

15 min Glühen bei  $800^{\circ}\text{C}$  und anschließendem Abschrecken mit ca.  $400^{\circ}\text{C}/\text{sec}$  Abschreckgeschwindigkeit weniger als  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  bei Zimmertemperatur ionisierte Akzeptoren oder Donatoren aufweist, falls keine Fremdstoffe einwirken können. Dasselbe gilt (für ca.  $40^{\circ}\text{C}/\text{sec}$  Abschreckgeschwindigkeit), wenn zugleich so weit plastisch verformt wird, daß deutlich sichtbare Gleitlinien auftreten.

Unter denselben Versuchsbedingungen werden die Trägerlebensdauern bei reinem Glühen nicht geändert, bei gleichzeitiger Verformung jedoch um ein bis zwei Größenordnungen verringert.

Aus Versuchen an dotiertem Germanium ergab sich, daß nach 15 min Glühen bei  $800^{\circ}\text{C}$  bzw. Glühen und Verformen und anschließendem Abschrecken

mit ca.  $40^{\circ}\text{C}/\text{sec}$  Abschreckgeschwindigkeit weniger als einige  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  Akzeptoren und einige  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  Donatoren gebildet werden, die bei Zimmertemperatur nicht ionisiert sind.

Die Widerstandsänderungen bei Fremdstoffeinfluß gehen bevorzugt auf Kupfer zurück. Im Gegensatz zum chemisch nahe verwandten Silber hat es eine so hohe Diffusionsgeschwindigkeit, daß es bereits in den meist angewandten kurzen Glühzeiten (15 min) vollkommen ins Germanium eindringt.

Herrn Professor Fues danken wir für das der Arbeit entgegengebrachte Interesse und die überlassenen Institutsmittel. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die zur Verfügung gestellten Geräte und Meßinstrumente, Herrn Keller (SAF) für die Ausführung der erforderlichen Spektralanalysen.

## Magnetfelder in turbulent strömenden Plasmen

Von P. O. SCHILLING und W. LOCHTE-HOLTGREVEN

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. 9a, 520—526 [1954]; eingegangen am 9. April 1954)

Läßt man auf ein Plasma, bestehend aus Ionen und Elektronen, Kräfte wirken, die eine gegenseitige Diffusion hervorrufen, so kommt es bei konservativen Kräften zu einer Ladungstrennung. Die dabei auftretenden Coulomb-Kräfte verhindern eine merkliche Verschiebung der Elektronen gegen die Ionen. Sind die Kräfte nicht konservativ, was bei turbulenten Bewegung des Plasmas möglich ist, so fließen Diffusionsströme, die Magnetfelder hervorrufen. Es wird gezeigt, daß sich diese Magnetfelder *experimentell* nachweisen lassen, wenn man die Flammengase eines mit Sauerstoff und Propan betriebenen Brenners mechanisch in Rotation versetzt.

Spektroskopische Beobachtungen haben gezeigt, daß in den Sonnenflecken und auf einigen vermutlich rasch rotierenden Sternen Magnetfelder der Größenordnung  $10^3$  Gauß auftreten.

In allen Fällen, in denen solche Magnetfelder nachgewiesen werden konnten, befinden sich heiße, ionisierte Gase, sogenannte Plasmen, in turbulenter Bewegung. Ein Zusammenhang zwischen rotierenden Plasmen und Magnetfeldern wird nicht nur durch die Beobachtung von Sternen nahegelegt; man kann auch das interstellare Gas der Milchstraße als rotierendes Plasma sehr geringer Dichte auffassen. Ein möglicherweise damit verbundenes Magnetfeld würde das Fehlen des Sternzeitganges sowie die große Dichte der Ultrastrahlung erklären. Bewegen sich nämlich die elektrisch geladenen Ultrastrahlungsteilchen in diesem Feld auf Larmor-Kreisen, deren Durchmesser kleiner als der der Milchstraße ist, so braucht einerseits trotz der ex-

zentrischen Stellung der Erde innerhalb der Milchstraße kein Gang der Ultrastrahlung mit der Sternzeit aufzutreten, andererseits würde dieses Feld die Ultrastrahlung am Verlassen der Milchstraße hindern und die Strahlungsdichte erhöhen<sup>1</sup>. Hierzu würden schon Felder von  $10^{-4}$  Gauß ausreichend sein. Überdies würde dieses Feld auch die Polarisation des Lichtes einiger Sterne verständlich machen.

Während Magnetfelder, die durch Bewegung von Ladungsträgern eines Vorzeichens entstehen, zu den fundamentalen Erscheinungen der Elektrodynamik gehören, liegen über Felder, die bei der Rotation von quasineutralen Gasen auftreten, d. h., von solchen Gasmassen, die in jedem Volumelement die gleiche Anzahl positiver und negativer Ladungsträger enthalten, bisher keine Experimente vor.

<sup>1</sup> A. Schlüter u. L. Biermann, Z. Naturforsch. 5a, 237 [1950].



Daher soll in der vorliegenden Arbeit das aufgezeigte Problem experimentell angegriffen werden, indem bei heißen rotierenden Gasmassen systematisch nach Magnetfeldern gesucht wird<sup>2</sup>. Untersuchungen über Magnetfelder in flüssigen Plasmen sind gleichfalls am Kieler Institut für Experimentalphysik durchgeführt worden. Die am Quecksilber gemachten Versuche führten ebenfalls zum Nachweis von magnetischen Feldern, doch ist der Mechanismus, der diese Felder entstehen läßt, wegen der verhältnismäßig großen Zähigkeit und der Inkompressibilität des Quecksilber-, „Plasmas“ ein grundlegend anderer<sup>3</sup>.

### § 1. Problemstellung

Eine theoretische Deutung der oben erwähnten Magnetfelder haben Biermann und Schlüter versucht<sup>4,5</sup>.

Für die vorliegende Arbeit sind die folgenden von ihnen entwickelten Vorstellungen von Bedeutung:

Bringt man ein *Gasgemisch*, das sich aus Teilchen verschiedener Masse zusammensetzt, in ein Beschleunigungsfeld  $g$ , so wird im allgemeinen eine Diffusion der Teilchen einsetzen. Diese führt, wenn es sich um ein Potentialfeld handelt, zu einer Entmischung der Gaskomponenten, bis schließlich die Kräfte, welche die dabei entstehenden Druckgradienten ausüben, den diffusionserzeugenden Kräften das Gleichgewicht halten. Anders verhält sich ein *Plasma*, von dem wir annehmen wollen, daß es nur aus Ionen und Elektronen besteht. Schon eine geringe Entmischung der Komponenten verursacht eine Ladungstrennung und damit ein Coulomb-Feld  $\mathfrak{E} = \bar{m}g/e$ , das jede weitere Diffusion verhindert.  $\bar{m}$  ist dabei die mittlere Masse der Ladungsträger. Magnetfelder entstehen aber gerade dann, wenn die gegenseitige Diffusion der Ladungsträger Ströme hervorruft. Biermann und Schlüter nehmen daher an, daß das Feld  $g$  einen potentiallosen Anteil  $g^*$  hat, der einen Strom der Dichte  $j = \sigma \bar{m} g^*/e$  und damit ein Magnetfeld, gegeben durch die Gleichung  $\text{rot } \mathfrak{H} = 4\pi \sigma \bar{m} g^*/e c$  hervorruft, weil er nicht durch ein elektrostatisches Feld kompensiert werden kann.  $\sigma$  ist die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas. Biermann gibt einige Beispiele an, die zeigen, daß solche Kräfte insbesondere

in turbulent strömenden Plasmen zu erwarten sind. In der vorliegenden Arbeit wurde mit einem mittels Sauerstoff und Propan betriebenen Brenner ein rotierendes Plasma erzeugt. Um ein möglichst großes  $\sigma$  zu bekommen, wurde den Flammengasen mit einem Molverhältnis 1:20 Kalium zugesetzt, das infolge seiner geringen Ionisationsspannung die erforderlichen Ladungsträger lieferte. Der Brenner brannte bei stoßweiser Sauerstoffzufuhr intermittierend, so daß ein pulsierendes Magnetfeld entstand. Dieses induzierte in einer Spule Spannungsstöße, die über einen integrierenden Verstärker zur Anzeige gebracht wurden. Diese Versuchsanordnung und die an ihr gemachten Beobachtungen sollen im folgenden Teil beschrieben werden. Am Schluß wird ein Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen und der Theorie gegeben.

### § 2. Die Apparatur

#### a) Der Brenner

Das rotierende Plasma wird in dem in Abb. 1 dargestellten Brenner erzeugt. Das Propangas gelangt, nachdem es die Düse a passiert hat, durch die ringförmige Öffnung b in den wassergekühlten Brennerkopf. Das Gasvolumen, das pro Zeiteinheit einströmt, ist bestimmt durch den Druck und durch die Abmessungen der Düse. Mit einem Reduzierventil wird der Druck eingestellt und an einem Burdon-Manometer abgelesen. Der Sauerstoffstrom wird auf die gleiche Art reguliert. Nach Verlassen der Düse c passiert er eine Lochsirene d und gelangt intermittierend in den Brenner. Die Eintrittsöffnung e liegt so, daß der Sauerstoff eine tangential gerichtete Geschwindigkeit erhält und einen rasch rotierenden Mantel um das Propangas bildet. Wie schon erwähnt, wird das eigentliche Plasma durch Ionisation von Kalium erzeugt. Dieses fließt durch das Rohr f in die Eintrittsöffnung b des Propangs und wird zerstäubt. Dabei ist vorausgesetzt, daß das Kalium in flüssiger Form vorliegt. Es wurde deshalb vorher im Verhältnis 4:1 mit Natrium legiert, wodurch der Schmelzpunkt auf etwa  $-10^\circ\text{C}$  sinkt. Eine über Spindel und Synchronmotor betriebene Presse sorgt dafür, daß während der Messung eine stets gleichbleibende Menge der Legierung in den Brenner gedrückt wird.

Die Zündung der Gase erfolgt durch eine Funkenstrecke zwischen dem isoliert eingesetzten Rohr f und dem Brennerkopf.

Bei der Durchmischung von Propan und Sauerstoff entsteht durch Verbrennung die für die Ionisation des Kaliums erforderliche Temperatur. Gleichzeitig wird

<sup>2</sup> W. Lochte-Holtgreven u. P. O. Schilling, Naturwiss. **40**, 387 [1953]; Nature, Lond. **172**, 1054 [1953].  
<sup>3</sup> F. Burhorn, H. Griem u. W. Lochte-Holtgreven, Nature, Lond. **172**, 1053 [1953], Z. Phys. **137**, 175 [1954].

<sup>4</sup> L. Biermann u. A. Schlüter, Z. Naturforschg. **5a**, 65 [1950].

<sup>5</sup> A. Schlüter, Z. Naturforschg. **5a**, 72 [1950].

das dabei entstehende Plasma durch den Sauerstoffmantel in Rotation versetzt. Das intermittierende Einströmen des Sauerstoffs sorgt dafür, daß die Temperatur und damit auch die Leitfähigkeit sowie die Beschleunigungen im Brenner mit einer Frequenz von 720 Hz moduliert werden. An den aus Messing gefertigten Brennerkopf schließt sich ein Quarzrohr an, zu dessen Kühlung rotierend Wasser in die Ringdüse h strömt, so daß sich an der Innenseite eine dünne Wasserschicht befindet, die durch Fliehkräfte gegen das Rohr gedrückt wird. Dieses Rohr wird von einzelnen Gaswirbeln durchlaufen, die entsprechend der Modulationsfrequenz mit einem zeitlichen Abstand von 1/720 sec aufeinander folgen. Nimmt man

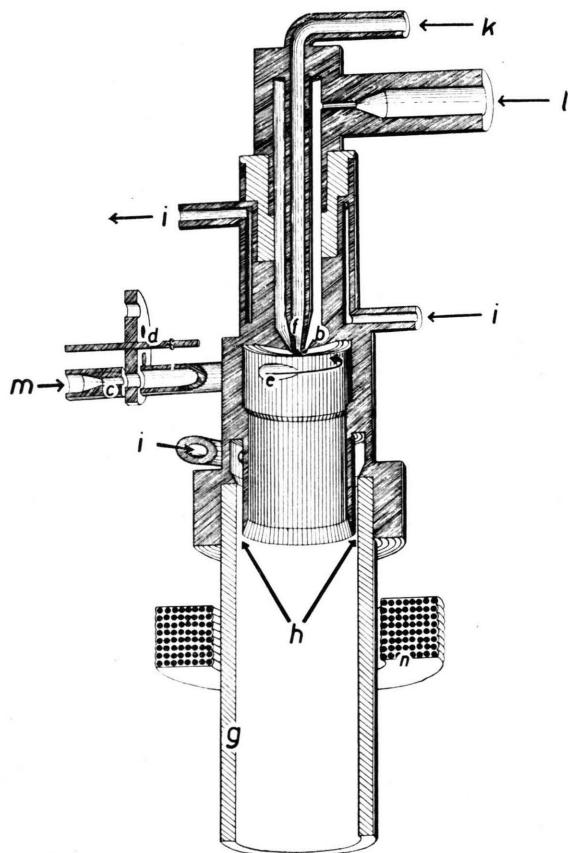


Abb. 1. Brenner für turbulente Flammen mit hoher Leitfähigkeit. a) Düse für Propan, b) Propaneintröpföffnung, c) Sauerstoffdüse, d) Lochsirene, e) Sauerstoffeintrittsöffnung, f) Kaliumrohr, g) Quarzrohr, h) Wasserringdüse, i) Kühlwasser, k) Kalium, l) Propan, m) Sauerstoff, n) Meßspule.

an, daß jeder von ihnen ein konstantes Magnetfeld mitführt, so wird man an den Punkten des Quarzrohrs, an denen sich die Wirbel vorbeibewegen, ein intermittierendes Feld wahrnehmen.

#### b) Die Verstärkerapparatur

Zur Messung solcher Wechselfelder ist auf dem Quarzrohr eine Spule (Abb. 2a) angebracht. Elek-

trische Störungen werden durch ein Metallgehäuse abgeschirmt. Zur Beseitigung magnetischer Störfelder befindet sich daneben eine weitere Spule b, die in allen Daten mit der ersten übereinstimmt und so geschaltet ist, daß in beiden Spulen induzierte Störspannungen sich gegenseitig kompensieren. Mikro-

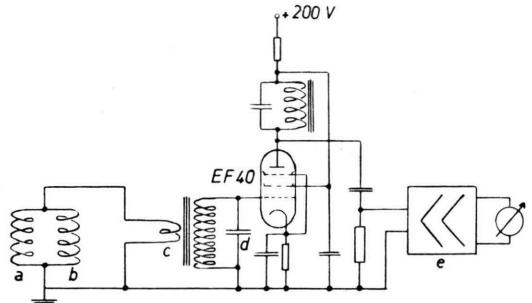


Abb. 2. Schaltschema der Verstärkerapparatur. a) Meßspule, b) Kompensationsspule, c) Transformator, d) Kondensator, e) 4-stufiger Verstärker.

phonieeffekte werden dadurch vermieden, daß die Spulen in einem klingunempfindlichen Bleigehäuse mit Wachs vergossen und auf Schaumgummi gelagert sind. Ein Luftspalt zwischen Quarzrohr und Spulen verhindert eine direkte Übertragung von Erschütterungen. Diese Maßnahmen sind erforderlich, da der Brenner ein sehr starker Schallsender ist.

Die Induktionsspannungen werden auf den Transformator c gegeben, der die Spannungen im Verhältnis 1:40 hochtransformiert. Zur Sekundärspule ist ein Kondensator d parallel geschaltet. Mit ihm zusammen stellen die bisher beschriebenen Schaltelemente einen Schwingkreis mit einer Resonanzfrequenz von 720 Hz dar, wodurch etwa noch vorhandene Störungen und vor allem das thermische Widerstandsrauschen in anderen Frequenzbereichen unterdrückt werden. Der Resonanzwiderstand beträgt sekundärseitig gemessen etwa 500  $\text{k}\Omega$ . Damit liegt er ebenfalls über dem Rauschwiderstand der nachgeschalteten Röhre.

Die Empfindlichkeit ist nur noch durch das Rauschen im Resonanzbereich, dessen Breite etwa 30 Hz beträgt, begrenzt. Dieses entspricht, verglichen mit den durch ein Wechselfeld von 720 Hz induzierten Spannungen, einer Magnetfeldstärke von  $2 \cdot 10^{-7}$  Gauß.

An den Transformator schließt sich eine Verstärkerstufe an. Sie mußte durch die gleichen Maßnahmen wie bei den Meßspulen gegen Schall geschützt werden. Darüber hinaus enthält sie die gegen Mikrophonieeffekte besonders unempfindliche Röhre EF 40. Als Anodenwiderstand dient ein ebenfalls auf 720 Hz abgestimmter Schwingkreis.

Nach nochmaliger Verstärkung in einem 4-stufigen Verstärker e werden die Wechselspannungen von einem Registrierwerk mit einer Zeitkonstanten von 2 sec angezeigt.

Zur Eichung wird in das Quarzrohr eine Spule gebracht, deren geometrische Abmessungen etwa denen eines Plasmawirbels entsprechen. Durch Vergleich von

in dieser Spule erzeugten Wechselfeldern bekannter Größe mit den im Brenner entstehenden Magnetfeldern läßt sich die Größe letzterer ermitteln.

### § 3. Meßergebnisse

Es sollen jetzt einige Experimente beschrieben werden, mit dem Ziel, einen Einblick in die Bedingungen zu gewinnen, unter denen die Magnetfelder im Brenner entstehen. Zunächst werden die Strömungsverhältnisse im Plasma untersucht, um dabei die Größenordnung der auftretenden Beschleunigungen abzuschätzen.

#### a) Geschwindigkeiten und Beschleunigungen im Plasma

Sieht man von kleineren Turbulenzelementen ab, so treten im Brenner im wesentlichen zwei Geschwindigkeitskomponenten auf. Die Plasmawirbel durchlaufen mit einem zeitlichen Abstand von  $1,4 \cdot 10^{-3}$  sec den zylindrischen Brenner in axialer Richtung. Gleichzeitig rotieren sie dabei. Die Gase besitzen also außerdem eine tangentiale Geschwindigkeitskomponente.

Zur Untersuchung der axialen Bewegung wurde der Brenner über einen Drehspiegel photographiert, der das Bild des Brenners senkrecht zur Achse verschob, so daß die Aufnahmen bezüglich der axialen Komponente ein Zeit-Wegdiagramm darstellen. Abb. 3c\* zeigt eine derartige Aufnahme.

Die Bahnen der Wirbel sind als helle Streifen zu erkennen. Die Geschwindigkeit beträgt  $3 \cdot 10^3$  cm/sec. Bei einem Querschnitt des Quarzrohres von  $3,3 \text{ cm}^2$  bedeutet das, daß eine Gasmenge von etwa  $10^4 \text{ cm}^3/\text{sec}$  durch den Brenner strömt. Weiter erkennt man, daß die Wirbel im Abstand von 4 cm aufeinander folgen.

Unter Berücksichtigung der Rotation ist zu erwarten, daß ein Plasmaelement das Rohr auf einer Schraubenlinie durchläuft. Kennt man die Steigung derselben, so läßt sich aus der axialen auch die tangentiale Geschwindigkeit ermitteln.

Hierzu wurden weitere Aufnahmen ohne Drehspiegel mit einer Belichtungszeit von  $3 \cdot 10^{-4}$  sec gemacht. Als Kameraverschluß diente eine vor dem Objektiv rotierende Scheibe mit einem Loch. Ein zweiter Verschluß in der Kamera war so eingestellt, daß er für die Dauer eines Umlaufs der Scheibe öffnete. Abb. 3a zeigt eine hierbei entstandene Aufnahme. Durch eine seitliche Bohrung im Brennerrohr wurde etwas Natrium in die Flamme gebracht, so daß die Gase, die diese Stelle passiert haben, stärker leuchten als ihre Umgebung. Dabei zeichnet sich ihre Strömungsrichtung ab. In Abb. 3b ist das gleiche mehr

im Innern des Brenners zu erkennen. Hier ist zur Färbung der Flamme bereits im Brennerkopf etwas Kalium eingebracht worden.

Auf diese Weise sind in verschiedenen Abständen „s“ vom oberen Ende des Quarzrohres die Rotationsgeschwindigkeiten abgeschätzt worden, so daß sich über die Beschleunigungen folgende Aussagen machen lassen:

An der Stelle  $s = 3$  cm beträgt die Rotationsgeschwindigkeit etwa  $6 \cdot 10^3$  cm/sec. Aus der axialen Bewegung ergibt sich, daß das Kalium diese etwa 6 cm unterhalb der Düse gelegene Stelle  $2 \cdot 10^{-3}$  sec nach Eintritt in den Brenner erreicht und in dieser Zeit von dem Sauerstoffmantel in Rotation versetzt werden muß. Demnach ist mit tangential gerichteten Beschleunigungen von  $g^* \approx 3 \cdot 10^6$  cm/sec<sup>2</sup> zu rechnen.

Beim weiteren Durchlaufen des Rohres verlangsamt sich die Rotation wieder. Die Ursache hierfür dürfte in der Abgabe von Drehimpuls an die langsameren Bezirke zwischen den Wirbeln und in der Bremsung an den Wandungen zu suchen sein. Hierbei dürften Beschleunigungen der Größe  $g^* \approx -10^6$  cm/sec<sup>2</sup> auftreten.

#### b) Elektrische Leitfähigkeit

Neben den Bewegungsvorgängen im Brenner ist die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas von Interesse.

Zur Bestimmung derselben wurde über zwei seitlich eingeführte Elektroden ein Strom durch den Brenner hindurchgeschickt. Das Potentialgefälle zwischen den Elektroden konnte mittels Sonden abgegriffen werden und die mittlere Leitfähigkeit aus Strom, Spannung und Brennerquerschnitt abgeschätzt werden. Die Messung erfolgte in der Weise, daß ein Kondensator über Vorschaltwiderstände an die Sonden gelegt wurde. Dadurch integrierte die Anordnung über eine Zeit von 15 sec und war von kurzzeitigen Schwankungen unabhängig. Zudem fließt nach Aufladen des Kondensators kein Strom mehr durch die Sonden, wodurch der störende Einfluß von Übergangswiderständen vermieden wird.

Dabei wurde für die Leitfähigkeit etwa  $10^{11}$  ESE gefunden.

#### c) Magnetfeldmessungen

Zur Messung der Magnetfelder, die unter den beschriebenen Bedingungen entstehen, wurde der Brenner, ohne zunächst Kalium einzuspritzen, in Betrieb genommen. Dabei konnte am Verstärkerausgang keine Spannung registriert werden. Erst unter Zusatz von Kalium treten Magnetfelder der Größenordnung  $10^{-5}$

\* Abb. 3a — c auf Tafel S. 484 b.

Gauß auf. Unter der Voraussetzung, daß das Kalium die Quasineutralität des Plasmas nicht stört, ist hierdurch schon nachgewiesen, daß Magnetfelder vorhanden sind, die von der Leitfähigkeit der Verbrennungsgase abhängen. Eine derartige Registrierkurve zeigt Abb. 4.

Da es denkbar wäre, daß beim Einspritzen des Kaliums eine Ladungstrennung stattfindet, soll untersucht werden, ob die Voraussetzung der Quasineutralität gerechtfertigt ist. Die gemessenen Felder

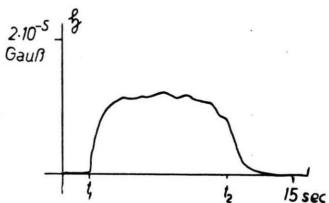


Abb. 4. Registrierkurve. In der Zeit von  $t_1$  bis  $t_2$  ist die Kalium-Natriumlegierung im Brenner zerstäubt worden.

im Brenner sind auf eine Stromdichte in tangentialer Richtung von  $10^{-5}$  Amp/cm<sup>2</sup> zurückzuführen. Die Frage ist, ob es sich hierbei um Ladungsträger eines Vorzeichens handelt, die von den mechanisch bewegten Gasen mitgeführt werden, oder ob infolge der auftretenden Kräfte die Elektronen und Ionen im Plasma gegeneinander diffundieren. Die Tangentialgeschwindigkeit der Brennergase war zu  $10^{3,5}$  cm/sec bestimmt worden, so daß etwa  $10^{-8,5}$  Coulomb Ladung eines Vorzeichens im cm<sup>3</sup> der Gase im Überschuß vorhanden sein müßten, wenn der Effekt durch eine Störung der Quasineutralität gedeutet werden soll. In jeder Sekunde strömen  $10^4$  cm<sup>3</sup> Gas durch den Brenner. Man benötigt infolgedessen einen Strom von  $10^{-4,5}$  Amp, um den Gasen diese Ladungen zuzuführen. Es soll versucht werden, diese Ströme nachzuweisen.

Hierzu sind die einzelnen Teile des Brenners elektrisch getrennt und dann über Meßinstrumente verbunden worden. Wie in § 2 erwähnt, sind Kaliumpresse und Einspritzdüse vom Brennerkopf isoliert eingesetzt. Der Funkeninduktor, der zur Zündung des Brenners mit beiden Teilen verbunden ist, wurde durch eine zweite, in Reihe zur Zündfunkenstrecke liegende Funkenstrecke vom Brennerkopf getrennt. Die Kühlwasserzuleitung erhielt durch entsprechende Länge den erforderlichen Widerstand. Nach Verlassen des Brenners wurde das Wasser in isoliert aufgestellten Gefäßen aufgefangen und die Gase in einen hiervon getrennten Auspuff geleitet. Einen Ladungsübergang von der Flamme auf das Wasser verhinderte ein zwischen beiden eingefügtes und von außen gekühltes Quarzrohr.

Obgleich bei diesem Versuch Magnetfelder auftraten, die fast  $10^{-4}$  Gauß erreichten, konnten keine Ströme von mehr als  $10^{-6,5}$  A nachgewiesen werden. Diese sind aber, wenn die Felder auf eine Störung der Quasineutralität der Gase zurückgeführt werden sollen, um mehr als 2 Größenordnungen zu klein, so daß nur noch Diffusionsströme in Betracht kommen. Die Tatsache, daß die Magnetfelder bei diesem Versuch um fast eine Größenordnung größer sind als bei dem Brenner, der kein zweites Quarzrohr zwischen Wasser und Plasma enthält, wird verständlich, wenn man berücksichtigt, daß bei einer Erhöhung der Flammentemperatur um 10 bis 20% die Leitfähigkeit so ansteigt, daß allein hierdurch das Anwachsen der Felder auf  $10^{-4}$  Gauß erklärt werden kann. Die Kühlung ist aber ohne Quarzrohr im Innern stärker, weil die heißen Gase direkt mit dem Wasser in Berührung kommen und Wärmeenergie durch Zerstäubung und Verdampfung von Wasser verloren geht. Zugleich ist durch diesen Versuch bewiesen, daß die Verdampfung von Kühlwasser ebensowenig wie „Wasserfallelektrizität“ die in Frage kommenden Ströme hervorruft.

Zu berücksichtigen ist noch, daß die Ladungsträger des Plasmas im Magnetfeld der Erde bewegt werden und die dabei auftretenden Lorentz-Kräfte eine Diffusion bewirken können. Die vertikale, in Richtung der Brennerachse liegende Komponente des Erdfeldes würde in Verbindung mit einer radial gerichteten Strömung im Wirbel tangentiale Ströme ergeben und die beobachteten Felder hervorrufen können. Da über radiale Geschwindigkeiten im Brenner keinerlei Beobachtungen vorliegen, soll ein Experiment über den Einfluß des Erdfeldes entscheiden.

Der Brenner wird im Innern einer Helmholtz-Spule angebracht und das Erdfeld bis auf einen Rest von weniger als 3% kompensiert. Während der Messung der Felder im Brenner wird das Kompensationsfeld an- und abgeschaltet. Dabei konnte, abgesehen von den beim Schalten des Feldes auftretenden Induktionsstößen, kein Einfluß auf die Magnetfelder im Brenner beobachtet werden. Auch eine Verstärkung des Erdfeldes ergab keine Änderung der Resultate. Durch diese Versuche ist zugleich der Beweis erbracht, daß der beobachtete Effekt nicht auf einer periodischen Änderung der Suszeptibilität der Brennergase beruht.

Es wäre wünschenswert, noch eine Aussage darüber machen zu können, ob die Felder in einem Zusammenhang mit der Rotation der Brennergase stehen. Aus diesem Grunde wurde der Sauerstoff axial anstatt tangential eingeblasen, um die Ver-

wirbelung des Plasmas herabzusetzen. Dabei wurden auch die Magnetfelder um etwa eine Zehnerpotenz kleiner.

Die bisher beschriebenen Versuche haben gezeigt, daß die Magnetfelder sowohl von der Turbulenz als auch von der Leitfähigkeit des Plasmas abhängen und nur durch Diffusion der Ladungsträger verschiedenen Vorzeichens gegeneinander zu erklären sind, wobei das Gas äußerlich neutral bleibt.

Es soll noch die Größe der Felder in verschiedenem Abstand  $s$  vom Ende des Quarzrohres bestimmt werden. Es hat sich dabei gezeigt, daß im Abstand  $s = 1,5$  cm ein Maximum auftritt. Auf Schwierigkeiten stößt man, wenn nach Abschalten des Brenners bei erneutem Zünden das Mischungsverhältnis Sauerstoff:Propan so genau wieder eingestellt werden soll, wie es diese Messungen erfordern. Infolge der starken Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur führen geringe Unterschiede im Mischungsverhältnis zu einer Änderung der Felder bis zu 15% des Mittelwertes. Dadurch verursachte Verfälschungen des Feldverlaufes können umgangen werden, wenn bei jedem Versuch zum Vergleich die Feldstärke für  $s = 1,5$  mitbestimmt und dann das Feldstärkeverhältnis für die einzelnen Meßpunkte zum Mittelwert der Feldstärke für  $s = 1,5$  in Beziehung gesetzt wird. Der so ermittelte Verlauf ist in Abb. 5a dargestellt.

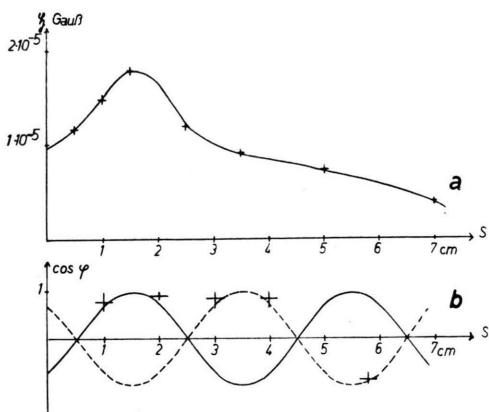


Abb. 5. GröÙe und Phasenlage der Magnetfelder im Brenner.

In § 3 ist gezeigt worden, daß die Rotation des Plasmas in der Nähe des Brennerkopfes beschleunigt und später wieder verlangsamt wird. Nach der Biermann-Schlüterschen Theorie ist zu erwarten, daß die Elektronen diesen Kräften schneller folgen als die Ionen, daß also der negative Strom die

gleiche Richtung wie die Kräfte hat. In diesem Fall muß also zunächst der negative, später der positive Strom die Umlaufrichtung des Plasmas haben. Entsprechend müßten sich die Magnetfelder verhalten. Da aber bei der induktiven Methode nur die magnetischen Wechselfelder angezeigt werden, würde eine Richtungsbestimmung gleichbedeutend mit einer Messung der Phasenbeziehung zwischen Wurzel durchlauf durch die Spulen und Magnetfeld sein. Es ist also eine zusätzliche Vorrichtung erforderlich, die uns an einer Stelle die jeweilige Phasenlage der Wurzel markiert.

Infolge Sauerstoffmangels sind die Bezirke zwischen den Wurzeln, wie Abb. 3 zeigt, dunkler als die Wurzel selbst. Diese Beobachtung legt es nahe, zur Festlegung der Phase eine Photozelle zu verwenden.

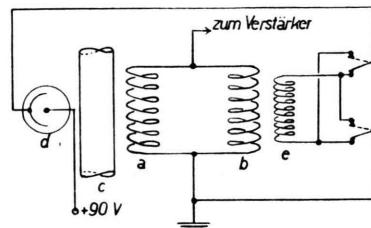


Abb. 6. Schaltschema zur Bestimmung der Phasenlage. a) Meßspule, b) Kompensationsspule, c) Brenner, d) Photozelle, e) Spule für Photozellenstrom.

Diese wird an der Stelle  $s = 1,5$  angebracht und muß dann einen maximalen Strom liefern, wenn an ihr gerade ein Wurzel vorbeiläuft. Der Photozellenstrom fließt durch eine im Innern der Kompensationsspule b befindliche Spule e (s. Abb. 6), so daß in dieser ein zweites, den Leuchterscheinungen des Brenners proportionales Feld bekannter Richtung erzeugt wird. Durch Umpolen dieser Spule während des Versuches und Beobachtung der dadurch verursachten Ausschlagsänderungen läßt sich die Richtung der Felder im Brenner mit der Feldrichtung in der Kompensationsspule vergleichen. Die Phasenverschiebung zwischen Feld und induzierter Spannung ist in beiden Fällen die gleiche und braucht nicht berücksichtigt zu werden. Sind Spulenmitte und Photozelle um die Strecke  $\Delta s$  voneinander entfernt, und folgen die Wurzeln im Abstand  $\lambda = 4$  cm aufeinander, so tritt bei diesem Verfahren noch ein Phasenwinkel  $\varphi = 2\pi/\lambda \cdot \Delta s$  auf, der mit der Feldrichtung nichts zu tun hat und nur vom Ort der Spule abhängig ist.

Die Ergebnisse dieses Versuches zeigt Abb. 5b. Die Kurven geben den Cosinus des Phasenwinkels als Funktion der Spulenstellung  $s$  an, den man erhält, wenn die Photozelle an der Stelle  $s = 1,5$  cm steht. Dabei gilt die ausgezogene Kurve für den Fall, daß die Elektronen den Ionen in Wurzelrichtung voraus-

eilen, während die gestrichelte Kurve bei entgegengesetzter Stromrichtung anzuwenden ist. Die Kreuze geben die gemessenen Werte wieder. Es zeigt sich, daß im Maximum der Feldstärke bei  $s = 1,5$  cm die Elektronen schneller sind, was im Sinne der Biermann-Schlüterschen Theorie auf eine Beschleunigung des Plasmas hinweist.

Im Bereich von  $s = 1,5$  bis  $s = 4$  bleibt die Phasenbeziehung zwischen Magnetfeld und Photozelle gleich. Das dürfte nicht eintreten, wenn die Felder in den Wirbeln mit der Vertikalgeschwindigkeit der Gase den Brenner durchlaufen. Wahrscheinlich nehmen die Ströme im Plasma mit wachsendem  $s$  schneller ab, als dem Verlauf der Kurve 5a entsprechen würde. Dann muß man zwischen  $s = 1,5$  und  $s = 4$  hauptsächlich Felder annehmen, die vom Maximum gestreut werden und daher an diesen Punkten gleichzeitig auftreten.

Für Werte  $s > 4$  sind die gemessenen Felder so groß, daß sie nicht mehr durch Streuung erklärt werden können. Messungen zwischen  $s = 5,5$  und  $s = 6$  haben ergeben, daß hier die Phase um etwa  $180^\circ$  gegen diejenige von  $s = 1,5$  verschoben ist. Ein Vergleich mit den Kurven der Abb. 5 zeigt aber, daß zwischen  $s = 5,5$  und  $s = 1,5$  Gleichphasigkeit herrschen müßte, wenn vorausgesetzt wird, daß Magnete mit konstanter Richtung im Abstand der Wirbel den Brenner durchlaufen. Nimmt man dagegen an, daß sich zwischen  $s = 1,5$  und  $s = 4$  die Feldrichtung in den Wirbeln umkehrt, so wäre nicht nur die Phasenlage gedeutet, sondern darüber hinaus auch eine Erklärung dafür gefunden, daß in diesem Bereich nur Streufelder beobachtet werden. Im Sinne der Biermann-Schlüterschen Theorie bedeutet die Änderung der Feldrichtung, daß die

Wirbel vorher beschleunigt und nachher verzögert rotieren, was mit den Beobachtungen unter a) gut übereinstimmt.

#### d) Schlußbetrachtung

Die Größe der Felder ist nach der Biermann-Schlüterschen Theorie durch die Gleichung  $\text{rot } \mathfrak{H} = 4\pi\sigma\bar{m}g/eC$  gegeben. Diese Gleichung gilt zwar streng nur für ein reines Plasma. Die Ergebnisse, zu denen Schlüter bei einem Plasma mit Neutralgas kommt, weichen für unseren Fall so wenig von obiger Gleichung ab, daß die Unterschiede unberücksichtigt bleiben können.

Über alle für einen Vergleich erforderlichen Größen ist in a) und b) eine Abschätzung gemacht worden. Es ist:

$$\sigma \sim 10^{11} \text{ ESE}, g^* \sim 3 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}^2,$$

$$\bar{m} = 3 \cdot 10^{-23} \text{ g} \text{ (halbe Masse der Ionen).}$$

Daraus erhält man  $\text{rot } \mathfrak{H} \sim 10^{-5} \text{ Gauß} \cdot \text{cm}$ .

Im Brenner handelt es sich um Kreisströme, deren Radius die Größenordnung 1 cm hat. Man kann daher, ohne einen großen Fehler zu machen, die Beträge von  $\text{rot } \mathfrak{H}$  und  $\mathfrak{H}$  gleichsetzen. Dann sind nach der Theorie Felder der Größenordnung  $10^{-5} \text{ Gauß}$  zu erwarten. Abb. 5 zeigt, daß die Messungen dies bestätigen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Biermann-Schlütersche Theorie die Verhältnisse im turbulent strömenden Plasma mit guter Genauigkeit wiedergibt.

Die experimentelle Prüfung dieser Theorie gibt zugleich den ersten experimentellen Nachweis von Magnetfeldern, die durch turbulente Strömung eines Plasmas hervorgerufen sind.