

Messung der lokalen Elektronentemperatur und Elektronendichte in einem θ -Pinch mittels der Streuung eines Laserstrahls

HANS-JOACHIM KUNZE *

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforschg. **20 a**, 801—813 [1965]; eingegangen am 2. Februar 1965)

The development of light scattering by a plasma as a diagnostic tool is reported, which allows the local measurement of electron density and electron temperature. After a résumé of known theoretical results the feasibility of scattering experiments is discussed. The ratio of scattered radiation to plasma radiation is estimated.

The experimental setup is described. Using fiber optics, it was possible to measure the whole spectrum of scattered light by one pinch discharge only. Several types of obtained spectra are modified by collective effects between the particles in the plasma. The building up of the satellite lines in the spectra is found as well as the existence of a small central line, as was predicted by the theory. Absolute calibrations of intensities also show the decrease of the scattering cross-section.

From the spectra plasma parameters could be derived.

Ein wichtiges Problem in der Plasmaphysik ist die Bestimmung von Plasmaparametern, wie speziell die Elektronentemperatur und Dichte. Die dazu bisher verwendeten Methoden zeigen aber gewisse Nachteile: so wird bei sehr heißen Plasmen dieses durch eine Sonde selbst gestört, andererseits bei interferometrischen und üblichen spektroskopischen Messungen in axialer bzw. radialer Richtung integriert.

Mit der Entwicklung des Lasers als einer überaus intensiven Lichtquelle ist nun aber eine neue Diagnostikmethode möglich geworden, die es gestattet, *lokale* Informationen über Dichte und Temperatur aus dem Plasma zu erhalten ohne dieses dabei zu stören, nämlich aus der Lichtstreuung. Durch entsprechende Fokussierung des einfallenden Strahls kann das Volumen genau festgelegt werden, aus dem Streulicht beobachtet werden soll. Eine Messung dieses Lichts war bis vor kurzem infolge des kleinen Streuquerschnitts noch nicht möglich; das Verhältnis von gestreutem zu eingestrahltem Licht ist nämlich bei θ -Pinch-Plasmen von der Größenordnung 10^{-11} bis 10^{-12} . Mit einem starken Laser gelang es aber FIOCCO und THOMPSON, das an einem Elektronenstrahl gestreute Licht anzuspielen¹, und FÜNFER, KRONAST und der Verfasser fanden mittels einer Differenz-

methode zur Elimination des Plasmaeigenleuchtens auch an einem θ -Pinch-Plasma gestreutes Licht^{2, 3}. Eine spektrale Messung des Streulichts im Afterglow eines kleinen θ -Pinches war schließlich DAVIES und RAMSDEN möglich⁴. Während diese Messungen bei einem Streuwinkel von $\Theta = 90^\circ$ durchgeführt wurden, wiesen neuerdings DE SILVA u. a.⁵ und ASCOLI-BARTOLI u. a.⁶ Streulicht auch unter sehr kleinen und unter sehr großen Winkeln nach.

Im Grenzfall der reinen THOMSON-Streuung (Streuzentren bewegen sich statistisch unabhängig voneinander) ist der Streuquerschnitt konstant, und das infolge der thermischen Bewegung der streuenden Elektronen verbreiterte Spektrum des Streulichts weist ein GAUSS-Profil auf, das nur durch die Elektronentemperatur bestimmt wird (thermisches Gleichgewicht natürlich vorausgesetzt). Bei den zu untersuchenden Plasmen ist es dagegen u. U. notwendig, Korrelationen zwischen den einzelnen Plasmakomponenten zu berücksichtigen. Das Streuspektrum wird dann allgemein durch das Spektrum der Elektronendichtefluktuationen bestimmt. Dieses hängt jetzt im wesentlichen von der Dichte, der Elektronen- und der Ionentemperatur ab und der totale Streuquerschnitt bleibt auch nicht mehr konstant.

* Diese Arbeit ist ein Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation gleichen Titels des Diplom-Physikers H.-J. KUNZE. Tag der Promotion: 11. 12. 1964.

¹ G. FIOCCO u. E. THOMPSON, Phys. Rev. Letters **10**, 89 [1963].
² E. FÜNFER, B. KRONAST u. H.-J. KUNZE, Phys. Letters **5**, 125 [1963].

³ E. FÜNFER, W. H. KEGEL, B. KRONAST u. H.-J. KUNZE, Proc. VIth. Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Paris 1963, Vol. VI, p. 119.

⁴ W. E. R. DAVIES u. S. A. RAMSDEN, Phys. Letters **8**, 179 [1964].

⁵ A. W. DE SILVA, D. E. EVANS u. M. J. FORREST, Nature, London **203**, 1321 [1964].

⁶ U. ASCOLI-BARTOLI, J. KATZENSTEIN u. L. LOVISETTO, Nature, Lond. **204**, 672 [1964].



1. Theoretische Grundlagen der Lichtstreuung an Plasmen

Der differentielle Streuquerschnitt pro Volumeneinheit und Raumwinkel ist durch die Beziehung gegeben:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_e \cdot S(\mathbf{f}_s - \mathbf{f}_0, \omega_s - \omega_0). \quad (1)$$

$$S(\mathbf{f}, \omega) = \frac{1}{2\pi V} \int_V d\mathbf{a} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \langle n^*(\mathbf{r}', t) \cdot n(\mathbf{r}' + \mathbf{a}, t + \tau) \rangle \exp\{i(\mathbf{f} \cdot \mathbf{a} - \omega \tau)\} \quad (2)$$

mit $n(\mathbf{r}, t)$ = Elektronendichte, \mathbf{f}_0 , ω_0 = Wellenvektor und Frequenz der einfallenden Welle, \mathbf{f}_s , ω_s = Wellenvektor und Frequenz der gestreuten Welle, Ω = Raumwinkel.



Abb. 1. Dreiecksrelation.

Der Streuquerschnitt für die gesamte pro Volumeneinheit und Raumwinkel gestreute Intensität ergibt sich durch Integration zu

$$d\sigma/d\Omega = \sigma_e \cdot n \cdot S(\mathbf{f}_s - \mathbf{f}_0) \quad (3)$$

$$\text{mit } S(\mathbf{f}) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} S(\mathbf{f}, \omega) d\omega. \quad (4)$$

Der sog. Formfaktor $S(\mathbf{f})$ ist dabei die FOURIER-Transformierte der zeitunabhängigen Korrelationsfunktion und $N = n \cdot V$ die Gesamtzahl der Elektronen im Volumen V .

Das Frequenzspektrum der Streustrahlung gibt also ein direktes Bild des Frequenzspektrums der Elektronendichtefluktuationen. Durch seine Messung wird es möglich, alle Plasmaparameter zu bestimmen, die in diese Dichtefluktuationen eingehen, das sind im wesentlichen die Elektronendichte, die Elektronen- und die Ionentemperatur. Durch Messung des totalen Streulichts in verschiedenen Richtungen erhalten wir den Formfaktor $S(\mathbf{f})$, und damit kön-

Darin ist σ_e der bekannte THOMSON-Streuquerschnitt für die Streuung elektromagnetischer Wellen an einem einzelnen freien Elektron und die sog. Streufunktion $S(\mathbf{f}, \omega)$ die FOURIER-Transformierte der zeitabhängigen Elektronendichte-Paarkorrelationsfunktion:

nen Instabilitäten beobachtet werden, die zu Dichteschwankungen mit entsprechenden k -Vektoren führen (s. ⁷).

Angeregt durch die Streuexperimente in der Ionosphäre von BOWLES ⁸ wurden in den letzten Jahren eine ganze Reihe von Arbeiten veröffentlicht, in denen die Dichtefluktuationen berechnet werden. Von verschiedenen Ansätzen ausgehend gelangen die Autoren dabei zu gleichen Ergebnissen, z. B. ⁹⁻¹³. Während in diesen Arbeiten die Zweierstöße noch vernachlässigt werden, wird ihr Einfluß auf das Spektrum in ¹⁴⁻¹⁶ behandelt. Im folgenden sollen jetzt nur kurz die für die durchgeführten Experimente benötigten Resultate als Überblick angeführt werden; eine ausführliche Darlegung findet man neben den oben angeführten Arbeiten in dem Bericht von KEGEL ¹⁷.

Bekannt ist der klassische Grenzfall der reinen THOMSON-Streuung, bei der Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Teilchen in bezug auf die Streuung vernachlässigbar sind. Bei Streuversuchen in der Ionosphäre und in Laboratoriumsplasmen können aber die kollektiven Effekte sehr wesentlich werden. Wie weit dies der Fall ist, hängt von einem charakteristischen Parameter α ab, der folgendermaßen definiert ist:

$$\alpha = \frac{1}{|\mathbf{f}| \lambda_D} = \frac{\lambda_0}{4\pi \lambda_D \sin \Theta/2} = \alpha(\lambda_0, n, T_e, \Theta); \quad (5)$$

darin ist λ_D die DEBYE-Länge im Plasma, λ_0 die Wellenlänge der einfallenden Welle, und $|\mathbf{f}|$ erhält

⁷ S. ICHIMARU, D. PINES u. N. ROSTOKER, Phys. Rev. Letters **8**, 231 [1962].

⁸ K. L. BOWLES, Phys. Rev. Letters **1**, 454 [1958].

⁹ E. E. SALPETER, Phys. Rev. **120**, 1528 [1960].

¹⁰ J. P. DOUGHERTY u. D. T. FARLEY, Proc. Roy. Soc., Lond. A **259**, 79 [1960].

¹¹ J. A. FEJER, Canad. J. Phys. **38**, 1114 [1960].

¹² T. HAGFORS, J. Geophys. Res. **66**, 1699 [1961].

¹³ M. N. ROSENBLUTH u. N. ROSTOKER, Phys. Fluids **5**, 776 [1962].

¹⁴ D. F. DU BOIS u. V. GILINSKY, Phys. Rev. **133**, A 1317 [1964].

¹⁵ A. RON, J. DAWSON u. C. OBERMAN, Phys. Rev. **132**, 497 [1963].

¹⁶ M. GREWAL, Phys. Rev. **134**, A 86 [1964].

¹⁷ W. H. KEGEL, Report IPP 6/21 [1964].

man aus Abb. 1. Es ergibt sich, daß für $\alpha \ll 1$ die Wechselwirkungen vernachlässigbar sind, während für $\alpha \gg 1$ die Dichtefluktuationen ausschließlich durch sie bestimmt werden.

Wie die theoretischen Arbeiten zeigen, lassen sich nun bei Berücksichtigung der Wechselwirkungen die Elektronendichthechwankungen im Plasma in guter Näherung in 2 Teile zerlegen. Ein Teil bezieht sich auf Fluktuationen, die durch die Bewegung derjenigen Elektronen hervorgerufen werden, die sich frei bewegen, während der andere Teil die Fluktuationen in der Elektronendichte enthält, die durch die Elektronen bedingt sind, die mit den Ionen korreliert sind. Dabei bewegen sich selbstverständlich die Elektronen in dem einen Teil und die Ionen im anderen nicht jeweils statistisch frei, sondern die Bewegung wird durch die Wechselwirkungsfelder modifiziert.

Es ergibt sich

$$\begin{aligned} S(\mathbf{f}, \omega) &= S_e(\mathbf{f}, \omega) + S_i(\mathbf{f}, \omega) \\ &= S_e\left(\frac{\omega}{k^2 T_e}, \alpha(\mathbf{f}, n, T_e)\right) \\ &\quad + S_i\left(\frac{\omega}{k^2 T_i}, Z, \frac{T_e}{T_i}, \alpha(\mathbf{f}, n, T_e)\right), \end{aligned} \quad (6)$$

Z = Ladungszahl der Ionen.

$S_e(\mathbf{f}, \omega)$ wird somit bei vorgegebenem k durch die Elektronendichte und Temperatur bestimmt, während $S_i(\mathbf{f}, \omega)$ dazu noch von der IonenTemperatur abhängt (vorausgesetzt ist natürlich eine MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und Elektronen; sonst kann von einer Temperatur schlechthin sowieso nicht gesprochen werden). Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht ($T_e = T_i$) zeigen sich im allgemeinen in der Komponente $S_i(\mathbf{f}, \omega)$.

Ebenfalls erhalten wir den für die gesamte gestreute Intensität maßgebenden Faktor $S(\mathbf{f})$ zu

$$S(\mathbf{f}) = S_e(\mathbf{f}) + S_i(\mathbf{f}) \quad (7)$$

und für den Fall des thermischen Gleichgewichts ergibt sich nach SALPETER⁹

$$\begin{aligned} S_e(\mathbf{f}) &= 1/(1 + \alpha^2), \\ S_i(\mathbf{f}) &= \frac{Z \alpha^4}{(1 + \alpha^2)[1 + (Z + 1) \alpha^2]}. \end{aligned} \quad (8)$$

Der Verlauf geht aus Abb. 2 hervor, und zwar für $Z = 1$.

An Hand der drei Beispiele in Abb. 3 für ein Plasma im thermischen Gleichgewicht soll jetzt das Charakteristische in der Form der Spektren aufgezeigt werden.

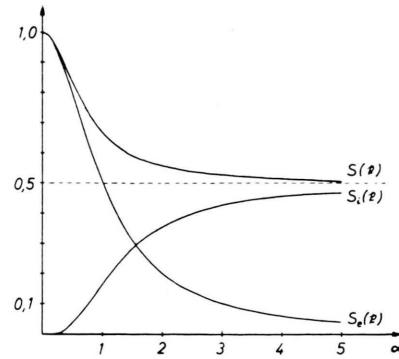


Abb. 2. Formfaktor.

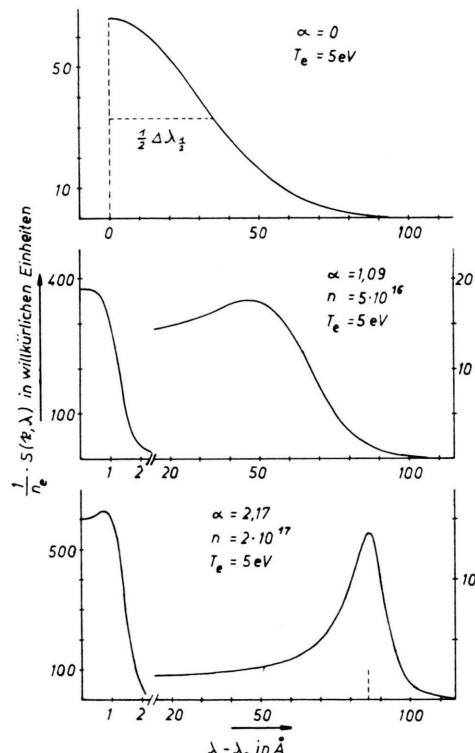


Abb. 3. Theoretische Spektren von Elektronendichthe- fluktuationen.

Im Falle $\alpha \ll 1$ ist S_i gegenüber S_e vernachlässigbar. Wir haben den von kollektiven Effekten freien Fall der klassischen THOMSON-Streuung: es ist $S(\mathbf{f}) = 1$ und für $S_e(\mathbf{f}, \omega)$ ergibt sich ein GAUSS-Profil mit der Halbwertsbreite

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4 \lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \cdot \sqrt{\frac{2 \alpha T_e}{m c^2} \ln 2}. \quad (9)$$

In diesem Fall ist das Spektrum direkt ein Bild der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, und man

könnte hier bequem auch jede andere eventuell vorhandene Verteilung messen. Neben der Elektronentemperatur kann man nach (3) über eine Absolutmessung der Intensitäten auch die Elektronendichte bekommen.

Im Falle $\alpha \gg 1$ besteht das Spektrum aus einer Zentrallinie bestimmt durch $S_i(f, \omega)$, deren Breite im wesentlichen durch die thermische Geschwindigkeit der Ionen bestimmt wird, und aus zwei symmetrisch dazu liegenden Satelliten, deren Abstand von der Zentrallinie gegeben ist durch

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3 \alpha T_e k^2/m \quad (10)$$

und deren Form bestimmt wird durch $S_e(f, \omega)$. (ω_p = Plasmafrequenz.)

Wie man ferner aus Abb. 2 erkennt, befindet sich fast die gesamte gestreute Energie in der Komponente $S_i(f)$. Prinzipiell könnte man aus dem Spektrum die Elektronendichte, die Elektronen- und die Ionentemperatur bekommen, doch liegt dieser Fall insofern ungünstiger, als erstens die Energie in den Satellitenlinien sehr klein ist, und zweitens die Form des Spektrums durch hier eventuell nicht mehr zu vernachlässigende Stöße verändert wird^{15, 16}. Andererseits bietet sich hier die Möglichkeit, durch Messung insbesondere der Zentrallinie Aufschluß über Ionenwellen und die Gültigkeit verschiedener Stoßmodelle zu bekommen.

Für die experimentelle Diagnostik am günstigsten ist das Übergangsgebiet $0,5 \leq \alpha \leq 1,5$. Hier beginnen sich die Zentrallinie und die Satelliten gerade auszubilden, und der größte Teil der gestreuten Intensität befindet sich noch in $S_e(f, \omega)$. Durch Messung des relativen Verlaufs bekommen wir hier bequem die Elektronendichte und Temperatur, und falls es gelingt die Zentrallinie aufzulösen, gegebenenfalls die Ionentemperatur.

Abschließend soll noch erwähnt werden, daß Magnetfelder prinzipiell das Streuspektrum beeinflussen können, nicht aber den totalen Streuquerschnitt. Eine Behandlung und Diskussion der verschiedenen Fälle findet man z. B. bei FEJER¹⁸. Dort kann man entnehmen, daß bei hier interessierenden Plasmen, wie sie heute in Θ -Pinch-Anlagen erzeugt werden können, Magnetfelder nur dann das Streuspektrum verändern, wenn der \mathbf{f} -Vektor der Dichtefluktuation und die Richtung des Magnetfeldes nahezu senkrecht aufeinanderstehen.

¹⁸ J. A. FEJER, Canad. J. Phys. 39, 716 [1961].

2. Lichtstreuung unter 90°

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, die Lichtstreuung insbesondere an schnell veränderlichen Plasmen zu finden, zu untersuchen und als Diagnostikmethode zu entwickeln. Es bieten sich dabei im wesentlichen drei Varianten an, nämlich die Beobachtung des gestreuten Lichts unter kleinen Winkeln, unter 90° oder unter nahezu 180° .

Im folgenden wird nur die Lichtstreuung unter 90° behandelt; bei ihr kann man durch Fokussierung des einfallenden Lichts das Volumen genau festlegen, aus dem man die Information erhalten will.

Wird ein Volumenelement $d\tau = dx \cdot dy \cdot dz = df_0 \cdot dz$ von einer Lichtquelle mit der spektralen Strahldichte J_{ω_0} unter dem Raumwinkel $d\Omega_0$ bestrahlt, so ist die in einen Raumwinkel $d\Omega$ und in den Frequenzbereich $d\omega$ gestreute Strahlungsleistung

$$W_\omega d\omega = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \right) J_{\omega_0} d\omega_0 d\Omega_0 df_0 dz d\omega d\Omega. \quad (11a)$$

Da bei jeder optischen Abbildung $df_0 \cdot d\Omega_0$ konstant bleibt, ist die gestreute Energie unabhängig davon, wie gut das Licht in das Plasma hinein fokussiert wird. Wir können also schreiben:

$$W_\omega d\omega = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \right) L dz d\omega d\Omega \quad (11b)$$

mit $L = J_{\omega_0} \cdot d\omega_0 \cdot df_0 \cdot d\Omega_0$ = Strahlungsleistung der Lichtquelle.

Für die Durchführung von Streuversuchen sind nun zwei Voraussetzungen erforderlich: um eine bequeme Analyse des Streuspektrums zu ermöglichen, ist gut monochromatisches Licht notwendig, d. h. die Breite $d\omega_0$ des einfallenden Lichts muß sehr klein gegenüber der Breite des zu messenden Streulichts sein. Nach (3) ist ferner der Streuquerschnitt im wesentlichen durch den klassischen THOMSON-Streuquerschnitt ($\sigma_{\text{Th}} = 0,67 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$) gegeben; bei hier interessierenden Plasmen und geometrischen Gegebenheiten (kleinste Dichte z. B. $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $dz = 1 \text{ mm}$, $d\Omega = 10^{-2}$, $\Theta = \Phi = 90^\circ$) ist das Verhältnis von gestreuter Gesamtenergie zu einfallender Energie von der Größenordnung 10^{-12} . Wie man sieht, sind also zweitens sehr starke Lichtquellen notwendig. Betrachten wir dazu folgendes Zahlenbeispiel:

Das Streuspektrum möge in 10 Kanäle gleicher Intensität aufgeteilt sein. Auf jeden Kanal trifft dann 10^{-13} von der einfallenden Lichtleistung; die Meß-

dauer sei etwa 10^{-8} sec (untere Grenze), das einfallende Licht habe die Wellenlänge $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ (entspricht $h\nu = 2,86 \cdot 10^{-19} \text{ Wsec}$). Nehmen wir dazu an, daß pro Kanal für einen Meßpunkt mindestens 10^4 Photonen während der Meßdauer auf die Photokathode etwa eines Multipliers treffen sollen und daß die Durchlässigkeit des Spektralapparats mit aller Abbildungsoptik 20% beträgt, so ergibt sich eine erforderliche primäre Strahlungsleistung von $14 \cdot 10^6$ Watt.

Lichtquellen solcher Leistung und dazu noch von extrem großer Monochromasie stehen aber erst seit einigen Jahren mit dem Laser, speziell dem Rubinlaser, zur Verfügung und ermöglichen solche Streuexperimente.

Störend bei den Streuversuchen wirkt sich nun das Eigenleuchten des Plasmas aus, das bei Temperaturen von einigen eV an bei Wasserstoffplasmen im Spektralbereich um 6900 \AA im wesentlichen nur Bremsstrahlung ist. Wir müssen daher das Verhältnis von Streulicht zu Bremslicht pro Wellenlängeneinheit abschätzen. Durch die Kombination Blende-Linse (Abb. 4) wird erreicht, daß nur Plasmalicht aus dem Doppelkegelstumpf mit der gemeinsamen Fläche $dy \cdot dz$ in den Meßteil gelangt. Ferner berücksichtigen wir die Tatsache, daß im Gegensatz zum Streulicht das Plasmalicht nahezu unpolarisiert ist und filtern eine Komponente P_{λ}^{\perp} desselben weg.

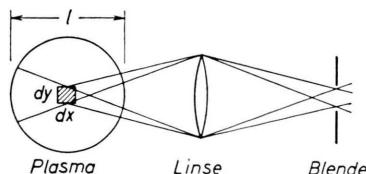


Abb. 4. Primäres Laserlicht fällt senkrecht auf die Fläche $df_0 = dx \cdot dy$; l = Plasmadicke.

Andererseits wird jetzt eine weitere Eigenschaft des Lasers ausgenutzt, nämlich die extrem gerichtete Ausstrahlung von praktisch parallelem Licht: mit Hilfe einer Anordnung nach Abb. 5 wird der Laser-

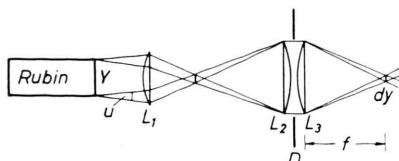


Abb. 5. Fokussierung des Laserstrahls ins Plasma. Y = Durchmesser des Laserstabes, u = Divergenzwinkel des Laserstrahls, $D : f$ = Öffnungsverhältnis.

strahl optimal ins Plasma fokussiert. Nehmen wir für das Spektrum des Streulichts ein GAUSS-Profil an, und berechnen wir das Plasmalicht nach JAHODA u. a.¹⁹, so erhalten wir im Maximum des GAUSS-Profils bei $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ das Verhältnis Streulicht/Plasmalicht zu

$$\frac{W_{\lambda_0}}{P_{\lambda_0}^{\parallel}} \approx 5,8 \cdot 10^9 \frac{1}{n l} \frac{L}{Y u} \frac{D}{f}. \quad (12)$$

Die charakteristische Größe des Lasers in bezug auf unsere Streuversuche ist also der Quotient

$$\frac{\text{Strahlungsleistung}}{\text{Stabdurchmesser} \cdot \text{Divergenzwinkel}}.$$

Durch ihn und das mögliche Öffnungsverhältnis $D : f$, mit dem man den Strahl ins Plasma fokussieren kann, ist der optimale Wert des Verhältnisses Streulicht zu Plasmalicht bei gegebenem Plasma festgelegt.

Bei den Versuchen ist natürlich auf einen möglichst kleinen Verunreinigungsgrad zu achten, denn bekannterweise können schon geringe Zusätze an Verunreinigungen eine starke Erhöhung des Bremslichts bewirken. Insbesondere ist zu berücksichtigen, daß bei Streuversuchen an anderen als an Wasserstoffplasmen die Rekombinationsstrahlung wie auch die Linienstrahlung beträchtlich werden können.

Ist es nun gegebenenfalls unmöglich, die Bedingung $W_{\lambda_0}/P_{\lambda_0}^{\parallel} \geq 1$ zu erfüllen, so kann u. U. ein Differenzverfahren zur Elimination des Plasmalichts weiterhelfen, wie es in² beschrieben und benutzt wurde.

3. Fehlerquellen bei Streuversuchen

Von einem guten Diagnostikverfahren muß man verlangen, daß es das zu untersuchende Plasma in keiner Weise verändert. Bei einer Lichtstreuung mit herkömmlichen Lichtquellen wäre diese Voraussetzung ohne weiteres erfüllt gewesen, noch nun zeigen die Abschätzungen der vorhergehenden Abschnitte, daß extrem starke Laser benötigt werden, die zudem noch gut fokussiert werden müssen und so große lokale Bestrahlungsstärken im Plasma bewirken. Durch Absorption erfolgt auf diese Weise eine Plasmaaufheizung, die im folgenden abgeschätzt werden soll.

Für diese Überlegungen spielt die Zeit t_L eine Rolle, die der Laserstrahl bis zum Meßzeitpunkt auf das Plasma wirkt. Ferner müssen wir die Zeit t_{ce} be-

¹⁹ F. C. JAHODA, E. M. LITTLE, W. E. QUINN, G. A. SAWYER u. T. F. STRATTON, Phys. Rev. **119**, 843 [1960].

trachten, nach der die Elektronen durch Stöße untereinander eine MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung angenommen haben, sowie auch die Thermalisierungszeit t_{ie} , nach der sich zwischen Elektronen und Ionen thermisches Gleichgewicht eingestellt hat. Zunächst nehmen wir den Fall, daß wir mit einem sog. Riesenpuls-Laser arbeiten, dessen Impulsdauer im allgemeinen kleiner als 30 nsec ist; berechnen wir nach SPITZER²⁰ die Zeiten t_{ce} und t_{ie} für vollionisierte Wasserstoff-Plasmen, wie sie heute in Θ -Pinch-Anlagen erzeugt werden können

$$(n_e = 10^{16} \dots 10^{17} \text{ cm}^{-3}, T_e = 10 \dots 10^3 \text{ eV}),$$

so haben wir den Fall vorliegen:

$$t_{ie} > t_L > t_{ce}. \quad (13)$$

Wir können daher annehmen, daß die absorbierte Energie im wesentlichen die Elektronen aufgenommen haben und erhalten mit der Absorptionskonstanten nach SPITZER eine maximale Aufheizung der Elektronen zu:

$$\frac{A(\chi T_e)}{\chi T_e} = 1,4 \cdot 10^{25} \frac{n}{(\chi T_e)^{3/2}} \cdot \frac{g_{ff}}{r^3} \cdot \left(1 - \exp \left\{-\frac{h r}{\chi T_e}\right\}\right) \cdot \frac{1}{dx dy} \cdot \int_0^{t_L} L dt, \quad (14)$$

χT_e in eV.

Die relative Aufheizung ist also proportional der Dichte. Ferner ist zu beachten, daß sie quadratisch mit der Fokussierung zunimmt, während nach vorhergehenden Abschnitten das Verhältnis Streulicht zu Bremslicht nur linear damit zunahm, das absolute Streulicht sogar davon unabhängig war. Die Aufheizung kann somit – insbesondere bei sehr dichten und relativ kalten Plasmen – gegen eine zu gute Fokussierung sprechen.

Wir haben bisher so getan, als bliebe die gesamte absorbierte Energie im beobachteten Volumen. Die effektive Aufheizung ist aber noch kleiner, da durch Wärmeleitung ein relativ rascher Temperaturaustausch mit dem übrigen Plasma erfolgt (die Wärmeabgabe durch Strahlung ist dagegen vernachlässigbar). Nach LANDAU-LIFSHITZ²¹ hat sich dabei die Wärmeenergie nach einer Zeit t auf ein Gebiet verteilt, dessen lineare Dimension von der Größenordnung l ist:

$$l^2 \approx \chi t, \quad \chi = \text{Temperaturleitfähigkeit.} \quad (15)$$

²⁰ L. SPITZER JR., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, New York 1962.

²¹ L. D. LANDAU u. E. M. LIFSHITZ, Fluid Mechanics, Pergamon Press, Oxford 1959, p. 194.

Benutzen wir die Wärmeleitfähigkeit nach SPITZER und setzen für die spezifische Wärme der Elektronen $C = \frac{3}{2} n k$, so ergibt sich für $Z = 1$:

$$l^2 \approx 1,3 \cdot 10^{21} \frac{(\chi T_e)^{5/2}}{n \ln A} t, \quad (16)$$

l in cm, t in sec.

Zahlenbeispiel: Wir nehmen einen Laserpuls mit einer maximalen Leistung von 5 MW und einer Dauer von 30 nsec und führen die Messung im Maximum durch:

$$\int_0^{t_L} L \cdot dt \approx 7,5 \cdot 10^{-2} \text{ Ws}, \quad n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \quad T_e = 10 \text{ eV},$$

$$g_{ff} = 1,6, \quad \ln A = 7,6, \quad dx = dy = 1 \text{ mm}, \quad \lambda_0 = 6943 \text{ Å},$$

$$\frac{A(\chi T_e)}{\chi T_e} = 0,1\%, \quad l^2 \approx 5,4 \cdot 10^5 \cdot t.$$

Wie man sieht, ist die Aufheizung vernachlässigbar; dazu kommt, daß sich der Ausgleich mit dem übrigen Plasma auch schon bemerkbar zu machen beginnt.

Anders liegen die Verhältnisse, wenn man mit einem normalen Rubinlaser mit einer Dauer von etwa 1 msec an einem stationären Plasma messen will. Hier ist immer $t_L \gg t_{ie}$; die Aufheizung verteilt sich gleichmäßig auf Ionen und Elektronen und durch Wärmeleitung auch auf das ganze Plasma.

(Ein Diagramm der Absorptionskonstanten findet man für einen großen Parameterbereich bei HORA²².)

Bei den bisherigen Überlegungen hatten wir immer ein vollionisiertes Plasma vorausgesetzt, und zwar im wesentlichen ein Wasserstoffplasma. Will man nun Streuversuche an relativ kalten Plasmen oder etwa in den Anfangsstadien einer Entladung machen, so muß man auch die RAYLEIGH-Streuung an Atomen betrachten.

Für Wasserstoff ist nach UNSÖLD²³ der Streuquerschnitt bei $\lambda_0 = 6943 \text{ Å}$ ungefähr 10^{-4} des THOMSON-Streuquerschnitts für ein Elektron: die RAYLEIGH-Streuung in Wasserstoffplasmen ist daher vernachlässigbar. Beträchtlich kann sie allerdings in sog. geimpften Plasmen mit hoher Neutralgasdichte werden.

In diesem Zusammenhang muß auch der verheerende Einfluß von Staubteilchen erwähnt werden. Der Streuquerschnitt kann für sie im ungünstigsten Fall bis etwa 10^{15} -mal so groß werden wie der für ein freies Elektron. Auf größte Sauberkeit ist daher

²² H. HORA, Bericht IPP 6/27 [1964].

²³ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955.

zu achten. Das an Atomen und Staubteilchen gestreute Licht kann ferner dadurch erkannt werden, daß es nämlich infolge der kleineren thermischen Geschwindigkeit der Teilchen im Gegensatz zu dem an den freien Elektronen gestreuten Anteil praktisch nicht DOPPLER-verbreitert ist.

Wie schon früher dargelegt wurde, ist das Verhältnis von Streulicht zu primär einfallendem Licht etwa von der Größenordnung 10^{-12} . Man kann sich daher leicht vorstellen, daß das an Linsen und am Ein- und Austrittsfenster des Entladungsgefäßes irregulär gestreute und reflektierte primäre Laserlicht, das auf irgendwelchen Wegen durch Vielfachreflexion in den Meßstrahlengang kommt, um viele Größenordnungen stärker sein kann als das zu messende Streulicht vom Plasma her. Je nachdem, was für ein Spektrum man vorliegen hat und welchen Teil davon man messen will, muß dieses spektral allerdings nicht verbreiterte Falschlicht entsprechend herabgesetzt werden.

Nicht unerwähnt darf schließlich eine Eigenschaft von gepulsten Rubinlasern bleiben, die als Lichtverschluß eine mit Nitrobenzol gefüllte KERR-Zelle haben. Nach HELLWARTH²⁴ beobachtet man in ihr das Auftreten von induzierten RAMAN-Linien. Ihre Intensität wird besonders bei hohen Laserleistungen beträchtlich. Ihr Vorhandensein muß daher durch Nullversuche bei Streumessungen festgestellt werden. Vermieden werden sie von vornherein, wenn man sog. POCKELS-Zellen mit einem KDP-Kristall als aktivem Medium verwendet.

Bei den hohen Intensitäten des Lasers könnten nun die Elektronen u. U. durch das hohe elektrische Feld eine solche Beschleunigung erfahren, daß sie Geschwindigkeiten erreichen, bei denen die LORENTZ-Kraft bedingt durch die magnetische Feldstärke der einfallenden Welle nicht mehr vernachlässigbar ist, wie es in der Streuformel (1) angenommen wurde. Das wird dann der Fall, wenn sich die Geschwindigkeit der Elektronen der Lichtgeschwindigkeit nähert. Quantenelektrodynamisch wurde diese Grenze für freie Elektronen auch von STEHLE²⁵ abgeleitet. Sie liegt für $\lambda_0 = 6943 \text{ Å}$ bei Bestrahlungsstärken von etwa 10^{20} W/cm^2 (entspricht $E_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ V/cm}$).

Heutzutage stehen bereits Gigawatt-Laser zur Verfügung. Mit einem Brennfleck von 1 mm^2 erreicht man aber erst Bestrahlungsstärken von 10^{11} W/cm^2 .

Im anderen Grenzfall, daß man nämlich von vornherein sehr heiße Plasmen hat, muß man ebenfalls relativistische Korrekturen bei der Berechnung der Dichte-Fluktuationen anbringen. Dies wurde von PAPPERT²⁶ durchgeführt.

Auf die nichtlinearen Effekte bei der Streuung soll hier nicht eingegangen werden, ebenso auf die Einschränkungen, die bei der Berechnung der Dichte-Fluktuationen nach⁹ gemacht wurden. Erwähnt muß nur werden, daß die Theorie unter der Annahme abgeleitet wurde, daß viele Teilchen im DEBYE-Volumen enthalten sind ($n \lambda_D^3 \gg 1$). Bei sehr dichten und relativ kalten Plasmen ist dies nämlich nicht der Fall.

4. Experimenteller Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht im wesentlichen aus der Θ -Pinch-Anlage, dem Laser und dem Meßteil. Diese 3 Teile sollen im folgenden beschrieben werden.

Θ -Pinch-Anlage

Die Entwicklung der Streulichtmessungen als gutes Diagnostikverfahren konnte prinzipiell an jedem sauberen Plasma geeigneter Dichte durchgeführt werden. Da jedoch die ersten Anwendungen an Θ -Pinch-Anlagen erfolgen sollten, war es günstig, das Verfahren auch gleich an einem solchen Pinch zu entwickeln.

Zu diesem Zweck wurde eine kleine Θ -Pinch-Anlage aufgebaut. Ihre Daten sind:

Kapazität	$42,6 \mu\text{F}$	Spulendurchmesser	$5,5 \text{ cm}$
Ladespannung	18 kV	Spulenlänge	$18,9 \text{ cm}$
Energieinhalt		Periodendauer	$7,1 \mu\text{sec.}$

der Batterie $7,5 \text{ kJ}$

Zur Beobachtung in radialer Richtung hatte die Spule in der Mitte einen Schlitz von 12 mm Breite. Eine schwache Vorionisierung war durch eine Kabelentladung über 2 Ringelektroden am Entladungsgefäß möglich.

Um das schon erwähnte falsche Streulicht vom primären Laserstrahl her möglichst klein zu machen, wurden folgende einfache Maßnahmen ergriffen: An das Entladungsgefäß wurden im Schlitz in der Mitte der Spule zwei in Beobachtungsrichtung diametral gegenüberliegende Kegelstutzen angeblasen. Ihre Wandneigung wurde so festgelegt, daß von den Wänden kein Licht in den Meßteil kommen konnte. Die Endplatten an diesen Stutzen und auch am Entladungsrohr wurden ferner nicht aufgekittet, sondern über Messingflanze mit Gummidichtungen durch den äußeren Luftdruck an die Rohrenden gedrückt. Durch das Metall sollte vermieden werden, daß im Glas der Fenster gestreutes Licht durch Lichtleitereffekte an die Stellen des Entladungsgefäßes kommt, die vom Meßteil gesehen werden. Ein wesentlicher Anteil dieses Falschlichts wird

²⁴ R. W. HELLWARTH, Quantum Electronics, Proc. 3. Intern. Congr. Paris 1964, p. 1203.

²⁵ P. STEHLE, J. Opt. Soc. Amer. **53**, 1003 [1963].

²⁶ P. A. PAPPERT, Phys. Fluids **6**, 1452 [1963].

nun durch das am Austrittsfenster reflektierte primäre Laserlicht hervorgerufen. Deshalb konnte an dieser Seite des Entladungsrohres eine Blendenkammer zwischen Rohr und Endplatte eingebaut werden. Erwähnt soll hier noch werden, daß durch Anbringung der Fenster unter dem BREWSTER-Winkel bei polarisiertem Laserlicht diese Reflexion am Endfenster und damit das Falschlicht vermindert wird. Dies wurde bei der Anwendung dieses Streuverfahrens an einer anderen Anlage ausgenutzt. Die Füllung des Entladungsgefäßes mit H_2 erfolgte im stationären Durchstrombetrieb.

Riesenpuls-Laser

Laser mit Leistungen größer als 1 MW stehen heutzutage nur in Form der gepulsten Rubinlaser zur Verfügung. Der bei den folgenden Versuchen verwendete Laser wurde von WEISER²⁷ beschrieben. Deshalb wird hier nicht weiter auf ihn eingegangen.

Für die Justierung der Anlage ist es nun zweckmäßig, die Laseremission zu imitieren. Dazu wurde eine einfache, bequeme Anordnung benutzt, wie sie in Abb. 6 zu sehen ist. Über einen dünnen halbdurchlässigen Spiegel HP und die Linse L_1 entsteht auf einer geschwärzten Photoplatte Ph_1 ein Brennfleck der emittierten Laserstrahlung, siehe Abb. 7. (Diese Methode der momentanen Sichtbarmachung einer intensiven Laserstrahlung hat sich bei Untersuchungen an Lasern bestens bewährt und ist äußerst einfach und schnell. Eine Photoplatte wird vollständig belichtet und dann normal entwickelt und fixiert. Schiebt man jetzt auf die schwarze

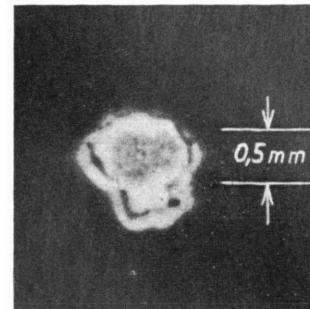


Abb. 7. Brennfleck des Laserstrahls mit $f=10$ cm.

Platte einen intensiven Laserstrahl, so kann man je nach* Intensität verschiedene Grade an Verbrennungen auf der Platte feststellen: bei den stärksten Intensitäten verdampft sogar die Schicht und die Platte wird durchsichtig, während schwache Intensitäten nur ein leichtes Hellerwerden der Schicht bewirken. Man hat auf diese Weise nach jedem Schuß sofort und dauerhaft die Intensitätsverteilung der Laserstrahlung an der betreffenden Stelle.) Mit der Kombination Lichtquelle LQ_1 – Linse L_3 – Spalt Sp_1 – Linse L_4 wird jetzt auf dem Teil des Brennflecks, der vom Meßteil im Plasma gesehen werden soll, ein Bild des Spalts erzeugt. Durch Reflexion am halbdurchlässigen Spiegel erhalten wir daselbe Bild gleichzeitig auch über L_4 und L_5 an der interessierenden Stelle im Plasma. Will man gleichzeitig noch den Querschnitt des Laserstrahls bei dieser Imita-

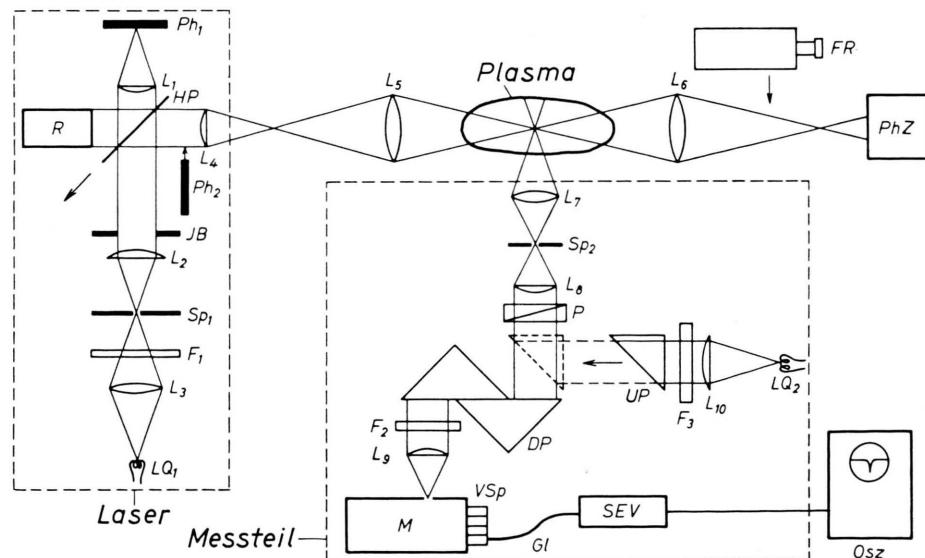


Abb. 6. Versuchsaufbau. R = Rubinstab; Ph_1 , Ph_2 = Photoplatte; $L_1 \dots L_{10}$ = Linsen; JB = halbdurchlässige Platte; Sp_1 , Sp_2 = Spalte; P = Polarisator; F_1 , F_2 , F_3 = Rotfilter RG 2; LQ_1 , LQ_2 = Lichtquellen; PhZ = Photozelle; UP = Umlenkpriisma; DP = Drehpriisma; M = Monochromator; FR = Fernrohr; VSp = Vielfachspalt; GI = Glasfaserbündel; Osz = Oszillograph; SEV = Sekundärelektronenvervielfacher.

²⁷ G. WEISER, Bericht IPP 1/26 [1964].

tion erfassen, so wird eine weitere Photoplatte Ph_2 in den Strahlengang gebracht, ein Bild der Intensitätsverteilung des Laserstrahls auf ihr erzeugt und dann durch die Irisblende IB der entsprechende Querschnitt im imiterenden Lichtstrahl eingestellt. Der eigentliche Laser, in Abb. 6 symbolisiert durch den Rubinstab R, befindet sich zusammen mit dieser Imitationsoptik auf einer festen Grundplatte, und die ganze Einheit mit dem jetzt kontinuierlichen Lichtstrahl kann durch Schrauben in jede benötigte Richtung zum Plasma hin eingestellt werden. Nach der endgültigen Justierung zusammen mit dem Meßteil wird natürlich der halbdurchlässige Spiegel aus dem Strahlengang entfernt. Als Monitor kann eine Photozelle am Ende des Strahlengangs dienen.

Meßanordnung

Die unter dem Begriff Meßteil zusammengefaßte optische Anordnung ist ebenfalls eine feste Einheit, die als Ganzes ans Plasma hingefahren und in alle notwendigen Richtungen eingestellt werden kann.

Die Linsen $L_7 - L_8 - L_9$ bilden einen durch den Spalt Sp_2 genau festgelegten Querschnitt im Plasma auf den Eintrittsspalt des Monochromators M ab (vergleiche Abb. 4). Im parallelen Strahlengang zwischen L_8 und L_9 befindet sich zunächst ein Polarisator zur Elimination der Plasmalichtkomponente, die senkrecht zum Streulicht polarisiert ist. Zwei unter 45° zueinander geneigte PORRO-Prismen bewirken dann eine Drehung des horizontal liegenden Spaltbildes um 90° auf den vertikal stehenden Eintrittsspalt des Monochromators.

Das Rotfilter F_2 dient schließlich noch zur Verkleinerung des polychromatischen Falschlichts im Monochromator. Als solcher wird ein Gittermonochromator von Bausch & Lomb verwendet (Gitter 600 Strich pro mm, Blaze-Wellenlänge bei 7500 \AA , lineare Dispersion 33 \AA/mm). Zwischen Spalt Sp_2 und Linse L_8 kann für die in Abschnitt 2 erwähnte Differenzmethode entweder ein WOLLASTON-Prisma oder eine Kalkspatplatte gebracht werden. Am Eintrittsspalt des Monochromators entstehen dann zwei übereinanderliegende, senkrecht zueinander polarisierte Bilder des Spalts Sp_2 .

Das aus dem Monochromator kommende Licht wurde bei den ersten Versuchen direkt auf einen Multiplier abgebildet. Es zeigte sich jedoch bald, daß infolge der schlechten lokalen Reproduzierbarkeit des Plasmas die genaue Messung eines Streuspektrums nicht möglich war. Daher wurde direkt an den Austrittsspalt des Monochromators ein aus 13 Teilen bestehender Vielfachspalt VSp gebaut. Jeder Einzelpunkt hat eine Breite von $0,5\text{ mm}$ (entspricht $16,5\text{ \AA}$), eine Höhe von 2 mm und besteht aus $100\text{ }\mu$ dicken Glasfasern, die mit Araldit zusammengekittet sind. Das andere Ende dieser Faserbündel führt jeweils direkt vor die Photokathode eines RCA 7265 Multipliers.

Für die Justierung von Laser und Meßteil zueinander ist es zweckmäßig, auch das vom Meßteil im Plasma erfaßte Volumen sichtbar zu machen. Dazu dient das Umlenkprisma UP mit der Linse L_{10} und der Lichtquelle LQ_2 . Das Prisma wird in den Meßstrahlengang vor L_8 gefahren, und auf diese Weise erhalten wir im Entladungsgefäß ein Bild des Spalts Sp_2 .

Bringt man jetzt die Bilder von Sp_1 und Sp_2 im gewünschten Punkt im Entladungsgefäß zur Deckung, so ist die Anlage justiert.

5. Meßergebnisse

Mit der in Abschnitt 4 behandelten Anordnung konnten nun Streuspektren aufgenommen werden. Aus den zahlreichen Meßserien werden im folgenden jeweils typische Beispiele ausgewählt und diskutiert. (Auf Messungen mit dem Differenzverfahren wird nicht eingegangen, da diese bereits in ² und ³ abgehandelt wurden.)

Der Fülldruck im Entladungsgefäß war $0,125\text{ Torr H}_2$, die Zündung erfolgte in der 2. Halbwelle mit einem mittleren parallel eingefangenem Magnetfeld von etwa 1 kGauss (ohne Vorionisierung). Messungen mit antiparallel eingefangenem Feld waren nicht möglich, da nach der 1. maximalen Kompression das Plasmalicht praktisch verschwand, und auch kein Streulicht zu finden war. Das kann nach EBERHAGEN und GLASER ²⁸ damit erklärt werden, daß durch die beiden Kegelstützen am Entladungsgefäß ein Aufreißen der Plasmasäule in der Beobachtungsebene bewirkt wird.

Der Laserstrahl wurde so in das Plasma fokussiert, daß der in Abb. 7 angedeutete Querschnitt von $0,5\text{ mm}$ Höhe vom Meßteil erfaßt wurde. Mit $dz = 1\text{ mm}$ war damit das beobachtete Volumen etwa $1/2\text{ mm}^3$. Der Eintrittsspalt des Monochromators war $0,5\text{ mm}$, sein Bild am Austrittsspalt ist dann $16,5\text{ \AA}$ breit.

Das am Austrittsspalt gemessene Linienprofil entsteht nun durch Faltung des wirklichen Profils mit der Apparatefunktion. Diese kann hier durch ein Rechteck der Breite $16,5\text{ \AA}$ angenähert werden, da bei obiger Breite des Spaltbildes die Beugungsfunktion vernachlässigbar ist. Die zu erwartenden Halbwertsbreiten sind ferner für den Fall des GAUSS-Profilis größer als 65 \AA (entspricht $T_e = 4\text{ eV}$); daher kann man zeigen, daß hier die Faltung mit obigem Rechteckprofil vernachlässigbar ist. (Einer Faltung zweier Funktionen entspricht die Multiplikation ihrer FOURIER-Transformierten; für eine Abschätzung braucht man also nur diese zu betrachten.)

Im Falle der Übergangs- und der Korrelationsprofile liegen die Verhältnisse allerdings nicht so einfach. Während letztere in folgenden Messungen nicht vorkommen und daher nicht diskutiert werden, wollen wir für das Übergangsprofil folgende verein-

²⁸ A. EBERHAGEN u. H. GLASER, Bericht IPP 1/27 [1964].

fachte Betrachtung machen: wir betrachten getrennt die beiden Komponenten $S_i(f, \omega)$ und $S_e(f, \omega)$. Bis zu α -Werten von 1,5 haben sich die Satellitenlinien noch nicht allzu stark ausgebildet und sind auch noch relativ breit. Bis hier können wir daher die Faltung von $S_e(f, \omega)$ mit obigem Rechteckprofil ebenfalls noch vernachlässigen, und zwar um so eher, je kleiner α ist. Die sich in diesem Gebiet ausbildende Zentrallinie $S_i(f, \omega)$ hat allerdings dagegen nur eine Breite von einigen Å (und zwar z. B. 4 Å bei 10 eV). Wir haben dann den Fall, daß das Spaltbild viel größer ist als die Linienbreite. Das Bild der Linie am Austrittsspalte ist daher in grober Näherung ein Trapez, dessen Grundlinie gegeben ist durch Spaltbreite + Linienbreite, und dessen Decklinie gleich der Spaltbreite allein ist. Mit Austrittsspalten, die gleich dem Eintrittsspalte sind, ist daher eine Auflösung der Zentrallinie nicht möglich. Setzt man einen Austrittsspalte genau auf diese, so bekommt man aber näherungsweise die integrierte Intensität $S_i(f)$. Messungen der Zentrallinie sind auch nur dann möglich, wenn das Falschlicht vom Laser her weitgehendst unterdrückt ist.

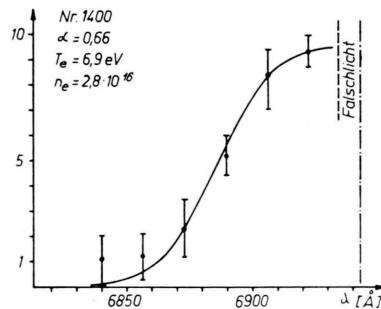


Abb. 9.

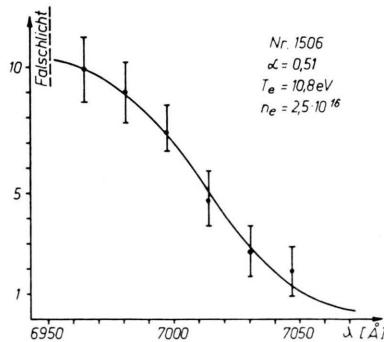


Abb. 10.

Abb. 9 bis 11. Streuspektren (Ordinaten in willkürlichen Einheiten).
 Abb. 12. Streuspektrum mit Zentrallinie (Ordinate in willkürlichen Einheiten).

Die Relativeichung der einzelnen Kanäle wurde mittels der Bremsstrahlung des Plasmas durchgeführt. Diese Methode hat den Vorteil, daß man bei jeder Streulichtmessung die momentane relative Empfindlichkeit sofort mitgeliefert bekommt.

Ferner war die zur Verfügung stehende Intensität des Lasers in bezug auf die Streumessungen noch relativ klein. Daher war es zweckmäßig, die Streuversuche zu den Zeitpunkten der Entladung durchzuführen, an denen die Schwankungen des Plasmalichts klein waren. Bei der benutzten Anlage erwies es sich als günstig, Streuversuche etwa 2,5 μ sec (Halbperiode 3,55 μ sec) nach Zündung der Entladung in der Achse der Spule zu machen. Abb. 8 zeigt zwei Beispiele eines Streulichtsignals zu diesem

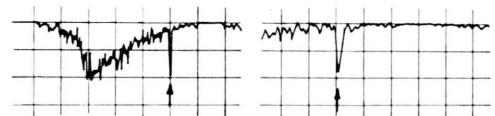


Abb. 8. Beispiele für Streulichtsignale.
 Links: Nr. 1399, Kanal 2, 100 mV/cm, 0,5 μ s/cm.
 Rechts: Nr. 1406, Kanal 3, 100 mV/cm, 0,2 μ s/cm.

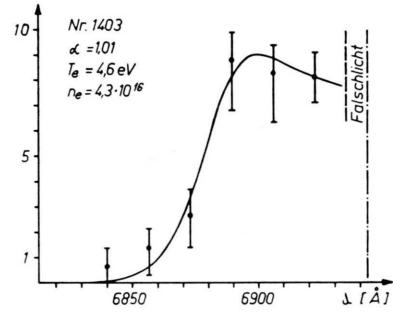


Abb. 11.

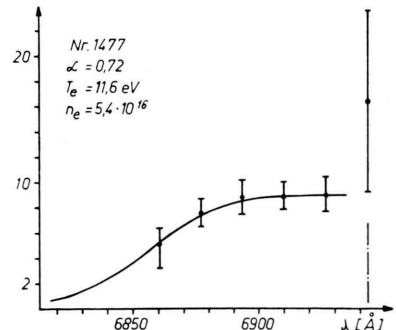


Abb. 12.

Zeitpunkt auf verschiedenen Kanälen mit verschiedener Zeitableitung (Kanäle ca. 21 und 37 Å von der Mitte entfernt). Der Meßfehler ist im wesentlichen durch die Schwankungen des Plasmalichts gegeben, da eine Abschätzung zeigt, daß der mittlere statistische Eigenfehler des Signals vernachlässigbar ist. (Für die Streulichtsignale der Abb. 8 z. B. ergibt sich mit einer Bandbreite von 25 MHz ein Signal/Rauschverhältnis von $\eta \approx 33$.) Diese Schwankungen des Plasmalichts bedingen auch einen Fehler bei der Relativeichung der einzelnen Kanäle; dieser kann jedoch durch Mittelbildung über mehrere Zeitpunkte während einer Entladung relativ klein gemacht werden.

Abb. 9 und 10 zeigen nun 2 Beispiele gemessener Streuspektren; durch die Meßpunkte wurde die am besten passende Kurve nach der Theorie von SALPETER⁹ gelegt. Während Abb. 9 ein Spektrum ist, das von der Laserwellenlänge (6943 Å) aus zu kleineren Wellenlängen hin aufgenommen wurde, wurde das Spektrum der Abb. 10 zu größeren Wellenlängen hin gemessen. Der Unterschied der beiden Spektren zeigt die schlechte lokale Reproduzierbarkeit des Plasmas; dazu kommt noch, daß bei vorliegenden Messungen nicht immer exakt auf den gleichen Ort im Plasma eingestellt wurde. Abb. 11 schließlich zeigt ein gemessenes Spektrum, bei dem die sich ausbildende Satellitenlinie schon deutlicher hervortritt (siehe auch²⁹). Eine Messung in der Mitte des Spektrums war bei diesen Beispielen infolge des großen Falschlichts vom Laser her nicht möglich. (Falschlicht etwa 30- bis 60-mal so groß wie ein Streusignal.)

Durch gleichzeitige Erneuerung aller Fenster des Entladungsgefäßes, die von aufschlagendem Plasma immer matt werden, sowie durch sorgfältigste Zentrierung von Laser und Meßteil war es schließlich möglich, das Falschlicht weiter herabzudrücken, so daß es bei einer Meßserie nur 5- bis 15-mal so groß wie die Streulichtsignale im Zentrum des Spektrums war. Hier wurde es durch Differenzbildung mit Schüssen ohne Plasma möglich, auch Meßpunkte in der Mitte des Spektrums zu bekommen. Ging man mit den Meßkanälen immer näher an diese Mitte heran, so wurde auf dem inneren Kanal ein stärkeres Ansteigen des Streulichts festgestellt, als es auf Grund der äußeren Kanäle der Fall sein sollte: das kann dann nur mit einer vorhandenen Zentrallinie

$S_i(f, \omega)$ erklärt werden. Ein Beispiel sehen wir in Abb. 12. Wie schon ausgeführt wurde, gibt bei vorliegenden Spaltbreiten die dort gemessene Intensität die Größe von $S_i(f)$ [der Untergrund, herrührend von $S_e(f, \omega)$ muß natürlich subtrahiert werden]. Bestimmen wir $S_e(f)$ durch Integration des Spektrums, so können wir nach (8) aus dem Verhältnis α berechnen; für den vorliegenden Fall erhalten wir $\alpha = 0,61 \pm 0,15$ (dabei ist die Breite der Linie sogar noch vernachlässigt). Innerhalb der Fehler stimmt dieser Wert mit dem der approximierten Kurve nach Abb. 12 überein. Die Meßfehler sind hier wegen der Differenzbildung und des kleinen Plasmalichtsignals bei der Relativeichung relativ groß, aber damit konnte doch das Vorhandensein der Zentrallinie im Übergangsgebiet ebenso wie auch die sich ausbildenden Satellitenlinien nachgewiesen werden.

Ein wichtiger Kontrollversuch bei diesen Messungen bietet sich mit der Strahlungscharakteristik der Streustrahlung an. Bekanntlich ist diese ja gleich der eines schwingenden Dipols. Durch Einschalten von entsprechend geschnittenen Quarzplatten in den Strahlengang des Lasers wurde die Polarisationsebene einmal um 45° ($\Phi = 45^\circ$) und einmal um 90° ($\Phi = 0^\circ$) gedreht (Φ = Winkel zwischen elektrischem Vektor der einfallenden Welle und Streurichtung). Die Ergebnisse sehen wir in Abb. 13. Innerhalb der Meßfehler ist die Streuintensität bei $\Phi = 45^\circ$ auf 0,5 und bei $\Phi = 0^\circ$ auf Null zurückgegangen, wie es auch sein soll.

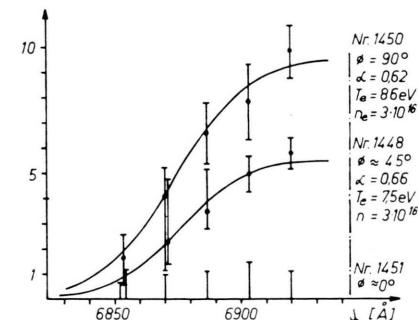


Abb. 13. Streuspektren mit gedrehter Schwingungsebene des Lasers.

An dieser Stelle soll nun noch etwas über die Auswertung der Streuspektren gesagt werden. Nach SALPETER wird ihre Form nur von α bestimmt, ihre Breite dagegen ist bei festem α proportional der Wurzel aus der Temperatur. Wir erhalten daher für $\alpha = \text{const.}$ folgende Relationen:

$$T_1 = (\lambda_1 / \lambda_2)^2 T_2; \quad n_1 = (T_1 / T_2) n_2; \quad (17)$$

²⁹ H.-J. KUNZE, E. FÜNFER, B. KRONAST u. W. H. KEGEL, Phys. Letters 11, 42 [1964].

λ_1 und λ_2 sind entsprechende Wellenlängen bei gleicher normierter Intensität. Hat man also einmal für ein α das Spektrum, so läßt sich bequem die ganze Schar für alle entsprechenden Dichten und Temperaturen daraus berechnen. Für die Praxis erweist sich nach KRONAST³⁰ folgendes Verfahren als recht günstig: trägt man die Wellenlängen logarithmisch auf, so tritt eine Maßstabsänderung als additive Verschiebung auf. Man braucht dann die gemessene Kurve nur so lange zu verschieben, bis sie sich mit der theoretischen deckt. Auf diese Weise läßt sich ein gemessenes Spektrum sehr schnell mit einem ganzen Satz von Spektren verschiedener α -Werte vergleichen. Auch der maximal mögliche Fehler der sich ergebenen Dichte und Temperatur wird so bestimmt, indem man alle noch möglichen Spektren durch die Meßpunkte mit ihren Fehlerschranken legt. Für Versuch Nr. 1403 z. B. (Abb. 11) ergeben sich so die maximal möglichen Fehler: $n = 4,3 \cdot 10^{16} \pm 10\%$ und $T_e = 4,6 \text{ eV} \pm 40\%$. (Es ist natürlich selbstverständlich, daß bei einer Auswertung nach der SALPETER-Theorie geprüft wird, ob die Voraussetzung $n \lambda_D^3 \gg 1$ jeweils erfüllt ist.)

Neben der Messung des relativen Verlaufs eines Spektrums kann man schließlich noch an die Messung der absoluten Intensitäten denken. Da aber auf diesem Weg sowohl eine Absoluteichung des Lasers als auch eine solche des ganzen Meßteils notwendig ist, ist das Ergebnis mit einem relativ großen Fehler behaftet. Man hat allerdings auf diese Weise die Möglichkeit, zumindest die Größenordnung der Streusignale zu kontrollieren. Betrachten wir als Beispiel wieder den Versuch Nr. 1403. Auf Kanal 2 ergab sich (alle Einstellungen bleiben konstant) eine Empfindlichkeit von $5,3 \mu\text{W/V} \pm 30\%$. Die Eichung erfolgte mittels einer Wolframbandlampe. Für die Messung der Laserstrahlung wurde ein ebenfalls geeichter Multipliplier und eine Reihe geeichter Graufilter zur Abschwächung benutzt. Bei diesen Messungen ergab sich die Laserintensität in dem vom Meßteil erfaßten Querschnitt zu $2,4 \text{ MW} \pm 40\%$. Aus dem integrierten Streuspektrum erhalten wir mit den Gl. (3) und (11b) für einen Raumwinkel $d\Omega = 1,3 \cdot 10^{-2}$ mit der experimentell gefundenen Dichte $S_e(f) = 0,4 \pm 70\%$. Theoretisch ergibt sich nach Abb. 2: $S_e(f) = 0,5$. Damit ist also auch nachgewiesen, daß der totale Streuquerschnitt entsprechend der Theorie mit steigendem α abnimmt.

³⁰ B. KRONAST, private Mitteilung.

Zu beachten ist gegebenenfalls bei Absolutmessungen die Reflexion an der Gefäßwand, wenn man keine Stutzen hat. In den meisten Fällen ist der dadurch bedingte Fehler aber kleiner als 10%.

Im allgemeinen läßt sich eine solche Absoluteichung des Lasers und des Meßteils nicht umgehen, wenn man die Dichte in Fällen $\alpha \ll 1$ messen will, also dann, wenn man die reine THOMSON-Streuung hat. Man kann diese Eichung aber durch einen Trick vermeiden, wenn man nur ein einziges Mal ein Plasma herstellt, bei dem man ein Spektrum im Übergangsbereich erhält: hier bekommt man ja n , T_e und $S(f)$. Mit der aus (3) und (11b) abgeleiteten Beziehung

$$W/L = \sigma_e n S(f) \cdot dz \cdot d\Omega \quad (18)$$

kann dann die Anlage direkt in Amplitudeneinheiten des Oszilloskopenschirms geeicht werden, ohne irgendeine weitere Kenntnis über die Intensität des Lasers und die Empfindlichkeit des Meßteils zu haben und ohne weitere Fehler durch Justierungenauigkeiten. (Im Falle des GAUSS-Profil ist ja nach Abb. 2 $S(f) = 1$.)

Eine weitere Variante, die Absoluteichung zu vermeiden, bietet sich mit der RALEIGH-Streuung in Gasen an. Hier wurde umgekehrt mit dem bereits geeichten Meßteil bei einem Streuversuch in Luft als Kontrolle die Laserleistung bestimmt. Es ergab sich innerhalb der Fehlergrenzen eine Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Absoluteichung.

6. Bemerkungen zur Anwendung des neuen Diagnostikverfahrens

Ein Ziel dieser Arbeit war es ja, ein eindeutiges Diagnostikverfahren zu entwickeln, das lokale Dichte- und Temperaturmessungen in einem Plasma, hier speziell in einem Θ -Pinch-Plasma gestattet. Dazu wurde auch die ganze Meßapparatur nur aus 2 Teilen aufgebaut, die bequem an jede Θ -Pinch-Anlage hingefahren und dort zueinander justiert werden können. Die in Abschnitt 4 beschriebene kleine Anlage diente nur zur Entwicklung dieser neuen Methode, deshalb wurden an ihr keine wesentlichen weiteren Messungen gemacht. Dazu kommt noch, daß an ihr auch mit keiner anderen Methode Dichten und Temperaturen bestimmt worden sind, mit denen die neuen Ergebnisse hätten verglichen werden können. Es ergab sich z. B. noch für $t = 0,27 \mu\text{sec}$ nach der Zündung (1. maximale Kompression) eine Elektronentemperatur $T_e = 11 \text{ eV} \pm 40\%$ und für $t = 1,5$

μ sec eine Temperatur $T_e = 22 \text{ eV} \pm 40\%$. Zu diesen Zeitpunkten sind infolge der viel größeren Schwan- kungen des Plasmalichts die Fehler der einzelnen Meßpunkte und damit auch der erhaltenen Plasma- parameter relativ groß.

Die erste Anwendung dieses Verfahrens an einem 26 kJoule Θ -Pinch wird in ³¹ beschrieben; es wird die gemessene radiale Dichte- und Temperaturver- teilung mit Ergebnissen aus theoretischen Berechnun- gen und aus spektroskopischen Messungen verglichen. Die auftretenden großen Fehler sind dabei im wesent- lichen wieder auf die relativ zum Plasmalicht noch zu kleine Laserleistung zurückzuführen. Die Ver-wendung von stärkeren Lasern ist also sinnvoll.

³¹ H.-J. KUNZE, A. EBERHAGEN u. E. FÜNFER, Phys. Letters **13**, 38 [1964].

Dann aber sind diese Streulichtmessungen ein Diagnostikverfahren, das eine genaue lokale Elek- tronendichte- und Temperaturmessung gestattet ohne das heiße Plasma zu beeinflussen.

An dieser Stelle möchte ich nicht versäumen, Herrn Prof. Dr. E. FÜNFER für die Übertragung der Aufgabe und für seine Anteilnahme an den Arbeiten zu danken. Herrn Dr. B. KRONAST danke ich für zahlreiche Rat- schläge und die Unterstützung bei den Arbeiten sowie Herrn Dr. W. H. KEGEL für die Berechnung der Spek- tren und für theoretische Hinweise.

Die vorstehende Arbeit wurde im Rahmen des Ver- trages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zu- sammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durch- geführt.

Mehrkomponentige, stationäre Nichtgleichgewichtsströmung in einem MPD-Energiewandler

B. MAYSER, K. EICHERT und H. J. SIEGERT

Institut für Hochtemperaturforschung der Technischen Hochschule Stuttgart
(Prof. Dr. HÖCKER, Prof. Dr. KLUGE)

(Z. Naturforsch. **20 a**, 813—823 [1965]; eingegangen am 26. Februar 1965)

Zur Erfassung kinetischer Vorgänge in einem magnetoplasmodynamischen (MPD-)Energie- wandler wird ein Gleichungssystem zur Berechnung einer eindimensionalen Plasmaströmung mit vier Komponenten in einem senkrecht zur Strömung verlaufenden Magnetfeld angegeben. Dabei werden die im Plasma ablaufenden Ionisations- und Rekombinationsprozesse durch Reaktions- gleichungen beschrieben, die kein Gleichgewicht voraussetzen. Das vorliegende Gleichungssystem ist auf eine einzige hin- und rücklaufende Reaktion beschränkt, lässt sich aber ohne Schwierig- keiten auf mehrere Reaktionen erweitern. Das System wird zur Berechnung von Strömungen in MPD-Konvertern benutzt. Das Strömungsverhalten für verschiedene Arbeitsgase und Impfsubstan- zen bei mehreren MACH-Zahlen wird diskutiert.

In der vorliegenden Arbeit wird eine stationäre, eindimensionale Plasmaströmung behandelt, bei der quer zur Strömung ein äußeres Magnetfeld angelegt ist. Setzt man ein vollionisiertes Plasma voraus, wie beispielsweise bei der Behandlung magnetoplasmodynamischer Stöße in der Arbeit von GEIGER, KAEPP- ELER und MAYSER ¹, so beschränkt man sich auf ge- nügend hohe Temperaturen und geringe Dichten. Um der Theorie einen größeren Anwendungsbereich zu sichern, werden in der vorliegenden Arbeit Ionisa- tion und Rekombination einbezogen.

Die stationäre Strömung eines Gases oder Plasmas mit einer Neutralgaskomponente unter Berücksichti-

gung von Reaktionen, jedoch ohne elektrische und magnetische Felder, wurde bereits von GEIGER ² be- handelt. Eine Behandlung der Strömung in einem äußeren Feld muß zusätzlich die vom Ionisations- grad abhängige Wechselwirkung zwischen Feld und Materie berücksichtigen. Dies geschieht hier im Rah- men einer Mehrkomponententheorie.

Als Komponenten des Plasmas werden Ionen, Elektronen, deren neutrale Atome und außerdem ein nicht mit diesen reagierendes Gas angenommen. Für die Reaktionen zwischen den Komponenten werden Gleichungen benutzt, die die Reaktionsraten der gegenläufigen Prozesse als Funktionen der Elek-

¹ W. GEIGER, H. J. KAEPP-ELER u. B. MAYSER, Nucl. Fusion, Suppl. **2**, 403 [1962].

² W. GEIGER, Z. Naturforsch. **18 a**, 1315 [1963].