

Laserlichtstreuung bei sehr hohem Falschlichtuntergrund.

Laser Light Scattering in Presence of Very High Straylight

Level.

H. Röhr

IPP 1/157

Februar 1976



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Laserlichtstreuung bei sehr hohem Falschlichtuntergrund.

Laser Light Scattering in Presence of Very High Straylight

Level.

H. Röhr

IPP 1/157

Februar 1976

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Zusammenfassung

Es werden Verfahren beschrieben, die, basierend auf dem Unterschied der Spektren von Falschlicht und Meßlicht, eine Abschwächung des Falschlichtes im Beobachtungsstrahlengang um bis zu 8 Größenordnungen erlauben. Im einzelnen handelt es sich dabei um Filter (Rejection Filter), Interferenzfilter in Reflexion, Dreigitterpolychromatoren, schmalbandige Interferenzfilter mit fast rechteckiger Durchlaßkurve und Breitbandfilter mit steilen Flanken.

Die durch die Anwendung dieser Methoden entstehenden Komplikationen bei der Eichung werden diskutiert und ein neues Relativeichverfahren wird angegeben.

Abstract

Methods to reduce straylight by up to 8 orders of magnitude are described which make use of the difference in the spectra of straylight and scattered light. There are reported in detail filters (rejection filters), interference filters operating in reflection mode, a three-grating-polychromator, narrow-bandwidth interference filters the transparency curve of which is about rectangular and broadband filters with steep wings.

Differences in the calibration procedure caused by the application of any reported method are discussed and a new scheme of relative calibration is recommended.

Einleitung

Bei allen Einschluß- und Stabilitätsuntersuchungen in der Plasmaphysik ist eine Messung der Elektronentemperatur von großem Interesse. Als eines der zuverlässigsten Verfahren hat sich dafür die Streuung von Laserlicht bewährt /1/. Sie ist praktisch zur Standardmethode geworden. Obwohl das Verfahren im Prinzip einfach ist, gibt es jedoch ein Problem, das bei jedem Experiment separat gelöst werden muß, nämlich die Abschwächung des von Fenstern und Wänden des Plasmagefäßes gestreuten Falschlichtes.

Dieses Falschlicht kann, je nach Plasmaexperiment (Größe und Form des Entladungsgefäßes sind entscheidende Faktoren), ein bis zehn Größenordnungen höher als das Meßsignal sein. In der Regel vermindert man es auf ein erträgliches Maß durch Blendenrohre und Lichtsümpfe, die an das Plasmagefäß angeflanscht werden müssen. Diese Maßnahme reicht häufig vollständig aus. Sie ist jedoch in manchen Fällen sowohl von der plasmaphysikalischen Seite her unerwünscht (Störung des Plasmas durch kaltes Gas im Stutzen usw.) als auch von der technischen Seite her praktisch nicht realisierbar. Letzteres tritt z.B. bei so komplizierten Gefäßen ein, wie sie an sogen. Hoch- β -Stellaratoren verwendet werden (Quarzgefäße, toroidal mit zusätzlicher helikaler Verformung in toroidaler Richtung, Maße von Isar T1: großer Radius 1,4 m, kleiner Radius 5 cm). An einem solchen Experiment muß eine Möglichkeit gefunden werden, das falsche Streulicht nicht auf der Beleuchtungs- sondern auf der Beobachtungsseite zu unterdrücken.

Laserlichtstreuung bei sehr hohem Falschlichtuntergrund.

Laser Light Scattering in Presence of Very High Straylight Level.

	Seite
Zusammenfassung / Abstract	
Einleitung	1
Unterschiede zwischen Falschlicht und Meßlicht	2
Möglichkeiten zur Trennung von Meßlicht und Falschlicht	6
1. Filter (Rejection Filter), Rubinfilter	6
2. Interferenzfilter in Reflexion	7
3. Dreigitterpolychromator	9
4. Interferenzfilter mit fast rechteckigen Durchlaßkurven	10
5. Breitbandfilter mit steilen Flanken	12
Fragen zur Eichung	15
Literatur	22

Unterschiede zwischen Falschlicht und Meßlicht

Wenn das Falschlicht nicht an seiner Quelle sondern im Meßstrahlengang beseitigt werden soll, müssen seine Unterscheidungsmerkmale vom Meßlicht festgestellt werden. Der erste Unterschied ist der, daß das Falschlicht nicht aus dem streuenden Plasmavolumen kommt, sondern primär von Fenstern und Wänden des Plasmagefäßes. Nur der Anteil, der durch Mehrfachablenkung zufällig in den Meßstrahlengang reflektiert oder gestreut wird, ist zu beobachten (Abb. 1). Dieser Bruchteil ist jedoch beim oben erwähnten Hoch- β -Stellarator (HBS) etwa $10^6 - 10^7$ mal so groß wie das zu messende Streulicht.

Der zweite Unterschied ist der verschieden lange Weg, den das Falschlicht gegenüber dem Meßlicht bis zum Detektor zurücklegen muß. Bei kurzen Laserimpulsen und großen Gefäßdimensionen kann daher durch Laufzeitunterschiede eine Diskriminierung möglich werden. Am HBS ist diese Methode jedoch unbrauchbar, da die Laufzeitunterschiede kleiner als 1 ns und damit klein gegen die Impulsdauer des Lasers (ca. 15 ns) sind.

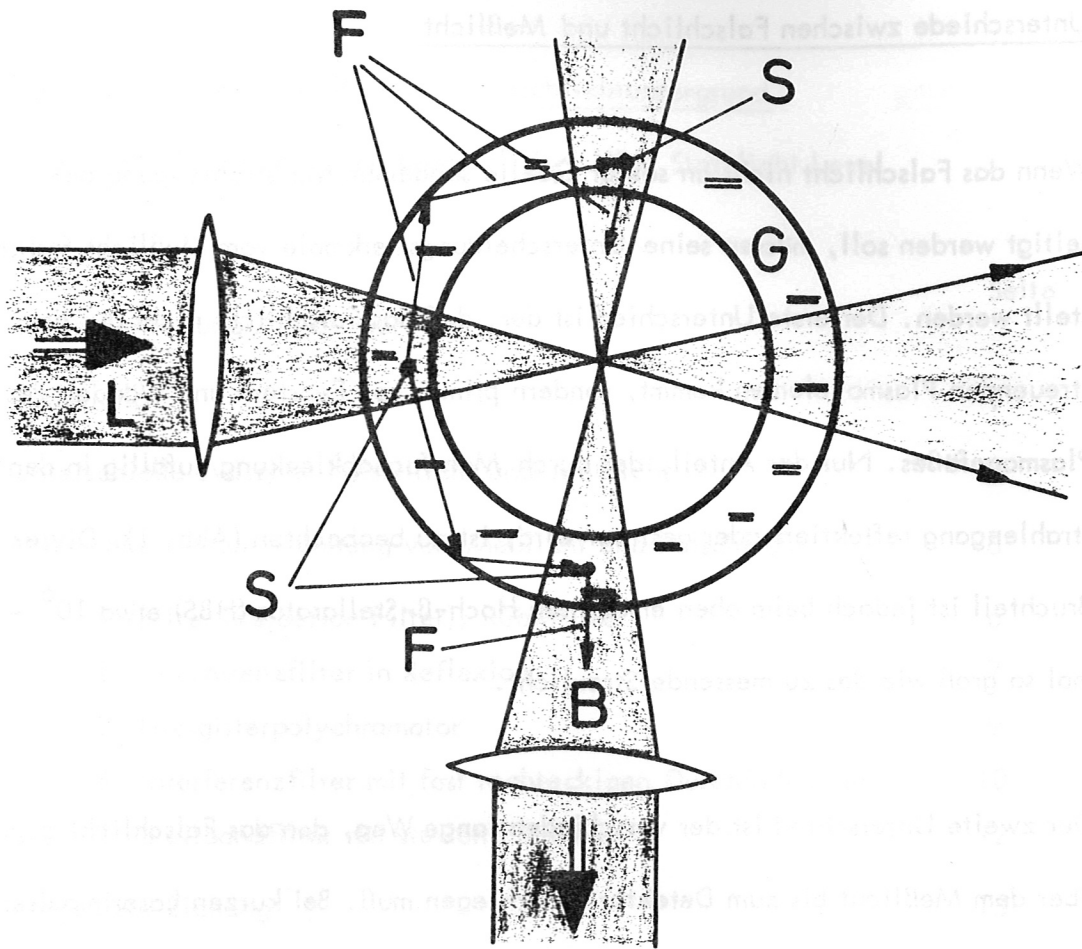


Abb. 1 Quellen des Falschlichts bei einem Streuexperiment mit seitlicher Beleuchtung und seitlicher Beobachtung. G stellt den Querschnitt des Plasmagefäßes dar, das Streuzentren S in Form von Einschlüssen, Inhomogenitäten o.ä. enthält. Das Laserlicht L wird an den Streuzentren S gestreut (F) und gelangt über wiederholte Reflexionen und Streuprozesse in den Beobachtungsstrahlengang B.

Den dritten und wohl wesentlichsten Unterschied zeigen die Spektren von Falsch- und Meßlicht. Das Falschlicht wird von kalten, ruhenden Wänden gestreut oder reflektiert. Es erfährt daher keinen Dopplereffekt und hat deshalb das gleiche Spektrum wie der beleuchtende Laser (i.a. eine schmale Linie, $\ll 1 \text{ \AA}$ breit).

Demgegenüber weist das zu messende Streulicht ein breites Spektrum auf (Abb. 2).

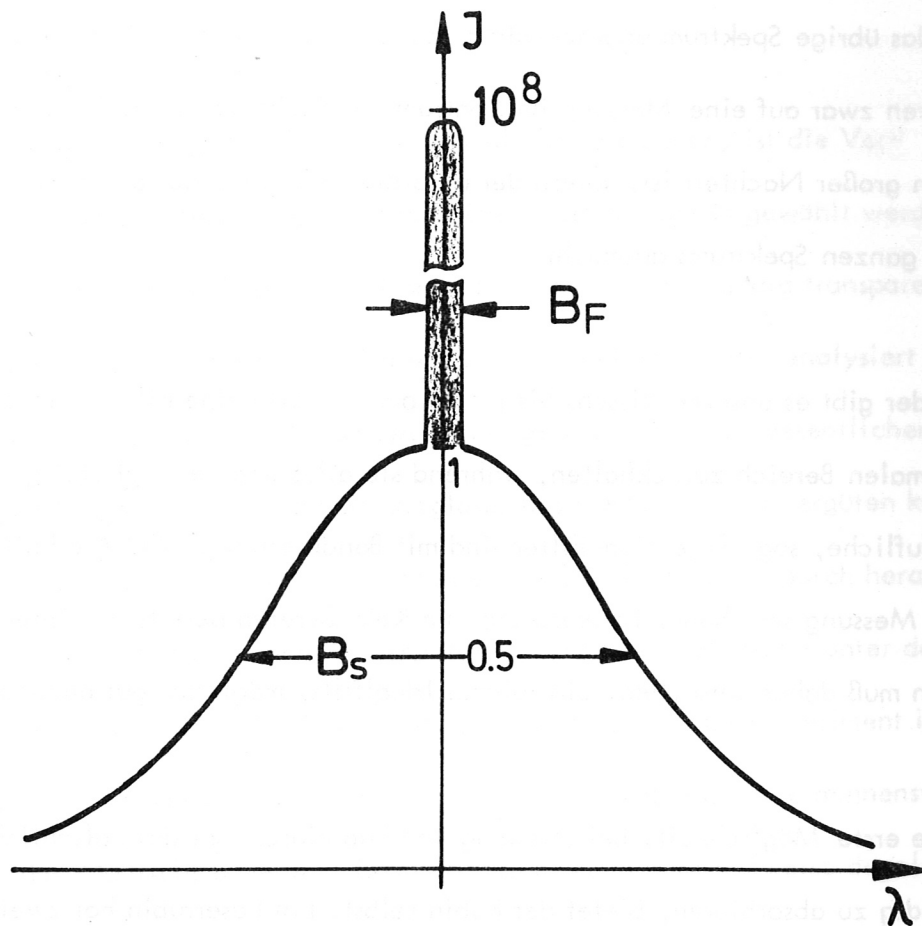


Abb. 2 Spektrum des das Plasmagefäß verlassenden Lichtes. Das Streulicht der Plasmaelektronen mit der großen spektralen Breite B_S wird überlagert vom spektral schmalen Falschlicht (B_F), dessen Intensität jedoch um viele Größenordnungen höher sein kann.

Möglichkeiten zur Trennung von Meßlicht und Falschlicht

1. Filter (Rejection Filter), Rubinfilter

Die einfachste Methode, das Falschlicht vom Meßlicht zu trennen, wäre demnach ein Filter, das sehr schmalbandig die Laserlinie absorbiert oder reflektiert, während es das übrige Spektrum ungeschwächt passieren läßt. Man müßte bei diesem Verfahren zwar auf eine Messung im Zentrum des Spektrums verzichten, was aber kein großer Nachteil ist, sofern der absorbierte Bereich nur einen kleinen Bruchteil des ganzen Spektrums ausmacht.

Leider gibt es unseres Wissens bis jetzt kommerziell keine Filter, die einen sehr schmalen Bereich zurückhalten, während sie alles andere möglichst gut durchlassen. (Käufliche, sog. Rejection-Filter sind mit Bandbreiten ab 200 \AA erhältlich, was bei Messung sehr hoher Temperaturen im KeV-Bereich bereits von Interesse ist). Man muß daher versuchen, ein solches Idealfilter möglichst gut anzunähern.

Eine erste Möglichkeit, bei Streuung von Rubinlaserlicht das Falschlicht schmalbandig zu absorbieren, bietet der Rubin selbst. Ein Laserrubin hat zwei schmale Absorptionslinien (R_1, R_2) von etwa 5 \AA Breite, von denen die eine dem Laserübergang entspricht. In ihrer Umgebung ist die Absorption viel geringer. Leider ist der Absorptionskoeffizient so klein, daß man große Schichtdicken benötigt, um eine merkliche Abschwächung zu erzielen. Durch stärkere Dotierung des Rubins (sog. Schmuckrubine) konnte bei 15 mm Schichtdicke eine Abschwächung des Falschlichtes um den Faktor 50 erzielt werden. Diese Möglichkeit kann man

nutzen, wenn das Falschlicht für eine gute Messung noch etwas zu hoch ist, nicht jedoch um 6 bis 8 Größenordnungen zu unterdrücken. Ein solches Rubinfilter wurde bei einer Elektronentemperaturmessung an unserem Thetapinch Isar II verwendet /2/ .

2. Interferenzfilter in Reflexion

Eine weitere Möglichkeit, Falschlicht vom Meßlicht zu trennen, ist die Verwendung von Interferenzfiltern in Reflexion. Die Filter müssen so gewählt werden, daß sie für das Falschlicht (Laserwellenlänge) möglichst schmalbandig transparent sind. Der übrige Teil des Spektrums wird reflektiert und kann weiter analysiert werden. Die Restreflexion bei der Laserwellenlänge wird dabei im wesentlichen durch die Oberflächenreflexion der Schutzgläser bestimmt, die man vergüten kann. Ohne Vergütung läßt sich die Reflexion bei der Laserwellenlänge dadurch herabsetzen, daß man die Filter in eine Immersionsflüssigkeit einbettet oder unter dem Brewsterwinkel beleuchtet. (Das Streulicht ist bei einem 90° Streuexperiment immer linear polarisiert, so daß das Einfügen eines Polarisationsfilters keine nennenswerten Verluste für das Meßlicht bedeutet. Das Falschlicht kann aber teilweise depolarisiert sein, so daß erst in Verbindung mit einem Polarisationsfilter der Brewsterwinkel einen Sinn hat). Die Filter müssen in diesem Fall natürlich unter dem Brewsterwinkel für das Falschlicht transparent sein (Abb. 3).

Eine derartige Anordnung mit 2 Interferenzfiltern wurde in unserem Institut zur Messung der Elektronentemperatur an Isar 1 /3/ benutzt. Das Falschlicht konnte

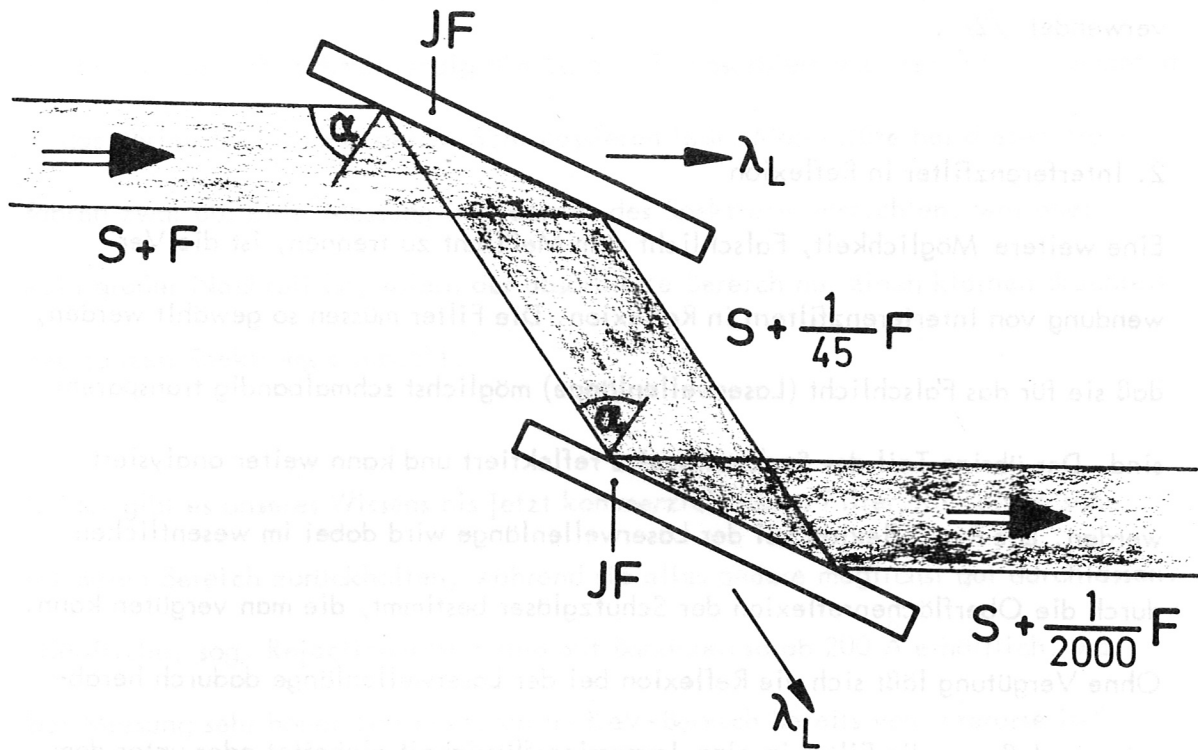


Abb. 3 Anordnung von Interferenzfiltern zur Falschlichtreduzierung:
Das Filter JF wird vom Streulicht und Falschlicht ($S + F$) unter dem Brewsterwinkel getroffen. Dabei geht der größte Teil des Falschlichtes (λ_L) hindurch während das Streulicht praktisch vollständig reflektiert wird ($S + \frac{1}{45} F$).

dabei auf $1/2000$ reduziert werden, während das Meßlicht nur auf $1/2$ abgeschwächt wurde. Leider waren die Filter zu breitbandig (Schott, Metallschichtfilter, HWB 110 Å), so daß diese Anordnung nicht für Temperaturen unter 300 eV eingesetzt werden konnte.

3. Dreigitterpolychromator

Muß das Falschlicht um viele Größenordnungen reduziert werden, so kann man folgende Monochromatoranordnung verwenden /4/:

Ein einfacher Gittermonochromator in Littrow-Aufstellung weist einen Untergrund von etwa 10^{-3} der eingestrahnten Intensität auf. Baut man ihn als Polychromator mit Glasfaserpaltechnik auf /5/ , so erzielt man auf den der Laserlinie unmittelbar benachbarten Kanälen eine Untergrundstrahlung im Prozentbereich, die auf weiter entfernten Kanälen auf etwa 1 Promille abnimmt. Die Ursache für diese Untergrundstrahlung ist sowohl die Streuung am Gitter als auch die Streuung und Reflexion an der Abbildungsoptik.

Da man bei der Messung der Elektronentemperatur ein breites Spektrum und nicht eine scharfe Linie beobachten muß, kann man zur Verringerung der Untergrundstrahlung nicht einfach zwei Monochromatoren zu einem Doppelmonochromator vereinigen. Man kann vielmehr insgesamt drei Gitter in der Weise anordnen (Abb. 4), daß das erste ein Spektrum entwirft. In der Ebene dieses Spektrums wird ein Absorber an der Stelle angebracht, an der die Laserlinie liegt. Er sollte nicht wesentlich breiter als das Bild des Eintrittspaltes sein, um das Nutzlicht möglichst wenig zu schwächen. Das zweite, mit dem ersten identische Gitter vereinigt das Spektrum wieder zu einem polychromatischen Bild des Eintrittspaltes. Dieses Bild dient nunmehr als Eintrittspalt für das dritte Gitter, mit dem das Spektrum in bekannter Weise auf das Glasfaser-Spaltpaket projiziert wird.

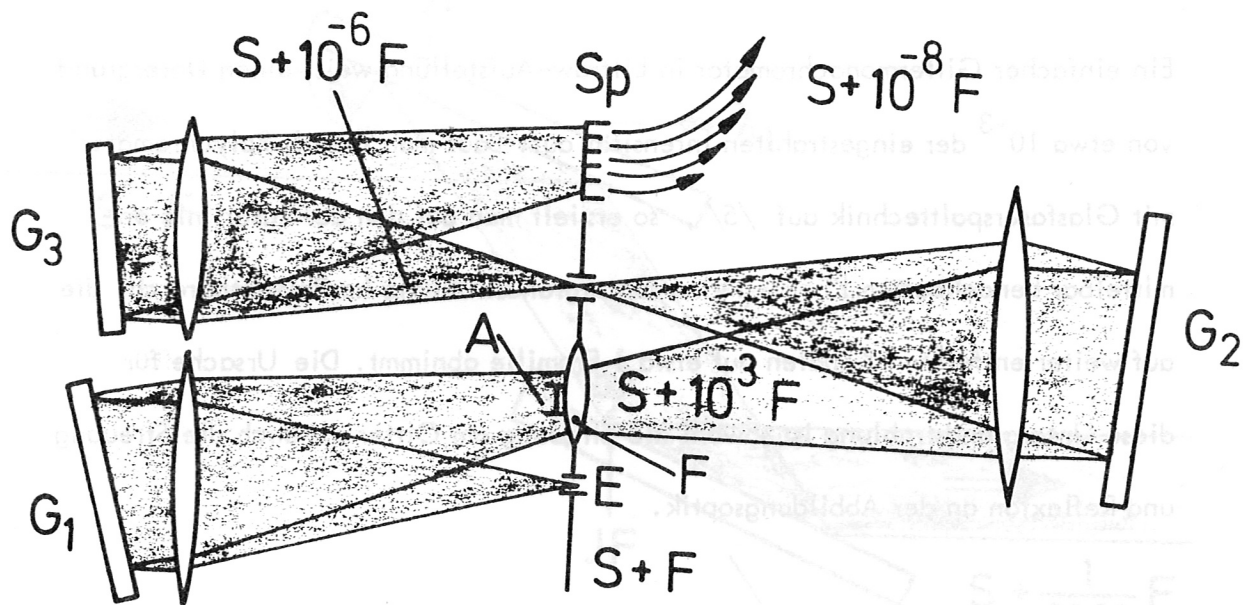


Abb. 4 Dreigitterpolychromator: Durch den Eintrittspalt E tritt Streulicht und Falschlicht ein. Das Gitter G_1 entwirft am Ort der Feldlinse F ein Spektrum, wo mit dem Absorber A der Wellenlängenbereich des Falschlichtes abgedeckt wird. Das Gitter G_2 vereinigt das durch die Feldlinse hindurchtretende Licht ($S + 10^{-3} F$), wobei das Streulicht zu einem Bild des Eintrittspaltes vereinigt wird, während das verbleibende Falschlicht neben dieses Spaltbild fällt. Das durch den 2. Spalt hindurchgehende Streulicht enthält noch 10^{-6} des ursprünglichen Falschlichtes und wird konventionell zerlegt ($s_p =$ Spaltpaket aus Lichtleitern).

Die Abschwächung des Falschlichtes kann bei dieser Anordnung wie folgt abgeschätzt werden:

Nach dem ersten Gitter fällt das Falschlicht im wesentlichen auf den Absorber. Ein Bruchteil wird jedoch vom Gitter und von der Optik diffus gestreut (nicht nach den Beugungsgesetzen reflektiert). Der Anteil, der neben dem Absorber vorbei geht, ist erfahrungsgemäß von der Größenordnung 10^{-2} bis 10^{-3} der Falschlichtintensität (abhängig von der Breite des zu messenden Spektrums). Dieses diffus gestreute Licht gelangt also auf das zweite Gitter und wird von diesem nach den Beugungsgesetzen reflektiert. Das gebeugte Falschlicht wird jedoch nicht am gleichen Ort wie das Nutzlicht vereinigt, weil es das Gitter unter einem falschen Winkel trifft, sondern daneben. Es kann also mit einer Blende vom dritten Gitter ferngehalten werden. Aber auch das zweite Gitter streut einen gewissen Bruchteil diffus, so daß aus diesem Grund ein Bruchteil der Größenordnung 10^{-3} bis 10^{-4} durch den Eintrittsspalt des dritten Gitters auf dieses gelangen kann. Von diesem Falschlicht gelangt auf die der Laserlinie unmittelbar benachbarten Kanäle ein Anteil von einigen Prozent, während auf weiter entfernte Faserspalte einige Promille auftreten. Man kann also insgesamt mit einer Abschwächung um den Faktor 10^{-6} bis 10^{-8} rechnen, wobei das Nutzlicht im wesentlichen nur durch die Verluste an den Gittern und der Optik reduziert wird.

4. Interferenzfilter mit fast rechteckigen Durchlaßkurven

Da die Verluste durch drei Gitter und die zugehörige Optik das Nutzlicht ca. auf $1/10 - 1/20$ schwächen können, ist man besonders bei Plasmen geringer Dichte aus Intensitätsgründen bald an der Grenze der Meßmöglichkeit.

Ein lichtstärkeres Verfahren wäre deshalb angebracht. Es gibt heutzutage kommerziell Interferenzfilter mit hoher Transmission (80%). Wenn diese Filter gleichzeitig Durchlaßkurven mit sehr steilen Flügeln aufweisen, kann man sie erfolgreich zur Abschwächung des Falschlichtes bis zu Faktoren 10^{-3} einsetzen, indem man sie unmittelbar vor dem Fotomultiplier des jeweiligen Meßkanals einsetzt. Die Breite und Flügelsteilheit des Filters muß so bemessen sein, daß das Nutzlicht möglichst gut, das Falschlicht jedoch möglichst schlecht hindurchgeht (Abb. 5). In einer Anwendung am sog. Beltpinch II /6/ wurden sog. 4-Periodenfilter mit Bandbreiten von 20 und 30 Å eingesetzt, deren Tausendstelwertbreite nur 2,2 Halbwertsbreiten betrug. Damit konnte das Falschlicht um Faktoren kleiner als 10^{-3} abgeschwächt werden.

Die Anordnung zweier derartiger Filter hintereinander ist untersucht worden. Es zeigte sich, daß eine Reduzierung des Falschlichtes auf $\lesssim 10^{-6}$ möglich ist. Das Nutzlicht wird dabei nur auf 1/3 geschwächt. Das Ziel ist, anstelle des oben beschriebenen dreifach Gittermonochromators einen einfachen Monochromator in Verbindung mit zwei Filtern je Meßkanal zu verwenden, oder, wie bei der geplanten Messung am Beltpinch IIa überhaupt auf den Gittermonochromator zu verzichten.

5. Breitbandfilter mit steilen Flanken

Wenn nur eine Hälfte des Streuspektrums gemessen werden soll, kann eine weitere Hilfe zur Abschwächung des Falschlichtes eingesetzt werden. Sie besteht aus einem Breitbandfilter (500 - 1000 Å) mit sehr steilen Flügeln (Abb. 6). Leider sind die Flügel nicht so steil herstellbar wie bei Schmalbandfiltern. Das führt dazu, daß bei

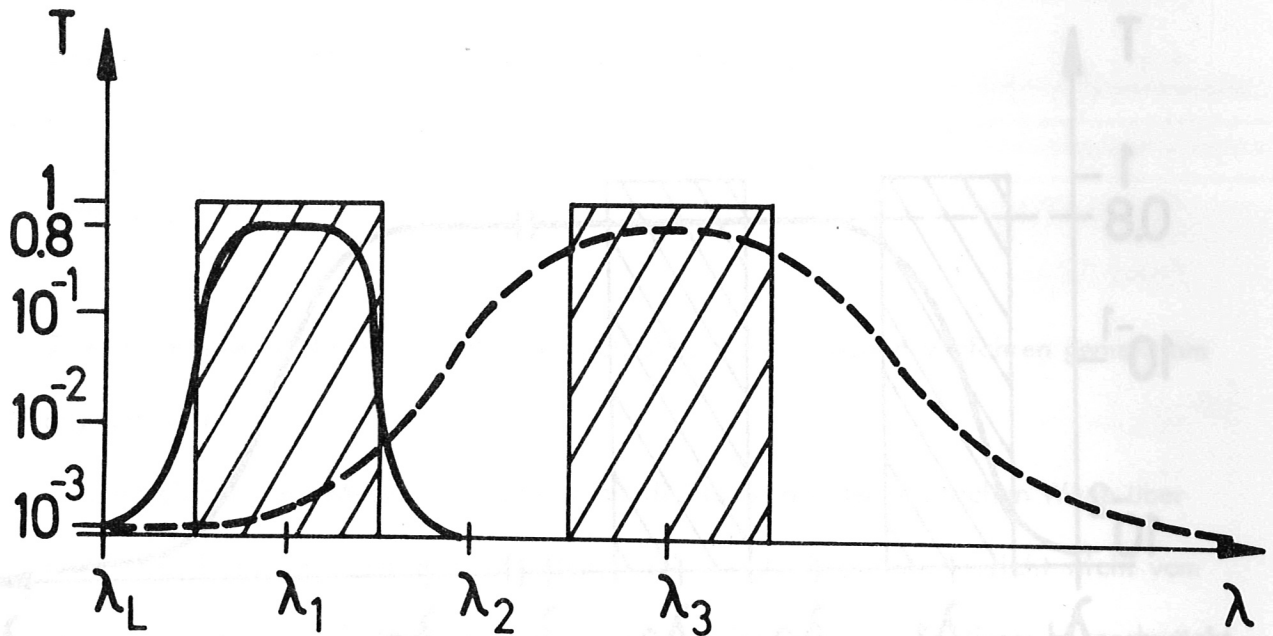


Abb. 5 Transmission der in jedem Meßkanal eingesetzten Interferenzfilter. Die schraffierten Bereiche geben die Breite der Meßkanäle an. Die Filter sind so gewählt, daß die Transmission bei der Wellenlänge des Falschlichtes (λ_L) $\lesssim 10^{-3}$ beträgt.

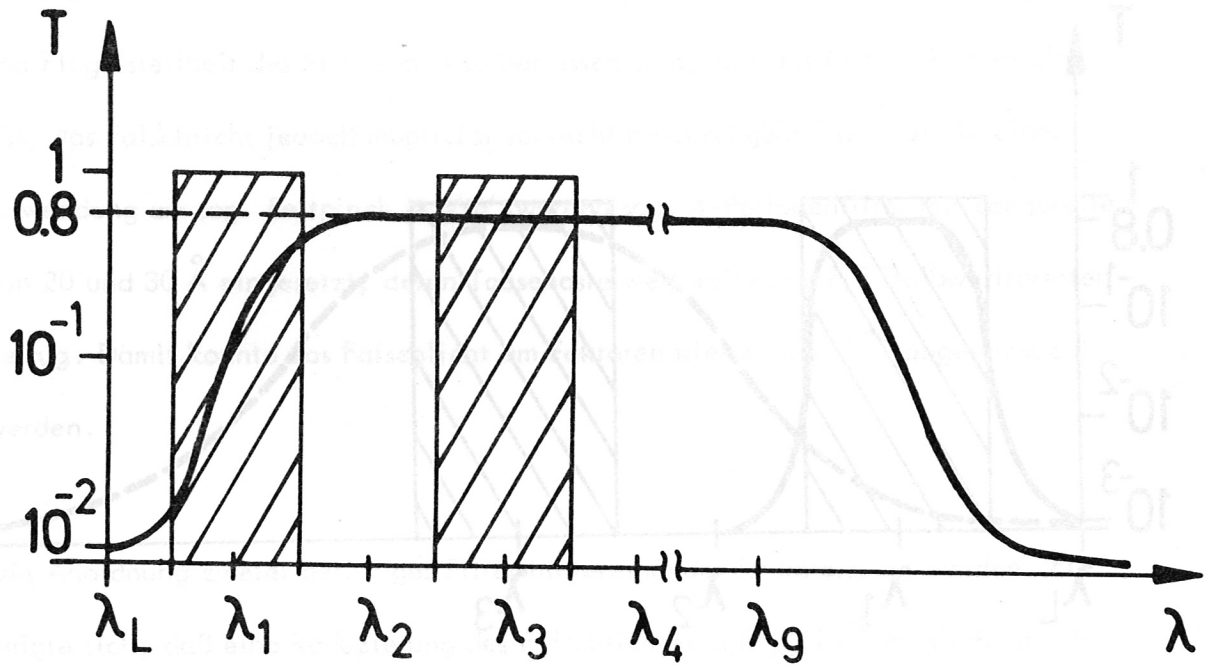


Abb. 6 Transmission eines Breitbandfilters, mit dem das Falschlicht auf 10^{-2} abgeschwächt werden kann. Durch Verdrehen des Filters ist auch eine Abschwächung auf 10^{-3} möglich. Allerdings sinkt dann die Transmission des Meßkanals λ_1 auf ca. $0,1$.

einer Abschwächung des Falschlichtes um einen großen Faktor je nach zu messender Temperatur der erste oder auch die beiden ersten Meßkanäle merklich abgeschwächt werden, was u.U. zu sehr ungenauen Temperaturmessungen führt.

Die aufgeführten Methoden sind im IPP eingesetzt und erprobt worden. Sie funktionierten alle im Rahmen der durchgeführten Abschätzungen.

Fragen zur Eichung

Zwei prinzipielle Nachteile haften jedoch allen beschriebenen Verfahren gemeinsam an, nämlich:

1. Eine Eichung zur Messung der Elektronendichte ist auf dem einfachen Wege über die Rayleighstreuung nicht mehr möglich, weil sich das Rayleighstreulicht nicht vom Falschlicht unterscheidet und infolgedessen im gleichen Maße wie dieses abgeschwächt wird.
2. Die Relativeichung der verschiedenen Meßkanäle wird erschwert.

Bei bisherigen Messungen, d.h. als das Falschlicht an seiner Quelle durch Blenden usw. unterdrückt wurde /7/, konnte die Relativeichung so vorgenommen werden, daß ein verzögerter Lichtimpuls (ca. 100 ns nach dem Streusignal), der nach dem Beugungsgitter des Polychromators alle Lichtleiterspalt in gleicher Weise beleuchtete. Dieses zweite Lichtsignal enthielt alle Informationen über Verstärkung und Frequenzgang der SEV und der Oszillografen und stellte außerdem einen Monitor für die Laserleistung dar. Durch Quotientenbildung von Streusignal und Zweitsignal wurden

diese Größen sowie deren eventuelle langzeitigen Veränderungen eliminiert. Nur die Abhängigkeit der Gitterreflexion von der Wellenlänge sowie die relative Spektralempfindlichkeit der Fotokathode der SEV mußte separat ermittelt werden. Da man jedoch annehmen kann, daß sich diese Größen zeitlich nicht oder nur sehr langsam ändern, reicht deren gelegentliche Messung mit einer Wolframbandlampe aus.

Wendet man jedoch eine der oben beschriebenen Methoden zur Abschwächung des Falschlichtes im Beobachtungstrahlengang an, so kann man das zweite Signal, das Eichsignal, nicht auf dem gleichen Weg wie bisher einblenden, weil es ebenso wie das Falschlicht abgeschwächt würde. Da erfahrungsgemäß die Empfindlichkeit von Oszillografen und auch die Verstärkung von SEVs nicht zeitlich konstant sind, empfiehlt sich jedoch auch bei diesen Methoden ein Eichimpuls bei jeder Entladung. Man muß ihn aber im allgemeinen auf einem völlig anderen Weg und u.U. an eine andere Stelle der Fotokathode einblenden als das Meßlicht (Abb. 7). Dies hat zur Folge, daß die Relativeichung der einzelnen Kanäle anders als bisher durchgeführt werden muß.

Eine quantitative Gegenüberstellung beider Eichverfahren zeigt die wesentlichen Unterschiede. Dazu zunächst eine Liste der im folgenden benutzten Formelzeichen:

A, B, C, D = vom Kanalindex j unabhängige Proportionalitätskonstanten

L = Laserleistung

$W(\lambda)$ = Leistung der Wolframbandlampe bei der Wellenlänge λ

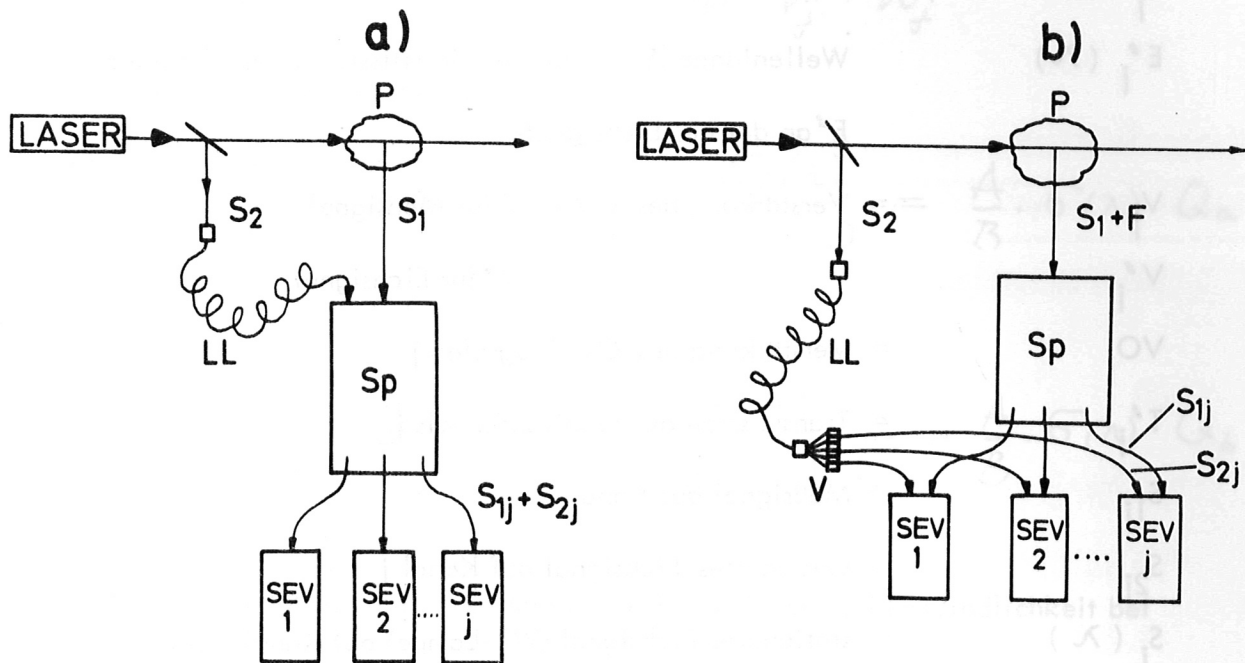


Abb. 7 Vergleich der beiden Relativeichverfahren. Bei der bisherigen Methode a) passiert das Eichlicht S_2 die Meßapparatur auf dem gleichen Wege wie das Streulicht S_1 und trifft auch auf die selbe Stelle in jedem SEV. Bei der neuen Methode muß das Eichlicht S_2 auf völlig anderem Wege den SEV zugeleitet werden und trifft auch auf andere Stellen der Fotokathoden als das Meßlicht S_1 .
 (P = Plasma, Sp = Spektralapparat, LL = Verzögerungslichtleiter, F = Falschlicht).

- $\sigma(\lambda)$ = Streuquerschnitt bei der Wellenlänge
 = gesuchte Größe
 $T(\lambda)$ = Transmissionen der Gitter und Filter bei der Wellenlänge
 $E_i(\lambda)$ = Empfindlichkeit der Fotokathoden im Kanal i bei der
 $E'_i(\lambda)$ Wellenlänge λ , E an der Eintrittsstelle des Meßsignals,
 E' an der des Eichsignals
 V_i = Verstärkung des SEV i , V für Meßsignal
 V'_i V' für Eichsignal
 VO_i = Verstärkung des Oszillografen i
 T'_i = Transmission des Eichlichtkanals i
 S_{1i} = Meßsignal auf Kanal i
 S_{2i} = verzögertes Eichsignal auf Kanal i
 $S_i(\lambda)$ = stationäres Eichsignal (WB-Lampe) auf Kanal i bei
 Beleuchtung mit der Wellenlänge λ
 $S_{osz\ i}$ = Signal am Oszillografen i , wenn alle Oszillografen den
 gleichen Laserimpuls messen.

Das am Oszillografen beobachtete Streusignal S_{1i} des Kanals i läßt sich mit diesen

Größen wie folgt schreiben:

$$(1) \quad S_{1i} = A \cdot L \cdot \sigma(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot E_i(\lambda) \cdot V_i \cdot VO_i$$

Das verzögerte Eichsignal S_{2i} hat in den beiden Fällen folgende Formen

a) bisherige Methode

$$(2) \quad S_{2j} = B \cdot L \cdot T(\lambda_0) \cdot E_j(\lambda_0) \cdot V_j \cdot V_{0j}$$

b) Methode mit Falschlichtabschwächung und separatem Eichlichtweg:

$$(3) \quad S_{2j} = B \cdot L \cdot T'_j \cdot E'_j(\lambda_0) \cdot V'_j \cdot V_{0j}$$

Der Quotient lautet in den beiden Fällen

$$(4) \quad \frac{S_{1j}}{S_{2j}} = \frac{A}{B} \cdot \sigma(\lambda) \cdot \frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)} \cdot \frac{E_j(\lambda)}{E_j(\lambda_0)} = \frac{A}{B} \cdot \sigma(\lambda) \cdot Q_a$$

$$(5) \quad \frac{S_{1j}}{S_{2j}} = \frac{A}{B} \cdot \sigma(\lambda) \cdot \frac{T(\lambda)}{T'_j} \cdot \frac{E_j(\lambda)}{E'_j(\lambda_0)} \cdot \frac{V_j}{V'_j} = \frac{A}{B} \cdot \sigma(\lambda) \cdot Q_b$$

Im Fall a) genügt es, die unterschiedliche Transmission und Empfindlichkeit bei den Wellenlängen λ und λ_0 z.B. mit einer Wolframbandlampe zu messen, um die unbekanntem Quotienten Q_a zu bestimmen. Man beleuchtet dazu den Eingangsliteiler der Meßanordnung mit der WB-Lampe und ermittelt in einer ersten Messung die Fotoströme $S_j(\lambda)$ auf allen Kanälen mit einem Galvanometer:

$$(6) \quad S_j(\lambda) = C \cdot W(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot E_j(\lambda) \cdot V_j$$

In einer zweiten Messung ermittelt man die Größen $S_j(\lambda_0)$, indem man jeden Austrittsspalt nacheinander mit Licht der Wellenlänge des Laser, λ_0 , beleuchtet.

Die dafür nötige Drehung des Gitters ist so gering, daß die dadurch auftretende Änderung der Reflexion vernachlässigbar ist:

$$(7) \quad S_j(\lambda_0) = C \cdot W(\lambda_0) \cdot T(\lambda_0) \cdot E_j(\lambda_0) \cdot V_j$$

Der Quotient aus beiden Meßwerten ergibt die bei der Impulsmessung fehlenden Größen:

$$(8) \quad \frac{S_j(\lambda)}{S_j(\lambda_0)} = \frac{W(\lambda)}{W(\lambda_0)} \cdot \frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)} \cdot \frac{E_j(\lambda)}{E_j(\lambda_0)}$$

$$= \frac{W'(\lambda)}{W(\lambda_0)} \cdot Q_a$$

Damit schreibt sich im Fall a) der gesuchte Streuquerschnitt

$$(9) \quad \sigma(\lambda) = \frac{B}{A} \cdot \frac{S_{1j}}{S_{2j}} \cdot \frac{S_j(\lambda_0)}{S_j(\lambda)} \cdot \frac{W'(\lambda)}{W'(\lambda_0)}$$

Im Fall b) reicht jedoch diese stationäre Messung nicht aus, weil damit die gestrichenen Größen im Nenner von Gl. (5) nicht eliminiert werden können. Sie werden durch einen Satz von S_{2j}^* - Signalen bestimmt:

$$(10) \quad S_{2j}^* = B \cdot L \cdot T_j' \cdot E_j'(\lambda_0) \cdot V_j' \cdot V_{0j}^*$$

Der Quotient aus den stationären Signalen $S_j(\lambda)$ der Gl. (6) und den entsprechenden S_{2j}^* enthält zwar den unbekanntem Bruch Q_b

$$(11) \quad \frac{S_j(\lambda)}{S_{2j}^*} = \frac{C \cdot W(\lambda)}{B \cdot L} \cdot \frac{E_j(\lambda)}{E_j'(\lambda_0)} \cdot \frac{T(\lambda)}{T_j'} \cdot \frac{V_j}{V_j'} \cdot \frac{1}{V_{0j}^*}$$

$$= \frac{C \cdot W(\lambda)}{B \cdot L \cdot V_{0j}^*} \cdot Q_b$$

er weist aber auch noch die ebenfalls unbekanntem Größen V_{0j}^* auf. Diese

Oszillografenempfindlichkeiten kann man ermitteln, indem ein Laserimpuls gleich-

zeitig auf alle Oszillografeneingänge gegeben wird. Das Resultat dieser Messung sind die Größen $S_{osz j}$:

$$(12) \quad S_{osz j} = D \cdot V0_j^*$$

Der unbekante Ausdruck in Gl. (5) ergibt sich damit zu

$$(13) \quad Q_b = \frac{T(\lambda)}{T'_j} \cdot \frac{E_j(\lambda)}{E'_j(\lambda_0)} \cdot \frac{V_j}{V'_j} = \frac{S_j(\lambda)}{S_{2j}^*} \cdot S_{osz j} \cdot \frac{B \cdot L}{C \cdot D \cdot W(\lambda)}$$

und der Streuquerschnitt $\sigma(\lambda)$ lautet:

$$(14) \quad \sigma(\lambda) = \frac{S_{1j}}{S_{2j}} \cdot \frac{W(\lambda)}{S_j(\lambda)} \cdot \frac{S_{2j}^*}{S_{osz j}} \cdot const.$$

Die in der Formel (14) vorkommenden Größen S_{2j} und S_{2j}^* sind in der Regel nicht identisch, weil sie zu verschiedenen Zeiten (Messung, Eichung) gemessen werden.

Die in den Meßgrößen (1) und (3) enthaltenen Größen $V0_j$ ändern sich jedoch erfahrungsgemäß mit der Zeit. Die bei der jeweiligen Streumessung gültigen Werte $V0_j$ kürzen sich bei der Quotientbildung S_{1j} / S_{2j} heraus, während die bei der Eichung richtigen Werte $V0_j^*$ beim Dividieren von S_{2j}^* und $S_{osz j}$ (13) eliminiert werden. Voraussetzung ist jedoch, daß die S_{2j}^* und die $S_{osz j}$ unmittelbar nacheinander gemessen werden, so daß angenommen werden kann, daß sich die Oszillografen ($V0_j^*$) in der Zwischenzeit nur unmerklich ändern.

Literatur

- /1/ E.E. Salpeter, Phys. Rev. 120 (1960), 1528
W.H. Kegel, IPP Bericht 6/21 (1964)
H.J. Kunze, Z.f.Naturf. 20a (1965), 801
E. Fünfer, B. Kronast, H.-J. Kunze, Phys. Lett. 5 (1963), 125
W.E.R. Davies, S.A. Ramsden, Phys. Lett. 8 (1964), 179
U. Ascoli Bartoli, J. Katzenstein, L. Lovisetto, Natur 207 (1965), 63
H.-J. Kunze, E. Fünfer, B. Kronast, W.H. Kegel, Phys. Lett. 11 (1964), 42
H.-J. Kunze, E. Fünfer, H. Röhr, Phys. Lett. 19 (1965), 11
- /2/ D. Düchs, W. Engelhardt, W. Köppendorfer, Nuclear Fusion 14 (1974), 73
- /3/ M. Kaufmann, J. Neuhauser, H. Röhr, Z.f.Phys. 244 (1971), 99
- /4/ R.E. Siemon, private Mitteilung, Los Alamos Scientific Lab., Vortrag C1,
Conf. o. Diagnostics of High Temp. Plasmas, Knoxville 1976
- /5/ E. Glock, Proc. VII. Intern. Conf. on Phen. Ion. Gases, Beograd 3 (1966), 194
- /6/ G. Becker, A. Eberhagen, O. Gruber, H. Herold, J.M. Peiry, H. Röhr,
R. Wilhelm, H. Zwicker, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research
III (1974), 47
- /7/ B. Kronast, H. Röhr, E. Glock, H. Zwicker, E. Fünfer, Phys. Rev. Lett. 16
(1966), 1082