

Eine Methode zur Eichung der Messapparatur
bei Streulichtmessungen an heißen Plasmen.

P. Stoye

IPP 1/84

Mai 1968

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Eine Methode zur Eichung der Messapparatur
bei Streulichtmessungen an heissen Plasmen.

P. Stoye

IPP 1/84

Mai 1968

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

Abstract

A device for calibrating the measuring apparatus used in laser scattering experiments on hot plasmas is described. Calibration is done here by means of a light pulse which is very similar in shape to the laser light pulse (half-width 10 nsec) and which has a spectral range of 6000 to 8000 Å. The scattered light and calibrating light follow the same path through the device. Forming the ratio between the two signals in this way eliminates errors not taken into account in the usual stationary method of calibration. The 10 nsec calibrating pulse is generated with a Kerr cell. The voltage pulse for the cell is produced by a cable discharge. The light source is a pulsed ultrahigh-pressure mercury arc. Relative calibration shows the measuring apparatus to have an error of 10 to 12 % for the scattered light signals. In absolute calibration the error is between 24 and 31 %.

The device is being used for relative calibration in scattering experiments for determining the temperature and density of theta pinch plasmas.

1.1	Spektralanalyse	17
1.2	Quasi-stationäre Eichung	18
1.2.1	Impulseichung	18
1.3	Auswirkungen der Formunterschiede der Impulse	21
2	Geräteeichung	23
2.1	Verfahren bei Absoluteichung der Meßapparatur	23
2.2	Verfahren bei Relativeichung der Meßapparatur	25

Inhaltsverzeichnis

	(Seite)
1. Zusammenfassung	1
2. Einleitung	2
3. Neue Eichmethode bei Streulichtmessungen	3
3.1 Bedingungen für die neue Eichmethode	3
3.2 Prinzip der Eichapparatur	4
4. Erzeugung eines Lichtimpulses von 10 ns Halbwertsbreite	5
4.1 Die Form des Laserimpulses	5
4.2 Elektro-optische Schalter	6
4.3 Schaltcharakteristik der Kerrzelle	6
4.4 Abhängigkeit der Impulsform von der Wellenlänge	7
4.5 Bestimmung der Steuerspannung an der Kerrzelle	9
5. Erzeugung eines Hochspannungsimpulses im Nanosekundenbereich	11
5.1 Prinzip der Kabelschaltung	11
5.2 Bestimmung der Impulsdauer	12
5.3 Dimensionierung der Kabelschaltung	13
5.4 Messung der Hochspannungsimpulse	13
6. Erforderliche Lichtquelle	14
6.1 Abschätzung der Leistung des zu erwartenden Streulichtes	14
6.2 Abschätzung der Verluste in der Eichapparatur	15
6.3 Auswahl der Lichtquelle	17
7. Verfahren zur Messung des Eichlichtspektrums	18
7.1 Prinzip des Impulsverfahrens	18
7.2 Eichprogramm	20
7.21 Stationäre Eichung	20
7.22 Quasi-stationäre Eichung	20
7.23 Impulseichung	21
7.3 Auswirkungen der Formunterschiede der Impulse	21
8. Fehlerbetrachtung	23
8.1 Fehler bei Absoluteichung der Meßapparatur	23
8.2 Fehler bei Relativeichung der Meßapparatur	25

Anhang

	(Seite)
1. Experimenteller Aufbau der Eichapparatur und Anschluß an die Meßapparatur	27
1.1 Optischer Teil der Eichapparatur	27
1.2 Aufbau der Kabelschaltung	27
1.3 Stoßkreis zum Pulsen der HBO-Lampe	29
1.4 Zeitliche Zuordnung der Schaltvorgänge	30
2. Messung der Elektronentemperatur- und -dichte mit 90° Streuung von Laserlicht an einem Theta-Pinch Plasma unter Verwendung der beschriebenen Eichapparatur	31
2.1 Theta-Pinch-Anlage	31
2.2 Meßergebnisse	31
3. Spannungsverlauf in der Kabelschaltung zur Erzeugung eines Hochspannungsimpulses	32
4. Meßanordnung zur Streulichtmessung	35
Literaturverzeichnis	

1. Zusammenfassung

Es wird eine Apparatur beschrieben, die zur Eichung der Beobachtungsapparatur für Laserstreuexperimente an einem heißen Plasma dient. Hierzu wird ein Lichtimpuls erzeugt, der in seinem zeitlichen Verlauf dem Laserlichtimpuls (10 ns Halbwertsbreite) möglichst ähnlich ist und der einen spektralen Bereich von 6000 bis 8000 Å überstreicht. Streu- und Eichlichtimpulse gehen den gleichen Weg durch den Teil der Meßapparatur, der die Lichtsignale spektral und zeitlich verändert. Damit wird erreicht, daß durch direkte Verhältnisbildung von Streu- und Eichlichtsignal Fehler eliminiert werden, die bei der bisherigen stationären Eichmethode nicht berücksichtigt wurden. Der Eichlichtimpuls von 10 ns Dauer wird durch eine gesteuerte Kerrzelle erzeugt. Die Steuerspannung wird durch eine Kabelentladung geliefert. Als Lichtquelle dient ein gepulster Quecksilber-Höchstdruckbogen. Die Relativeichung der Streulichtmeßapparatur liefert für die Streulichtsignale eine Meßgenauigkeit von 10 bis 12 %. Bei Absoluteichung liegt der Fehler zwischen 24 und 31 %.

Die Anordnung wird zur Relativeichung in Verbindung mit einem Streuexperiment zur Bestimmung von Plasmazustandsgrößen an einem Theta-Pinch eingesetzt.

2. Einleitung

Zur Bestimmung von Elektronen- und Iontemperaturen und Elektronendichten im Plasma bedient man sich seit einigen Jahren der Streuung von Laserlicht am Plasma. Die Meßmethode, die ausführlich von H.J.KUNZE [1, 2] beschrieben wird, sei hier kurz im Prinzip skizziert.

Das zu untersuchende Plasma wird mit dem Licht eines Riesenimpuls-Lasers durchstrahlt. Die monochromatische Strahlung wird an den freien Elektronen gestreut und - entsprechend deren Geschwindigkeit - dopplerverbreitert. Das Streulichtspektrum wird spektral in schmale gleichgroße Wellenlängenintervalle zerlegt. Die Messung der Lichtintensität in den verschiedenen Intervallen erfolgt mit Photomultipliern. Die Genauigkeit dieser Meßsignale bestimmt die Genauigkeit des gemessenen Streulichtspektrums, aus dem die Elektronendichte und Elektronentemperatur berechnet werden kann [3].

An einem Streuexperiment, bei dem unter einem Winkel von 90° zur Richtung des einfallenden Laserstrahles das Streuspektrum gemessen wurde, hat sich gezeigt, daß die bisherige Eichung von Monochromator und Photomultiplier mit einer stationären Lichtquelle nicht zu einer genügend genauen Messung führen kann. Die Anstiegszeit der Meßanordnung beträgt ca. 20 ns. Daher wird der Streulichtimpuls mit seiner Halbwertsbreite von 10 ns nicht formgetreu von den Multipliern und Oszillographen wiedergegeben. Die Verfälschung der Signalamplitude erfolgt auf den verschiedenen Kanälen nicht im gleichen Maße, sondern es können Unterschiede auftreten, die, wie in Anhang 4 gezeigt werden wird, nicht vernachlässigbar sind.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Eichmethode entwickelt, die es ermöglicht, die Unterschiede in der Zeitauflösung der Beobachtungskanäle zu eliminieren.

3. Neue Eichmethode bei Streulichtmessungen

3.1 Bedingungen für die Eichmethode⁺

Im Hinblick auf den speziellen Einsatz der Methode sind vor allem folgende Gesichtspunkte zu berücksichtigen:

- a) die unterschiedliche spektrale Empfindlichkeit der einzelnen Beobachtungskanäle (Monochromator und Multiplier zusammengefaßt),
- b) die Verschiedenheit der Anstiegszeiten der Elektronik auf den einzelnen Kanälen,
- c) die Möglichkeit, daß sich die Empfindlichkeit der Meßanordnung während der Messung ändert.

Zur Durchführung dieser Eichmethode bedarf es einer Eichapparatur, die ein kontinuierliches Spektrum zwischen 6000 und 8000 Å gut reproduzierbar emittiert. Weiter muß das Eichsignal den gleichen zeitlichen Verlauf wie der Laserimpuls haben. Sodann soll das Eichsignal etwa 0,5 µs nach dem Streulichtsignal zur Verfügung stehen, um bei einmaliger Strahlablenkung der Oszillographen beide Signale messen zu können.

Es ist entscheidend, daß Eich- und Streulichtimpuls den gleichen Weg durch die Meßanordnung gehen; denn nur dann erfahren beide Impulse spektral und zeitlich die gleiche Modifikation an allen Teilen des Meßsystems. V_i sei das am Oszillographen für Kanal i (entsprechend einem Wellenlängenintervall i) gemessene Streulichtsignal, U_i das Eichlichtsignal; bei der Quotientenbildung V_i/U_i eliminieren sich die Verfälschungen in den Signalamplituden. Das Signal U_i entspricht der Leistung S_i , die aus der Eichapparatur pro Kanal i in die Streulichtmeßanordnung gelangt. S_i ergibt sich aus:

1. der spektralen Strahlungsdichte $K_\lambda \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Å cm}^2 \text{ sterad}} \right]$ der Lichtquelle,

⁺) Zur Rechtfertigung der geforderten Bedingungen wird in Anhang 4 die Meßapparatur zur Streulichtmessung beschrieben.

2. dem betrachteten Wellenlängenbereich zwischen λ_i und $\lambda_i + \Delta\lambda$, wobei $\Delta\lambda$ durch die Dispersion des Monochromators vorgegeben ist; (vergl. Anhang 4),
3. der Größe der strahlenden Fläche dF der Lichtquelle,
4. dem Raumwinkel $d\Omega$, der durch die Optik der Eichapparatur festgelegt ist,
5. der Absorption $\alpha(\lambda)$ in der Eichapparatur

$$S_i = \int_{\lambda_i}^{\lambda_i + \Delta\lambda} K_\lambda \cdot \alpha(\lambda) \cdot d\lambda \cdot dF \cdot d\Omega \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Kanal } i} \right] \quad (1)$$

Bei Kenntnis dieser Leistung S_i erhält man sofort die Streulichtleistung

$$L_i = \frac{V_i}{U_i} \cdot S_i \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Kanal } i} \right] \quad (2)$$

pro Kanal i .

3.2 Prinzip der Eichapparatur

In den Strahlengang einer kontinuierlich brennenden Lichtquelle wird zwischen zwei gekreuzte Polarisatoren eine Kerrzelle gestellt. Durch Anlegen eines geeigneten Hochspannungsimpulses an die Elektroden der Kerrzelle wird ein Lichtimpuls mit einer Halbwertsbreite von 10 ns erzeugt, der in seinem zeitlichen Verlauf dem Streulichtimpuls ähnlich ist. Der Aufbau der Eichapparatur und die Einspiegelung des Lichtimpulses in den Strahlengang des Streulichtes ist in Abb. 1 schematisch dargestellt.

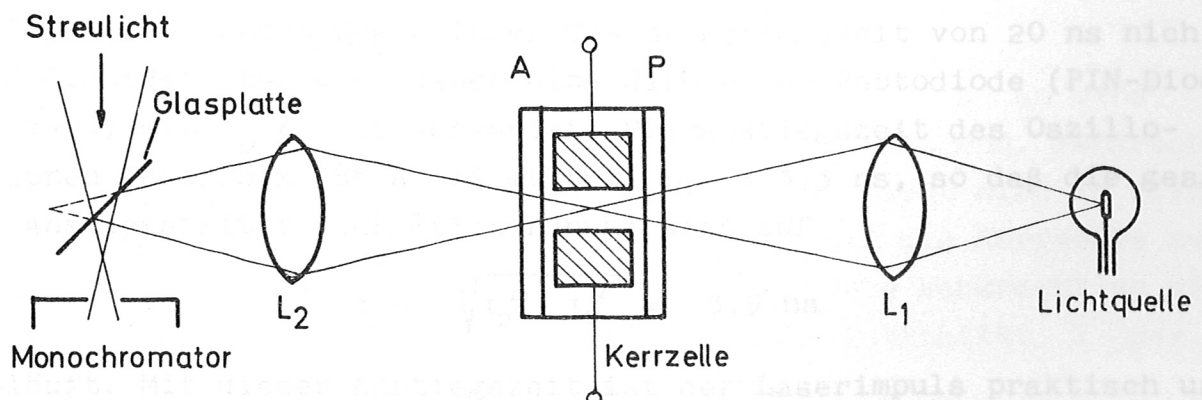


Abb. 1 Schema der Eichlichtquelle

Zur Bestimmung der Streulichtleistung L_i bedarf es der Kenntnis der Leistung S_i der Eichapparatur. Die direkte Messung von S_i ist für Eichlichtimpulse von 10 ns Halbwertsbreite nicht möglich, da schon die Anstiegszeit der Multiplier mit $\tau = 10$ ns vergleichbar mit der Anstiegszeit des Meßsignals ist. Halbleiterphotodioden mit $\tau \ll 10$ ns sind dagegen zu unempfindlich zur Messung von S_i . Legt man jedoch einen 100 ns Hochspannungsimpuls als Steuerspannung an die Kerrzelle, so kann die Amplitude des Lichtimpulses von ebenfalls ca. 100 ns Dauer mit Multiplier und Oszillographen, deren Anstiegszeit ca. 20 ns beträgt, unverfälscht gemessen werden. Haben Hochspannungsimpulse von 10 und 100 ns Dauer die gleiche Amplitude, dann müssen auch die entsprechenden Lichtimpulse gleiche Amplituden S_i haben, falls die Anstiegszeit der Kerrzelle $\tau_k \ll 10$ ns ist. Demzufolge kann man den 100 ns Impuls zur Ermittlung von S_i verwenden.

Die Eichapparatur besteht im wesentlichen aus der Kerrzelle, der Kabelschaltung zur Erzeugung eines Hochspannungsimpulses und der Lichtquelle. Diese Bauelemente sind Gegenstand der folgenden Abschnitte.

4. Erzeugung eines Lichtimpulses von 10 ns Halbwertsbreite

4.1 Die Form des Laserimpulses

Zur Messung der Form des Laserimpulses eignen sich die in der Beobachtungsapparatur (vergl. Anhang 4) verwendeten Photomultiplier und Oszillographen wegen ihrer Gesamtanstiegszeit von 20 ns nicht. Als Lichtdetektor wird daher eine Halbleiter-Photodiode (PIN-Diode hp 4201) mit $\tau_D < 1$ ns verwendet. Die Anstiegszeit des Oszillographen Tektronix 585 A liegt bei $\tau_0 = 3,3$ ns, so daß die gesamte Anstiegszeit τ der Meßanordnung sich auf

$$\tau \approx \sqrt{\tau_D^2 + \tau_0^2} \approx 3,5 \text{ ns}$$

beläuft. Mit dieser Anstiegszeit ist der Laserimpuls praktisch unverfälscht meßbar.

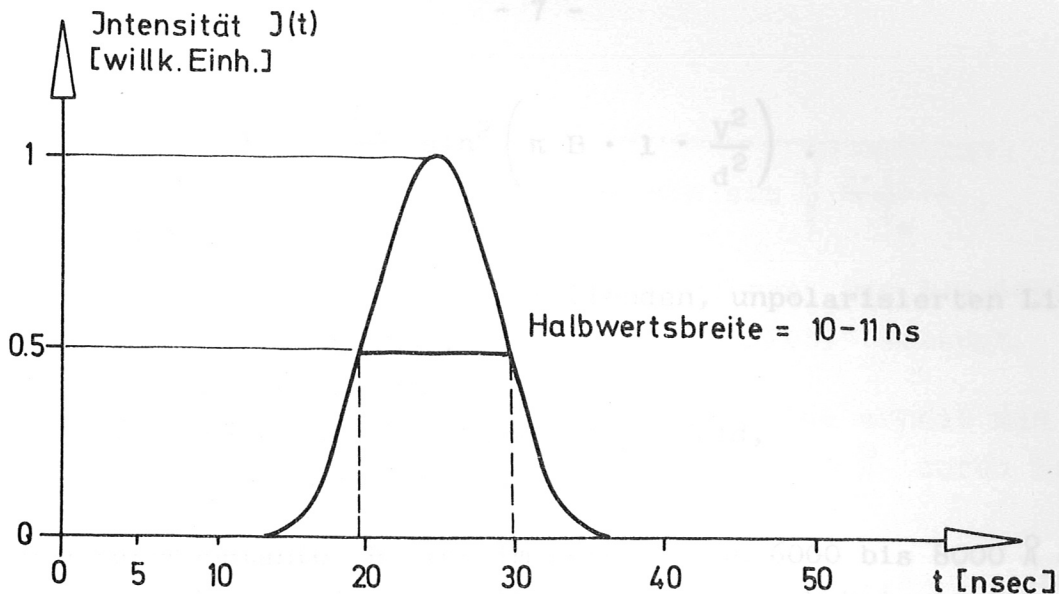


Abb. 2 Verlauf des Laserimpulses

Die in Abb. 2 dargestellte Impulsform von 10 ns Halbwertsbreite wurde aus mehreren Oszillogrammen des Laserimpulses ermittelt. Der Laser wurde bei einer Rubintemperatur von 10°C betrieben.

Es bedarf also eines Eichlichtimpulses, dessen Form einer Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite von 10 ns ähnlich ist.

4.2 Elektro-optische Schalter

Um einen Lichtimpuls von 10 ns zu erzeugen, benötigt man einen elektro-optischen Schalter, der bis zu Anstiegszeiten von 10 ns trägheitsfrei arbeitet. Es kommen dafür Kerr- oder Pockelszellen in Frage, die zwischen gekreuzten Polarisatoren stehen. Wegen des besseren Schließfaktors wurde eine Kerrzelle gewählt.

4.3 Schaltcharakteristik der Kerrzelle

Beim Anlegen eines elektrischen Feldes der Stärke E an eine elektro-optische Flüssigkeit wird diese doppelbrechend. Senkrecht zum E-Feld einfallendes, linear polarisiertes Licht wird im allgemeinen elliptisch polarisiert [4]. Stellt man die Kerrzelle zwischen zwei Polarisatoren, deren Schwingungsebene senkrecht zu einander stehen, so gilt für die durchgelassene Intensität I des Lichtes der Wellenlänge λ +)

+) Dabei ist vorausgesetzt, daß die Schwingungsebene des einfallenden, linear polarisierten Lichtes unter einem Winkel von 45° zum E-Feld der Kerrzelle liegt.

$$I = \frac{I_0}{2} \sin^2 \left(\pi B \cdot l \cdot \frac{V^2}{d^2} \right) . \quad (3)$$

Dabei ist

- I_0 Intensität des einfallenden, unpolarisierten Lichtes,
- B Kerrkonstante,
- V Steuerspannung,
- l Länge des Lichtweges im E-Feld,
- d Elektrodenabstand.

Die Kerrkonstante B ist im Bereich von 6000 bis 8000 Å der Wellenlänge λ des eingestrahnten Lichtes umgekehrt proportional [5]. Infolgedessen ist auch die Hellspannung

$$V_0(\lambda) = d \sqrt{\frac{1}{2 B(\lambda) l}} , \quad (4)$$

bei der die Kerrzelle maximal öffnet, wellenlängenabhängig. Für eine vorgegebene Wellenlänge λ_0 sei die Hellspannung $V_0(\lambda_0)$ bekannt. Dann ist bei einer Wellenlänge λ die von der Kerrzelle durchgelassene Intensität gegeben durch

$$I(\lambda, V) = \frac{I_0}{2} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{V^2}{V_0^2(\lambda_0)} \right) . \quad (5)$$

Die Wellenlängenabhängigkeit in der Schaltcharakteristik der Kerrzelle erfordert für die Verwendung in der Eichlichtquelle eine besondere Betrachtung der zu erwartenden Lichtimpulsformen.

4.4 Abhängigkeit der Impulsform von der Wellenlänge λ

Aus Gl.(5) geht hervor, daß die Amplitude der durchgelassenen Intensität $I_a = I(V_a)$, wobei V_a die Amplitude des Steuerspannungsimpulses ist, mit zunehmender Wellenlänge λ abnimmt. Wie in Abb. 3 dargestellt, bedeutet das nicht nur eine Verringerung der Impulsamplitude, sondern auch eine Veränderung der Halbwertsbreite des Eichlichtimpulses mit zunehmender Wellenlänge. Hingegen ist die Form des Streulichtimpulses im ganzen Wellenlängenbereich gleich.

Es sollen die Unterschiede in den Impulsformen von Laser- und Eichlicht abgeschätzt werden. Aus Gl.(5) ergibt sich bei einer festen Hellspannung V_0 und der Wellenlänge $\lambda_0 = 6000 \text{ Å}$ ein Spannungsim-

puls

$$V^*(t) = V_0 \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{6943}{6000} \arcsin \sqrt{\frac{2 \cdot I(t)}{I_0}}}, \quad (6)$$

der, an die Elektroden der Kerrzelle gelegt, für $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ die in Abb.2 dargestellte Streulichtimpulsform $I(t)$ erzeugt.

Die größten Formabweichungen der Lichtimpulse erhält man für die Wellenlängen $\lambda_{\min} = 6000 \text{ \AA}$ und $\lambda_{\max} = 8000 \text{ \AA}$ durch Einsetzen von $V^*(t)$ in Gl.(5)

$$I_{\lambda_{\min}}(V^*(t)) = \frac{I_0}{2} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V^*(t)^2}{V_0^2} \right) \quad (7)$$

$$I_{\lambda_{\max}}(V^*(t)) = \frac{I_0}{2} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{6000}{8000} \frac{V^*(t)^2}{V_0^2} \right) \quad (8)$$

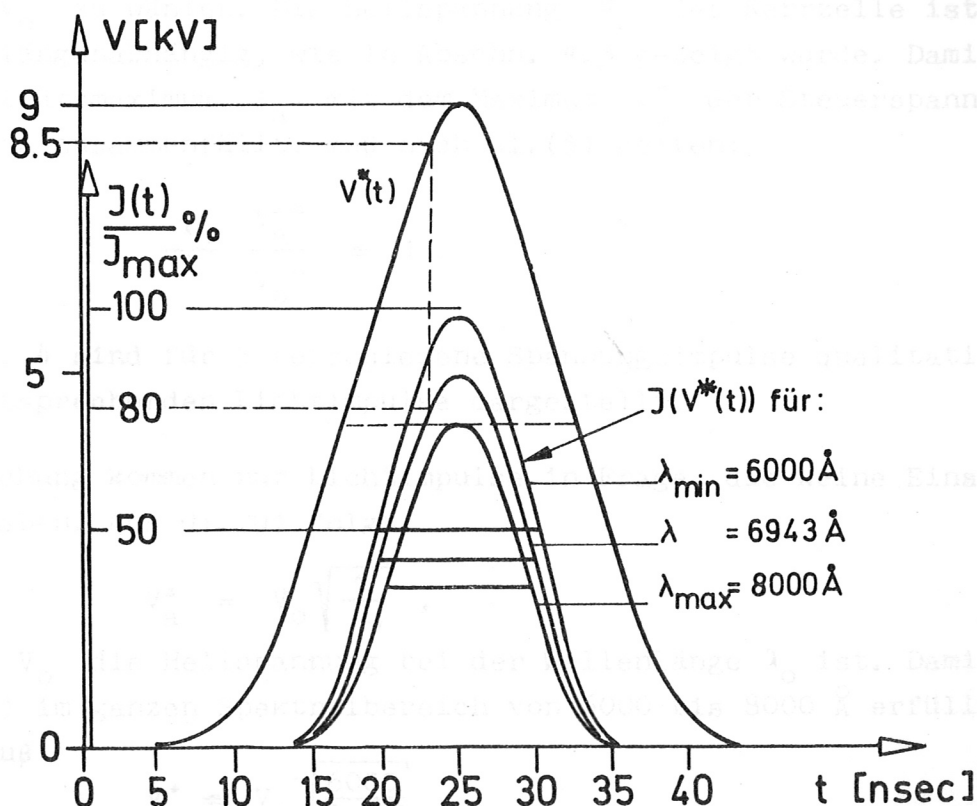


Abb. 3 Wellenlängenabhängigkeit der Impulsformen

Aus der Darstellung von $V^*(t)$, $I_{\lambda_{\min}}$, $I_{\lambda=6943}$ und $I_{\lambda_{\max}}$ in Abb.3

kann man eine maximale Abweichung in der Halbwertsbreite der Impulsformen von ± 1 ns erkennen. Zwischen den Formen $I_{\lambda_{\min}}$ und $I_{\lambda_{\max}}$ liegen alle übrigen Formen der von der Kerrzelle beim Anlegen des Hochspannungsimpulses $V^*(t)$ mit einer Halbwertsbreite von 15 ns erzeugten Lichtimpulse.

Inwiefern die unterschiedlichen Impulsformen von der Meßelektronik der Streulichtbeobachtungsapparatur noch registriert werden, wird in Abschnitt 7 untersucht. Neben dem zeitlichen Verlauf der Steuerspannung $V^*(t)$ bedarf die Wahl ihrer Spannungsamplitude V_a^* besonderer Beachtung.

4.5 Bestimmung der Steuerspannung

Um die durchgelassene Intensität möglichst groß zu machen, ist man bestrebt, die Spannungsamplitude V_a^* möglichst gleich der Hellspannung V_0 zu wählen. Die Hellspannung V_0 der Kerrzelle ist jedoch wellenlängenabhängig, wie in Abschn. 4.3 gezeigt wurde. Damit das Intensitätsmaximum I_a mit dem Maximum V_a^* der Steuerspannung zeitlich zusammenfällt, muß nach Gl.(5) gelten:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{V_a^{*2}}{V_0^2} \leq 1. \quad (9)$$

In Abb. 4 sind für 3 verschiedene Spannungsimpulse qualitativ die entsprechenden Lichtimpulse dargestellt.

Zur Eichung kommen nur Lichtimpulse in Frage, die keine Einsattelung haben. Aus Gl.(9) folgt:

$$V_a^* = V_0 \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_0}}, \quad (10)$$

wobei V_0 die Hellspannung bei der Wellenlänge λ_0 ist. Damit Gl.(10) im ganzen Spektralbereich von 6000 bis 8000 Å erfüllt ist, muß

$$V_a^* = V_0 \sqrt{\frac{6000}{\lambda_0 [\text{Å}]}} \quad (11)$$

sein.

Bei einer Wellenspannung $V_0 = (9,5 \pm 0,3) \text{ kv.}$

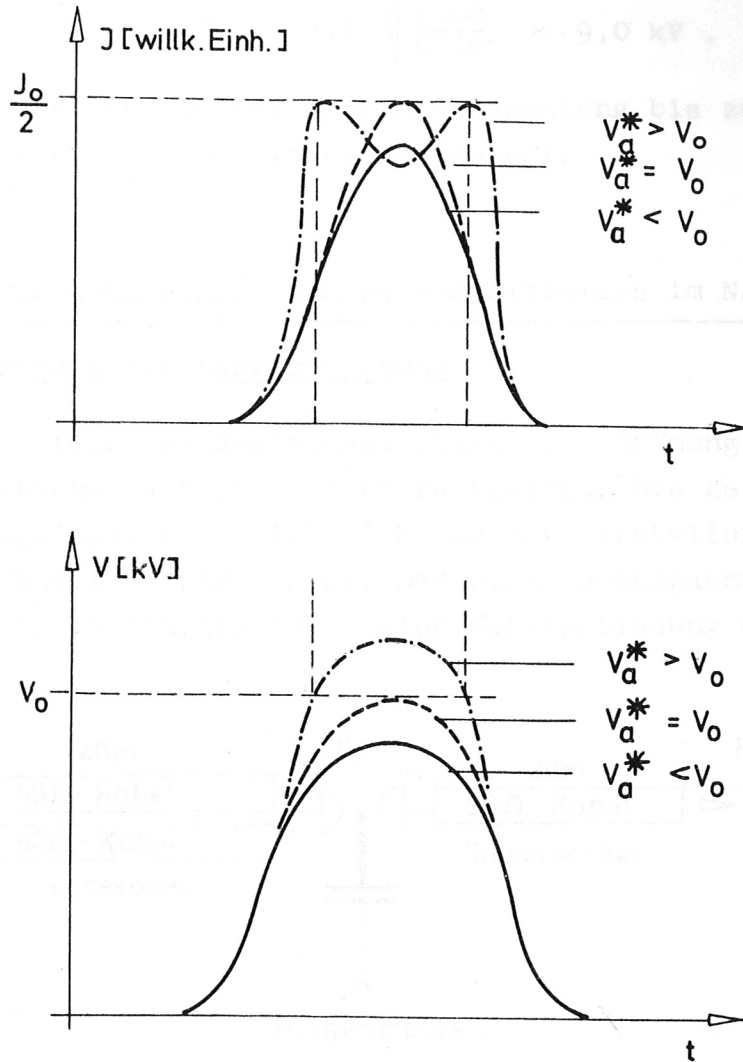


Abb. 4 Impulsverformung für V_a^* kleiner, gleich und größer V_0 .

Die Hellspannung V_0 wird im Impulsbetrieb gemessen, da festgestellt wurde, daß das Nitrobenzol der Kerrzelle beim stationären Anlegen einer Hochspannung nach wenigen Sekunden infolge von Strömen zwischen den Elektroden aufgeheizt und zerstört wird [5, 6]. Der Spannungsverlauf an der Kerrzelle und die durchgelassene Intensität wurden in Abhängigkeit der Zeit ermittelt. Bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 6700 \text{ \AA}$ ergab sich die Hellspannung $V_0 = (9,5 \pm 0,3) \text{ kV}$.

Nach Gl.(11) bestimmt sich die erlaubte Hochspannungsamplitude V_a^* zu

$$V_a^* = 9,5 \sqrt{\frac{6000}{6700}} \approx 9,0 \text{ kV} .$$

Um Schwankungen in der Kerrzellenspannung bis zu 0,5 kV zuzulassen, wurde V_a^* auf 8,5 kV festgelegt.

5. Erzeugung eines Hochspannungsimpulses im Nanosekundenbereich

5.1 Prinzip der Kabelschaltung

Die Amplitude des Spannungsimpulses zur Öffnung der Kerrzelle wurde in Abschn. 4.5 auf 8,5 kV festgelegt. Die geforderte Form des Spannungsimpulses ergibt sich aus der Darstellung in Abb.3 . Die Anstiegszeit beträgt 12 ns. Derartige Hochspannungsimpulse lassen sich relativ einfach durch eine Kabelentladung erzeugen.

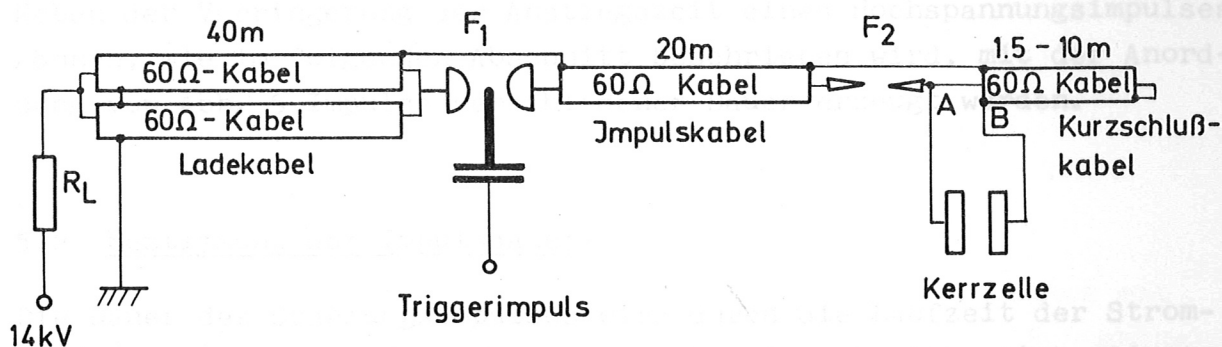


Abb. 5 Kabelschaltung zur Erzeugung von Hochspannungsimpulsen mit Anstiegszeiten $< 15 \text{ ns}$.

Abb. 5 zeigt die benutzte Anordnung. Das Ladekabel wird über den Ladewiderstand R_L auf die Spannung $U = 14 \text{ kV}$ aufgeladen. Bei Zündung der Triggerfunkenstrecke F_1 läuft eine Stromspannungswanderwelle in das Impulskabel. Um sich allzu hohe Ladespannungen zu ersparen, werden als Ladekabel zwei parallel geschaltete 60 Ohm Koaxialkabel verwendet. Da nach Zündung von F_1 in Lade- und Impulskabel der gleiche Strom fließt, verteilen sich die Spannungen U in den Kabeln gemäß ihrer Widerstände. Am Ladekabel von

30 Ohm fallen $1/3$, am Impulskabel von 60 Ohm $2/3$ der Ladespannung U ab.

Die ins Impulskabel laufende Strom-Spannungs-Wanderwelle hat eine Anstiegszeit entsprechend der Funkenstrecke F_1 von $\tau > 15$ ns. Da ein Hochspannungsimpuls mit $\tau = 12$ ns Halbwertsbreite erforderlich ist, wird an die Funkenstrecke F_1 über ein Koaxialkabel eine Überschlagfunkenstrecke F_2 angeschlossen, die bei geeignetem Elektrodenabstand eine Aufsteilung der Strom-Spannungs-Wanderwelle bewirkt [7]. Der an die Funkenstrecke F_2 gelangende Spannungsimpuls wird während der Zündverzugszeit von F_2 zunächst reflektiert (Reflexion am offenen Ende), was eine Spannungsverdopplung zur Folge hat. Daher liegen kurze Zeit $4/3$ der Ladespannung U an F_2 . Nach Durchbruch von F_2 gelangen infolge der Spannungsteilung $2/3$ der Ladespannung in das Kurzschlußkabel. Die Anstiegszeit des Impulses im Kurzschlußkabel ist durch den Abstand der Elektroden von F_2 gegeben [7].

Neben der Verringerung der Anstiegszeit eines Hochspannungsimpulses können, wie im folgenden Abschnitt beschrieben wird, mit der Anordnung von Abb. 5 Impulse verschiedener Dauer erzeugt werden.

5.2 Bestimmung der Impulsdauer

Die Dauer des Spannungsimpulses wird durch die Laufzeit der Strom-Spannungs-Wanderwelle im Kurzschlußkabel (vergl. Abb. 5) bestimmt. Am kurzgeschlossenen Ende wird die Wanderwelle mit umgekehrter Polarität reflektiert. Dies bewirkt, daß die Spannung zwischen den Punkten A und B (vergl. Abb. 5) am Anfang des Kurzschlußkabels nach der doppelten Laufzeit gleich Null wird. Die Laufzeit beträgt für die verwendeten 60 Ohm Kabel 5 ns/m. Man kann also an den Punkten A und B einen Hochspannungsimpuls abgreifen, dessen Anstiegszeit $\tau = 12$ ns durch die Einstellung von F_2 und dessen Halbwertsbreite von 15 ns durch die Länge des Kurzschlußkabels festgelegt ist⁺).

+) Die an A und B angeschlossene Kerrzelle muß eine Anstiegszeit $\tau_k \ll 12$ ns haben. Aus der Kapazität C der verwendeten Kerrzelle und dem Wellenwiderstand R des Koaxialkabels ergibt sich:

$$\tau_k = R \cdot C = 1,8 \text{ ns} .$$

Es sei darauf hingewiesen, daß die beschriebene Kabelschaltung mehrere Impulse erzeugt (vergl. Anhang 3); jedoch wird zur Eichung nur der erste Impuls verwendet, indem man durch entsprechende Dimensionierung der Kabelschaltung einen zeitlichen Abstand von 600 ns zum zweiten Impuls erreicht.

5.3 Dimensionierung der Kabelschaltung

Benötigt werden Hochspannungsimpulse von 15 ns und 100 ns Halbwertsbreite. Bei einer Laufzeit von 5 ns/m der Welle im Kabel muß das Kurzschlußkabel 1,5 m bzw. 10 m lang sein. Die Laufzeit im Impulskabel muß mindestens gleich der Anstiegszeit der Funkenstrecke F_1 sein, damit sich F_1 ungestört aufbauen kann und an der Aufsteilfunkenstrecke F_2 reproduzierbare Bedingungen zur Zeit des Durchbruches vorliegen. Folgende Abmessungen wurden in der Kabelschaltung verwendet:

Ladekabel	40 m, 2 parallel geschaltete 60 Ohm Kabel,
Impulskabel	20 m, 60 Ohm Kabel,
Kurzschlußkabel	1,5 m bzw. 10 m, 60 Ohm Kabel.

5.4 Messung der Hochspannungsimpulse

Die Anstiegszeit des Spannungsimpulses an der Kerrzelle nimmt mit abnehmendem Elektrodenabstand der Aufsteilfunkenstrecke F_2 ebenfalls ab. Die Einstellung von F_2 wurde so gewählt, daß der Hochspannungsimpuls mit dem in Abb. 3 dargestellten Spannungsverlauf $V(t)$ übereinstimmt. Zur Messung der Hochspannungsimpulse wurden verwendet:

Kapazitiver Spannungsteiler	1 : 10 000, Anstiegszeit 1 ns;
Oszillograph	Tektronik 585 A, Anstiegszeit 3,3 ns.

Da die Eichmethode (vergl. Abschn. 3.2) Lichtimpulse von 10 und 100 ns Dauer fordert, wurden Hochspannungsimpulse von 15 und 100 ns Dauer untersucht. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß zur Änderung der Impulsdauer lediglich die Länge des Kurzschlußkabels

geändert wurde, so daß die Impulse in beiden Fällen gleiche Spannungsamplituden haben müssen.

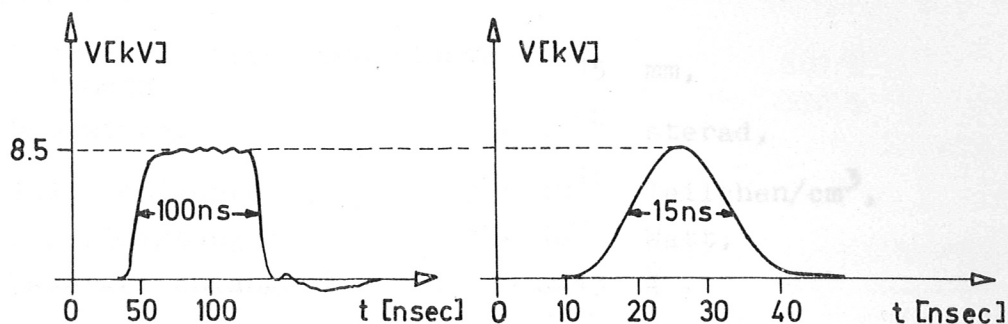


Abb. 6 Hochspannungsimpulse von 15 u. 100 ns Dauer.

In Abb.6 sind 15 und 100 ns Impulse dargestellt. Bei einer Ladenspannung von $U = 14$ kV ergaben sich die Spannungsamplituden zu $(8,5 \pm 0,4)$ kV, was in Abschn. 4.5 für V_a^* gefordert wurde. Die Schwankungen von $\pm 0,4$ kV kommen von der Funkenstrecke F_1 , deren Zündung nicht genau reproduzierbar ist. Der dadurch verursachte Fehler in der Amplitude I_a des Eichlichtimpulses wird in der Fehlerabschätzung in Abschn. 8 diskutiert.

6. Erforderliche Lichtquelle

Die Strahlungsdichte der Lichtquelle in der Eichlichtapparatur muß so bemessen werden, daß das in den Strahlengang des Streulichtes eingespiegelte Eichlicht etwa die gleiche Leistung pro Kanal i wie das Streulicht besitzt. Diese Forderung ist nötig, da Streu- und Eichlichtsignal auf ein und demselben Oszillogramm gemessen werden sollen. Daher muß auch das Eichlichtspektrum dem zu erwartenden Streulichtspektrum angepaßt werden.

6.1 Abschätzung der Leistung des zu erwartenden Streulichtes

Gegeben sei ein Plasma mit den folgenden Daten:

$$\begin{aligned} \text{Elektronendichte} \quad n_e &= 3 \cdot 10^{16} \text{ Elektronen/cm}^3 \\ \text{Elektronentemperatur} \quad kT_e &= 1000 \text{ eV.} \end{aligned}$$

Nach der Streutheorie [3] erwartet man bei der 90° Streuung und thermischem Gleichgewicht des Plasmas Gaußkurven einer Halbwertsbreite von 1030 \AA . Die charakteristischen Größen des Streuexperimentes sind:

Länge des streuenden Plasmavolumens	15 mm,
Raumwinkel	$3 \cdot 10^{-2}$ sterad,
Teilchendichte	$3 \cdot 10^{16}$ Teilchen/cm ³ ,
Laserleistung	$3 \cdot 10^8$ Watt,
Laserwellenlänge λ	6943 \AA .

Der Hauptanteil der gestreuten Leistung entfällt in den Bereich von etwa 6400 bis 7400 \AA . Die gewählte Dispersion des Monochromators beträgt pro Kanal 111 \AA . Unter Beachtung der Dipolcharakteristik der Leistungsabstrahlung der streuenden Elektronen und Verwendung des Thomson'schen Streuquerschnittes $\sigma_e = 0,67 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ für freie Elektronen erhält man pro Kanal im Mittel eine Lichtleistung von $5 \cdot 10^{-3}$ Watt.

Es wird also ein Eichlichtimpuls von ebenfalls $S_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ Watt pro Kanal i benötigt. Aus diesem Wert für S_1 , den Verlusten und den Öffnungswinkeln der Eichapparatur sowie dem Wellenlängenintervall von $\Delta\lambda = 111 \text{ \AA}$ pro Kanal bestimmt sich die erforderliche Strahlungsdichte K_λ der Lichtquelle für die Eichapparatur.

6.2 Abschätzung der Verluste in der Eichapparatur

In Abb. 1 ist der Aufbau der Eichlichtquelle schematisch dargestellt. Der Glühfaden einer Lampe wird über die Linse L_1 in die Kerrzelle abgebildet. Bei vollständiger Öffnung der Kerrzelle ergab die Messung der durchgelassenen Intensität 20 % der einfallenden unpolarisierten Intensität. Aus Abb. 3 entnimmt man, daß bei der gewählten Öffnungsspannung von 8,5 kV die Kerrzelle zu 80 % für $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ geöffnet wird. Verluste durch Reflexionen an Linsenoberflächen verringern die Transmission um 20 %. Die Gesamttransmission der Kerrzellenanordnung ergibt sich damit zu 13 %.

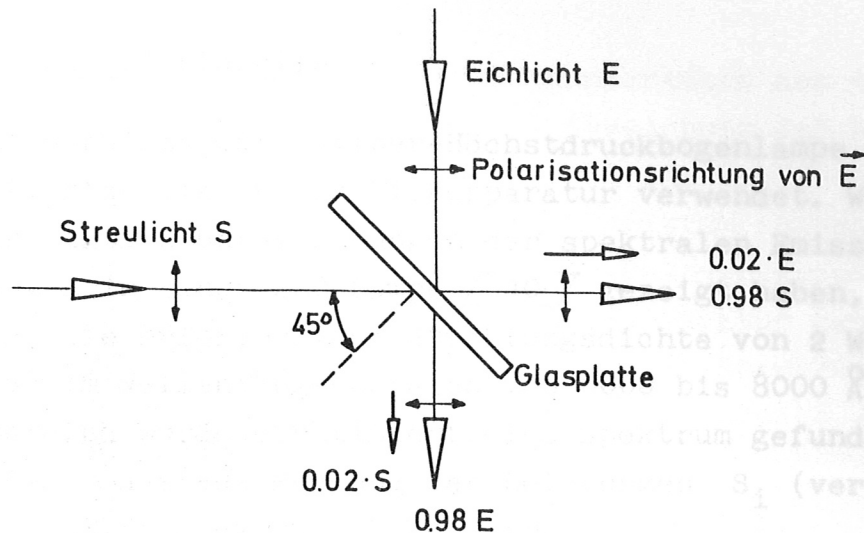


Abb. 7 Reflexion an einer Glasplatte unter Berücksichtigung der Polarisationsrichtung.

Neben diesen Verlusten in der Kerrzellenanordnung entstehen weitere wesentliche Verluste durch die Einspiegelung des Eichlichtes in den Strahlengang des Streulichtes über eine dünne Glasplatte, wie es in Abb. 7 dargestellt ist. Sie wird unter 45° zum einfallenden Streulicht so gestellt, daß ihre Einfallsebene parallel zur Polarisationsrichtung des Streulichtes liegt. Aus der Beziehung zwischen Einfallswinkel und Reflexion von linear polarisiertem Licht [13] an einer Glasplatte erhält man dabei eine Reflexion von 1% pro Oberfläche. Wegen der Verwendung zweier Interferenzfilter zur Unterdrückung des Falschlichtes im Monochromator (vergl. Anhang 4) muß Eichlicht und Streulicht mit gleicher Polarisationsrichtung einstrahlt werden. Aus Abb. 7 ersieht man, daß nur 2 % des aus der Eichapparatur kommenden Lichtes in die Streulichtmeßanordnung gelangen können. Unter Berücksichtigung der Verluste sowie des Öffnungswinkels in der Eichlichtapparatur und der Größe des Wellenlängenintervalls $\Delta\lambda = 111 \text{ \AA}$ muß für die Strahlungsdichte K_λ der Lichtquelle der Wert

$$K_\lambda \approx 2 \frac{\text{Watt}}{\text{\AA cm}^2 \cdot \text{sterad}}$$

gefordert werden, um pro Kanal i die Leistung $S_i = 5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{Kanal } i}$ in die Streulichtmeßanordnung zu strahlen.

6.3 Auswahl der Lichtquelle

Es wird eine gepulste Quecksilber-Höchstdruckbogenlampe (HBO-100 Osram) als Lichtquelle in der Eichapparatur verwendet. Wie eingehende quantitative Untersuchungen der spektralen Emission an Stoßentladungen in einer HBO-Lampe [10] gezeigt haben, kann man für einige μs die erforderliche Strahlungsdichte von 2 Watt / ($\text{\AA} \text{ cm}^2 \text{ sterad}$) im Wellenlängenbereich von 6000 bis 8000 \AA erreichen. In diesem Bereich wurde ein linienfreies Spektrum gefunden. Kurve a in Abb. 8 stellt das aus Messung der Leistungen S_i (vergl. S.4) ermittelte Eichlichtspektrum $S(\lambda)$ dar.

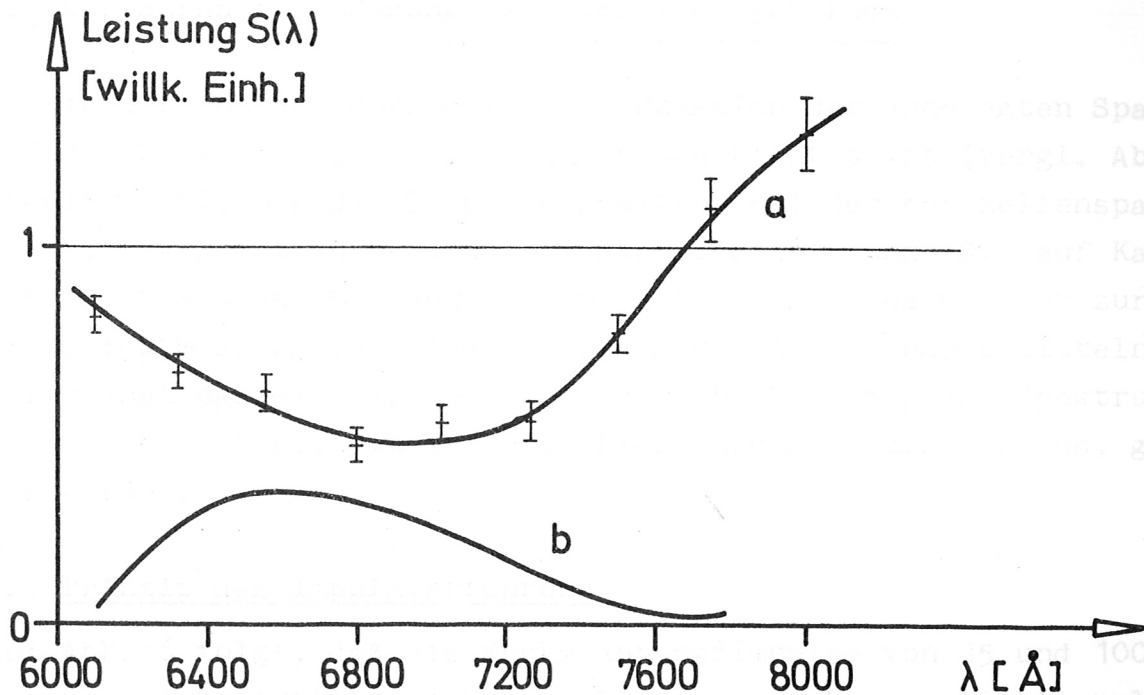


Abb. 8 Eichlichtspektrum
Kurve a ohne Interferenzfilter
Kurve b mit Interferenzfilter.

Entscheidend für die Verwendung der HBO-Lampe ist neben der hohen Strahlungsdichte K_λ die Reproduzierbarkeit des relativen Verlaufes ihres Spektrums. Zur Messung wird das Spektrum in Wellenlängenintervalle i zerlegt. Die Schwankungen der Leistungen in diesen Intervallen relativ zueinander werden von H. MEIER [11] mit weni-

ger als 10 % angegeben. Eigene Messungen ergaben aus 4 Spektren der gepulsten HBO-Lampe eine mittlere Abweichung der Leistung der Intervalle relativ zueinander von 5 %. Um das Spektrum des Eichlichtes an das zu erwartende Streulichtspektrum anzupassen, wird ein Interferenzfilter mit entsprechender Halbwertsbreite an geeigneter Stelle in den Strahlengang der Eichapparatur gebracht. In Abb. 8 gibt Kurve b den Verlauf des Eichlichtspektrums bei Verwendung eines Interferenzfilters der Halbwertsbreite $\Delta\lambda = 930 \text{ \AA}$ und größter Transmission bei $\lambda_{\text{max}} = 6730 \text{ \AA}$.

7. Verfahren zur Messung des Eichlichtspektrums

Da die Öffnung der Kerrzelle eine Funktion der angelegten Spannung und der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes ist (vergl. Abschnitt 4.3), muß das Eichlichtspektrum bei der Kerrzellenspannung von 8,5 kV gemessen werden. Die Eichlichtleistung S_1 auf Kanal 1 läßt sich aus der Messung des 10 ns Lichtimpulses mit der zur Streulichtmessung verwendeten Apparatur nicht genau ermitteln, da deren Anstiegszeit ca. 20 ns beträgt. Deshalb muß das Spektrum, wie schon erwähnt, mit längeren Lichtimpulsen, z.B. 100 ns, gemessen werden.

7.1 Prinzip des Impulsverfahrens

Aus Abb. 6 folgt, daß die Hochspannungsimpulse von 15 und 100 ns Dauer gleiche Amplituden haben. Die entsprechenden Lichtimpulse, die mit einer Photodiodenanordnung mit $\tau = 3,5 \text{ ns}$ gemessen wurden, zeigten ebenfalls gleiche Amplituden (vergl. Abb. 9a,b). Diese Eichlichtimpulse mußten jedoch wegen der geringen Empfindlichkeit der Photodioden spektral integriert gemessen werden.

Infolge der Amplitudengleichheit der beiden Impulse ist es jedoch möglich, das Eichlichtspektrum mit 100 ns Lichtimpulsen unter Verwendung von Multipliern und Oszillographen ($\tau \approx 20 \text{ ns}$) zu messen.

Die Asymmetrie einer symmetrischen Form ist auf Unterschiede in der Anstiegs- und Relaxationszeit der Moleküldipole des Streulichtes zurückzuführen [4, 14].

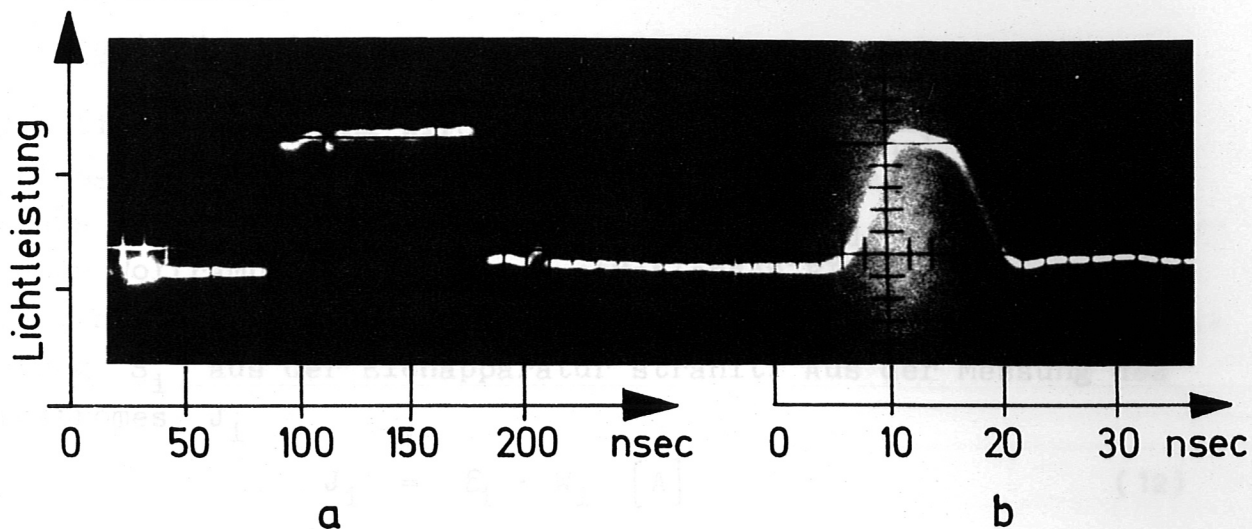


Abb. 9a,b Amplitudenvergleich von 10 ns und 100 ns Lichtimpulsen.

Dies hat folgende Vorteile:

1. Die Apparatur zur Streulichtmessung kann zur Ermittlung der Leistung S_i verwendet werden (Anstiegs- und Abfallsflanken des 100 ns Impulses werden nicht betrachtet).
2. Aus dem zeitlichen Verlauf der Strahlungsdichte der gepulsten HBO-Lampe wird durch den 100 ns Impuls der gleiche Zeitpunkt wie beim 10 ns Impuls herausgegriffen.
3. Da die Öffnungsspannung bei 100 und 10 ns Impulsen gleich ist, geht kein Meßfehler durch die Bestimmung der Spannungsamplituden ein.

Es muß jedoch noch festgestellt werden, inwiefern die aus Abb.9b erkennbaren Abweichungen⁺) des 10 ns Eichlichtimpulses von der Form des Laserimpulses (vergl. Abb. 2) und die aus Abb. 3 ersichtlichen wellenlängenabhängigen Unterschiede in den Halbwertsbreiten der Impulse von der relativ trägen Elektronik mit $\tau \approx 20$ ns noch registriert werden. Es wird daher zunächst ein Programm angegeben, das bei der Eichung die Formverschiedenheiten von Eich- und Laserlichtimpuls berücksichtigt.

⁺) Die Abweichung von einer symmetrischen Form ist auf Unterschiede zwischen Ausrichtungs- und Relaxationszeit der Moleküldipole des Nitrobenzols im elektrischen Feld zurückzuführen [4, 14].

7.2 Eichprogramm

7.21 Stationäre Eichung

Zur stationären Eichung wird die Leistung W_i $\left[\frac{\text{Watt}}{\text{Kanal } i} \right]$ in den Strahlengang der Streulichtmeßanordnung eingespiegelt. W_i ergibt sich aus der Strahlungsdichte N $\left[\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}} \right]$ [8, 9] der verwendeten Wolframbandlampe, ihrer strahlenden Fläche dF , dem Wellenlängenintervall $\Delta\lambda = 111 \text{ \AA}$ und dem Öffnungswinkel $d\Omega$, unter dem die Leistung S_i aus der Eichapparatur strahlt. Aus der Messung des Photostromes J_i

$$J_i = \epsilon_i \cdot W_i \quad [\text{A}] \quad (12)$$

gewinnt man die Empfindlichkeit ϵ_i $[\text{A/Watt}]$ der Meßanordnung.

7.22 Quasi-stationäre Eichung

Wie in Abschn. 7.1 gezeigt wurde, kann zur Bestimmung der Leistung S_i des 10 ns Impulses ein 100 ns Impuls gleicher Leistung verwendet werden. Daher wird aus der Eichlichtapparatur ein 100 ns Lichtimpuls an der gleichen Stelle wie bei der stationären Eichung in den Strahlengang der Meßanordnung eingespiegelt. Dabei ist darauf zu achten, daß Streu- und Eichlicht in Richtung und Raumwinkel übereinstimmen. Vorausgesetzt, die Empfindlichkeit ϵ_i ist bei stationärer und quasi-stationärer Eichung gleich, dann erhält man am Oszillographen^{+) ein Signal}

$$U_i(100) = \epsilon_i S_i R \quad [\text{Volt}] \quad (13)$$

$R =$ Arbeitswiderstand.

Aus Kombination von stationärer mit quasi-stationärer Eichung ergibt sich die gesuchte Leistung S_i des Eichlichtimpulses von 10 ns Halbwertsbreite. Durch Eliminieren von ϵ_i aus Gl.(12) und Gl.(13) erhält man

$$S_i = \frac{U_i(100) W_i}{J_i R} \quad \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Kanal } i} \right] \cdot \quad (14)$$

^{+) Oszillographen wurden geeicht, Arbeitswiderstand R war an allen Oszillographen gleichgroß.}

7.23 Impulseichung

Strahlt man den Eichlichtimpuls von 10 ns Halbwertsbreite in die Meßanordnung, so wird er so verfälscht, daß seine Amplitude kleiner, seine Halbwertsbreite größer wird. Diese Verfälschung kann in den verschiedenen Kanälen unterschiedlich sein. Die Amplitude des unverfälschten Impulses ist S_i . Es sei $\sigma_i(\Delta t_i)$ der Faktor, um den sich die Amplitude S_i , aufgrund der verschiedenen Halbwertsbreiten Δt_i der Eichlichtimpulse auf den einzelnen Kanälen, ändert (vergl. Abschn. 4.4). Das Signal des 10 ns Eichlichtimpulses am Oszillographen ist dann

$$U_i(10) = \varepsilon_i \cdot \sigma_i(\Delta t_i) \cdot S_i \cdot R \quad [\text{Volt}] \quad (15)$$

Der Streulichtimpuls habe die Amplitude L_i . Seine Halbwertsbreite ist im Unterschied zum Eichlichtimpuls auf allen Kanälen i konstant Δt . Damit wird die Signalamplitude am Oszillographen

$$V_i(10) = \varepsilon_i \cdot \sigma_i(\Delta t) \cdot L_i \cdot R \quad [\text{Volt}] \quad (16)$$

Aus dem Verhältnis $\frac{V_i(10)}{U_i(10)}$ läßt sich die Leistung L_i des gemessenen Streulichtsignals $V_i(10)$ ermitteln

$$L_i = \frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)} \cdot \frac{S_i \cdot V_i(10)}{U_i(10)} \quad \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Kanal } i} \right] \quad (17)$$

wenn der Quotient $\frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)}$ bekannt ist.

Aus der Darstellung in Abb. 3 ersieht man die maximalen Abweichungen der Halbwertsbreiten von der mittleren Form für $\lambda = 6943 \text{ \AA}$. Sie betragen ± 1 ns für die Grenzen des Eichlichtspektrums. Außerdem müssen die Auswirkungen der aus Abb. 9 ersichtlichen Abweichungen der Eichlicht- von den Streulichtimpulsformen auf den Quotienten $\frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)}$ untersucht werden.

7.3 Auswirkungen der Formunterschiede der Impulse

Um den Quotienten $\frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)}$ zu ermitteln, werden Laser- und Eichlichtimpuls in der Streulichtmeßanordnung direkt verglichen. Der Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, daß auch Unterschiede in den Impulsformen eingemessen werden, die nicht von den in Abb. 3 darge-

stellten berücksichtigt werden. Dazu wird zuerst auf alle Kanäle die gleiche Laserlichtleistung über eine an geeigneter Stelle des Monochromators angebrachte Streuscheibe (Lambert'scher Strahler) eingestrahlt. Nach Entfernen der Streuscheibe wird der Eichlichtimpuls in den Strahlengang der Meßanordnung eingespiegelt. Durch Verhältnisbildung der erhaltenen Signale pro Kanal i unter Berücksichtigung der spektralen Empfindlichkeit der Multiplier ergeben sich die Quotienten $\frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)}$.

Die Werte für $\frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)}$ von 4 Kanälen, die an den Grenzen und in der Mitte des Spektrums liegen, wurden aus 8 Einzelmessungen ermittelt. Das Resultat gibt Tab. 1. Die Wellenlängenangaben beziehen sich jeweils auf die Mitte eines 111 \AA breiten Intervalls bzw. Kanals i .

$\lambda [\text{\AA}]$	6388	6943	7387	7831
i	6	11	15	19
$\frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)}$	$1,0 \pm 0,1$	$0,95 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$1,07 \pm 0,15$

Tabelle 1

Da die Formabweichungen der Impulse für die Grenzen des Eichlichtspektrums am größten sind, geben die dort gemessenen Werte ein Maß für die maximalen Unterschiede der Quotienten $\frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)}$. Sie liegen, nach Tab. 1, innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit. Das Verhältnis $\frac{\sigma_i(\Delta t_i)}{\sigma_i(\Delta t)}$ kann daher für alle Kanäle gleich 1 angenommen werden, so daß sich am Verlauf des Streulichtspektrums keine Änderung ergibt, wenn man Gl. (17) in

$$L_i = \frac{S_i \cdot V_i(10)}{U_i(10)} \quad (18)$$

übergehen läßt. Die Eichung der Eichapparatur selbst beschränkt sich damit auf eine einfache Bestimmung von S_i , wie sie in

Abschn. 7.2 beschrieben wurde. In Gl.(18) ist $V_i(10)$ das Streulichtsignal, $U_i(10)$ das Eichlichtsignal auf Kanal i . Apparatekonstante gehen in Gl.(18) nicht mehr ein. Eine stationäre Eichung der Streulicht-Meßanordnung erübrigt sich, selbst wenn Versorgungsspannungen für Multiplier geändert oder Meßgeräte ausgetauscht werden. Voraussetzung dafür ist jedoch, daß das Eichlichtspektrum durch die Werte S_i bekannt ist.

8. Fehlerbetrachtung

8.1 Fehler bei Absoluteichung der Meßapparatur

Die Streulichtleistung L_i , deren Fehler abgeschätzt werden soll, läßt sich aus Gl.(14) und Gl.(18) wie folgt darstellen:

$$L_i = \frac{U_i(100) \cdot W_i \cdot V_i(10)}{J_i \cdot U_i(10) \cdot R} \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Kanal } i} \right] \quad (19)$$

Die Streulichtleistung L_i ist mit einem Fehler behaftet, der sich hauptsächlich aus den Fehlern des Streulichtsignales $V_i(10)$ und der Eichlichtsignale $U_i(10)$ und $U_i(100)$ zusammensetzt. W_i , die Leistung einer geeichten Wolframbandlampe (vergl. Abschnitt 7.21), J_i , der stationär gemessene Photostrom, sowie R , der Arbeitswiderstand, können aus vielen Einzelmessungen bestimmt werden. Der Fehler dieser Werte liegt unter 1% und kann vernachlässigt werden. Der Fehler von $V_i(10)$ rührt hauptsächlich vom Schrotrauschen im Multiplier her. Die Schwankungen von $U_i(100)$ und $U_i(10)$ sind direkte Folgen von

1. Schwankungen ΔV in der Steuerspannung V an der Kerrzelle,
2. Schwankungen ΔK_λ in der Strahlungsdichte K_λ der HBO-Lampe,
3. Schrotrauschen in der Photoelektronenausbeute im Multiplier.

Das Maximum $I_a(\lambda)$ der von der Kerrzelle durchgelassenen Intensität $I(\lambda)$ ergibt sich nach Gl.(5) zu

$$I_a(\lambda) = \frac{I_0}{2} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{V_a^{*2}}{V_0^2} \right), \quad (20)$$

mit $V_o = 9,5 \text{ kV}$ bei $\lambda_o = 6700 \text{ \AA}$. Der relative Größtfehler von $U_i(100)$ bzw. $U_i(10)$ ergibt sich aus der Fehlerrechnung zu

$$\frac{\Delta U_i(100)}{U_i(100)} = \left| \frac{2 \lambda_o}{\lambda} \pi \frac{V_a^*}{V_o^2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_o}{\lambda} \frac{V_a^{*2}}{V_o^2} \right) \Delta V \right| + \left| \frac{\Delta K_\lambda}{K_\lambda} \right| + \text{stat. Schwankungen (Schrot- rauschen).} \quad (21)$$

Setzt man $V_a^* = 8,5 \text{ kV}$ mit einer Unschärfe von $\Delta V = 0,4 \text{ kV}$ in Gl. (21) ein, so erhält man aus dem 1. Term, der $\frac{\Delta I_a}{I_a}$ darstellt, die in Abb. 10 dargestellte Wellenlängenabhängigkeit des relativen Fehlers von $U_i(100)$ bzw. $U_i(10)$.

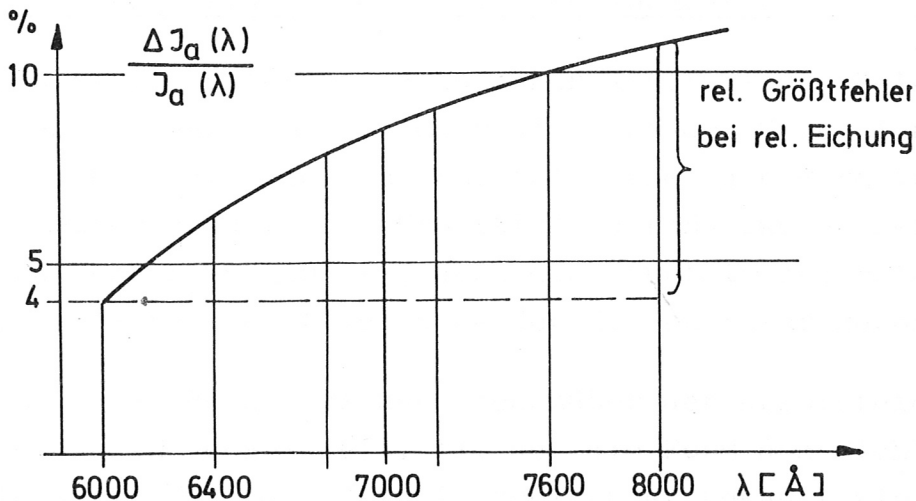


Abb. 10 Wellenlängenabhängigkeit des relativen Fehlers von $I_a(\lambda)$.

Ein weiterer Fehler von $U_i(100)$ und $U_i(10)$ sind Schwankungen ΔK_λ des Absolutbetrages der Strahlungsdichte einer mit konstanter Spannung gepulsten HBO-Lampe. Diese Fehler liegen nach Angaben aus der Literatur bei 10 % [10, 11]. Die statistischen Schwankungen (Schrottrauschen) belaufen sich bei der Größe der Leistungen S_i

auf weniger als ein Prozent und können daher vernachlässigt werden.

Der relative Größtfehler liegt für $U_i(100)$ wie für $U_i(10)$ entsprechend der Wellenlänge λ im Bereich von 6000 bis 8000 Å zwischen 14 und 21 %. Jedoch kann der Fehler von $U_i(100)$ durch wiederholte Messungen auf 10 % abgesenkt werden. $U_i(10)$ behält allerdings seinen Fehler von 14 bis 21 %, da es nur einmal unmittelbar nach dem Streulichtsignal gemessen wird. Da damit gerechnet werden muß, daß sich die Empfindlichkeit der Meßapparatur über längere Zeit (Stunden, Tage) unter Umständen sprunghaft ändern kann, darf nicht über mehrere Eichlichtsignale $U_i(10)$ gemittelt werden.

Der von der Absoluteichung herrührende Fehler der Streulichtsignale L_i liegt zwischen 24 und 31 %. In diesem Fehler sind noch nicht die statistischen Schwankungen des Streulichtsignals $V_i(10)$ berücksichtigt.

8.2 Fehler bei Relativeichung der Meßapparatur

Der prinzipielle Unterschied zwischen Absolut- und Relativeichung besteht darin, daß man bei jener die Form des Streulichtspektrums in absoluten Leistungseinheiten, bei dieser die Form in willkürlichen Einheiten erhält. Zur Ermittlung der Halbwertsbreite des Streulichtspektrums genügt jedoch die Kenntnis des relativen Verlaufes, der durch Relativeichung der Meßapparatur gewonnen wird.

Der Vorteil der Relativeichung gegenüber der Absoluteichung besteht in der größeren Genauigkeit, mit der die Form des Eichlichtspektrums, d.h. die Werte für S_i relativ zueinander bekannt sind. Die Summe $\sum_i U_i(100)$ der Meßsignale auf allen Kanälen i ist ein Maß für die gesamte aus der Eichapparatur kommende Leistung $\sum_i S_i$. Aus der Beziehung

$$\frac{U_i(100)}{\sum_i U_i(100)} = E_i(100)$$

erhält man die normierten Werte $E_i(100)$, die den relativen Verlauf des Eichlichtspektrums darstellen. Der mittlere Fehler von $E_i(100)$ aus 10 Spektren ergibt sich zu 4%. In diesem Fehler sind Schwankungen des Relativverlaufs des Spektrums der HBO-Lampe und

Schwankungen in der von der Kerrzelle durchgelassenen Intensität enthalten.

Der Fehler der Eichlichtimpulse $U_i(10)$ setzt sich ebenfalls wie bei dem Wert $U_i(100)$ aus den relativen Schwankungen des HBO-Lampen-Spektrums und der Intensität $I_a(\lambda)$ zusammen. Der maximale relative Fehler an der Kerrzelle beträgt $\pm 3\%$ (vergl. Abb. 12). Die maximalen Schwankungen im relativen Verlauf des HBO-Spektrums wurden aus 8 Messungen zu 5% ermittelt, so daß sich als Gesamtfehler für $U_i(10)$ 8% ergaben. Bei 8 Messungen von $U_i(10)$ zeigten sich Abweichungen vom Mittelwert von 7% bis 9% (Wellenlängenabhängigkeit des Fehlers).

Der Gesamtfehler, der durch die Relativeichung der Meßapparatur in die Streulichtsignale L_i eingeht, setzt sich aus den Fehlern für $U_i(100)$ und $U_i(10)$ zu 10 bis 12% zusammen. Die statistischen Schwankungen von $U_i(100)$ und $U_i(10)$ sind kleiner als 1% und können daher vernachlässigt werden. Der statistische Fehler von $V_i(10)$ ist nicht berücksichtigt worden. Um den Fehler von L_i in einem vertretbaren Maß zu halten, eignet sich die Eichlichtquelle nur zur Relativeichung. Es sei noch darauf hingewiesen, daß sich in diesem Fall der Fehler $\frac{\Delta I_a(\lambda)}{I_a(\lambda)}$ und damit der Fehler von $U_i(10)$ bzw. $U_i(100)$ mit abnehmender spektraler Breite des Eichlichtsignals verringert, wie man aus Abb. 10 entnehmen kann.

A n h a n g

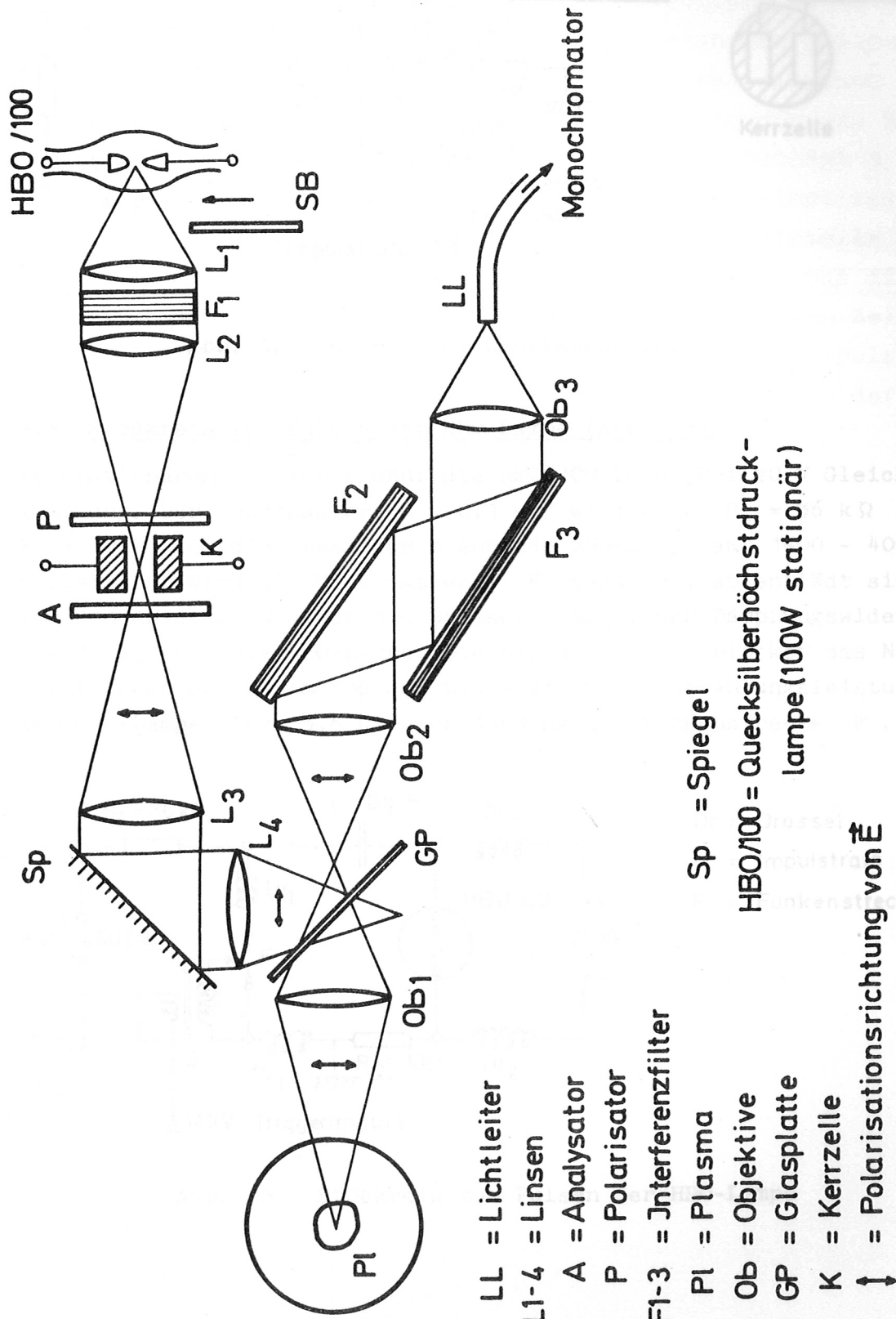
1. Experimenteller Aufbau der Eichapparatur und Anschluß an die Meßapparatur

1.1 Optischer Teil der Eichapparatur (Abb. 11)

Der Lichtbogen der HBO-Lampe wird durch die Linsen L_1 und L_2 in die Kerrzelle K abgebildet. Um das Spektrum der HBO-Lampe dem Streulichtspektrum anzupassen, wird ein breitbandiges Interferenzfilter F_1 der Halbwertsbreite $\Delta\lambda = 930 \text{ \AA}$ und maximaler Transmission bei $\lambda_{\text{max}} = 6730 \text{ \AA}$ in den parallelen Strahlengang zwischen L_1 und L_2 gebracht. Die Folienpolarisatoren P (Polarisator) und A (Analysator) stehen in ihrer Polarisationsrichtung senkrecht zueinander und unter 45° zum E-Feld in der Kerrzelle K . Mit der Abbildungsoptik L_3 , L_4 wird das Eichlicht über eine Glasplatte GP in den Strahlengang des Streulichtes gespiegelt. Bei Verwendung des Interferenzfiltersatzes F_2 , F_3 , dessen Zweck in Anhang 4 beschrieben wird, ist es erforderlich, daß Eich- und Streulicht die gleiche Polarisationsrichtung und den gleichen Öffnungswinkel am Ort der Einspiegelung haben. Da eine ständige intensive Beleuchtung der Kerrzelle zu einer Polymerisation und damit zur Änderung der Kerrkonstante B des Nitrobenzols führt [5, 12], wird eine Metallplatte SB in den Strahlengang gestellt, die nur während des Eichvorganges mittels eines Magnet-schalters herausgenommen wird.

1.2 Aufbau der Kabelschaltung (Abb. 12)

Die Funktion der Kabelschaltung wurde in Abschnitt 5 erläutert. Die Funkenstrecke F_1 wird über eine Triggerscheibe, die in der Mitte zwischen den Kalotten auf halben Potential gehalten wird, gezündet. Um einen kräftigen Zündfunken zu erhalten, wird die Triggerspannung von 14 kV mit einem Impulstrafo im Verhältnis 1 : 3 übersetzt. Die Funkenstrecke zeigt eine gute Reproduzierbarkeit der Spannungsimpulse an der Aufsteilfunkenstrecke F_2 . Diese ist unmittelbar an der Kerrzelle angebracht, um den Spannungsanstieg durch Kabelinduktivitäten nicht zu verschlechtern. Der Spannungsimpuls kommt (900 \pm 30) ns nach der Auslösung des 14 kV Triggergerätes.



- LL = Lichtleiter
- L1-4 = Linsen
- A = Analysator
- P = Polarisor
- F1-3 = Interferenzfilter
- Pl = Plasma
- Ob = Objektive
- GP = Glasplatte
- K = Kerrzelle
- ↑ ↓ = Polarisationsrichtung von \vec{E}

Sp = Spiegel

HBO/100 = Quecksilberhöchstdruck-
lampe (100W stationär)

Abb. 11 Optischer Teil der Eichapparatur

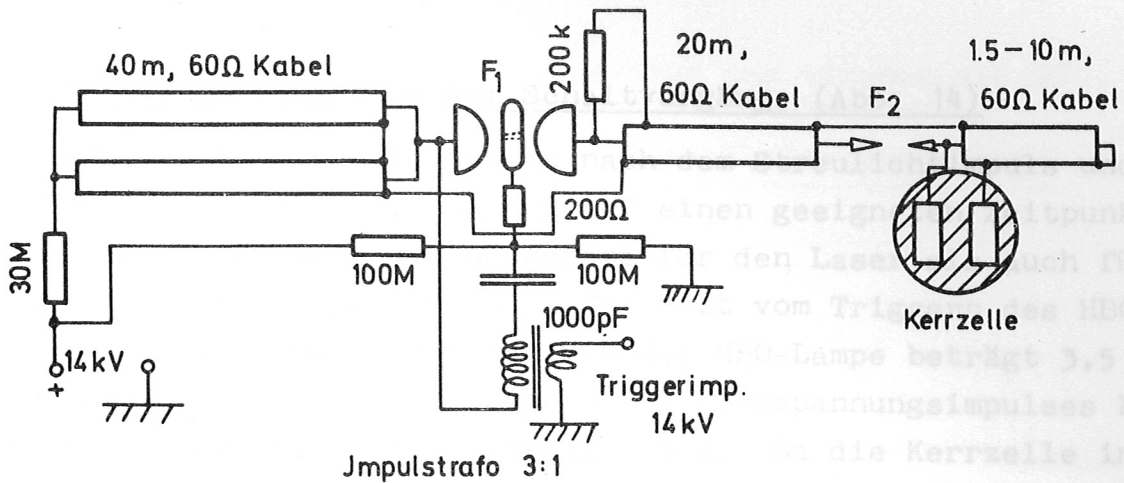


Abb. 12 Aufbau der Kabelschaltung

1.3 Stoßkreis zum Pulsen der HBO-Lampe (Abb. 13)

Im stationären Betrieb brennt die HBO/100-Lampe bei 20 V Gleichspannung. Der Kondensator $C = 0,1 \mu\text{F}$ wird über $R_1 = 36 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 10 \Omega$ und die stationär brennende HBO-Lampe auf 1500 - 4000 V aufgeladen. Wird die Funkenstrecke F gezündet, so entlädt sich der Kondensator C über die Drosseln Dr_1 , den Dämpfungswiderstand R_2 und die HBO-Lampe. Die Drosseln Dr_2 blocken das Netzgerät gegen den Stromstoß ab. Das Maximum der Strahlungsleistung der HBO-Lampe liegt 3,5 μs nach Zündung der Funkenstrecke F.

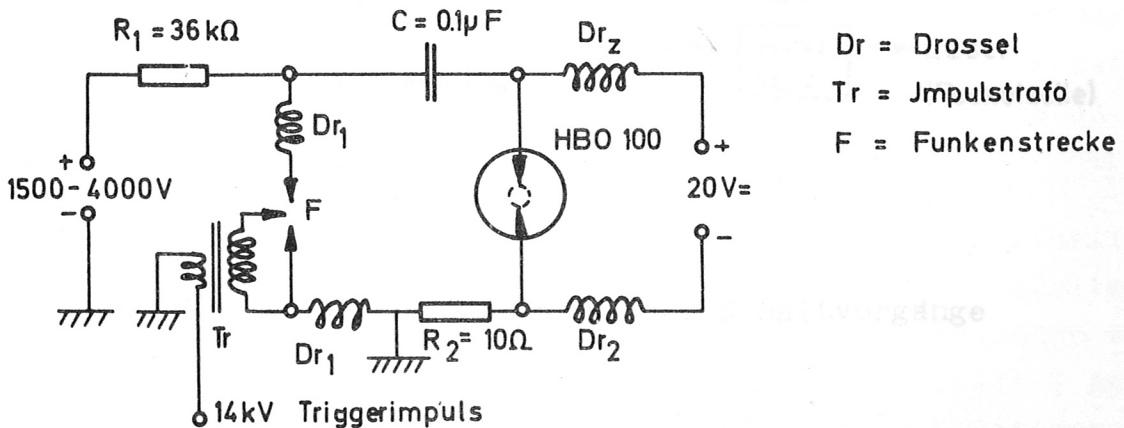


Abb. 13 Stoßkreis zum Pulsen der HBO-Lampe

1.4 Zeitliche Zuordnung der Schaltvorgänge (Abb. 14)

Der Eichlichtimpuls soll 500 ns nach dem Streulichimpuls und damit dem Laserimpuls erscheinen. Auf einen geeigneten Zeitpunkt müssen die Impulsverzögerungsgeräte für den Laser als auch für die Eichlichtquelle bezogen werden. Die Zeit vom Triggern des HBO-Stoßkreises bis zum Intensitätsmaximum der HBO-Lampe beträgt $3,5 \mu\text{s}$. Die Verzögerungszeit vom Triggern des Hochspannungsimpulses bis zur Öffnung der Kerrzelle beträgt $0,9 \mu\text{s}$. Da die Kerrzelle im Intensitätsmaximum der HBO-Lampe geöffnet werden soll, muß die Triggierung von Stoßkreis und Hochspannungsimpuls den festen Zeitabstand von $2,6 \mu\text{s}$ haben. (Impulsverzögerungsgerät II). Impulsverzögerungsgerät I dient zur Anpassung des Gesamttablaufs in der Eichapparatur an den Zeitpunkt der Triggierung des Lasers.

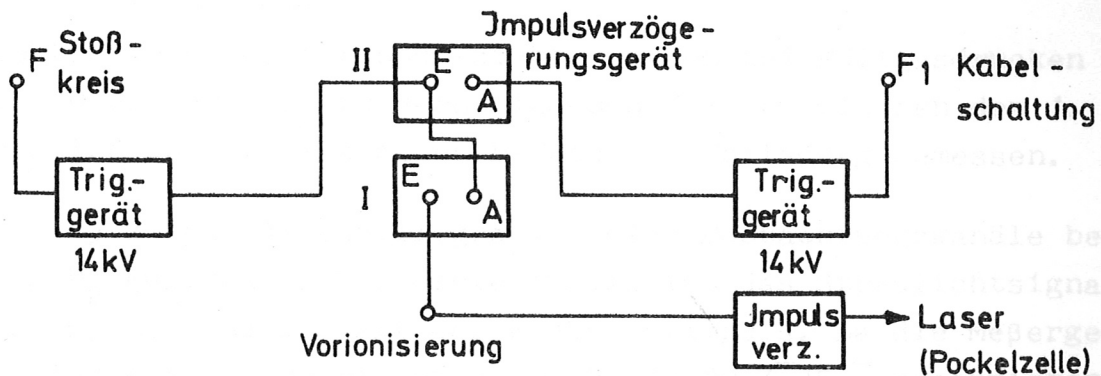


Abb. 14 Zeitliche Zuordnung der Schaltvorgänge

2. Messung der Elektronentemperatur und -dichte mit 90° Streuung von Laserlicht an einem Theta-Pinch-Plasma unter Verwendung der beschriebenen Eichapparatur.

2.1 Theta-Pinch-Anlage

Die Betriebsdaten des Theta-Pinches sind:

Kapazität	144	μF
Ladespannung	2 x 25	kV
Energieinhalt der Batterie	65	kJ
Spulenlänge	14	cm
Spulendurchmesser	7	cm
Viertelsperiode $\tau/4$	1,7	μs .

2.2 Meßergebnisse

Elektronentemperatur und -dichte werden bei Füllgasdrucken von $10, 20$ und $60 \mu \text{D}_2$ zu verschiedenen Zeiten zwischen der 1. Kompression und dem maximalen B-Feld der Entladung gemessen.

Abb. 15 zeigt das Oszillogramm zweier Beobachtungskanäle bei $10 \mu \text{D}_2$ Fülldruck. Der erste Impuls ist das Streulichtsignal, ca. 500 ns danach folgt der Eichlichtimpuls. Da die Meßergebnisse dieses Streuexperimentes bei P. GRUND [15] beschrieben werden, wird hier nicht weiter darauf eingegangen.

Um zu testen, wie stark sich der relative Verlauf des Eichlichtspektrums über längere Zeit beim Betrieb der Eichlichtquelle ändert, wurde zwischen den Messungen in zeitlichen Abständen von ca. einer Woche das Eichlichtspektrum, wie in Abschnitt 7 beschrieben, aufgenommen. Es wurde festgestellt, daß sein relativer Verlauf in den Grenzen der Meßfehler von $\pm 5 \%$ konstant geblieben ist. Die HBO-Lampe hatte bei einer Pulsspannung von $2,6 \text{ kV}$ eine Lebensdauer von ca. 100 Stunden.

Die Eichlichtquelle wurde bei einer Betriebsspannung U aufgeladen. Es besteht aus zwei parallel geschalteten 60 Ohm Koaxialkabeln; der gesamte Wellenwiderstand beträgt demnach 30 Ohm (diese Maßnahme ist in Abb. 5.1 begründet).

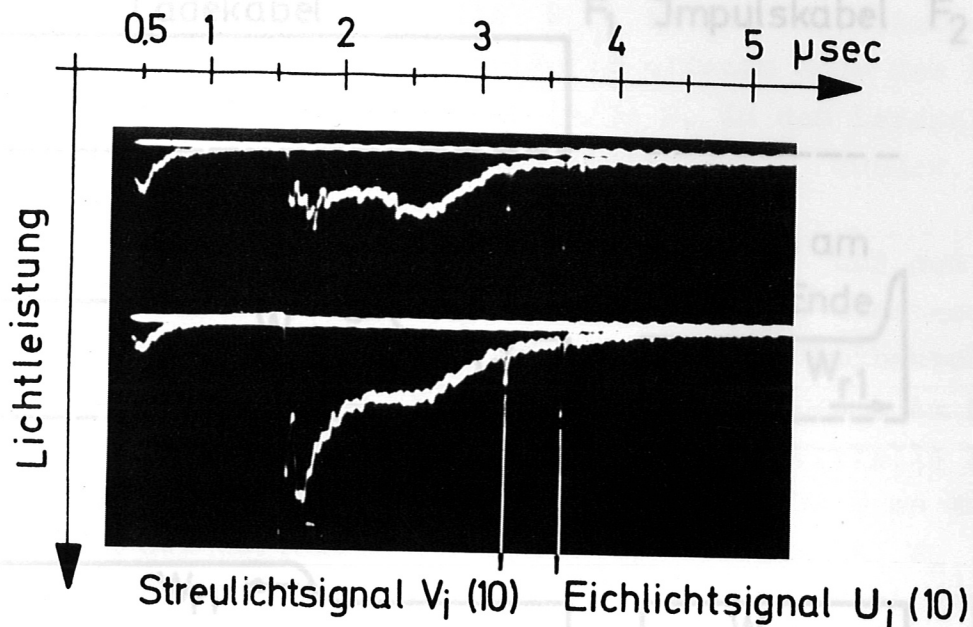


Abb. 15 Typisches Oszillogramm für zwei Kanäle

3. Spannungsverlauf in der Kabelschaltung zur Erzeugung eines Hochspannungsimpulses

Die zur Erzeugung des Hochspannungsimpulses zur Ansteuerung der Kerrzelle verwendete Kabelschaltung (vergl. Abschn. 5) liefert mehrere Hochspannungsimpulse, die in einer ganz bestimmten von den Kabellängen abhängigen zeitlichen Zuordnung entstehen. Aus der schematischen Darstellung des Spannungsverlaufes (Abb. 16) in der Kabelschaltung wird ersichtlich, wie die ersten beiden dieser Impulse entstehen. In der Darstellung sind gewisse Zeitpunkte herausgegriffen, zu denen der Verlauf der Spannungen aufgezeichnet ist.

- 1) Das Ladekabel ist mit der Ladespannung U aufgeladen. Es besteht aus zwei parallel geschalteten 60 Ohm Koaxialkabeln; der gesamte Wellenwiderstand beträgt demnach 30 Ohm (diese Maßnahme wurde in Abschn. 5.1 begründet).

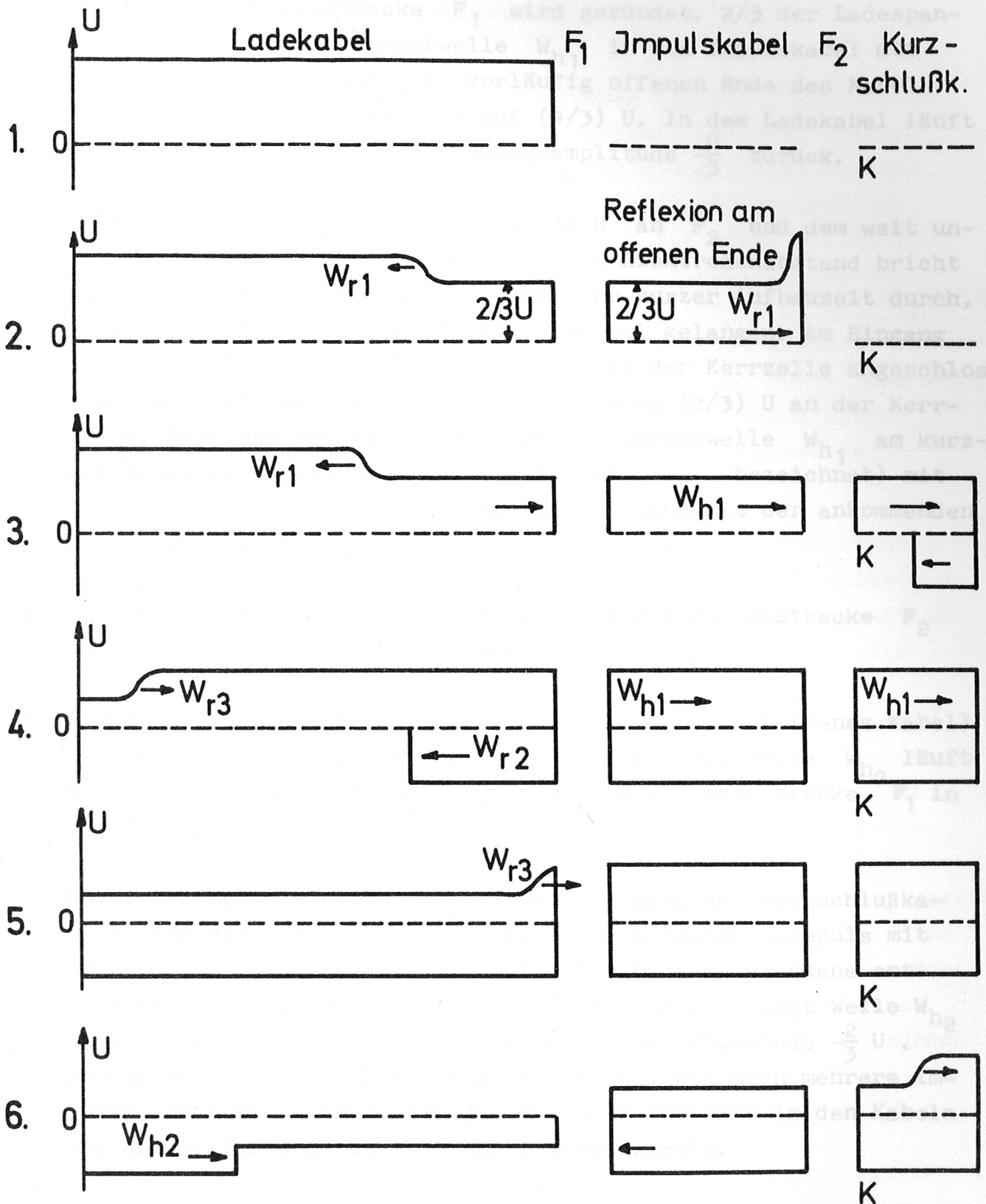


Abb. 16 Schematische Darstellung des Spannungsverlaufes in der Kabelschaltung.

- 2) Die Trigger-Funkenstrecke F_1 wird gezündet. $2/3$ der Ladespannung U laufen als Wanderwelle W_{h1} in das Impulskabel mit 60 Ohm Wellenwiderstand. Am vorläufig offenen Ende des Kabels verdoppelt sich die Spannung auf $(4/3) U$. In dem Ladekabel läuft eine Welle W_{r1} mit der Spannungsamplitude $-\frac{U}{3}$ zurück.
- 3) Infolge der hohen Spannung von $(4/3) U$ an F_2 und dem weit unter Durchschlagsspannung eingestellten Elektrodenabstand bricht die Aufsteilfunkenstrecke F_2 mit sehr kurzer Aufbauzeit durch, wobei $(2/3) U$ in das sog. Kurzschlußkabel gelangen. Am Eingang des Kurzschlußkabels sind die Elektroden der Kerrzelle angeschlossen (Punkt K). Es liegt jetzt die Spannung $(2/3) U$ an der Kerrzelle. Nach der Reflexion der Spannungswanderwelle W_{h1} am kurzgeschlossenen Kabelende läuft diese (mit W_{r2} bezeichnet) mit umgekehrter Polarität zurück^{u.} überlagert sich mit der ankommenden Welle W_{h1} zu Null.
- 4) Die reflektierte Welle W_{r2} läuft über die Funkenstrecke F_2 und F_1 in das Ladekabel zurück.
- 5) Kommt die rücklaufende Welle W_{r1} am Anfang (offenes Kabel) des Ladekabels an, so erfolgt Reflexion und die Welle W_{h2} läuft mit der Spannungsamplitude $-\frac{2}{3} U$ über die Funkenstrecke F_1 in das Impulskabel zurück.
- 6) Zuvor gelangt die Welle W_{r3} in den Eingang des Kurzschlußkabels. Aus der Skizze ersieht man, daß ein Spannungsimpuls mit umgekehrter Polarität wie der unter Punkt 3) entstandene entstehen muß, wobei die Amplitude $-U/3$ beträgt. Gelangt Welle W_{h2} an die Stelle K, so entsteht ein Impuls der Amplitude $-\frac{2}{3} U$. Man erkennt, daß durch wiederholte Reflexionen noch mehrere Impulse entstehen können, die jedoch durch Verluste in den Kabeln und an den Funkenstrecken schnell verschwinden.

An Hand der schematischen Darstellung kann aus den Kabellängen der zeitliche Abstand der beiden ersten Spannungsimpulse mit den Amplituden $+\frac{2}{3} U$ und $-\frac{2}{3} U$ ermittelt werden. (Impuls mit $-U/3$ kann die Kerrzelle nur zu etwa 30 % öffnen, vergl. Abb. 3.) Offensichtlich muß die rücklaufende Wanderwelle W_{r2} bzw. W_{h2} das Ladekabel und das Impulskabel zweimal durchlaufen, bis der zweite Spannungsimpuls an der Stelle K entstehen kann.

4. Meßanordnung zur Streulichtmessung

Um Streulichtsignale zu erhalten, die größer als das Eigenleuchten des Plasmas sind, ist eine Lichtquelle extremer Leistung nötig. (Abschätzung über die erforderliche Lichtleistung findet man bei H.J. KUNZE [2].) Hierzu dient ein Riesenimpuls-Rubinlaser mit einer Strahlungsleistung von 300 - 500 MWatt bei einer Wellenlänge $\lambda = 6943 \text{ \AA}$. Der zeitliche Verlauf des Laserimpulses ist der Form einer Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite von 10 ns ähnlich. Die Linienbreite des Laserlichtes von etwa $0,3 \text{ \AA}$ ist klein im Vergleich mit dem zu erwartenden Streulichtspektrum von 300 - 1000 \AA Halbwertsbreite. Das Laserlicht wird axial in das Plasma eingestrahlt und in das Volumenelement fokussiert, welches auf seine Elektronentemperatur untersucht werden soll.

Der Aufbau der Beobachtungsapparatur zur Messung des Streulichtes richtet sich nach den zu messenden Plasmaparametern einerseits und nach dem Verhalten des Plasmas wie Drift und Reproduzierbarkeit andererseits. Mit der in Abb. 17 dargestellten Anordnung soll die Elektronentemperatur in einem Plasma der Elektronendichte $n_e 10^{16}/\text{cm}^3$ gemessen werden. Das Streulicht wird unter einem Winkel von 90° zur Richtung des primär eingestrahlt Laserlichtes beobachtet. Um das Plasma, falls es durch Magnetfeldinhomogenitäten aus der Achse des Entladungsgefäßes gedriftet ist, auch noch mit dem Laserstrahl zu treffen, mußte zur Unterdrückung des sog. Falschlichtes⁺⁾ auf das Anbringen von Blendenrohren [2] verzichtet werden. Unter diesen Umständen liegt die Intensität des Falschlichtes etwa 4 bis 5 Größenordnungen über der des Streulichtes. Da der Monochromator unabhängig von der Wellenlänge auf alle Kanäle einen Untergrund von 10^{-3} bis 10^{-4} des einfallendes Lichtes wirft, würden alle Streulichtsignale im Falschlichtleuchten verschwinden. Das Falschlicht muß deshalb vor Eintritt in den Monochromator stark reduziert werden.

⁺⁾ Unter Falschlicht sei das Licht verstanden, das durch Streuung des primären Laserstrahls an Inhomogenitäten in den Abschlußplatten des Entladungsgefäßes entsteht und durch Vielfachreflexionen in den Strahlengang der Meßapparatur gelangt.

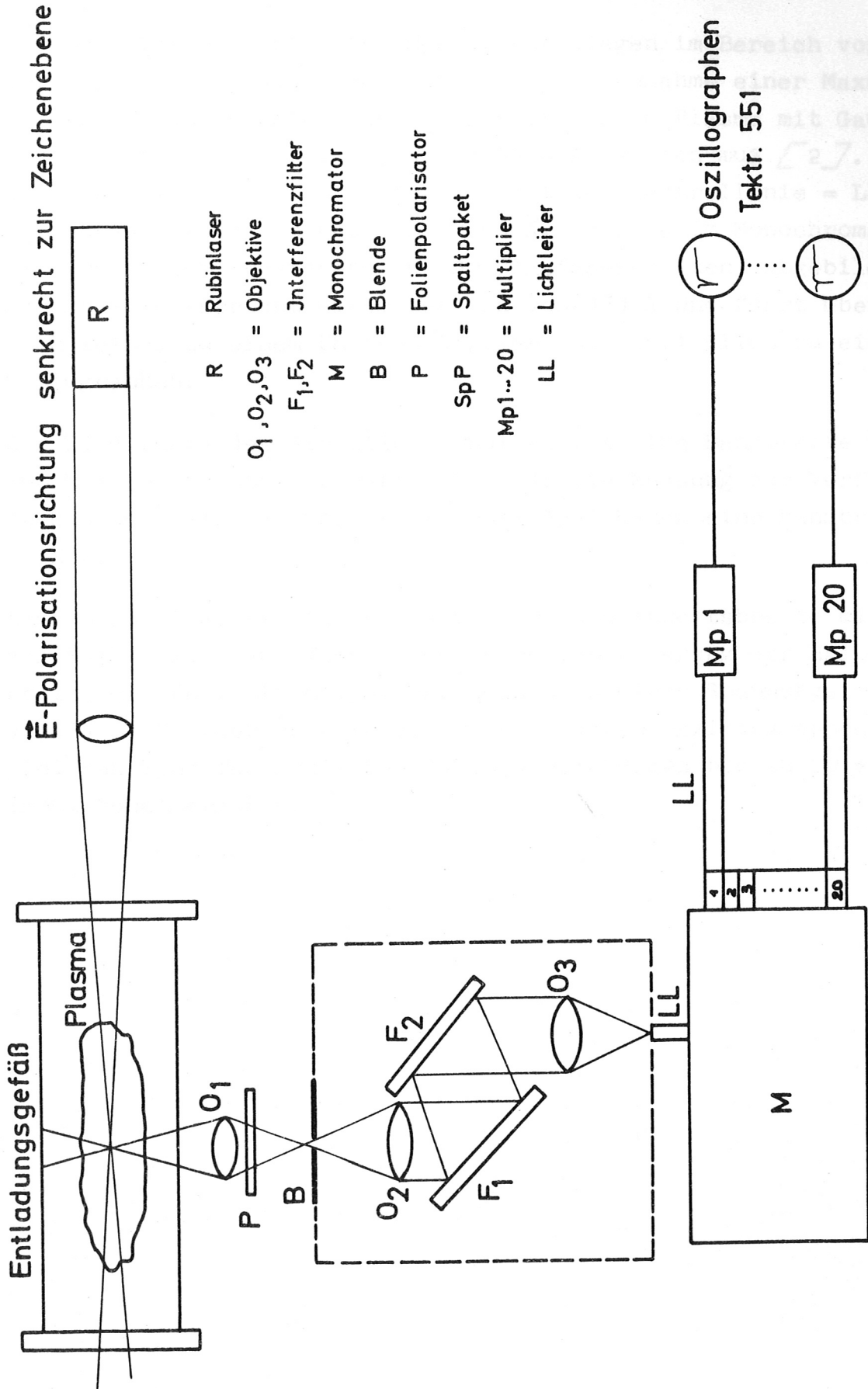


Abb. 17 Meßanordnung zur Streulichtmessung

Dies geschieht durch zwei Interferenzfilter, die in Reflexion betrieben werden.

Die erwarteten Elektronentemperaturen liegen im Bereich von 100 - 2000 eV. Das bedeutet, daß man unter der Annahme einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Plasma mit Gaußprofilen der Halbwertsbreiten von 320 bis 1400 Å rechnen muß [2]. Dementsprechend liegt das Streuspektrum mit der Zentrallinie = Laserlinie $\lambda_0 = 6943 \text{ Å}$ zwischen 6000 und 8000 Å. Es wird im Monochromator auf ein Spaltpaket, bestehend aus 20 Glasfaserspalten, abgebildet. Jeder Spalt entspricht einem Bereich von 111 Å und führt über einen Lichtleiter zu einem Photomultiplier und schließlich zu einem Oszillographen.

Zur Wiedergabe des Streulichtimpulses ist eine Bandbreite von 70 - 100 MHz der Verstärker nötig. Die für die Messung zur Verfügung stehenden Oszillographen (Tektronix 551) haben eine Bandbreite von 25 MHz.

Messungen eines Lichtimpulses von 10 ns Halbwertsbreite mittels des Multipliers RCA-7265 zeigen eine Vergrößerung der Halbwertsbreite des Photostromimpulses. Messungen eines Spannungsimpulses von 14 ns Halbwertsbreite mit verschiedenen Oszillographen des gleichen Typs Tektronix 551 haben Abweichungen bis zu 20 % in den Impulshöhen ergeben.

Literaturverzeichnis

- [1] E. FÜNFER, B. KRONAST, H.J. KUNZE, Phys. L. 10, 89 (1963).
- [2] H.J. KUNZE, Z. f. Naturf. 20a, Heft 6 (1965).
- [3] W.H. KEGEL, Institut für Plasmaphysik, Garching, Laborbericht IPP 6/21 (1964).
- [4] F. KOHLRAUSCH, Praktische Physik, Teubner Verlag 1962.
- [5] LANDOLT-BÖRNSTEIN, 8. Teil: Optische Konstanten, Springer-Verlag, Berlin 1962.
- [6] P. DEBEY und S. SACK, Handbuch der Radiologie von Marx, Leipzig 1934, 2. Auflage, Bd. 6, Teil 2, S. 179.
- [7] G. WEISER, Institut für Plasmaphysik, Garching, Laborbericht IPP 1/26 (1964).
- [8] I.C. De VOS, A New Determination of the Emissivity of Tungsten Ribbon. TEMPERATURE, Vol. 3, New York, Reinhold Publishing Corporation.
- [9] Encyclopaedia, Dictionary of Physics, Pergamon Press 1961.
- [10] H. WEICHART, Stoßentladung über eine Hg-Höchstdrucklampe unter besonderer Berücksichtigung der Strahldichte im Kontinuum. Diss. Hannover 1957.
- [11] H. MEIER, Quantitative Untersuchungen der spektralen Emission an Stoßentladungen über Quecksilberhöchstspannungsbogen. Z. f. Phys., Bd. 149, 40-61 (1957).
- [12] E. FÜNFER, H. SCHRADIN, Z. f. angew. Phys. 4, (1952).
- [13] R.W. POHL, Optik und Atomphysik, Springer Verlag Berlin 1958.
- [14] M. BORN, Optik, Elektromagnetische Lichttheorie, Springer Vlg. Berlin 1933.
- [15] P. GRUND, Institut für Plasmaphysik, Garching, Laborbericht in Vorbereitung.