 43 cm/ $\mu$ sek erreicht, was bei Deuterium einer Teilchenenergie von 2 KeV entspricht. Gelingt es, einen Plasmastrahl von 2 KeV in einem Magnetfeld einzufangen und zu thermalisieren, so erhält man eine Ionentemperatur von etwa 20 Mio Grad. Durch eine anschließende magnetische Kompression müßte man dann mindestens auf die Zündtemperatur für eine DT-Reaktion kommen. Das Beispiel zeigt die außerordentliche Bedeutung der magnetischen Beschleunigungsmethoden.

## *VII. Aufbau eines großen Kompressionsexperimentes*

Die Ergebnisse der bisher durchgeführten kleineren Experimente zur Kompression oder Beschleunigung von Plasma waren so ermutigend, daß im Jülicher Institut Ende 1960 mit der Planung und Anfang 1961 mit dem Aufbau eines großen Experiments zur schnellen magnetischen Kompression eines vorgeheizten Plasmas mit innerem Magnetfeld begonnen wurde.

Die Anlage wird voraussichtlich gegen Ende des Jahres 1962 erstmalig in Betrieb genommen. Sie ist nach dem in Abschnitt V beschriebenen Prinzip aufgebaut (s. Abb. 3) und besteht aus einer Kondensatorbatterie von 125 k Joule für das Anfangsmagnetfeld, einer schnellen Vorheizbatterie und einer Kondensatorbatterie mit einem Energieinhalt von zunächst 576 k Joule für die Erzeugung des magnetischen Kompressionsfeldes.

Diese Batterien werden zunächst über eine Magnetspule von 10 cm innerem Durchmesser und einer Länge von 1 m entladen. Hierbei entsteht ein Magnetfeld von maximal 125 kGauß.

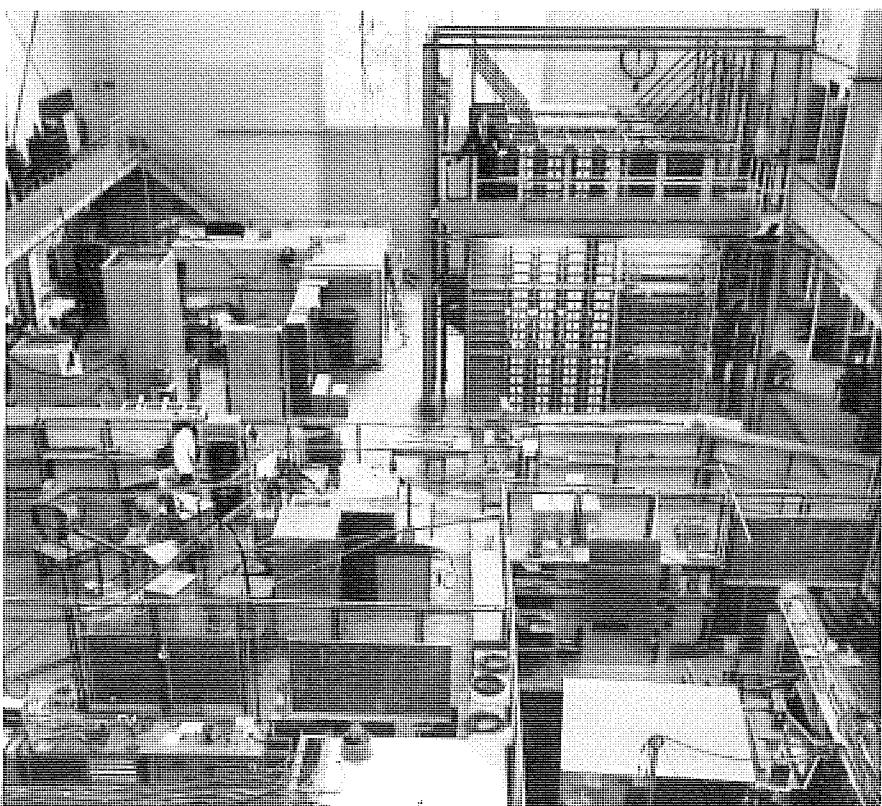


Abb. 11: Aufbau der großen Kondensatorbatterie in der Experimentierhalle des Instituts für Plasmaphysik in Jülich. Im Vordergrund kleinere Experimente

Abbildung 11 zeigt im Hintergrund den Aufbau des 7 m hohen Kondensatorgerüstes in der Halle des Instituts.

Der Strom wird aus den Kondensatoren über Schalterbänke und koaxiale Kabel auf einen Kollektor geführt, an dem die Experimentsspule angeschlossen ist. Über den Kollektor und die Spule wird zunächst ein Spitzenstrom von ca. 10 Mio Ampere fließen.

Die Anlage wird in einer Gemeinschaftsarbeit zwischen einer unter der Leitung der Herren Fay und Anger stehenden Gruppe des Instituts und der Firma BBC Mannheim entwickelt und gebaut.

*VIII. Die experimentellen Möglichkeiten des im Aufbau befindlichen Kompressionsexperimentes*

Für das Verhalten eines Plasmas im Magnetfeld sind eine Reihe von charakteristischen Längen und ihr Verhältnis zu den äußeren Abmessungen des Plasmas bestimend. Hierzu gehört die Debyelänge  $\lambda_D$ , die die Abmessung der maximal möglichen Ladungstrennung im Plasma und den Effekt der Abschirmung eines elektrischen Feldes im Plasma durch Polarisation beschreibt. Das Verhalten im Magnetfeld wird durch die Larmorradien  $r_i$  und  $r_e$  für die Umlaufbewegung von Ionen bzw. Elektronen um die Feldlinien bestimmt. Für die Thermalisierung und den Energieaustausch zwischen Ionen und Elektronen sind die mittleren freien Weglängen  $\lambda_s$  für Coulomb-Stöße maßgeblich.

Die genannten Größen sind für ein thermisches Plasma Funktionen der Teilchendichte  $n = n_i + n_e$ , der Temperatur  $T$  und des Magnetfeldes  $B$ . Betrachtet man ein Plasma ohne inneres Feld, das durch ein Magnetfeld  $B$  eingeschlossen wird, so kann man durch die Druckbilanz (für Wasserstoff mit  $n_i = n_e$ )

$$\text{kinetischer Druck} = (n_i + n_e) kT = \frac{B^2}{2 \mu_0} = \text{magnetischer Druck}$$

das Magnetfeld eliminieren. Man erhält dann für die charakteristischen Längen Flächen, z. B. über einer  $n_e$ - $T$ -Ebene, die sich durch die Projektionen von Höhenschichtlinien bzw. von Schnittlinien der Flächen, z. B. in einem  $n_e$ - $T$ -Diagramm, darstellen lassen.

Abbildung 13 zeigt ein solches Diagramm für Deuterium in doppellogarithmischer Darstellung. Der schraffierte Winkelraum kennzeichnet ein Plasma, in dem die Larmorradien der Ionen kleiner als 1 cm und stets kleiner als die mittleren freien Weglängen sind. Für Plasmaabmessungen, die größer als 1 cm sind, wird daher in dem ganzen schraffierten Bereich das Verhalten des

Plasmas vorwiegend durch seine magnetischen Eigenschaften bestimmt (*Magnetischer Bereich*). Die gestrichelten Geraden geben das jeweils zur Erfüllung der Druckbilanz notwendige Magnetfeld an.

Abbildung 14 zeigt ein gleichartiges Diagramm für die charakteristischen Zeiten. In diesem Bild sind neben den in Abbildung 13 eingetragenen Größen jeweils die Geraden aufgetragen, für die eine charakteristische Zeit gleich einer Mikrosekunde ist. Man sieht z. B., daß für den schraffierten Bereich unterhalb der  $10^5$ -Gauß-Linie die Thermalisierungszeiten  $\tau_{DD}$  und  $\tau_{ee}$  von der Größenordnung einer Mikrosekunde oder kürzer sind.

Abbildung 15 zeigt einen Ausschnitt aus Abbildung 13 in den zusätzlich eingetragen sind:

- a) die Kurven für  $10^4$ ,  $0,5 \cdot 10^5$ ,  $1,25 \cdot 10^5$ ,  $5 \cdot 10^5$  und  $1,5 \cdot 10^7$  Gauß,
- b) je eine Adiabate für  $f = 2$  und  $f = 3$  (alle übrigen sind Parallele hierzu),
- c) die Gerade für die freie Weglänge  $\lambda = 100$  cm,
- d) die Kurven, auf denen das Lawsonkriterium für 10 Millisekunden, 500 Mikrosekunden bzw. 0,5 Mikrosekunden Einschließungszeit erfüllt ist.

Aus diesem Diagramm lassen sich z. B. die folgenden Daten entnehmen:

- a) Bei dem beschriebenen kleinen Experiment war das maximale Feld rund  $0,5 \cdot 10^8$  Gauß.

Im Falle eines schwachen, parallelen inneren Feldes und einer kurzen Spule (14 cm Länge) muß man innerhalb von Bruchteilen einer Mikrosekunde mit dem Verlust des Plasmas durch axiales Ausströmen rechnen,

---

Debye-Länge: 
$$\lambda_D = \left( \frac{kT}{4\pi n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 2,35 \cdot 10^4 \left( \frac{\tilde{T}}{n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm}$$

Plasmafrequenz: 
$$\omega_p = \left( \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 56,3 \cdot 10^3 n_e^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\text{sec}}$$

Larmorradius: 
$$r_L = \frac{mv}{eB} = \left( \frac{mc^2}{8\pi n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1,25 \cdot 10^{19} \left( \frac{m}{n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm}$$

Larmorfrequenz: 
$$\omega_L = \frac{eB}{mc} = 4\pi^{\frac{1}{2}} \frac{e}{mc} (n_e k T)^{\frac{1}{2}}$$

$$\approx 9,68 \cdot 10^3 \frac{ZB}{A} \approx 2,84 (n_e k \tilde{T})^{\frac{1}{2}} \frac{Z}{A} \frac{1}{\text{sec}}$$

Abb. 12: Fortsetzung nächste Seite

Mittlere freie Weglänge  $\lambda_s = \frac{1}{n_i \sigma_d} \approx \frac{1/n_i 2\pi e^4}{(\frac{3}{2} k T)^2} \ln \Lambda$  cm  
für Coulombstöße:

Relaxationszeiten:  $\tau_{ii} = \frac{1}{n_i \sigma_d V_i} \approx \frac{(2 m_i)^{\frac{1}{2}}}{4\pi e^4 n_i} \left(\frac{3}{2} k T_i\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\ln \Lambda}$ ;  $\tau_{DD} \approx 3,3 \cdot 10^{10} \frac{k \tilde{T}_D}{n_D}$  sec

$$\tau_{ee} = \frac{1}{n_e \sigma_d V_e} \approx \frac{(2 m_e)^{\frac{1}{2}}}{4\pi e^4 n_e} \left(\frac{3}{2} k T_e\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\ln \Lambda}; \quad \tau_{ee} \approx 5,5 \cdot 10^{10} \frac{k \tilde{T}_e}{n_e}$$

$$\tau_{ei} = \frac{1}{n_i \sigma_d V_e} \approx \frac{(2 m_e)^{\frac{1}{2}}}{4\pi e^4 n_i} \left(\frac{3}{2} k T_e\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\ln \Lambda}; \quad \tau_{ei} = \tau_{ee}$$

Energieübergangszeiten

Elektronen  $\rightarrow$  Ionen: Ionen  $\rightarrow$  Elektronen:

$$\tau \approx 3 \cdot 10^{12} \frac{(k \tilde{T}_D)^{\frac{3}{2}}}{n_e} \text{ sec} \quad \tau \approx 1 \cdot 10^{12} \frac{(k \tilde{T}_e)^{\frac{3}{2}}}{n_e} \text{ sec}$$

$T, T_e, T_i$  = Temperaturen;  $\tilde{T}$  in KeV

$n_e, n_i$  = Dichten in  $\text{cm}^{-3}$

$Z$  = Kernladungszahl

$D$  = Index für Deuteronen

$A$  =  $\frac{\text{Masse der Partikel}}{\text{Nukleonenmasse}}$

$$\Lambda \approx \frac{3}{2 e^3} \left( \frac{(k T)^3}{\pi n_e} \right)^{\frac{1}{2}} = 4,9 \cdot 10^{14} \left( \frac{\tilde{T}^3}{n_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Abb. 12: Charakteristische Längen, Frequenzen bzw. Zeiten eines Plasmas

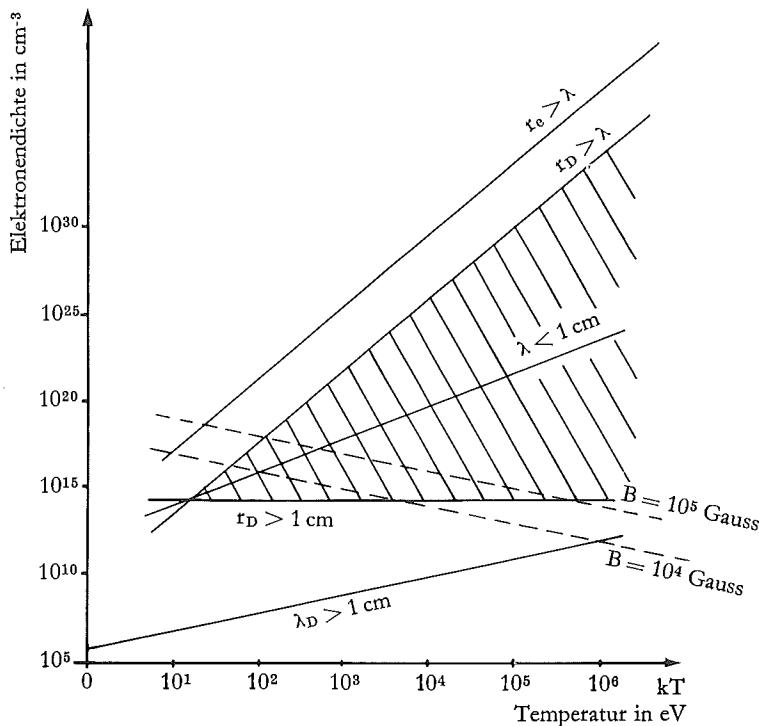


Abb. 13: Einteilung der hydromagnetischen Bereiche: Charakteristische Längen

wenn Temperaturen von etwa 1 Million Grad erreicht sind, da das Magnetfeld in axialer Richtung dann keine Einschließungseigenschaften hat. Dieses Ausströmen kann man nur verlangsamen, wenn die mittlere freie Weglänge für Stöße klein gegen die axiale Ausdehnung des Plasmas ist (hier z. B.  $\approx 1 \text{ cm}$ ). Dann sind eine Reihe von Stößen erforderlich, bevor ein Teilchen verlorengeht. In diesem Falle des *stoßbedingten Plasmas* kann man daher trotz des Ausströmens ein thermisches Plasma erhalten.

Abbildung 15 zeigt, daß der Bereich mit  $r_D > \lambda$ ,  $\lambda < 1 \text{ cm}$  und  $B < 0,5 \cdot 10^5 \text{ Gauß}$  maximale Temperaturen von 1–3 Millionen Grad bei Dichten von  $8 \cdot 10^{16}$ – $3 \cdot 10^{17}$  Elektronen je  $\text{cm}^3$  zuläßt. Die experimentell beobachteten Werte stimmen hiermit überein.

b) In gleicher Weise lassen sich die Aussichten des im Aufbau befindlichen großen Experimentes abschätzen. Der ohne geschlossene Feldkonfiguration und ohne magnetische Spiegel zugängliche Bereich kann hier durch

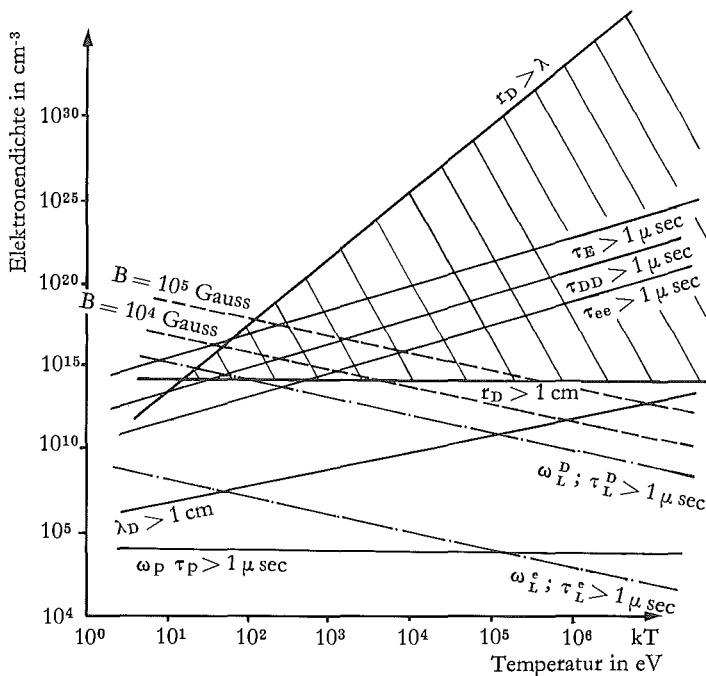


Abb. 14: Einteilung der hydromagnetischen Bereiche: Charakteristische Zeiten

$B < 1,25 \cdot 10^3$  Gauß  $\tau_D > \lambda$  und etwa  $\lambda < 100$  cm abgegrenzt werden. Die kurzzeitig maximal erreichbaren Temperaturen liegen hier zwischen rund 1,5 Millionen Grad bei  $n_e = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und etwa 30 Millionen Grad bei  $n_e = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . 1 KeV entspricht umgerechnet einer Temperatur von 11,6 Millionen Grad Kelvin.

Will man die erheblich längere Halbperiode (20  $\mu\text{sec}$ ) des Magnetfeldes im großen Experiment ohne eine geschlossene Feldkonfiguration für die Einschließung eines stoßbedingten Plasmas ausnutzen, so muß allerdings voraussichtlich  $\lambda < 1 \text{ cm}$  sein, was die maximale Temperatur auf rund 8 Millionen Grad begrenzt (bei  $n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Im Fall einer geschlossenen, magnetischen Konfiguration mit antiparallelem inneren Feld lassen sich im Prinzip noch höhere Temperaturen erreichen. Diese Konfiguration ist jedoch instabil, da die geschlossenen Feldlinien sich infolge der Maxwell'schen Spannungen zu verkürzen suchen. Hierbei findet zunächst eine axiale Kontraktion der Plasmasäule und später ein instabiler Zerfall der Konfiguration statt. Ob diese geschlossene Konfiguration sich annähernd über

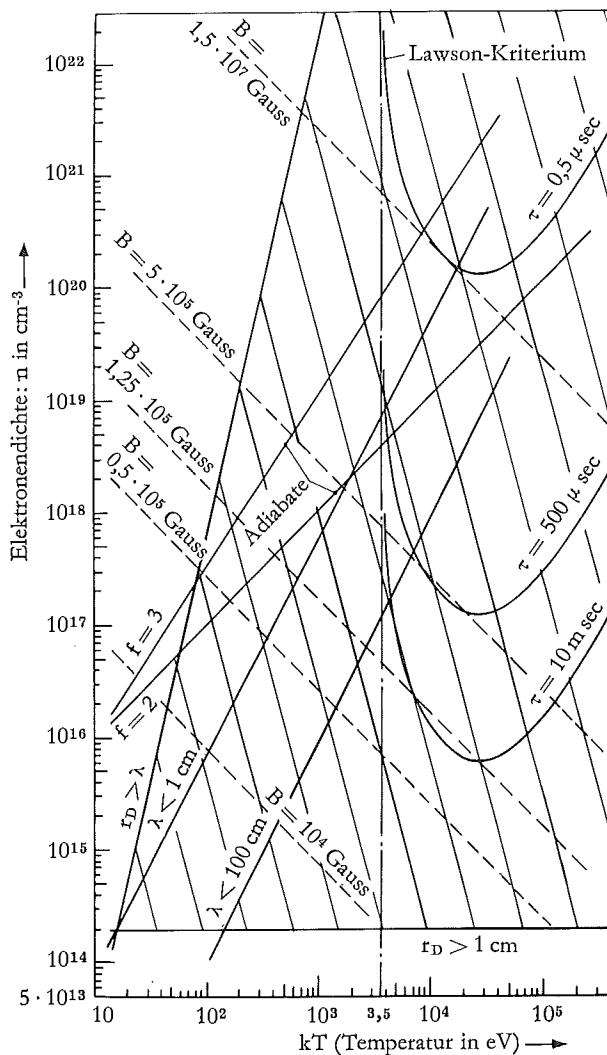


Abb. 15: Einteilung der hydromagnetischen Bereiche: Lawson-Kriterium und Adiabaten

die Halbperiode des Kompressionsfeldes aufrechterhalten lässt, müssen die Experimente zeigen.

c) Die im Diagramm eingezeichneten Kurven für die Erfüllung des Lawsonkriteriums zeigen, daß bei einem maximalen Magnetfeld von  $1,25 \cdot 10^5$  Gauß eine minimale Einschließungszeit von 10 Millisekunden

nötig ist. Da das im Aufbau befindliche Experiment aus Dimensionsgründen zunächst eine Einschließungszeit von rund 10 Mikrosekunden ergibt, sind die Bedingungen des Lawsonkriteriums bei weitem nicht erfüllbar.

d) Die Adiabaten zeigen den Verlauf von Dichten und Temperaturen bei einer adiabatischen Kompression für  $f = 2$  (rasche Kompression) und  $f = 3$  (langsame Kompression, d. h. Kompressionszeit größer als Stoßzeit).

Legt man eine Parallele zu der gezeichneten Adiabaten für  $f = 3$  durch den Punkt  $T \approx 30$  Mill. Grad,  $n_e \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , so sieht man, daß diese Werte z. B. durch die adiabatische Kompression eines Anfangsplasmas mit  $T = 1$  Mio Grad und  $n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  erreicht werden können. Ein solches Anfangsplasma läßt sich jedoch mit den in den Abschnitten II-VI geschilderten Methoden erzeugen. Die gestrichelte Kurve für  $B = 1,5 \cdot 10^7$  Gauß zeigt, daß sich das Lawsonkriterium bei einer Einschließungszeit von 0,5  $\mu\text{sec}$  bei  $T \approx 100$  Millionen Grad und  $n_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  erfüllen läßt. Magnetfelder von  $1,4 \cdot 10^7$  Gauß sind bereits experimentell in Los Alamos für Zeiten von einigen Mikrosekunden durch die Implosion eines Magnetfeldes mittels einer Sprengladung erreicht worden. Mit dieser Technik ließe sich daher im Prinzip eine positive Energiebilanz erreichen, allerdings in einem Experiment, das mehr Ähnlichkeit mit einer Bombe als mit einem thermonuklearen Reaktor hat.

Zusammenfassend läßt sich aus dem Diagramm 15 entnehmen, daß das im Aufbau befindliche große Experiment die Aussicht bietet, ein Plasma hoher Temperatur und Dichte bis in die Nähe der theoretischen Zündtemperatur eines D-T-Gemisches zu erzeugen. Eine positive Energiebilanz wäre jedoch erst bei einer etwa tausendfachen Einschließungszeit erreichbar, was eine erheblich größere und kostspieligere Anlage erfordern würde, wie sie im Augenblick noch jenseits der Grenzen des technisch Erreichbaren liegen dürfte. Das Experiment gestattet jedoch in vollem Umfang das Studium der Physik der Plasmen hoher Temperatur bis in den thermonuklearen Bereich hinein.

Herrn Professor Fuchs danke ich für sein unermüdliches Interesse, dem Lande Nordrhein-Westfalen für die großzügige finanzielle Unterstützung, den Damen und Herren des Instituts für ihre wertvolle Mitarbeit und den Herren Fay, Geller, Hintz und Teckenburg für die Überlassung von Bildern.

Nicht zuletzt gilt mein besonders herzlicher Dank Herrn Staatssekretär Prof. Dr. Dr. Leo Brandt und der Arbeitsgemeinschaft für Forschung für die Einladung zu diesem Vortrag, die mir die Möglichkeit gab, einen Überblick über den Stand der Arbeiten des Instituts für Plasmaphysik zu geben.

### IX. Literatur

#### Arbeiten und Berichte des Instituts für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich

- H. L. Jordan*, Fast Circuit Techniques and Experiments with Fast Magnetic Compression Devices, Rendiconti, S.I.F. XIII, 97–106 (1959).
- H. L. Jordan*, The Boltzmann Equation, Rendiconti, S.I.F. XIII, 76–81 (1959).
- H. L. Jordan*, Hydromagnetic Shock Waves, Part I: Theory, Rendiconti, S.I.F. XIII, 82–89 (1959).
- H. L. Jordan*, Hydromagnetic Shock Waves, Part II: Experiments, Rendiconti, S.I.F. XIII, 90–96 (1959).
- H. L. Jordan, H. Kever and K. Schindler*, Notes on Fast Magnetic Compression of Plasmas, Nuclear Instruments 4, No. 5, 322 (1959).
- E. Hintz and H. Beerwald*, The Three Electrode Spark Gap and its Application for the Simultaneous Switching of Many Parallel Spark Gaps, Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959.
- K. H. Dippel and W. Teckenburg*, Magnetic Field Probes with High Frequency Response, Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959.
- H. Förster and J. Schlüter*, Measurements of Conductivity on Linear Pinch Discharges by Means of Magnetic Probes, Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959.
- H. Fay, E. Hintz and H. L. Jordan*, Experiments on Shock-Compression of Plasmas, Conf. on Ionization in Gases, Uppsala 1959.
- E. Hintz, H. Fay and H. L. Jordan*, Effect of Radiofrequency Preionization on Neutron Production by a Fast Magnetic Compression, American Phys. Soc. 328 (1959).
- H. Kever*, Zur Theorie der magnetischen Kompression zylindersymmetrischer Plasmen, JüI-2-PP, KFA-Bericht (1961).
- H. Kever*, Theory of Dynamical Behaviour of Plasmas with Internal Magnetic Fields During Magnetic Compression, Proc. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg (1961).
- K. Schindler*, A Perturbation Method for Hydromagnetic Stability Problems, Proc. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg (1961).
- K. Schindler*, Zur Stabilität des Plasmas im statischen Gleichgewicht, JüI-11-PP, KFA-Bericht (1961).
- T. El-Khalafawy*, Spektroskopische Messungen an einer elektrodenlosen Ringentladung, JüI-12-PP, KFA-Bericht (1961).
- P. Bogen and E. Hintz*, Investigations on a Pulsed Electrodeless Ring Discharge with Magnetic Bias Fields of Different Amplitudes Proc. V. Int. Conference on Ionization Phenomena in Gases, München (1961), (JüI-17-PP, KFA-Bericht).
- E. Hintz*, Magnetic Field Measurements during the Fast Magnetic Compression of a Preheated Deuterium Plasma and Their Relevance, Proc. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg (1961), (JüI-13-PP).
- H. Beerwald, P. Bogen, T. El-Khalafawy, H. Fay, E. Hintz and H. Kever*, Production of a Highly Ionized Plasma with Low Impurity Level, with and without Magnetic Bias Fields for Magnetic Compression Experiments, Proc. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg (1961), (JüI-19-PP).

- P. Bogen and E. Hintz*, Density Distribution from Radiation Measurements During the Fast Magnetic Compression of a Plasma, Jü1-18-PP, KFA-Bericht (1961).
- W. Bieger, D. Dorn, P. Noll and H. Tuczek*, Measurements of Ion Energy Distribution on a Plasma Gun, Proc. V. Int. Conference on Ionization Phenomena in Gases, München (1961), (Jü1-22-PP).
- W. v. Waldenfels*, Eine Klasse stationärer Markowprozesse, Jü1-25-PP, KFA-Bericht (1961).
- H. L. Jordan*, Methods for the Production of High Density, High Temperature Plasmas by Magnetic Compression under Controlled Initial Conditions, Proc. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg (1961), (Jü1-36-PP).
- H. Beerwald*, Untersuchung des Aufbaues einer elektrodenlosen Ringentladung mit Hilfe von Mikrowellen, Proc. V. Int. Conference on Ionization Phenomena in Gases, München (1961), (Jü1-33-PP).
- E. Hintz*, Experimente zur Aufheizung eines Deuteriumplasmas mit Hilfe einer schnellen magnetischen Kompression. Dissertation Aachen (1962).

## Summary

Fully ionized plasmas of high temperature or of high directed velocity have interesting applications for the production of energy by controlled thermonuclear fusion, for space vehicle propulsion by magnetically driven plasma jets and for the study of the direct conversion of plasma kinetic energy to electric energy, as e.g. in magnetohydrodynamic generators.

The paper describes methods developed in the past years in the Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich which allow the production of fully ionized plasmas isolated from material walls, with extremely low impurity content at high densities and with temperatures of several million degrees centigrade or with directed velocities up to 40 cm/ $\mu$ sec.

The plasma is produced in consecutive steps:

- a) Radiofrequency preionization which produces a weakly ionized electrically conducting gas.
- b) Superposition of a slowly varying magnetic field in order to produce an internal magnetic field of given polarity and intensity.
- c) Preheating by a high power electrodeless discharge which produces a fully ionized, magnetically isolated plasma of about  $30\,000^\circ$  with trapped internal magnetic field.
- d) Shock-heating and adiabatic compression by a fast rising external magnetic field, which, depending on the geometry of the field producing coils, either heats the plasma to temperatures of millions of degrees or accelerates the plasma to high directed velocities.

These methods have been developed in a number of smaller experiments. A larger magnetic compression experiment is under construction which could produce theoretically temperatures between 1 and 30 million degrees at high particle densities for about 10 mikoseconds. This experiment allows the study of the physics of thermonuclear plasmas not far from the theoretical ignition temperature for a Deuterium-Tritium reaction, but is by far too small for thermonuclear energy production.

## Résumé

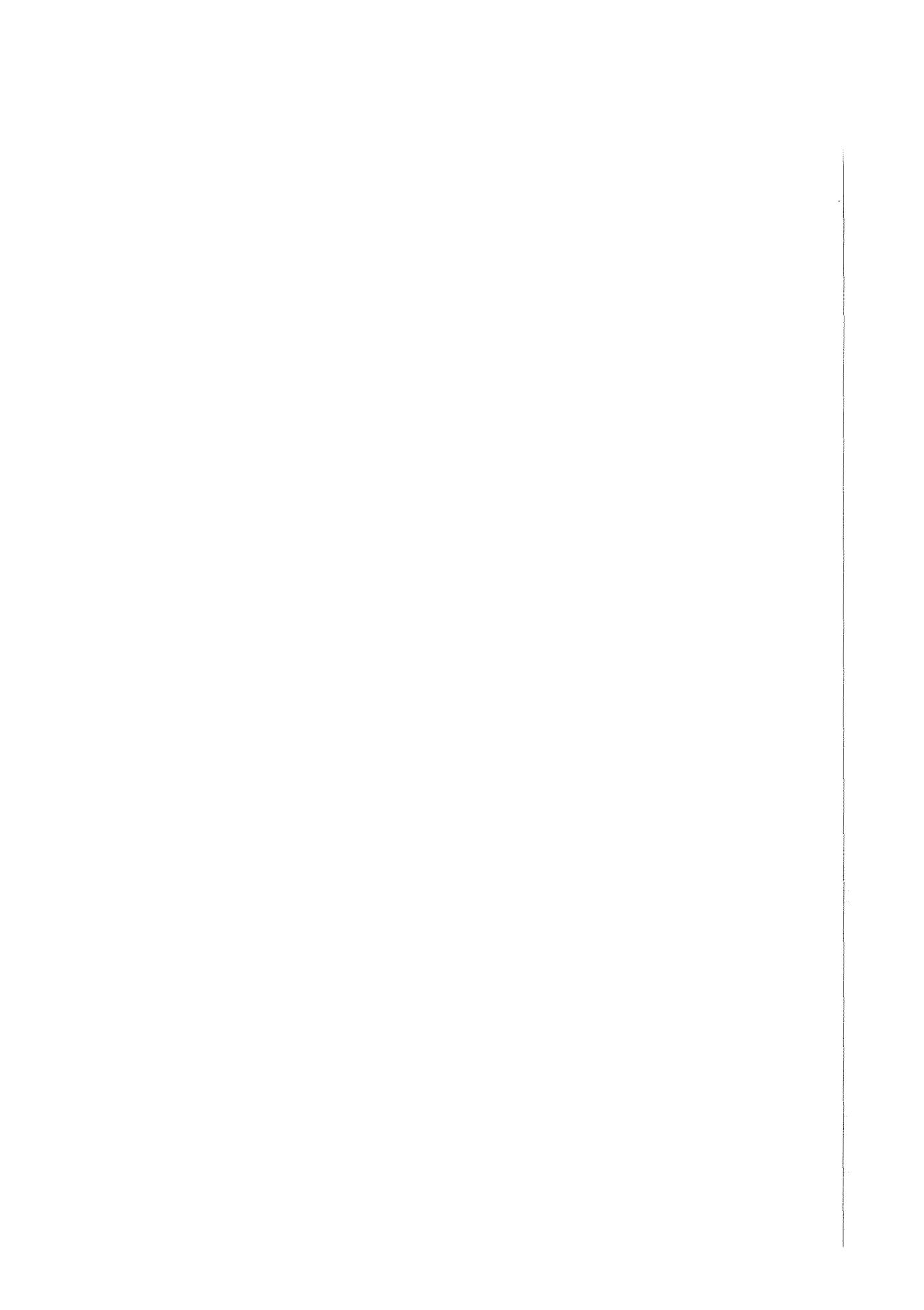
Les plasmas totalement ionisés, à haute température ou à grande vitesse dirigée, ont des applications intéressantes pour la production d'énergie par fusion thermonucléaire, pour la propulsion de véhicules spatiaux par jets de plasma à poussée magnétique et pour l'étude de la conversion de l'énergie cinétique du plasma en énergie électrique, comme, p. ex., dans les générateurs magnéto-hydrodynamiques.

L'article décrit les méthodes mises au point ces dernières années à l' « Institut für Plasmaphysik » du centre de recherches nucléaires de Jülich et qui permettent de produire des plasmas totalement ionisés, isolés de parois matérielles, avec une teneur extrêmement basse en impuretés aux hautes densités et avec des températures de plusieurs millions de degrés Celsius ou avec des vitesses dirigées jusqu'à  $\text{cm}/\mu\text{sec}$ .

Le plasma est produit en phases successives:

- a) Pré-ionisation par radio-fréquence, produisant un gaz faiblement ionisé, conducteur d'électricité.
- b) Superposition d'un champ magnétique variant lentement, pour produire un champ magnétique intérieur de polarité et d'intensité données.
- c) Préchauffage par une décharge de haute puissance, sans électrode, qui produit un plasma totalement ionisé, isolé magnétiquement, d'environ  $30\,000^\circ$  avec champ magnétique intérieur emprisonné.
- d) Chauffage de choc et compression adiabatique par un champ magnétique extérieur s'élevant rapidement et qui, suivant la forme géométrique des enroulements produisant le champ, ou bien chauffe le plasma à des millions de degrés, ou bien accélère le plasma à de hautes vitesses dirigées.

Ces méthodes ont été mises au point en un nombre d'expériences plus restreintes. On prépare une expérience plus importante de compression magnétique qui pourrait produire théoriquement des températures entre 1 et 30 millions de degrés à hautes densités des particules pendant environ 10 microsecondes. Cette expérience permet l'étude de la physique des plasmas thermonucléaires non loin de la température théorique d'ignition pour une réaction deutérium – tritium, mais elle est beaucoup trop faible pour la production thermonucléaire d'énergie.



## Diskussion

*Dr. phil., Dr.-Ing. E. h. Karl Steimel*

Kann man jetzt schon übersehen, daß die im letzten Dreivierteljahr sich sehr stark auftuende neue Technik der Erzeugung extrem großer Magnetfelder mit Hilfe von Niobiumzirkon, Niobiumzinn auch auf die Plasma-Physik in dieser Form eine Rückwirkung hat? Es ist ja doch z. B. möglich, mit Niobiumzinn Magnetfeldstärken in der Größenordnung von 300 Kilo-Gauß zu erzeugen, wobei hier ganz besonders interessant ist, daß Stromfäden, die man zur Erzeugung dieses Feldes benutzt, extrem hohe Ströme zu führen gestatten, also beispielsweise 1000 Ampère pro Quadratmillimeter gegenüber 10 Ampère im Vergleichsfall bei Kupfer, also eine etwa 100mal größere Stromdichte! Man könnte also denken – aber Sie werden das besser übersehen! –, ob man z. B. bei dem antiparallelen Magnetfeld das innere Magnetfeld auf diese Art und Weise erzeugt und damit extrem hohe Ausgangsmagnetfelddichten bewirkt.

Wenn dem so wäre, müßte man nämlich daran denken, diese Technik sehr rechtzeitig vorzubereiten, da sie eine ziemlich langfristige Vorbereitungszeit braucht.

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Die Erzeugung von hohen Magnetfeldern mit supraleitenden oder auch mit tiefgekühlten Spulen hat den Vorteil eines wesentlich geringeren Energieaufwandes. Trotz des Energiebedarfs der erforderlichen Kühlaggregate sind erhebliche Einsparungen möglich. Magnetfelder oberhalb von 100 Kilogauß über längere Zeiten und in größeren Volumina herzustellen, dürfte nur mit dieser neuartigen Technik möglich sein. Wenn in Zukunft sich einmal die Frage der Wirtschaftlichkeit eines Fusionskraftwerkes stellt, dann dürften die supraleitenden Spulen eine ausschlaggebende Rolle spielen. Im Augen-

blick sind unsere Experimente auf kurze Zeiten und hohe Dichten angelegt. Hierbei würden supraleitende Spulen noch keinen Vorteil bringen. Sobald Experimente begonnen werden, die erheblich längere Einschließungszeiten zum Ziel haben, werden wir uns voraussichtlich der erwähnten Technik bedienen.

*Staatssekretär Professor Dr. b. c., Dr.-Ing. E. h. Leo Brandt*

Herr Professor Fucks hat im Eingang seines Vortrages darauf hingewiesen, wie wichtig die Querverbindung eines solchen Forschungszentrums mit der Hochschule und der Universität ist. Die Frage, die eben gestellt und von Herrn Dr. Jordan beantwortet worden ist, wie auch andere Gedankengänge in beiden Vorträgen zeigen, wie wichtig gleichzeitig die Verbindung der Arbeiten in einem solchen Zentrum mit denen der Industrie ist, und zwar mit derjenigen Industrie, die gewohnt ist, die schwierigsten elektrotechnischen Großapparaturen herzustellen, denn ohne eine enge Zusammenarbeit mit dieser Industrie sind die Anforderungen nicht zu erfüllen.

*Dr. rer. techn. habil. Alfred Boettcher*

Mich würde interessieren, wie groß der Energieanteil, genauer gesagt: der Anteil der Aufheizung ist, der durch diesen Effekt, den Sie die Interdiffusion der beiden Magnetfelder an der Grenze nannten, entsteht. Wie groß ist der Anteil der Wärmeenergie, der hiervon kommt, gemessen an der Kompressionsenergie?

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Die gesamte Energie des inneren magnetischen Feldes kann im Prinzip in thermische Energie des Plasmas umgesetzt werden, ebenso wie ein Teil der Energie des komprimierenden äußeren Feldes, das in das Plasma hineindiffundiert. Eines ist jedoch zu beachten: Der Energieumsatz erfolgt in einer Grenzschicht. Wenn in dieser Grenzschicht pro Zeiteinheit mehr magnetische Energie umgesetzt wird, als thermalisiert und durch Wärmeleitung aus dieser Grenzschicht entfernt werden kann, so findet eine Überhitzung statt, und die Grenzschicht wird z. B. turbulent.

*Dr. rer. techn. habil. Alfred Boettcher*

An sich ist eine Zylindersymmetrie hinsichtlich des Volumenanteils der Grenzschicht zum Gesamtvolumen eine ziemlich schlechte, und es drängt sich der Gedanke auf: Kann man nicht von einem zylindrischen Plasma-Behälter zu einem flachen übergehen, d. h. den spezifischen Anteil der Grenzfläche des Gesamtvolumens dadurch wesentlich erhöhen, daß man nicht eine runde, sondern eine flache Spule nimmt?

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Das ließe sich sicher machen. In der von Ihnen vorgeschlagenen Form hat es noch niemand probiert.

*Professor Dr.-Ing. August Wilhelm Quick*

In den Ausführungen von Herrn Kollegen Fucks über Verdichtungsstöße waren besonders die Erscheinungen vor dem Verdichtungsstoß interessant. Diese sind auch von anderen Autoren gefunden worden und werden mit der Elektronendiffusion erklärt. Bei den von Ihnen gefundenen hohen Temperaturen in der Größenordnung von 40 000 Grad werden die Molekül- und Elektronengeschwindigkeiten so groß sein, daß vor dem Stoß Elektronen sein werden.

Sie zeigen, daß die Strahlung eine Ionisierung vor dem Stoß hervorruft. Wahrscheinlich sind beide Effekte beteiligt, aber wie kann man sie unterscheiden?

*Professor Dr.-Ing. Wilhelm Fucks*

Der Unterschied zwischen den Arbeiten, die in Professor Schultz-Grunows Institut für Mechanik von Grönig gemacht worden sind, und den Arbeiten im Aachener Physikalischen Institut ist zunächst einmal der, daß die Machzahlen klein sind und unsere groß. Grönig hat Machzahlen bis maximal 10. Die Frage, ob es sich bei den precursor-phänomenen um Einstrahlung von Teilchen, speziell Elektronen, oder um andere Strahlung handelt, ist schon länger in der Literatur behandelt worden. Nach Herrn Grönigs Theorie

sollte Ladungstrennung im Bereich hinter dem Verdichtungsstoß möglich sein. Er erklärt seine precursor Signale durch Elektronendiffusion aus dem Bereich hinter dem Verdichtungsstoß in den Bereich vor dem Verdichtungsstoß hinein. Die Ergebnisse der Arbeit basieren auf Messungen der Leitfähigkeit. Von da aus ist auf die Elektronendichten vor dem Verdichtungsstoß geschlossen worden. Die Theorie mag möglicherweise im Bereich niedriger Machzahlen begründet erscheinen. Eine gewisse Schwierigkeit bot die Darlegung in der Arbeit, durch welche gezeigt werden sollte, daß die Erklärung durch Strahlung ausgeschlossen werden kann. Vielleicht kann man sagen, daß diese Überlegungen noch nicht als abschließend ausdiskutiert gelten können.

Auch bei den vorliegenden Untersuchungen kann noch nicht als abschließend geklärt angesehen werden, um was es sich bei den precursor Signalen handelt. Insbesondere ist noch genauer zu klären, aus welchem Bereich hinter der Leuchtfront die Strahlung kommt. Ferner, ob es sich um Streulicht oder Sekundärstrahlung handelt.

Bei den Kolbschen Versuchen mit T-Rohren wird durch Untersuchung des Lichtes, das durch einen seitlichen Kanal abstrahlt, hier Klarheit zu gewinnen versucht. Die hier dargelegten experimentellen Ergebnisse gehen über die bisher im Schrifttum bekanntgewordenen hinaus. Sie zeigen, daß es sich um eine Einwirkung handelt, die aus dem Raum der Spule kommt und die sich mit hoher Geschwindigkeit, vermutlich Lichtgeschwindigkeit, ausbreitet, und ferner, daß die beobachteten Signale eine Sekundärstrahlung, also keine Streustrahlung, darstellen.

*Professor Dr.-Ing. August Wilhelm Quick*

Ich habe dazu noch eine kurze zusätzliche Frage: Gibt es eine Begründung, daß die Elektronendiffusion bei höheren Machzahlen nicht existiert? Wenn sie bei niedrigen Machzahlen vorhanden ist, müßte sie bei höheren Machzahlen doch wohl auch auftreten. Vielleicht ist sie relativ gering gegenüber der Strahlung. Ist es so oder gibt es Gründe, daß die Diffusion dann nicht mehr stattfindet?

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Elektronendiffusion ergibt Ladungstrennung, und diese ist räumlich nur über Abstände der Größenordnung einer Debyelänge möglich. Die Debye-

länge hängt von der Dichte und der Temperatur ab. Bei vielen Stoßwellenexperimenten ist diese Länge klein gegen die beobachteten Stoßfrontdicken. Eine Abhängigkeit von der Machzahl besteht nur indirekt über die Änderung von Dichten und Temperaturen.

*Staatssekretär Professor Dr. h. c., Dr.-Ing. E. h. Leo Brandt*

Herr Kollege Fucks, Sie haben von 100 Mach gesprochen. Sie sind an diese Aufgabe – wenn ich das so sagen darf – vom Gesichtspunkt des Physikers herangegangen. Wird nun ein solches Experiment, das in Heliumgas stattgefunden hat, wenn ich es recht verstanden habe, unter Umständen auch für die Aerodynamiker interessant werden?

*Professor Dr.-Ing. Wilhelm Fucks*

Die Vorteile der Methode ersieht man am besten, wenn man einen Vergleich mit älteren Methoden macht. Viele Versuche wurden mit Rohren gemacht, die durch eine Membran in zwei Bereiche geteilt waren. Durch die Membran war es möglich, einen Druckunterschied einzustellen. Bei dem Durchstoßen der Membran entstand der Verdichtungsstoß. Bei anderen Versuchen hat man Sprengstoff für die Erzeugung der Dichteänderung benutzt, welche den Verdichtungsstoß verursacht. Demgegenüber beherrscht man den Vorgang bei der elektromagnetischen Erzeugung in technisch vollkommener Weise.

Als Arbeitsgas wurde bei uns Helium benutzt. Man hat dabei auch noch bei verhältnismäßig hohen Temperaturen ein Linienspektrum. Die Theorie ist auch beim neutralen Helium gut bekannt, beim einfach ionisierten Helium hat man ein wasserstoffähnliches Gas.

Vergleicht man die vorliegende Methode mit anderen elektromagnetischen Methoden, z. B. mit dem Kolbschen T-Rohr, so besteht ihr Vorteil darin, daß im Entladungsrohr keine metallischen Elektroden vorhanden sind. Das ist günstig im Hinblick auf die Verunreinigungen, die bei spektroskopischen Untersuchungen stören. Natürlich gibt es auch bei dieser Methode Verunreinigungen, einmal solche, die mit dem nicht restlos reinen Gas eingeführt werden, oder solche, die durch die Wechselwirkung zwischen der Entladung und der Rohrwand zustande kommen.

Bei den vorliegenden Versuchen konnte eine Reproduzierbarkeit erzielt werden, die im Vergleich zu der sonst erzielten als gut bezeichnet werden kann. Vor jedem Verdichtungsstoß wird das Rohr hochevakuiert und Gas neu eingefüllt. Nach einer Formierung durch etwa 50 Entladungen hat man für viele Entladungen sehr gute reproduzierbare Verhältnisse.

Die elektromagnetischen Erzeugungsmethoden für Verdichtungsstoße haben den Vorteil großer Variabilität. Sie sind flexibler als andere Methoden, und man wird mit ein und derselben Apparatur weite Bereiche von Machzahlen untersuchen können.

Es gibt natürlich auch hier schwierige Probleme. Dahin gehört der Zündvorgang im Spulenbereich, der mit dem Erzeugungsmechanismus des Verdichtungsstoßes zusammenhängt. Hierüber werden in Jülich gesonderte Untersuchungen angestellt.

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Ich möchte noch etwas hinzufügen:

Die Stoßwellen mit Machzahlen um 100, wie sie hier beschrieben worden sind, werden mit ganz geringem Aufwand erzeugt! In der Kondensatorbatterie ist eine Kilowatt-Sekunde Energie gespeichert, d. h. die Energiemenge, die Sie aus der Steckdose in einer Sekunde bei einem Kilowatt Leistung entnehmen. Man kann diese Experimente natürlich erheblich größer bauen, etwa in der Größenordnung des Experimentes, das in Jülich für die magnetische Kompression aufgebaut wird. Damit müßte man zu Machzahlen von vielen 100 kommen. Mit einer großen Kondensatorbatterie lassen sich Stoßwellen auch in entsprechend größeren Rohren machen. Damit lassen sich viele Probleme studieren; wie z. B. Fragen des Wiedereintritts von Flugkörpern in die Atmosphäre.

*Dr.-Ing. Eugen Knoernschild*

Herr Dr. Jordan, Sie sprachen von den Verunreinigungen bei Ihren Versuchen und erwähnten, daß 1 % bereits genügten, um den Vorgang in Frage zu stellen. Gibt es eine einfache Erklärung für den Grund, daß eine solche, geringe Verunreinigung schon so nachteilig wirken kann und welches ist die geringste Verunreinigung, die Sie noch zulassen können?

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Das hängt davon ab, welche Temperaturen Sie erreichen wollen. Die Verluststrahlung durch diese Verunreinigung, sei es durch erhöhte Brennstrahlung, Linienstrahlung usw., nimmt sehr stark mit dem Grade an Verunreinigungen zu. Bei Plasmen über einer Million Grad werden außerordentlich hohe Forderungen an den Reinheitsgrad gestellt.

*Dr.-Ing. Eugen Knoernschild*

Sie verwenden doch sicher kein völlig reines Gas für diese Versuche, und bestimmte Verunreinigungen sind unvermeidbar. Würde dies dann irgend eine Begrenzung nach oben darstellen?

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Nicht mehr, wenn die Temperaturen so hoch sind, daß die Atome der Verunreinigungen völlig von ihren Elektronen befreit sind, was im allgemeinen oberhalb von einigen Kilovolt Temperatur der Fall ist. Dann machen sich Verunreinigungen nur durch erhöhte Bremsstrahlungsverluste bemerkbar. Der entscheidende Fortschritt des Experiments von Herrn Hintz, von dem ich gesprochen habe, liegt in dem außerordentlich niedrigen Grad an Verunreinigungen (kleiner als 0,05 %), der erheblich niedriger ist als bei allen anderen ähnlichen Experimenten. Zeta hatte 5 % Verunreinigungen. Scylla etwa 2 % Verunreinigungen.

*Staatssekretär Professor Dr. h. c., Dr.-Ing. E. h. Leo Brandt*

Warum hat Zeta einen Verunreinigungsgrad von 5 %?

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Zeta hat eine sehr große Vakuumkammer: Ein Torus von 3 Metern großem und 1 Meter kleinem Durchmesser, dessen Beherrschung erhebliche technische Schwierigkeiten mit sich gebracht hat. Zeta hatte überdies keine Vor-

heizung. Die Entladung zündete daher in nur schwach vorionisiertem Gas an den Gefäßrändern und löste dabei erhebliche Mengen an Verunreinigungen ab.

*Professor Dr. phil. Günther O. Schenck*

Darf ich eine ganz triviale Bemerkung zur Ergänzung machen?

Der Vergleich mit den Energien legt ja nahe, auch den Vergleich mit der Sonnenaufstrahlung zu machen, die wir als konstanten Zustrom auf die Erde empfangen. Mir ist gerade zufällig in Erinnerung – ich hatte das kürzlich einmal ausgerechnet –, daß an einem Sommersonnentag bei uns auf die Bundesrepublikfläche immerhin eine Energie kommt, die mehr ist als die gesamte Jahres-Primärenergie, die in Westdeutschland gewonnen wird. Das ist wohl auch der Grund, weshalb man sich in Amerika in immer stärkerem Maße überlegt, wieweit man die Sonnenenergie praktisch nutzen kann.

Dann habe ich aber noch eine praktische Frage. Ich glaube, daß diese Untersuchungen noch ganz woandershin Ausstrahlung und Wert haben können. Eigentlich ist es doch so, daß die Forschung immer durch die Materialtechnologie begrenzt wird. Ich bin überzeugt, daß gerade durch diese extremen Forderungen die ganze Materialtechnologie sich weiter entwickelt. Wohin das dann alles ausstrahlt, das weiß man noch gar nicht. Beispielsweise die heutigen Quecksilberdampflampen, die Hochdruckentladungen und damit wohl überhaupt das erste Plasma sind nur entdeckt worden, weil ein Mann – Dr. Küch – in Hanau in der Lage war, reines Quarz herzustellen und glasbläserisch zu verarbeiten.

Ich bin überzeugt, daß also auch von der neuen Plasmaphysik eine sehr starke Ausstrahlung auf Nachbargebiete erfolgt, die vielleicht ganz woanders zu Buch schlagen wird und sehr viel früher als die Fusion.

Für den Chemiker und biologisch Interessierten ist natürlich auch die Erzeugung von so starken Magnetfeldern interessant. Ich darf hier vielleicht berichten, daß von russischer Seite – von amerikanischer Seite wird es bestätigt, erscheint mir aber immer noch unwahrscheinlich – berichtet wurde, daß die Keimung von Gerste, von Magnetfeldern abhängig, in verschiedenen Richtungen verschieden stark sein soll. Nun weiß man auf der anderen Seite, daß bei chemischen Prozessen oft radikalische Zwischenstoffe auftreten, die paramagnetisch sind. Man gelangt unter Umständen mit stärkeren Magnetfeldern wieder zu verbesserten Nachweismöglichkeiten für solche Radikale. Hierauf können wir uns in Jülich freuen.

*Dr. rer. nat. Hermann L. Jordan*

Von den angeschnittenen zwei Diskussionspunkten behandelt einer die Sonnenenergie. Ich hatte vorhin einen Vergleich gezogen, wieweit die Energievorräte reichen, wenn man das Hundertfache des derzeitigen jährlichen Energieverbrauchs der Menschheit zugrunde legt; dieser Wert ist etwa 1 % der von der Sonne jährlich eingestrahlten Energie. Man kann vermutlich etwa 1 % der Sonnenenergie zusätzlich an Energie erzeugen, ohne die Klimaverhältnisse der Erde in entscheidender Form zu ändern. Diese Sonnenenergie verteilt sich jedoch auf die ganze Oberfläche der Erde. Um den hundertfachen heutigen Energiebedarf der Menschheit aus Sonnenenergie decken zu können, müßte man daher ein Hundertstel der Erdoberfläche mit Sonnenbatterien überdecken, was schwierig sein dürfte.

Um auf Ihre zweite Frage einzugehen, so ist die Materialtechnologie ohne Zweifel für die Hochtemperaturplasmaphysik ein entscheidendes Problem. Das mag Ihnen ein Beispiel zeigen. Dr. Kolb, Naval Research Lab., Washington, mit dem wir eng befreundet sind, hat gerade eine große Kondensatorbatterie in Betrieb genommen, deren Energieinhalt dreimal so groß ist wie der der im Bau befindlichen Jülicher Batterie. Bis jetzt sind die Versuche nicht vorangekommen, da das das Gas einschließende Quarzrohr bei jeder einzelnen Entladung zertrümmert wird, während ein Glasrohr die Entladung übersteht, aber einen hohen Grad an Verunreinigungen liefert. Die Gründe sind noch unbekannt.

*Staatssekretär Professor Dr. h. c., Dr.-Ing. E. h. Leo Brandt*

Herr Kollege Fucks, Sie haben kurz über die Bedeutung der Plasmaphysik für das – mindestens theoretische – Durchdenken von Plasma-Antrieben gesprochen. Würden Sie noch erläutern, um welche Plasma-Antriebe es sich handelt und warum man sie in der Weltraumfahrt gebraucht?

*Professor Dr.-Ing. Wilhelm Fucks*

Man kann generell sagen, daß jede magnetische Einschließungsart eines Plasmas auch eine Methode für einen Plasmaantrieb abgibt. Jede dieser Einschließungsarten erlaubt es, Impuls auf Plasma zu übertragen, d. h. das

Plasma zu beschleunigen. Damit hat man die Möglichkeit, einen Antrieb nach dem Impulssatz zu konstruieren, wie das auch bei allen übrigen Methoden geschieht.

*Staatssekretär Professor Dr. b. c., Dr.-Ing. E. b. Leo Brandt*

Überlegt man zur Zeit ernsthaft Plasmaantriebe für Weltraumkörper?

*Professor Dr.-Ing. Wilhelm Fucks*

Es wird sehr viel auf diesem Gebiet gearbeitet. Wesentlich ist, daß man mit einer möglichst geringen Menge von Material eine möglichst hohe Bewegungsgröße, d. h. ein möglichst hohes Produkt aus Masse und Geschwindigkeit erhält. Das läuft darauf hinaus, daß man möglichst hohe Geschwindigkeiten erzeugt. Plasmabeschleuniger erlauben dies in besonders hohem Maße.

Entsprechend sollte es auch möglich sein, Plasmabremsen zu konstruieren. Wenn ein Körper aus dem Raum in die Lufthülle der Erde eindringt und in seiner Umgebung ein Plasma erzeugt, sollte es möglich sein, mit Hilfe von Magnetfeldern dessen Viskosität zu beeinflussen.

*Staatssekretär Professor Dr. b. c., Dr.-Ing. E. b. Leo Brandt*

Darf ich ergänzend bemerken, daß die Deutsche Bundespost an dem Einsatz von Satelliten für die Telefonverbindungen mit Amerika durch Aufbau einer Bodenstation beteiligt ist. Die Anlagekosten für die Sprechverbindung dürften etwa um die Hälfte geringer sein, als bei den zur Zeit verwendeten Seekabeln.

Man unterscheidet nichtstabilisierte und stabilisierte Satelliten. Von den erstenen benötigt man zur lückenlosen Nachrichtenübertragung 24 Stück, da jeder Satellit täglich nur eine Stunde von der Bodenempfangsstelle erreicht wird. Dagegen bleibt der stabilisierte Satellit etwa für ein Jahr am gleichen Ort. Um dieses Ziel zu erreichen, werden die Plasmadüsen benötigt. Die von Herrn Kollegen Fucks erwähnten Plasmaantriebe im freien Raum finden also bereits ihren praktischen Anwendungsbereich bei der Einrichtung von Nachrichtenverbindungen zwischen den Erdteilen mittels Satelliten.

*Dr.-Ing. Eugen Knoernschild*

Die elektrischen Antriebe werden natürlich nur dann verwendet, wenn ein Satellit sich der Erddanziehung entzogen hat und sich im Weltraum befindet, weil der Schub so klein ist, daß er normalerweise die Erdbeschleunigung nicht überwinden kann. Der Nutzungsgrad dieser Antriebe ist jedoch größer als bei den chemischen, weil sie einen wesentlich größeren spezifischen Impuls haben, d. h. Austrittsgeschwindigkeiten, die zwischen 10 000 und 100 000 m/s liegen. Es lassen sich mit außerordentlich kleinen Mengen Brennstoff Reisen nach anderen Planeten, der Venus usw., durchführen, wobei die Antriebe über Wochen oder Monate laufen, während mit den chemischen Antrieben nur ganz kurze Zeiten – Sekunden oder Minuten – in Frage kommen.

*Professor Dr.-Ing. August Wilhelm Quick*

Ich darf vielleicht noch einiges über die Antriebe ausführen und muß etwas Einschränkendes über die Zukunft der Plasmaantriebe sagen.

Es gibt u. a. zwei wichtige Kriterien für den Antrieb. Das erste ist der soeben erwähnte spezifische Impuls; er ist das Verhältnis von dem erzeugten Schub zu dem sekundlichen Treibstoffverbrauch. Die Dimension des spezifischen Impulses ergibt sich zu Sekunden. Die entscheidende Größe, die dabei auftritt, ist die Austrittsgeschwindigkeit der Treibgase aus der Raketendüse. Es kommt darauf an, die Masse des Treibstoffes mit einer möglichst großen Austrittsgeschwindigkeit auszustoßen. Bei chemischen Raketen sind diese Geschwindigkeiten bis maximal etwa 4500 m/sec. denkbar. Der spezifische Impuls ist etwa  $1/10$  davon, also 450 sek.

Das zweite Kriterium ist das Verhältnis von dem erreichten Schub zu dem Gewicht der Schuberzeugungsanlage. Dieser Wert muß größer als 1 sein, um von der Erde starten zu können, denn der Schub muß größer sein als das Gewicht der Rakete. Bei Plasma- und elektrischen Antrieben ist aber dieses Verhältnis im allgemeinen sehr viel kleiner, z. B. in der Größenordnung von  $10^{-3}$  bis  $10^{-5}$ . Der Schub ist also nur  $1/1000$  bis  $1/100000$  des Gewichtes. Aber dafür ist der spezifische Impuls wesentlich größer als bei den chemischen Raketen. Man kann daher diese Triebwerke nur für Zwecke nach der Startphase benutzen, also als Reiseantrieb.

Dies sei zum Grundsätzlichen vorausgeschickt.

Die Gesamtbilanz läßt nun nach dem augenblicklichen Stand der Erkenntnisse nicht vermuten, daß für erdnahe Missionen – ich meine hiermit den Bereich bis zum Mond – der chemischen Rakete eine Konkurrenz entsteht. Aber für Aufgaben, die darüber hinausgehen, ist es heute schon zu erkennen, daß andere Antriebe überlegen sind. Wenn diese auch spezifisch sehr viel schwerer sind, so ist der Verbrauch doch so klein, daß sie für diese Missionen große Bedeutung haben werden. Dieses ist der heutige Stand der Dinge. Bei dem Fortschreiten der Erkenntnisse, vor allem hinsichtlich der Verringerung der Gewichte, verschiebt sich diese Grenze in günstigem Sinne. Besonders gilt dieses für die Plasmaantriebe.

Ein ähnlich großes Interesse verdienen die Antriebe, die die Kernenergie zum Aufheizen eines Treibmittels benutzen. Hier ist Wasserstoff ein grundsätzlich günstiger Treibstoff. Um auf thermodynamischem Wege eine möglichst hohe Austrittsgeschwindigkeit des Treibmittels zu erzeugen, ist es notwendig, eine möglichst hohe Temperatur und ein möglichst kleines Molekulargewicht zu verwenden. Wasserstoff ist also aus diesen Gründen der günstigste Stoff. Der Wasserstoff muß also mit Hilfe der Kernenergie aufgeheizt werden. Diese Antriebe haben eine ganz besonders große Zukunft, denn sie erreichen Verhältnisse von Schub zu Gewicht in einer Größe, die auch für den Start von der Erde ausreichen können.

Es gibt eine ganze Reihe von Antrieben verschiedenster Konzeption. Davor bilden die Plasmaantriebe eine sehr interessante Gruppe.

VERÖFFENTLICHUNGEN  
DER ARBEITSGEMEINSCHAFT FÜR FORSCHUNG  
DES LANDES NORDRHEIN-WESTFALEN

*AGF-N  
Heft-Nr.*

**NATUR-, INGENIEUR- UND  
GESELLSCHAFTSWISSENSCHAFTEN**

- |   |  |
|---|--|
| <p>1    <i>Friedrich Seewald, Aachen</i><br/> <i>Fritz A. F. Schmidt, Aachen</i></p> <p><i>Rudolf Friedrich, Mülheim (Ruhr)</i></p> <p>2    <i>Wolfgang Riezler †, Bonn</i><br/> <i>Fritz Michel, Münster</i></p> <p>3    <i>Emil Lehnartz, Münster</i><br/> <i>Günther Lehmann, Dortmund</i></p> <p><i>Heinrich Kraut, Dortmund</i></p> <p>4    <i>Franz Wever, Düsseldorf</i><br/> <i>Hermann Schenck, Aachen</i><br/> <i>Max Haas, Aachen</i></p> <p>5    <i>Walter Kikuth, Düsseldorf</i><br/> <i>Rolf Dammei, Bonn</i><br/> <i>Werner Schulemann, Bonn</i></p> <p>6    <i>Walter Weizel, Bonn</i></p> <p><i>Siegfried Strugger †, Münster</i><br/> <i>Fritz Gummert, Essen</i></p> <p>7    <i>August Götte, Aachen</i><br/> <i>Karl Ziegler, Mülheim (Ruhr)</i></p> <p>8    <i>Wilhelm Fuchs, Aachen</i><br/> <i>Walter Hoffmann, Münster</i></p> <p>9    <i>Franz Bollerrath, Aachen</i><br/> <i>Heinrich Kaiser, Dortmund</i></p> <p>10   <i>Hans Braun, Bonn</i><br/> <i>Carl Heinrich Dencker, Bonn</i></p> <p>11   <i>Herwart Opitz, Aachen</i></p> <p><i>Karl Krekeler, Aachen</i></p> <p>12   <i>Hermann Rathert, Witten-Elberfeld</i><br/> <i>Wilhelm Weltzien, Krefeld</i></p> <p>13   <i>Karl Herz, Frankfurt a. M.</i></p> <p><i>Leo Brandt, Düsseldorf</i></p> <p>14   <i>Burckhardt Helfrid, Bonn</i><br/> <i>Hugo Wilhelm Knipping, Köln</i></p> | <p>Neue Entwicklungen auf dem Gebiete der Antriebsmaschinen<br/>     Technischer Stand und Zukunftsaussichten der Verbrennungs-<br/>     maschinen, insbesondere der Gasturbinen</p> <p>Möglichkeiten und Voraussetzungen der industriellen Ver-<br/>     wertung der Gasturbine<br/>     Probleme der Kernphysik<br/>     Isotope als Forschungsmittel in der Chemie und Biochemie</p> <p>Der Chemismus der Muskelmaschine<br/>     Physiologische Forschung als Voraussetzung der Bestgestaltung<br/>     der menschlichen Arbeit<br/>     Ernährung und Leistungsfähigkeit</p> <p>Aufgaben der Eisenforschung<br/>     Entwicklungslinien des deutschen Eisenhüttenwesens<br/>     Die wirtschaftliche und technische Bedeutung der Leichtmetalle<br/>     und ihre Entwicklungsmöglichkeiten</p> <p>Virusforschung<br/>     Fortschritte der Krebsforschung<br/>     Wirtschaftliche und organisatorische Gesichtspunkte für die<br/>     Verbesserung unserer Hochschulforschung</p> <p>Die gegenwärtige Situation der Grundlagenforschung in der<br/>     Physik<br/>     Das Duplikantenproblem in der Biologie<br/>     Überlegungen zu den Faktoren Raum und Zeit im biologischen<br/>     Geschehen und Möglichkeiten einer Nutzanwendung</p> <p>Steinkohle als Rohstoff und Energiequelle<br/>     Über Arbeiten des Max-Planck-Instituts für Kohlenforschung<br/>     Die Naturwissenschaft, die Technik und der Mensch<br/>     Wirtschaftliche und soziologische Probleme des technischen<br/>     Fortschritts</p> <p>Zur Entwicklung warmfester Werkstoffe<br/>     Stand spektralanalytischer Prüfverfahren und Folgerung für<br/>     deutsche Verhältnisse</p> <p>Möglichkeiten und Grenzen der Resistenzzüchtung<br/>     Der Weg der Landwirtschaft von der Energieautarkie zur<br/>     Fremdenergie</p> <p>Entwicklungslinien der Fertigungstechnik in der Metall-<br/>     bearbeitung<br/>     Stand und Aussichten der schweißtechnischen Fertigungs-<br/>     verfahren</p> <p>Entwicklung auf dem Gebiet der Chemiefaser-Herstellung<br/>     Rohstoff und Veredlung in der Textilwirtschaft</p> <p>Die technischen Entwicklungstendenzen im elektrischen Nach-<br/>     richenwesen<br/>     Navigation und Luftsicherung</p> <p>Stand der Enzymchemie und ihre Bedeutung<br/>     Ausschnitt aus der klinischen Carcinomforschung am Beispiel<br/>     des Lungenkrebses</p> |
|---|--|

15	<i>Abraham Esau †, Aachen</i> <i>Eugen Fleigner, Aachen</i>	Ortung mit elektrischen u. Ultraschallwellen in Technik u. Natur Die ferromagnetischen Werkstoffe der Elektrotechnik und ihre neueste Entwicklung
16	<i>Rudolf Seyffert, Köln</i> <i>Theodor Beste, Köln</i>	Die Problematik der Distribution Der Leistungslohn
17	<i>Friedrich Seewald, Aachen</i>	Die Flugtechnik und ihre Bedeutung für den allgemeinen technischen Fortschritt
	<i>Edouard Houdremont †, Essen</i>	Art und Organisation der Forschung in einem Industriekonzern
18	<i>Werner Schulemann, Bonn</i> <i>Wilhelm Groth, Bonn</i>	Theorie und Praxis pharmakologischer Forschung Technische Verfahren zur Isotopen trennung
19	<i>Kurt Traenckner †, Essen</i>	Entwicklungstendenzen der Gaserzeugung
20	<i>M. Zvingintzov, London</i>	Wissenschaftliche Forschung und die Auswertung ihrer Er- gebnisse
	<i>Alexander King, London</i>	Ziel und Tätigkeit der National Research Development Corporation
		Wissenschaft und internationale Beziehungen
21	<i>Robert Schwarz, Aachen</i> <i>Kurt Alder †, Köln</i>	Wesen und Bedeutung der Siliciumchemie Fortschritte in der Synthese der Kohlenstoffverbindungen
21a	<i>Karl Arnold</i> <i>Otto Hahn, Göttingen</i> <i>Stiegfried Strugger †, Münster</i>	Forschung an Rhein und Ruhr Die Bedeutung der Grundlagenforschung für die Wirtschaft Die Erforschung des Wasser- und Nährsalztransportes im Pflanzenkörper mit Hilfe der fluoreszenzmikroskopischen Kine- matographie
22	<i>Johannes von Allesch, Göttingen</i> <i>Otto Graf, Dortmund</i>	Die Bedeutung der Psychologie im öffentlichen Leben Triebfedern menschlicher Leistung
23	<i>Bruno Kuske, Köln</i>	Zur Problematik der wirtschaftswissenschaftlichen Raum- forschung
	<i>Stephan Prager, Düsseldorf</i>	Städtebau und Landesplanung
24	<i>Rolf Danneel, Bonn</i> <i>Kurt Herzog, Krefeld</i>	Über die Wirkungsweise der Erbfaktoren Der Bewegungsbedarf der menschlichen Gliedmaßengelenke bei der Arbeit
25	<i>Otto Haxel, Heidelberg</i> <i>Max Wolf, Düsseldorf</i>	Energiegewinnung aus Kernprozessen Gegenwartsprobleme der energiewirtschaftlichen Forschung
26	<i>Friedrich Becker, Bonn</i> <i>Hans Straßl, Münster</i>	Ultrakurzwellenstrahlung aus dem Weltraum Bemerkenswerte Doppelsterne und das Problem der Stern- entwicklung
27	<i>Heinrich Behnke, Münster</i>	Der Strukturwandel der Mathematik in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts
	<i>Emanuel Sperner, Hamburg</i>	Eine mathematische Analyse der Luftdruckverteilungen in großen Gebieten
28	<i>Oskar Niemczyk †, Berlin</i>	Die Problematik gebirgsmechanischer Vorgänge im Steinkohlen- bergbau
	<i>Wilhelm Ahrens, Krefeld</i>	Die Bedeutung geologischer Forschung für die Wirtschaft, besonders in Nordrhein-Westfalen
29	<i>Bernhard Rensch, Münster</i> <i>Hermann Fink, Köln</i>	Das Problem der Residuen bei Lernvorgängen Über Leberschäden bei der Bestimmung des biologischen Wertes verschiedener Eiweiße von Mikroorganismen
30	<i>Friedrich Seewald, Aachen</i> <i>Karl Leist †, Aachen</i>	Forschungen auf dem Gebiet der Aerodynamik Einige Forschungsarbeiten aus der Gasturbinentechnik
31	<i>Fritz Mietzsch †, Wuppertal</i> <i>Gerhard Domagk, Wuppertal</i>	Chemie und wirtschaftliche Bedeutung der Sulfonamide Die experimentellen Grundlagen der bakteriellen Infektionen
32	<i>Hans Braun, Bonn</i>	Die Verschleppung von Pflanzenkrankheiten und Schädlings- über die Welt
	<i>Wilhelm Rudorf, Köln</i>	Der Beitrag von Genetik und Züchtung zur Bekämpfung von Viruskrankheiten der Nutzpflanzen

33	<i>Volker Aschoff, Aachen</i>	Probleme der elektroakustischen Einkanalübertragung
	<i>Herbert Döring, Aachen</i>	Die Erzeugung und Verstärkung von Mikrowellen
34	<i>Rudolf Schenck, Aachen</i>	Bedingungen und Gang der Kohlenhydratsynthese im Licht
	<i>Emil Lehnartz, Münster</i>	Die Endstufen des Stoffabbaus im Organismus
34a	<i>Wilhelm Fucks, Aachen</i>	Mathematische Analyse von Sprachelementen, Sprachstil und Sprachen
35	<i>Hermann Schenck, Aachen</i>	Gegenwartsprobleme der Eisenindustrie in Deutschland
	<i>Eugen Piwowarsky †, Aachen</i>	Gelöste und ungelöste Probleme im Gießereiwesen
36	<i>Wolfgang Riezler †, Bonn</i>	Teilchenbeschleuniger
	<i>Gerhard Schubert, Hamburg</i>	Anwendungen neuer Strahlenquellen in der Krebstherapie
37	<i>Franz Lotze, Münster</i>	Probleme der Gebirgsbildung
38	<i>E. Colin Cherry, London</i>	Kybernetik. Die Beziehung zwischen Mensch und Maschine
	<i>Erich Pietsch, Frankfurt</i>	Dokumentation und mechanisches Gedächtnis – zur Frage der Ökonomie der geistigen Arbeit
39	<i>Abraham Esan †, Aachen</i>	Der Ultraschall und seine technischen Anwendungen
	<i>Heinz Haase, Hamburg</i>	Infrarot und seine technischen Anwendungen
40	<i>Fritz Lange, Bochum-Hordel</i>	Die wirtschaftliche und soziale Bedeutung der Silikose im Bergbau
	<i>Walter Kikuth</i>	
	<i>und Werner Schlipkötter, Düsseldorf</i>	Die Entstehung der Silikose und ihre Verhütungsmaßnahmen
40a	<i>Eberhard Gross, Bonn</i>	Berufskrebs und Krebsforschung
	<i>Hugo Wilhelm Knipping, Köln</i>	Die Situation der Krebsforschung vom Standpunkt der Klinik
41	<i>Gustav-Victor Lachmann, London</i>	An einer neuen Entwicklungsschwelle im Flugzeugbau
	<i>A. Gerber, Zürich-Oerlikon</i>	Stand der Entwicklung der Raketen- und Lenktechnik
42	<i>Theodor Kraus, Köln</i>	Über Lokalisationsphänomene und Ordnungen im Raum
	<i>Fritz Gunzert, Essen</i>	Vom Ernährungsversuchsfeld der Kohlenstoffbiologischen Forschungsstation Essen
42a	<i>Gerhard Domagk, Wuppertal</i>	Fortschritte auf dem Gebiet der experimentellen Krebsforschung
43	<i>Giovanni Lampariello, Rom</i>	Das Leben und das Werk von Heinrich Hertz
	<i>Walter Weizel, Bonn</i>	Das Problem der Kausalität in der Physik
43a	<i>José Ma Albareda, Madrid</i>	Die Entwicklung der Forschung in Spanien
44	<i>Burckhardt Helferich, Bonn</i>	Über Glykoside
	<i>Fritz Micheel, Münster</i>	Kohlenhydrat-Eiweißverbindungen und ihre biochemische Bedeutung
45	<i>John von Neumann †, Princeton</i>	Entwicklung und Ausnutzung neuerer mathematischer Maschinen
	<i>Eduard Stiefel, Zürich</i>	Rechenautomaten im Dienste der Technik
46	<i>Wilhelm Weltzien, Krefeld</i>	Ausblick auf die Entwicklung synthetischer Fasern
	<i>Walther G. Hoffmann, Münster</i>	Wachstumsprobleme der Wirtschaft
47	<i>Leo Brandt, Düsseldorf</i>	Die praktische Förderung der Forschung in Nordrhein-Westfalen
	<i>Ludwig Raiser, Tübingen</i>	Die Förderung der angewandten Forschung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft
48	<i>Hermann Tromp, Rom</i>	Die Bestandsaufnahme der Wälder der Welt als internationale und wissenschaftliche Aufgabe
	<i>Franz Heske, Hamburg</i>	Die Wohlfahrtswirkungen des Waldes als internationales Problem
49	<i>Günther Böhnecke, Hamburg</i>	Zeitfragen der Ozeanographie
	<i>Heinz Gabler, Hamburg</i>	Nautische Technik und Schiffssicherheit
50	<i>Fritz A. F. Schmidt, Aachen</i>	Probleme der Selbstzündung und Verbrennung bei der Entwicklung der Hochleistungskraftmaschinen
	<i>August Wilhelm Quick, Aachen</i>	Ein Verfahren zur Untersuchung des Austauschvorganges in verwirbelten Strömungen hinter Körpern mit abgelöster Strömung
51	<i>Jobannes Pätzold, Erlangen</i>	Therapeutische Anwendung mechanischer und elektrischer Energie

52	<i>F. W. A. Patmore, London</i>	Der Air Registration Board und seine Aufgaben im Dienste der britischen Flugzeugindustrie
	<i>A. D. Young, London</i>	Gestaltung der Lehrtätigkeit in der Luftfahrttechnik in Großbritannien
52a	<i>C. Martin, London</i>	Die Royal Society
	<i>A. J. A. Roux, Südafrikanische Union</i>	Probleme der wissenschaftlichen Forschung in der Südafrikanischen Union
53	<i>Georg Schnadel, Hamburg</i>	Forschungsaufgaben zur Untersuchung der Festigkeitsprobleme im Schiffsbau
	<i>Wilhelm Sturtzel, Duisburg</i>	Forschungsaufgaben zur Untersuchung der Widerstandsprobleme im See- und Binnenschiffbau
53a	<i>Giovanni Lampariello, Rom</i>	Von Galilei zu Einstein
54	<i>Walter Dieminger, Lindau/Harz</i>	Ionosphäre und drahtloser Weltverkehr
54a	<i>John Cockcroft, F.R.S., Cambridge</i>	Die friedliche Anwendung der Atomenergie
55	<i>Fritz Schultz-Grunow, Aachen</i>	Kriechen und Fließen hochzäher und plastischer Stoffe
	<i>Hans Ebner, Aachen</i>	Wege und Ziele der Festigkeitsforschung, insbesondere im Hinblick auf den Leichtbau
56	<i>Ernst Derra, Düsseldorf</i>	Der Entwicklungsstand der Herzchirurgie
	<i>Günther Lehmann, Dortmund</i>	Muskelarbeit und Muskelermüdung in Theorie und Praxis
57	<i>Theodor von Kármán, Pasadena</i>	Freiheit und Organisation in der Luftfahrtforschung
	<i>Leo Brandt, Düsseldorf</i>	Bericht über den Wiederbeginn deutscher Luftfahrtforschung
58	<i>Fritz Schröter, Ulm</i>	Neue Forschungs- und Entwicklungsrichtungen im Fernsehen
	<i>Albert Narath, Berlin</i>	Der gegenwärtige Stand der Filmtechnik
59	<i>Richard Courant, New York</i>	Die Bedeutung der modernen mathematischen Rechenmaschinen für mathematische Probleme der Hydrodynamik und Reaktortechnik
	<i>Ernst Peschl, Bonn</i>	Die Rolle der komplexen Zahlen in der Mathematik und die Bedeutung der komplexen Analysis
60	<i>Wolfgang Fläig, Braunschweig</i>	Zur Grundlagenforschung auf dem Gebiet des Humus und der Bodenfruchtbarkeit
	<i>Eduard Mückehausen, Bonn</i>	Typologische Bodenentwicklung und Bodenfruchtbarkeit
61	<i>Walter Georgii, München</i>	Aerophysikalische Flugforschung
	<i>Klaus Oswatitsch, Aachen</i>	Gelöste und ungelöste Probleme der Gasdynamik
62	<i>Adolf Butenandt, München</i>	Über die Analyse der Erb faktorenwirkung und ihre Bedeutung für biochemische Fragestellungen
63	<i>Oskar Morgenstern, Princeton</i>	Der theoretische Unterbau der Wirtschaftspolitik
64	<i>Bernhard Rensch, Münster</i>	Die stammesgeschichtliche Sonderstellung des Menschen
65	<i>Wilhelm Tönnis, Köln</i>	Die neuzeitliche Behandlung frischer Schädelhirnverletzungen
65a	<i>Siegfried Strugger †, Münster</i>	Die elektronenmikroskopische Darstellung der Feinstruktur des Protoplasmas mit Hilfe der Uranylmethoden und die zukünftige Bedeutung dieser Methode für die Erforschung der Strahlenwirkung
66	<i>Wilhelm Fuchs, Gerd Schumacher und Andreas Scheidweiler, Aachen</i>	Bildliche Darstellung der Verteilung und der Bewegung von radioaktiven Substanzen im Raum, insbesondere von biologischen Objekten (Physikalischer Teil)
	<i>Hugo Wilhelm Knipping und Erich Liese, Köln</i>	Bildgebung von Radioisotopenelementen im Raum bei bewegten Objekten (Herz, Lungen etc.) (Medizinischer Teil)
67	<i>Friedrich Paneth †, Mainz</i>	Die Bedeutung der Isotopenforschung für geochemische und kosmochimische Probleme
	<i>J. Hans D. Jensen und H. A. Weidenmüller, Heidelberg</i>	Die Nichterhaltung der Parität
67a	<i>Francis Perrin, Paris</i>	Die Verwendung der Atomenergie für industrielle Zwecke
68	<i>Hans Lorenz, Berlin</i>	Forschungsergebnisse auf dem Gebiete der Bodenmechanik als Wegbereiter für neue Gründungsverfahren
	<i>Georg Garbotz, Aachen</i>	Die Bedeutung der Baumaschinen- und Baubetriebsforschung für die Praxis

69	<i>Maurice Roy, Chatillon</i>	Luftfahrtforschung in Frankreich und ihre Perspektiven im Rahmen Europas
	<i>Alexander Naumann, Aachen</i>	Methoden und Ergebnisse der Windkanalforschung
69a	<i>Harry W. Melville, London</i>	Die Anwendung von radioaktiven Isotopen und hoher Energiestrahlung in der polymeren Chemie
70	<i>Eduard Justi, Braunschweig</i>	Elektrothermische Kühlung und Heizung. Grundlagen und Möglichkeiten
	<i>Richard Vierweg, Braunschweig</i>	Maß und Messen in Geschichte und Gegenwart
71	<i>Fritz Baade, Kiel</i>	Gesamtdeutschland und die Integration Europas
	<i>Günther Schmölders, Köln</i>	Ökonomische Verhaltensforschung
72	<i>Rudolf Wille, Berlin</i>	Modellvorstellungen zum Übergang Laminar-Turbulent
	<i>Josef Meixner, Aachen</i>	Neuere Entwicklung der Thermodynamik
73	<i>Ake Gustafsson, Diter v. Wetstein und Lars Ebrenberg, Stockholm</i>	Mutationsforschung und Züchtung
	<i>Joseph Straub, Köln</i>	Mutationsauslösung durch ionisierende Strahlung
74	<i>Martin Kersten, Aachen</i>	Neuere Versuche zur physikalischen Deutung technischer Magnetisierungsvorgänge
	<i>Günther Leibfried, Aachen</i>	Zur Theorie idealer Kristalle
75	<i>Wilhelm Klemm, Münster</i>	Neue Wertigkeitsstufen bei den Übergangselementen
	<i>Helmut Zahn, Aachen</i>	Die Wollforschung in Chemie und Physik von heute
76	<i>Henri Cartan, Paris</i>	Nicolas Bourbaki und die heutige Mathematik
76a	<i>Harald Cramér, Stockholm</i>	Aus der neueren mathematischen Wahrscheinlichkeitslehre
77	<i>Georg Melchers, Tübingen</i>	Die Bedeutung der Virusforschung für die moderne Genetik
	<i>Alfred Kühn, Tübingen</i>	Über die Wirkungsweise von Erbfaktoren
78	<i>Frédéric Ludwig, Paris</i>	Experimentelle Studien über die Distanzeffekte in bestrahlten vielzelligen Organismen
	<i>A. H. W. Aten jr., Amsterdam</i>	Die Anwendung radioaktiver Isotope in der chemischen Forschung
79	<i>Hans Herloff Inhoffen und Wilhelm Bartmann, Braunschweig</i>	Chemische Übergänge von Gallensäuren in cancerogene Stoffe und ihre möglichen Beziehungen zum Krebsproblem
	<i>Rolf Danneel, Bonn</i>	Entstehung, Funktion und Feinbau der Mitochondrien
80	<i>Max Born, Bad Pyrmont</i>	Der Realitätsbegriff in der Physik
81	<i>Joachim Wüstenberg, Gelsenkirchen</i>	Der gegenwärtige ärztliche Standpunkt zum Problem der Beeinflussung der Gesundheit durch Luftverunreinigungen
82	<i>Paul Schmidt, München</i>	Periodisch wiederholte Zündungen durch Stoßwellen
83	<i>Walter Kikuth, Düsseldorf</i>	Die Infektionskrankheiten im Spiegel historischer und neuzeitlicher Betrachtungen
84	<i>F. Rudolf Jung †, Aachen</i>	Die geodätische Erschließung Kanadas durch elektronische Entfernungsmeßung
84a	<i>Hans-Ernst Schwiete, Aachen</i>	Ein zweites Steinzeitalter? – Gesteinshüttenkunde früher und heute
85	<i>Horst Rothe, Karlsruhe</i>	Der Molekularverstärker und seine Anwendung
	<i>Roland Lindner, Göteborg</i>	Atomkernforschung und Chemie, aktuelle Probleme
86	<i>Paul Denzel, Aachen</i>	Technische und wirtschaftliche Probleme der Energieumwandlung und -Fortleitung
87	<i>Jean Capelle, Lyon</i>	Der Stand der Ingenieursausbildung in Frankreich
88	<i>Friedrich Panse, Düsseldorf</i>	Klinische Psychologie, ein psychiatrisches Bedürfnis
	<i>Heinrich Kraut, Dortmund</i>	Über die Deckung des Nährstoffbedarfs in Westdeutschland
90	<i>Edgar Rößger, Berlin</i>	Zur Analyse der auf angebotene tkm umgerechneten Verkehrs aufwendungen und Verkehrserträge im Luftverkehr
	<i>Günther Ulbricht, Oberpfaffenhofen (Obb.)</i>	Die Funknavigationsverfahren und ihre physikalischen Grenzen
91	<i>Franz Wever, Düsseldorf</i>	Das Schwert in Mythos und Handwerk
	<i>Ernst Hermann Schulz, Dortmund</i>	Über die Ergebnisse neuerer metallkundlicher Untersuchungen alter Eisenfunde und ihre Bedeutung für die Technik und die Archäologie

92	<i>Hermann Schenck, Aachen</i>	Wertung und Nutzung der wissenschaftlichen Arbeit am Beispiel des Eisenhüttenwesens
93	<i>Oskar Löbl, Essen</i>	Streitfragen bei der Kostenberechnung des Atomstroms
	<i>Frederic de Hoffmann, Los Alamos</i>	Ein neuer Weg zur Kostensenkung des Atomstroms. Das amerikanische Hochtemperaturprojekt (NTGR)
	<i>Rudolf Schulten, Mannheim</i>	Die Entwicklung des Hochtemperaturreaktors
94	<i>Günther Lehmann, Dortmund</i>	Die Einwirkung des Lärms auf den Menschen
	<i>Franz Josef Meister, Düsseldorf</i>	Geräuschmessungen an Verkehrsflugzeugen und ihre hörpsychologische Bewertung
96	<i>Herwart Opitz, Aachen</i>	Technische und wirtschaftliche Aspekte der Automatisierung
	<i>Joseph Mathien, Aachen</i>	Arbeitswissenschaftliche Aspekte der Automatisierung
97	<i>Stephan Prager, Düsseldorf</i>	Das deutsche Luftbildwesen
	<i>Hugo Kasper, Herbrugg (Schweiz)</i>	Die Technik des Luftbildwesens
98	<i>Karl Oberdissé, Düsseldorf</i>	Aktuelle Probleme der Diabetesforschung
	<i>H. D. Cramer, Gießen</i>	Neue Gesichtspunkte zur Vitaminversorgung
99	<i>Haus Schwipperl, Düsseldorf</i>	Über das Haus der Wissenschaften und die Arbeit des Architekten von heute
	<i>Volker Aschoff, Aachen</i>	Über die Planung großer Hörsäle
100	<i>Raymond Chéradame, Paris</i>	Aufgaben und Probleme des Instituts für Kohleforschung in Frankreich — Anforderungen an den wissenschaftlichen Nachwuchs in der Forschung und seine Ausbildung
	<i>Marc Allard, St. Germain-en Laye</i>	Das Institut für Eisenforschung in Frankreich und seine Probleme in der Eisenforschung
101	<i>Reimar Pohlman, Aachen</i>	Die neuesten Ergebnisse der Ultraschallforschung in Anwendung und Ausblick auf die moderne Technik
	<i>E. Abrens, Kiel</i>	Schall und Ultraschall in der Unterwassernachrichtentechnik
102	<i>Heinrich Hertel, Berlin</i>	Grundlagenforschung für Entwurf und Konstruktion von Flugzeugen
103	<i>Franz Ollendorff, Haifa</i>	Technische Erziehung in Israel
104	<i>Hans Ferdinand Mayer, München</i>	Interkontinentale Nachrichtenübertragung mittels moderner Tiefseekabel und Satellitenverbindungen
105	<i>Wilhelm Krelle, Bonn</i>	Gelöste und ungelöste Probleme der Unternehmensforschung
	<i>Horst Albach, Bonn</i>	Produktionsplanung auf der Grundlage technischer Verbrauchsfunktionen
106	<i>Lord Hailsham, London</i>	Staat und Wissenschaft in einer freien Gesellschaft
108	<i>André Voisin, Frankreich</i>	Über die Verbindung der Gesundheit des modernen Menschen mit der Gesundheit des Bodens
	<i>Hans Braun, Bonn</i>	Standort und Pflanzengesundheit
109	<i>Alfred Neubaus, Bonn</i>	Höchstdruck-Hochtemperatur-Synthesen, ihre Methoden und Ergebnisse
	<i>Rudolf Tschesche, Bonn</i>	Chemie und Genetik
111	<i>Sir Basil Schonland, Harwell</i>	Einige Gesichtspunkte über die friedlichen Verwendungsmöglichkeiten der Atomenergie
113	<i>Friedrich Becker, Bonn</i>	Vier Jahre Radioastronomie an der Universität Bonn
	<i>Werner Ruppel, Rolandseck</i>	Große Richtantennen
114	<i>Bernhard Rensch, Münster</i>	Gedächtnis, Abstraktion und Generalisation bei Tieren

## GEISTESWISSENSCHAFTEN

- 1 *Werner Richter*, Bonn  
Von der Bedeutung der Geisteswissenschaften für die Bildung unserer Zeit
- 2 *Joachim Ritter*, Münster  
Die Lehre vom Ursprung und Sinn der Theorie bei Aristoteles
- 3 *Josef Kroll*, Köln  
Elysium
- 4 *Günther Jachmann*, Köln  
Die vierte Ekloge Vergils
- 5 *Hans Erich Stier*, Münster  
Die klassische Demokratie
- 6 *Werner Caskel*, Köln  
Lihyan und Lihyanisch. Sprache und Kultur eines frührabischen Königreiches
- 7 *Thomas Ohm*, O. S. B. f., Münster  
Stammesreligionen im südlichen Tanganjika-Territorium
- 8 *Georg Schreiber*, Münster  
Deutsche Wissenschaftspolitiker von Bismarck bis zum Atomwissenschaftler Otto Hahn
- 9 *Walter Holzmann*, Bonn  
Das mittelalterliche Imperium und die werdenden Nationen
- 10 *Peter Rassow*, Köln  
Die Bedeutung der Beduinen in der Geschichte der Araber
- 11 *Hans Erich Stier*, Münster  
Irland im deutschen und abendländischen Sakralraum
- 12 *Karl Heinrich Rengstorff*, Münster  
Forschungen zur Reichs-Idee im 16. und 17. Jahrhundert
- 13 *Hermann Conrad*, Bonn  
Roms Aufstieg zur Weltmacht und die griechische Welt
- 14 *Max Braubach*, Bonn  
Mann und Frau im Urchristentum
- 15 *Franz Steinbach*, Bonn  
Grundprobleme einer Reform des Familienrechtes
- 16 *Josef Koch*, Köln  
Der Weg zum 20. Juli 1944. Ein Forschungsbericht
- 17 *James B. Conant*, USA  
Der gesichtliche Weg des wirtschaftenden Menschen in die soziale Freiheit und politische Verantwortung
- 18 *Karl Heinrich Rengstorff*, Münster  
Die Ars conjecturalis des Nikolaus von Kues
- 19 *Fritz Schalk*, Köln  
Staatsbürger und Wissenschaftler
- 20 *Ludwig Raiser*, Tübingen  
Antike und Christentum
- 21 *Martin Noth*, Bonn  
Das Lächerliche in der französischen Literatur des Ancien Régime
- 22 *Walter F. Schirmer*, Bonn  
Rechtsfragen der Mitbestimmung
- 23 *Günther Jachmann*, Köln  
Das Geschichtsverständnis der alttestamentlichen Apokalyptik
- 24 *Theodor Klauser*, Bonn  
Glück und Ende der Könige in Shakespeares Historien
- 25 *Hans Peters*, Köln  
Der homerische Schiffskatalog und die Ilias (erschienen als wissenschaftliche Abhandlung)
- 26 *Thomas Ohm*, O. S. B. f., Münster  
Die römische Petrustradition im Lichte der neuen Ausgrabungen unter der Peterskirche
- 27 *Johann Leo Weigerber*, Bonn  
Die Gewaltentrennung in moderner Sicht
- 28 *Max Braubach*, Bonn  
Die Religionen in Asien
- 29 *Theodor Schieder*, Köln  
Die Ordnung der Sprache im persönlichen und öffentlichen Leben
- 30 *Werner Caskel*, Köln  
Entdeckungen in Arabien
- 31 *Fritz Schalk*, Köln  
Landesgeschichtliche Bestrebungen und historische Vereine im Rheinland
- 32 *Friedrich Dössauer*, Frankfurt  
Somnium und verwandte Wörter in den romanischen Sprachen
- 33 *Thomas Ohm*, O. S. B. f., Münster  
Reflexionen über Erbe und Zukunft des Abendlandes
- 34 *Hermann Conrad*, Bonn  
Ruhe und Frömmigkeit. Ein Beitrag zur Lehre von der Missionsmethode
- 35 *Heribert von Einem*, Bonn  
Die mittelalterliche Besiedlung des deutschen Ostens und das Deutsche Recht
- 36 *Joseph Höffner*, Münster  
Die religiösen Dichtungen Marga.etes von Navarra
- 37 *Fritz Schalk*, Köln  
Der Mainzer Kopf mit der Binde
- 38 *Gerhard Kegel*, Köln  
Statik und Dynamik in der scholastischen Wirtschaftsethik
- 39 *Thomas Ohm*, O. S. B. f., Münster  
Diderots Essai über Claudius und Nero
- 40 *Johann Leo Weigerber*, Bonn  
Probleme des internationalen Enteignungs- und Währungsrechts
- 41 *Theodor Schieder*, Köln  
Die Grenzen der Schrift – Der Kern der Rechtschreibreform
- 42 *Andreas Rumpf*, Köln  
Die Probleme des Rapallo-Vertrags. Eine Studie über die deutsch-russischen Beziehungen 1922-1926
- 43 *Andreas Rumpf*, Köln  
Stilphasen der spätantiken Kunst

45	<i>Ulrich Luck, Münster</i>	Kerygma und Tradition in der Hermeneutik Adolf Schlatters
46	<i>Walther Holtzmann, Bonn</i>	Das deutsche historische Institut in Rom
	<i>Graf Wolff Metternich, Rom</i>	Die Biblioteca Hertziana und der Palazzo Zuccari zu Rom
47	<i>Harry Westermann, Münster</i>	Person und Persönlichkeit als Wert im Zivilrecht
49	<i>Friedrich Karl Schumann †, Münster</i>	
52	<i>Hans J. Wolff, Münster</i>	Mythos und Technik
54	<i>Max Braubach, Bonn</i>	Die Rechtsgestalt der Universität
		Der Einmarsch deutscher Truppen in die entmilitarisierte Zone
		am Rhein im März 1936. Ein Beitrag zur Vorgeschichte des zweiten Weltkrieges
55	<i>Herbert von Einem, Bonn</i>	Die „Menschwerdung Christi“ des Isenheimer Altares
56	<i>Ernst Joseph Cohn, London</i>	Der englische Gerichtstag
57	<i>Albert Woopen, Aachen</i>	Die Zivile und der Grundsatz der Unauflöslichkeit der Ehe
		in der Entwicklung des italienischen Zivilrechts
58	<i>Paul Keréy, Ascona</i>	Die Herkunft der Dionysosteligion nach dem heutigen Stand
		der Forschung
59	<i>Herbert Jankuhn, Göttingen</i>	Die Ausgrabungen in Haithabu und ihre Bedeutung für die Handelsgeschichte des frühen Mittelalters
60	<i>Stephan Skalweit, Bonn</i>	Edmund Burke und Frankreich
62	<i>Anton Moortgat, Berlin</i>	Archäologische Forschungen der Max-Freiherr-von-Oppenheim-Stiftung im nördlichen Mesopotamien 1955
63	<i>Joachim Ritter, Münster</i>	Hegel und die französische Revolution
66	<i>Werner Conze, Heidelberg</i>	Die Strukturgeschichte des technisch-industriellen Zeitalters als Aufgabe für Forschung und Unterricht
67	<i>Gerhard Hess, Bad Godesberg</i>	Zur Entstehung der „Maximen“ La Rochefoucaulds
69	<i>Ernst Langlotz, Bonn</i>	Der triumphierende Perseus
70	<i>Geo Widengren, Uppsala</i>	Iranisch-semitische Kulturbegrenzung in parthischer Zeit
71	<i>Josef M. Wittreich †, Karlsruhe</i>	Zur Problematik der Grundrechte
72	<i>Josef Pieper, Münster</i>	Über den Begriff der Tradition
73	<i>Walter T. Schirmer, Bonn</i>	Die frühen Darstellungen des Arthurstoffes
74	<i>William Lloyd Prosser, Berkeley</i>	Kausalzusammenhang und Fahrlässigkeit
75	<i>Johann Leo Weisgerber, Bonn</i>	Verschiebung in der sprachlichen Einschätzung von Menschen und Sachen (erschienen als wissenschaftliche Abhandlung)
76	<i>Walter H. Bruford, Cambridge</i>	Fürstin Gallitzin und Goethe. Das Selbstvervollkommenungsideal und seine Grenze
77	<i>Hermann Conrad, Bonn</i>	Die geistigen Grundlagen des Allgemeinen Landrechts für die preußischen Staaten von 1794
78	<i>Herbert von Einem, Bonn</i>	Asmus Jacob Carsten, Die Nacht mit ihren Kindern
79	<i>Paul Gieseke, Bad Godesberg</i>	Eigentum und Grundwasser
80	<i>Werner Richter †, Bonn</i>	Wissenschaft und Geist in der Weimarer Republik
81	<i>Leo Weisgerber, Bonn</i>	Sprachenrecht und europäische Einheit
82	<i>Otto Kirchheimer, New York</i>	Gegenwartsprobleme der Asylgewährung
83	<i>Alexander Knur, Bad Godesberg</i>	Probleme der Zugehörigkeitsgemeinschaft
84	<i>Helmut Coing, Frankfurt</i>	Die juristischen Auslegungsmethoden und die Lehren der allgemeinen Hermeneutik
85	<i>André George, Paris</i>	Der Humanismus und die Krise der Welt von heute
86	<i>Harald von Petrikovits, Bonn</i>	Das römische Rheinland. Archäologische Forschungen seit 1945
87	<i>Franz Steinbach, Bonn</i>	Ursprung und Wesen der Landgemeinde nach rheinischen Quellen
88	<i>Jost Trier, Münster</i>	Versuch über Flußnamen
89	<i>C. R. van Paasten, Amsterdam</i>	Platon in den Augen der Zeitgenossen
90	<i>Pietro Quaroni, Rom</i>	Die kulturelle Sendung Italiens
91	<i>Theodor Klauser, Bonn</i>	Christlicher Märtyrerkult, heidnischer Heroenkult und spätjüdische Heiligenverehrung
92	<i>Herbert von Einem, Bonn</i>	Karl V. und Tizian
93	<i>Friedrich Merzbacher, München</i>	Die Bischofsstadt
94	<i>Martin Nöth, Bonn</i>	Die Ursprünge des alten Israel im Lichte neuer Quellen

95	<i>Hermann Conrad, Bonn</i>	Rechtsstaatliche Bestrebungen im Absolutismus Preußens und Österreichs am Ende des 18. Jahrhunderts
96	<i>Helmut Schelsky, Münster</i>	Der Mensch in der wissenschaftlichen Zivilisation
97	<i>Joseph Höffner, Münster</i>	Industrielle Revolution und religiöse Krise. Schwund und Wandel des religiösen Verhaltens in der modernen Gesellschaft
98	<i>James Boyd, Oxford</i>	Goethe und Shakespeare
99	<i>Herbert von Einem, Bonn</i>	Das Abendmahl des Leonardo da Vinci
100	<i>Ferdinand Elsener, Tübingen</i>	Notare und Stadtschreiber. Zur Geschichte des schweizerischen Notariats
102	<i>Abasver v. Brandt, Lübeck</i>	Die Hanse und die nordischen Mächte im Mittelalter
103	<i>Gerhard Kegel, Köln</i>	Die Grenze von Qualifikation und Renvoi im internationalen Verjährungsrecht
104	<i>Heinz-Dietrich Wendland, Münster</i>	Der Begriff Christlich-sozial. Seine geschichtliche und theologische Problematik

*AGF-WA*

*Band Nr.*

1	<i>Wolfgang Priester, Hans-Gerhard Bennewitz und Peter Lengräßer, Bonn</i>	Radiobeobachtungen des ersten künstlichen Erdsatelliten
2	<i>Leo Weisgerber, Bonn</i>	Verschiebungen in der sprachlichen Einschätzung von Menschen und Sachen
3	<i>Erich Meubel, Marburg</i>	Die letzten Jahre des Nikolaus von Kues
4	<i>Hans-Georg Kirchhoff, Rommerskirchen</i>	Die staatliche Sozialpolitik im Ruhrbergbau 1871-1914
5	<i>Günther Jachtmann, Köln</i>	Der homerische Schiffskatalog und die Ilias
6	<i>Peter Hartmann, Münster</i>	Das Wort als Name (Struktur, Konstitution und Leistung der benennenden Bestimmung)
7	<i>Anton Moortgat, Berlin</i>	Archäologische Forschungen der Max-Freiherr-von-Oppenheim-Stiftung im nördlichen Mesopotamien 1956
8	<i>Wolfgang Priester und Gerhard Hergenhan, Bonn</i>	Bahnbestimmung von Erdsatelliten aus Doppler-Effekt-Messungen
9	<i>Harry Westermann, Münster</i>	Welche gesetzlichen Maßnahmen zur Luftreinhaltung und zur Verbesserung des Nachbarrechts sind erforderlich?
10	<i>Hermann Conrad und Gerd Kleinbeyer, Bonn</i>	Carl Gottlieb Svarez (1746-1798) – Vorträge über Recht und Staat
11	<i>Georg Schreiber, Münster</i>	Die Wochentage im Erlebnis der Ostkirche und des christlichen Abendlandes
12	<i>Günther Baudmann, Bonn</i>	Melancholie und Musik. Ikonographische Studien
13	<i>Wilhelm Goerdt, Münster</i>	Frage der Philosophie. Ein Materialbeitrag zur Erforschung der Sowjetphilosophie im Spiegel der Zeitschrift „Voprosy Filosofii“ 1947-1956
14	<i>Anton Moortgat, Berlin</i>	Tell Chuēta in Nordost-Syrien. Vorläufiger Bericht über die Grabung 1958
15	<i>Gerd Dicke, Krefeld</i>	Der Identitätsgedanke bei Feuerbach und Marx
16a	<i>Helmut Gipper, Bonn und Hans Schwarz, Münster</i>	Bibliographisches Handbuch zur Sprachinhaltsforschung, Teil I (Erscheint in Lieferungen)
17	<i>Theo Brykken, Bonn</i>	Das römische Recht in den Constitutionen von Melfi
18	<i>Lee E. Farr, Brookhaven, Hugo Wilhelm Knipping, Köln, und William H. Lewis, New York</i>	Nuklearmedizin in der Klinik. Symposium in Köln und Jülich unter besonderer Berücksichtigung der Krebs- und Kreislaufkrankheiten
19	<i>Hans Schwippert, Düsseldorf Volker Aschoff, Aachen, u. a.</i>	Das Karl-Arnold-Haus. Haus der Wissenschaften der AGF des Landes Nordrhein-Westfalen in Düsseldorf. Planungs- und Bauberichte (Herausgegeben von Leo Brandt, Düsseldorf)

**WISSENSCHAFTLICHE ABHANDLUNGEN**



20	<i>Theodor Schieder, Köln</i>	Das deutsche Kaiserreich von 1871 als Nationalstaat
21	<i>Georg Schreiber, Münster</i>	Der Bergbau in Geschichte, Ethos und Sakralkultur
22	<i>Max Braubach, Bonn</i>	Die Geheimdiplomatie des Prinzen Eugen von Savoyen
23	<i>Walter F. Schirmer, Bonn und Ulrich Broich, Göttingen</i>	Studien zum Literarischen Patronat im England des 12. Jahrhunderts
24	<i>Anton Moortgat, Berlin</i>	Tell Chuēra in Nordost-Syrien. Vorläufiger Bericht über die dritte Grabungskampagne 1960

#### SONDERVERÖFFENTLICHUNGEN

Aufgaben Deutscher Forschung, zusammengestellt und herausgegeben von *Leo Brandt*

Band 1 Geisteswissenschaften · Band 2 Naturwissenschaften  
 Band 3 Technik · Band 4 Tabellarische Übersicht zu den  
 Bänden 1—3

Festschrift der Arbeitsgemeinschaft für Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen zu Ehren des Herrn Ministerpräsidenten *Karl Arnold* anlässlich des fünfjährigen Bestehens am 5. Mai 1955.