

STUDIE ÜBER DIE ERZEUGUNG INTENSIVER LYMAN- $\alpha$ -  
STRAHLUNG DURCH FREQUENZVERSCHIEBUNG EINES  
ARGON-EXZIMER-LASERS MITTELS STIMULIERTER  
RAMANSTREUUNG IN DEUTERIUM

W. Grauf<sup>+</sup>, H. Röhr, K.-H. Steuer

IPP III/89

Juli 1983



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**



# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

STUDIE ÜBER DIE ERZEUGUNG INTENSIVER LYMAN- $\alpha$ -  
STRAHLUNG DURCH FREQUENZVERSCHIEBUNG EINES  
ARGON-EXZIMER-LASERS MITTELS STIMULIERTER  
RAMANSTREUUNG IN DEUTERIUM

W. Grauf<sup>+</sup>, H. Röhr, K.-H. Steuer

IPP III/89

Juli 1983

---

<sup>+</sup> Universität Stuttgart, Physikalisches Institut  
Teil 3, Stuttgart, BRD

*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.*

IPP III/89 W. Grauf  
H. Röhr  
K.-H. Steuer

STUDIE ÜBER DIE ERZEUGUNG INTENSIVER  
LYMAN- $\alpha$ -STRAHLUNG DURCH FREQUENZVER-  
SCHIEBUNG EINES ARGON-EXZIMER-LASERS  
MITTELS STIMULIERTER RAMANSTREUUNG IN  
DEUTERIUM

July 1983

### Abstract

The electron-beam-pumped argon excimer laser is a powerful VUV light source at 126.1 nm. Failure of intracavity tuning to Lyman- $\alpha$  (121.6 nm) results from the low gain at 121.6 nm. However, there exists the possibility to shift the Ar<sub>2</sub><sup>\*</sup>-laser line to Lyman- $\alpha$  by stimulated Raman scattering, if one uses the first order anti-Stokes line in Deuterium.

This study investigates the requirements of the Ar<sub>2</sub><sup>\*</sup>-laser with regard to power and luminosity necessary for an efficient Raman shifting to Lyman- $\alpha$ . A commercially available ArF-laser (193nm) was used to study the stimulated Raman effect in different gases (H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>). The results indicate that the minimum luminosities required for shifting the Ar<sub>2</sub><sup>\*</sup>-laser in Deuterium exceeds those presently achievable.





## 2. Ausgangspunkt dieser Arbeit

Der (spontane) Raman-Effekt ist die Lichtstreuung an schwingungsfähigen Molekülen. Dabei wird die Frequenz des gestreuten Lichts um die Frequenz der angeregten Molekülschwingungen verschoben. Kürzerwellige Anteile nennt man Antistokes-Linien, längerwellige Stokes-Linien.

Der stimulierte Raman-Effekt ist ein nichtlinearer Prozeß bei hohen Anregungsintensitäten, der sich vom spontanen Raman-Effekt in folgenden Punkten unterscheidet:

- verstärkte Intensität der Raman-Linien
- das Raman-gestreuete Licht ist gerichtet
- es tritt Linieneinengung ("line-narrowing") auf.

Der stimulierte Prozeß besitzt eine Schwelle in der Anregungsintensität. Die stärkste Stokes-Linie wird durch die nichtlineare Wechselwirkung zwischen dem Lichtwellenfeld und dem Phononenfeld der Molekülschwingungen exponentiell verstärkt.

In einem weiteren Schritt kann dann die so entstehende Strahlung bei der Stokes-Frequenz selbst wieder durch stimulierten Raman-Effekt eine frequenzverschobene 2. Stokes-Linie erzeugen.

Auf diese Weise entstehen bei genügend hoher Intensität mehrere äquidistante Linien mit größerer Wellenlänge als der ursprüngliche Laser. Die Wellenfelder des Lasers und der 1. Stokes-Komponente erzeugen die 1. Antistokes-Linie. Dabei führt in einem parametrischen Prozeß die Mischung der Differenzfrequenz von Laser ( $\omega_L$ ) und 1. Stokes-Linie ( $\omega_S$ ) mit der Laserfrequenz ( $\omega_L$ ) zur Frequenz der 1. Antistokeslinie ( $\omega_{as}$ ).

$$\omega_{as} = 2 \omega_L - \omega_S$$

Die Mischung höherer Stokes-Komponenten führt sinngemäß zu höheren Antistokes-Komponenten. Voraussetzung für das Auftreten der Antistokes-Linien beim stimulierten Raman-Effekt ist das Auftreten von Stokes-Linien.

Das Anwachsen der Intensität der 1. Stokes-Linie wird beschrieben durch die Gleichung: /z.B. 7,8/:

$$I_1(S1) = I_0(S1) e^{(g I_p l)}$$

mit  $g$  = Verstärkungskoeffizient

$I_p$  = Intensität der anregenden Strahlung

$l$  = Länge des Wechselwirkungsbereichs

Die Raman-Linien zeigen eine Sättigung, die mit der Erzeugung von immer mehr Linien erklärt werden kann. Die Konversion bei Erreichen der Sättigung liegt für die 1. Stokes-Linie bei grob 50 %, die der 1. Antistokes-Linie typisch bei 1 - 5 %. Solche beachtlichen Konversionsraten machen den stimulierten Raman-Effekt zu einem wertvollen Hilfsmittel, um durch Frequenzverschiebung von Laserstrahlung neue Bereiche des Spektrums zu erschließen.

Will man die Anwendbarkeit dieser Technik für die Erzeugung von Lyman- $\alpha$ -Strahlung untersuchen, so tauchen folgende Fragen auf:

- Der Raman-Streuquerschnitt ist proportional zu  $\frac{1}{\lambda^4}$ . Welche Verbesserung bringt dies für den stimulierten Raman-Effekt bei kurzen Wellenlängen?
- Wie hängt die Konversion von der Anregungsintensität ab?
- Die Länge der Wechselwirkungszone ( $l$ ) sowie die Anregungs-Energiedichte kann durch die Wahl der zur Fokussierung des Pumpasers verwendeten Brennweite variiert werden. Wie hängt die Konversion von der Brennweite ab?



- Wie hängt die Konversion vom Gasdruck in der Raman-Zelle ab?
- Da die meisten Experimente  $H_2$  verwenden und wenig Erfahrung mit  $D_2$  als Medium vorliegt, stellt sich folgende Frage:  
Wie unterscheiden sich  $H_2$  und  $D_2$  als ramanaktives Medium?

Kennt man diese Zusammenhänge, so kann man eine Antwort auf die zentrale Frage dieser Arbeit finden:

Welche Anforderungen bezüglich Leistung und Strahlqualität muß der Argon-Exzimer-Laser erfüllen, um mittels stimulierten Raman-Effekts in Deuterium die 1. Antistokes-Linie, die bei Lyman- $\alpha$  liegt, anzuregen?

### 3. Experimente

Um die in der Literatur fehlenden Angaben über die erforderliche Anregungsintensität zu erhalten, wurde ein Experiment aufgebaut. Es wurde ein Laser EMG 201 von Lambda Physik verwendet, welcher mit  $ArF^*$  bei 193 nm eine Energie von mindestens 500 mJ abstrahlt.

Die Pulslänge und die spektrale Breite ist mit denen des Argon-Exzimer-Lasers vergleichbar (vgl. Tab. 1)

Tabelle 1

	Argon-Exzimer /4/	Lambda Physik EMG 201 mit $ArF^*$
Wellenlänge	126 nm	193 nm
Energie	1,75 mJ	500 mJ
Strahldivergenz	13 mrad	2 mrad x 4 mrad
Pulslänge	7 ns	14 ns
Linienbreite	1,5 nm	0,1 - 1 nm
Strahlgeometrie	$\emptyset$ 5 mm	10 mm x 32 mm
Leuchtdichte	$7,5 \times 10^9 \frac{W}{cm^2 \text{sterad}}$	$1,4 \times 10^{12} \frac{W}{cm^2 \text{sterad}}$

Den experimentellen Aufbau zeigt Fig. 1

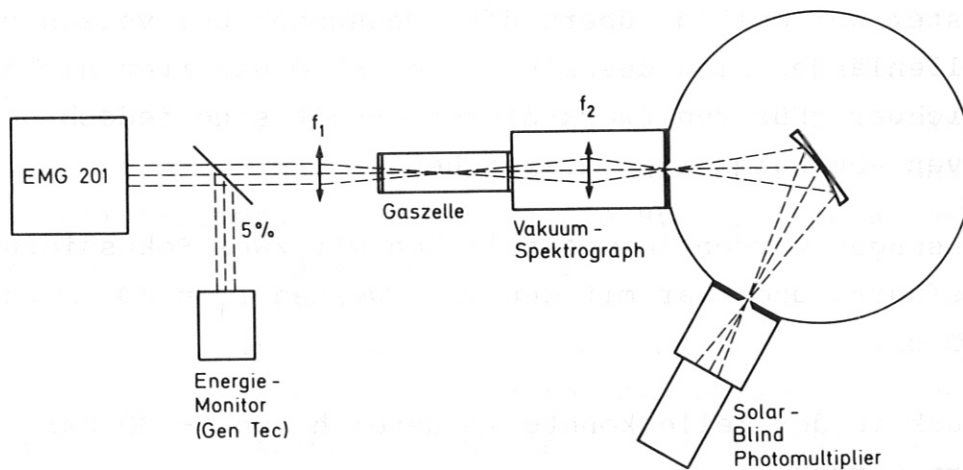


Fig. 1 Experimenteller Aufbau

Für Linse 1 wurden verschiedene Brennweiten gewählt. Um die UV-Belastung der Fenster der Gaszelle klein zu halten, wurde die Länge der Gaszelle der Brennweite angepaßt. Die Laser-Energie wurde mit einem Gen-Tec pyroelektrischen Detektor gemessen und während der Experimente durch Ausspiegelung von etwa 5 % des Lichts kontrolliert.

Es wurde die Transmission mehrerer Quarzplatten ausgemessen, um damit die Laserenergie homogen über den Strahlquerschnitt reduzieren zu können.

Der Strahlengang vom Austrittsfenster der Gaszelle bis zum Photomultiplier wurde evakuiert, da die Antistokes-Linien für  $H_2$  bereits im Vakuum-UV liegen. Zur spektralen Zerlegung wurde ein Seya-Namioka Vakuum-Gitterspektrometer von Jarrell-Ash mit 0,5 m Brennweite und einem Gitter von 1200 Strichen pro mm verwendet



Die Intensität am Ausgang des Spektrometers wurde mit einem Solar-Blind-Photomultiplier gemessen. Eine Absoluteichung wurde nicht vorgenommen, sondern lediglich die Linearität bei fester Wellenlänge überprüft. Messungen bei verschiedenen Wellenlängen sind deshalb in den Absolutwerten nicht vergleichbar. Für den Zweck dieser Arbeit sind jedoch die relativen Abhängigkeiten ausreichend.

Die Messungen wurden im wesentlichen mit zwei Fokussierungen durchgeführt, und zwar mit den Brennweiten  $f_1 = 80$  cm und  $f_1 = 30$  cm.

Der Druck in der Zelle konnte im Bereich von 0-100 bar variiert werden.

Als Gase wurden  $H_2$ ,  $D_2$  und  $CH_4$  verwendet. Tabelle 2 zeigt die Verschiebung, die diese Gase bewirken.

	$\Delta \tilde{\gamma} [\text{cm}^{-1}]$
$H_2$	4155
$D_2$	2991
$CH_4$	2916

Tabelle 2: Frequenzverschiebung der verwendeten Gase in Wellenzahlen.

Es wurde jeweils die Intensität der 1. Stokes-Linie bzw. der 1. Antistokes-Linie in Abhängigkeit von Druck und Laserenergie gemessen.

Die angegebene Laserenergie bedeutet die tatsächlich in der Zelle ankommende Energie.

Die Energiewerte lassen sich mit den Laserdaten aus Tabelle 1 in Intensitätswerte umrechnen.

### 3.1 Experimente in H<sub>2</sub>

#### 3.1.1 f<sub>1</sub> = 30 cm, Zellenlänge Z = 30 cm

##### a) 1. Stokes-Linie

Figur 2 zeigt die Intensität der 1. Stokes Linie in Abhängigkeit vom Druck bei verschiedenen Laserenergien. Man erkennt, daß bei Steigerung des Drucks die Stokes-Intensität zunächst anwächst und dann wieder abfällt.

Figur 3 soll die Abhängigkeit der Konversion ( $E_{St}/E_p$ ) von der Laserintensität  $E_p$  insbesondere bei Verringerung der Laserintensität deutlich machen. Es ist das Verhältnis Intensität der Stokes-Linie zur Laserenergie in den Maxima der Figur 2 über der Laserenergie aufgetragen. Man erkennt eine steile Zunahme der Konversion mit zunehmender Laserenergie. Unterhalb einer Energie von etwa 100 mJ ist keine meßbare Konversion mehr vorhanden. Das Maximum der Konversion wird bei etwa 200 mJ erreicht. Die Abnahme der Konversion zu hohen Energien dürfte durch eine Zunahme der Ramankomponenten höherer Ordnung bedingt sein (vgl. Proch /9/).

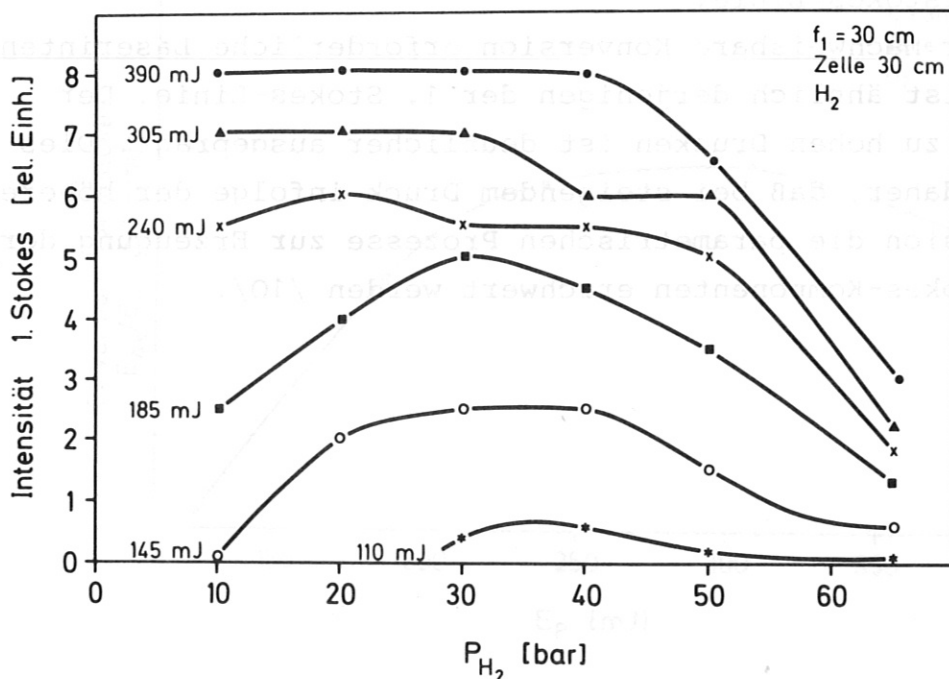


Fig. 2 Intensität der 1. Stokes-Linie als Funktion des H<sub>2</sub>-Druckes bei verschiedenen Pumpenergien



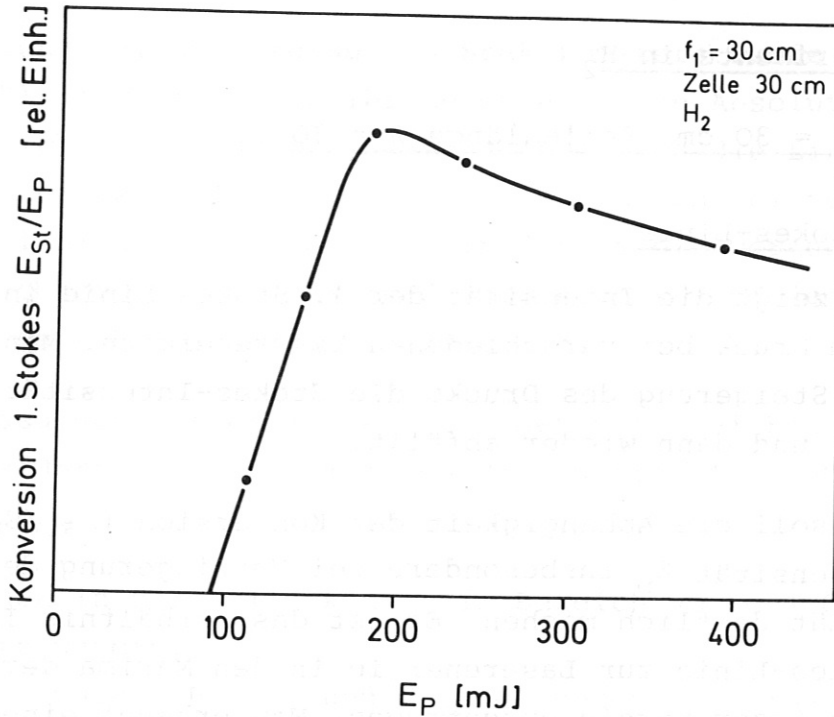


Fig. 3 Konversion in 1. Stokes als Funktion der Laserenergie

b) 1. Antistokes-Linie

Figur 4 und 5 zeigen dieselben Abhängigkeiten für die 1. Antistokes-Linie.

Die für nachweisbare Konversion erforderliche Laserintensität ist ähnlich derjenigen der 1. Stokes-Linie. Der Abfall zu hohen Drucken ist deutlicher ausgeprägt. Dies rührt daher, daß bei steigendem Druck infolge der höheren Dispersion die parametrischen Prozesse zur Erzeugung der Antistokes-Komponenten erschwert werden /10/.

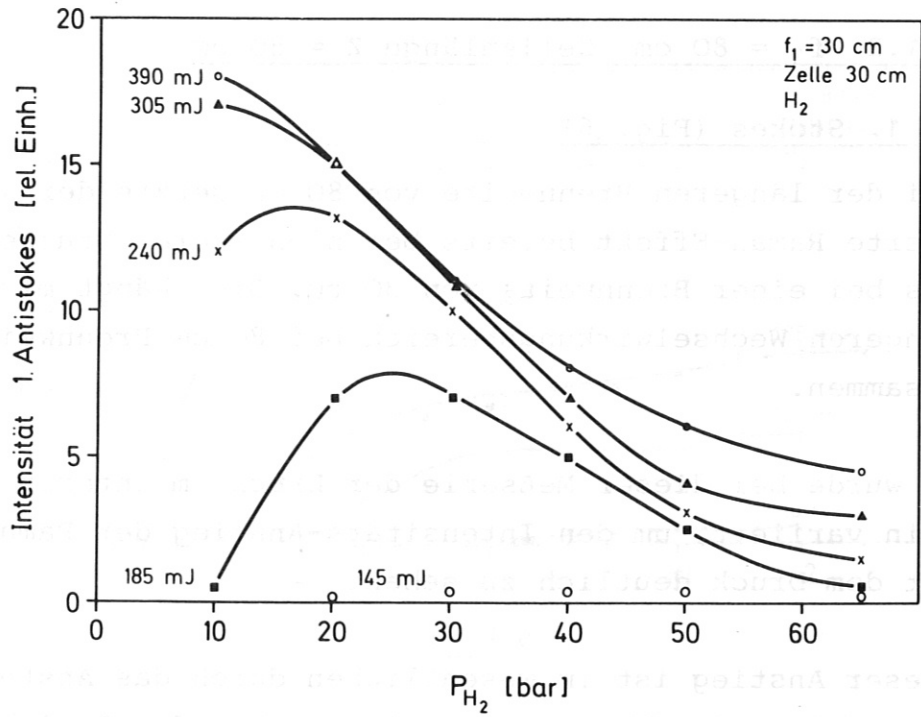


Fig. 4 Intensität der 1. Antistokes-Linie als Funktion des H<sub>2</sub>-Druckes bei verschiedenen Pumpenergien

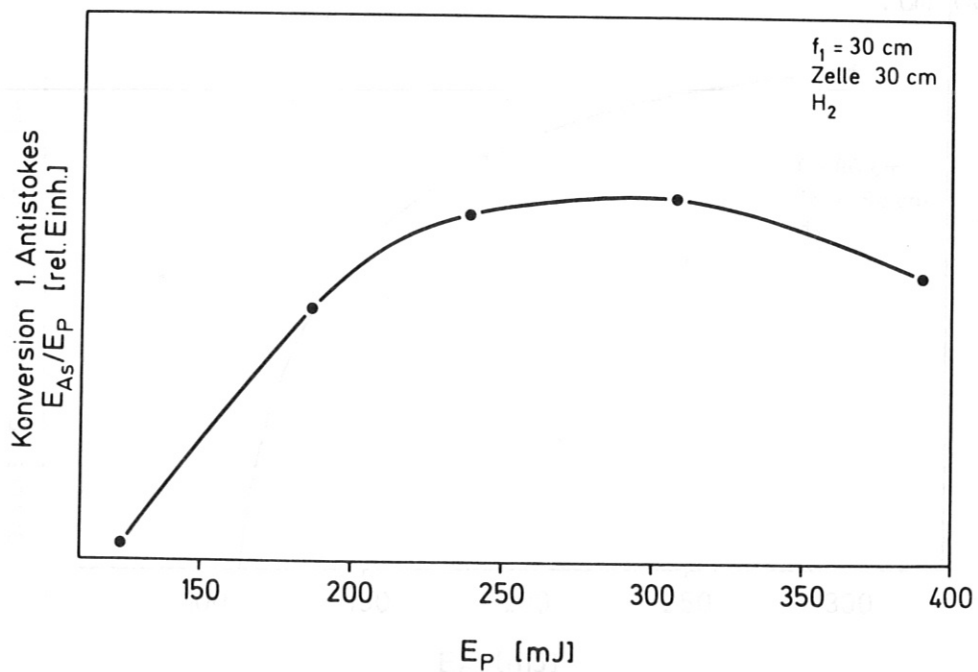


Fig. 5 Konversion in 1. Antistokes als Funktion der Laserenergie



3.1.2  $f_1 = 80$  cm Zellenlänge  $Z = 80$  cm

a) 1. Stokes (Fig. 6)

Bei der längeren Brennweite von 80 cm setzte der stimulierte Raman-Effekt bereits bei niedrigeren Drucken ein als bei einer Brennweite von 30 cm. Dies hängt mit dem längeren Wechselwirkungsbereich bei 80 cm Brennweite zusammen.

Es wurde bei dieser Meßserie der Druck im unteren Bereich fein variiert, um den Intensitäts-Anstieg der Raman-Linien mit dem Druck deutlich zu sehen.

Dieser Anstieg ist im wesentlichen durch das Ansteigen des Verstärkungskoeffizienten  $g$  mit zunehmender Teilchendichte bedingt (vgl. Proch /9/, Abb. im Anhang). Man erkennt deutlich, daß mit abnehmender Laserenergie ein höherer Druck für eine meßbare Stokes-Intensität notwendig ist. Die Konversion (Fig. 7) zeigt im ansteigenden Ast ein ähnliches Verhalten wie bei der kurzen Brennweite. Die Mindestenergie für nachweisbare Konversion liegt wieder im Bereich um 100 mJ.

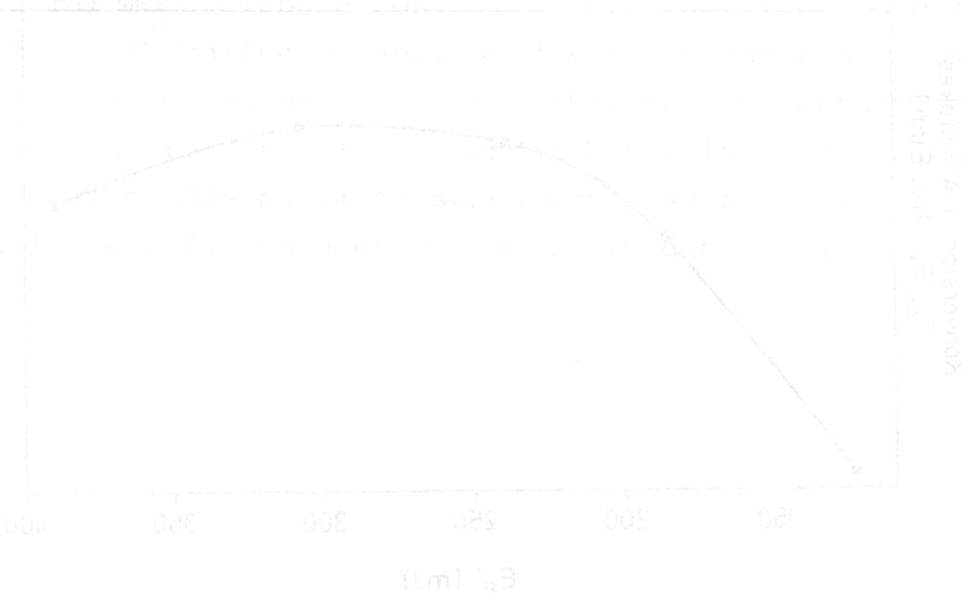


Fig. 5 Konversion in Abhängigkeit der Laserenergie

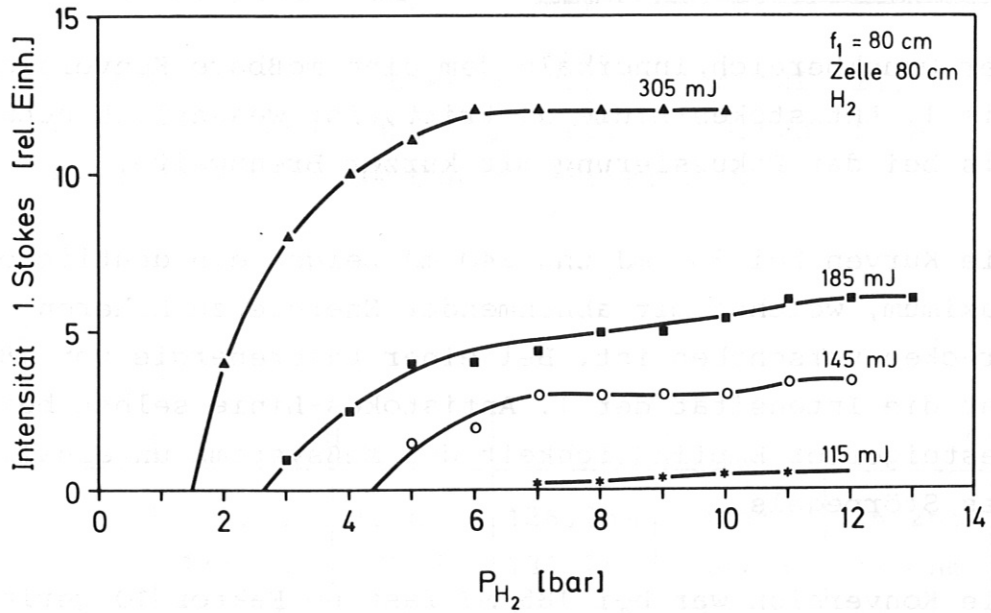


Fig. 6 Intensität der 1. Stokes-Linie als Funktion des H<sub>2</sub>-Druckes bei verschiedenen Pumpenergien

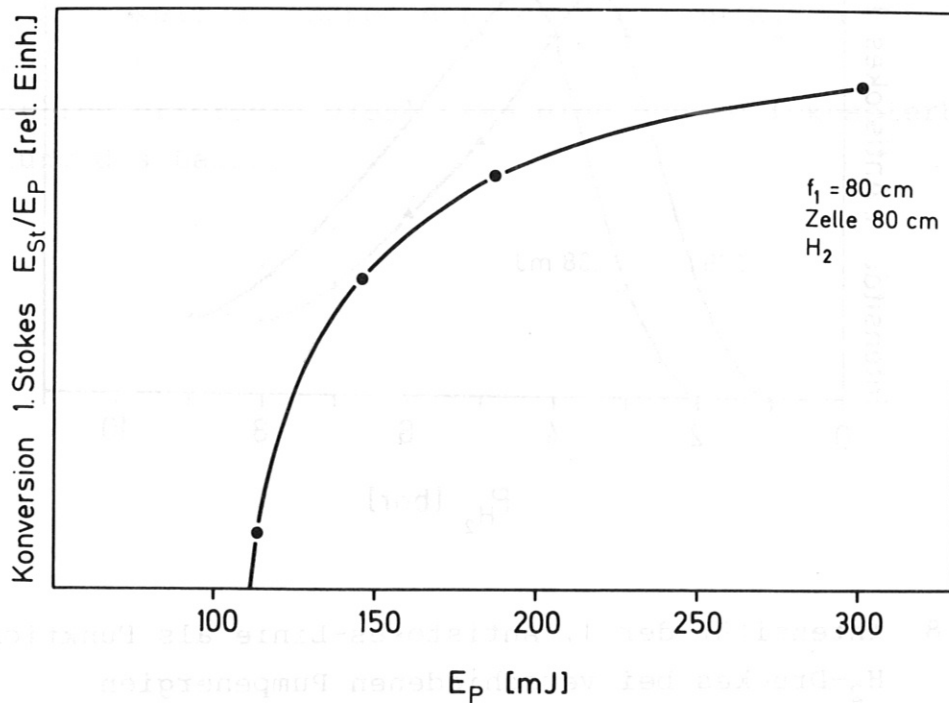


Fig. 7 Konversion in 1. Stokes als Funktion der Laserenergie

b) 1. Antistokes (Fig. 8)

Der Druckbereich, innerhalb dem eine meßbare Konversion in die 1. Antistokes-Linie auftritt, ist wesentlich schmaler als bei der Fokussierung mit kurzer Brennweite.

Die Kurven bei 305 mJ und 240 mJ zeigen ein deutliches Maximum, welches mit abnehmender Energie zu höheren Drucken verschoben ist. Bei einer Laserenergie von 185 mJ war die Intensität der 1. Antistokes-Linie selbst bei gesteigerter Empfindlichkeit des Meßsystems unterhalb des Störpegels.

Die Konversion war bei 185 mJ fast um Faktor 10 geringer als bei 240 mJ. Es liegt also nahe, bei 185 mJ die Energiegrenze für eine nennenswerte Erzeugung der 1. Antistokes-Linie anzunehmen.

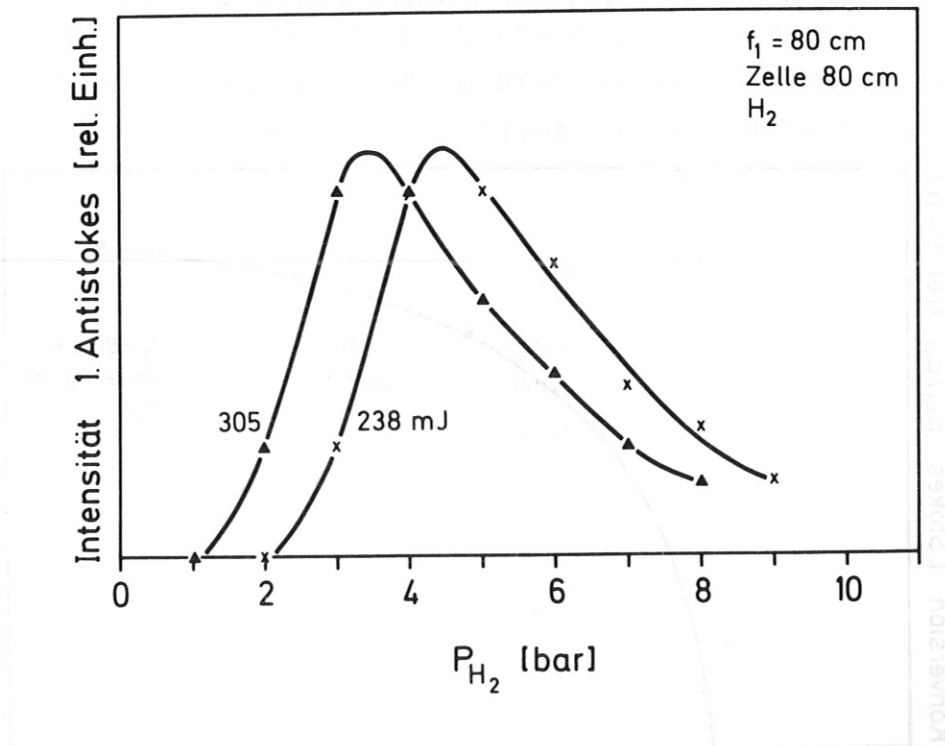


Fig. 8 Intensität der 1. Antistokes-Linie als Funktion des H<sub>2</sub>-Druckes bei verschiedenen Pumpenergien



### 3.2 Versuche in D<sub>2</sub> und CH<sub>4</sub>

Für die angestrebte Verschiebung von 126 nm auf 121,6 nm eignen sich die Gase D<sub>2</sub> und CH<sub>4</sub>, weil der Betrag ihrer Raman-Verschiebung gerade paßt (vgl. Tab. 3).

Tabelle 3

	H <sub>2</sub>		D <sub>2</sub>		CH <sub>4</sub>	
Laser	126,2nm	193nm	126,2nm	193nm	126,2nm	193nm
1.Stokes	133,2nm	209,8	131,2nm	204,8nm	131,0nm	204,5nm
1.Antistokes	119,9nm	178,7nm	121,6nm	182,5nm	121,7nm	182,7nm

Sowohl in Deuterium als auch in Methan konnten mit der maximal in der Zelle zur Verfügung stehenden Laserintensität im Druckbereich von 0 bis 100 bar bei den beiden Anordnungen ( $f_1 = 30$  cm oder 80 cm) keine Raman-verschobenen Komponenten nachgewiesen werden, obwohl durch Spannungserhöhung am Multiplier die Empfindlichkeit gegenüber den Messungen an H<sub>2</sub> um den Faktor 10 erhöht wurde.

Vermutlich erfordern diese Gase eine höhere fokussierbare Leistung des Lasers.

#### 4. Diskussion

Die gezeigten Ergebnisse sollen im folgenden mit Daten aus der Literatur verglichen und ergänzt werden, um in einer grob angelegten Skalierungsbetrachtung auf die Erfordernisse für stimulierten Raman-Effekt im Vakuum-UV bei 126 nm zu schließen.

Um die in den einzelnen Arbeiten verwendeten unterschiedlichen Laser bezüglich ihrer fokussierbaren Energie zu vergleichen, eignet sich der Begriff der Leuchtdichte. Sie ist definiert als Leistung pro Fläche und Raumwinkel.

Die Tatsache, daß für die Konversion in Wasserstoff eine gewisse Leuchtdichte notwendig ist, findet man in anderen Arbeiten bestätigt /11,12,13/. Leider sind oft die Laserdaten in den Veröffentlichungen unvollständig, so daß ein quantitativer Vergleich nicht möglich ist. Es soll nun anhand der wenigen vorhandenen Daten eine Extrapolation auf die Verhältnisse bei 126 nm gemacht werden.

Die in dieser Arbeit bei 193 nm gemessene Energieschwelle von 100 mJ entspricht einer Leuchtdichte von

$$2,8 \times 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}}$$

In /9/ sind Experimente mit einem KrF-Exzimer Laser bei 248 nm berichtet. Dort betrug die für eine meßbare Konversion in die 1. Stokes-Linie notwendige Leuchtdichte

$$3 \times 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}}$$

Proch fand mit einem Farbstofflaser bei 440 nm für H<sub>2</sub> eine Schwelle von

$$2,4 \times 10^{12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}} \quad /14/.$$

Diese wenigen Daten können nicht zu einer eindeutigen Aussage über die Wellenlängenabhängigkeit der Schwelle führen. Es ist aber klar, daß man beim Übergang von 193 nm auf 126 nm keine drastische Verringerung der Schwelle erwarten kann.

Derzeit ist mit dem vorhandenen Argon-Exzimer Laser eine Leuchtdichte von

$$7,5 \times 10^9 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}}$$

erreichbar. Diese reicht sicher für den stimulierten Raman-Effekt in Wasserstoff nicht aus. Um die Wellenlänge von Lyman- $\alpha$  zu erhalten, ist jedoch Deuterium oder Methan als Medium erforderlich. In beiden Gasen konnte in dieser Arbeit selbst bei einer Leuchtdichte von

$$9 \times 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}}$$

kein stimulierter Raman-Effekt nachgewiesen werden, Proch konnte bei 440 nm mit einer Leuchtdichte von

$$2,4 \times 10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}}$$

ebenfalls keinen stimulierten Raman-Effekt in  $\text{D}_2$  finden /14/. (Diese Leuchtdichte lag um den Faktor 10 über der im gleichen Experiment bestimmten Schwelle für  $\text{H}_2$  (s.o.)).

Es liegen Arbeiten vor, die unter anderem auch bei 193 nm stimulierten Raman-Effekt in  $\text{D}_2$  und  $\text{CH}_4$  nachgewiesen haben /15,16/. Leider fehlen Laserdaten, um die zugehörige Leuchtdichte zu bestimmen.

Daß für den stimulierten Raman-Effekt in  $\text{D}_2$  eine höhere Leuchtdichte als für  $\text{H}_2$  erforderlich ist, bestätigt /15/. Bei 265 nm wurde dort der Zusammenhang zwischen Druck und

Energieschwelle für stimulierten Raman-Effekt in  $H_2$  und  $D_2$  gemessen. Figur 9 zeigt die in /17/ abgedruckte Kurve.

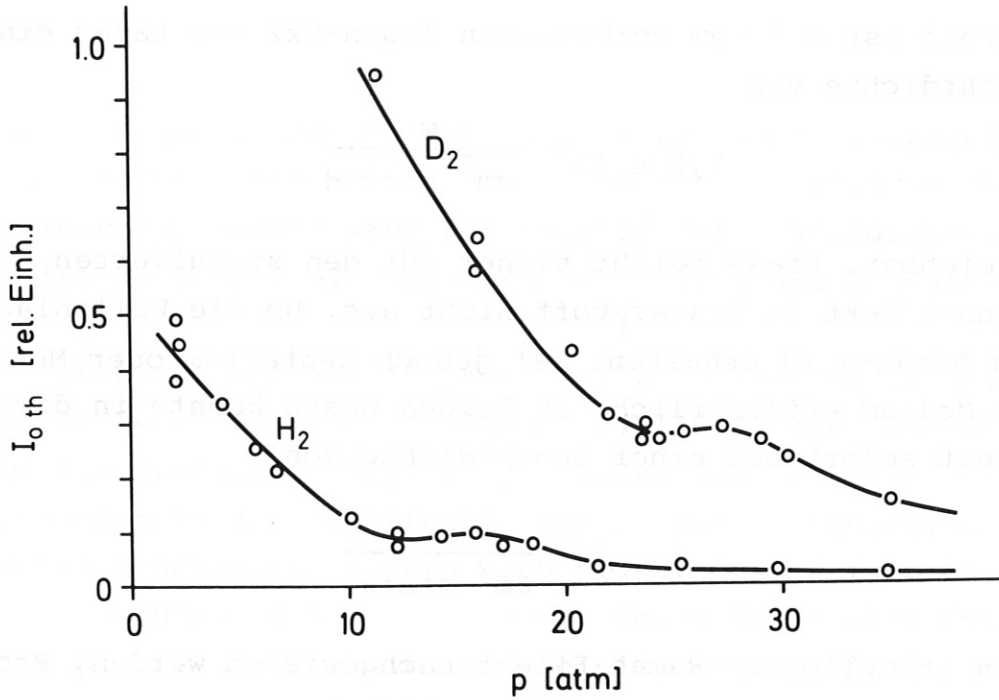


Fig. 9. Abhängigkeit der Leistungsschwelle vom Druck in  $H_2$  und  $D_2$  /17/



## 5. Folgerungen

Es wurde festgestellt, daß der stimulierte Raman-Effekt bei einer Wellenlänge von 193 nm in Wasserstoff erst bei einer Leuchtdichte des Lasers von mindestens

$$2,8 \times 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}}$$

merklich einsetzt.

In Deuterium konnte bei 193 nm und einer Leuchtdichte von

$$9 \times 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}}$$

kein stimulierter Raman-Effekt nachgewiesen werden.

Bei 126 nm ist keine wesentliche Absenkung der Schwelle gegenüber 193 nm zu erwarten.

Die bei 126 nm zur Verfügung stehende Leuchtdichte des vorhandenen Argon-Exzimer-Lasers (/4/) beträgt (vgl. Kap.1):

$$7,5 \times 10^9 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ sterad}}$$

Sie reicht bereits für stimulierten Raman-Effekt in H<sub>2</sub> nicht aus.

Bei Verwendung von D<sub>2</sub> oder CH<sub>4</sub> als Medium ist sie um Größenordnungen zu gering. Es besteht derzeit keine Hoffnung, die Leuchtdichte des vorhandenen Lasers wesentlich zu steigern. Dazu wäre eine Verlängerung der effektiven Resonatorlänge notwendig. Da die Lebensdauer der Exzimer jedoch bereits im Bereich der Lichtlaufzeit im Resonator liegt, sind hier Grenzen gesetzt.

Denkbar wäre vielleicht eine Wanderfeld-Anregung, welche jedoch einen völligen Umbau bzw. Neubau des Lasers zur Folge haben würde.

In dieser Richtung sind weitere Anstrengungen nötig, um am Ende vielleicht doch zu einer Lyman- $\alpha$ -Quelle auf der Basis eines Raman-verschobenen Argon-Exzimer-Lasers zu kommen.

## 6. Literatur

- /1/ Steuer, Wrobel, Vorschlag zur Neutralteilchendichtemessung in Tokamaks durch Resonanzfluoreszenz mit einem Lyman-Alpha-Exzimerlaser IPP 1/168; III/48 (1978).
- /2/ Steuer, Langer, Röhr, Wrobel  
JET Design Study 14.3.
- /3/ Langer, Erzeugung intensiver Lyman- $\alpha$ -Strahlung durch optisch nichtlineare Prozesse IPP 1/185 (1981)
- /4/ Wrobel, Der Argon-Exzimer-Laser IPP 1/186 (1981).
- /5/ P. Bogen, Y.T. Lie, Appl. Phys. 16, 139 (1978).
- /6/ Schomburg, Döbele, Rückle, Generation of Tunable Narrow-Bandwidth VUV Radiation by Antistokes SRS in H<sub>2</sub>, Appl. Phys. B 30, 131-134 (1983).
- /7/ Kaiser, Maier, Stimulated Rayleigh, Brillouin Raman Spectroscopy, Laser Handbook, Vol. 2, North Holland 1972, pp 1077-1150
- /8/ Hanna et al., Nonlinear Optics of Free Atoms and Molecules, Springer p. 190 ff.
- /9/ Brink, Proch, Raman Frequency Shifting. A Simple Efficient Way to VUV and IR Generation, Laser + Optoelectr. 14 (3), p. 41 (1982).
- /10/ Brink, Proch, Angular Distribution of High-order Anti-stokes Stimulated Raman Scattering in Hydrogen, J. Opt. Soc. Amer. 83, p. 23 (1983).
- /11/ Hargrove, Paisner, Digest of Topical Meeting on Excimer Lasers (1979 Charleston, South Carolina) Opt. Soc. Amer., paper ThA 6-1.

- /12/ Akhmanov et al., Effective Stimulated Scattering in the Ultraviolet and Dispersion of Gain in the 1.06 - 0.26 Band. JETP Lett. Vol. 15, pp 185-187 (1972).
- /13/ Shen, Bloembergen, Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering, Phys. Rev. Vol. 137, No 6A (1965).
- /14/ Proch persönl. Mitteilung.
- /15/ Loree, Sze, Barker, Efficient Raman Shifting of ArF and KrF Laser Wavelengths, Appl. Phys. Lett., Vol. 31, No. 1 (1977).
- /16/ Loree, Sze, Barker, Scott, New Lines in the UV: SRS of Excimer Laser Wavelengths. IEEE Journal of Quantum Electronics QE15, No.5 (1979).
- /17/ Venkin, Julyuk, Maleev, Investigation of Stimulated Raman Scattering in Gases Excited by Fourth Harmonic of Neodymium Laser Radiation, Sov. J. Quant. Electron, Vol. 5, No. 11 (1976).



Zum Schluß möchte ich all denjenigen meinen herzlichen Dank aussprechen, die es mir durch ihre Unterstützung erst ermöglicht haben, diese Studie in so kurzer Zeit (3 Monate) abzuschließen.

Herrn Proch möchte ich ganz besonders für sein Interesse am Verlauf der Arbeit und für seinen fachkundigen Rat meinen Dank aussprechen. Herrn K. Huber danke ich für seine Hilfe beim Aufbau der Meßappartur.

W. Grauf