

Februar 1969

Messung von Thomson- und Rayleighstreuung  
an einem Vorionisierungs- Z-Pinch

H. Röhr

IPP 1/95

Februar 1969

**INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Messung von Thomson- und Rayleighstreuung  
an einem Vorionisierungs- Z-Pinch

H. Röhr

IPP 1/95

Februar 1969

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

Abstract

A  $90^\circ$  scattering experiment with a preionization Z-pinch is described. The first part describes conventional measurements of the electron temperature and density (Thomson scattering).

In the second part of the experiment Rayleigh scattering from excited hydrogen atoms was observed during very early phases of the discharge. This observation is possible because the Rayleigh scattering cross section of hydrogen atoms in the second and third quantum states is very large because of the small difference in the energy of the photons of  $H_\alpha$  ( $6563 \text{ \AA}$ ) and the light of a ruby laser ( $6943 \text{ \AA}$ ).

Spectral resolution of this part of the scattered light yields a minimum value for the ion temperature.

Zusammenfassung

Es wird ein  $90^\circ$ -Streuexperiment an einem Vorionisierungs Z-Pinch beschrieben, mit dem einerseits die Elektronentemperatur und -dichte in herkömmlicher Weise gemessen wurde (Thomsonstreuung).

Andererseits wurde während sehr früher Phasen der Entladung Rayleighstreuung von angeregten Wasserstoffatomen beobachtet. Die Beobachtung ist deshalb möglich, weil der Rayleighstreuquerschnitt wegen des geringen Energieunterschiedes der Quanten von  $H_\alpha$  (6563 Å) und Rubinlaserlicht (6943 Å) für H-Atome im 2. und 3. Quantenzustand besonders hohe Werte annimmt. Die spektrale Auflösung dieses Anteils im Streulicht läßt die Angabe einer minimalen Ionentemperatur zu.

## Einleitung

Das zu beschreibende Experiment hat zwei Teile:

Der erste Teil hat die Bestimmung der Elektronentemperatur und -dichte sowie deren Verlauf während der Entladung zur Aufgabe. Im zweiten Teil richtet sich das Hauptinteresse auf denjenigen relativ kurzen Zeitbereich der Entladung, während dem die Balmerlinie  $H\alpha$  besonders stark angeregt ist. In diesem Zeitintervall ist die Anzahl der Atome im dritten Quantenzustand besonders groß. Da diese angeregten Atome (sowie auch die im zweiten Quantenzustand) einen besonders großen Wirkungsquerschnitt für Rayleighstreuung von Rubinlaserlicht haben, war es möglich, diese Rayleighstreuung spektral aufgelöst zu messen.

### 1. Teil: Messung der Elektronentemperatur und -dichte.

#### a) Technisches.

Die Messungen wurden an einem Z-Pinch durchgeführt, wie er in unserem Institut für einige größere Theta-Pinch-Anlagen zur Vorionisierung benutzt wird. Der Pinch wird bereits bei R. Wilhelm /1/ beschrieben. Seine wichtigsten Merkmale sollen daher nur kurz aufgezählt werden: Als Energiespeicher dient ein Marxgenerator, der bei  $3 \times 40$  kV Ladespannung einen Energieinhalt von 144 J hat. Das Entladungsgefäß hat einen Innendurchmesser von 6 cm und eine Länge von ca. 1 m. Durch thyritbedämpfte Zuleitungskabel wird darin ein einzelner Stromimpuls von ca. 250 ns Dauer mit einer Maximalstromstärke von 13 kA erzielt. Die im Normalbetrieb vorhandene Theta-Pinch-Spule wurde durch ein Netz aus Cu-Maschendraht mit ca. 1,5 mm Maschenweite simuliert. Als Füllgas wurde Wasserstoff im Druckbereich von 10 - 25 mTorr verwendet. Die Beobachtungszeit erstreckte sich vom Zündzeitpunkt bis etwa  $3 \mu\text{s}$  danach.

Der Aufbau des  $90^\circ$ -Streuexperimentes entspricht im wesentlichen dem in /2/ beschriebenen:

Die Verringerung des Falschlichtes erfolgt durch Blendenrohre. Das Meßlicht wird verdoppelt, indem das rückwärts austretende Streulicht durch einen Hohlspiegel in den Meßstrahlengang gespiegelt wird. Der als Lichtquelle verwendete Rubinlaser wurde im Leistungsbereich 100 -

200 MW betrieben. Eine Hälfte des gesamten Streuspektrums wird jeweils bei einer Entladung mit Hilfe eines 8-Kanal Beobachtungssystems registriert. Die Relativeichung der einzelnen Meßkanäle untereinander wurde mit einem Laserlichtimpuls durchgeführt, der jeden Meßkanal in der gleichen Weise beleuchtete, nachdem er einen 30 m langen Lichtleiter durchlaufen hatte. Dadurch kommt er 150 ns nach dem Meßlicht im Beobachtungssystem an und kann bei jeder Entladung auf demselben Oszillogramm mitgeschrieben werden.

Die Absoluteichung erfolgte durch Rayleighstreuung an Wasserstoff.

#### b) Ergebnisse.

Die aus der Halbwertsbreite und der Totalintensität der Streuspektren ermittelten Temperaturen und Dichten als Funktion der Zeit bei den verschiedenen Fülldrucken zeigen die Abb. 1 - 8. Alle Messungen wurden in der Gefäßachse ausgeführt. Das Beobachtungsvolumen war ein Zylinder von 6 mm Durchmesser und 15 mm Länge. Es zeigt sich, daß die Elektronendichte nach der dynamischen Phase des Z-Pinches (nachdem der Strom längst auf Null abgeklungen ist) von  $3 - 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  bei 10 mTorr Fülldruck auf  $5 - 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  bei 23 mTorr ansteigt. Dem entsprechen Ionisierungsgrade auf der Achse von 40 bzw. 30 %. Über die Abhängigkeit des Ionisierungsgrades vom Radius kann in diesem Experiment keine Aussage gemacht werden.

Die Elektronentemperaturen liegen bei allen Drucken etwa zwischen 3 und 6 eV.

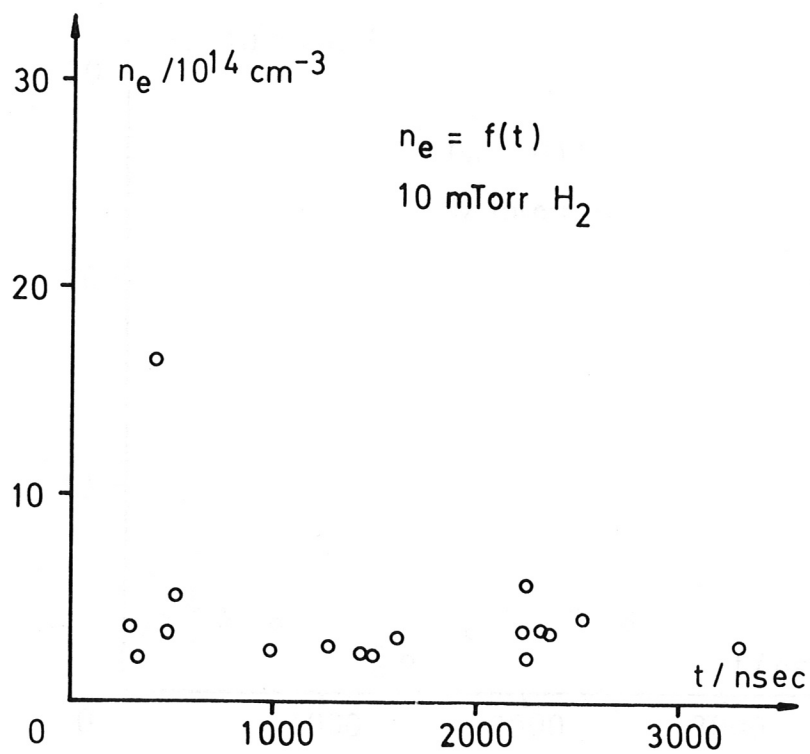
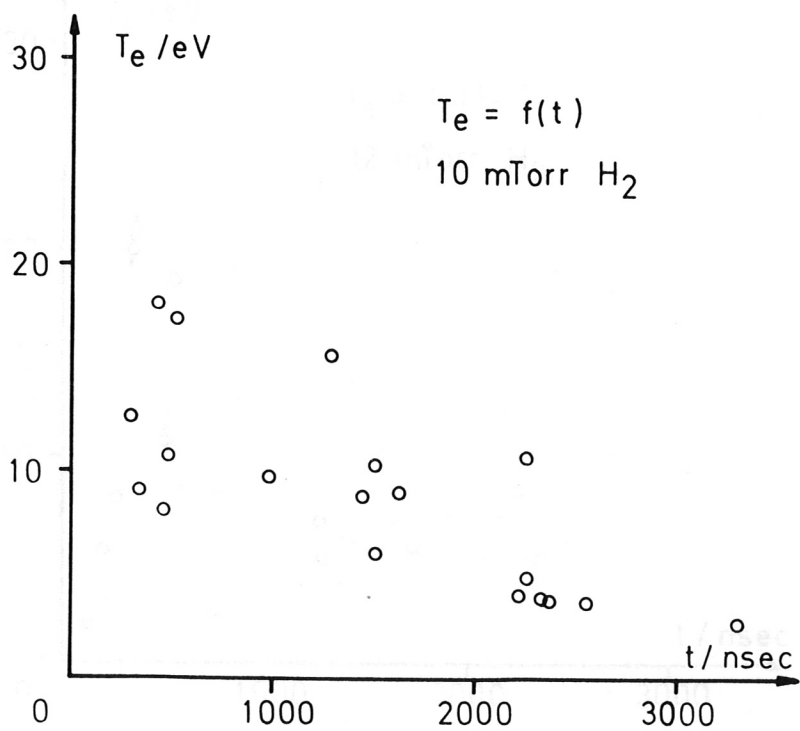


Abb. 1 u. 2: Elektronentemperatur und -dichte als Funktion der Zeit.  
Fülldruck 10 mTorr  $\text{H}_2$ .



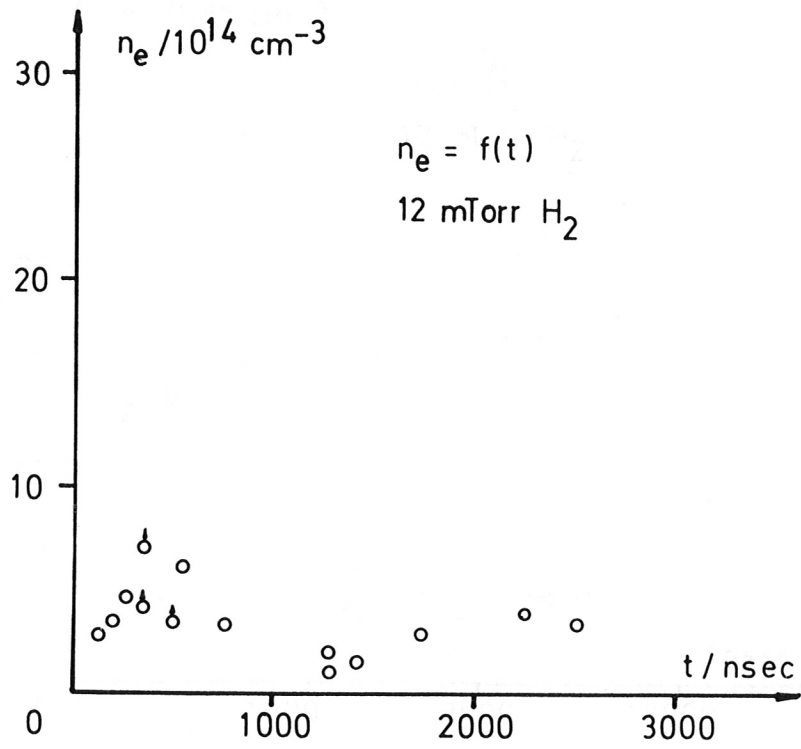
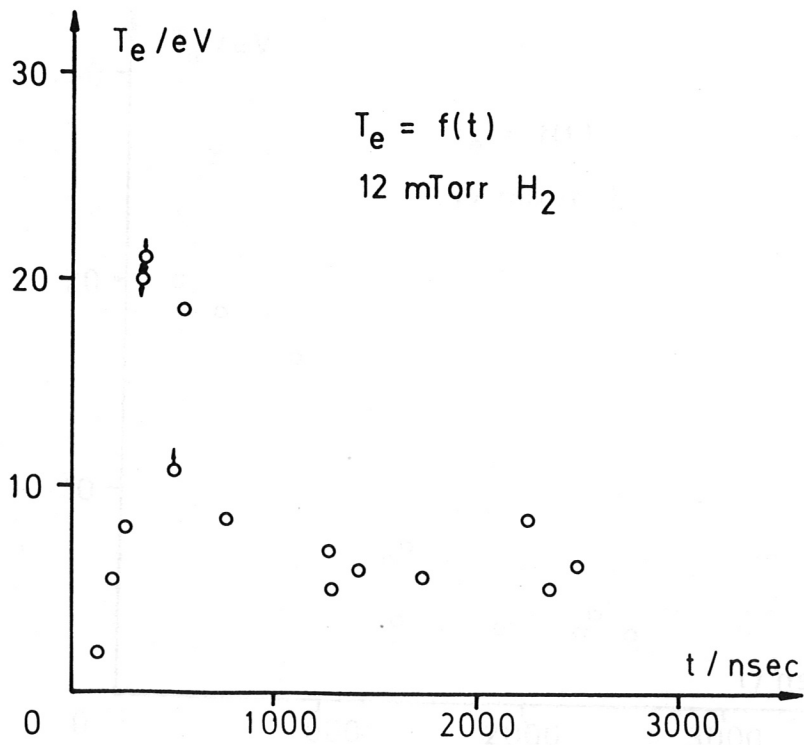


Abb. 3 u. 4: Elektronentemperatur und -dichte als Funktion der Zeit.  
Fülldruck 12 mTorr  $\text{H}_2$ .





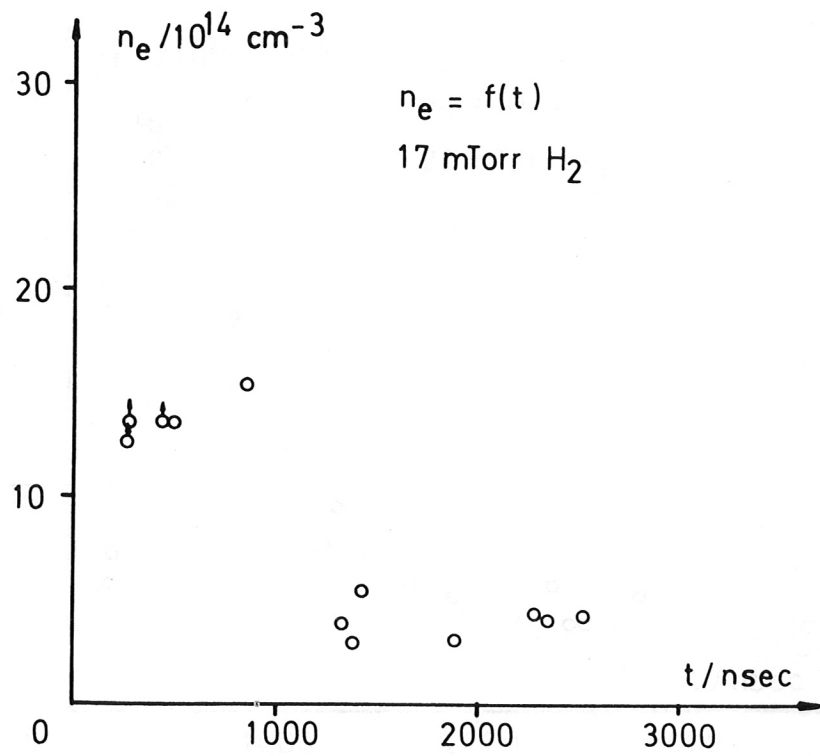
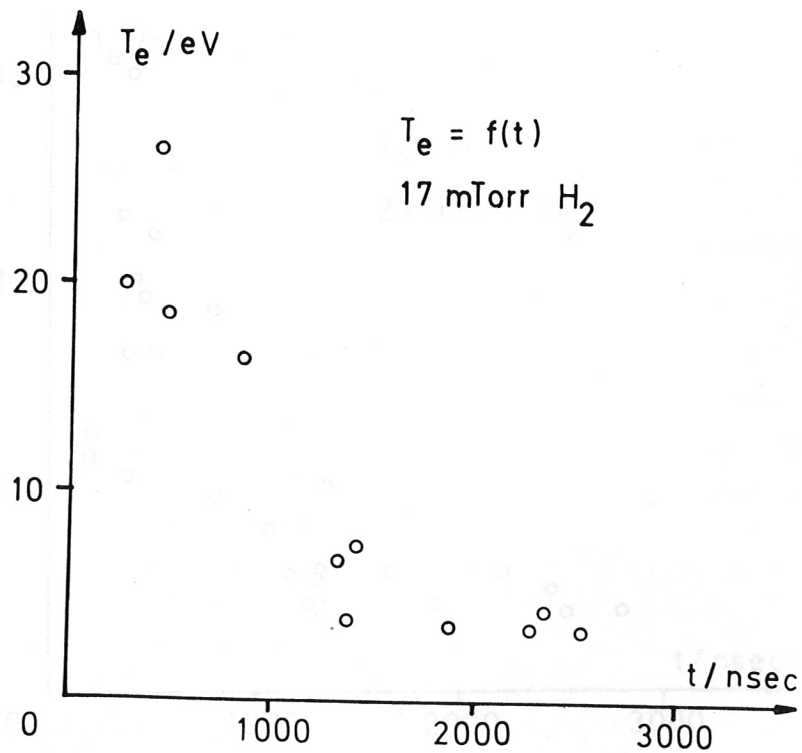


Abb. 5 u. 6: Elektronentemperatur und -dichte als Funktion der Zeit. Fülldruck 17 mTorr  $\text{H}_2$ .



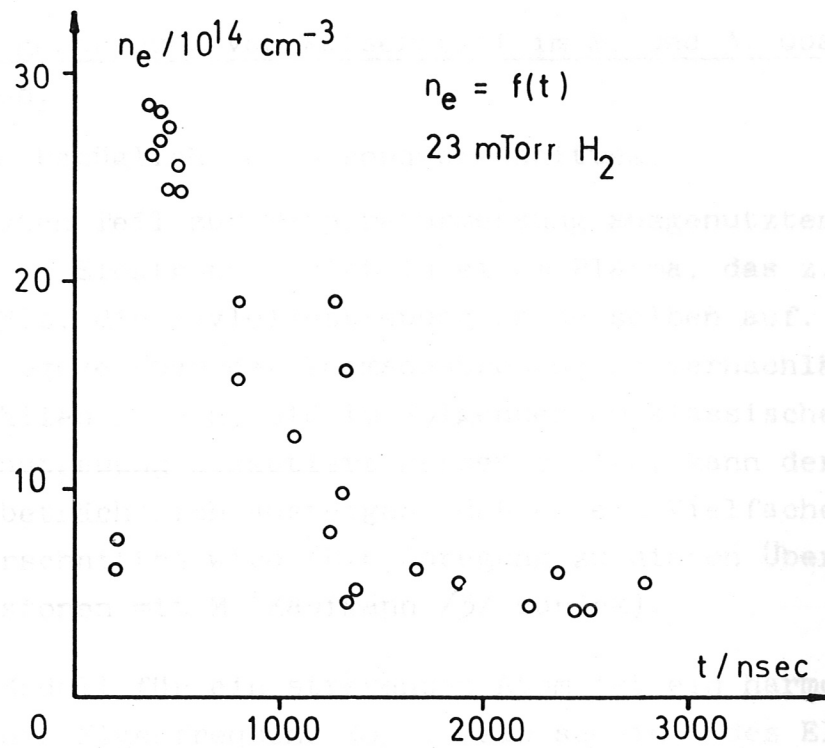
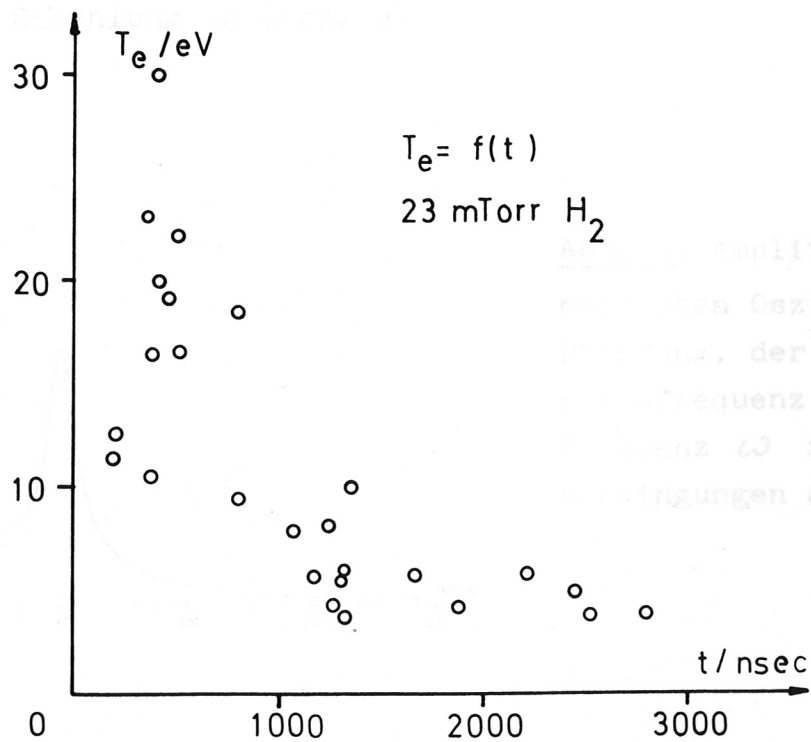


Abb. 7 u. 8: Elektronentemperatur und -dichte als Funktion der Zeit. Fülldruck 23 mTorr  $\text{H}_2$ .



## 2. Teil: Rayleighstreuung von Wasserstoff im 2. und 3. Quantenzustand.

### a) Überlegungen bezüglich des Streuquerschnittes.

Außer der im ersten Teil zur Temperaturmessung ausgenutzten Thomsonstreuung an freien Elektronen tritt in einem Plasma, das z.T. noch Neutralgas enthält, die Rayleighstreuung an demselben auf. Im allgemeinen ist sie gegenüber der Thomsonstreuung zu vernachlässigen. In speziellen Fällen jedoch, die im Folgenden am klassischen Modell für die Rayleighstreuung diskutiert werden sollen, kann der Streuquerschnitt so beträchtlich ansteigen, daß er ein Vielfaches des Thomsonstreuquerschnittes wird. (Die Anregung zu diesen Überlegungen geht auf Diskussionen mit M. Kaufmann /3/ zurück).

Das klassische Modell für ein streuendes Atom ist ein harmonischer Oszillator mit der Eigenfrequenz  $\omega_0$ . Sein schwingendes Element ist eine elektrische Ladung, die durch das einfallende elektromagnetische Feld (Licht) zu erzwungenen Schwingungen angeregt wird. Mit gleicher Frequenz strahlt der Oszillator wie ein Dipol Energie (Streulicht) in den Raum. Die Amplitude des Oszillators und damit die des Streulichtes hängt in bekannter Weise von der Frequenz der anregenden Strahlung ab (Abb. 9).

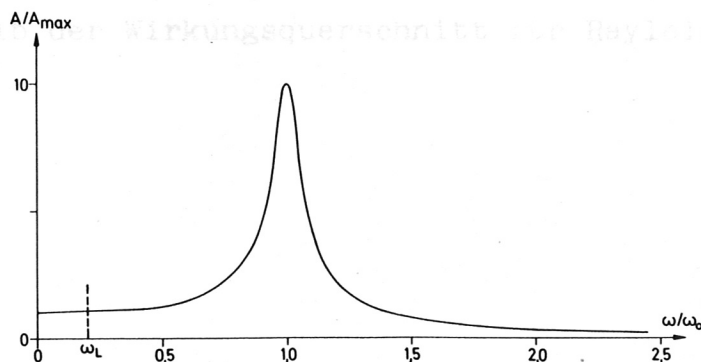


Abb. 9: Amplitude eines harmonischen Oszillators mit Dämpfung, der bei einer Eigenfrequenz  $\omega_0$  mit der Frequenz  $\omega$  zu erzwungenen Schwingungen angeregt wird.

Die Amplitude der gestreuten Welle nimmt nur dann besonders große Werte an, wenn die Frequenz der erregenden Welle nahe bei der Eigenfrequenz  $\omega_0$  liegt.

Selbst für das einfachste Atom, das Wasserstoffatom, ist das Modell des einfachen Oszillators mit einer Eigenfrequenz zu grob. Ein H-Atom im Grundzustand hat nämlich viele Eigenfrequenzen, die mit den Frequenzen der Linien der Lyman-Serie identisch sind. (Abb. 10 zeigt die Lage der Resonanzstellen im Energiemaßstab).

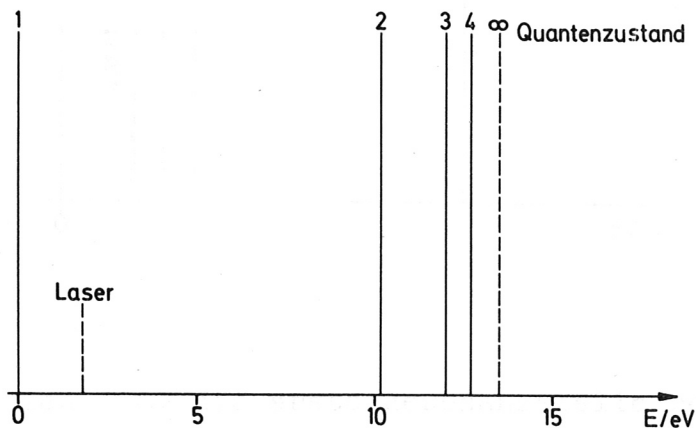


Abb. 10: Lage der Resonanzstelle eines H-Atoms im Grundzustand.

Man sieht sofort, daß man bei Bestrahlung von Wasserstoff mit sichtbarem Licht weit von jeder Resonanzstelle entfernt ist und daß deshalb der Wirkungsquerschnitt für Rayleighstreuung relativ klein ist.

1)  $n=1$  mit dem Grundzustand  $n=1$ . Dabei ist nicht nur der erste Lyman-Linien  $n=1 \rightarrow n=2$  (Wellenlänge  $\lambda = 121.6 \text{ nm}$ ) wegen der geringen Dichte des Wasserstoffs im sichtbaren Bereich des Spektrums, sondern auch das Laserlicht von  $n=1 \rightarrow n=2$  im sichtbaren Bereich des Spektrums.

Um den Wirkungsquerschnitt für Rayleighstreuung zu berechnen, muß man die Amplitude der gestreuten Welle berechnen. Das ist richtig ist, verlassen sich auf die Formel (1.10) und (1.11) anzuwenden. Eine Ableitung für die Amplitude der gestreuten Welle ist hier nicht gegeben werden.

Ganz anders sind die Verhältnisse, wenn der Wasserstoff nicht im Grundzustand, sondern z.B. im ersten angeregten Quantenzustand ( $n=2$ ) vorliegt. Das entsprechende Oszillatormodell sieht zwar dem des Atoms im Grundzustand ähnlich (Abb. 11), jedoch mit dem Unter-

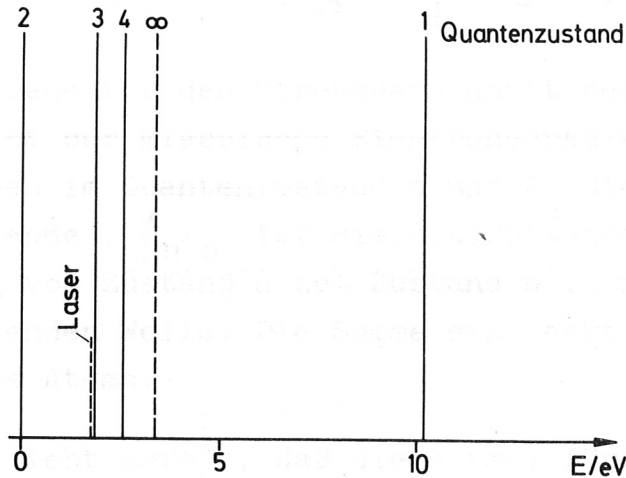


Abb. 11: Lage der Resonanzstelle eines H-Atoms im Anregungszustand  $n = 2$ .

schied, daß die erste Resonanzstelle bei der Frequenz der Balmerlinie  $H\alpha$  ( $6563 \text{ \AA}$ ) liegt. Benutzt man für ein Streuexperiment als Primärstrahlung Rubinlaserlicht ( $6943 \text{ \AA}$ ), so wird die Frage nach der Erhöhung des Streuquerschnittes von Interesse, da jetzt die Frequenz der eingestrahlten Welle und die Resonanzfrequenz nicht mehr sehr voneinander verschieden sind. Im angeregten Atom treten aber nicht nur Resonanzstellen durch Wechselwirkung mit höheren Termen auf, sondern auch durch solche mit tieferliegenden. (In Abb. 11 z.B. mit dem Grundzustand  $n = 1$ ). Daher ist nicht nur der erste angeregte Zustand ( $n = 2$ ), sondern auch der zweite ( $n = 3$ ) wegen Überganges nach  $n = 2$  für die Streuung von Rubinlaserlicht von Interesse.

Um den wirklichen Wert des Streuquerschnittes zu berechnen, muß man das klassische Modell, das nur qualitativ richtig ist, verlassen und quantenmechanische Rechnungen durchführen. Eine Ableitung für die Formel des Streuquerschnittes soll hier nicht gegeben werden,

da sie in vielen Büchern über Quantenmechanik enthalten ist. Hier sei nur das in sehr handlicher Form vorliegende Ergebnis aus dem Buch von H.R. Griem /4/ angegeben:

$$\sigma_n = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \left[ Z_n - \sum_{n'} \frac{(E_{n'} - E_n)^2 f_{n'n}}{(E_{n'} - E_n)^2 - (\hbar\omega)^2} \right]^2$$

$\sigma_n$  bedeutet den Streuquerschnitt des Atoms im Quantenzustand  $n$ ,  $r_0$  ist der klassische Elektronenradius,  $Z_n$  ist die Anzahl der Elektronen im Quantenzustand  $n$  und  $E_n$  die Energie des  $n$ -ten Quantenzustandes.  $f_{n'n}$  ist die Absorptionssoszillatorenstärke für den Übergang vom Zustand  $n$  zum Zustand  $n'$ , und  $\omega$  ist die Frequenz der einfallenden Welle. Die Summe erstreckt sich über alle Quantenzustände  $n'$  des Atoms.

Man sieht sofort, daß die Formel für sehr hohe Frequenzen  $\omega$  (oder, was dasselbe bedeutet, für sehr kleine Eigenfrequenzen des Resonators) den bekannten Thomsonstreuquerschnitt liefert. Im allgemeinen, wenn  $\omega$  nicht in der Nähe einer Resonanzfrequenz liegt, werden alle Glieder der Summe dem Betrag nach klein gegen 1 sein.

Im Falle der Streuung von Rubin-Laserlicht sind jedoch zwei Fälle von besonderem Interesse, nämlich  $n = 2$  und  $n = 3$ . In beiden Fällen wird jeweils ein Summand besonders groß und dominierend, nämlich im Falle  $n = 2$  derjenige mit  $n' = 3$  und im Falle  $n = 3$  der mit  $n' = 2$ .

Rechnet man für diese beiden Fälle unter Vernachlässigung aller weiteren Glieder der Summe den Streuquerschnitt aus (die Oszillatorenstärken wurden ebenfalls /4/ entnommen), so erhält man für

$$\sigma_2 = 25,2 \sigma_{Th}$$

und

$$\sigma_3 = 13,5 \sigma_{Th}$$

Das bedeutet aber, daß Wasserstoff im 2. und 3. Quantenzustand mit Teilchendichte einer von 4 - 7 % der Elektronendichte etwa die gleiche Streulichtintensität liefern müßte wie die freien Elektronen, integriert über das ganze Spektrum. Berücksichtigt man, daß das Rayleighstreulicht wegen der viel geringeren Geschwindigkeit der Atome viel weniger dopplerverbreitert ist als das der Elektronen, und daher nur auf einen oder wenige Meßkanäle der im 1. Teil benutzten Meßanordnung entfällt, so müßte selbst ein Anteil von 0,5 - 1 % angeregten Wasserstoffs bezogen auf die Elektronendichte noch nachzuweisen sein.

### b) Experimentelle Ergebnisse

Nach dem bisher Gesagten sollten sich also etwa 1 % H-Atome im 2. oder 3. Quantenzustand im Streuspektrum als schmaler zentraler Peak im Streuspektrum bemerkbar machen.

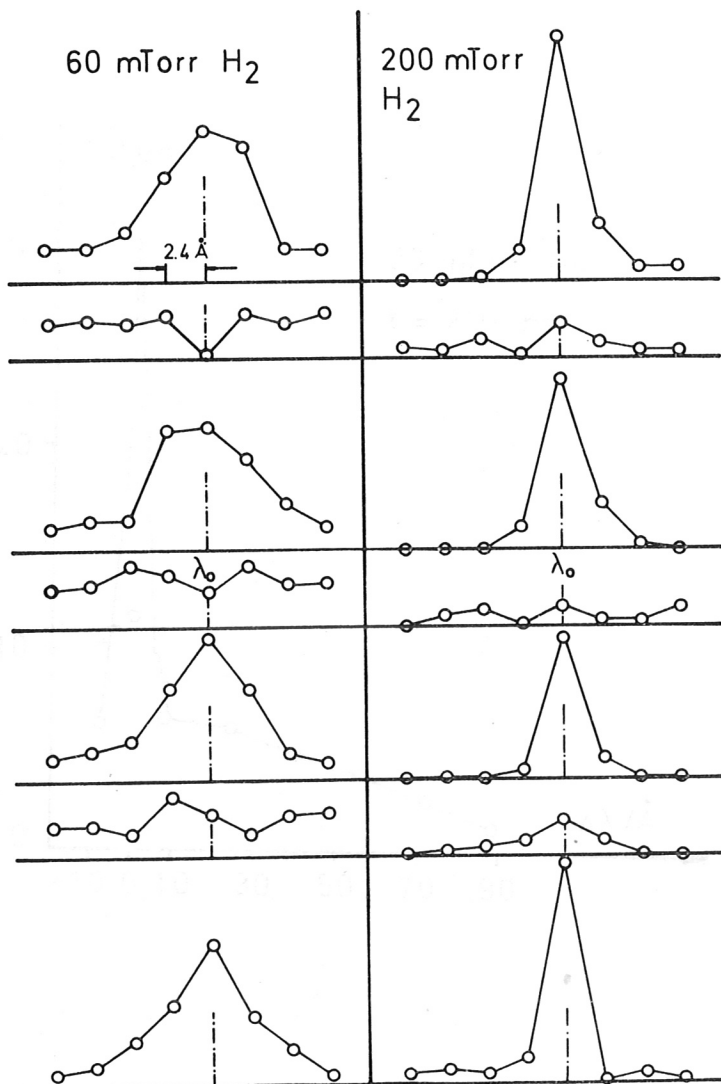


Abb. 12: Zentraler Teil von Streuspektren, abwechselnd bei frühen (maximalen  $H_{\alpha}$ ) und späten Zeiten gemessen.

Die Besetzung des 3. Quantenzustandes wurde anhand der Emission von  $H_{\alpha}$  ermittelt. Sie hat ihr Maximum je nach Fülldruck 180 - 350 ns nach der Zündung des Z-Pinches und klingt rasch auf Null ab. Zu diesen Zeiten wurden die Streuspektren gemessen. Es zeigte sich tatsächlich ein schmaler zentraler Peak, der zu späteren und früheren Zeiten nicht vorhanden war. Die Abb. 12 zeigt derartige Spektren bei 2 verschiedenen Fülldrucken (aus Intensitätsgründen wurden sie höher gewählt als im 1. Teil). Die Dispersion wurde so gewählt, daß nur der mittlere Teil des Elektronenspektrums als fast konstanter Untergrund erscheint. Es sind jeweils abwechselnd Spektren zum Zeitpunkt maximaler Emission von  $H_{\alpha}$  und zu einem späteren Zeitpunkt, nachdem  $H_{\alpha}$  ausgebrannt ist, unter sonst völlig gleichen Bedingungen gemessen worden. Der Intensitätsanstieg im Zentrum des Spektrums ist offensichtlich. Ein vollständiges Spektrum, allerdings aus zwei Entladungen zusammengesetzt, zeigt Abb. 13.

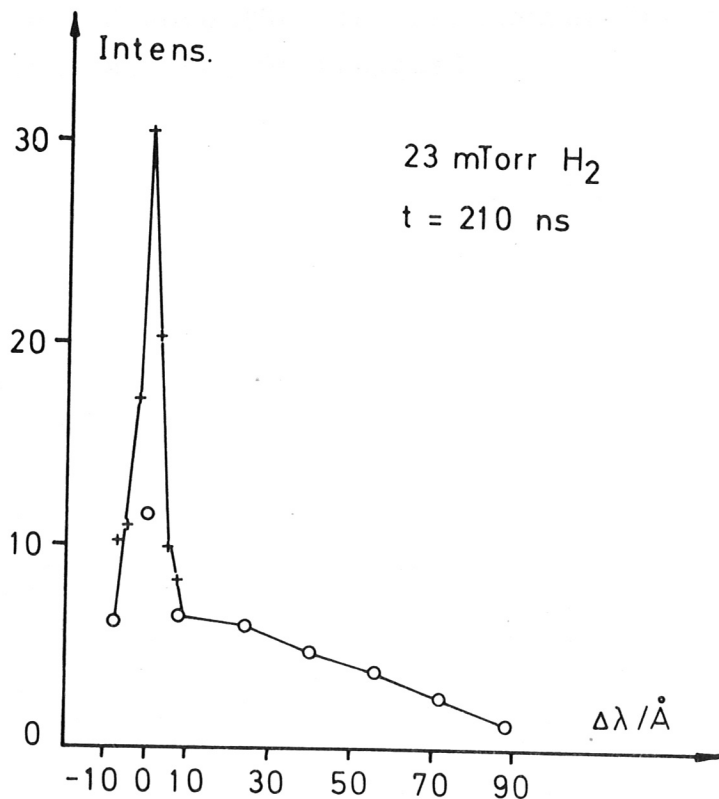


Abb. 13: Streuspektrum, das aus zwei Messungen mit verschiedener Dispersion zusammengesetzt wurde.



Die beiden Teile des Spektrums wurden mit unterschiedlicher Dispersion gemessen. Es erhebt sich die Frage, welche Aussage diesen Messungen entnommen werden kann.

Es ist sicher, daß die Halbwertsbreite des Peaks ein Maß für die mittlere Geschwindigkeit der angeregten H-Atome ist. Die Abb. 14 und 15 zeigen zwei Spektren, die Mittelwerte aus jeweils 10 Entladungen darstellen. In dem einen Fall kann man den angeregten Atomen formal eine "Temperatur" von ca. 70 eV zuordnen. Im anderen Fall, in dem die Breite durch das Apparateprofil gegeben ist, wäre diese "Temperatur"  $\leq 10$  eV. Es fragt sich nun, ob diese "Temperatur" repräsentativ für die neutralen Atome oder für die Ionen ist. Dazu müßte man wissen, ob die angeregten Atome stärker an das Neutralgas oder an das Ionengas gekoppelt sind. Im Gleichgewichtsfall wäre die collision limit ein Hinweis dafür. Im vorliegenden Fall befindet sich jedoch das Plasma noch in der dynamischen Phase, weit entfernt von einem thermischen Gleichgewicht. Daher soll hier nur gesagt werden, dass der aus der Rayleighstreuung gewonnene "Temperaturwert" eine untere Grenze für die Iontemperatur darstellt (die Ionen sind immer heißer als das Neutralgas).



Um zum Schluß noch die Möglichkeit zu diskutieren, daß der Peak von einer geringen Anzahl kalter Elektronen herrührt, sei darauf hingewiesen, daß diese eine Temperatur von  $1/27$  bzw.  $1/180$  eV haben müßten. Das wäre jedoch weniger als Zimmertemperatur.

Leider ist es so, daß die Messung von Rayleighstreuung an den Pinchanlagen dieses Instituts nur während sehr früher Phasen der Entladung möglich ist. Ein Laser, dessen Wellenlänge noch näher bei  $H\alpha$  (oder einem anderen geeigneten Quantenübergang) liegt, würde den Beobachtungszeitraum vergrößern. Vielleicht gelingt es, durch nicht-linearen Raman-Effekt mit genügend hohem Wirkungsgrad die Frequenz eines Lasers an die gewünschte Stelle zu verschieben.

Literatur

- 1 R. Wilhelm; IPP Laborbericht 1/87 (1968)
- 2 H. Röhr; Z.f.Phys. 209 , (1968) S. 295
- 3 M. Kaufmann; IPP Garching (Private Mitteilung)
- 4 H.R. Griem, Plasmaspectroscopy, McGraw-Hill (1964) S. 37