

Resonanz- und Rayleighstreuung
am Neutralgas in Plasmen

Walter-G. Wrobel

IPP 1/160

Mai 1976



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Resonanz- und Rayleighstreuung am Neutralgas in Plasmen

Walter-G. Wrobel

IPP 1/160

Mai 1976

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

Abstract

In fusion experiments, the background of neutral hydrogen in the plasma determines the particle and energy balances. Regrettably, there is no reliable way of measuring the local neutral gas density and temperature, but resonant scattering is a promising method.

This paper describes scattering experiments in model plasmas with a tunable dye laser in the vicinity of emission lines. By scattering resonantly at the $H\alpha$ -transition, a laser intensity of about 1 kW/cm^2 saturated the scattering intensity, the lower detection limit being 10^{10} particles cm^{-3} . In spite of this high sensitivity, resonant scattering is not applicable if the plasma becomes optically thick. In this very case, Rayleigh scattering in the vicinity of an emission line can be applied to advantage. By scattering from excited helium atoms near the 587.6 nm line, the spectral dependence of the scattering cross-section and the degree of polarization were measured. The scattering cross-section is up to six orders of magnitude as large as the Thomson cross-section, its spectral dependence corresponding to a Lorentz function, as theory predicts. Theoretical conclusions show that the Rayleigh cross-section is not influenced by collisions in the plasma. The scattered light is only partially polarized, in agreement with a quantum-mechanical calculation.

These experiments demonstrate that in a hot plasma, measurement of the temperature of the neutral gas background is feasible by scattering from excited atoms.

For density measurement of the atomic hydrogen in a fusion plasma, the scattering must be performed at the Lyman α -line (121.6 nm). On the basis of the results of this work, the necessary $L\alpha$ -intensity can be estimated. It should be possible to produce it by frequency multiplying the output of powerful dye lasers.

Zusammenfassung

Bei Fusionsexperimenten bestimmt der Untergrund an neutralem Wasserstoff im Plasma entscheidend die Teilchen- und Energiebilanz. Leider gibt es bislang kein zuverlässiges Verfahren, um die Neutralgasdichte und -temperatur lokal aufgelöst zu messen. Erfolgversprechend ist die Resonanzstreuung.

Diese Arbeit beschreibt Streuversuche an Modellplasmen mit einem abstimmbaren Farbstofflaser in der Umgebung von Resonanzlinien. Bei der Resonanzstreuung am H_{α} -Übergang genügte zur Sättigung der Streuintensität schon etwa ein $\text{kW}/\text{\AA} \text{ cm}^2$, die untere Nachweisgrenze lag bei 10^{10} Teilchen/ cm^3 . Trotz dieser hohen Empfindlichkeit läßt sich die Resonanzstreuung nicht mehr anwenden, wenn das Plasma optisch dick wird. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß genau dann die Rayleighstreuung nahe an einer Emissionslinie einen Ausweg bietet. Es wurde der spektrale Verlauf des Streuquerschnitts und der Polarisationsgrad an angeregten He-Atomen in einem Plasma nahe der 587,6 nm-Linie untersucht. Der Streuquerschnitt ist bis zu 6 Größenordnungen höher als der Thomsonquerschnitt, sein Verlauf entspricht - wie theoretisch erwartet - einer Lorentzfunktion. Aus einer theoretischen Betrachtung ergibt sich, daß der Streuquerschnitt durch Stöße im Plasma nicht beeinflußt wird. Das Streulicht ist nur teilweise polarisiert - in Übereinstimmung mit einer quantenmechanischen Berechnung.

Die Experimente zeigen, daß in heißen Plasmen eine Temperaturmessung des Neutralgasuntergrunds durch Streuung an angeregten Atomen möglich ist.

Um die Dichte des atomaren Wasserstoffs in einem Fusionsplasma zu messen, muß an der Lyman- α -Linie (121,6 nm) gestreut werden. Anhand der Ergebnisse dieser Arbeit läßt sich abschätzen, daß die benötigten Intensitäten im Rahmen dessen liegen, was durch Frequenzvervielfachung von Farbstofflasern erreichbar ist.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung und Ziele der Arbeit	1
2. Theorie der Lichtstreuung an gebundenen Elektronen	4
2.1 Resonanz- und Rayleighstreuung: ohne Stöße	4
2.2 Resonanz- und Rayleighstreuung: Einfluß von Stößen	6
2.3 Sättigung der Streuung	7
2.4 Streuung an angeregten Atomen	9
2.5 Wirkungsquerschnitte und Polarisation bei Rayleighstreuung	10
2.6 Thermische Verbreiterung des Streuspektrums	12
3. Bisher durchgeführte Arbeiten	13
4. Versuchsaufbau	14
4.1 Laser	14
4.2 Optisches System	16
4.3 Erzeugung des Plasmas	16
5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	18
5.1 Lichtstreuung an Helium	18
5.1.1 Wellenlängenabhängigkeit	18
5.1.2 Teilchendichtemessung	20
5.1.3 Polarisation der Rayleighstreuung	21
5.1.4 Problem der optischen Dicke	22
5.2 Resonanzstreuung an angeregten Wasserstoffatomen	22
5.2.1 Streusignale	22
5.2.2 Sättigung der Resonanzstreuung	23
5.2.3 Messung der Teilchendichte	24
6. Weiterführende Experimente	26
7. Schlußbemerkungen	27
Anhang 1: Einfluß der Linienverbreiterung auf Rayleighstreuung	28
Anhang 2: Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Rayleighstreuung an He (587,6 nm)	30
Anhang 3: Fehlerdiskussion	32
Literaturverzeichnis	33

1. Einleitung und Ziele der Arbeit

Die verlängerten Entladungsdauern, die in den letzten Jahren bei Fusions- experimenten erreicht wurden, haben gezeigt, daß der Teilchen- und Energie- transport im Plasma in noch weitgehend unverstandener Weise vom Untergrund an neutralem Wasserstoff bestimmt wird. Durch Ladungsaustausch mit dem nicht ioni- sierten Wasserstoff werden schnelle Protonen im Plasma neutralisiert und treffen, vom einschließenden Magnetfeld unbeeinflußt, auf die Wand des Entladungsge- fäßes. Dort lösen sie neutrale Atome aus (an der Wand adsorbierter Wasserstoff und Verunreinigungen), die im Zentrum des Plasmas ionisiert werden und zu Strahlungsverlusten führen. Zum Verständnis des sich einstellenden Diffusionsgleich- gewichts, das die Dauer des Plasmaeinschlusses bestimmt, ist es unbedingt notwendig, die räumliche Dichte- und Temperaturverteilung des Neutralgases zu kennen.

Leider gibt es bislang kein zuverlässiges Verfahren, um die Neutralgasdichte im Plasma lokal zu bestimmen. Eine vielversprechende Methode ist die Resonanz- streuung, die es erlaubt, die Teilchendichte (insbesondere bei der Streuung am Grundzustand des Atoms) und die Temperatur (Dopplerverbreiterung) räumlich auf- gelöst zu messen.

Ziel dieser Arbeit war es, mit einem abstimmbaren Farbstofflaser an Modellplasmen Streuversuche in der Umgebung von Resonanzlinien durchzuführen, um Wirkungs- querschnitte, Polarisierung und Sättigung zu untersuchen. Anhand der Ergebnisse sollte die Anwendung dieser neuartigen Diagnostik auf thermonukleare Plasmen erörtert werden. Darüber hinaus interessierte besonders, ob sich nicht durch Ray- leighstreuung einige Nachteile der Resonanzstreuung umgehen lassen.

Nähert man sich bei der Lichtstreuung an gebundenen Elektronen mit der eingestrahlten Frequenz einer Resonanzfrequenz des Atoms, so steigt der Wirkungsquerschnitt stark an.

Dadurch ist es möglich, schon äußerst geringe Teilchendichten durch Resonanzstreuung nachzuweisen, und dies mit Lasern geringer Leistung. Im Unterschied zu Thomsonstreuexperimenten an freien Elektronen wächst jedoch die Streuintensität mit wachsender Laserleistung nicht ständig an, sondern bleibt ab einer kritischen Laserleistung nahezu konstant. Genügend starke Laserstrahlung führt zur Gleichbesetzung der Energieniveaus, und die Atome strahlen dann unabhängig von der einestrahlten Intensität mit ihrer natürlichen Übergangsrate.

Im Experiment konnte mit einem blitzlampengepumpten Farbstofflaser am H_{α} -Übergang gezeigt werden, daß zur Sättigung etwa ein $\text{kW}/\text{\AA}^2 \text{cm}^2$ ausreicht. Die Sättigungsgrenze konnte mit Hilfe eines 3-Niveausystems theoretisch bestätigt werden. Die Dichte der nachgewiesenen Teilchen betrug 10^{11}cm^{-3} , die untere Nachweisgrenze lag bei 10^{10}cm^{-3} . Aus der Dopplerverbreiterung des gestreuten Lichts läßt sich im Prinzip auch die Energieverteilung der streuenden Atome räumlich aufgelöst bestimmen. Ein Nachteil der Resonanzstreuung an Atomen ist jedoch, daß infolge des hohen Streuquerschnitts das Gas im Plasma "optisch dick" werden kann und sowohl den Laser als auch die Streustrahlung abschwächt.

Dieser Nachteil entfällt bei der Rayleighstreuung. Hier strahlt man mit dem Laser außerhalb der Resonanz ein und beobachtet auch außerhalb. Ein weiterer Vorteil ist, daß das Streusignal nicht mehr auf einem hohen Untergrund von Linienstrahlung, sondern auf einem geringen Niveau von Kontinuumstrahlung erscheint. In heißen Plasmen nähert sich die Besetzung der Energieniveaus einer Gleichverteilung, Resonanzstreuung kann keine zusätzliche Erhöhung der Strahlung bewirken, wohl aber Rayleighstreuung. Auch ist es möglich, mit Hilfe des berechneten Streuquerschnitts die Apparatur durch Streuung an einem Gas bekannten Streuquerschnitts absolut zu eichen, wie das bei der Elektronendichtemessung durch Thomsonstreuung üblich ist. Mit abstimmbaren Farbstofflasern ist es schließlich möglich, den schnellen Anstieg des Wirkungsquerschnitts in der Nähe der Resonanz auszunutzen und mit Lasern mittlerer Leistung auszukommen.

Erstmals gelang es hier, Rayleighstreuung in unmittelbarer Nähe einer Emissionslinie angeregter Atome nachzuweisen und den Verlauf des Streuquerschnitts zu untersuchen. Da der verwendete abstimmbare Farbstofflaser seine maximale Leistung bei 580 nm erreicht, wurde die He I - Linie (587,6 nm) benutzt. Besonders interessant war die Untersuchung des Polarisationsgrads der Rayleighstreuung. Entgegen den üblichen Erwartungen zeigten die Messungen eine nur teilweise Polarisierung. Anhand einer detaillierten quantenmechanischen Rechnung konnte das auch theoretisch bestätigt werden.

Die natürliche Fortsetzung dieser Experimente ist eine Messung der Dichte des neutralen, atomaren Wasserstoffs in einem Fusionsplasma. Dazu muß an einem Übergang gestreut werden, der vom Grundzustand ausgeht, in dem sich der größte Teil der Atome befindet. Die benötigte Strahlung bei der Lyman- α -Linie (121,6 nm) kann möglicherweise durch Frequenzverdoppelung und -verdreifachung eines Farbstofflasers erzeugt werden. Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß die dazu benötigten Leistungen im Bereich des technisch Realisierbaren liegen.

Die Arbeit beginnt mit einem Überblick über die theoretischen Grundlagen. Nachdem eine allgemeine, "fertige" Theorie der Lichtstreuung an Atomen im Plasma nicht existiert, wurde aus einer Reihe verschiedener, unabhängiger Rechnungen ein theoretisches Modell erarbeitet, das auf die Verhältnisse in einem Plasma abgestimmt ist. Wichtigster Punkt ist die Aussage, daß Rayleighstreuung im Gegensatz zur Resonanzstreuung von störenden Prozessen im Plasma weitgehend unbeeinflusst bleibt. Nach einer Beschreibung des Versuchsaufbaus erfolgt eine Darstellung und Diskussion der Ergebnisse an Helium und Wasserstoff.

2. Theorie der Lichtstreuung an gebundenen Elektronen

Nach den grundlegenden Arbeiten von Kramers, Heisenberg /1/ und Weisskopf /2/ zur Theorie der Lichtstreuung an gebundenen Elektronen, die im Rahmen einer Störungsrechnung durchgeführt wurden, erlosch das theoretische Interesse an diesem Problem. Mit dem Aufkommen des abstimmbaren Farbstofflasers wurde es notwendig, die Theorie weiter zu entwickeln und dabei auch den Einfluß von Stößen auf das angeregte Atom und die Sättigung der Streuung zu berücksichtigen /3 - 6/. Keine der Arbeiten ist jedoch so vollständig, daß sie zu einer theoretischen Beschreibung der Streuexperimente in Plasmen ausreicht. Es mußten deshalb die hier zutreffenden theoretischen Grundlagen ausgearbeitet werden.

2.1 Resonanz- und Rayleighstreuung: ohne Stöße

Der Wirkungsquerschnitt für Lichtstreuung an einem einzelnen ruhenden Atom mit zwei Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$, die durch eine Energie $\hbar\omega_0$ getrennt sind, hat die in Fig. 1 dargestellte Form einer Lorentzfunktion:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_s} = \frac{\omega_L^4 |\langle 1 | \vec{e}_L \cdot \vec{d} | 2 \rangle|^2 |\langle 2 | \vec{e}_s \cdot \vec{d} | 1 \rangle|^2}{\hbar^2 c^4 [(\omega_L - \omega_0)^2 + \gamma_N^2]} \quad (1)$$

Dabei ist

- ω_L die (Kreis-)Frequenz des eingestrahnten Lichts
- $\langle 1 | \vec{e}_L \cdot \vec{d} | 2 \rangle$ ein Matrixelement des Dipoloperators zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$
- \vec{e}_L, \vec{e}_s Einheitsvektor des elektrischen Feldes von eingestrahltm bzw. gestreutem Licht
- γ_N die Linienverbreiterung aufgrund der Strahlungslebensdauer (natürliche Lebensdauer)
- Ω_s der Raumwinkel, in den das Streulicht abgestrahlt wird.

Streuquerschnitt

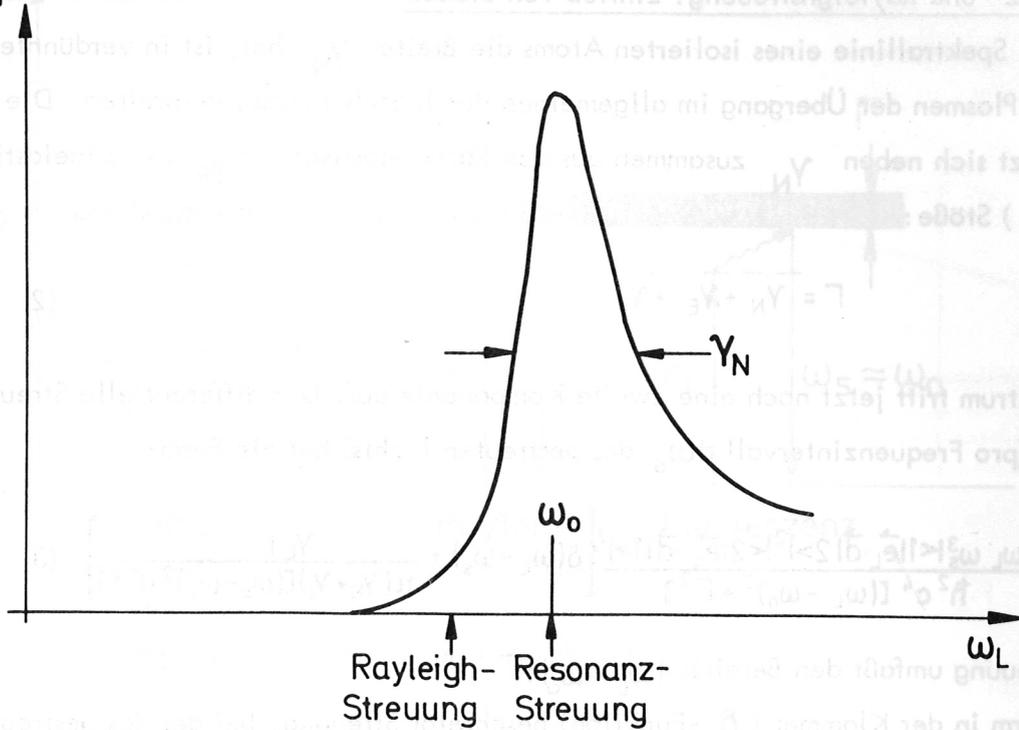


Fig. 1: Wirkungsquerschnitt für Lichtstreuung an gebundenen Elektronen

Falls die (Kreis-) Frequenz des eingestrahlteten Lichts innerhalb des Intervalls γ_N um ω_0 liegt, spricht man von Resonanzstreuung, weit außerhalb ($|\omega_L - \omega_0| \gg \gamma_N$) von Rayleighstreuung. In beiden Fällen hat das gestreute Licht exakt dieselbe Frequenz wie das eingestrahltete, unabhängig von der Linienbreite des Übergangs. Am Ort des Atoms besteht ferner zwischen dem einfallenden und gestreuten Licht eine feste Phasenbeziehung, das Streulicht folgt zeitlich genau dem Laserpuls [7]. Im Idealfall, wenn - wie hier angenommen - die Linienbreite durch die natürliche Strahlungsübergangsrate (ca. 10^8 s^{-1}) bestimmt wird, kommt der Streuquerschnitt in die Größenordnung des Quadrats der Lichtwellenlänge, was im Sichtbaren etwa dem 10^{14} -fachen des Thomsonquerschnitts σ_T entspricht.

2.2 Resonanz- und Rayleighstreuung: Einfluß von Stößen

Während die Spektrallinie eines isolierten Atoms die Breite γ_N hat, ist in verdünnten Gasen oder Plasmen der Übergang im allgemeinen durch Stoßprozesse verbreitert. Die Breite Γ setzt sich neben γ_N zusammen aus den Raten elastischer (γ_E) und inelastischer (γ_I) Stöße:

$$\Gamma = \gamma_N + \gamma_E + \gamma_I \quad (2)$$

Im Streuspektrum tritt jetzt noch eine zweite Komponente auf. Der differentielle Streuquerschnitt (pro Frequenzintervall $d\omega_s$ des gestreuten Lichts) hat die Form:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_s d\omega_s} = \frac{\omega_L \omega_s^3 |\langle 1 | \vec{e}_L \cdot \vec{d} | 2 \rangle|^2 |\langle 2 | \vec{e}_s \cdot \vec{d} | 1 \rangle|^2}{\hbar^2 c^4 [(\omega_L - \omega_s)^2 + \Gamma^2]} \left\{ \delta(\omega_L - \omega_s) + \frac{\gamma_E \Gamma}{\pi(\gamma_N + \gamma_I)[(\omega_s - \omega_0)^2 + \Gamma^2]} \right\} \quad (3)$$

Resonanzstreuung umfaßt den Bereich $|\omega_L - \omega_0| < \Gamma$.

Der erste Term in der Klammer (δ -Funktion) beschreibt Streuung, bei der das gestreute Licht exakt dieselbe Frequenz hat wie das eingestrahlte. Für den Fall der Rayleighstreuung ($|\omega_L - \omega_0| \gg \Gamma$) wird der Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Linienbreite Γ . Das ist für die Plasmadiagnostik von großer Bedeutung: es besagt nämlich, daß Rayleighstreuung gegen alle jene Verbreiterungsmechanismen, die durch die Linienbreite Γ beschrieben werden, unempfindlich ist. Die Größe Γ hängt stark von anderen Plasmaparametern (z.B. Elektronendichte) ab, die meist nur unvollkommen bekannt sind.

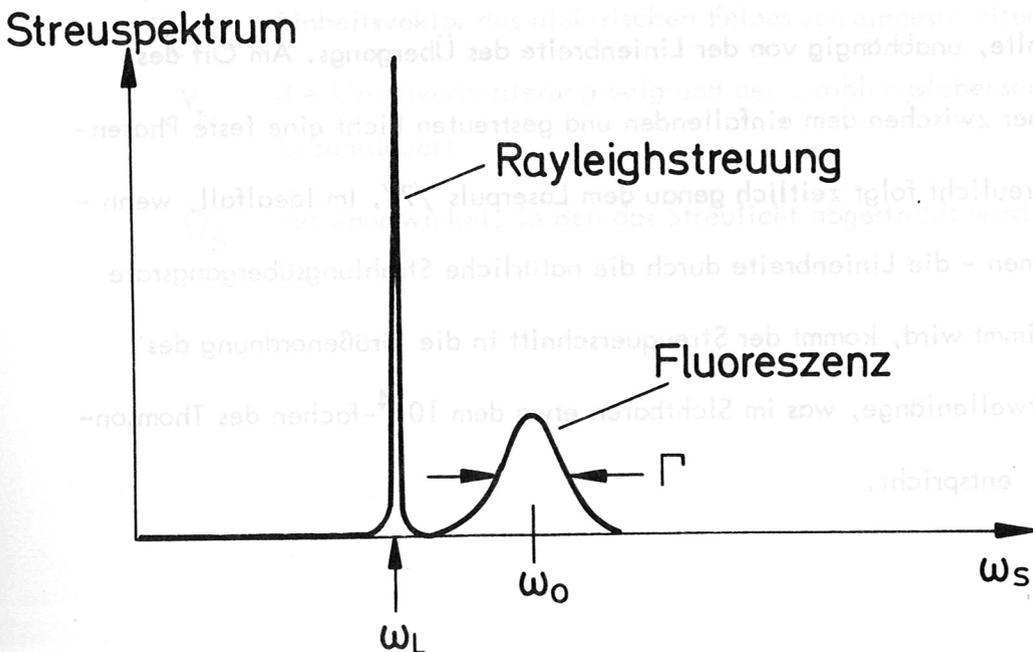


Fig. 2: Rayleighstreuung unter dem Einfluß von Stößen

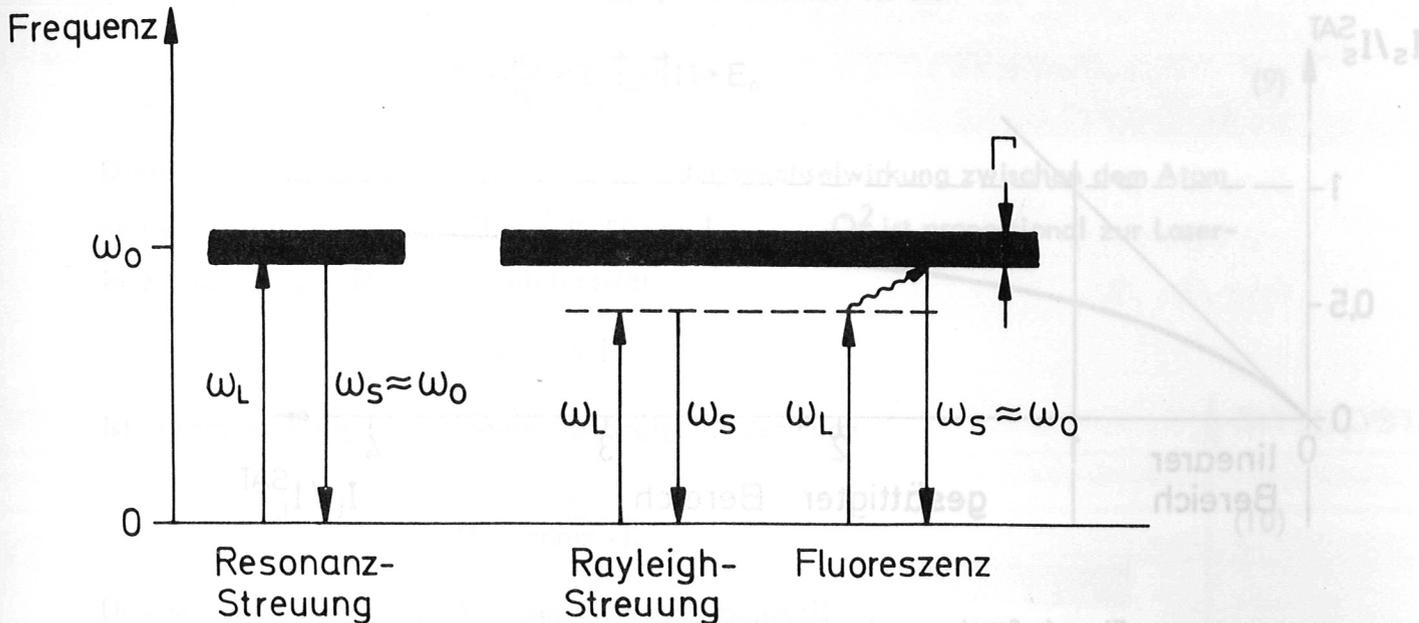


Fig. 3: Lichtstreuung im Termschema des Atoms.

Der zweite Term (Fluoreszenz) verschwindet für $\gamma_E = 0$, er wird also durch elastische Stöße verursacht. Unabhängig von der Frequenz des Lasers führt er zum Leuchten des Atoms mit seiner Eigenfrequenz, also zu einer Anregung des Atoms in den reellen Zustand $|2\rangle$. Im Fall der Rayleighstreuung wird durch diese sog. elastischen Stöße ein Teil der Atome aus den virtuellen Anregungsniveaus in reelle Eigenzustände übergeführt. Die fehlende Energie $\hbar(\omega_0 - \omega_L)$ bringt das stoßende Teilchen in Form von kinetischer Energie auf; strenggenommen ist deshalb der Stoß nicht mehr elastisch. Näheres über Stöße in Anhang 1. Fig. 2 zeigt ein typisches Streuspektrum mit beiden Komponenten, Fig. 3 illustriert beide Prozesse im Termschema des Atoms.

2.3 Sättigung der Streuung

Die Formel (3) wurde im Rahmen einer Störungsrechnung hergeleitet, so daß sie nur für den Fall kleiner anregender Intensitäten exakt ist.

Im Fall der Resonanzstreuung werden aber mit zunehmender Intensität I_S des anregenden Lasers immer mehr Elektronen in das obere Niveau gepumpt und mit ebenfalls zunehmender Wahrscheinlichkeit durch stimulierte Emission wieder abgerufen. Für hohe Intensitäten gleicht sich die Besetzung der Niveaus an, die beobachtete Streuintensität nähert sich einem Grenzwert I_S^{SAT} (Fig. 4).

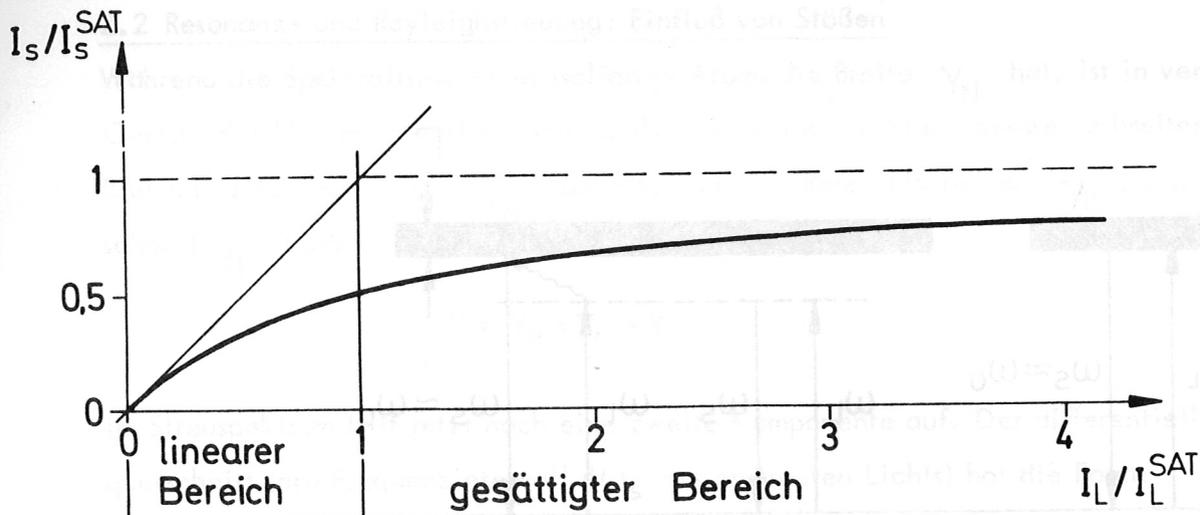


Fig. 4: Sättigung der Streuintensität

Ein einfaches Kriterium für den Beginn des gesättigten Bereichs ist die Forderung, daß die Raten der spontanen und stimulierten Emission aus dem oberen Niveau gleich sein sollen:

$$A_{21} = B_{21} \frac{I_L}{c} \quad (4)$$

A_{21} und B_{21} sind die Einsteinkoeffizienten. Mit Hilfe der Beziehung

$$A_{21} = \frac{\hbar \omega_0^3}{\pi^2 c^3} B_{21} \quad (5)$$

folgt dann für die zur Sättigung notwendige Laserintensität (pro Frequenzintervall)

$$I_L^{\text{SAT}} = \frac{\hbar \omega_0^3}{\pi^2 c^2} \quad (6)$$

die vom Atom nicht mehr abhängt.

Soll diese Intensität z. B. in einem Bereich von 0,1 nm um H_{α} (656,3 nm) aufgebracht werden, so ist dazu eine Leistungsdichte des Lasers von

$$I_L^{\text{SAT}} = 120 \text{ W/cm}^2 \quad (7)$$

notwendig.

Eine Rechnung, die auch für hohe Laserintensitäten gültig ist, wurde in /3/ durchgeführt. Sie ergibt ein zur Formel (3) ähnliches Ergebnis:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_s d\omega_s} = \frac{\omega_L \omega_s^3 |\langle 1 | \vec{e}_L \cdot \vec{d} | 2 \rangle|^2 |\langle 2 | \vec{e}_s \cdot \vec{d} | 1 \rangle|^2}{\hbar^2 c^4 [(\omega_L - \omega_0)^2 + \Gamma^2]} \left\{ \dots \dots \right\} \quad (8)$$

Fig. 2 Rayleigh-Streuung um dem Einfall von Strahlung

nur steht jetzt im Nenner die Größe Ω , die definiert ist als

$$\Omega = \frac{e_0}{\hbar} \langle 2|\vec{e}_L \cdot \vec{d}|1\rangle E_0 \quad (9)$$

Diese Frequenz Ω beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Atom und dem Strahlungsfeld $E(t) = \vec{e}_L E_0 \cos \omega_L t$. Ω^2 ist proportional zur Laserintensität I_L . Da die Streuintensität

$$I_s = \sigma I_L$$

ist, ergibt sich eine funktionale Abhängigkeit der Form

$$I_s \sim \frac{I_L}{\text{const.} + I_L} \quad (10)$$

Das ist genau die in Fig. 4 dargestellte Abhängigkeit.

Diese Formel sagt aber nicht nur für die Resonanz-, sondern auch für die Rayleighstreuung Sättigung voraus. Das ist der Fall, wenn die Bedingung

$$\Omega^2 \gg (\omega_L - \omega_0)^2$$

erfüllt wird. Wegen der Voraussetzung $|\omega_0 - \omega_L| \gg \Gamma$ erfordert das aber wesentlich höhere Laserleistungen als im Fall der Resonanz. Der Grenzwert der Streuintensität ist aber der gleiche.

Wenn die Energieniveaus von vornherein gleich besetzt sind, z.B. durch Elektronenstoßanregung mit hoher Elektronentemperatur in Fusionsplasmen, kann die Intensität der Spektrallinie durch Resonanzstreuung nicht erhöht werden. Rayleighstreuung erzeugt Licht außerhalb der Spektrallinie, sie ist auch an gleich besetzten Niveaus möglich /3/.

2.4 Streuung an angeregten Atomen

Bisher wurde vorausgesetzt, daß die Streuung an Atomen im Grundzustand erfolgt. Da aber bei den meisten Gasen der Abstand zwischen Grund- und erstem Anregungszustand so groß ist, daß die entsprechende Emissionslinie im Ultravioletten liegt, können Streuversuche in Plasmen im Sichtbaren nur an angeregten Atomen erfolgen.

Bei der Rayleighstreuung muß dann berücksichtigt werden, daß das Niveau, in dem sich das Atom zum Zeitpunkt der Anregung befindet, durch seine Strahlungslebensdauer

verbreitert ist (Fig. 5). Zwischen Anfangs- und Endzustand des Streuprozesses kann dann eine Energiedifferenz bis zu $2\gamma_2$ bestehen, so daß das Streulicht nicht mehr nur durch die Breite des Lasers, sondern durch ein Lorentzspektrum der Breite $2\gamma_2$ gegeben ist. Ferner ist ein zweiter Prozess möglich, der (ohne Einfluß von Stößen) zu einer Emission von Licht mit der Eigenfrequenz des Atoms und der spektralen Breite $\gamma_2 + \gamma_3$ führt /2/, /8/.

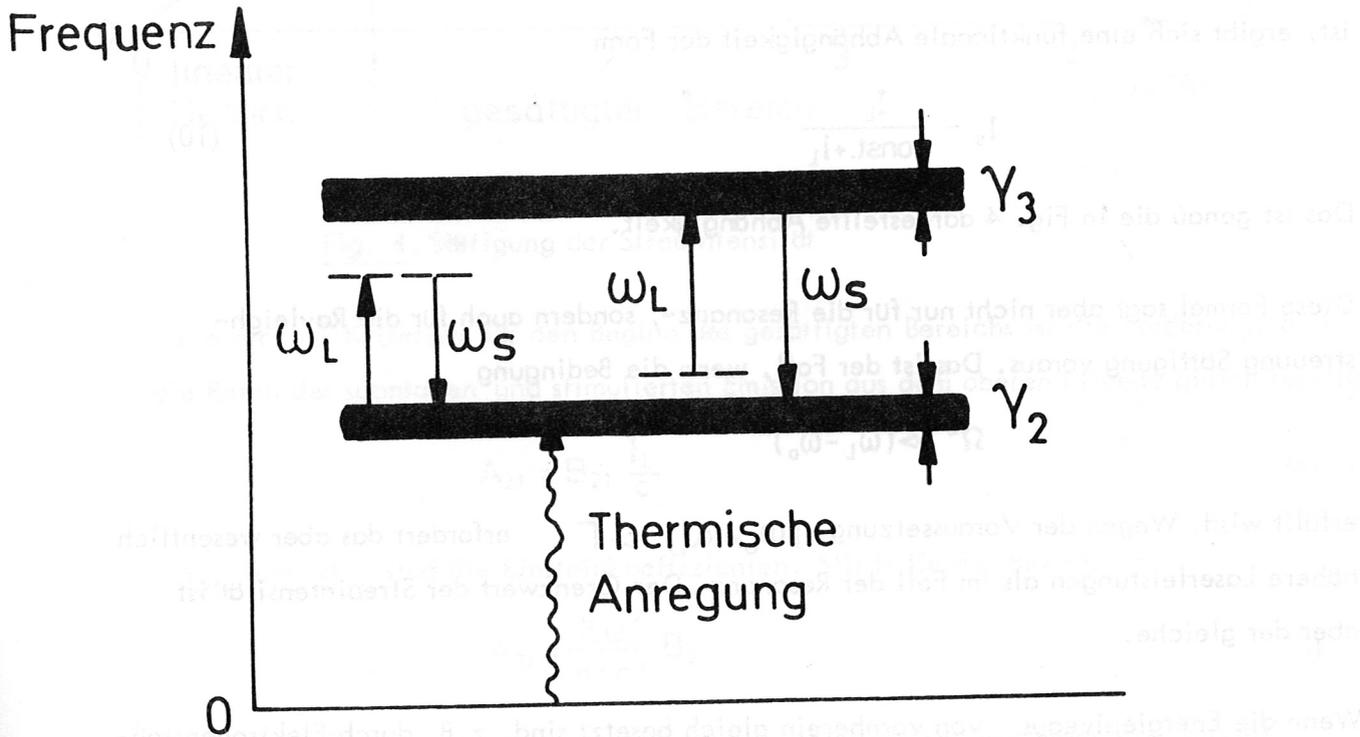


Fig. 5: Streuung am angeregten Atom

2.5 Wirkungsquerschnitte und Polarisation bei Rayleighstreuung

Für zahlenmäßige Angaben müssen die Übergangsmatrixelemente von Formel (3) ausgewertet werden, die von den Polarisationsrichtungen und Wellenvektoren des einfallenden und gestreuten Lichts abhängen.

Im Fall der Resonanz sollte möglichst auf die Angabe von Streuquerschnitten verzichtet werden, denn diese müssen dann intensitätsabhängig sein (s. Abschnitt 2.3). Im Fall der Gleichbesetzung ($I_L \gg I_L^{SAT}$) ist es einfacher, davon zu sprechen, daß die Hälfte der Atome mit der Strahlungsübergangsrate A_{21} Photonen aussendet.

Für den Fall einer Rayleighstreuung, bei der die Wellenvektoren des einfallenden und gestreuten Lichts einen Winkel von 90° bilden (Streugeometrie nach Fig. 6), lassen sich zwei Wirkungsquerschnitte σ_{zz} und σ_{zx} für die zwei möglichen Polarisationsrichtungen des gestreuten Lichts angeben.

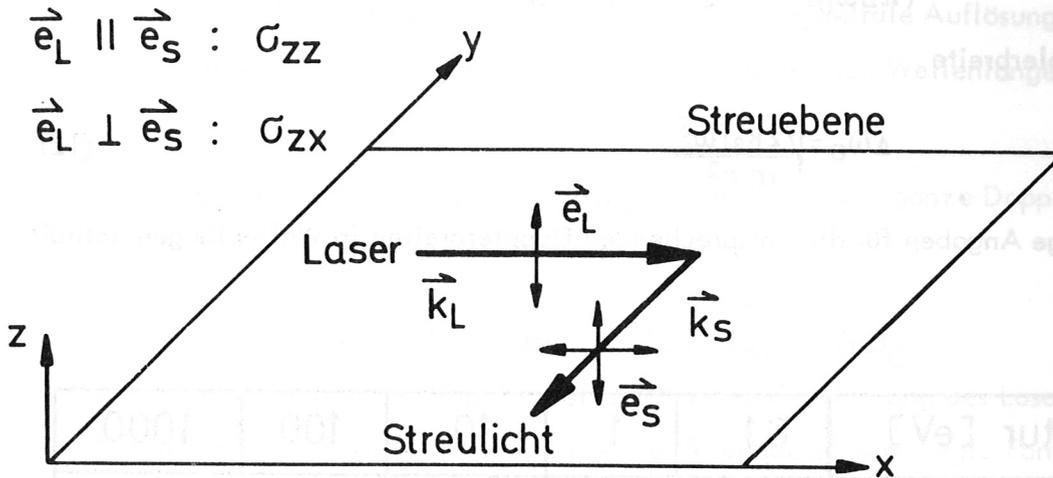


Fig. 6: 90° -Streugeometrie

Nach einer Mittelung über die Raumrichtungen der streuenden Atome ergibt sich schließlich ein Ausdruck, in dem der Übergang nur noch durch eine dimensionslose Oszillatorstärke f charakterisiert wird /9/. Hat der Grundzustand der Streuung den Drehimpuls $J = 0$, so ergibt sich, daß das Streulicht vollständig polarisiert ist, wie man es, ausgehend von der Dipolcharakteristik der Ausstrahlung auch erwartet. Ein neuer Aspekt tritt für Anfangszustände mit $J \neq 0$ auf, z.B. in angeregten Atomen. Jetzt hat das Streulicht einen Polarisationsgrad, der in der Regel von Eins verschieden ist.

Bei früheren Rayleighstreuexperimenten an angeregten Atomen /10/, /11/ wurde die Formel für $J = 0$ benutzt, was zu Irrtümern über den Polarisationsgrad und auch den Wirkungsquerschnitt führte. Dagegen konnte in diesem Experiment ein Polarisationsgrad gemessen werden, der mit theoretischen Rechnungen übereinstimmt. In Anhang 2 wird diese Berechnung näher erläutert.

2.6 Thermische Verbreiterung des Streuspektrums

In dünnen Gasen oder Plasmen wird die Breite einer Spektrallinie im allgemeinen nicht durch Stoßprozesse, sondern durch die thermische Verbreiterung bestimmt. Durch die regellose Bewegung von Teilchen der Temperatur $k_B T$, die alle ihre Eigenfrequenz ausstrahlen, sieht ein ruhender Beobachter die Strahlung mit unterschiedlich großen Dopplerverschiebungen. Die Linie hat ein Dopplerprofil der Form

$$F(\omega) = \frac{1}{(\pi \Delta \omega_D)^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta \omega_D} \right)^2 \right] \quad (11)$$

mit der Dopplerbreite

$$\Delta \omega_D = \sqrt{\frac{2 k_B T \omega_0^2}{m c^2}} \quad (12)$$

Zahlenmäßige Angaben für die entsprechenden Dopplerbreiten in Wellenlängen enthält Fig. 7.

Temperatur [eV]	0,1	1	10	100	1000
Dopplerbreite [nm] bei $\lambda_0 = 656,3 \text{ nm}$	$9,5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-2}$	0,3	0,95

Fig. 7: Zahlenbeispiele für Dopplerverbreiterung

Bei 90° -Streuung lassen sich zwei Fälle unterscheiden:

- 1.) Einstrahlen innerhalb der Dopplerbreite: $|\omega_L - \omega_0| < \Delta \omega_D$.

Die Atome sehen das eingestrahelte Licht bereits dopplerverschoben. Wegen des starken Anstiegs des Wirkungsquerschnitts in der Nähe der Resonanz kommt dann der überwiegende Teil der Streuintensität von jener Gruppe von Teilchen, bei denen die Dopplerverschiebung gerade so groß ist, daß sie in ihrer Resonanz angeregt werden. Der Wirkungsquerschnitt nach Formel (3) muß über die Energieverteilung der streuenden Teilchen integriert werden. Der differentielle Streuquerschnitt hat dann die Form

Übergänge in Edelgasen in der Nähe der Wellenlänge des Rubinlasers untersuchten Vriens und Adriaansz /12/ in einem Lichtbogen, während Döbele und Hirsch /11/ mit einem stationären Argon-Ion-Laser (448 nm) am H_{β} -Übergang (486 nm) streuten ($\sigma_{zz} = 251 \sigma_T$, $\sigma_{zx} = 69 \sigma_T$) und das Signal durch Lock-in-Technik verarbeiteten. Einen Farbstofflaser zur Plasmadiagnostik benutzten zuerst Burrell und Kunze /13/, die mit Resonanzstreuung an Linien neutralen Heliums insbesondere inelastische Anregungsprozesse erforschten. An der Hel-Linie bei 587,6 nm untersuchten Burgess und Skinner /14/ Entvölkerungsraten, wobei sie den Einfluß der zeitlichen Änderung des Laserpulses auf das Streusignal berücksichtigten. Die wohl meisten Berührungspunkte mit den Überlegungen, die dem hier beschriebenen Experiment zugrunde liegen, hat die kürzliche Untersuchung von Carlsten und Szöke /15/ am Grundniveau des Strontium-Übergangs (460,73 nm), wo die Sättigung der Rayleighstreuung und der Einfluß elastischer Stöße gemessen wurde.

4. Versuchsaufbau

4.1 Laser

Bei Farbstofflasern besteht das aktive Material aus organischen Farbstoffmolekülen in einem Lösungsmittel, die von Blitzlampen oder anderen Lasern optisch gepumpt werden. Die einige 10 nm breiten Emissionsbande erlauben es, mit dispersiven Elementen im Resonator, z.B. Beugungsgittern oder Fabry-Perot-Interferometern, die Laseremission ohne wesentlichen Energieverlust auf einen kleinen Frequenzbereich einzuengen und gleichzeitig die Wellenlänge durchzustimmen /16/.

Für die hier beschriebenen Experimente wurde ein blitzlampengepumpter Farbstofflaser (SUA-9 der Firma Electro-Photonics) benutzt (Fig. 8).

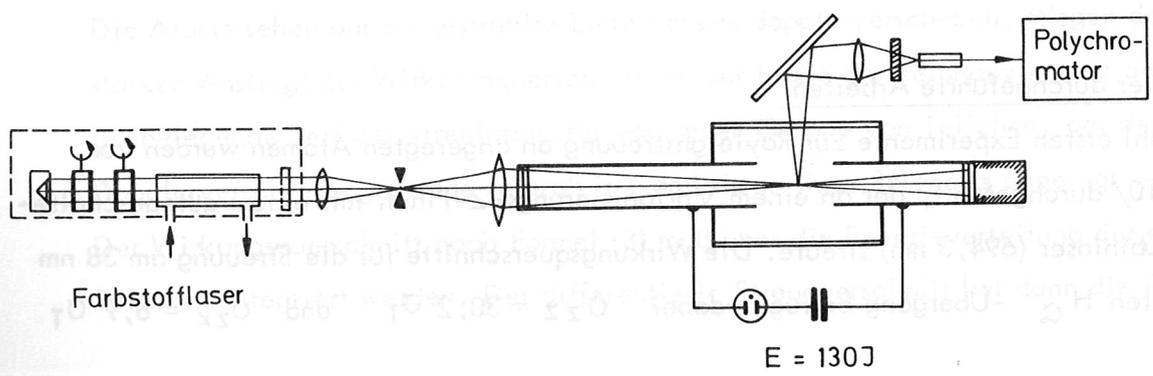


Fig. 8: Versuchsaufbau (mit Helium-Entladung)

Die Wellenlängenabstimmung erfolgte mit zwei Fabry-Perot-Interferometern mit einem Plattenabstand von $100 \mu\text{m}$ und $7 \mu\text{m}$, die um ihre senkrechte Achse gedreht wurden. Während das erste der Grobeinstellung diente, wurde mit dem zweiten die Wellenlänge bis zu 1 nm verstimmt. Bei der H_{α} -Streuung gelang es, das Mischungsverhältnis der drei verwendeten Farbstoffe so zu wählen, daß zur Abstimmung das erste Fabry-Perot ausreichte. Auf die gleiche Weise konnte auch die gelegentliche Lasertätigkeit auf zwei Linien (d.h. Durchlaßmaxima verschiedener Ordnungen des Fabry-Perot) unterbunden werden. Fig. 9 faßt die Daten des Lasers zusammen.

	Bei Streuung an He I (587,6 nm)	Bei Streuung an H_{α} (656,3 nm)
Ladeenergie	1,6 kJ	1,6 kJ
Ausgangsenergie (typ.)	1 J	30 mJ
Impulsdauer	5 μs	2,5 μs
Farbstoff	Rhodamin 6G in Äthanol	Rhodamin 6G + Rhodamin B + Kresylviolett in Äthanol
Strahldivergenz	10 mrad	15 mrad
F.-P.-Interferometer	2	1
Bandbreite	0,03 nm	0,03 nm

Fig. 9: Daten des Farbstofflasers

Die geringe Transmission des hochreflektierenden Spiegels wurde für einen Monitor der Laserleistung und -energie ausgenützt. Hinter einer kleinen Mattscheibe und mehreren Graufiltern befand sich ein Lichtleiter, der zu einem Photomultiplier in der Meßkabine führte.

Zur Justierung des Lasers und der Anordnung erwies sich ein Argon-Ion-Laser (15 mW) als besonders geeignet, da sein Strahl im reinen Lösungsmittel (Methanol oder Äthanol) eine gelbliche Fluoreszenzspur erzeugt, die die Zentrierung vereinfacht.

4.2 Optisches System

Der Laserstrahl wurde auf eine Lochblende (\varnothing 3,7 mm) fokussiert, die in das Entladungsgefäß im Verhältnis 1 : 2 vergrößert abgebildet wurde. Der elektrische Vektor des Laserlichts lag horizontal, das Streulicht wurde nach oben ausgesandt (Dipolcharakteristik) und über ein Objektiv (Öffnungsverhältnis 1/1,8, $f = 150$ mm) auf einen Lichtleiter abgebildet. Das Bild des Lichtleiters im Entladungsgefäß hatte eine Breite von 2,2 mm und eine Länge von 17,6 mm, so daß nur ein schmaler Bereich des Streuvolumens beobachtet wurde. Durch Abtasten mit dem Lichtleiter konnte die radiale Intensitätsverteilung im Strahl gemessen werden; sie war homogen und am Rand scharf abfallend.

Der Lichtleiter führte zu einem Polychromator, der aus einem Paket von 8 Faserspalten, einer Fernbildlinse und einem Gitter mit 600 Strichen pro mm in Littrow-Anordnung bestand. Die spektrale Auflösung betrug 0,016 nm bei 587,6 nm und 0,03 nm pro Kanal bei 656,3 nm. Farbgläser blockten die kurzwellige Seite des Spektrums ab.

Zur Beobachtung genügten 6 Kanäle, die mit 6 Photomultipliern des Typs RCA 7265 (S 20 - Kathode) über Lichtleiter verbunden waren. Die Linearität der Photomultiplier wurde mit einem Impulsgenerator, der eine Leuchtdiode betrieb, überprüft. Die Eichung der Relativempfindlichkeit erfolgte mit einer Halogen-Lampe.

4.3 Erzeugung des Plasmas

Die angeregten Atome, an denen gestreut werden sollte, wurden in der positiven Säule von Niederdruckbögen erzeugt.

Für die Streuung an Helium wurde in einem Quarzgefäß (\varnothing 150 mm) parallel zur Richtung des Laserstrahls eine Entladung gezündet, die ca. 20 μ s andauerte (vgl. Fig. 8).

Sie wurde mit einem Fülldruck von 400 mTorr Helium und einer Energie von 130 J betrieben.

Um die Reproduzierbarkeit der Entladung zu steigern, wurde bei den Untersuchungen an Wasserstoff eine stabilisierte Entladung aufgebaut (Fig. 10). Die Dauer der Entladung betrug jetzt 1 ms, der Fülldruck 1 Torr H_2 , und die vom Kondensator abgegebene Energie 600 J.

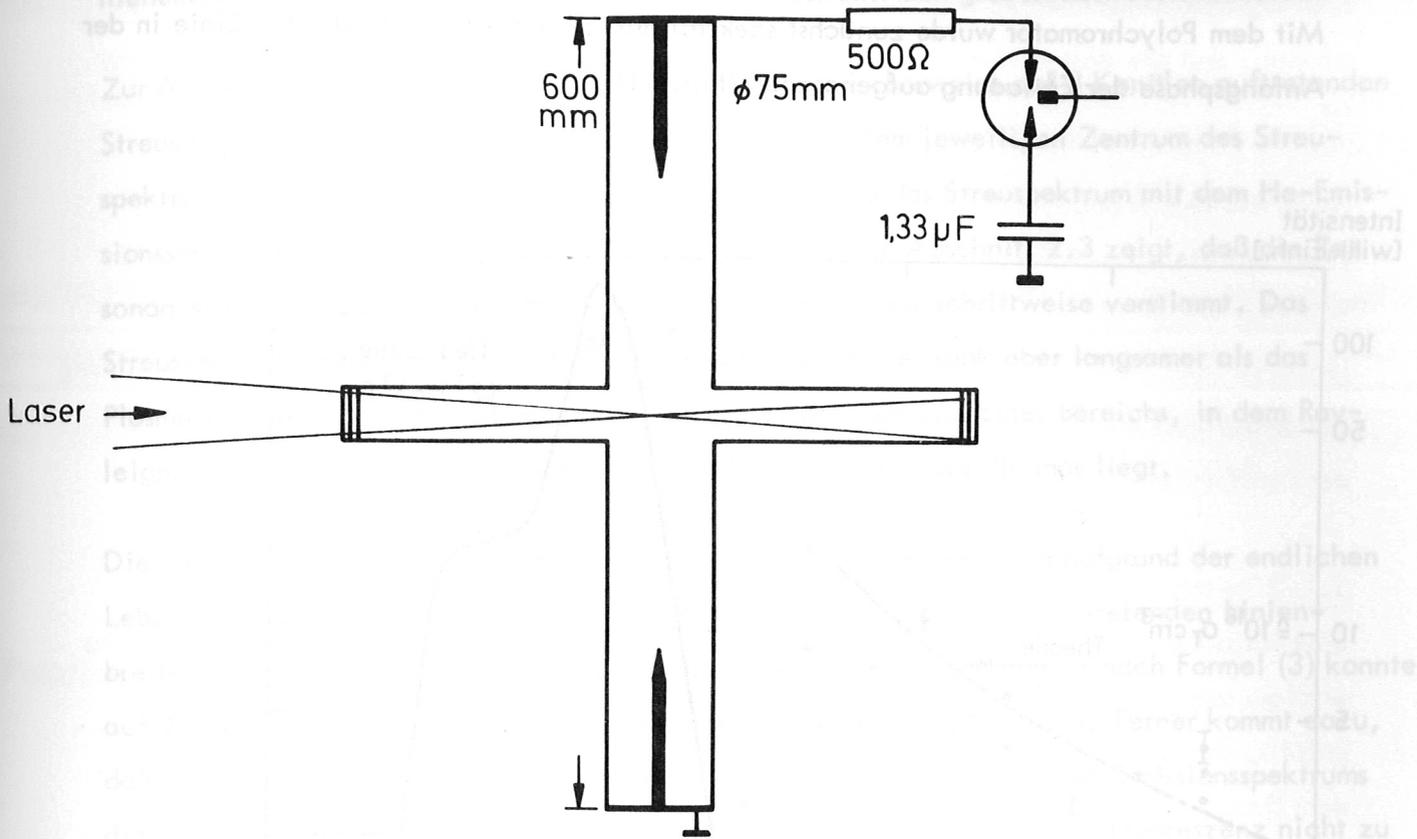


Fig. 10: Wasserstoff-Entladung

Für diese Klasse von Entladungen gilt allgemein /17/, daß bei typischen Füllichten von 10^{-2} bis 5 Torr und Strömen zwischen 10 A und einigen kA das Plasma weit vom thermodynamischen Gleichgewicht entfernt ist. Die Temperaturen von Ionen und Neutralteilchen sind annähernd gleich und liegen unter 1 eV, während die Elektronentemperatur im Bereich von einigen eV liegt. Der Ionisierungsgrad beträgt wenige Prozent. Die Anregung der Atome erfolgt durch Elektronenstöße, sie geht durch spontane Strahlungsübergänge verloren (Corona-Gleichgewicht). Die Besetzung der oberen Energieniveaus hängt deshalb vom Verhältnis der Stoßanregungsraten und der natürlichen Übergangsraten durch Strahlung ab.

5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

5.1 Lichtstreuung an Helium

5.1.1 Wellenlängenabhängigkeit

Mit dem Polychromator wurde zunächst spektral aufgelöst die Emission der He-Linie in der Anfangsphase der Entladung aufgenommen (Fig. 11).

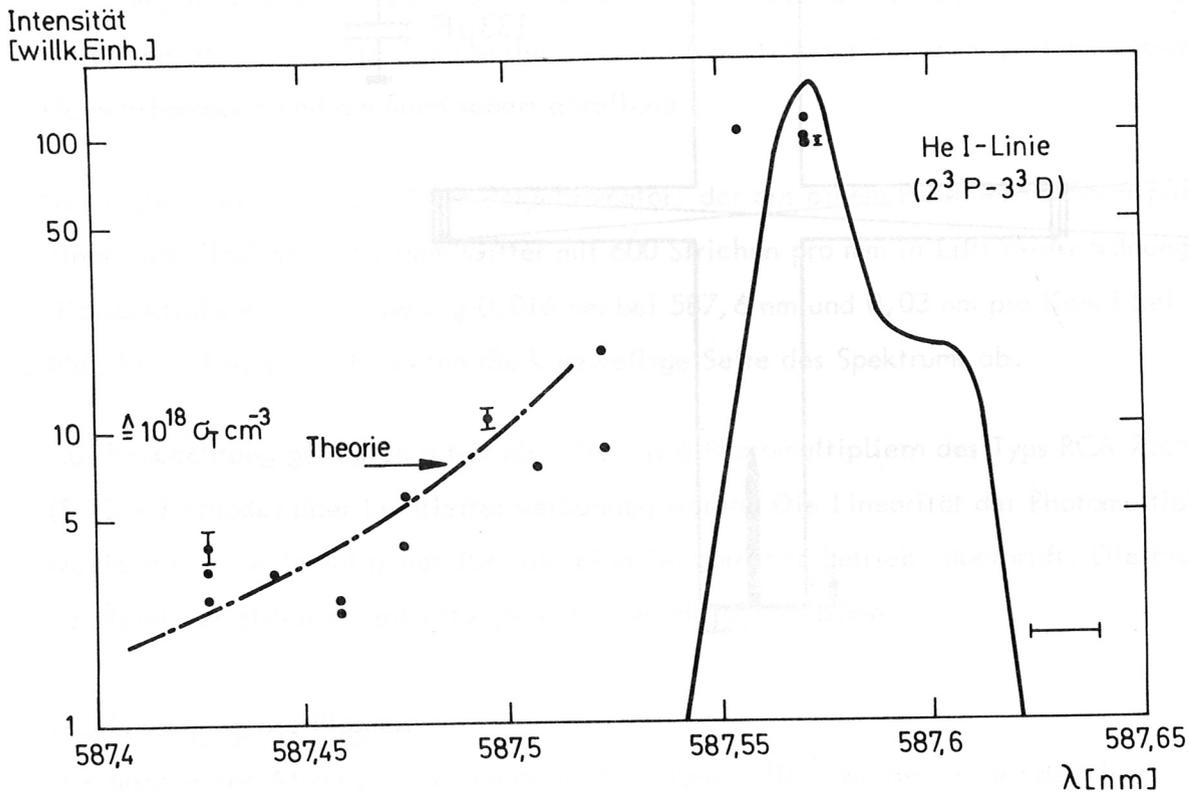


Fig. 11: Wellenlängenabhängigkeit des Streusignals

Die Aufspaltung in zwei Linien bei 587,57 nm und 587,60 nm ist deutlich zu erkennen. Da die zweite Komponente allerdings nur 3% zum gesamten Streuquerschnitt beiträgt, ist sie für die weitere Diskussion unerheblich.

In regelmäßigen Zeitabständen wurde die spektrale Position des Lasers gemessen, indem dessen Licht über einen zweiten Lichtleiter direkt auf den Eingangslichtleiter des Polychromators geführt wurde. Dabei zeigte sich, daß der Laser auch im Verlauf einiger Stunden höchstens um 0,02 nm driftete.

Zunächst wurde der Laser auf die He-Linie abgestimmt und die Resonanzstreuung beobachtet. Die Streuintensität war so groß, daß eine Verdoppelung der anfänglich vorhandenen He-Linienemission auftrat. Das kleine Streuvolumen überstrahlt den großen Rest des Plasmas.

Zur Auswertung wurden die zeitlichen Maxima der typischerweise auf 3 Kanälen auftretenden Streusignale aufsummiert und in Fig. 11 als Punkt über dem jeweiligen Zentrum des Streuspektrums eingetragen. Bei der Resonanzstreuung stimmte das Streuspektrum mit dem He-Emissionsspektrum überein. Ein Vergleich mit den Angaben in Abschnitt 2.3 zeigt, daß die Resonanzstreuung gesättigt war. Anschließend wurde der Laser schrittweise verstimmt. Das Streusignal wanderte im Spektrum mit und wurde kleiner, es sank aber langsamer als das Plasmaleuchten. Deutlich erkennbar ist in Fig. 11 die Existenz eines Bereichs, in dem Rayleighstreuung um Größenordnungen über dem Eigenleuchten des Plasmas liegt.

Die nach Abschnitt 2.4 zu berücksichtigende spektrale Verbreiterung aufgrund der endlichen Lebensdauer des unteren Niveaus ist gering gegen alle anderen hier auftretenden Linienbreiten und kann vernachlässigt werden. Die stoßinduzierte Fluoreszenz nach Formel (3) konnte auf dem hohen Untergrund an Linienstrahlung nicht identifiziert werden. Ferner kommt dazu, daß schon ein geringer Anteil an resonanter Strahlung in den Flanken des Emissionsspektrums des Lasers ausreicht, um ein Resonanzstreusignal hervorzurufen, daß von Fluoreszenz nicht zu unterscheiden ist.

Die Fehlerbalken beziehen sich auf das Schrotrauschen des Signals bzw. auf die Auflösung des Polychromators, für die die gemessene Kanalbreite von 0,016 nm eingesetzt wurde.

In die gemessene Wellenlängenabhängigkeit des Streusignals wurde eine Lorentzkurve eingetragen (strichpunktierte Linie), die in der Nähe der Resonanz, aber unter Vernachlässigung der Dämpfung die Form

$$\sigma \sim \frac{1}{(\omega_0 - \omega_L)^2} \quad (15)$$

annimmt, oder auch mit $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_L$

$$\sigma \sim \frac{1}{(\Delta\lambda)^2} \quad (16)$$

Im Rahmen der Schwankungen des Streusignals, die auf Irreproduzierbarkeiten des Plasmas zurückzuführen sind, ist Übereinstimmung festzustellen. Im Unterschied zu früheren Rayleighstreuexperimenten mit Lasern fester Frequenz konnte hier zum ersten Mal gezeigt werden, daß die dort extrapolierte spektrale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts richtig ist.

Diese Wellenabhängigkeit beeinflußt auch die Form der Streuspektren. Für Resonanz von Laser und He-Linie hatte das Spektrum die Form der Spektrallinie, bei Verstimmung war es zunächst wegen der Wellenlängenabhängigkeit zur He-Linie hin verzerrt, um dann bei größerem spektralen Abstand sich dem Laserspektrum anzugleichen. Eine Dopplerverbreiterung des Streulichts wurde nicht beobachtet. Das zeigt, daß die Helium-Temperatur unterhalb der Nachweisgrenze von 1 eV lag (vgl. Abschnitt 4.3).

5.1.2 Teilchendichtemessung

Eine Messung der Dichte N_2 der Atome in jenem Zustand 2^3P , an dem die Rayleighstreuung erfolgt, war auf einfache Weise möglich. Das Entladungsgefäß wurde dazu mit einem Gas gefüllt, dessen makroskopischer Rayleighstreuquerschnitt sich aus dem Brechungsindex und dem Druck nach der bekannten Clausius-Mosotti-Formel berechnen läßt. Propan empfahl sich wegen seines hohen Brechungsindex. Aus dem Vergleich der Streusignale an Propan und dem Plasma folgt dann der makroskopische Wirkungsquerschnitt für die Streuung an angeregten Helium-Atomen. Die in Fig. 11 eingetragene Intensität $I_5 = 10$ entspricht der Streuintensität, wie sie an 500 Torr Propan oder 10^{18} freien Elektronen pro cm^{-3} auftritt.

Aus

$$N_2 \sigma(\Delta\lambda) = 10^{18} \sigma_T \text{ cm}^{-3} \quad (17)$$

folgt dann mit dem für 587,50 nm berechneten Rayleighstreuquerschnitt (Formel (32), (33) aus Anhang 2) von

$$\sigma_{zz} + \sigma_{zx} = 3,16 \cdot 10^6 \sigma_T + 6,5 \cdot 10^5 \sigma_T \quad (18)$$

eine (maximale) Dichte von Teilchen im Zustand 2^3P von

$$N_2 = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (19)$$

Damit konnte gezeigt werden, daß eine Teilchendichtebestimmung durch Rayleighstreuung genauso einfach ist, wie die Elektronendichtemessung durch Thomsonstreuung. In Anhang 3 wird eine Fehlerdiskussion durchgeführt.

5.1.3 Polarisation der Rayleighstreuung

Nach den Berechnungen in Anhang 2 erwartet man für den Polarisationsgrad der Rayleighstreuung einen Wert von 65%. Im Experiment wurde der Polarisationsgrad in Abhängigkeit vom spektralen Abstand $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_L$ zur He-Linie gemessen, wobei pro Meßpunkt über jeweils 10 Schüsse gemittelt wurde. Das Ergebnis ist in Fig. 12 dargestellt. Die hohen Fehlerbalken kommen zustande zum Teil durch das Rauschen der Komponente σ_{zx} die ja 5 mal kleiner war als die Komponente σ_{zz} , zum anderen durch das Mitteln über die Schwankungen im Streusignal, wie sie auch schon in Fig. 11 sichtbar sind.

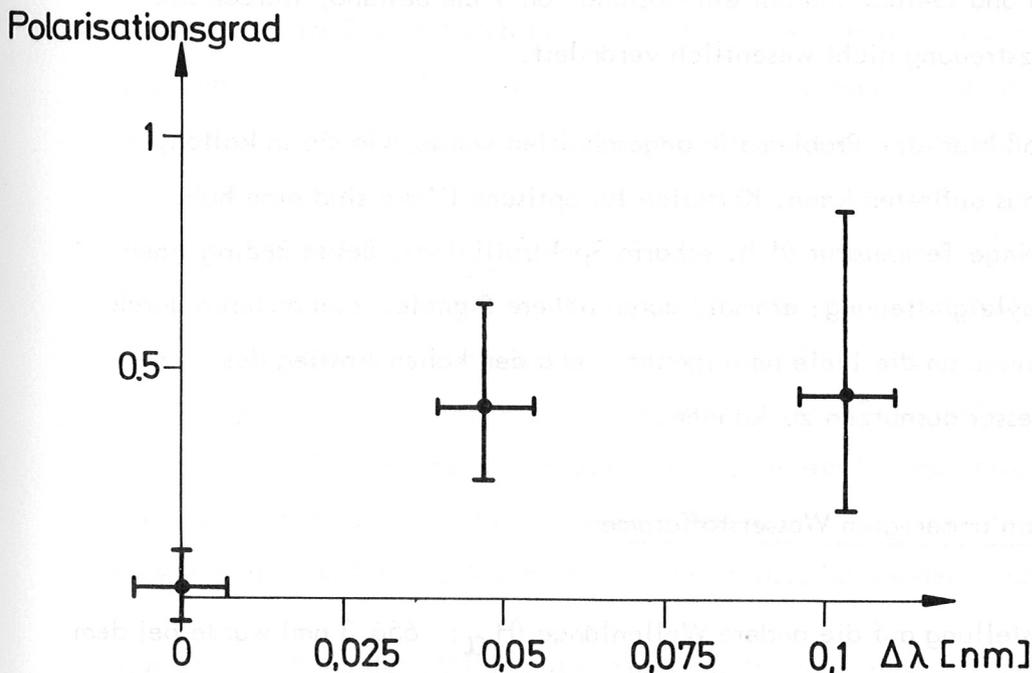


Fig. 12: Polarisationsgrad des Streulichts an Helium

Insgesamt ergibt sich Übereinstimmung im Rahmen der Fehlergrenzen. Die Resonanzstreuung ist unpolarisiert: das zeigt, daß sie im Gegensatz zur Rayleighstreuung dem störenden Einfluß des Plasmas unterliegt.

5.1.4 Problem der optischen Dicke

Außerhalb der Resonanz war die optische Dicke zu gering, als daß sie einen Einfluß auf die Rayleighstreuung hätte haben können. Das ist bei der Resonanzstreuung anders.

Deshalb wurde die optische Dicke des Plasmas gemessen, indem unterhalb des Entladungsgefäßes eine Linse und ein Spiegel angebracht wurden, die das Streuvolumen in sich abbildeten. Dadurch wird das in das Beobachtungsobjektiv fallende Streulicht erhöht. Aus der Erhöhung der Streusignale an Propan und bei Resonanzstreuung kann auf die optische Dicke des Plasmas geschlossen werden. Unter der Annahme eines homogenen Plasmas ergab sich eine Länge von 30 cm, auf der das Resonanzlicht bis auf $1/e$ abgeschwächt wird. Da zwischen Streuvolumen und Gefäßwand nur ein Abstand von 7 cm bestand, werden die Ergebnisse der Resonanzstreuung nicht wesentlich verändert.

Festzuhalten bleibt, daß hier eine Problematik angeschnitten wurde, wie sie in kalten, dichten Plasmen durchaus auftreten kann. Kriterien für optische Dicke sind eine hohe Teilchendichte und geringe Temperatur (d.h. scharfe Spektrallinien). Beide Bedingungen erleichtern zugleich Rayleighstreuung: einmal, durch höhere Signale, zum anderen durch die Möglichkeit, sehr nahe an die Linie heranzugehen und den hohen Anstieg des Wirkungsquerschnitts besser auszunutzen zu können.

5.2 Resonanzstreuung an angeregten Wasserstoffatomen

5.2.1 Streusignale

Abgesehen von der Umstellung auf die andere Wellenlänge (H_{α} : 656,3 nm) wurde bei dem Übergang von Helium zu Wasserstoff in der Optik keine Änderung vorgenommen; insbesondere war das Streuvolumen das gleiche. Wegen der geringen Neutralgastemperatur ließ sich die H_{α} -Linie vom Polychromator nicht mehr auflösen. Die Daten des Lasers wurden bereits in Abschnitt 4.1 zusammengestellt.

Der auf H_{α} abgestimmte Laser erzeugte ein Streusignal, das das Eigenleuchten des Plasmas um das 4-fache überstieg. Während das H_{α} -Leuchten des Plasmas der Besetzung

des Niveaus 3 proportional ist, hängt das Streusignal von der Besetzung in den Niveaus 2 und 3 ab. Unter Berücksichtigung der Unterschiede zwischen Streuvolumen und beobachtetem Volumen läßt sich aus dem Verhältnis Streusignal/Plasmaleuchten im Fall der Sättigung auf ein Besetzungsverhältnis

$$N_3/N_2 = 1/40$$

im Plasma schließen.

Die Beobachtung von Rayleighstreuung war nicht möglich, da die Leistung des Lasers bei H_α nach Fig. 9 um einen Faktor 16 geringer war als bei He. Dort betrug das Verhältnis (vgl. Fig. 11) zwischen den Intensitäten der Resonanz- und der Rayleighstreuung mindestens 10, bei H_α hätte es dann bei 160 liegen müssen. Das war aber unterhalb dessen, was noch nachweisbar war.

5.2.2. Sättigung der Resonanzstreuung

Nach Abschnitt 2.3 läßt sich eine theoretische, sättigende Laserintensität I_L^{SAT} angeben, die für ein Zwei-Niveausystem berechnet wurde und den Wert $120 \text{ W/cm}^2 \text{ \AA}$ hat. Bei H_α -Streuung muß aber berücksichtigt werden, daß von den Elektronen, die in das Niveau 3 gepumpt werden, wegen der vergleichbaren Größe der Strahlungsübergangsraten nur die Hälfte als H_α -Strahlung, der andere Teil aber als $L\beta$ -Strahlung im Vakuum-UV auftritt. Um die Gleichbesetzung der Niveaus 2 und 3 aufrecht zu erhalten, muß der Laser daher doppelt so schnell wie bei einem Zwei-Niveausystem "pumpen". Dadurch wird die sättigende Laserintensität I_L^{SAT} um einen Faktor 2 vergrößert. Die Besetzung des Grundniveaus 1, die wesentlich größer ist als die der höheren Niveaus, wird vom Streuprozess nicht verändert. $H\beta$ -Fluoreszenz trat nicht auf, daraus folgt, daß die Wechselwirkung mit dem Niveau 4 und höheren vernachlässigt werden kann.

Zur Untersuchung der Sättigung der Resonanzstreuung wurde der Laserstrahl durch Graufilter abgeschwächt. Zuvor war überprüft worden, daß die Filter nicht während des Laserpulses transparent werden. Fig. 13 zeigt das Streusignal ($20 \mu\text{s}$ nach Beginn der Entladung) aufgetragen über der Intensität des Lasers im Entladungsgefäß, deren Größe aus dem Monitor-signal und dem Transmissionsfaktor der Graufilter geschlossen wurde. Erst bei einer Abschwächung des Lasers um einen Faktor 50 begann die Streuintensität merklich zu sinken! In die Meßpunkte wurde eine Kurve der Form eingepaßt, wie sie nach Abschnitt 2.3 bei Sättigungserscheinungen erwartet wird.

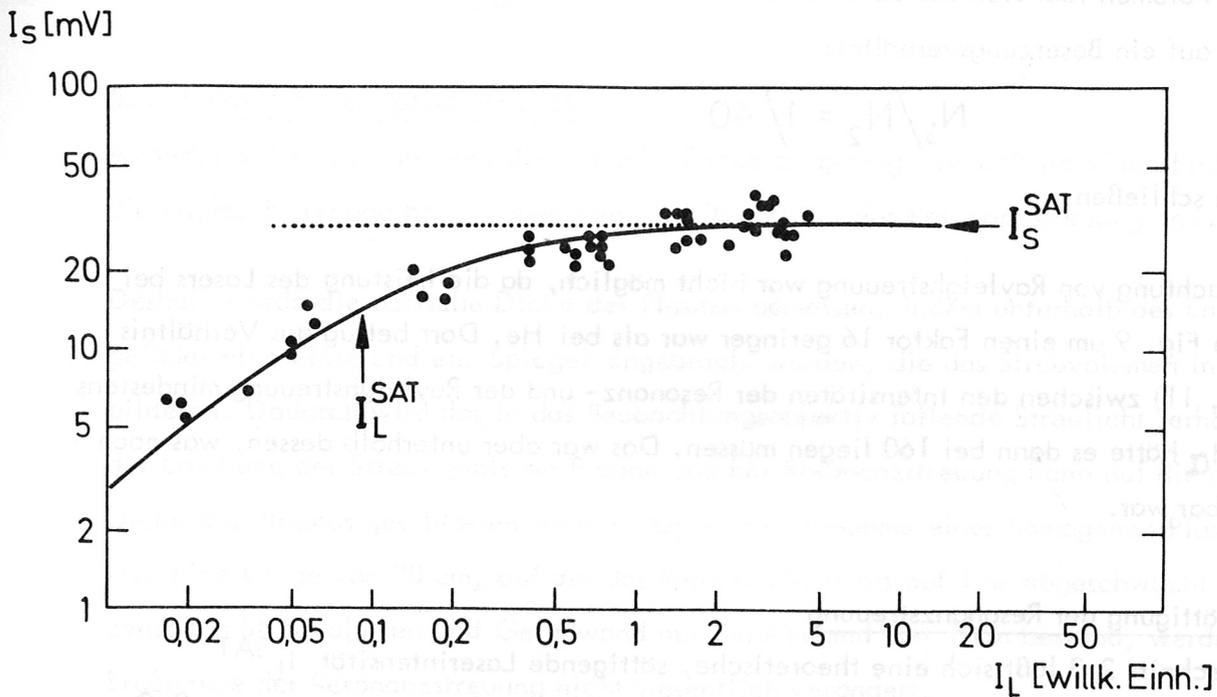


Fig. 13: Sättigung der Resonanzstreuung

Mit Hilfe der Absoluteichung des Monitors durch ein Konus-Kalorimeter konnte dann jene Leistungsdichte im Entladungsgefäß berechnet werden, die in Fig. 13 als kritische Laserintensität I_L^{SAT} eingezeichnet ist. Sie beträgt

$$255 \text{ W/cm}^2 \text{ \AA}$$

in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

5.2.3 Messung der Teilchendichte

Im Fall der Sättigung ist eine Messung der Teilchendichte durch die Eichung mit Propan nicht in der einfachen Weise möglich, wie sie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben wurde. Das Signal bei Propan hängt von der Laserintensität ab, das Streusignal des Plasmas nicht.

Ist jedoch die Intensität des Lasers im Entladungsgefäß bekannt (vgl. 5.2.2), so kann durch Streuung an Propan die Empfindlichkeit der Beobachtungsoptik geeicht werden, auch geht dann die Größe des Streuvolumens nicht mehr in die Rechnung ein.

Mit Hilfe der H_{α} -Übergangsrate A_{32} folgt dann die Dichte angeregter Teilchen im Streuvolumen. Die so gemessene Dichte streuender Atome betrug

$$8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Unter Berücksichtigung der statistischen Gewichte der Niveaus (8 bzw. 18) bedeutet Gleichbesetzung, daß sich 70% der Atome, die sich im Zustand 2 oder 3 aufhalten, im Zustand 3 sind. Von diesen 70% strahlt die Hälfte H_{α} -Strahlung ab, der Rest L_{β} . Andererseits befinden sich außerhalb des Streuvolumens fast 100% der Atome in Zustand 2 oder 3 im Zustand 2, so daß dessen Besetzungsdichte gegeben ist durch

$$2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

Eine Dichte angeregter Teilchen dieser Größenordnung erhält man auch aus einer einfachen Abschätzung. Die typische Form der Stoßanregungsrate ist $/18/$:

$$x_{12} = \frac{1,6 \cdot 10^{-5} n_e}{\Delta E_{12} \sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{12}}{T_e}\right) \quad (20)$$

(ΔE_{12} Energie des Übergangs $1 \rightarrow 2$ in eV, T_e Elektronentemperatur in eV, n_e Elektronendichte in cm^{-3})

Bei einem Fülldruck von 1 Torr, einem Ionisierungsgrad von 1% und einer Elektronentemperatur von 1 eV (vgl. Abschnitt 4.3) erhält man für die Anregungsrate des Niveaus 2 einen Wert von

$$x_{12} = 7 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \quad (21)$$

Unter der Annahme, daß der Wasserstoff vollständig dissoziiert ist, ergibt sich mit der L_{α} -Übergangsrate von $4,7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ eine Besetzung des Niveaus 2 von

$$1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

6. Weiterführende Experimente

Die Resonanzstreuung an H_{α} hat gezeigt, daß die Sättigung schon bei 250 W/cm^2 λ einsetzt. Die dazu notwendigen Leistungen werden von üblichen Farbstofflasern bequem erreicht. Eine Temperaturmessung an einem Fusionsplasma sollte aus diesem Grunde ohne weiteres möglich sein.

Ebenso wichtig ist die räumlich aufgelöste Messung der Dichte atomaren Wasserstoffs. Dazu ist es aber erforderlich, am Grundzustand, in dem sich der größte Teil der Atome befindet, zu streuen. Das erste angeregte Niveau ist vom Grundzustand $10,2 \text{ eV}$ ($\cong 121,6 \text{ nm}$) entfernt.

Eine vielversprechende Möglichkeit, Strahlung hoher spektraler Energiedichte in diesem Bereich mit vertretbarem Aufwand zu erzeugen, ist die Methode der Frequenzvervielfachung /19/. Dazu wird zunächst von einem Rubin-Laser ein auf die 6-fache Wellenlänge von Lyman- α abgestimmter Farbstofflaser mit mehreren Verstärkerstufen gepumpt. Die Emission des Farbstofflasers wird dann in einem nicht-linearen Kristall frequenzverdoppelt und in eine Edelgaszelle oder heat pipe geschickt, wo ein Teil der Strahlung frequenzverdreifacht wird (geschätzte Konversionsrate 10^{-3}).

Zur Abschätzung der für Lyman- α -Resonanzstreuung notwendigen Leistung im Vergleich zu H_{α} wird angenommen, daß in beiden Fällen bei der gleichen Temperatur über die gesamte Dopplerbreite (vgl. Abschnitt 2.6) der H_{α} - bzw. L_{α} - Linie eingestrahlt wird. Nach Formel (12) gilt

$$\Delta\omega_D = \omega_0 f(T) \quad (22)$$

Die benötigte Leistung (pro Flächeneinheit) an Resonanzstrahlung ist dann

$$P_L^{\text{SAT}} = I_L^{\text{SAT}} \Delta\omega_D = \frac{\hbar\omega_0^4}{\pi^2 c^2} f(T) \quad (23)$$

Bei einer Temperatur von 10 eV ist bei der Wellenlänge von H_{α} eine Leistungsdichte von 120 W/cm^2 erforderlich, bei L_{α} aber das

$$(656,3/121,6)^4 = 848$$

-fache. Um diese Leistung auf einer Fläche von $0,1 \text{ cm}^2$ zu erreichen, muß der Farbstofflaser mindestens 100 MW abgeben. Kürzlich ist es gelungen, einen Laser ähnlicher Art zu konstruieren /20/.

Die Teilchendichtebestimmung kann dann nach Abschnitt 5.2.3 erfolgen: als Eichgas kommt Helium in Frage, dessen erstes angeregtes Niveau 20 eV hoch liegt, Ionisation durch die L_{α} -Strahlung ist daher nicht möglich.

7. Schlußbemerkungen

In dieser Arbeit wurde die Rayleighstreuung in unmittelbarer Nähe einer Emissionslinie angeregter Atome untersucht. Der Verlauf des Streuquerschnitts in der Nachbarschaft der Resonanz entspricht, wie erwartet, einer Lorentzfunktion. Das Streulicht war teilweise polarisiert, in Übereinstimmung mit neueren theoretischen Arbeiten. Eine Messung der Teilchendichte mit Hilfe der Streuung an einem Gas bekannten Streuquerschnitts ist genauso einfach wie die Elektronendichtemessung durch Thomsonstreuung. Der Streuprozess wird durch das Plasma nicht gestört - das zeigt das ausgearbeitete Modell.

Optimal anwendbar ist das Verfahren der Rayleighstreuung an kalten, dichten Plasmen, die optisch dick und nur außerhalb der Resonanz transparent sind. Resonanzstreuung eignet sich besonders für heiße, dünne Plasmen, wie sie z.B. in Tokamaks erzeugt werden.

In derartigen Plasmen kann durch H_{α} -Streuung die Temperatur des Neutralgasuntergrunds gemessen werden. Zur Dichtemessung allerdings benötigt man Strahlung bei der Lyman- α -Linie (121,6 nm). Die Extrapolation von H_{α} auf L_{α} zeigt, daß die notwendigen Intensitäten im Bereich dessen liegen, was durch Frequenzvervielfachung eines Farbstofflasers zu erreichen sein sollte. Die Entwicklungsarbeiten für einen solchen Laser sind am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik soeben begonnen worden.

Anhang 1

Einfluß der Linienverbreiterung auf Rayleighstreuung

Die Linienverbreiterung unter dem Einfluß von Stößen läßt sich im Rahmen der impact approximation folgendermaßen beschreiben: das Atom strahlt während einer Zeit $\frac{1}{2\gamma_N}$ und erfährt dabei elastische Stöße vernachlässigbar kurzer Dauer. Diese Stöße führen zwar zu einem Phasensprung in der Schwingung des Atoms, ändern aber seinen Anregungszustand nicht - im Unterschied zu inelastischen Stößen. Erfolgen diese elastischen Stöße im Durchschnitt im Zeitabstand $\frac{1}{2\gamma_E}$, so führt eine Fouriertransformation auf eine Linienbreite γ_E .

Im Fall der Rayleighstreuung wird jedoch durch diese sogenannten elastischen Stöße ein Teil der Atome aus den virtuellen Anregungsniveaus in die reellen Eigenzustände des Atoms übergeführt. Die fehlende Energie $\hbar(\omega_0 - \omega_L)$ bringt das stoßende Teilchen in Form von kinetischer Energie auf. Das reell angeregte Atom kann nun seine Energie durch inelastische Stöße wieder abgeben oder auch abstrahlen, dann zeigt der zeitliche Abfall der Strahlung den typischen Verlauf mit $e^{-2\gamma_N t}$. Dieser Fall wird hier als Fluoreszenz bezeichnet. Auf den Wirkungsquerschnitt und das Spektrum der Rayleighstreuung haben die elastischen Stöße nach Abschnitt 2.2 keinen Einfluß.

Diese Aussage gilt in Plasmen insbesondere für elastische Stöße zwischen Atomen und Elektronen (Stark-Verbreiterung durch Elektronen), da für diese die impact approximation zutrifft /8/.

Inelastische Stöße führen dazu, daß das Atom aus einem reellen Eigenzustand in einen anderen übergeht, ohne daß dabei Strahlung ausgesendet wird. Rayleighstreuung wird auch durch inelastische Stöße nicht beeinflusst, wohl aber die Fluoreszenz, deren Intensität vermindert wird. In Formel(3) ist das durch den Faktor $\gamma_E / (\gamma_N + \gamma_I)$ berücksichtigt worden.

Für den Fall eines dünnen Plasmas (Elektronendichte unter 10^{14} cm^{-3}), wie er in dieser Arbeit untersucht wurde, übersteigt die Rate elastischer Stöße zwischen Elektronen und Neutralatomen die Strahlungsübergangsrate um bis zu 2 Größenordnungen /8/, diese

werden. Mit der Näherung

Anhang 2

wiederum ist größer als die Rate inelastischer Stöße, falls man von einem Corona-Gleichgewicht ausgeht:

$$\gamma_E > \gamma_N > \gamma_I$$

Stöße zwischen neutralen Atomen spielen bei den verwendeten Fülldrücken (bis 1 Torr) keine Rolle.

(24)

$$\frac{b\Omega_x}{\Omega_x} = \omega_x \left[\frac{1}{\omega_x} - \frac{1}{\omega_x} \right]$$

(31)

(25)

$$0 = \frac{b\Omega_x}{\Omega_x}$$

(26)

$$P = \frac{0_{xx} - 0_{xx}}{0_{xx} + 0_{xx}}$$

(32)

(27)

(28)

$$\frac{b\Omega_x}{\Omega_x} = \frac{b}{k} \left[\sum_M \frac{1}{\omega_x} \left(\frac{0_{xx}}{\omega_x} \right) + \sum_M \frac{1}{\omega_x} \left(\frac{0_{xx}}{\omega_x} \right) \right]$$

Dabei ist ω_x die Kreisfrequenz des Übergangs $T \rightarrow T'$. Die Polarisation ist in der Regel von ein verschieden. Die Oszillationsrate, die ω_x entnommen wurde, mußte wegen der teilweisen Entartung der Helium-Niveaus den Multiplizitäten entsprechend aufgeteilt werden. Unter Benutzung der 3j-Symbole in ω_x könnten die beiden Summationen ausgeführt

Anhang 2

Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Rayleighstreuung an He (587,6 nm)

J und J' sollen die Drehimpuls-, T bzw. T' alle anderen Quantenzahlen der an der Streuung beteiligten Zustände bedeuten. Ist der Grundzustand der Streuung ein $J = 0$ Zustand, so ergibt sich /9/

$$\frac{d\sigma_{zz}}{d\Omega_s} = \omega_L^4 r_e^2 \left[\sum_{T,J} \frac{f_{T0,T'J'}}{\omega_0^2 - \omega_L^2} \right]^2 \quad (24)$$

$$\frac{d\sigma_{zx}}{d\Omega_s} = 0 \quad (25)$$

($r_e = 2,818 \cdot 10^{-15}$ m, klass. Elektronenradius, $f_{T0,T'J'}$ Oszillatorstärke)

Wegen $\sigma_{zx} = 0$ ist der durch

$$P = \frac{\sigma_{zz} - \sigma_{zx}}{\sigma_{zz} + \sigma_{zx}} \quad (26)$$

definierte Polarisationsgrad $P = 1$.

Gilt für den Ausgangszustand des Streuprozesses $J \neq 0$, so ergeben sich etwas umfangreichere Ausdrücke, in denen die $3j$ -Symbole auftreten:

$$\frac{d\sigma_{zz}}{d\Omega_s} = 9(2J+1)\omega_L^4 r_e^2 \sum_M \left\{ \sum_{T,J} \frac{f_{TJ,T'J'}}{\omega_{TJ,T'J'}^2 - \omega_L^2} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \right\}^2 \quad (27)$$

$$\frac{d\sigma_{zx}}{d\Omega_s} = \frac{9}{4}(2J+1)\omega_L^4 r_e^2 \sum_M \left\{ \sum_{T,J} \frac{f_{TJ,T'J'}}{\omega_{TJ,T'J'}} \left[\frac{\begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M & 1 & M-1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}}{\omega_{TJ,T'J'} - \omega_L} + \frac{\begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ M+1 & 0 & M-1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M+1 & 1 & M \end{pmatrix}}{\omega_{TJ,T'J'} + \omega_L} \right] \right\}^2 \quad (28)$$

Dabei ist $\omega_{TJ,T'J'}$ die Kreisfrequenz des Übergangs $TJ \rightarrow T'J'$. Der Polarisationsgrad ist in der Regel von eins verschieden.

Die Oszillatorstärke, die /21/ entnommen wurde, mußte wegen der teilweisen Entartung der Helium-Niveaus den Multiplizitäten entsprechend aufgeteilt werden. Unter Benutzung der $3j$ -Symbole in /22/ konnten die beiden Summationen ausgeführt

werden. Mit der Näherung

$$\omega_{TJ,T'J'}^2 - \omega_L^2 = 2 \omega_{TJ,T'J'} \Delta\omega \quad (29)$$

ergibt sich schließlich unter Vernachlässigung nicht-resonanter Terme für die Helium-Linie:

$$\sigma_{zz} = 0,0448 \frac{\lambda_0^2}{(\Delta\lambda)^2} \sigma_T \quad (30)$$

$$\sigma_{zx} = 0,00922 \frac{\lambda_0^2}{(\Delta\lambda)^2} \sigma_T \quad (31)$$

und daraus ein Polarisationsgrad von $P = 65\%$.

Für einen spektralen Abstand von 0,07 nm zwischen Laser und Emissionslinie ergibt sich

$$\sigma_{zz} = 3,16 \cdot 10^6 \sigma_T \quad (32)$$

$$\sigma_{zx} = 6,5 \cdot 10^5 \sigma_T \quad (33)$$

Die zweite, schwache Komponente der He-Linie wurde bei dieser Rechnung berücksichtigt, ihr spektralen Abstand zur Linie bei 587,57 nm aber vernachlässigt.

In der Formel (32), (33) wirkt sich das als ein Fehler von weniger als 2% aus.

Für H_α wurden die Angaben von Vriens /23/ übernommen.

Anhang 3

Fehlerdiskussion

An dieser Stelle soll untersucht werden, welche Fehlerquellen die Einzelmessung zur Teilchendichtebestimmung durch Rayleighstreuung, wie sie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben wurde, beeinflussen haben könnten. Die wesentlichen Fehler sind:

- a) ein Fehler im Streuquerschnitt, weil die Oszillatorstärke, wie sie in der Literatur angegeben wird, nicht richtig ist. Für die He-Linien bei 587,6 nm gibt Griem /24/ Werte verschiedener Autoren an, die zwischen 0,553 und 0,653 liegen. Verwendet wurde 0,609 nach dem neueren Tabellenwerk /21/. Diese Unsicherheit wächst mit der Ordnungszahl des Atoms, an dem gestreut wird. Für Wasserstoff lassen sich die Oszillatorstärken direkt berechnen, bei Helium ist man auf Näherungsrechnungen angewiesen, bei schwereren Atomen (metallische Verunreinigungen in einem Plasma!) gibt es oftmals überhaupt keine Angaben.
- b) Die Unbestimmtheit der Streusignale infolge des Schrotrauschens der Photomultiplier. Aus dem Fehlerbalken in Fig. 11 bei 587,50 nm, wo nach Abschnitt 5.1.2 die Teilchendichtemessung vorgenommen wurde, folgt ein Signal-Rausch-Verhältnis von 6.

Klein dagegen sind die Fehler durch Ungenauigkeiten im eingestellten Propan-Druck (die Linearität des Propan-Streusignals mit dem Fülldruck wurde überprüft), des Monitors der Laserleistung, sowie Schwankungen in der Empfindlichkeit der Photomultiplier. Die Änderung des Rayleighstreuquerschnitts innerhalb des vom Laser emittierten Bereichs kann rechnerisch berücksichtigt werden. Insgesamt ergibt sich mit Berücksichtigung von a) und b) ein Fehler von $\pm 20\%$.

Für die Plasmadiagnostik von Bedeutung ist, daß die Rayleighstreuung als eine direkte Meßmethode von zusätzlichen Angaben über das Plasma unabhängig ist.

Literaturverzeichnis

- /1/ H.A. Kramers, W. Heisenberg, Z.Phys., 31 (1925), 681
- /2/ V. Weisskopf, Ann. d. Phys., 9 (1931), 23
V. Weisskopf, Z. Phys., 85 (1933), 451
- /3/ B.R. Mollow, Phys. Rev., A9 (1970), 76
- /4/ A. Omont, E.W. Smith, J. Cooper, Astrophys.J., 175 (1972), 185
- /5/ C.R. Stroud jr., Phys. Rev., A3 (1971), 1044
- /6/ D.L. Huber, Phys. Rev., 178 (1969), 93
- /7/ D.L. Rousseau, G.D. Patterson, P.F. Williams, Phys. Rev. Lett., 34 (1975), 1306
- /8/ A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, 2. Aufl., (1955)
- /9/ C.M. Penney, J. Opt. Soc. Am., 59 (1969), 32
- /10/ H. Röhr, Z.Phys., 225 (1969), 494
- /11/ H.F. Döbele, K. Hirsch, Phys. Lett., 54A (1975), 267
- /12/ L. Vriens, M. Adriaansz, J. Appl. Phys., 45 (1974), 4422
- /13/ C.F. Burrell, H.-J. Kunze, Phys. Rev. Lett., 28 (1972), 1
C.F. Burrell, H.-J. Kunze, Phys. Rev. Lett., 29 (1972), 1445
- /14/ D.D. Burgess, C.H. Skinner, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 7 (1974), L 297
- /15/ J.L. Carlsten, A. Szöke, Phys. Rev. Lett., 36 (1976), 667
- /16/ F.P. Schäfer (Hrsg.), Dye Lasers, Springer-Verlag (1973)
- /17/ M.F. Hoyaux, Arc Physics, Springer-Verlag (1968)
- /18/ D.L. Book, A.W. Ali, NRL Memorandum Report 2898 (1975)
- /19/ A.H. Kung, J.F. Young, S.E. Harris, Appl. Phys. Lett., 22 (1973), 301
D.W. Koopman, T.J. McIlrath, V.P. Myerscough, University of Maryland,
Institute for Fluid Dynamics and Applied Mathematics, Technical Note, BN-829
(1975)
- /20/ C. Loth, Y.H. Meyer, F. Bos, Opt. Comm., 16 (1976), 310
- /21/ W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Glennon, Atomic Transition Probabilities,
Vol. 1, National Bureau of Standards, NSRDS-NBS 4 (1966)
- /22/ Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Neue Serie, Gruppe 1,
Bd. 3, Springer-Verlag (1968)
- /23/ L. Vriens, Phys. Lett., 55A (1976), 331
- /24/ H.R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill (1964)

Herrn Prof. Fünfer möchte ich danken, daß er die Durchführung dieser Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik ermöglichte, und Herrn Dr. Wilhelm für sein Interesse an dieser Arbeit.

Für die Themenstellung, die intensive Betreuung und tatkräftige Unterstützung möchte ich Herrn Dr. Steuer meinen Dank aussprechen.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Herren Dr. Röhr und Dr. Engelhardt für wertvolle Diskussionen, und bei Herrn Braun und Herrn Dipl.-Phys. Söldner für die gute Zusammenarbeit.