

Drejden, G.V., Šedova, E.N.

RESONANZ-HOLOGRAPHIE

Übersetzung aus:

Optičeskaja golografija. Leningrad: Verlag "Nauka",  
Leningradskoe otdelenie, 1975, S. 71-114

Russ.: РЕЗОНАНСНАЯ ГОЛОГРАФИЯ  
Rezonansnaja golografija.

Beschrieben werden die Versuche zur Ausarbeitung einer neuen interferometrisch-holographischen Methode (Methode der Resonanzholographie), die sich von den üblichen Interferenzmethoden dadurch unterscheidet, daß sie größere Empfindlichkeit und größeres Auflösungsvermögen bei der Bestimmung der räumlichen Konzentrationsverteilung schwerer Teilchen, die sich in einem bestimmten Atomzustand in der untersuchten Inhomogenität befinden, besitzt. Zur Erzeugung der holographischen Interferogramme liegt der Methode die Verwendung einer Lichtquelle zugrunde, in deren Strahlung eine Wellenlänge enthalten ist, die sich in der Nähe der Resonanzlinie von einer der Atom- oder Ionenkomponenten der Inhomogenität befindet.

Zur Untersuchung der räumlichen Konzentrationsverteilung normaler Kaliumatome im Plasma der Lichtbogenentladung und der Laserexplosion wurde die stimulierte Raman-Streuung (SRS) der Rubinlaserstrahlung in Nitrobenzol verwendet, deren Wellenlänge (7658 Å) nahe bei der Kurzwellenkomponente des Kalium-Resonanzdubletts liegt. Als Ergebnis lag die Empfindlichkeit bei der Bestimmung der Atomkonzentration um zwei Größenordnungen höher, verglichen mit der Empfindlichkeit, die bei Verwendung einer Rubinlaserstrahlung auftritt.

Abb.: 25; Tab.: 1; Bibl.: 32.

## E i n l e i t u n g

Die vorliegende Untersuchung befaßt sich mit der Erarbeitung einer neuen interferometrisch-holographischen Methode, die sich von den gewöhnlichen Interferenzmethoden dadurch unterscheidet, daß die Sensibilität und das Auflösungsvermögen bei der Bestimmung der räumlichen Konzentrationsverteilung schwerer Teilchen, die sich in einem bestimmten Atomzustand in der zu untersuchenden Inhomogenität befinden, größer sind. Die Methode kann bei der Untersuchung von Stoßwellen, Flammen, Gasströmen, sowie in der Diagnose des heißen Plasmas verwendet werden.

Der Grundgedanke der Methode [1] besteht darin, zur Erzeugung der Holographieinterferogramme eine Strahlung zu verwenden, die eine Wellenlänge enthält, welche der Resonanzlinie von einer der Atom- oder Ionenkomponenten des zu untersuchenden Plasmas nahekommt. Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge des Lichts in der Nähe der Absorptionslinie kann näherungsweise durch die Sellmeir-Formel

$$n - 1 = \frac{A f_k N_k \lambda_k^3}{\lambda - \lambda_k} \quad (1)$$

beschrieben werden, mit  $A = \frac{e^2}{4\pi m c^2 f}$ ,  $n$  - Brechungsindex;  $\lambda$  - Wellenlänge der Sondenstrahlung;  $\lambda_k$  - Wellenlänge der Absorptionslinie;  $f_k$  - Oszillatorenstärke des entsprechenden Übergang;  $N_k$  - Teilchenkonzentration im unteren Niveau des Absorptionsübergangs;  $e$ ,  $m$  - Elektronenladung und -masse;  $c$  - Lichtgeschwindigkeit. Da der Brechungsindex in der Nähe der Absorptionslinie stark ansteigt, nimmt dementsprechend auch die Sensibilität bei der Bestimmung der Konzentration  $N_k$  zu.

Andererseits kann auf der Wellenlänge, die nahe bei der Absorptionslinie liegt, der Brechungsindex der uns interessierenden Komponente beträchtlich größer sein als der Brechungsindex anderer Komponenten des Plasmas. Dies gestattet es, die räumliche Verteilung dieser Komponente ohne störenden Einfluß der übrigen zu untersuchen.

Die interferometrisch-holographische Methode, bei der eine Strahlung mit einer Wellenlänge verwendet wird, welche nahe an die Resonanzlinie von einer der Komponenten der zu untersuchenden Inhomogenität herankommt, wobei diese Methode infolgedessen eine hohe Sensibilität und ein großes Auflösungsvermögen besitzt, nennen wir die Methode der Resonanzholographie.

Um die Methode der Resonanzholographie mit Erfolg durchführen zu können, benötigen wir eine Strahlungsquelle mit abstimmbarer Wellenlänge. In unserer Arbeit haben wir den Effekt der stimulierten Raman-Streuung (SRS) von Licht benutzt, um die Wellenlänge der Rubinlaserstrahlung zu verändern. Wir griffen dabei auf jenen Umstand zurück, daß die Wellenlänge der ersten Stokes-Komponente der stimulierten Raman-Streuung der Rubinlaserstrahlung in Nitrobenzol ( $\lambda$  7658 Å) nahe an die kurzwellige Komponente des Resonanzdubletts von Kalium ( $\lambda$  7665 Å) herankommt: die Hologramme wurden im Licht dieser SRS-Quelle aufgezeichnet, als Untersuchungsgegenstand wurde ein Plasma gewählt, das Kalium-Atome enthält. Dabei nahm die Sensibilität bei der Bestimmung der Kaliumatomkonzentration im Plasma zum Beispiel um zwei Größenordnungen zu, verglichen mit der Sensibilität, die man bei Untersuchung desselben Plasmas durch eine Rubinlaserstrahlung erhält.

### § 1. Untersuchung der Kohärenz der stimulierten Ramanstreuung

Die Küvette mit der aktiven Substanz, in welcher die SRS angeregt wird, kann sich entweder innerhalb oder außerhalb des Resonators des optischen Generators befinden; dies bestimmt zu einem beträchtlichen Grade die Kohärenzeigenschaften der stimulierten Raman-Streuung. Je nach den konkreten Kennwerten der Anregungsanordnung können sie auch innerhalb eines breiten Bereiches variieren. Damit hängt zusammen, daß es notwendig ist, im einzelnen zu untersuchen, wie die SRS als Strahlungsquelle zur Erzeugung von Hologrammen unter den gewählten Versuchsbedingungen verwendet werden kann.

Die in unseren Untersuchungen verwendete Anordnung zur Erzeugung der SRS ist im linken Teil von Abb. 1 dargestellt. Die SRS wurde mit Hilfe des Rubinlasers (1 - 4) in Nitrobenzol angeregt, wobei die Rubinlasergüte durch ein Drehprisma (1) moduliert wurde. Die aktive Substanz des Lasers stellte ein zylindrischer Rubinstab (2) mit 10 mm Durchmesser und 120 mm Länge dar.

Die Strahlung aus dem Resonator wurde durch ein Filter aus zwei planparallelen Glasplatten (4) herausgeführt, wodurch die Selektion der longitudinalen Moden durchgeführt wurde. Der Laserimpuls, der eine Strahlung von vielen transversalen Moden enthält, wurde mit einer Energie von ungefähr 0,8 J und in der Größenordnung von 30 nsec mit halber Intensität durch die Linse (5) im Fokusabstand 25 cm etwa in der Mitte der Küvette mit dem Nitrobenzol (6) gebündelt. Die Küvette war ein Metallrohr mit 16 cm Länge und 2 cm Durchmesser, ihre Stirnseiten waren mit 10 mm dicken Glasfenstern abgedeckt.

Die durch die Küvette sich ausbreitende Strahlung wurde mit Hilfe des Spektrographen ISP-51 (12) analysiert, wobei Glasfilter des Typs PS und KS-19 verwendet wurden, um das notwendige Spektralintervall abzutrennen und die durch die Küvette gehende Rubinlaserstrahlung abzuschwächen. Die Spektren wurden auf I-760-Fotoplatten und I-810-Film photographiert.

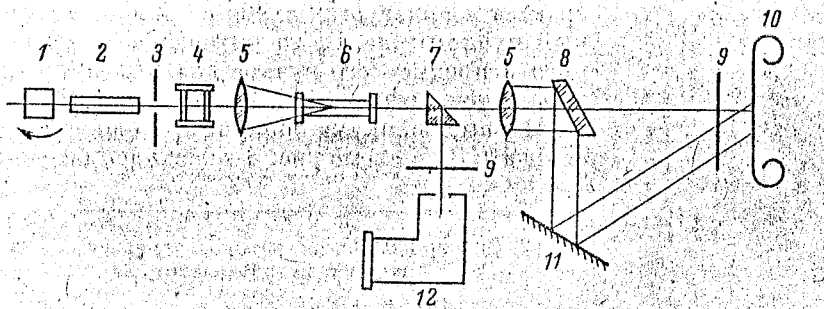


Abbildung 1. Anordnung zur Erzeugung von Hologrammen im SRS-Licht.

- 1 - 4 - Rubinlaser, 5 - Linse, 6 - Küvette mit Nitrobenzol, 7 - Drehprisma, 8 - Strahlteiler, 9 - Filter, 10 - Kamera, 11 - Spiegel, 12 - Spektrograph.

Abb. 2 gibt die Photographie von einem der erhaltenen Spektrogramme wieder. Das SRS-Spektrum bestand aus zwei Stokes-Komponenten mit Wellenlängen, die bezüglich der Wellenlänge der Rubinlaserstrahlung ( $\lambda$  6943 Å) um  $1345 \text{ cm}^{-1}$  ( $\lambda$  7658 Å) und  $2690 \text{ cm}^{-1}$  ( $\lambda$  8540 Å) verschoben waren. Die Intensität der ersten Stokes-Komponente der SRS betrug ungefähr 10 % der Intensität der Rubinstrahlung. In derselben Einstellung wurde eine Antistokes-Streuung registriert, welche sich an der Konusfläche ausbreitete; die Konusachse stimmt mit der Richtung der Anregungsstrahlung überein. Auf dem Film, der sich in einem bestimmten Abstand von der Küvette mit dem Nitrobenzol befindet, wurde ein konzentrischer Ring mit inhomogener Intensitätsverteilung beobachtet, der um einen zentralen Fleck, welcher der Stokes-Streuung entspricht, angeordnet war.

Die Kohärenzzeit  $\tau \sim 1/\Delta\nu$  ( $\Delta\nu$  — Breite des Spektralintervalls der Strahlung) und die Kohärenzlänge  $\Delta l = c\tau \sim \lambda^2/\Delta\lambda$  ( $c$  — Lichtgeschwindigkeit,  $\lambda$  — Wellenlänge der Strahlung) können nach der Breite des Spektralintervalls  $\Delta\nu$  gemessen werden.

Die Spektralbreite der ersten Stokes-Komponente der SRS wurde mit Hilfe des Fabry-Perot-Interferometers geschätzt. In Abb. 3 sind die erzeugten Interferogramme der Rubinlaser-, der SRS- und der Helium-Neon-Laser-Strahlung dargestellt. Die Dicke des Normalringes des Interferometers betrug 0,6 mm.

Unter unseren Versuchsbedingungen bei einer Linienbreite der Rubinanregungsstrahlung von  $1,2 \cdot 10^4 \text{ MHz}$  ( $\Delta\nu = 0,4 \text{ cm}^{-1}$ ) war die Linienbreite der stimulierten Raman-Streuung etwa gleich

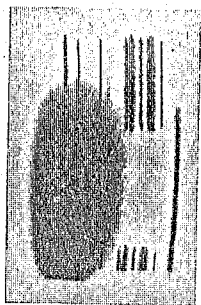


Abbildung 2. Spektrum der Strahlung, die sich durch die Küvette mit dem Nitrobenzol ausbreitet

$6 \cdot 10^4$  MHz ( $\Delta\nu = 2 \text{ cm}^{-1}$ ), was einer Kohärenzlänge von ungefähr 5 mm entspricht. Eine so große SRS-Linienbreite ist wahrscheinlich durch ihre Mehrkomponentenstruktur bedingt, deren Entstehung mit komplizierten Vorgängen zusammenhängt, die in der Substanz ablaufen, wenn auf sie eine Strahlung mit großer Intensität einwirkt, aber sie hängt auch mit der Mehrmodenstruktur der Laseranregungsstrahlung zusammen [2].

Aufgrund dieses Ergebnisses ist es möglich, den folgenden wichtigen Schluß zu ziehen. Wenn zur Hologramm-Erzeugung eine Anordnung mit schräg einfallendem Referenzstrahlbündel verwendet wird (Abb. 1), dann müssen die optischen Wege des Referenz- und des Objektstrahls mit bis zu 2 - 3 mm Genauigkeit ausgerichtet sein.

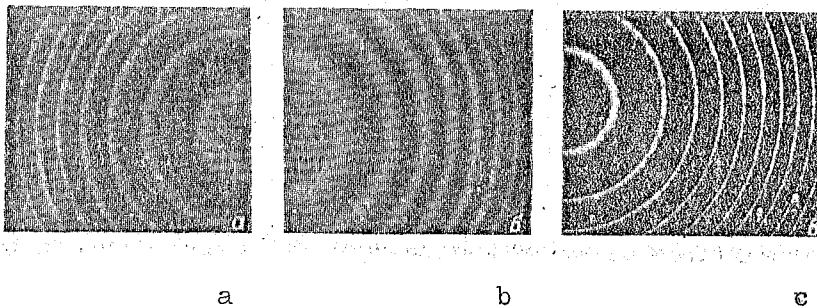


Abbildung 3. Fabry-Perot-Interferogramme der Strahlung eines Rubinlasers (a), einer SRS (b), eines Helium-Neon-Lasers (c)

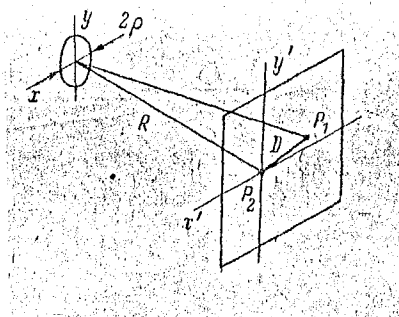
Die ersten Versuche, nach Anordnung 1 Hologramme im Licht der IRS zu erzeugen, erwiesen sich auch bei sorgfältigstem Ausrichten (bis auf Bruchteile eines Millimeters) der optischen Wege des Objekt- und Referenzstrahls und bei Vereinigung des Referenz- und Objektstrahls in der Hologrammebene als erfolglos. Gleichzeitig wurde bei derselben Anordnung einwandfrei eine holographische Struktur mit hohem Kontrast im Rubinlaserlicht registriert. Die Kennwerte der Anordnung sind folgende: der Abstand von der Strahlungsquelle (dem Brennpunkt 0) bis zur Hologrammebene betrug annähernd 1 m, der Winkel zwischen dem Referenz- und Objektstrahl war nicht größer als  $1,5^\circ$ , was die Raumfrequenz der

registrierten Interferenzstruktur von  $20 - 25 \text{ mm}^{-1}$  bestimmte, welche nicht über dem Auflösungsvermögen der Filme "Panchrom-18" und I-810 lag, die jeweils zum Aufzeichnen der Hologramme im Rubinlaser- und SRS-Licht verwendet wurden.

Durch das beschriebene Experiment konnte man den Schluß ziehen, daß der Grad der räumlichen Kohärenz der SRS zur Erzeugung von Hologrammen in dieser Anordnung unzureichend war und es notwendig ist, sie sorgfältiger zu untersuchen.

Zur Untersuchung der räumlichen Kohärenz der SRS wurde die von uns erarbeitete Interferenzmethode benutzt. Sie gestattet es, die Funktion der räumlichen Strahlungskohärenz nach dem Kontrast (der spektralen Hellempfindlichkeit) des Interferenzbildes, das in verschiedenen Abständen von der Bildebene der Streifen im Doppellichtinterferometer beobachtet wird, zu messen. Bei Entfernung von der Bildebene längs der optischen Achse nimmt der Kontrast der Interferenzstreifen um so schneller ab, je niedriger der Grad der räumlichen Lichtkohärenz (je größer die Abmessungen der Lichtquelle) sind. Das Wesen der Methode und ihrer Möglichkei-

Abbildung 4. Auffinden der wirksamen Geometrie einer Anordnung, um im SRS-Licht Hologramme zu erzeugen.



ten wurde ausführlich in der Arbeit [3] untersucht. Mit Hilfe dieser Methode wurde festgestellt, daß die räumliche SRS-Kohärenz unter unseren Versuchsbedingungen um Größenordnungen kleiner ist als die räumliche Kohärenz der Anregungsstrahlung eines Rubinlasers.

Dieser Schluß stimmt mit den Ergebnissen von Arbeit [4], die sich mit der Untersuchung der Winkelcharakteristiken der

SRS in Nitrobenzol befaßte, überein; in dieser Arbeit wurde festgestellt, daß sich die Strahlung auf der ersten Stokes-Frequenz in einem Konus mit einem Winkel an der Spitze von ungefähr  $3^\circ$  ausbreitet. Die Zunahme des SRS-Strahlungswinkels im Vergleich zur Divergenz der Laseranregungsstrahlung kann mit der Selbstfokussierungserscheinung des leistungsstarken Laserbündels zusammenhängen. Die Selbstfokussierung führt zu einer Aufspaltung dieses Bündels in eine Reihe von feinen Lichtleitfäden, was die Bedingungen der SRS-Anregung verändert [5,6].

Mit Hilfe der Schlußfolgerungen aus der Theorie der partiellen Kohärenz kann man feststellen, wie die wirksame Geometrie einer Anordnung sein muß, damit man im SRS-Licht Hologramme erzielt.

Angenommen wir haben eine kreisförmige nichtkohärente homogene quasimonochromatische Strahlungsquelle, die die Ebene P beleuchtet, auf der sich die uns interessierenden Punkte  $P_1$  und  $P_2$  befinden (Abb. 4). Wenn man einen Kohärenzgrad der Wellen, die von der Lichtquelle zu diesen Punkten verlaufen, von 0,88 für zulässig hält, dann muß, wie z.B. in der Arbeit [7, S. 48] aufgezeigt wurde, der Abstand zwischen den Punkten der Ungleichung

$$D \leq \frac{0,32\lambda_0}{2\alpha} \quad (2)$$

entsprechen, mit  $\lambda_0$  — mittlere Wellenlänge des Spektralintervalls der Lichtquelle,  $\alpha = \rho/R$  — Winkel, unter dem von Punkt  $P_2$  der Radius der Lichtquelle zu sehen ist. (Bei Ableitung von Formel (2) ist  $R \gg \rho$  vorauszusetzen).

Wenn wir den zulässigen Kohärenzgrad auf einen Wert von 0,5 senken, dann kann man mit Hilfe von Formel (2) leicht errechnen, daß die Lichtquelle von der Aufzeichnungsebene im Abstand  $R \gg 1$  m entfernt sein muß, damit man auf der Fläche eine holographische Struktur in Form eines Kreises mit 1 cm Durchmesser bei Verwendung einer Rubinlaserstrahlung erzeugen kann; wenn man im Licht der SRS, die unter unseren Versuchsbedingungen angeregt wird, Hologramme erzielen will, dann darf der Abstand von der Lichtquelle bis zur Aufzeichnungsebene gleichzeitig nicht weniger als 10 m ( $R \gg 10$  m) sein.



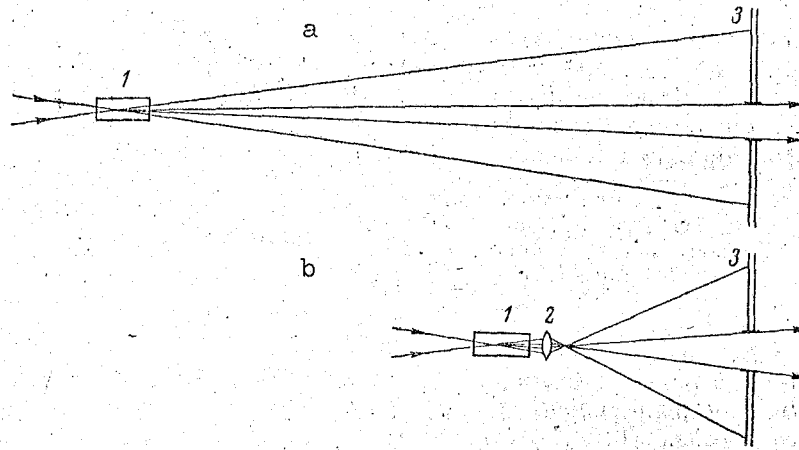


Abbildung 5. Anordnungen, die den notwendigen Grad der räumlichen SRS-Kohärenz bei Aufzeichnung der Hologramme gewährleisten.

1 - Küvette, 2 - Linse, 3 - Schirm mit Öffnung.

Anders ausgedrückt muß der Raumwinkel, innerhalb dessen wir die SRS-Strahlung zur Erzeugung von Hologrammen wählen können, um zwei Größenordnungen kleiner sein als der entsprechende Raumwinkel, innerhalb dessen die räumliche Kohärenz der ursprünglichen Rubinlaserstrahlung aufrechterhalten wird.

Wenn man eine SRS-Strahlung mit dem notwendigen Grad räumlicher Kohärenz erhalten will, kann man also so verfahren, daß man entweder die Lichtquelle tatsächlich von der Aufzeichnungsebene des Hologramms entfernt (Abb. 5a), oder daß man ein dementsprechendes optisches Abbildungssystem verwendet, wie in Abb. 5b dargestellt. Wenn man diese Anordnungen zur Erzeugung von Hologrammen verwendet, dann ist jedoch klar, daß man einen großen Teil an Strahlungsenergie verliert. In der Praxis wurden das eine und das andere Hologrammaufzeichnungsverfahren im SRS-Licht überprüft, was diese Schlußfolgerungen bestätigte.

§ 2. Erzeugung von Interferogrammen mit Hilfe des Jamin-Interferometers und von holographischen Interferogrammen in einer Anordnung auf der Basis des Mach-Zehnder-Interferometers

Da die ersten Versuche zur Aufnahme eines Hologramms im SRS-Licht aufgrund dessen ungenügender Kohärenz erfolglos ausfielen, wurde die Idee der Methode zuerst in einer interferometrischen Variante verwirklicht.

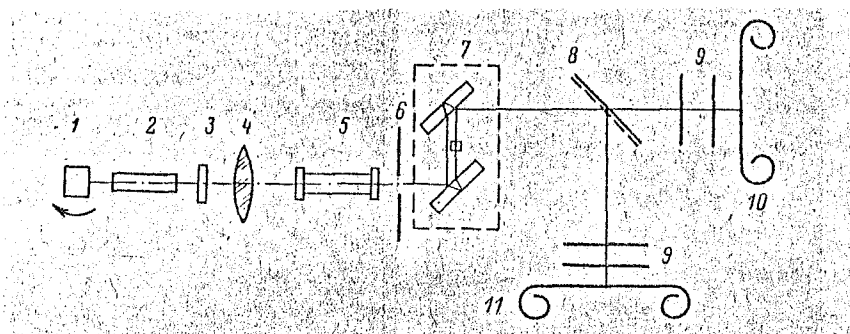


Abbildung 6. Schema des Aufbaus zur Erzeugung von Interferogrammen im Licht der SRS und eines Rubinlasers

1-3 - Rubinlaser, 4 - Linse, 5 - Kuvette mit Nitrobenzol, 6 - Blende, 7 - Jamin-Interferometer, 8 - Strahlteiler, 9 - Filter, 10, 11 - Hologrammaufzeichnungsebenen.

Für diesen Zweck wurde ein Versuchsaufbau auf der Basis des Jamin-Interferometers hergestellt, wie er in Abb. 6 dargestellt ist. In diesem Aufbau wurde als Ausgangsstrahlungsquelle derselbe Rubinlaser verwendet. Mit Hilfe eines silberverdampften Keils wurde die Strahlung in zwei Teile geteilt, von denen der eine zur Aufzeichnung der Interferogramme im SRS-Licht verwendet wurde (I-810-Film) und der andere zur Aufzeichnung im Licht des Rubinlasers ("Panchrom-18"-Film). Bemerkenswert sei, daß der "Panchrom-18"-Film für den infraroten Spektralbereich unempfindlich ist, deshalb wurde im Aufnahmestrahle der Interferogramme im Licht des Rubinlasers außer Graufiltern nur ein KS-18-Filter verwendet, und im Aufnahmestrahle der Interferogramme im SRS-Licht wurde die Rubinlaserstrahlung durch FS-7- und KS-19-Filter unterdrückt.

In Abb. 7 sind Paare von gleichzeitig aufgenommenen Interferogramme einer Spiritusflamme abgebildet, in welche Kaliumdämpfe zugemischt wurden. In den im SRS-Licht aufgenommenen Interferogrammen ist eine Veränderung des Verlaufs der Interferenzstreifen bemerkbar, verglichen mit dem Interferogramm, das im Licht des Rubinlasers erzeugt wurde. Diese Veränderung ist durch die Nähe der Linie der stimulierten Raman-Streuung im Bereich der anomalen Dispersion der Kaliumdämpfe bedingt. Aus dem Unterschied in der Interferenzstreifenverschiebung kann man die auf die Schichtdicke durchschnittliche Konzentration der neutralen Kaliumatome, die die durchstrahlende Strahlung absorbieren, abschätzen. In unserem Fall war sie nicht größer als  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (bei 1 cm Dicke). Im weiteren Verlauf werden wir sehen, daß diese Größe nahe an den Wert der Minimalkonzentration herankommt, welcher nach unserem Verfahren gemessen wird. Durch diesem Umstand kann man jene Tatsache erklären, daß die erzeugten Interferogrammpaare ( $\lambda 6943$  und  $\lambda 7658 \text{ \AA}$ ) in den meisten Fällen einen Unterschied in der Interferenzstreifenverschiebung von weniger als  $1/4$  Streifen besitzen.

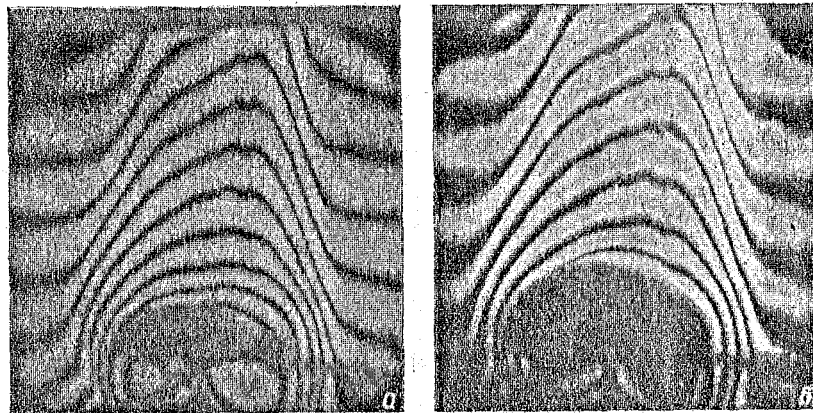


Abbildung 7. Durch Einfachbelichtung erzeugte Interferogramme einer Spiritusflamme, in die Kaliumdämpfe zugemischt wurden.

a -  $\lambda 6943 \text{ \AA}$ ,      b -  $\lambda 7658 \text{ \AA}$ .

In den Arbeiten [8, 9] werden auch Interferogramme der Phasenhomogenitäten mit Hilfe von Licht aufgenommen, dessen Wellenlänge in der Nähe der Absorptionslinie einer Dotierung liegt.

Unter Berücksichtigung der begrenzten Kohärenz der SRS haben wir eine holographische Anlage auf der Basis des Mach-Zehnder-Interferometers aufgebaut [10]. Dies erlaubt es uns, die optischen Wege des Referenz- und Objektstrahls sorgfältig auszugleichen und sie bezüglich ihrer transversalen Struktur in der Hologrammebene genau zu justieren.

Die Anordnung der Versuchsanlage zur gleichzeitigen Aufnahme der holographischen Interferogramme im Licht von zwei Wellenlängen ( $\lambda=6943$  und  $\lambda=7658 \text{ \AA}$ ) ist in Abb. 8 dargestellt. Der Rubinlaser und die Anordnung zur Anregung der SRS bleiben unverändert. Das Lichtbündel mit der Strahlung von zwei Wellenlängen traf auf den Eingangsspiegel des Interferometers und wurde in einen Referenz- und Objektstrahl geteilt. Mit dem Strahlteiler  $W_3$  konnte man gleichzeitig die beiden Hologramme  $H_1$  und  $H_2$  erzeugen. Das Hologramm  $H_1$  (im Licht des Rubinlasers) wurde auf "Panchrom-18"-Film aufgenommen. Das Filter F (KS-19 und FS-17 aus Glas) unterdrückte die Rubinlaserstrahlung und ließ die SRS durch. Das Hologramm  $H_2$  (im SRS-Licht) wurde auf einen Versuchsfilm\* aufgezeichnet, der für den infraroten Spektralbereich sensibilisiert war. Die Frequenz der Interferenzstruktur in der Hologrammebene war ungefähr  $20 \text{ mm}^{-1}$ . Die holographischen Interferogramme wurden durch Doppelbelichtung erzeugt. In Objekt- und Referenzstrahl des Interferometers wurden die gleichartigen Glaskeile  $W_1$  und  $W_2$  mit einem Brechungswinkel von  $2'$  eingeführt.

Eine Drehung von einem der Keile zwischen den Belichtungen um die optische Achse rief eine Abweichung von einer der erzeugten Wellenfronten bezüglich der anderen um einen Winkel hervor, dessen Größe durch den Brechungswinkel des Keils und seinen Drehwinkel bestimmt wird.

Bei Fehlen der zu untersuchenden Inhomogenität führte dies bei der Wiedergabe zu äquidistanten Referenzstreifen. Er ist un schwer aufzuzeigen, daß ihre Raumfrequenz durch die Formel

$$\nu = \frac{2 \sin \frac{\delta}{2}}{\lambda} \gamma (n-1) \quad (3)$$

\* Die Autoren danken A.V. Dorin und seinen Mitarbeitern von KAZNII-CHIMFOTOPROEKT (Kasachstaner Wissenschaftliches Forschungsinstitut für chemische Projektierung von Photomaterial), die diesen Film hergestellt haben.

ausgedrückt wird, mit  $\delta$  - Drehwinkel des Keils,  $\gamma$  - Brechungswinkel des Keils,  $n$  - Brechungsindex. Bei Einführung der zu untersuchenden Inhomogenität verschieben und verbiegen sich die Streifen entsprechend der durch die Inhomogenität bedingten Wegdifferenz.

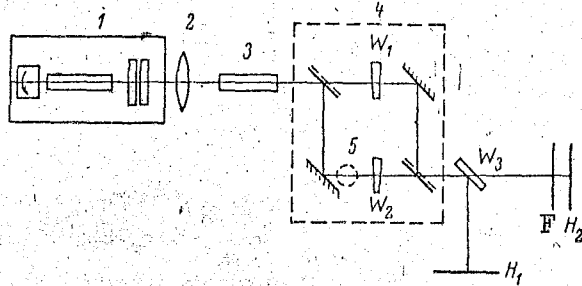


Abbildung 8. Anordnung der Anlage zur Erzeugung von Hologrammen im Rubinlaser- und SRS-Licht.

1 - Rubinlaser, 2 - Linse, 3 - Küvette mit Nitrobenzol, 4 - Mach-Zehnder-Interferometer, 5 - Untersuchungsgegenstand,  $W_1, W_2, W_3$  - Glaskeile, F - Filter,  $H_1, H_2$  - Hologrammaufzeichnungsebenen.

Wenn zwischen den Belichtungen der Keil nicht gedreht wurde, dann wurde das Interferogramm in Streifen unendlicher Breite wiedergegeben.

In Abb. 9 sind typische Interferogramme dargestellt, wie sie in der beschriebenen Anordnung bei Einführung eines kleinen Stückes metallischen Kaliums in die Spiritusflamme erzeugt wurden.

In Abb. 10 sind die Interferogramme eines Plasmas dargestellt, das in der Luft bei Lichtbogenentladung von Gleichstrom zwischen den horizontalen Kohleelektroden auftritt. Der Kanal von einer Elektrode war mit Kaliumbromidsalz gefüllt.

Auf den der SRS ( $\lambda 7658 \text{ \AA}$ ) entsprechenden Interferogrammen wurden Streifenverschiebungen festgestellt, welche durch die vorhandenen Kaliumdämpfe bedingt sind, während sich die Streifen auf den Interferogrammen, die der Rubinlaserstrahlung ( $\lambda 6943 \text{ \AA}$ ) entsprechen, hauptsächlich infolge Veränderung der Luftdichte verschieben. Auf den der SRS entsprechenden Interferogrammen ist ein kompakter Absorptionsbereich zu sehen, in dem die Dichte der Kaliumdämpfe so groß ist, daß die einfallende Strahlung praktisch völlig von den Resonanzlinienflügeln absorbiert wird.

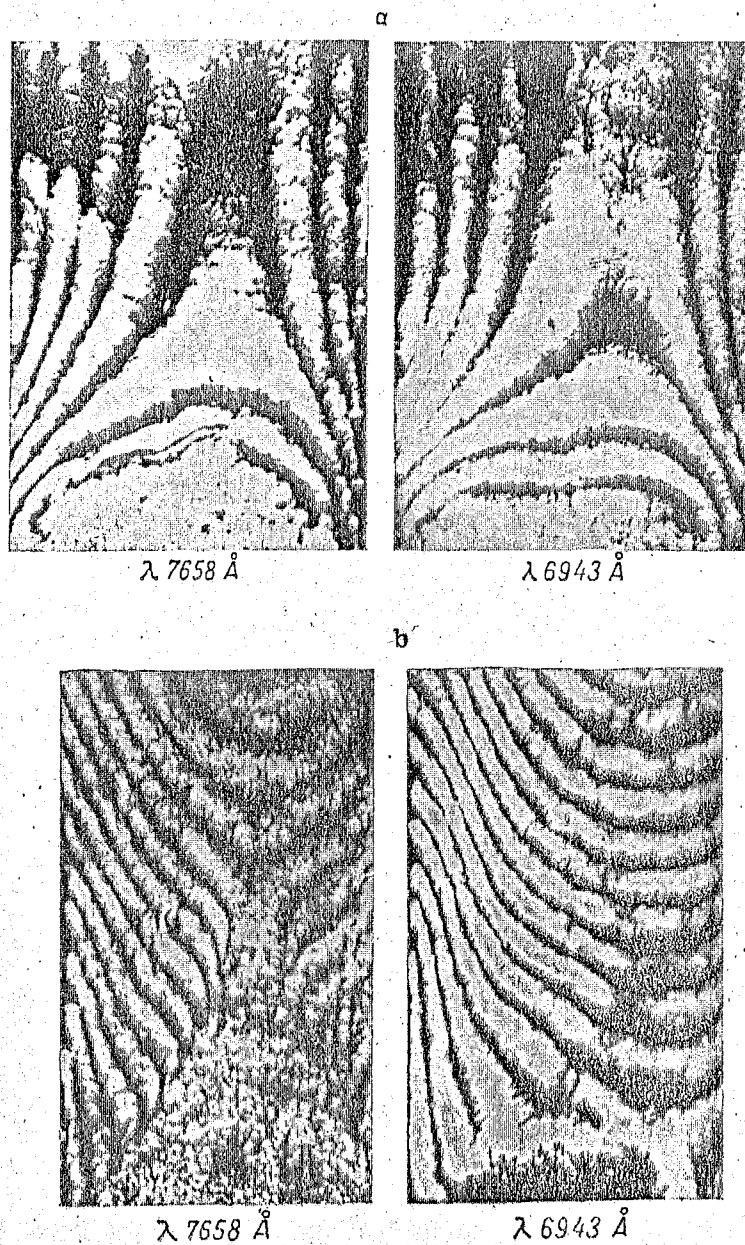


Abbildung 9. Interferogramme einer Spiritusflamme mit zugemischten Kaliumdämpfen, welche durch die gleichzeitig aufgenommenen Hologramme wiedergegeben werden.

- a - Anordnung für Streifen unendlicher Breite,
- b - Anordnung für Streifen endlicher Breite.

Aus den erzeugten Interferogrammen kann man die über die Dicke der zu untersuchenden Schicht gemittelte Konzentration der Kaliumatome abschätzen. Wir bezeichnen den Brechungsindex des ungestörten

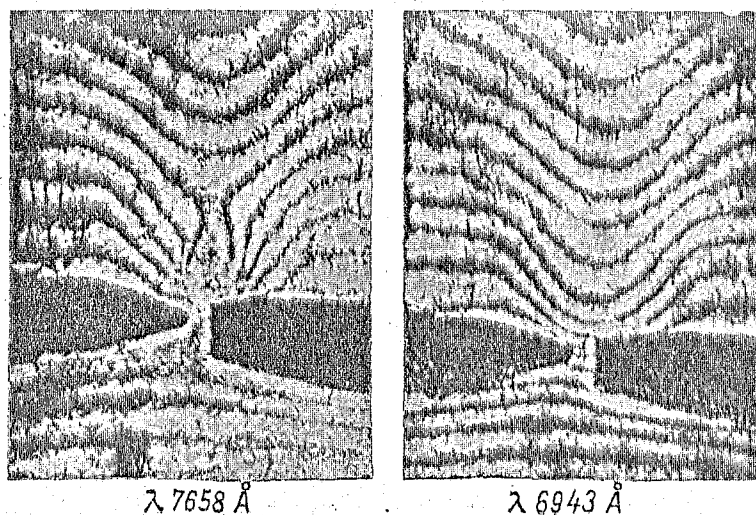


Abbildung 10. Interferogramme des Lichtbogenentladungplasmas, die mit den gleichzeitig aufgenommenen Hologrammen wiedergegeben werden.

Luftvolumens mit  $(n - 1)$ . Den gemittelten Brechungsindex der Schicht bei Einführung der Phaseninhomogenität auf den Wellenlängen  $\lambda_1$  ( $\lambda$  6943 Å) und  $\lambda_2$  ( $\lambda$  7658 Å) bezeichnen wir mit  $(n - 1)_1$  und  $(n - 1)_2$ .

Von der Wellenlängenabhängigkeit her kann man die Größen  $(n - 1)_1$  und  $(n - 1)_2$  als Summe der durch die Veränderung der Luftdichte in der gestörten Zone und durch das Auftreten der Kaliumatome bedingten Teile beschreiben:

$$(n - 1)_1 = (n - 1)_n + (n - 1)_{1K} \quad (4)$$

und

$$(n - 1)_2 = (n - 1)_n + (n - 1)_{2K}. \quad (5)$$

Die Interferenzstreifenverschiebung auf den Interferogrammen, die im Licht des Rubinlasers und der SRS aufgenommen wurden, kann man dementsprechend in der Form

$$k_1 = \frac{[(n - 1)_1 - (n_0 - 1)] l}{\lambda_1}, \quad (6)$$

$$k_2 = \frac{[(n - 1)_2 - (n_0 - 1)] l}{\lambda_2} \quad (7)$$

darstellen.

In dem untersuchten Wellenlängenintervall wird der Brechungsindex der Luft als unabhängig von der Wellenlänge angesehen (genau bis auf das zweite Glied der Cauchy-Formel).

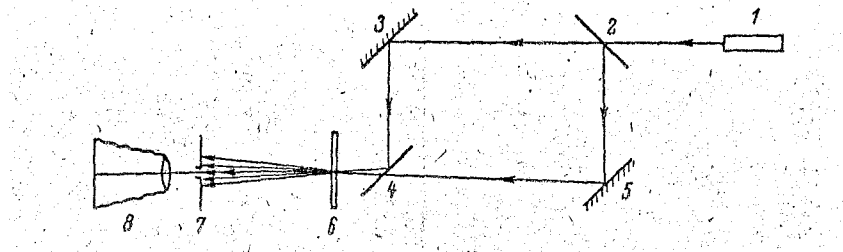


Abbildung 11. Anordnung zur Erzeugung holographischer Interferogramme mit höherer Sensibilität.

1 - Laser, 2, 4 - Strahteiler, 3, 5 - Spiegel, 6 - Hologramm, 7 - Blende, 8 - Bildebene.

Dann wird der Unterschied in der Streifenverschiebung auf den im Rubinlaser- und SRS-Licht aufgenommenen Interferogrammen nur durch die vorhandenen Kaliumatome bedingt. Aus Formel (6) und (7) erhalten wir

$$k_2\lambda_2 - k_1\lambda_1 = [(n-1)_{2K} - (n-1)_{1K}]L. \quad (8)$$

Wenn wir die Sellmeir-Formel (1) verwenden und den Brechungsindex des Kaliums auf der Wellenlänge  $\lambda_1$  vernachlässigen, erhalten wir für die Konzentration der Kaliumatome

$$N_K = \frac{(k_2\lambda_2 - k_1\lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_K)}{\Delta f_K \lambda_2^3 l}. \quad (9)$$

Wenn wir die Zahlenwerte der Größen ( $f_K = 0,67$ ,  $\lambda_K = 7665 \text{ \AA}$ ,  $A = 0,23 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ) einsetzen, dann stellen wir fest, daß die nach der Schichtdicke ( $l = 3 \text{ mm}$ ) durchschnittliche Konzentration der Kaliumatome im Gleichstromlichtbogenplasma  $N_K \approx 6,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  beträgt.

Zur Steigerung der Sensibilität der holographischen Interferogramme haben wir auch die in Arbeit [11] vorgeschlagene Methode der holographisch rekonstruierten Interferogramme benutzt. Die Gleichstromlichtbogeninterferogramme wurden nach einmal-belichteten Hologrammen mit Hilfe des Mach-Zehnder-Interferometers wiedergegeben.



Die Anordnung dafür ist in Abb. 11 dargestellt.

Nach unseren Versuchsbedingungen wurden zweite Beugungsordnungen beobachtet, ihre Beugungsintensität erwies sich jedoch als ungenügend, um ein befriedigendes Interferenzbild zu erzielen. In diesem Zusammenhang haben wir nur die Interferenz der Wellenfronten der nullten, plus ersten und minus ersten Beugungsordnung durchgeführt.

In Abb. 12a ist das bei Interferenz der Wellenfronten der Ordnungen 0 und +1 gebildete Interferenzbild dargestellt, und in Abb. 12b bei Interferenz der Wellenfronten der Ordnungen +1 und -1, womit die Differenz in der Streifenverschiebung doppelt so groß wurde.

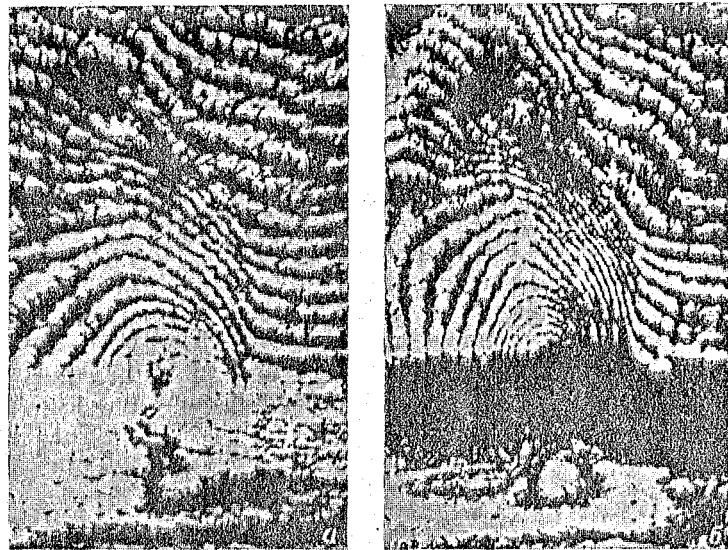


Abbildung 12. Die bei Interferenz der Wellenfronten der Beugungsordnungen 0 und +1 (a), +1 und -1 erzeugten holographischen Interferogramme.

Auf dem Interferogramm in Abb. 12a kommt der helle Schatten von den Kohleelektroden her und in Abb. 12b der dunkle. Dies beruht darauf, daß das Interferogramm in Abb. 12a durch die Interferenz einer ebenen Welle, die eine gleichmäßige Beleuchtung in der Bildebene erzeugte (Welle nullter Beugungsordnung), und einer ebenen

Welle, die ein Schattenbild vom Bereich in der Nähe der Kohleelektroden schuf (Wellen zweiter Beugungsordnung), erzeugt wurden. Somit wird jene Stelle der Bildebene, die nicht von der Welle erster Beugungsordnung beleuchtet wird, von der Welle nullter Beugungsordnung beleuchtet. Man kann leicht einsehen, daß bei Superposition der Wellen der Beugungsordnungen +1 und -1 jede davon ein Schattenbild erzeugt, und daß die Schatten von den Elektroden dunkel sind.

Die erörterte Methode zur Wiedergabe holographischer Interferogramme, die gleichzeitig auf der Wellenlänge  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  erzeugt wurden, gestattet es, den Unterschied in der Streifenverschiebung auf beiden Interferogrammen genauer zu messen und folglich auch die uns interessierende Atomkonzentration genauer zu bestimmen. Die Anwendung dieser Methode in diesem Fall wird jedoch durch die Forderung nach absolut identischer Lage der beiden Hologramme in der Wiedergabeordnung erschwert; andernfalls werden die Unterschiede im Verlauf der Streifen nicht nur durch die Dispersion des Brechungsindex bedingt, sondern auch dadurch, daß die falsche Geometrie für die Wiedergabeordnung vorhanden ist.

### § 3. Anwendung der Methode der Resonanzholographie zur Untersuchung des Laserexplosionsplasmas

Gegenwärtig ruft das Problem der Erzeugung und Erwärmung eines Plasmas mit Hilfe der Laserstrahlung großes Interesse hervor. Große Elektronendichte- und Temperaturwerte können im Plasma eines Laserfunken erreicht werden, das bei optischem Gasdurchschlag, Plasmadurchschlag der Laserexplosion entsteht, welche sich bei Fokussierung einer starken Laserstrahlung auf die Oberfläche eines Festkörpertargets bildet, oder bei Plasmaflockendurchschlag, wobei die Plasmaflocke beim Zusammenstoß der Laserplasmen entsteht. Die Kompliziertheit bei der Untersuchung dieser Objekte ist durch ihre spezifischen Besonderheiten bedingt: durch die geringen Abmessungen und großen Veränderungsgeschwindigkeiten der Parameter. Wenn man die Methode der Resonanzholographie für solche Untersuchungen

anwendet, dann kann man in großem Umfang aufzeigen, welche Möglichkeiten diese Methode in sich birgt, und man kann abschätzen, wie wirksam ihre Verwendung in ähnlichen Untersuchungen ist. Deshalb wurde die Methode der Resonanzholographie nach Durchführung der in den §§ 1, 2 dargelegten Versuche zur Untersuchung des Plasmas einer Laserexplosion angewendet, daß sich an der Oberfläche einer Festkörpertargets aus metallischem Kalium unter Einwirkung einer starken Rubinlaserstrahlung bildet.

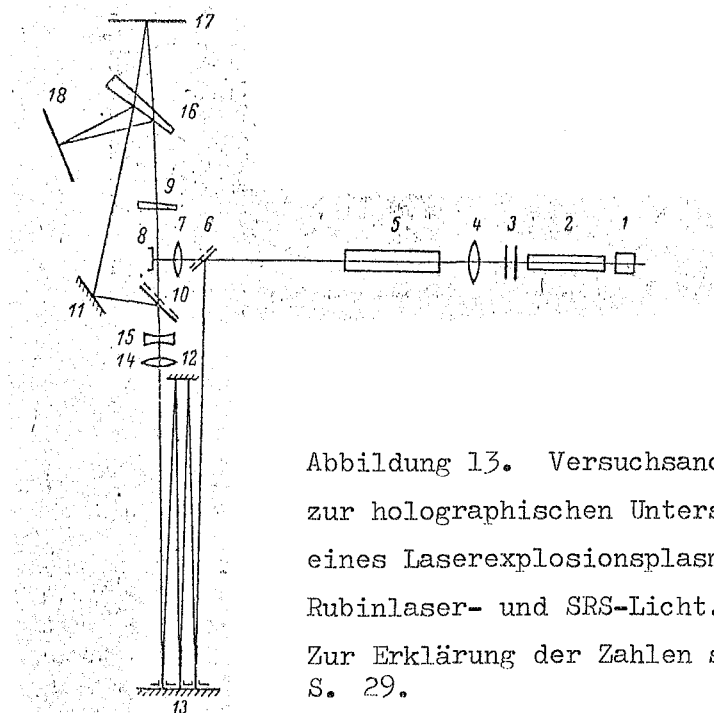


Abbildung 13. Versuchsanordnung zur holographischen Untersuchung eines Laserexplosionsplasmas im Rubinlaser- und SRS-Licht.

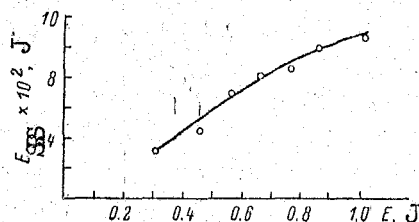
Zur Erklärung der Zahlen siehe S. 29.

Zur Durchführung der Experimente wurde eine holographische Anlage gewählt, deren Anordnung in Abb. 13 dargestellt ist.

Zur Erzeugung der Laserexplosion und der Hologramme wurde die Strahlung von ein und demselben Monoimpulsrubinlaser verwendet, was die Synchronisation des zu untersuchenden Vorganges und des Aufnahmeimpulses erleichterte. Die Laseranordnung wurde bereits früher beschrieben.

Den Rubinlaser mit der Kuvette, die eine Streusubstanz enthält, kann man als eine komplizierte Doppelwellenlängenstrahlungsquelle ansehen, die den folgenden Anforderungen entsprechen

Abbildung 14. Abhängigkeit der Energie der ersten Stokeskomponente  $E_{SRS}$  von der Energie der Pumpstrahlung  $E$ .



muß. Erstens muß die Strahlungsenergie ausreichend groß sein, um die Laserexplosion auszulösen und die notwendige Belichtungszeit von  $10^{-9}$  -  $10^{-8}$  s auf jeder der beiden Wellenlängen zu erzeugen. Zweitens muß die Doppelwellenlängenstrahlung den Forderungen genügen, die zur Durchführung der Holographie unabdingbar sind, d.h. notwendige Impulsdauer der Rubin- und SRS-Strahlung und ausreichende Kohärenz.

Die Notwendigkeit, den genannten Bedingungen zu entsprechen, erforderte die Untersuchung der Eigenschaften der jeweiligen Lichtquelle mit dem Ziel, den optimalen Arbeitspunkt wählen zu können.

Bekanntlich [2] wird die Linienintensität der stimulierten Raman-Streuung in erster Linie durch die Intensität der Pumpstrahlung bestimmt. In Abb. 14 ist die von uns ermittelte Abhängigkeit der Energie der ersten Stokeskomponente von der Energie der Pumpstrahlung bei einer Impulsdauer der letzteren von etwa 33 ns abgebildet. Die Strahlungsenergie wurde mit Hilfe eines Kalorimeters gemessen, das in Form eines Kegels aus einer dünnen geschwärzten Kupferfolie ausgeführt war. Als Meßgerät wurde ein Spiegelgalvanometer mit einem Kupfer-Konstantan-Thermoelement benutzt. Vorher wurde das Kalorimeter mittels eines Strahlungsmessers (IMO-1) geeicht. Der Meßfehler betrug ungefähr 10 %. Aus dem Diagramm geht hervor, daß die Zunahme der Energie der ersten Stokeskomponente der SRS ab bestimmten Schwellwerten der Pumpstrahlung langsamer wird; diese Tatsache kann dadurch erklärt werden, daß die Energie in Komponenten höherer Ordnung übergeht [12]. Es ist offensichtlich, daß man zur Erzeugung einer intensiven stimulierten Strahlung vorzugsweise bei großen Rubinlaserenergien arbeitet; die endgültige Wahl seiner Energie kann jedoch

erst nach Untersuchung des Zeitverlaufs der Impulse der Pumpstrahlung, die durch das Nitrobenzol geht, und der Impulse der SRS getroffen werden.

In einer Reihe von Arbeiten, die sich mit der Untersuchung der Eigenschaften der stimulierten Strahlung befassen, wird auf die Abhängigkeit der Energieausbeute der SRS und der durch die Küvette gehenden Pumpstrahlung von der Weglänge des Lichts in der Küvette verwiesen. Damit zusammenhängend wurde zur Ermittlung des besten Verhältnisses zwischen Energieausbeute der Pumpstrahlung und der stimulierten Strahlung der optimale Fokussierungsort empirisch herausgefunden.

Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchung sind in der folgenden Tabelle angegeben, wobei  $E$  die Energie beim Austritt des Rubinlasers,  $E'$  die volle Strahlungsenergie beim Austritt aus der Küvette,  $E_{\text{SRS}}$  die Energie der ersten Stokeskomponente der SRS und  $l$  die Weglänge, welche von der Strahlung in der Küvette mit dem Nitrobenzol nach dem Fokussierungsort zurückgelegt wird, bezeichnen. (Bei der Bestimmung der Größe  $l$  wurde berücksichtigt, daß der Fokussierungsort in Nitrobenzol infolge des unterschiedlichen Brechungsindex von Nitrobenzol und Luft bezüglich der Lage verschoben ist, welche er in Luft hatte.)

| $l$ , cm | $E'/E$ , % | $E_{\text{SRS}}/E$ , % |
|----------|------------|------------------------|
| 17       | 18         | 14                     |
| 12,5     | 30         | 10                     |
| 5        | 40         | 7                      |
| 1        | 50         | 4,5                    |

Zuletzt ist es für die Kenntnis über das genaue Verhalten des Rubinlasers notwendig, den Zeitverlauf der durch die Küvette gehenden Pumpstrahlung und der ersten Stokeskomponente der SRS zu untersuchen. Dies ist dadurch bedingt, daß nach den in der Literatur bekannten Angaben (s. z.B. [12, 13]) der Leistungstransformationskoeffizient der Pumpstrahlung in die stimulierte Strahlung meist wesentlich größer ist als der Energietransformationskoeffizient. Anders ausgedrückt ist die Impulsdauer der Streustrahlung beträchtlich geringer als die Impulsdauer der Pumpstrahlung, wobei letztere beim Durchgang durch die Substanz beliebig stark zunehmen kann.

Bevor wir zur Schilderung der Ergebnisse schreiten, welche bei der Untersuchung der Zeitabhängigkeit der Impulse der Rubin- und SRS-Strahlung erzielt wurden, wollen wir noch erörtern, welchen Einfluß die Dauer des Aufnahmeimpulses auf die Eigenschaft des Hologramms hat. Zuerst suchen wir die maximale Impulsdauer, die durch die Veränderungsgeschwindigkeit der Parameter des durchstrahlten Objekts bestimmt wird. Die Verschiebung der Interferenzstruktur des Hologramms, das durch die Objekt- und Referenzwelle gebildet wird, bezüglich jener Lage, welche die Streifen einnehmen würden, wenn kein Objekt vorhanden wäre, sei durch das Auftreten von freien Elektronen bestimmt. Da der Brechungsindex des Elektronengases durch die Formel aus [14]

$$n = 1 - 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e \quad (10)$$

ausgedrückt werden kann, mit  $\lambda$  - Aufnahmewellenlänge  $N_e$  - Elektronenkonzentration im Plasma, so beträgt die Streifenzahl, um die die Interferenzstruktur des Hologramms verschoben wird,

$$k = 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e l, \quad (11)$$

mit  $l$  - Weglänge des Lichts im Plasma. Innerhalb der Impulsdauer ändert sich jeder der Parameter  $N_e$  und  $l$ . Wir nehmen an, daß, die Explosion zylindrische Symmetrie besitzt und die Durchstrahlung senkrecht zu ihrer Symmetrieachse verläuft.

Wenn man die Gesamtzahl der Elektronen im Explosionsplasma während der Impulsdauer als konstant annimmt, und die Veränderung der Elektronenkonzentration nur mit deren Ausbreitung in Verbindung bringt, dann ist die Größe  $N_e l^2 \approx \text{const}$ , und die Streifenverschiebung, die durch die Konzentrationsveränderung und den Explosionsquerschnitt bedingt ist, beträgt

$$\Delta k = 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda \frac{N_e l^2 \Delta l}{l(l + \Delta l)} \approx 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda N_e \Delta l, \quad (12)$$

oder

$$\Delta k = 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda N_e \bar{v} \Delta t, \quad (13)$$

mit  $\Delta l$  - Veränderung des Explosionsquerschnitts,  $\bar{v} = \Delta l / \Delta t$  - Ausbreitungsgeschwindigkeit und  $\Delta t$  - Impulsdauer. Wenn gefordert ist,

daß die Streifenverschiebung  $\Delta k$  nicht größer sei als eine halbe (im entgegengesetzten Fall tritt ein Verwaschen der Interferenzstreifen des Hologramms ein), und man für die in (14) eingehenden Größen unseren Versuchsbedingungen entsprechende Werte annimmt, nämlich  $N_e \leq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\bar{v} \sim 10^6 \text{ cm/s}$  und berücksichtigt, daß  $\lambda = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$  ist, dann stellen wir fest, daß die Impulsdauer, welche für die Untersuchung des Plasmas mit den besagten Daten verwendet werden kann, kleiner als 17 ns sein muß.

In Wirklichkeit jedoch kann man Hologramme von einem Plasma mit eben diesen Parametern, nämlich Hologramme, die relativ gute Eigenschaft besitzen, mit Hilfe von Impulsen größerer Dauer aufnehmen. Dies ist durch die zeitliche Intensitätsänderung der Sondenstrahlung bedingt, die je nach der Impulsform auftritt. Nach einer Zeit  $\Delta t/\text{grenz}$ , die der Phasenverschiebung  $|\Delta k| = 0,5$  entspricht, tritt kein Verwaschen der Interferenzstruktur des Hologramms ein, sondern eine Abnahme des Kontrasts.

In der Tat wurde zur Hologrammaufzeichnung eines reinen Phasenobjekts die plane Referenzwelle  $a_0 = \sqrt{\frac{A(t)}{2}} e^{i\varphi_0}$  und die Objektwelle  $a = \sqrt{\frac{A(t)}{2}} e^{i\varphi(x,t)}$  benutzt mit  $A(t)$  - zeitlicher Verlauf der Laserleistung,  $\varphi_0$  und  $\varphi(x,t)$  Phasen der Referenz- und Objektwelle in der Hologrammebene,  $x$  - Punktkoordinate auf dem Hologramm. Weil die Referenzwelle plan ist, kann man  $\varphi_0 = 0$  annehmen. Die Intensitätsverteilung in der Hologrammebene ist

$$E = (a_0 + a)(a_0^* + a^*) = A(t) \cos^2 \frac{\varphi(x,t)}{2}. \quad (14)$$

Wenn sich die Parameter des untersuchten Objekts zeitlich so ändern, daß sich die Phase der Objektwelle linear verändert, dann kann man die Intensitätsverteilung  $E$  in der Form

$$E(x,t) = A(t) \cos^2(\varphi' + bt + ax) \quad (15)$$

anschreiben. Hier bedeuten  $\varphi'$  - eine bestimmte konstante Phasenverschiebung;  $b = \pi/\tau$ , mit  $\tau$  - Zeit, in der die Interferenzstruktur um 1 Streifen verschoben wird;  $a = \pi v$ , mit  $v$  - Raumfrequenz der Interferenzstruktur in der Hologrammebene.

Angenommen, der Aufnahmeimpuls für das Plasma habe Dreiecksform mit der Spitze in  $t = 0$  und der Breite an der Basis

$$\left. \begin{aligned} A(t) &= A_0 + \frac{A_0}{\Delta t} t \quad \text{bei } -\Delta t < t < 0, \\ A(t) &= A_0 - \frac{A_0}{\Delta t} t \quad \text{bei } 0 < t < \Delta t. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Dann nehmen wir an, daß die Intensität der Interferenzstruktur zum Zeitpunkt  $t = 0$  in den Punkten mit den Koordinaten  $x = 0$  maximale Größe hat, d.h.  $E(x, t) = A_0$ , was dem Phasenwert  $(\varphi' + bm + ax) = n\pi$  entspricht, mit  $n$  - ganze Zahl. Mit zeitlicher Veränderung  $-\Delta t < t < \Delta t$  ändert sich die Intensität in den Punkten  $x = 0$  so, daß

$$E(t) = A(t) \cos^2 bt. \quad (17)$$

Die Intensität ist zum Zeitpunkt  $t = 0$  in den Punkten mit den Koordinaten  $x' = \pi/2a$  minimal, in denen sie sich verändert nach

$$E(t) = A(t) \sin^2 bt. \quad (18)$$

Die maximale und minimale Intensität, welche auf die Filmschicht in einer der Impulsdauer gleichen Zeit einwirken, betragen

$$E_{\max}^{(0)} = \int_{-\Delta t}^{\Delta t} A(t) \cos^2 bt dt = \frac{1}{2} A_0 \Delta t + \frac{A_0}{2b^2 \Delta t} \sin^2 b \Delta t, \quad (19)$$

$$E_{\min}^{(x')} = \int_{-\Delta t}^{\Delta t} A(t) \sin^2 bt dt = \frac{1}{2} A_0 \Delta t - \frac{A_0}{2b^2 \Delta t} \sin^2 b \Delta t. \quad (20)$$

Hieraus erhalten wir für den Kontrast der aufgezeichneten Interferenzstruktur

$$p = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}} = \frac{\left(\sin \pi \frac{\Delta t}{\tau}\right)^2}{\left(\pi \frac{\Delta t}{\tau}\right)^2} = \left(\frac{\sin \pi \Delta k}{\pi \Delta k}\right)^2. \quad (21)$$

Mit Hilfe von Formel (21) kann man leicht erkennen, daß der Kontrast der Interferenzstruktur von Null verschieden bleibt bis zur Streifenverschiebung  $\Delta k = 1$ ; für die Verschiebung  $\Delta k = 0,5$  beträgt  $p \approx 0,4$ .

Analoge Ergebnisse kann man auch für einen Impuls erhalten, dessen Form der Gausschen nahekammt.



Auf diese Weise gestattet es die Zeitabhängigkeit der Strahlungsleistung entsprechend der Impulsform, für die Plasmadiagnose

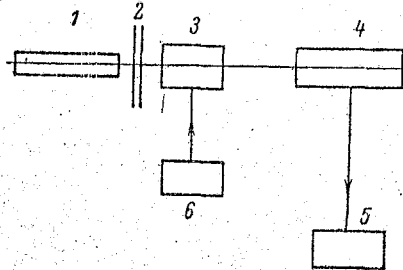


Abbildung 15. Blockschaltbild zur Analyse von Form und Dauer der Impulse der Rubinlaser- und SRS-Strahlung.

1 - Rubinlaser mit SRS-Küvette; 2 - Filter; 3 - Strahlungsdetektor (FEK-14); 4 - Oszillograph I2-7; 5 - Kamera; 6 - Spannungsversorgung VS-Art.

Impulse von größerer Dauer zu verwenden als dies aus der Veränderungsgeschwindigkeit seiner Parameter hervorgeht.

Eine Abnahme des Kontrasts der Interferenzstruktur des Hologramms führt bekanntlich zu einer Verringerung der Beugungswirkung und zu einer Helligkeitsminderung des erzeugten Bildes. Bei der Gewinnung von Holographieinterferogrammen mit Doppelbelichtung muß unbedingt folgendes berücksichtigt werden. Wenn der Kontrast der Interferenzstruktur des Hologramms, welches man in erster und zweiter Belichtung erhält, annähernd identisch ist (und dies kann man erreichen, wenn man das Intensitätsverhältnis von Referenz- zu Objektstrahl von einer Belichtung verändert), dann ist der Streifenkontrast des erzeugten Interferogramms nahezu eins. Die dabei entstehende Helligkeitsminderung des Interferenzbildes kann z.B. aufgehoben werden durch größere Belichtungszeit bei der Wiedergabe oder durch größere Leistung des für die Wiedergabe benutzten Lasers. In unseren Versuchen wurde der Intensitätsanpassung der wiedergegebenen Wellen, die das Interferogramm bildeten, durch eine Spezialwiedergabeordnung hergestellt.

Zur Analyse von Form und Dauer der Impulse verwendeten wir eine Anordnung (Abb. 15), die aus der koaxialen Fotozelle

und dem Hochfrequenzoszillograph I2-7 besteht; die Bandbreite des letzteren betrug  $1,5 \text{ GHz}$ , was ein zeitliches Auflösungsvermögen der Meßanordnung in der Größenordnung von  $2 \text{ ns}$  gewährleistet. Bei der Herstellung der Oszillogramme betrug die Abtastdauer  $250$  und  $500 \text{ ns}$ . Die Strahlung wurde durch einen entsprechenden Satz von Graufilter geschwächt; außer diesen wurden bei der Untersuchung des SRS-Impulses ein Interferenzfilter und ein FS-7-Filter benutzt. Bei der Analyse der Rubinlaserimpulse wurde die Durchlässigkeit für das notwendige Spektralintervall mit Hilfe eines Interferenzfilters erreicht.

Durch die Messungen, welche für den Rubinlaserimpuls vor dem Durchgang durch die Küvette mit Nitrobenzol durchgeführt wurden, konnte der Schluß gezogen werden, daß die Impulsdauer annähernd  $33 \text{ ns}$  beträgt und praktisch nicht von der Pumpenergie abhängt. (Hier und des weiteren wird die Impulsdauer als Abstand der Halbmaximumswerte für die Leistung angegeben.) Die Form des Impulses der in die Küvette eintretenden Strahlung kommt der Gausschen nahe.



Abbildung 16. Oszillogramme der Rubinlaserimpulse vor und hinter der Küvette, sowie des SRS-Impulses.

Der Impuls der durch die Küvette gelaufenen Rubinlaserstrahlung unterscheidet sich sowohl in der Dauer als auch der Form nach beträchtlich vom Eingangsimpuls. Dabei hängen seine Kennwerte von der Pumpenergie ab. Von der Pumpenergie hängt ebenfalls die Dauer der SRS-Impulse ab. Untersuchen wir zuerst die Kennwerte der Impulse nahe der SRS-Schwelle. Die SRS-Schwelle trat in unserer Anordnung bei einer Anregung von etwa  $2,16 \text{ kJ}$  auf, was einer Intensität von etwa  $8 \text{ MW}$  der in die Küvette eintretenden Strahlung entsprach (unter

Berücksichtigung der Verluste beim Durchgang durch die Linse und das Eingangsfenster). Der Energieumformungsgrad war dabei gering und betrug ca. 1 %.

Für die Pumpschwellenergie war die SRS-Impulsdauer am geringsten und nicht größer als 14 ns; dabei nahm die Impulsdauer der durch die Küvette gehenden Rubinlaserstrahlung bis annähernd 50 ns zu, verglichen mit der Impulsdauer beim Eintritt. Bei Zunahme der Pumpenergie auf 2,6 kJ, was einer Intensitätszunahme der Pumpstrahlung bis fast 12 MW entsprach, beobachtete man eine gleichmäßige Zunahme der SRS-Impulsdauer auf 48 ns, und der Rubinlaserimpulse bei Austritt aus der Küvette auf 80 ns. In Abb. 16 sind die Oszillogramme der Rubinlaserimpulse beim Eintritt in die Nitrobenzolküvette (a), beim Austritt (b) und des SRS-Impulses (c) abgebildet; die Pumpenergie beträgt ungefähr 2,4 kJ, die auf das Nitrobenzol einwirkende Strahlungsintensität etwa 10 MW und die Elektronenstrahlableitdauer 500 ns. Infolge der hohen Veränderungsgeschwindigkeit der Laserplasmawerte konnten die Impulse mit einer solchen Dauer nicht für dessen Diagnose verwendet werden.

Nach den Messungen, die bei relativ geringen Intensitätswerten für die Anregungsstrahlung (8 - 12 MW) durchgeführt wurden, haben wir die Kennwerte der SRS- und Rubinlaserimpulse für die Maximalintensität der Pumpstrahlung untersucht, die man in unserer Anlage erzielen konnte. Es wurde festgestellt, daß die Dauer des SRS-Impulses und des durch die Küvette gehenden Rubinlaserimpulses keinesfalls zunahm, sondern wesentlich kürzer war, verglichen mit der Impulsdauer bei einer Pumpintensität von ungefähr 12 MW: bei einer Pumpintensität von ca. 27 MW (Anregung 3,8 kJ) betrug die SRS-Impulsdauer 24 - 28 ns, und des durch die Küvette gehenden Rubinlaserimpulses 33 - 35 ns. Es ist interessant, daß sich dann, wenn die Form des Rubinlaserimpulses hinter der Nitrobenzolküvette bei geringer Pumpintensitäten praktisch die Impulsform vor dem Küvetten-eintritt wiederholte, bei großen Pumpintensitäten stark davon unterschied: der Impuls nahm fast Dreiecksform an, und an seiner äussersten Front tauchte eine eigentümliche Abstufung auf (Abb. 17).

Unter Berufung auf die Ergebnisse in Arbeit [12] kann man voraussetzen, daß die bei geringen Anregungen stattfindende gleich-

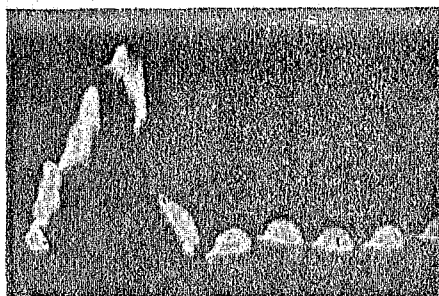


Abbildung 17. Oszillogramm des Impulses der durch das Nitrobenzol gehenden Rubinstrahlung. Strahlungsintensität beim Küvetteneintritt ca. 27 MW.

mäßige Zunahme der SRS- und Rubinlaserimpulsdauer nach Austritt aus der Küvette bei Intensitätszunahme der Pumpstrahlung dadurch bedingt ist, daß die Energieumsetzung in die erste Stokeskomponente zu den Zeitpunkten wirkungsvoll vonstatten geht, die der größten Intensität der Pumpstrahlung entsprechen, d.h. am aktivsten "arbeitet" die Impulsspitze der Pumpstrahlung, wobei der arbeitende Impulsabschnitt umso breiter ist, je größer die Pumpenergie ist. Entsprechende Veränderungen erfährt auch der SRS-Impuls. Ein solcher Beschreibungsmechanismus stimmt gut mit dem Vierphotonenbild der SRS-Anregung [2] überein. Was das Zeitverhalten der Impulse bei hohen Pumpenergien betrifft, so muß zu dessen Erklärung offenbar berücksichtigt werden, daß der tatsächliche SRS-Mechanismus kompliziert ist, und insbesondere jene Tatsache, daß bei großen Pumpenergien der Energieumsetzung in die Komponenten höherer Ordnung als wesentliche Veränderung zukommt, und damit die Begleiterscheinungen der SRS sekundäre Wirkungen haben.

Somit kann die optimale Zeitauflösung im Versuchsablauf für die gleichzeitige Aufzeichnung der Hologramme für jede der Wellenlängen der Sondenstrahlung bei großen Anregungen erzielt werden, was der Rubinlaserstrahlungsenergie von ungefähr 1 kJ entsprach.

Im weiteren Verlauf gestatteten es uns die hohe Laserintensität und die gleichzeitig gute Zeitauflösung, welche sowohl auf der Wellenlänge  $\lambda 6943 \text{ \AA}$  als auch  $\lambda 7658 \text{ \AA}$  erzielt wurde, eine Dreiwellenlängenmethode zur Untersuchung des Plasmas auszuarbeiten, wobei außer den besagten Wellenlängen die zweite Harmonische der Ru-

binlaserstrahlung verwendet wurde, die mit Hilfe eines KDP-Kristalls, der hinter der Nitrobenzolküvette untergebracht war, erzeugt wurde.

Neben der Impulsdauer der Sondenstrahlung ist die Kohärenz der Lichtquelle ein wesentlicher Faktor mit großem Einfluß auf die Hologrammqualität. Wenn der optische Wegunterschied des Referenz- und Objektstrahls in der Hologrammebene nicht größer ist als die Kohärenzlänge der Lichtquelle, dann kann man, aus der Sicht der Holographie, die zeitliche Kohärenz als absolut ansehen. Die Qualität des dargestellten Bildes, genauer: die Helligkeitsverteilung über den gesamten Bereich der Darstellung, wird in diesem Fall nur durch die räumliche Kohärenz in der Hologrammebene bei der Aufnahme bestimmt.

Als Ergebnis, das bei der Untersuchung der zeitlichen und räumlichen Kohärenz der SRS erzielt wurden, kann der optische Wegunterschied von Referenz- und Objektstrahl in der Hologrammebene mit einer Genauigkeit bis zu 2 mm kompensiert werden, und der notwendige Grad räumlicher Kohärenz in der Hologrammebene ist dadurch gewährleistet, daß die Lichtverzögerungsstrecke verwendet wird, mit der die Hologramme gleichzeitig zu einem bestimmten Zeitpunkt nach Beginn der Laserexplosionserzeugung aufgezeichnet werden konnten. Mit anderen Worten, zur Erzeugung der notwendigen räumlichen Kohärenz haben wir die Lichtquelle von der Hologramm-Aufzeichnungsebene entfernt (im wörtlichen Sinne), und gerade dadurch den Erscheinungswinkel für die Aufnahme verringert.

Wenden wir uns jetzt der Anordnung der Anlage zu (siehe Abb. 13). Die stimulierte Raman-Streuung wurde in der Küvette 5 mit Nitrobenzol von 20 cm Länge und einem Durchmesser von 2 cm mit Hilfe der Linse 4 mit einer Brennweite von 25 cm durch die Rubinlaserstrahlung 1 - 3 angeregt. Mit Hilfe eines dielektrischen Spiegels 6 wird ein Teil der aus der Küvette austretenden Doppelwellenlängenstrahlung auf die Lichtverzögerungsstrecke 12, 13 umgelenkt; der Spiegel hat dabei einen Reflexionsfaktor für das verwendete Spektralintervall von ungefähr 30 %. Ein Teil der Strahlung, der durch die Platte geht, wird mit der Linse 7 ( $f = 60$  mm) auf die Oberfläche des Kaliumtargets 8 gebündelt. Bei Untersuchung der Laserexplosion in Luft bei niedrigen Drücken wurde das Target in eine Spezial-Vakuumkammer verbracht. Der Druck wurde mit Hilfe eines auf den oberen Kammerdeckel

montierten Manometers kontrolliert. Die Kammer besitzt ein Fenster für den Einlaß der die Explosionen erzeugenden Strahlung und zwei Fenster von höherer optischer Güte mit 40 mm Durchmesser für den Durchlaß der Sondenstrahlung. Ein metallisches Kaliumstückchen wurde auf einer Stahlnadel befestigt, die auf den oberen Deckel der Kammer gelötet war. Neben dem Target befindet sich ein kleines Objekt, das aus einem Draht mit 0,2 mm Durchmesser hergestellt ist und mit dem der Maßstab der erzeugten Darstellung bestimmt wurde. Um das Auflösungsvermögen zu steigern, wurde die Aufzeichnung im divergierenden Bündel durchgeführt; dabei war die Projektion der Laserexplosion auf die Hologrammebene annähernd 3 mal größer als ihre tatsächlichen Abmessungen. Die notwendige Divergenz der Sondenstrahlung wurde durch ein System erzeugt, das aus den beiden Linsen 14 und 15 mit der Brechkraft von +1 und -4 dpt bestand.

Zur Erzeugung des Referenzstrahls werden der Quarzkeil 10 als Strahlteiler und der Spiegel 11 benutzt; der Abstand zwischen diesen war, bezogen auf den Strahlengang, nicht größer als 20 mm. Die Raumfrequenz der Interferenzstruktur auf dem Hologramm betrug für die Rubinlaserstrahlung etwa  $30 \text{ mm}^{-1}$ . Mit Hilfe des Keils 16 wurde ein Teil der Strahlung auf die Fläche 18 abgelenkt, wo auf einem Film, der für den infraroten Spektralbereich unempfindlich ist ("Panchrom-18"), über das KS-18-Filter das Hologramm im Rubinlaserlicht aufgezeichnet wird. Auf der Fläche 17 wird das Hologramm im SRS-Licht auf einen im infraroten Spektralbereich empfindlichen Film aufgezeichnet. In diesem Strahlengang wurden zur Unterdrückung der Rubinlaserstrahlung die Filter KS-19 und FS-7 montiert.

Mit Hilfe einer solchen Anordnung zur Hologrammaufzeichnung kann man ohne Schwierigkeiten Referenz- und Objektstrahlen erzeugen, die in der Hologrammebene kohärent sind. Die Bündel wurden mit Hilfe eines Fadenkreuzes überlagert, das aus zwei Drähten mit 0,1 mm Durchmesser bestand und das vor dem Strahlteiler 10 untergebracht wurde, so daß durch ein jedes Strahlenbündel in der Hologrammebene 17 oder 18 eine dunkle Abbildung des Fadenkreuzes erzeugt wurde. Da beide Strahlen der holographischen Anordnung durch die Fenster der Kammer verliefen, wurde der optische Wegunterschied der interferierenden Strahlen hauptsächlich durch den Abstand zwischen dem Keil 10 und dem Spiegel 11 bestimmt und mit einer Genauigkeit bis auf 1 mm durch Einbringen von planparallelen Platten ausgeglichen.

Die Anordnung hat den einen Mangel, daß in ihr optische Elemente vorhanden sind, die Dispersion besitzen, nämlich die Keile 11 und 16 (sowie auch der Keil 9, welcher zur Erzeugung holographischer Interferogramme mit Streifen endlicher Breite eingebracht wurde). Bei der Aufzeichnung der Hologramme im Licht des Rubinlasers ( $\lambda$  6943 Å) und der SRS ( $\lambda$  7658 Å) spielt dieser Fehler jedoch keine wesentliche Rolle, da die Wellenlängen nahe beieinander liegen.

Der Durchmesser der Sondenstrahlung am Entstehungsort der Explosion war nicht größer als 5 mm, was an die Justierungsgenauigkeit der Anordnung strenge Forderungen stellte. Außerdem war für die erfolgreiche Durchführung des Versuchs ausreichend hohe mechanische Stabilität der Anlage notwendig, was besonders für die optischen Elemente galt, die der Strahlungsquelle am nächsten waren. Die Winkelinstabilität des dielektrischen Spiegels 6 beträgt z.B. 30" und ruft eine Richtungsänderung des Strahls bei Eintritt in die Lichtverzögerungsstrecke von 1' hervor. Wie unschwer zu erkennen ist, führt dies bei einer optischen Länge des von dem Aufnahmeimpuls durchlaufenen Weges von 34,5 m (Zeitverzögerung 115 ns) zu einer Verlagerung der Sondenstrahlung in der Explosionsebene um etwa 1 cm. Und dies ist beträchtlich größer als die Abmessungen der Explosion. Durch die merkliche Divergenz der Laserstrahlung und die noch größere Divergenz der stimulierten SRS-Strahlung kann die Instabilität der Anordnung nur eine geringe Veränderung der Strahlintensitäten in der Explosionsebene hervorrufen.

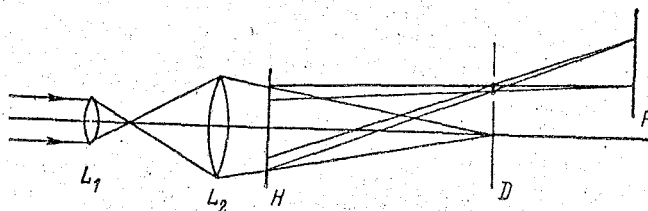


Abbildung 18. Anordnung zur Hologrammwiedergabe  
 $L_1$ ,  $L_2$  - Linsen; H - Hologramm; D - Schirm mit  
Öffnungen; F - Betrachtungsebene.

Bei der Erzeugung von doppeltbelichteten Hologrammen kann eine merkliche Veränderung der Intensität, die bei einer wesentlich größeren Winkelinstabilität als  $1'$  vorkommt, zu einer Verschlechterung des Streifenkontrasts des wiedergegebenen Interferenzbildes führen. Bei unseren Versuchsbedingungen spielte dieser Faktor jedoch eine unwesentliche Rolle, verglichen mit der Instabilität des Lasers und hauptsächlich der Instabilität der SRS-Energieabgabe. Außerdem hatte die Absorption der Strahlung des Laserexplosionsplasmas großen Einfluß auf die Modulation der Intensitäten der mit dem doppeltbelichteten Hologramm wiedergegebenen Wellen, die das Interferogramm bilden. Dies führte zu einer Verschlechterung des Streifenkontrasts an den Stellen des Interferogramms, an denen sich die Abbildung der Explosion ausbildet.

Zur Erzeugung von Interferogrammen mit Streifen endlicher Breite wurde der Keil 9 in den Objektstrahl eingeführt. Eine Drehung des Keiles zwischen den Belichtungen führte zu einer Neigung der in der zweiten Belichtung aufgezeichneten Objektwelle. Die Größe der Neigung bestimmte die Raumfrequenz der Interferenzstreifen, wobei diese Größe so gewählt wurde, daß sich innerhalb der Darstellung der Explosion 5 - 6 Streifen befanden.

Die Anordnung zur Wiedergabe der holographischen Interferogramme ist in Abb. 18 dargestellt. Der Lichtstrahl des Einmoden-Helium-Neon-Lasers (LG-36 A) wurde mit Hilfe des Mikroskopobjektivs  $L_1$  und des Objektivs  $L_2$  aufgeweitet und in einem konvergenten Strahl abgebildet, dessen Spitze sich in ungefähr 120 cm Abstand vom Hologramm H befand; das Hologramm befand sich ganz dicht bei der Linse  $L_2$ . Die Besonderheit dieser Anordnung besteht darin, daß ein Schirm mit Öffnungen in die Ebene D gebracht wird, in der die Wellen der verschiedenen Beugungen gebündelt werden. Da sich die Richtung des Objektstrahls, mit der dieser bei der zweiten Belichtung auf die Fotoplatte fällt, bei der Aufnahme des Hologramms von der Richtung bei der ersten Belichtung unterscheidet, werden die entsprechenden Wellen bei der Wiedergabe in der Ebene D in zwei getrennte Punkte gebündelt. Beim Durchgang jener Welle, die der durch die Explosion angeregten Wellenfront entspricht, durch die Öffnung oder bei Durchgang beider Wellen kann man entweder ein Schattenbild der Explosion oder ihr Interferogramm beobachten. In dieselbe



Ebene, auf der sich der Schirm befindet, kann man Filter bringen, durch die man das Intensitätsverhältnis der interferierenden Wellen so verändern kann, daß man den größten Kontrast der Streifen auf dem Interferogramm in jenen Bereichen der Explosion erhält, wo eine starke Lichtabsorption vorhanden ist.

Bemerkt sei, daß der Arbeit [15] eine ähnliche experimentelle Methode zugrunde liegt; sie befaßt sich mit der holographischen Untersuchung des Gasdurchschlags vor der Laserexplosion.

Mit Hilfe der oben beschriebenen Aufzeichnungs- und Wiedergabeanordnungen wurden holographische Doppelwellenlängen-Interferogramme und -Schattenbilder des Laserexplosionsplasmas mit einem zum 1. Impuls verzögerten Aufnahmeimpuls erzeugt. Der erste Impuls erzeugte eine Explosion von 85 und 115 ns. Die Laserexplosion wurde in Luft

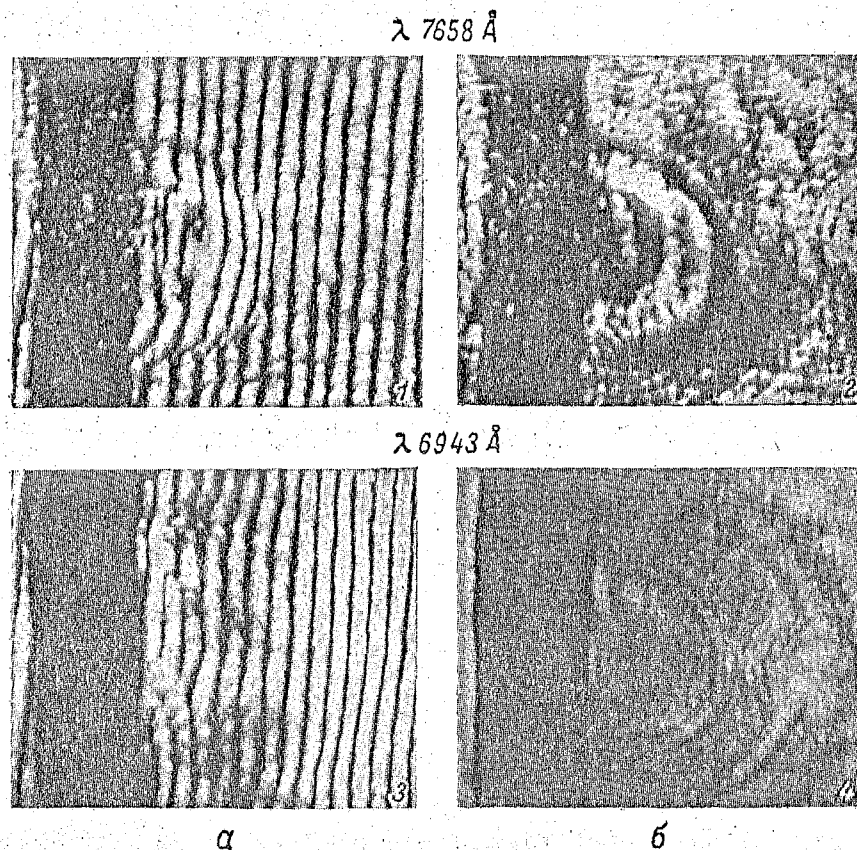


Abbildung 19. Interferogramme und Schattenbilder der Laserexplosion in Luft.

$p = 0,1 \text{ atm}$ ,  $t = 115 \text{ ns}$ .

bei 1 und 0,1 atm Druck erzeugt. Als Beispiel sind in Abb. 19 die Interferogramme (a) und Schattenbilder (b) des Laserexplosionsplasmas in Luft bei 0,1 atm Druck dargestellt, die mit zwei gleichzeitig aufgezeichneten Hologrammen erzeugt wurden.

In dem im SRS-Licht erzeugten Interferogramm ist die Streifenverschiebung gut zu sehen; sie ist dadurch bedingt, daß im Plasma neutrale Kaliumatome vorhanden sind; und die Verschiebung ist in dem im Rubinlaserlicht aufgezeichneten Interferogramm praktisch nicht vorhanden.

Die Auswertung der Doppelwellenlängen-Interferogramme ist im Folgenden beschrieben; dadurch konnte die Konzentration der neutralen Kaliumatome im Laserexplosionsplasma bestimmt werden.

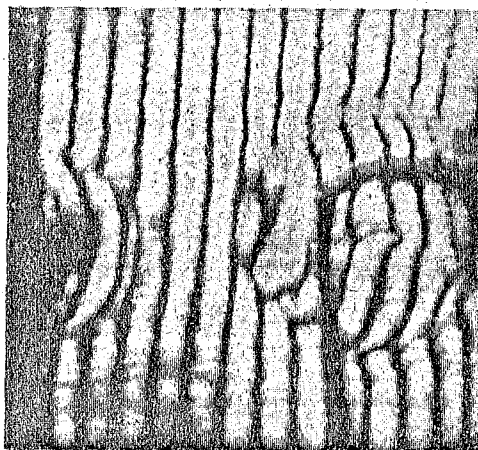


Abbildung 20. Holographisches Interferogramm von zwei nach einer Explosion entstehenden Laserplasmen ( $\lambda$  6943 Å).

Es sei noch auf einige Effekte aufmerksam gemacht, die in unseren Versuchen auftraten. So wurde bemerkt, daß das Vorhandensein eines Festkörpertargets einer Verringerung der Luftdurchschlagsschwelle entspricht. Dies wird durch das in Abb. 20 dargestellte Interferogramm gut illustriert. Der Laserstrahl, welcher sich in unmittelbarer Nähe vom Maßstabsobjekt (einem Draht, mit dem der Maßstab der Darstellung bestimmt wird) ausbreitet, wobei das Objekt in ungefähr 3 mm Abstand von der Oberfläche des Targets aufge-

stellt ist, rief in seiner Nähe einen Luftdurchschlag hervor und erzeugte auch eine Explosion an der Oberfläche des Targets. Wenn kein Festkörpertarget und kein Maßstabsobjekt vorhanden war, dann war die Intensität der Laserstrahlung nicht ausreichend, um im Brennpunkt der Linse 7 einen Laserfunken zu erzeugen. Unter Bezug auf die Ergebnisse der Arbeit [16] kann man annehmen, daß die Verringerung der Schwelle für den Gasdurchschlag, in dem sich das Target befindet, eine Folge der **ultravioletten Strahlung des Laser-Plasmas** ist, wobei die Strahlung einen Ionisierungseffekt besitzt. Nach all dem Gesagten ist zu erwarten, daß unter Einwirkung einer intensiven Strahlung, die auf die Nähe der Oberfläche des Festkörpertargets fokussiert wird, wobei sich dieses Target bei relativ hohen Drücken in Gas befindet, ein Plasma entsteht, das aus dem Laserexplosionsplasma und dem Laserfunkenplasma besteht. Diese Annahme bestätigen die für die Zeitverzögerungen  $\tau=49$  ns ermittelten Schattenprojektionen des Laserplasmas in Luft bei atmosphärischem Druck.

#### § 4. Die holographische Dreiwellenlängendiagnose der Laserexplosion auf einem Kaliumtarget

Zur Untersuchung der Beiträge zum Brechungsindex, die von den Elektronen und schweren Plasmateilchen herrühren, verwendet man die wohlbekannte Methode der Zweiwellenlängen-Interferometrie [17]. Wenn außer der Strahlung mit den Wellenlängen, die zur Durchführung der Zweiwellenlängendiagnose notwendig sind, in der Sondenstrahlung eine Strahlung mit der Wellenlänge, die nahe der Absorptionslinie der Atome oder Ione einer bestimmten Sorte liegt, enthalten ist, dann gestattet dies bei entsprechender Wahl der Wellenlängen, auf dem Untergrund der allgemeinen Veränderung des Brechungsindex einerseits den Beitrag der Teilchen dieser Sorte abzutrennen, und andererseits die Beiträge der Elektronen und der übrigen schweren Teilchen aufzuteilen.

Dieser Gedanke wurde bei der interferometrisch-holographischen Diagnose des Laserexplosionsplasmas auf einem Kalium-Target realisiert [18]. Als Sondenstrahlung wurde die Erste Harmonische ( $\lambda$  6943 Å) und die zweite Harmonische ( $\lambda$  3472 Å) einer Rubinlaserstrahlung

verwendet, als auch die SRS der Rubinlaserstrahlung in Nitrobenzol. Die Versuchsanlage (Abb. 21) wurde auf Grundlage jener Anlage hergestellt, die bei Untersuchung des Laserexplosionsplasmas im Rubinlaser- und SRS-Licht verwendet wurde (siehe Abb. 13). Folgende Veränderungen wurden dabei vorgenommen: die Brennweite der Linse 4, die die Rubinlaserstrahlung in der Nitrobenzolküvette fokussiert, wurde auf 17 cm verringert. Dabei betrug der Energietransformationskoeffizient der Pumpstrahlung in die stimulierte ungefähr 15 %. Beim Austritt aus der Küvette war eine zweite gleiche Linse 6 angebracht, die einen parallelen Rubinlaserstrahl erzeugte, welcher danach auf den Frequenzverdoppler, einen nichtlinearen einachsigen Kristall  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (Kaliumdihydrogenorthophosphat) fiel. Der KDP stellte ein Parallelepipiped mit den Abmessungen 20 x 20 x 40 mm dar. Für die Erzeugung der zweiten Harmonischen im parallelen Strahl mußte eine minimale Neigung der Laserstrahlungen zueinander eingestellt werden, was in Bezug auf die genaue Einstellung der Linsen 4 und 6 offensichtlich sehr große Anforderungen stellte. Da der Wirkungsgrad für die Umwandlung der Hauptstrahlung in die zweite Harmonische von der Strahlungsflußdichte im Kristall abhängt, war deren Intensität für das KDP in unserem Fall nicht größer als 0,5 - 1 %. Unter den besagten Anregungsbedingungen stellte die Strahlung der zweiten Harmonischen in größeren Entfernungen Streifen dar mit dem Bogenmaß für die Abbildung des Hauptmaximums, das dem Zentralstreifen entspricht und nach [19, 20] gleich

$$Q_\beta = \frac{2\pi}{k_0 \beta L} = 2' \quad (22)$$

ist, mit  $k_0$  = Wellenvektor der Anregungsstrahlung der Hauptfrequenz ( $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ ), gemessen in Luft;  $\beta$  — Doppelbrechungswinkel im Kristall; L - Kristalllänge. Innerhalb dieses Winkels wurden annähernd 90 % der Intensität der zweiten Harmonischen abgestrahlt. Bemerkt sei: wenn die Linse 6 fehlte, dann beobachteten wir eine Erzeugung der zweiten Harmonischen in Form konzentrischer Ringe, in deren Zentrum sich ein Fleck von maximaler Intensität befindet. Dieses Verfahren zur Erzeugung der zweiten Harmonischen kann nicht verwendet werden, da die Divergenz des Lichtstrahls im Vergleich zur Erzeugung im parallelen Strahl wesentlich größer ist. Die Messungen der Impulsdauer der zweiten Harmonischen zeigten, daß sie 1,3 mal

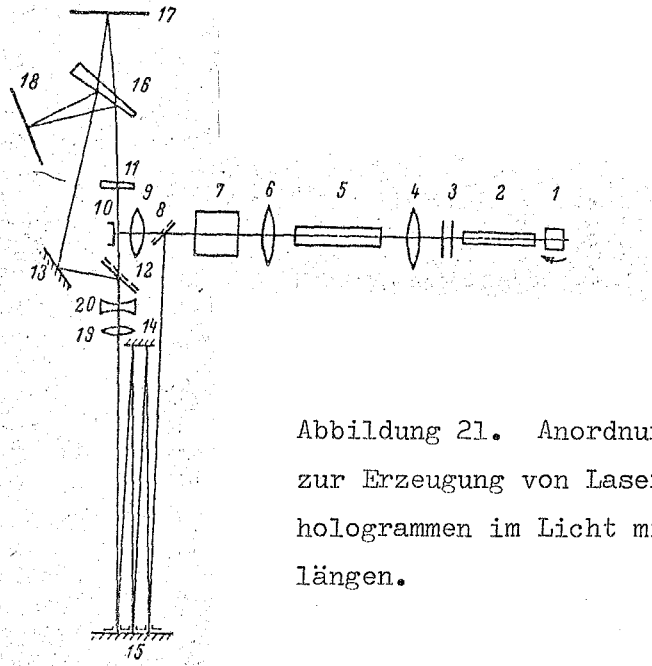


Abbildung 21. Anordnung der Anlage zur Erzeugung von Laserexplosionshologrammen im Licht mit drei Wellenlängen.

kürzer ist als der Impuls der ursprünglichen Rubinlaserstrahlung.

Durch die geringe Divergenz (siehe Formel (22)) der Strahlung der zweiten Harmonischen konnte man die nötige Belichtungszeit des Filmmaterials erreichen, auch wenn eine Lichtverzögerungsstrecke von 35 m Länge verwendet wurde. Die Anforderungen an das genaue Justieren der Anlage nahmen dabei jedoch stark zu. Die Justierung wurde am Streifen der zweiten Harmonischen durchgeführt, der danach durch Regulieren der Stellung der Linsen 4 und 6 auf von der Stirnseite des KDP entferntere Blenden ausgeblendet wurde.

Der dielektrische Spiegel 8 hat einen Reflexionsfaktor für die Strahlung der zweiten Harmonischen von ca. 50 %, und für die Laserstrahlung in der SRS ungefähr 30 %. Zum Ausgleich des optischen Wegunterschiedsvon Referenz- und Objektstrahl wurden planparallele Quarzplatten benutzt. Einige Veränderungen wurden auch in der Anordnung zur Hologrammaufzeichnung vorgenommen. Diesmal wurde in der Ebene 18 das Hologramm im SRS-Licht aufgezeichnet, und zur Unterdrückung der Rubinlaserstrahlung und ihrer zweiten Harmonischen wurden die Filter KS-19 und FS-7 eingebaut. In der Ebene 17 wurde auf "Panchrome-18"-Film das Doppelwellenlängen hologramm im Licht der Ersten und zweiten Harmonischen aufgezeichnet.

Letzten Endes wäre es am geeignetsten, wenn man ein Dreiwellenlängen hologramm aufzeichnen könnte und bei der Wiedergabe drei in verschiedenen Orten lokalisierte Interferogramme erhielte. Da die Wellenlängen der Rubinlaser- und SRS-Strahlung jedoch sehr nah beieinander liegen, wird eine zusätzliche Analyse notwendig, damit man sich nicht überschneidende Darstellungen der Laserexplosion ermitteln kann, die auch diesen Wellenlängen entsprechen.

Die Wiedergabe werde mit Hilfe einer Strahlung mit der Wellenlänge  $\lambda_3$  durchgeführt. Die Beugungswinkel an den holographischen Strukturen, die der Laserstrahlung ( $\lambda_1$ ) und der SRS-Strahlung ( $\lambda_2$ ) entsprechen, werden über eine Näherung kleiner Winkel bestimmt durch die Formeln

$$\beta_1 = \lambda_3 \frac{\alpha}{\lambda_1} \quad (23)$$

und

$$\beta_2 = \lambda_3 \frac{\alpha}{\lambda_2}, \quad (24)$$

wobei  $\alpha$  mittlerer Winkel zwischen dem Referenz- und Objektstrahl in der Hologrammebene ist. Die Differenz der Beugungswinkel  $\Delta\beta$  wird offensichtlich ausgedrückt durch Formel

$$\Delta\beta = \frac{\alpha}{\lambda_3} \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \lambda_3 \quad (25)$$

Um sich nicht überschneidende Darstellungen zu erhalten, ist die Erfüllung von Bedingung

$$\Delta\varphi \leq \Delta\beta \quad (26)$$

oder

$$\frac{\Delta\varphi}{\alpha} \leq \frac{\lambda_3 \Delta\lambda}{\lambda_1 \lambda_2} \quad (27)$$

notwendig, wobei  $\Delta\varphi$  der Erscheinungswinkel des Objekts ist,  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ . Wenn wir berücksichtigen, daß das Auflösungsvermögen des Filmes  $150 \text{ mm}^{-1}$  nicht übersteigt, und daß auf dem Film neben dem Hologramm im SRS-Licht und im Licht der Ersten Harmonischen der Rubinstrahlung auch das Hologramm im Licht der zweiten Harmonischen aufgezeichnet wird, dann stellen wir fest, daß der maximale Wert von  $\alpha$  0,05 rad beträgt. Da unter unseren Bedingungen  $\lambda_3 \Delta\lambda / \lambda_1 \lambda_2 \approx 0.08$  ( $\lambda_3 = 6328 \text{ \AA}$ ) ist,

kann man leicht erkennen, daß die Bedingung (27) den Erscheinungswinkel des Objekts auf  $\Delta\varphi_{\max} \approx 0,23^\circ$  begrenzt. Die maximale Längenabmessung der Explosion betrug in unseren Versuchen ungefähr 4 mm, was bei einem Abstand von Explosionsebene zu Hologrammebene von  $R = 80$  cm als Erscheinungswinkel für die Explosion von  $0,3^\circ$  ergibt.

Um den Erscheinungswinkel um das Doppelte zu verringern, müssen wir  $R$  annähernd verdoppeln. Dabei muß zur Erzeugung der holographischen Struktur mit der geforderten Raumfrequenz ( $\nu = 150 \text{ mm}^{-1}$  für  $\lambda = 3472 \text{ \AA}$  und  $\nu = 75 \text{ mm}^{-1}$  für  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ ) der Winkel zwischen dem Referenz- und Objektstrahl annähernd  $3^\circ$  sein. Bei unserer Aufzeichnungsanordnung erfordert dies eine Vergrößerung des Abstandes zwischen dem Spiegel 13 und dem Keil 12 auf 80 mm; dadurch nimmt der Wegunterschied zwischen den Strahlen zu, was zusätzliche Schwierigkeiten beim Ausgleichen derselben hervorruft. Außerdem ist es, noch wichtig zu bemerken, daß der uns zur Verfügung stehende Film für die Aufzeichnung der Infrarotstrahlung ein niedriges Auflösungsvermögen zur Aufzeichnung der Hologramme im Licht der zweiten Harmonischen bei unserer Anordnungsweise besaß. Wesentliche Schwierigkeiten bei der Aufzeichnung des Dreiwellenlängenhologramms würden auch hervorgerufen, wenn man ein optimales Verhältnis der Strahlungsintensitäten der verschiedenen Wellenlängen erzielte, das für die Belichtung des Filmes notwendig ist.

Aufgrund der genannten Schwierigkeiten haben wir es vorgezogen, die Hologramme im SRS-Licht auf einem getrennten Film aufzuzeichnen, obwohl die Wiedergabe von drei Interferogrammen aus einem Dreiwellenlängenhologramm ebenfalls von einem bestimmten methodischen Interesse wäre. Die Schwierigkeit in der Durchführung der Dreiwellenlängendiagnose der Laserexplosion bei dieser Anordnung beruht darin, daß eine Dreiwellenlängenstrahlung erzeugt wird, von der eine jede Spektralkomponente ausreichende Intensität zur Aufzeichnung des Hologramms im Licht der entsprechenden Wellenlänge besitzen soll. Sorgfältiges Justieren aller Elemente der Anordnung und besonders der Frequenzumsetzung der Rubinlaserstrahlung (Rubinlaser - SRS - Küvette - KDP-Kristall) erlaube es uns, die Strahlungintensität der zweiten Harmonischen zu steigern. Als Resultat wurde es möglich, für jede der drei Wellenlängen der Sondenstrahlung





bei atmosphärischem Druck auftritt, bei Verzögerung des Aufnahmeimpulses bezüglich des die Explosion erzeugenden Impulses um 115 ns, und die ihnen entsprechenden Schattenbilder der Explosion (b). Die Methode zur Auswertung der Dreiwellenlängeninterferogramme, mit der man die Konzentrationen der Teilchen verschiedener Sorte im Explosionsplasma einzeln bestimmen kann, wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

### § 5. Methode und Ergebnisse der Interferogrammauswertung

Wir untersuchen zuerst die Methode zur Auswertung der Laserexplosionsinterferogramme in Luft bei atmosphärischem Druck. Bei den im Laserplasma unter unseren Versuchsbedingungen vorhandenen Teilchendichten können wir annehmen, daß der Brechungsindex des Plasmas eine additive Größe ist und sich als Summe seiner verschiedenen Komponenten ergibt.

Wenn man zur Erzeugung der Interferogramme die Rubinlaser- und SRS-Strahlung verwendet, dann hängt die aufgenommene Veränderung des Brechungsindex in dem vom Laserplasma eingenommenen Bereich mit drei Ursachen zusammen. 1) der Veränderung der Luftdichte, 2) dem Auftreten freier Elektronen und 3) dem Auftreten neutraler Kalium-Atome infolge Teilchenemission aus dem Target.

Bis zur Bildung der Explosion wird der Brechungsindex  $n_0$  nur durch die Konzentration der Luftmoleküle  $N_0$  bestimmt, mit der er bekanntlich verknüpft ist durch Formel

$$(n_0 - 1)_\lambda = 2\pi\alpha(\lambda) N_0, \quad (28)$$

wobei  $\alpha(\lambda)$  die Polarisierbarkeit der Luftmoleküle für die jeweilige Wellenlänge bezeichnet.

Der Brechungsindex des Plasmas wird entsprechend dem besagten und unter Berücksichtigung von Formel (6) bestimmt durch den Aus-  
druck

$$(n - 1)_\lambda = 2\pi\alpha(\lambda) N - 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e + (n - 1)_{\lambda K}, \quad (29)$$

Hier sind  $N$  die Konzentration der Luftmoleküle,  $(n-1)_{\lambda R}$  der Brechungsbeitrag des Plasmas der neutralen Kaliumatome. Um ihn feststellen zu können, berücksichtigen wir die beiden Linien des Kalium-Resonanz-Dubletts ( $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2, 1/2}$ )  $\lambda_k = 7665$  und  $\lambda'_k = 7699 \text{ \AA}$  mit den Oszillatorenstärken der entsprechenden Übergänge  $f_k = 0,6$  und  $f'_k = 0,34$ . Nach (1) erhalten wir

$$(n-1)_{\lambda R} = A \left[ \frac{f_k}{\lambda - \lambda_k} + \frac{f'_k}{\lambda - \lambda'_k} \right] N_R. \quad (30)$$

Aus Formel (28) und (29) und unter Berücksichtigung von (30) nimmt die vollständige Brechungsindexänderung in dem vom Plasma eingenommenen Bereich folgende Form an:

$$\begin{aligned} \Delta n(\lambda) &= (n-1)_{\lambda} - (n_0-1)_{\lambda} = \\ &= 2\pi\alpha(\lambda) \Delta N - 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_0 + A \left[ \frac{f_k}{\lambda - \lambda_k} + \frac{f'_k}{\lambda - \lambda'_k} \right] N_R. \end{aligned} \quad (31)$$

Entsprechend der Brechungsindexänderung auf dem Interferogramm tritt eine Verschiebung der Interferenzstreifen bezüglich der Position ein, die sie ohne Plasma einnehmen würden:

$$k = \frac{1}{\lambda} \int_0^l \Delta n(\lambda) dl, \quad (32)$$

mit  $k$  - Anzahl der Streifen, um die das Interferenzbild verschoben wurde;  $l$  - Länge des durchstrahlten Plasmaabschnitts.

Wir setzen in (31) die Zahlenwerte der Größen ein und erhalten für die Brechungsindexänderung für jede Wellenlänge der Aufnahme- strahlung

$$\Delta n_{7665 \text{ \AA}} = 1,07 \cdot 10^{-23} \Delta N - 2,62 \cdot 10^{-22} N_0 - 1,15 \cdot 10^{-19} N_R, \quad (33)$$

$$\Delta n_{7699 \text{ \AA}} = 1,07 \cdot 10^{-23} \Delta N - 2,15 \cdot 10^{-22} N_0 - 1,51 \cdot 10^{-21} N_R, \quad (34)$$

Für die Polarisierbarkeit der Luftmoleküle im besagten Spektralintervall wurde der Wert  $\alpha = 0,17 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$  [21] gewählt.

Somit wird offensichtlich, daß wir, wenn wir nur zwei Interferogramme haben, allgemein gesagt, die Dichte einer jeden Komponente, die an der aufgezeichneten Brechungsindexänderung beteiligt

sind, nicht bestimmen können. Man kann jedoch die Konzentration der neutralen Kalium-Atome bewerten, wenn man die folgenden Umstände berücksichtigt.

Wie leicht zu erkennen ist, liegt beim Fehlen der neutralen Kalium-Atome der Unterschied in der Streifenverschiebung auf den Interferogrammen, der durch den Unterschied der Wellenlängen  $\lambda=7658 \text{ \AA}$  und  $\lambda=6943 \text{ \AA}$  bedingt ist, innerhalb der größten Genauigkeit, mit der die Streifenverschiebungen bestimmt werden können; sie betrug bei unseren Versuchen 10 %. Tatsächlich wird die Interferenzstreifenverschiebung, die durch die vorhandenen freien Elektronen  $k_e$  bedingt ist, bestimmt durch die Formel

$$k_e = -4,49 \cdot 10^{-14} \lambda \int_0^l N_e dl, \quad (35)$$

und die Interferenzstreifenverschiebung, die durch die Veränderung der Luftdichte bestimmt ist, durch Formel

$$k_L = \frac{1}{\lambda} \int_0^l 2\pi n \Delta N dl. \quad (36)$$

Aufgrund der geringeren Luftdichte in den Zentralbereichen des Plasmas, was mit der Entstehung einer Schockwelle zusammenhängt, ist  $\Delta N < 0$ , und dann haben die Verschiebungen  $k_e$  und  $k_L$  gleiches Vorzeichen. Es sei nebenbei bemerkt, daß die durch die Atome bedingte Verschiebung in derselben Richtung verläuft wie  $k_e$  und  $k_L$ , und deshalb ist die vollständige Verschiebung auf dem Interferogramm maximal, das der SRS-Strahlung entspricht. Da die Verschiebung  $k_e$  proportional ist zur Wellenlänge, und die Verschiebung  $k_L$  reziprok zu ihr, so ist der Unterschied in der Gesamtverschiebung der Streifen, die durch die Elektronen und die Luftverdrängung hervorgerufen wird, nicht größer als der durch das Verhältnis der Wellenlängen  $\lambda_1/\lambda_2 \approx 1.1$  bestimmte Wert. Damit wird der Unterschied in der Streifenverschiebung auf den im SRS- und Rubinlaserlicht erzeugten Interferogrammen allein durch die Größe des Brechungsindexbeitrags der neutralen Kaliumatome bestimmt. Die Näherungsformel zur Bestimmung ihrer Konzentration nimmt somit folgende Form an:

$$k_1 \lambda_1 - k_2 \lambda_2 = 1.135 \cdot 10^{-10} \int_0^l N_K dl, \quad (37)$$

wobei  $k_1$  und  $k_2$  die entsprechenden Streifenverschiebungen auf den Interferogrammen bezeichnen. Hieraus erhalten wir für die auf die Länge der durchstrahlten Schicht gemittelten Konzentration  $\bar{N}_K$

$$\bar{N}_K = \frac{6.75 \cdot 10^{14}}{l} (1.1 k_1 - k_2). \quad (38)$$

Mit Hilfe dieser Formel wurden die ersten Interferogramme des Laserplasmas, die bei der Zweiwellenlängendiagnose erzeugt wurden, ausgewertet. Im Prinzip könnte man aus diesen Interferogrammen auch die Elektronenkonzentration berechnen, wenn man, ausgehend von der Theorie der starken Explosion [22], voraussetzt, daß in den untersuchten Entwicklungsstadien des Plasmas, die seiner freien Ausbreitung entsprechen, eine vollständige Luftverdrängung in die verdichtete Schale stattfindet. Mit Hilfe unkomplizierter Berechnungen kann man den Beitrag der Brechungsindexänderung bestimmen, der durch die Luftverdrängung an der Schockwellenfront bedingt ist, und die entsprechende Korrektur in den Ausdruck für die der Interferenzstreifenverschiebung einbringen. Dieses Berechnungsverfahren wird in der Arbeit [23] detailliert erörtert. In unserem Fall ist eine solche Methode zur Auswertung der Interferogramme einzig von methodischem Interesse, da sich mit der von uns erarbeiteten Methode der Dreiwellenlängendiagnose die Konzentration der Elektronen, der neutralen Kalium-Atome und die Änderung der Luftdichte auf der Basis von Versuchsdaten berechnen läßt. Außerdem verlangt die Annahme der völligen Luftverdrängung in die Schale des Plasmas allgemein eine zusätzliche experimentelle Überprüfung, die mit der Dreiwellenlängendiagnose offensichtlich gleichzeitig mit der Konzentrationsbestimmung der uns interessierenden Komponenten durchgeführt wird.

Wenn in der Aufnahmestrahlung außer den besagten Wellenlängen eine zweite Harmonische der Rubinlaserstrahlung enthalten ist, dann wird die entsprechende Brechungsindexänderung aufgezeichnet:

$$\Delta n_{3472 \text{ \AA}} = 1.26 \cdot 10^{-23} \Delta N_p - 0.54 \cdot 10^{-22} N_p. \quad (39)$$

(Mit Hilfe von einfachen Berechnungen kann man sich davon überzeugen, daß der Beitrag der Kalium-Atome zum Brechungsindex auf dieser Wellenlänge verschwindend gering ist.) Bei der Berechnung der entsprechenden Interferenzstreifenverschiebungen auf den drei Interferogrammen kann man alle uns interessierenden Größen errechnen. Die Ergebnisse einer solchen Berechnung der axialen Verteilung der über den Durchmesser mittleren Konzentrationen  $\bar{N}_e$ ,  $\bar{N}_k$ ,  $\bar{N}$  sind in Abb. 23, a - c dargestellt.

Bei Untersuchung des Laserplasmas in Luft bei niedrigen Drücken, wo die Brechungsindexänderung der Luft vernachlässigbar klein ist, verglichen mit dem Beitrag anderer Komponenten, kann man sich auf die Aufnahme von Interferogrammen mit zwei Wellenlängen beschränken. In diesem Fall kann man durch gemeinsame Lösung der zwei Gleichungen, die die Interferenzstreifenverschiebung durch die entsprechenden

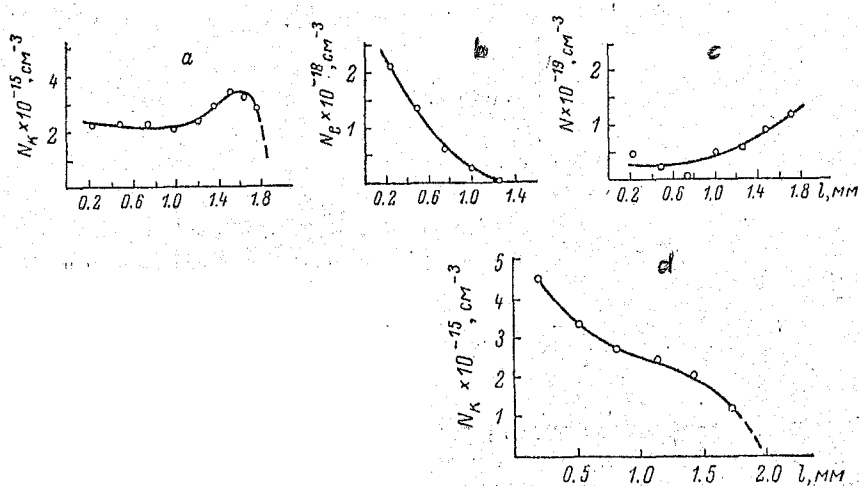


Abbildung 23. Axiale Verteilung (auf der Explosionsachse) der über den Durchmesser des Explosionsquerschnitts gemittelten Konzentrationen der neutralen Kaliumatome (a, d), der freien Elektronen (b) und der Luftmoleküle (c).

a, b, c -  $P = 1 \text{ atm}$ , d -  $P = 0,1 \text{ atm}$ ,  $\tau = 115 \text{ ns}$ .

Gleichungen (33) und (34) (ohne die den Luftbeitrag berücksichtigenden Glieder) beschreiben, die Konzentration der Kaliumatome und der Elektronen bestimmen. Es ist unschwer zu ersehen, daß die Formel zur Berechnung von  $\bar{N}_k$  praktisch mit Formel (38) übereinstimmt; die Formel zur Berechnung von  $\bar{N}_e$  hat die Form

$$\bar{N}_e = 2,92 \cdot 10^{-17} \left[ \frac{h}{l} - 1,96 \cdot 10^{-15} \bar{N}_K \right]. \quad (40)$$

Vergleichen wir die in Abb. 19 ( $P = 0,1 \text{ atm}$ ,  $\tau = 115 \text{ ns}$ ) dargestellten Interferogramme der Laserexplosion, so sehen wir, daß die Streifen auf dem der Rubinlaserstrahlung entsprechenden Interferogramm beinahe gerade bleiben. Hieraus folgt, daß die Konzentration der freien Elektronen im vorliegenden Fall nicht größer ist als die nach unserer Methode kleinste bestimmte, und daß die Streifenverschiebung auf dem der SRS-Strahlung entsprechenden Interferogramm durch die neutralen Kalium-Atome bestimmt ist. Die Rechenergebnisse von  $\bar{N}_k$ , die über einige gleichartige Interferogramme gemittelt wurden, sind in Abb. 23d dargestellt. Ausgehend von der Meßgenauigkeit für die Interferenzstreifenverschiebung, schätzen wir die Fehlergröße für die Bestimmung der uns interessierenden Konzentrationen mit annähernd 30 % ein.

Bislang haben wir die Methode zur Bestimmung der über die Dicke der durchstrahlten Plasmaschicht mittleren Konzentrationswerte erörtert. Das Laserexplosionsplasma ist eine rotationssymmetrische Inhomogenität, wobei die Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung, die auf dem Target eine Explosion erzeugt, als Symmetrieachse dient. Das das Plasma durchstrahlende Laserstrahlbündel verläuft durch das Plasma an der Sehne, d.h. in der zur Symmetrieachse senkrechten Richtung. Es ist wohlbekannt, daß man in diesem Fall aus den integralen Werten des Brechungsindex seine radiale Verteilung im gewählten Plasmaquerschnitt feststellen kann. Symmetrieachse sei die Achse  $z$ ; die zur Aufzeichnung des Interferogramms verwendete Laserstrahlung breitet sich längs der Achse  $y$  aus.

Wenn man die Ablenkung des durch das Plasma verlaufenden Lichtstrahls nicht beachtet (bei großen Dichtegradienten oder großen Wegstrecken, die vom Lichtstrahl im Plasma durchlaufen werden, muß sie

berücksichtigt werden [24]), dann kann man die Interferenzstreifenverschiebung bezüglich des Referenzstreifens auf dem Interferogramm ohne Plasma folgenderweise schreiben:

$$k(x) = \frac{2}{\lambda} \int_0^y \Delta n(r) dy, \quad (41)$$

oder

$$k(x) = \frac{2}{\lambda} \int_0^R \frac{\Delta n(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (42)$$

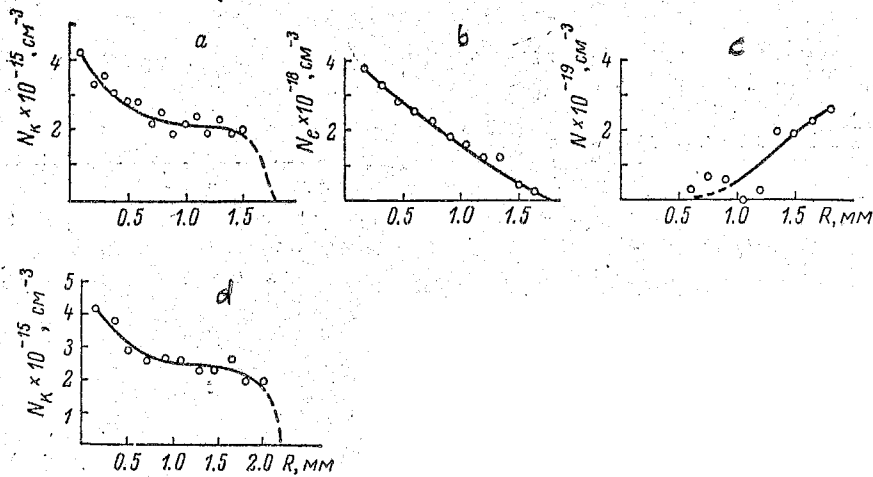


Abbildung 24. Radiale Verteilung im Explosionsplasma der neutralen Kaliumatome (a, d), der Elektronen (b) und der Luftmoleküle (c).

a, b, c - P = 1 atm, d - P = 0,1 atm,  $\tau = 115$  ns.

Gleichung (42) gehört zum Typ der Abelschen Integralgleichungen. Es gibt für sie verschiedene Lösungsmethoden (siehe z.B. [25]). Am verbreitetsten ist die Methode, in der die Scheibe der untersuchten Inhomogenität in  $k$  ringförmige Bereiche  $0=r_0 < r_1 < \dots < r_k=R$  zerlegt wird, und die Funktion  $k(x)$  durch die in den Punkten  $x_j$  angenommenen stückweise linearen Funktion angenähert wird; die Werte  $k(x_j)$  werden experimentell bestimmt. Der Integralgleichung (42) entspricht dann ein System linearer algebraischer Gleichungen mit Dreiecksmatrix. Jede der Gleichungen hat die Gestalt

$$k(x_j) = 2 \sum_{m=j}^k \frac{\Delta n(r_m)}{\lambda} \Delta l_{jm} \quad (43)$$

Hier bezeichnet  $\Delta n(r_m)$  die gesuchte Brechungsindexänderung in den Punkten  $r_m$  und  $\Delta l_{jm}$  die Länge des vom Licht im entsprechenden ringförmigen Bereich durchlaufenen Weges. Folglich kann man  $\Delta l_{jm}$  darstellen als  $\Delta l_{jm} = \alpha_{jm} \Delta r$ , wobei  $\Delta r = R/k = D/2k$  ( $D$  - Scheibendurchmesser). Wie leicht zu erkennen ist, sind die Koeffizienten  $\alpha_{jm}$  proportional zu den entsprechenden Schnittflächen der ringförmigen Bereiche. In einigen Arbeiten sind sie für eine unterschiedliche Anzahl von Intervallen berechnet; wir haben die in [26] genannten Koeffizienten  $\alpha_{jm}$  benutzt.

Mit Hilfe der Abel-Transformation wurden die Interferogramme des Laserexplosionsplasmas in Luft bei 1 und 0,1 atm Druck ausgewertet. Die Rechenergebnisse für die Zeitverzögerungen  $\tau = 115$  ns sind in Abb. 24 dargestellt.

#### § 6. Die Grenzen für die Anwendung der Resonanzholographie

Im vorliegenden Abschnitt untersuchen wir die Anwendungsmöglichkeiten der Resonanzholographie. Wir bestimmen insbesondere die Empfindlichkeit der Methode, und wir klären auch die Ursachen, die sich auf die Qualität des Interferogramms auswirken und die damit den Konzentrationsbereich der untersuchten Komponente begrenzen; dieser kann auf einem Interferogramm gemessen werden.

Die Empfindlichkeit der Resonanzholographie kann aus dem kleinsten Konzentrationswert der schwereren Teilchen bewertet werden, der für die Messungen zugänglich ist.

Wir nehmen an, daß die Phasenverschiebungen, welche durch Licht mit der Wellenlänge  $\lambda_2$  entstehen, das nahe der Absorptionslinie  $\lambda_k$  liegt, nicht von dem Verbreiterungsmechanismus der Absorptionslinie abhängen, d.h.  $\lambda_2$  hat einen ausreichend großen Abstand vom Zentrum der Linie  $\lambda_k$ . Der Einfluß der Verbreiterung auf den Brechungsindex wird in Arbeit [27] untersucht, in der der Vorschlag gemacht wird, das Auflösungsvermögen der gewöhnlichen Interferenzmethoden auch durch Verwendung einer Doppelwellenlängenstrahlung zu erreichen; die-



se Strahlung enthalte eine Wellenlänge, die der Absorptionslinie einer der Komponenten der untersuchten Inhomogenität nahekommt. Wir nehmen weiterhin an, daß die Veränderung des Brechungsindex der jeweiligen Komponente innerhalb der Linienbreite der Sondenstrahlung  $\lambda_2$  geringfügig ist.

Für die Erzeugung des Hologramms werde eine Strahlung verwendet, welche die zwei Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  enthalte. Für die Strahlung mit der Wellenlänge  $\lambda_1$ , die großen Abstand hat von der Absorptionslinie  $\lambda_k$ , wird die aufgezeichnete Brechungsindexänderung bezeichnet durch  $(n_1 - n_0)$ , und für die Strahlung mit der Wellenlänge  $\lambda_2$ , die der Absorptionslinie nahekommt, durch  $(n_2 - n_0)$  angegeben. Hier bezeichnet  $n_0$  den Brechungsindex der Umgebung ohne Objekt. Dann ist  $n_2 = n_1 + \Delta n$ , wobei  $\Delta n$  die Brechungsindexänderung angibt, die durch jene Komponente der Inhomogenität bedingt wird, zu der die Absorptionslinie gehört. Im Wellenlängenintervall, das bei der untersuchten Methode verwendet wird, ist  $n_1$  eine schwache Funktion der Wellenlänge des Lichts. Deshalb kann angenommen werden, daß die Differenz in der Interferenzstreifenverschiebung, die den Strahlungen mit den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  entsprechen, bedingt ist durch die Größe  $\Delta n$ , die durch die Sellmeier-Formel bestimmt wird. Wir bezeichnen die Streifenverschiebung auf dem der Wellenlänge  $\lambda_1$  entsprechenden Interferogramm mit  $k_1$  und auf dem anderen mit  $k_2$ . Die Streifenverschiebung, die durch das Objekt verursacht wird, bestimmt sich nach der Formel

$$k_{1,2} = \frac{(n_{1,2} - n_0) l}{\lambda_{1,2}} \quad (44)$$

Wir bestimmen  $n_{1,2}$  aus (44), verwenden (1) und erhalten

$$k_1 \lambda_1 - k_2 \lambda_2 = \frac{A f_k N_k \lambda_k^3}{\lambda_2 - \lambda_k} \quad (45)$$

Die minimale Streifenverschiebung, die wir registrieren können, sei gleich  $\eta$ , d.h. zur Auswertung der Interferogramme ist notwendig, daß

$$\Delta k \geq \eta \quad (46)$$

Wir nehmen an, daß der Unterschied zwischen  $\lambda_2$  und  $\lambda_1$  gering ist, und erhalten

$$\Delta k = k_1 - k_2 = \frac{A f_k N_k \lambda_k^3 l}{\Delta \lambda} \quad (47)$$

wobei  $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$ . Folglich wird die minimale Konzentration bestimmt durch den Ausdruck

$$N_{K_{\min}} = \eta \frac{\Delta\lambda}{A f_k \lambda_k^2 l} \quad (48)$$

Wir bestimmen nun mit Hilfe von Formel (48) die minimale Konzentration der neutralen Kalium-Atome, die unter unseren Bedingungen bei der Untersuchung des Laserexplosionsplasmas gemessen werden kann. Wir setzen die Zahlenwerte der in (48) enthaltenen Größen ein, nehmen  $\eta = 1/10$ ,  $l = 3$  mm an und erhalten  $N_{K_{\min}} = 2,6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Hieraus geht hervor, daß man die Empfindlichkeit der Methode steigern kann, indem man das Spektralintervall  $\Delta\lambda$ , um das die Wellenlänge der Sondenstrahlung  $\lambda_2$  vom Zentrum der Absorptionslinie  $\lambda_k$  entfernt ist, verkleinert.

In unserem Fall konnten, wir die Wellenlänge der SRS allein durch Steigern der Temperatur des Rubinstabs an das Zentrum der Kalium-Absorptionslinie annähern. In den Arbeiten [28] und [29] wurde gezeigt, daß die Wellenlänge der Laserstrahlung bei einer Temperaturzunahme des Kristalls um  $1^\circ$  um annähernd  $0,07 \text{ \AA}$  zunimmt. Eine unkomplizierte Berechnung zeigt, daß man, um  $\Delta\lambda \approx 1 \text{ \AA}$  zu erhalten, den Rubinstab auf ca.  $85^\circ \text{ C}$  erwärmen muß. Unter unseren Versuchsbedingungen wurde ein Abreißen der Lasertätigkeit bei einer Temperatur des Stabes von  $55^\circ \text{ C}$  beobachtet; dabei nahm die Strahlungsenergie im Temperaturveränderungsbereich von  $20$  bis  $50^\circ$  stark ab (Abb. 25). Gleichzeitig stieg die Schwellenergie der Anregung von  $1800$  auf  $3400 \text{ J}$ . Aufgrund der besagten Umstände war es nicht möglich, die Empfindlichkeit der Methode durch verkleinern des Spektralintervalls zu steigern.

Innerhalb des Plasmasvolumens kann sich die über der Weglänge der Sondenstrahlung mittlere Konzentration der uns interessierenden schwereren Teilchen ändern. Wir bestimmen den Maximalwert der mittleren Konzentration  $N_{K_{\max}}$ , bei dem der Streifenkontrast auf dem Interferogramm eine für die Auswertung noch annehmbare Größe hat. Die gesuchte Konzentration  $N_{K_{\max}}$  kann man bestimmen, wenn man den Einfluß der Absorption auf die Qualität des wiedergegebenen Interferogramms berücksichtigt.

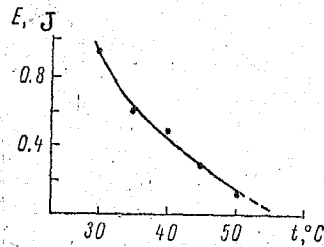


Abbildung 25. Abnahme der Rubinlaserstrahlungsenergie  $E$  bei Temperaturzunahme des Rubinstabes  $t$ .

Bei der Wiedergabe soll das Interferogramm durch zwei Wellenfronten gebildet werden, deren Amplitudenverteilungen proportional sind zu den Amplitudenverteilungen der Objektwellenfronten  $a_1$  und  $a_2$ ; diese bedingen die Aufzeichnung der Hologramme bei der Doppelbelichtungsmethode. Die komplexe Amplitudenverteilung der ungebeugten Welle schreiben wir in der Form

$$a_1 = a_1 e^{-i(\omega t + \varphi_1)}, \quad (49)$$

wobei  $\omega$  die Kreisfrequenz der Strahlung bezeichnet, die mit der Wellenlänge über die Formel  $\omega = 2\pi c/\lambda$  zusammenhängt;  $\varphi_1$  ist die Phasenverteilung in der Filmebene und  $a_1$  die Amplitude. Die Wellenfront  $a_2$  enthält die Phasenverschiebung  $\delta$ , die durch das Vorhandensein des Objekts bedingt ist:

$$a_2 = a_2 e^{-i(\omega t + \varphi_2 + \delta)}. \quad (50)$$

Neben der Phasenverschiebung kann dabei auch die durch das Plasma verlaufende Welle eine Absorption erfahren, so daß Gleichung (50) die Form

$$a_2 = a_2 e^{-\frac{K}{2}l} e^{-i(\omega t + \varphi_2 + \delta)}, \quad (51)$$

annimmt, wobei  $a_2$  die Amplitude der Objektwelle,  $K$  den Absorptionskoeffizienten auf 1 cm,  $\varphi_2$  die Phasenverteilung in der Filmebene, wenn kein Objekt vorhanden ist, und  $l$  die Länge der gestörten Schicht bezeichnen. Unter Vernachlässigung eines konstanten Faktors, der

durch das Auswerteverfahren und die Intensität der Referenzwelle bestimmt wird, nimmt die Intensitätsverteilung  $I$  in dem wiedergegebenen Interferenzbild die Form an:

$$I = \left| a_1 e^{-i(\omega t + \varphi)} + a_2 e^{-i\left(\frac{Kl}{2} + \omega t + \varphi_2 + \delta\right)} \right|^2 =$$

$$= a_1^2 + a_2^2 e^{-Kl} + 2a_1 a_2 e^{-\frac{Kl}{2}} \cos(\varphi_1 - \varphi_2 - \delta). \quad (52)$$

Wenn wir annehmen, daß  $a_1 = a_2 = a_0$  ist, dann erhalten wir anstelle von (52)

$$I = a_0^2 \left[ 1 + e^{-Kl} + 2e^{-\frac{Kl}{2}} \cos(\varphi_1 - \varphi_2 - \delta) \right]. \quad (53)$$

Wenn das Hologramm durch das Doppelbelichtungsverfahren erzeugt wurde, dann werden bei der Wiedergabe Interferenzstreifen gleicher Ordnung erzeugt. Der Streifenkontrast wird bekanntlich bestimmt durch den Ausdruck

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (54)$$

$I_{\max}$  wird aus Formel (53) mit der Bedingung bestimmt

$$\varphi_1 - \varphi_2 - \delta = 2m\pi,$$

und  $I_{\min}$  durch

$$\varphi_1 - \varphi_2 - \delta = (2m + 1)\pi, \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

Wir setzen die Ausdrücke für  $I_{\max}$  und  $I_{\min}$  in (54) für den Streifenkontrast ein und erhalten

$$V = \frac{2e^{-\frac{Kl}{2}}}{1 + e^{-Kl}}. \quad (55)$$

Wenn man annimmt, daß die Interferenzstreifen bei  $V \ll \sigma$  ununterscheidbar werden, dann muß die Ungleichung

$$\frac{2e^{-\frac{Kl}{2}}}{1 + e^{-Kl}} \gg \sigma. \quad (56)$$

erfüllt werden.

Wir multiplizieren Zähler und Nenner des Bruches mit  $e^{\frac{Kl}{2}}$  und erhalten

$$\frac{e^{\frac{Kl}{2}} + e^{-\frac{Kl}{2}}}{2} \ll \frac{1}{\sigma},$$

und hieraus

$$\operatorname{ch} \frac{K}{2} l \ll \frac{1}{\sigma}$$

und schließlich

$$Kl \leq 2 \operatorname{Arch} \frac{1}{\sigma}. \quad (57)$$

Somit läuft die Aufgabe zur Bestimmung der maximalen absorbierenden Teilchenkonzentration auf die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten in der Nähe einer einzelnen Linie hinaus. Dieser Umstand macht die Analyse der Ursachen notwendig, die die Verbreiterung der Spektrallinien hervorrufen. Für den praktisch wichtigen Fall, bei dem die Dopplerbreite wesentlich größer ist als die natürliche, kann man den Absorptionskoeffizienten in einigem Abstand von der Linienmitte durch die Formel aus [30] ausdrücken:

$$K = \frac{\pi e^2}{mc} \cdot \frac{N_{k} f_k \gamma}{(\omega - \omega_k)^2} \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{\Delta \omega_D}{\omega - \omega_k} \right) + \dots \right\}. \quad (58)$$

Hier sind  $\omega - \omega_k$  der Abstand vom Zentrum der Linie  $\omega_k$ ;  $\Delta \omega_D$  — die Dopplerbreite der Linie;  $\gamma$  die Dämpfungskonstante, die durch die natürliche Strahlungsdämpfung ( $\gamma_n$ ) und durch die Strahlungsdämpfung infolge Anregung durch die strahlenden Atome der umgebenden Teilchen, nämlich die Druckverbreiterung ( $\gamma_r$ ), bestimmt wird. Da die Verbreiterung in großen Abständen vom Zentrum der Linie infolge der Dämpfung mit  $(1/\Delta \lambda)^2$  abnimmt, und die Doppler-Verbreiterung exponentiell abfällt, spielt der Dämpfungseffekt in den äußeren Teilen der Linie die Hauptrolle. Folglich wird der Absorptionskoeffizient entfernt vom Zentrum der Linie bestimmt durch die Formel

$$K = \frac{e^2 N_{k} f_k \lambda_k}{4\pi m c^3} \cdot \frac{\gamma}{(\lambda_k - \lambda)^2}. \quad (59)$$

Im einfachsten Fall — niedrige Partialdrücke der Teilchen im Plasma — wird die Dämpfungskonstante  $\gamma$  vorwiegend durch die natürliche Strahlungsdämpfung bestimmt und kann nach der Formel aus [30] gefunden werden:

$$\gamma = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{e^2}{mc} \cdot \frac{1}{\lambda_k^2} \quad (60)$$

Dann erhalten wir für den Absorptionskoeffizienten

$$K = B \frac{\lambda_k^2 N_{K/k}}{(\Delta\lambda)^2} \quad (61)$$

Wobei  $B = \frac{2\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 16,5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^{-2}$  ist. Unter Verwendung von (57) sehen wir, daß  $N_k$  zur Erzeugung von Interferenzstreifen mit einem Kontrast, der nicht schlechter als  $\sigma$  ist, nicht größer sein darf als der Wert

$$N_{K \max} = \frac{2\Delta\lambda^2 \text{ Arch } \frac{1}{\sigma}}{B\lambda_k^2/k} \quad (62)$$

Somit erhält man ein für die Auswertung brauchbares Hologramm dann, wenn der gemessene Konzentrationsbereich der schwereren Teilchen der jeweiligen Sorte folgende Bedingung erfüllt

$$\frac{N_{K \max}}{N_{K \min}} = \frac{A}{B} \frac{2\Delta\lambda \text{ Arch } \frac{1}{\sigma}}{\eta} \quad (63)$$

Aus dem Vergleich der Formeln (48) und (63) folgt, daß ein größerer Bereich meßbarer Konzentrationen durch Verringerung der Empfindlichkeit der Methode erreicht werden kann.

Von Bedeutung ist noch Folgendes. Formel (62) wurde für den idealisierten Fall ermittelt, bei dem der Verlauf der Linienflügel allein durch die natürliche Dämpfung bestimmt wird.

In den für die Praxis interessanten Fällen hingegen muß man auch die anderen Verbreiterungsmechanismen der Spektrallinien berücksichtigen. Die Dopplerverbreiterung hat dabei sogar bei hohen Temperaturen keinen wesentlichen Einfluß auf das Profil der Linienflügel, das durch die Druck-Verbreiterung bestimmt wird [31, 32]. Infolge der hohen Elektronenkonzentration und der niedrigen Konzentrationen der schwereren Teilchen, die im Laserexplosionsplasma vorhanden sind, ist von allen Druckverbreiterungsmechanismen der Stark-Mechanismus für uns von größtem Interesse. Zum Vergleich untersuchen wir die natürliche, die Doppler- und die Stark-Verbreiterung der uns interessierenden Linie der neutralen Kalium-Atome  $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$  im Laserexplosionsplasma.

Für starke Dipolübergänge hat die natürliche Linienbreite eine Größe von ungefähr  $10^{-4}$  Å. Die Doppler-Breite  $\Delta\lambda_D$  finden wir nach der bekannten Formel

$$\Delta\lambda_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}}.$$

Wir nehmen  $T = 10^5$  °K an und erhalten  $\Delta\lambda_D = 0,17$  Å. Die Bestimmung der Starkverbreiterung ist bekanntlich mit großen Schwierigkeiten verbunden. Zum Glück enthält der Artikel [28] die Parameter der Stark-Verbreiterung für die Resonanzlinien der ersten vierzig Elemente (d.h. auch von Kalium) des Periodensystems. In dem uns interessierenden Wertebereich für die Elektronendichte kann man die Starkverbreiterung durch die Formel aus [24] ausdrücken:

$$\Delta\lambda_S = 2 \cdot 10^{16} \omega N_e \lambda^2 \quad (64)$$

wobei  $\omega$  die halbe Linienbreite bezeichnet, die durch die Elektronenstöße bedingt ist. Wir wählen aus den in Arbeit [31] enthaltenen Tabellen die entsprechenden Werte von  $\omega$  ( $\omega = 0,78 \cdot 10^{-2}$  Å) aus und ermitteln, daß bei der im Laserplasma vorhandenen Elektronenkonzentration ( $N_e \approx 10^{18}$  cm $^{-3}$ ) die Starkverbreiterung der zu untersuchenden Linie  $\Delta\lambda_S = 1,5$  Å beträgt, und folglich erstrangige Bedeutung hat. Unter Berücksichtigung, daß man das Linienprofil der durch den Stark-Mechanismus verbreiterten Linie mit der Dämpfungskonstante  $\gamma_S$  charakterisieren kann und der Beziehung zwischen  $\gamma_S$  und  $\lambda_S$ , die durch die Formel

$$\gamma_S = \frac{2\pi c \Delta\lambda_S}{\lambda} \quad (65)$$

ausdrückt wird, ermitteln wir, daß der Bereich der zu messenden Konzentrationswerte  $N_{K \max} / N_{K \min}$  beim Vorhandensein der Stark-Verbreiterung, die wesentlich größer ist als die natürliche, um  $|\gamma_S / \gamma_H|$  mal kleiner ist. Wir geben den für  $\sigma$  typischen Wert ( $\sigma = 0,2$ ) vor, setzen die numerischen Werte der in Formel (64) enthaltenen Größen ein und stellen fest, daß im Falle einer vernachlässigbar geringen Stark-Verbreiterung  $N_{K \max} / N_{K \min} \approx 2 \cdot 10^5$  ist. Wie man leicht erkennen kann, ist in unserem Fall  $|\gamma_S / \gamma_H| \approx 10^4$  und folglich  $N_{K \max} / N_{K \min} \approx 20$ .

Somit sehen wir, daß die Verbreiterung der Spektrallinien im Plasma dem gleichzeitig meßbaren Konzentrationsbereich der uns interessierenden Komponente schwerwiegende Beschränkungen auferlegt. Dies macht eine zusätzliche Analyse erforderlich, ob die Methode der Resonanzholographie auf die Untersuchung der schweren Komponenten des dichten Plasmas angewendet werden kann. Wenn im Plasmavolumen keine wesentlichen Gradienten in der Verteilung der durchschnittlichen Konzentration  $\bar{N}_k$  vorhanden sind, d.h. der Kontrast der Streifen über das gesamte Interferogramm annähernd identisch ist, dann gibt es ein Verfahren, um die Größe  $\bar{N}_k$  zu messen, die größer ist als dies aus der oben angeführten Untersuchung folgt. Dafür muß die Intensität des Referenzstrahls so abgeschwächt werden, damit man das optimale Intensitätsverhältnis der an der Aufzeichnung des Hologramms beteiligten Strahlen erhält und folglich den Streifenkontrast, der das Interferenzbild wiedergibt, verbessern zu können. Zum selben Ergebnis kann man gelangen, wenn man für die Wiedergabe der Interferogramme mit einem doppelt belichteten Hologramm die früher beschriebene Wiedergabeordnung verwendet, womit man die Intensitäten der interferierenden Strahlen ausgleichen kann.

Zum Schluß sei bemerkt, daß wir die Weiterentwicklung der Resonanzholographie darin sehen, daß sie mit einer Laserstrahlungsquelle auf der Basis von Farbstoffen und Halbleitern verwendet wird, mit denen man Aufnahmen in verschiedenen Spektralbereichen herstellen und eine kontinuierliche Abstimmung der Wellenlänge erreichen kann. Damit kann ein optimaler Arbeitspunkt für die Methode gewählt werden, und es wird uns die Möglichkeit gegeben, wahlweise die Konzentration der Atome verschiedener Sorte in komplexen Plasmasystemen zu bestimmen.

#### L i t e r a t u r

1. Островский Ю. И. Авторское свидетельство № 26 8732, 1961. —  
Бюлл. изобр., 1970, № 14.  
|  
Ostrovskij, Ju.I. — In: Bjuulleten' izobretenij. Moskva, 1970,  
Nr 14. Avtorskoe svidetel'stvo Nr 268732, 1961.



- Engl.: Determining Gas Density Distribution.  
In: Soviet Inventions Illustrated. 1970, Dezember, S. 93 - 94,  
als Nr 268732.
2. Сушчinskiй М. М. Спектры комбинационного рассеяния молекул  
и кристаллов. М., «Наука», 1969.  
Sušćinskiј, Michail Michajlović:  
Spektry kombinacionnogo rassejaniја molekul i kristallov.  
Moskva: Verlag "Nauka", 1969.  
Deutsch von K. und Ch. Penker:  
Suschtschinskiј, M.M.: Ramanspektren von Molekülen und Kristallen.  
Berlin: Akademie-Verlag, 1974.
3. Дрејден Г. В., Островский Ю. И., Шедова Е. Н. Опт.  
и спектр., 1972, 32, с. 367.  
Dreјden, G.V., Ostrovskij, Ju.I., Šedova, E.N. - In: Optika i  
spektroskopija. Moskva, 32 (1972), S. 367.  
Engl.: Interference Method of Investigating the Degree of Spatial  
Coherence.  
In: Optics and Spectroscopy. New York, 32 (1972), S. 192 - 195.
4. Hellwarth, R.W., McClung, F.J., Wagner, W.G., Werner, D.: Anomalies  
in the Angles of the Emission Accompanying Stimulated Raman Scatter-  
ing from Nitrobenzene.  
In: Bulletin of the American Physical Society. New York, 9 (1964),  
S. 490, Nr JCl6.
5. Lallemand, P., Bloembergen, N.: Self-Focusing of Laser Beams and  
Stimulated Raman Gain in Liquids.  
In: Physical Review Letters. New York, 15 (1965), Nr 26, S. 1010  
bis 1012.
6. Wang, Charles C.: Length-Dependent Threshold for Stimulated Raman  
Effect and Self-Focusing of Laser Beams in Liquids.  
In: Physical Review Letters. New York, 16 (1966), Nr 9, S. 344 - 346.
7. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. М.,  
«Наука», 1967.  
Franson, M., Slanskiј, S.:  
Kogerentnost' v optike.  
Moskva: Verlag "Nauka", 1967.  
Übersetzung von: Cohérence en optique. Par Maurice Françon et  
Serge Slansky. Paris: 1965.
8. Leonard, D.A., Keck, J.C.: Schlieren Photography of Projectile Wakes  
Using Resonance Radiation.  
In: A.R.S. Journal. New York, 32 (1962), July, S. 1112 - 1114.
9. Белозеров А. Ф., Мустафин К. С., Садьнова А. Н.,  
Федосов В. С., Штырков Е. И., Яковлев В. А.,  
Яничкин В. И. Опт. и спектр., 1970, 39, с. 384.  
Belozеров, A.F., Mustafin, K.S., Sadynova, A.N., Fedosov, V.S.,  
Štyrkov, E.I., Jakovlev, V.A., Janičkin, V.I. - Optika i spektro-  
skopija. Moskva, 29 (1970), S. 384.  
Engl.: Increasing the Sensitivity of the Shadow and Interference  
Methods in the Study of Low Density Gas Flow.  
In: Optics and Spectroscopy. New York, 29 (1970), S. 204 - 206.
10. Dreiden, G.V., Ostrovsky, Yu.I., Shedova, E.N., Zaidel, A.N.:  
Holographic Interferograms in Stimulated Raman Light.  
In: Optics Communications. Amsterdam, 4 (1971), Nr 3, S. 209  
bis 213.

11. Bryngdahl, O., Lohmann, A.W.: Interferograms are Image Holograms.  
In: Journal of the Optical Society of America. Lancaster, Pa.,  
58 (1968), Nr 1, S. 141 - 142.
12. Зубов В. А., Крайский А. В., Прохоров К. А., Су-  
щинский М. М., Шувалов Н. К. Препринт ФИАН СССР,  
№ 17, М., 1968.  
Zubov, V.A., Krajskij, A.V., Prochorov, K.A., Suščinskij, M.M.,  
Suvalov, N.K.: Energetičeskie i vremennye charakteristiki vynuž-  
dennogo kombinacionnogo rassejanija sveta. [Preprint. Fizičeskij  
Institut Akademii nauk SSSR, Nr 17. Moskva, 1968.]  
In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva: 55  
(1968), Nr 2, S. 443 - 452.  
Engl.: Energy and Time Characteristics of Stimulated Raman Scat-  
tering of Light.  
In: Soviet Physics. JETP. New York, 28 (1969), Nr 2, S. 231 - 235.
13. Bret, Georges, Mayer, Guy: Effet Raman. - Mesures relatives à  
l'effet Raman stimulé.  
In: Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des  
Sciences. Paris, 258 (1964), Nr 12, S. 3265 - 3268.
14. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы.  
М., Атомиздат, 1968.  
Frank-Kameneckij, D.A.:  
Lekcii po fizike plazmy.  
Moskva: Verlag "Atomizdat", 1968.  
Deutsch: Frank-Kamenezki, D.A.: Vorlesungen über Plasmaphysik.  
Berlin: Verlag der Wissenschaft, 1967.
15. Ашмарин И. И., Быковский Ю. А., Дегтяренко Н. Н.,  
Лесин В. Ф., Ларкин А. Н., Сипайло И. П. ЖЭТФ,  
1971, 41, с. 2369.  
Ašmarin, I.I., Bykovskij, Ju.A., Degtjarenko, N.N., Lesin, V.F.,  
Larkin, A.N., Sipajlo, I.P. - In: Žurnal techničeskoj fiziki.  
Moskva, 41 (1971), Nr 11, S. 2369 - 2377.  
Engl.: Pulsed-Hologram Investigation of Gas Breakdown in Front  
of a Laser-Produced Plasma.  
In: Soviet Physics. Technical Physics. New York, 16 (1972), Nr 11,  
S. 1881 - 1887.
16. Арифов Т. У., Аскар'ян Г. А., Тарасова М. М. ЖЭТФ,  
1969, 56, с. 515.  
Arifov, T.U., Askar'jan, G.A., Tarasova, M.M. - In: Žurnal éks-  
perimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva, 56 (1969), Nr 2,  
S. 516 - 521.  
Engl.: Ionization of a Medium by Ultraviolet Radiation Emitted by  
a Substance Heated in the Focus of a Laser.  
In: Soviet Physics. JETP. New York, 29 (1969), Nr 2, S. 282 - 285.
17. Alpher, Ralph A., White, Donald R.: Optical Refractivity of High-  
Temperature Gases. II. Effects Resulting from Ionization of Mon-  
atomic Gases.  
In: The Physics of Fluids. New York, 2 (1959), Nr 2, S. 162 - 169.
18. Дрейден Г. В., Зайдель А. Н., Островский Ю. И.,  
Шедова Е. Н. ЖТФ, 1973, 43, с. 1537.  
Drejden, G.V., Zajdel', A.N., Ostrovskij, Ju.I., Šedova, E.N. -  
In: Žurnal techničeskoj fiziki. Moskva, 43 (1973), Nr 7, S. 1537  
bis 1542.  
Engl.: Three-Wavelength Hologram Diagnostics of an Optical Burst  
on a Potassium Target.  
In: Soviet Physics. Technical Physics. New York, 18 (1974), Nr 7,  
S. 972 - 974.

19. А х м а н о в С. А., Х о х л о в Р. В. Проблемы нелинейной оптики. Серия «Итоги науки». М., 1964.  
Achmanov, S.A., Chochlov, R.V.:  
Problemy nelinejnoj optiki (Elektromagnitnye volny v nelinejnyh dispergirujuščich sredach).  
Moskva: 1964 (Akademija nauk SSSR. Institut naučnoj informacii. Itogi nauki),  
[Probleme der nichtlinearen Optik]
20. К о в р и г и н А. И., П о д с о т с к а я Н. К., С у х о р у к о в А. П.  
Тр. 2-го Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике. Новосибирск, «Наука», 1968, с. 393.  
Kovrigin, A.I., Podsotskaja, N.K., Suchorukov, A.P.: Teoretičeskoe i éksperimental'noe issledovanie processa generacii optičeskich garmonik v ograničennych pučkach.  
In Sammelband: "Nelinejnaja optika" [Trudy. 2oj (Vtoroj) Vsesojuznyj simpozium po nelinejnoj optike]. Novosibirsk: Verlag "Nauka", 1968, S. 393 - 410.  
[Theoretische und experimentelle Untersuchung der Erzeugung der optischen Harmonischen in begrenzten Strahlen]
21. Allen, Clabon Walter:  
Astrophysical Quantities.  
London/New York: Athlone Press, 1963, 2. Auflage.
22. С е д о в Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.  
Sedov, Leonid Ivanovič:  
Metody podobija i razmernosti v mechanike.  
Moskva: Verlag "Nauka", 1965, 2. Auflage.  
Engl.: Similiarity and Dimensional Methods in Mechanics.  
London: Infosearch, 1959.
23. К о м и с с а р о в а И. И., О с т р о в с к а я Г. В., Ш а п и р о Л. Л.  
ЖТФ, 1970, 40, с. 1072.  
Komissarova, I.I., Ostrovskaja, G.V., Sapiro, L.L. - In: Žurnal tehničeskoj fiziki. Moskva, 40 (1970), Nr 5, S. 1072 - 1080.  
Engl.: Holographic Studies of a Laser Spark. II. Double Interferometer at Long Wavelength.  
In: Soviet Physics. Technical Physics. New York, 15 (1970), Nr 5, S. 827 - 833.
24. Д и а г н о с т и к а п л а з м ы. Под ред. Р. Хадлстоуна и С. Леонарда. М., «Мир», 1967.  
Diagnostika plazmy. Pod red. R. Chadlstouna i S. Leonard. Moskva: Verlag "Mir", 1967.  
Engl. Plasma diagnostic techniques. Ed. by Richard H. Huddleston and Stanley L. Leonard.  
New York: Academic Press, 1965.
25. Л а д е н б у р г Р. У. Физические измерения в газовой динамике и при горении. М., ИИЛ, 1957.  
Ladenburg, R.U.:  
Fizičeskie izmerenija v gazovoj dinamike i pri gorenii.  
Moskva: Verlag "IIL", 1962.  
Engl.: Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion. Ed. by Rudolf Walther Ladenburg u.a. Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 1954.
26. П о л у ч е н и е и и с с л е д о в а н и е в ы с о к о т е м п е р а т у р н о й п л а з м ы. Под ред. В. Фабриканта. М., ИИЛ, 1962, с. 25.  
Polučenie i issledovanie vysokotemperaturnoj plazmy. Perevod s anglijsskogo. Pod red. V. Fabrikanta.  
Moskva: Verlag "IIL", 1962, S. 25.  
[Erzeugung und Untersuchung von Plasmen hoher Temperatur]

27. Measures, R.M.: Spectral Line Interferometry: a Proposed Means of Selectively Measuring the Change in the Density of a Specific Atomic Population.  
In: Applied Optics. Easton, Pa., 9 (1970), Nr 3, S. 737 - 741.
28. Abella, I.D., Cummings, H.Z.: Thermal Tuning of Ruby Optical Maser.  
In: Journal of Applied Physics. Lancaster, Pa., 32 (1961), S. 1177 bis 1178.
29. Никонова Е.И., Павловская Е.Н., Стаселько Д.И.  
Опт. и спектр., 1967, с. 935.  
Nikonova, E.I., Pavlovskaja, E.N., Stasel'ko, D.I. - In: Optika i spektroskopija. Moskva, 27 (1967), S. 935.  
Engl.: Radiation Spectrum of a Ruby Laser at 1 - 55°C.  
In: Optics and Spectroscopy. New York, 23 (1967), Nr 6, S. 510 bis 511.
30. Унзольд А. Физика звездных атмосфер., М., ИИЛ, 1949.  
Unzol'd, A.:  
Fizika zvezdnych atmosfer.  
Moskva: Verlag "IIL", 1969.  
Deutsch: Unsoeld, Albrecht: Physik der Sternatmosphären mit besonderer Berücksichtigung der Sonne.  
Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer, 1955, 2. Auflage.
31. Грим Г. Спектроскопия плазмы, М., Атомиздат, 1969.  
Grim, G.:  
Spektroskopija plazmy.  
Moskva: Verlag "Atomizdat", 1969.  
Engl.: Grim, Hans Rudolf:  
Plasma Spectroscopy.  
New York: McGraw-Hill, 1964.
32. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М., Изд. физ.-мат. литер., 1963.  
Friš, Sergej Eduardovič:  
Optičeskie spektry atomov.  
Moskva: Gos. izdatel'stvo fiziko-matematičeskoj literatury, 1963.  
[Atomspektren]

Stuttgart, den 23. Januar 1978

übersetzt von

*Ottmar Pertschi*

(Ottmar Pertschi)

Dipl.-Übersetzer