Farbstofflasersystem als Ausgangsstufe für eine frequenzvariable Lyman - α - Quelle hoher Strahlungsdichte.

H. Langer

IPP 1/165 Mai 1977

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Farbstofflasersystem als Ausgangsstufe für eine frequenzvariable Lyman - α - Quelle hoher Strahlungsdichte.

H. Langer

IPP 1/165 Mai 1977

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.

Dye laser system as starting point of a frequency-variable Lyman - α - source of high brightness

Abstract

The resonance and near-resonant Rayleigh scattering from the ground state of neutral hydrogen is a promising method to measure the local density and temperature of neutrals in fusion plasmas. This assumes the development of a frequency-variable Lyman - α - source of high brightness. One can produce this by frequency-sextupling of a dye laser in the near infrared.

This paper describes experiments and a theoretical model which led to an optimization of the dye laser system. By this way a dye laser power of 20 MW at 7296 Å with a width of 0.1 Å was produced with 150 MW Ruby-pumping. The results of this paper show that powers of 10 MW at the three-fold of the L α - wavelength (3648 Å) are possible.

The applicability of a vacuum-UV-source for L α - resonance scattering experiments can be found only after determination of the conversion efficiency for frequency-tripling.

Zusammenfassung

Die Resonanz- und fast-resonante Rayleigh-Streuung am Grundzustand von neutralem Wasserstoff ist ein erfolgversprechendes Verfahren, die Neutralgasdichte und -temperatur in Fusionsplasmen lokal aufgelöst zu messen. Voraussetzung dafür ist die Entwicklung einer frequenzvariablen Lyman- α - Quelle hoher Strahlungsdichte. Dazu ist die Frequenzversechsfachung eines Farbstofflasers im nahen Infrarot geeignet.

Die vorliegende Arbeit beschreibt Experimente und Überlegungen, die zu einer Optimierung des Farbstofflasersystems führten. So konnten mit 150 MW Pumpimpulsen eines Rubinlasers 20 MW Farbstofflaserleistung bei 7296 Å in einer 0.1 Å breiten Linie erreicht werden. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß Leistungen von 10 MW bei dem Dreifachen der L α - Wellenlänge 3648 Å möglich sind.

Die Eignung der Vakuum-UV-Quelle zur L α - Resonanzstreuung kann endgültig erst nach Bestimmung der Konversionsraten für die Frequenzverdreifachung festgestellt werden.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung und Ziel der Arbeit	2
2. Bemerkungen zum Farbstofflaser	4
3. Farbstoffe im nahen Infrarot	6
4. Farbstofflaser-Oszillator	7
4.1 Versuchsaufbau	7
4.2 Messung der Konzentrationsabhängigkeit des Laserspektrums	9
4.3 Wellenlängenselektion	10
5. Farbstofflaser-Verstärker	12
5.1 Theoretisches Modell	12
5.2 Messung der Kleinsignalverstärkung	16
5.3 Erweiterung des Modells für große Signale	17
6. Anordnung des Farbstofflasersystems	20
7. Frequenzverdopplung	21
7.1 Allgemeine Bemerkungen	21
7.2 Wahl des Kristalls	22
7.3 Bestimmung des Wirkungsgrades	23
8. Grenzen des beschriebenen Lasersystems	25
9. Schlußbemerkungen	26

1. Einleitung und Ziel der Arbeit

Die heute erzielten Plasmaeinschlußzeiten bei Fusionsexperimenten zeigen, daß der Teilchen- und Energietransport im Plasma stark vom Untergrund an neutralem Wasserstoff beeinflußt wird. Mit den bislang angewandten Verfahren der passiven Neutralteilchenanalyse lassen sich insbesondere bei Plasmen großer Dimension (ASDEX, JET, etc.) nur schwierig Informationen über das Neutralgas im Zentrum des Plasmas gewinnen. Eine vielversprechende Methode der Neutralteilchendiagnostik auch im Zentrum großer Plasmen ist die Lichtstreuung mittels abstimmbarer Laser, die eine selektive Anregung elektronischer Übergänge in Neutralgasatomen ermöglicht. Aus dem Signal der Resonanzstreuung am Grundzustand des Neutralgases ergibt sich sowohl die lokale Dichte, als auch über die Dopplerverbreiterung die lokale Temperatur. Im Falle hoher Teilchenkonzentrationen und niederer Temperaturen allerdings wird das Plasma in der Resonanzlinie optisch dick und das resonante Licht absorbiert. Verstimmt man den Laser aus der Resonanz, so kann man am Flügel der Linie fast-resonante Rayleigh-Streuung mit hohem Streuquerschnitt durchführen.

Resonanz- und Rayleigh-Streuexperimente nahe der Resonanz wurden bereits erfolgreich im Sichtbaren an angeregten Atomen in Plasmen mit abstimmbaren Farbstofflasern durchgeführt /1/, allerdings konnte man von deren Ergebnissen nicht auf die Dichte im Grundzustand schließen. Die dazu erstellten Modellrechnungen erwiesen sich als inkonsistent.

Zur Streuung am Grundzustand des neutralen Wasserstoffs ist eine frequenzvariable Lyman- α - Quelle hoher Strahlungsdichte erforderlich. Das Schema einer solchen VUV-Quelle ist in Fig. 1 abgebildet. Ein Riesenimpuls-Rubinlaser pumpt mehrere Farbstoffküvetten. Der Oszillator erzeugt die schmale Laserlinie bei 7296 Å, dem Sechsfachen der L_α - Wellenlänge, und die Verstärker vergrößern das Oszillatorsignal mit möglichst hohem Wirkungsgrad. Der Farbstofflaserstrahl wird anschließend in einem Kristall frequenzverdoppelt und soll schließlich in einem Edelgas-Gemisch frequenzverdreifacht werden.

In dieser Arbeit wurden mit einem 150 MW Rubinlaser 20 MW Farbstofflaserleistung bei 7296 Å mit 0.1 Å Linienbreite erreicht. Mit verfügbaren Pumplaserleistungen im Bereich von

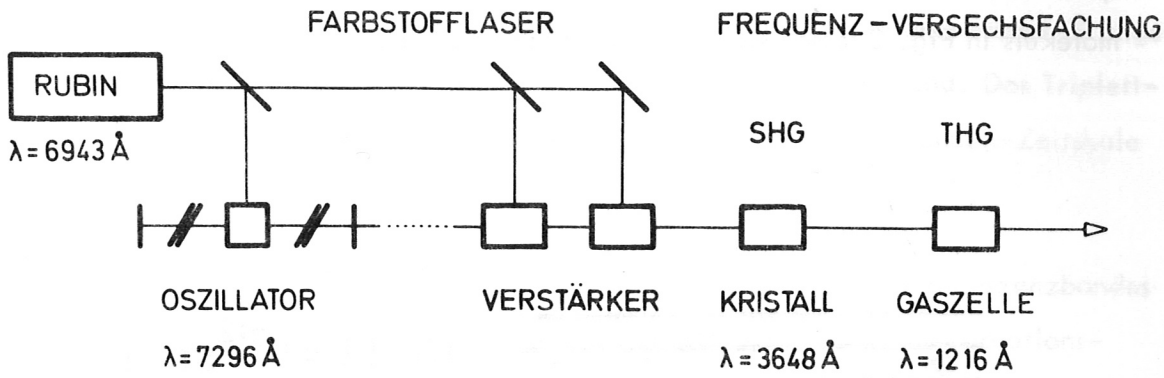

Fig. 1 Schema einer Lyman- α - Quelle

10^9 Watt und nach Literaturwerten für den Wirkungsgrad der Frequenzverdreifachung /2/ sollte es möglich sein, VUV-Leistungen im Bereich von 10^3 Watt zu erzielen. Dieser Wert entspricht einer spektralen Strahlungsdichte von $5 \cdot 10^{27}$ Photonen $sec^{-1}\ cm^{-2}\ Å^{-1}\ sr^{-1}$ und übertrifft vergleichbare thermische Quellen um mehrere Größenordnungen /3/. An Fusionsplasmen könnten damit nach Abschätzungen Neutralteilchendichten von $10^9\ cm^{-3}$ bei Temperaturen von etwa 100 eV nachgewiesen werden.

2. Bemerkungen zum Farbstofflaser

Farbstofflaser eignen sich besonders gut für Resonanzstreuexperimente. Zum einen sind sie abstimmbar über den Bereich des Sichtbaren hinaus von etwa 3000 Å im UV bis 1.5 μm im Infrarot. Zum anderen lassen sich durch geringe Bandbreiten hohe spektrale Strahlungsdichten erzielen. Am Termschema eines lasergepumpten Farbstoffmoleküls in Fig. 2 lassen sich diese Vorzüge erklären.

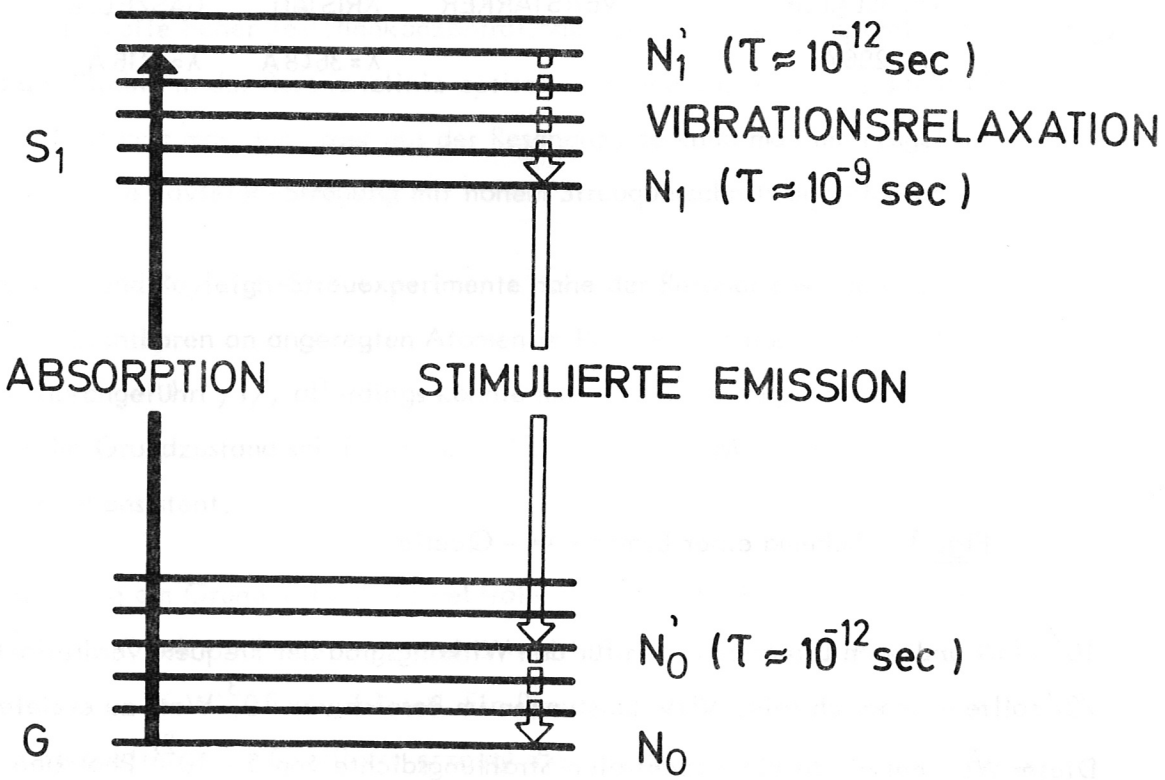

Fig. 2 Niveauschema eines Farbstoffmoleküls

Typisch sind die durch Vibrationszustände stark verbreiterten elektronischen Niveaus, woraus breite Absorptions- und Fluoreszenzbänder folgen. Der absorbierte Pumplaser regt Vibrationszustände des ersten Singulett-Niveaus S_1 an. Diese relaxieren sehr schnell (in wenigen Pikosekunden) in den untersten Zustand des S_1 Niveaus. Dessen Lebensdauer von einigen Nanosekunden führt zur Überbesetzung, die schließlich durch stimulierte Emission in unbesetzte Vibrationszustände des Grundniveaus G abgebaut wird. Diese zerfallen wiederum sehr schnell in den Grundzustand. Das Triplettsystem ist für den rubinlasergepumpten Farbstoff wegen der Nanosekunden-Zeitskale irrelevant.

Die Abstimmbarkeit der Farbstofflaser rührt nun von der Breite des Fluoreszenzbandes her. Die hohe spektrale Strahlungsdichte ergibt sich aus den kurzen Vibrationsrelaxationszeiten. Diese sorgen in einem schmalbandigen Resonator dafür, daß sich die gespeicherte Energie förmlich in eine schmale Linie ergießt.

Die für eine L α - Quelle notwendigen extrem hohen Farbstofflaserleistungen können nur durch ein Oszillator-Verstärker-System erzeugt werden. Der Oszillator sorgt für die Wellenlängenselektion und -variation bei geringer Intensitätsbelastung der wellenlängen-selektiven Elemente des Resonators. Mit dem Verstärker erreicht man die Vergrößerung dieses Oszillatorsignals bei relativ hohem Wirkungsgrad.

Oszillator-Verstärker-Systeme mit einem Riesenimpuls-Rubinlaser als Pumpquelle wurden bereits in den letzten Jahren entwickelt /4, 5/. Allerdings emittieren diese Lasersysteme niederere Leistungen bei größeren Wellenlängen. Für uns interessante Ausgangsleistungen erreichten Lotz, Meyer und Bos /6/, allerdings bei 7699 Å. Diese Gruppe hatte dabei den Vorteil einer größeren Wellenlängendifferenz zum Pumplaser bei 6943 Å.

Die erste Aufgabe dieser Arbeit war es, eine Farbstofflösung auszuwählen, die das Rubinpumplicht genügend stark absorbiert, aber bei 7296 Å die stimulierte Emission trotz der etwa 1000 Å breiten Absorptionsbande nicht absorbiert.

3. Farbstoffe im nahen Infrarot

Eine grobe Vorauswahl relevanter Farbstoffe im nahen Infrarotgebiet trifft man am besten anhand von Arbeiten von Miyazoe /7/, Drexhage /8/ und Oettinger /9/. Sie enthalten Angaben über die Maxima von Absorptions- und Fluoreszenzspektren und Laserwellenlängenbereiche. Von den in Frage kommenden Farbstofflösungen erwies sich die Kombination DTDC (3,3'- Diethylthiadicarbocyanin - Jodid) gelöst in DMSO (Dimethylsulfoxid) als die geeignetste. Die Konversionsraten von DTDC lagen bei unserer Anordnung, die im nächsten Kapitel genauer beschrieben wird, weit über denen von Oxazin und DOTC, weiteren möglichen Substanzen. Zufällig stimmt der Brechungsindex von DMSO mit dem von Quarz überein, so daß Reflexionsverluste an den Küvettenwänden von vornherein reduziert wurden.

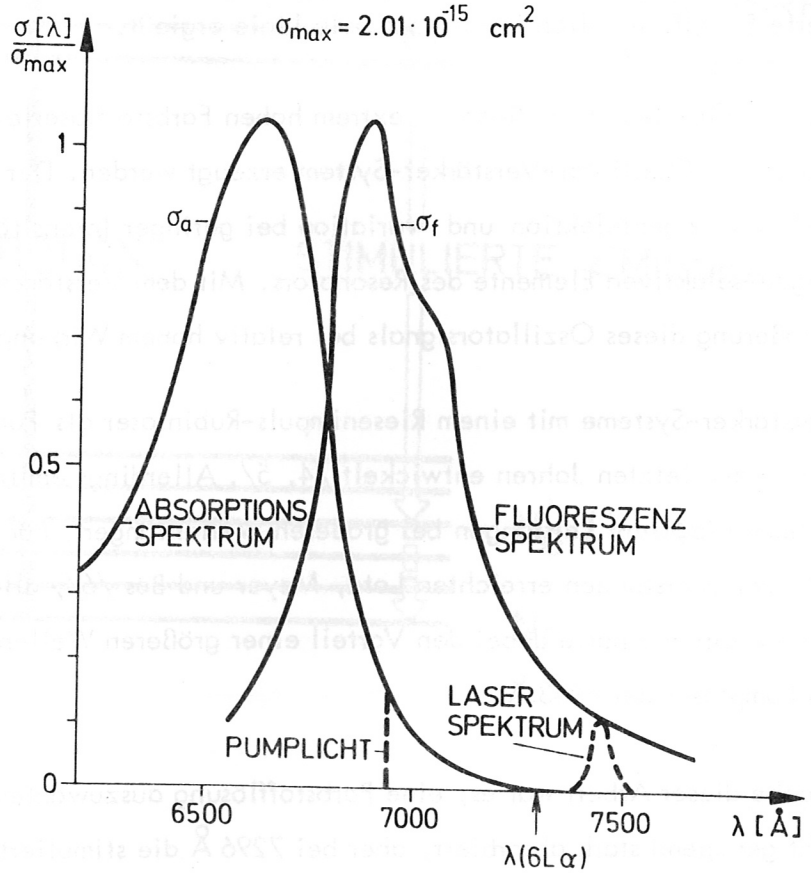

Fig. 3 Absorptions- und Fluoreszenzspektrum von DTDC/DMSO

In Fig. 3 ist das Absorptions- und Fluoreszenzspektrum von DTDC/DMSO wiedergegeben. Der spektrale Verlauf der Absorption wurde in einem Spektralphotometer bestimmt. Zur Messung des Fluoreszenzspektrums regte ein 1 mW He-Ne-Laser eine 10^{-5} molare DTDC/DMSO Lösung am Rand einer Küvette an. Das Fluoreszenzlicht wurde mit einem Gitterspektrographen spektral zerlegt und mit einem optischen Vielkanalanalysator OMA (Typ PAR 1205), einem Vidikonsystem, registriert.

Aus den Spektren sieht man die starke Überlappung der breiten Absorptions- und Fluoreszenzbanden. Weiterhin sind der Pumplaser und ein später in einem breitbandigen Resonator gemessenes Farbstofflaserspektrum gestrichelt eingezeichnet. Hier wird der Kompromiß deutlich, den man wegen des geringen spektralen Abstandes zwischen Pumplaser und gewünschter Farbstofflaserwellenlänge eingehen muß. Ein anderer Farbstoff, dessen Absorptionsmaximum an der Stelle des Pumplasers liegt, hätte hohe Selbstabsorption bei dem Sechsfachen der L α - Wellenlänge zur Folge.

4. Farbstofflaser-Oszillator

Wie bei allen Lasern wird auch ein Farbstofflaser vornehmlich bei denjenigen Wellenlängen Laseremission zeigen, bei denen die Verstärkung des aktiven Materials die Verluste im Resonator am stärksten überwiegt. Es ist klar, daß wegen der Überlappung von Absorptions- und Fluoreszenzspektrum bei zunehmender Konzentration die Absorption beim kurzwelligen Teil des Fluoreszenzspektrums wächst. Dadurch verschiebt sich das Laserspektrum zu größeren Wellenlängen hin.

Das Produkt aus Konzentration und Länge des aktiven Mediums ist ein Maß für die Verluste durch Absorption und somit ein Maß für die Wellenlängenverschiebung.

4.1 Versuchsaufbau

Für die DTDC/DMSO Lösung wurde die Konzentrationsabhängigkeit des Laseremissionsspektrums mit dem in Fig. 4 dargestellten Versuchsaufbau untersucht.

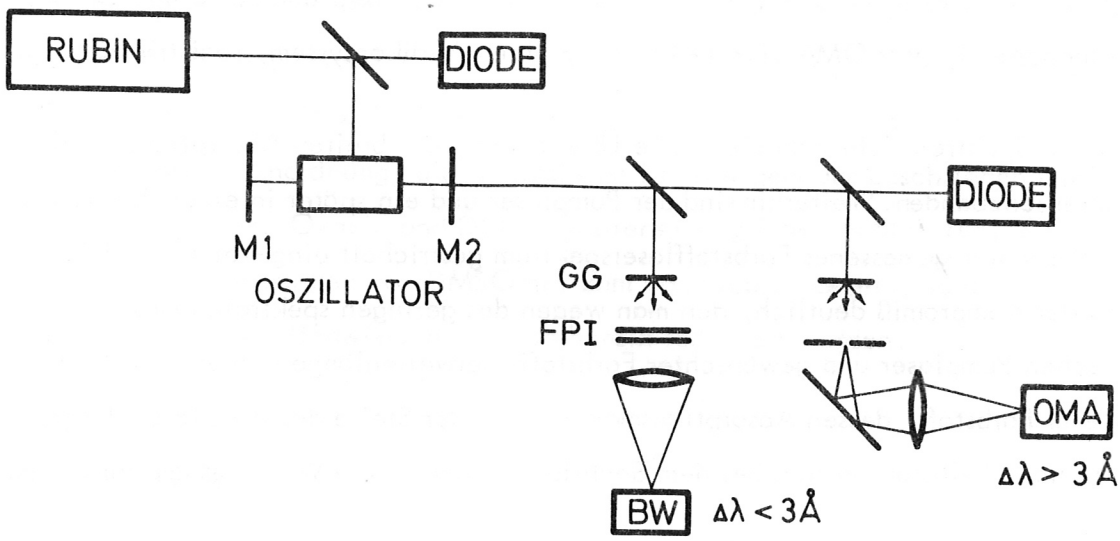

Fig. 4 Versuchsaufbau

Der Rubinlaserstrahl pumpt über einen Strahlteiler die Farbstofflösung. Der 12 cm lange Resonator des Farbstofflaseroszillators besteht aus zwei ebenen dielektrischen Spiegeln, dem Endspiegel M1 mit 99,7 % Reflexion und dem Auskoppelspiegel M2, dessen optimale Transmission zu 33 % experimentell gefunden wurde. Als Farbstoffzelle wird eine 10 mm lange Quarzküvette benutzt. Da UV-Licht den Farbstoff zerstört, wurde das von den Blitzlampen des Rubinlasers ausgesandte UV-Licht mit Kantenfiltern abgeschirmt. Dann erwies sich das 8 cm^3-Reservoir der Küvette als ausreichend für mehrere hundert Schuß. Die Rubin- und Farbstofflaserintensitäten

werden mit PIN-Dioden bestimmt. Die spektrale Auflösung der Laserstrahlung erfolgt grob ($\Delta\lambda > 3$ Å) mit einem Gitterspektrographen und wird mit einem optischen Vielkanalanalysator (OMA) registriert. Für eine Feinauflösung (0.05 Å $< \Delta\lambda <$ 3Å) der Laserlinie, die notwendig wird bei der Verwendung von Fabry-Perot-Etalons im Resonator, wird ein Fabry-Perot-Interferometer benutzt. Das Ringsystem wird mit einem Bildwandler und Polaroidfilm fotografiert, da gängige Polaroid-Filme bei 7300 Å unempfindlich sind.

4.2 Messung der Konzentrationsabhängigkeit des Laserspektrums

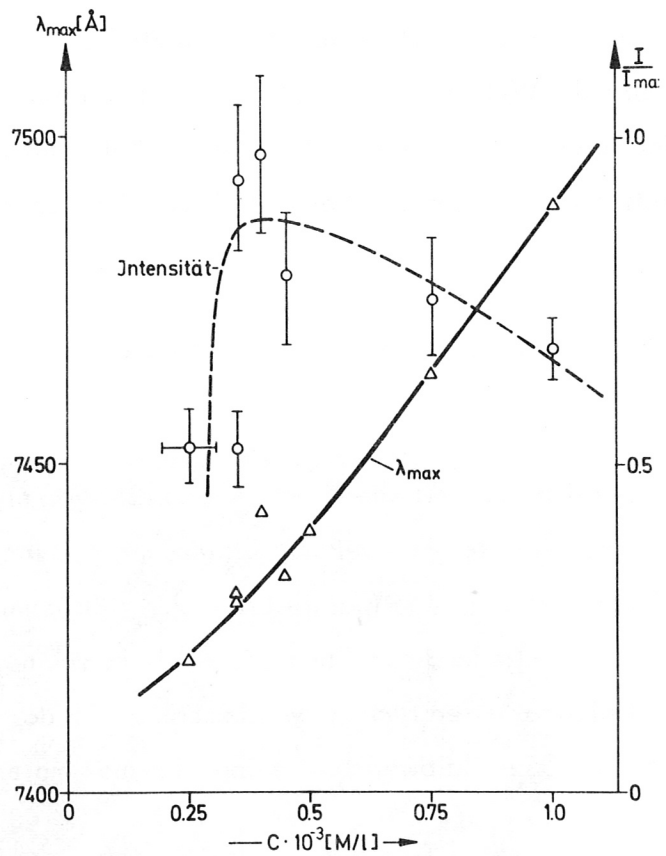

Fig. 5 Konzentrationsabhängigkeit des Oszillatorspektrums

Fig. 5 zeigt die Lage des Maximums des Laserspektrums λ_{max} als Funktion der Konzentration bei ca. 25 MW Pumpleistung und 15 nsec Impulsdauer und die dazugehörige Oszillatorintensität. Die Laserwellenlänge nimmt nahezu proportional mit

der Konzentration zu. Die Laserintensität fällt bei einer Konzentration von $0.4 \cdot 10^{-3}$ M/l nach einem steilen Anstieg wieder ab. Die hohen Fehlerbalken sind auf die starken Schwankungen der Oszillatorintensität bei gleicher Pumpleistung zurückzuführen. Die Wellenlängenverschiebung erklärt sich wie erwartet aus dem Überlapp von Absorptions- und Fluoreszenzspektrum. Der Abfall der Intensitätskurve kann durch eine Abnahme der Quantenausbeute mit steigender Konzentration erklärt werden, die beispielsweise Wawilow /10/ an Rhodamin- und Fluorescein-Lösungen gemessen hat.

4.3 Wellenlängenselektion

Im bisher beschriebenen Resonator ist die Laserlinienbreite etwa 70 Å. Sowohl zur Einengung als auch zur Fixierung der Wellenlänge auf 7296 Å wird nun ein 5 µm-Fabry-Perot-Etalon (FPE) in den Resonator eingebracht. Die Emission hat damit eine Breite von 25 Å und die Abhängigkeit der Laserintensität bei 7296 Å von der Konzentration zeigt Fig. 6.

Aus dem Maximum der Intensität wird die optimale Oszillator-Konzentration zu $0.5 \cdot 10^{-3}$ M/l bestimmt.

Die für eine effektive Frequenzverdopplung erforderliche Linienbreite von etwa 0.1 Å konnte durch die Verwendung eines weiteren Fabry-Perot-Etalons mit 100 µm Dicke erreicht werden. Das von Zeiss gelieferte Etalon (parallel auf $\lambda/100$!) wurde mit Ultraschall gereinigt und anschließend mit einem dielektrischen Spiegel beidseitig bedampft. Um Satellitenlinien zu unterdrücken, wurde schließlich das 5 µm-FPE durch ein Zeiss-Interferenzfilter mit 55 Å Halbwertsbreite und 91% maximaler Transmission ersetzt.

Die Laserlinie wurde mit einem Fabry-Perot-Interferometer (Plattenabstand: 2,1 mm) spektral untersucht. Das über den Bildwandler abgebildete und dabei etwas verzeichnete Ringsystem ist in Fig. 7 dargestellt.

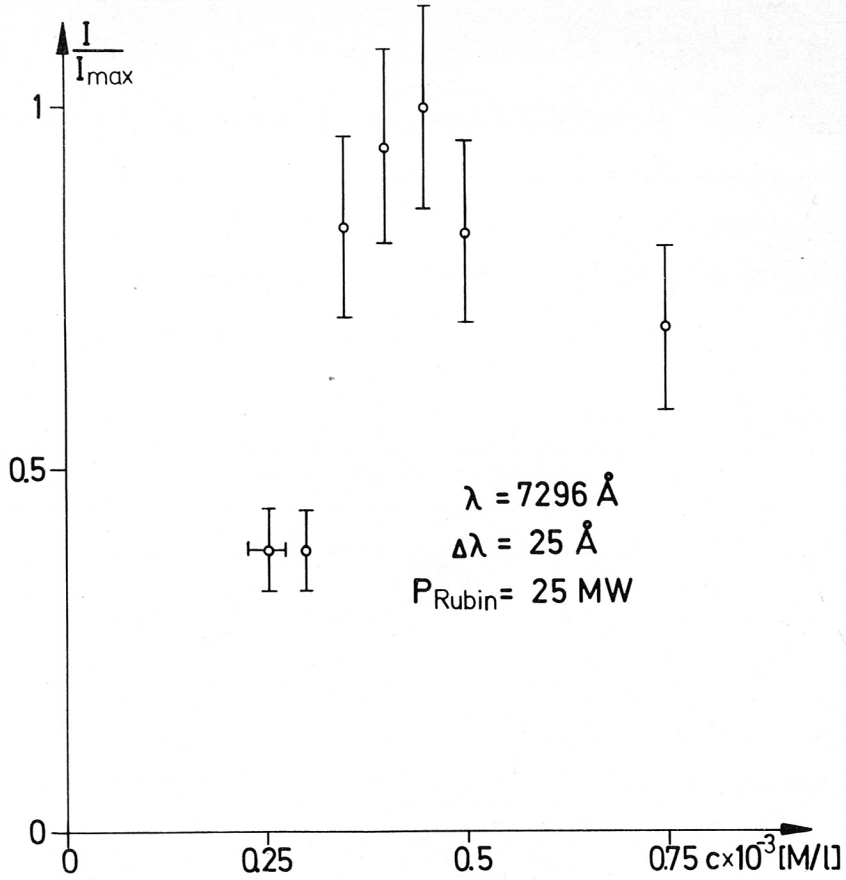

Fig. 6: Konzentrationsabhängigkeit der Oszillatorintensität bei $\lambda = 7296$ Å

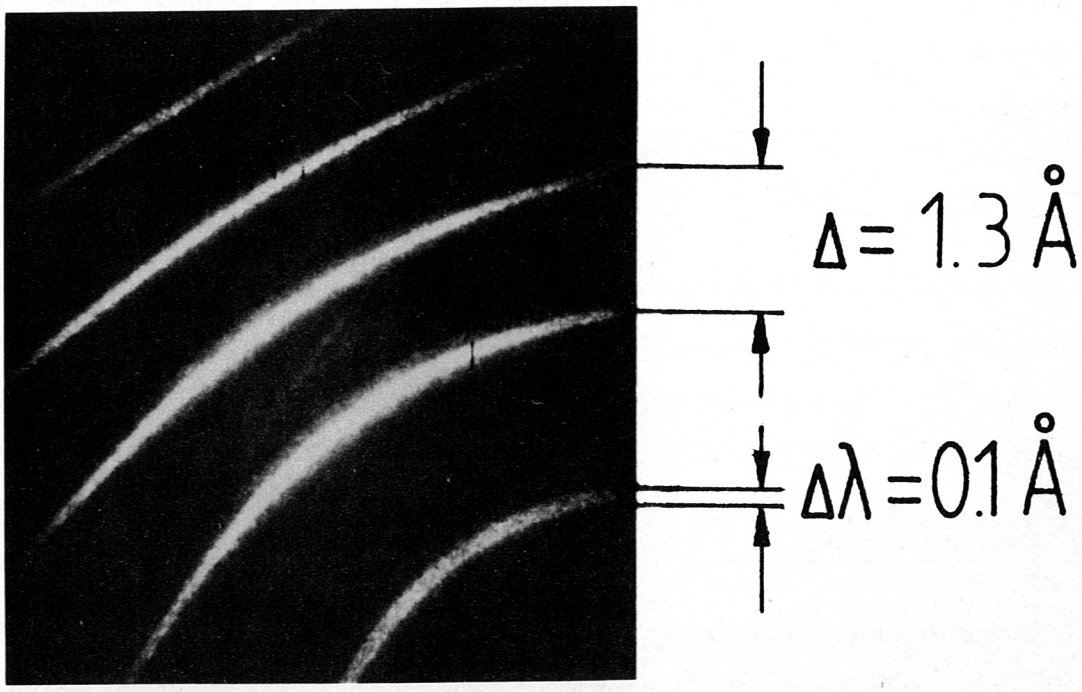

Fig. 7: Ringsystem der Laserlinie

Der "free-spectral-range" Δ des Interferometers ergibt sich aus dem Plattenabstand zu 1.3 Å. Die Halbwertsbreite der Laserlinie entspricht 0.1 Å.

In Tab. 1 sind die Daten des Farbstofflaser-Oszillators zusammengefaßt.

Pumpleistung:	30 MW		
Pulsdauer:	15 nsec		
Farbstoff:	$0.5 \cdot 10^{-3}$ M/l DTDC/DMSO		
Anordnung:	(I)	(II)	(III)
Linienbreite:	64 Å	9 Å	0.1 Å
Intensität pro Wellenlängenintervall:	0.6 $\frac{MW}{Å\ cm^2}$	1.3 $\frac{MW}{Å\ cm^2}$	6.0 $\frac{MW}{Å\ cm^2}$

(I) : breitbandige dielektrische Spiegel

(II) : (I) + Interferenzfilter (HWB: 55 Å, T_{max} = 0.91)

(III) : (II) + Fabry-Perot-Etalon (d = 100 μm, R = 0.9)

Tab. 1 Daten des Oszillators

Die Intensität pro Wellenlängenintervall nimmt bei Verringerung der Linienbreite zu. Diese ist kleiner als die Breite der Transmissionskurven der Resonatorelemente, da geringe Verluste an den Flanken der Transmissionskurven die Laseremission bereits unterdrücken.

5. Farbstofflaser-Verstärker

Um einige Richtlinien für den Bau der Verstärker zu bekommen, wurde ein einfaches theoretisches Modell entworfen. Die Lösung der zugehörigen Ratengleichung gibt die notwendigen Hinweise. Im folgenden Abschnitt werden die Grundgedanken dazu abgeleitet.

5.1 Theoretisches Modell

Die Geometrie unserer Anordnung ist so festgelegt, daß die z-Achse mit der des Farbstofflasers übereinstimmt. Die Pumprichtung senkrecht dazu entspricht der x-Achse.

Zur Erklärung des Verstärkungsvorgangs benützen wir ein modifiziertes Zwei-Niveau-Modell, das wir aus dem Termschema des lasergepumpten Farbstoffmoleküls in Fig. 2 entnehmen. Wegen der kurzen Vibrationsralaxationszeiten ist die Besetzung der Niveaus N_1' und N_0' zu vernachlässigen. Unter diesen Voraussetzungen läßt sich für die Besetzung des Niveaus N_1 unter Vernachlässigung von Stößen - diese Annahme ist berechtigt unter der Voraussetzung, daß Stöße zwischen Farbstoff- und Lösungsmittelmolekülen nicht zur Desaktivierung von N_1 beitragen - folgende Ratengleichung formulieren:

$$(1) \quad \frac{dN_1}{dt} = \underbrace{B(N - N_1)\frac{I_p}{C}}_{\text{(Absorption)}} - \underbrace{A_{10} N_1}_{\text{(spontane Emission)}} - \underbrace{B_{10} N_1 \frac{I_s}{C}}_{\text{(stimulierte Emission)}}$$

A, B : Einstein-Koeffizienten

I_s : Signalintensität pro Frequenzintervall

I_p : Pumpintensität pro Frequenzintervall

N : Anzahldichte der Farbstoffmoleküle

C : Lichtgeschwindigkeit

Für die Änderung des Farbstofflasersignals gilt weiter:

$$(2) \quad \frac{dI_s}{dz} = \underbrace{\sigma_e N_1 I_s}_{\text{(stimulierte Emission)}} - \underbrace{\sigma_a (N - N_1) I_s}_{\text{(Selbstabsorption)}}$$

σ_e : Querschnitt für stimulierte Emission

σ_a : Absorptionsquerschnitt

Die beiden Gleichungen sind in dieser allgemeinen Form nicht lösbar. Deshalb werden nun verschiedene Näherungen eingeführt. Unter Annahme eines stationären Zustandes - das ist möglich, da die Lebensdauer des angeregten Niveaus N_1 kürzer ist als die Impulsdauer des Pumplasers - gilt:

$$(3) \quad \frac{dN_1}{dt} = 0;$$

Aus Gl. (1) und Gl. (3) folgt:

$$(4) \qquad N_1 = \frac{N}{\frac{C A_{10}}{B \cdot I_p} + \frac{B_{10} I_s}{B I_p} + 1} ;$$

Unter Beschränkung auf die Verstärkung kleiner Farbstofflasersignale ($B_{10} I_s \ll B \cdot I_p$) - das ist der Fall bei den ersten Verstärkerstufen - und der Voraussetzung konstanter Pumpintensität über die Länge der Küvette ($d I_p / d z = 0$) gewinnt man aus Gl. (2) und Gl. (4) nach Integration über die Küvettenlänge L eine einfache Form für den Verstärkungsfaktor g:

$$(5) \qquad g = \frac{1}{L} \ln \frac{I_s (z=L)}{I_s (z=0)} = \left\{ \frac{(\sigma_e + \sigma_a) I_p}{\frac{C \cdot A_{10}}{B} + I_p} - \sigma_a \right\} \cdot N ;$$

In Fig. 8 ist der Verlauf von $g (I_p)$ nach Gl. (5) skizziert.

Nach einem linearen Anstieg des Verstärkungsfaktors bei kleinen Pumpintensitäten I_p geht dieser schließlich in die Sättigung, d.h. höhere Pumpintensitäten tragen zu keiner weiteren Verstärkung bei. Definiert man den Wirkungsgrad eines Verstärkers als den Quotienten aus dem Zuwachs an Signalintensität und der benötigten Pumpintensität, also

$$(6) \qquad \eta = \frac{\Delta I_s}{I_p} = \frac{(e^{gL} - 1) I_{so}}{I_p}$$

so gibt es für maximales η eine optimale Pumpintensität I_p^{opt}, wie in Fig. 9 schematisch dargestellt ist.

Eine Aufgabe dieser Arbeit war es, die optimalen Pumpintensitäten der einzelnen Verstärkerstufen zu ermitteln.

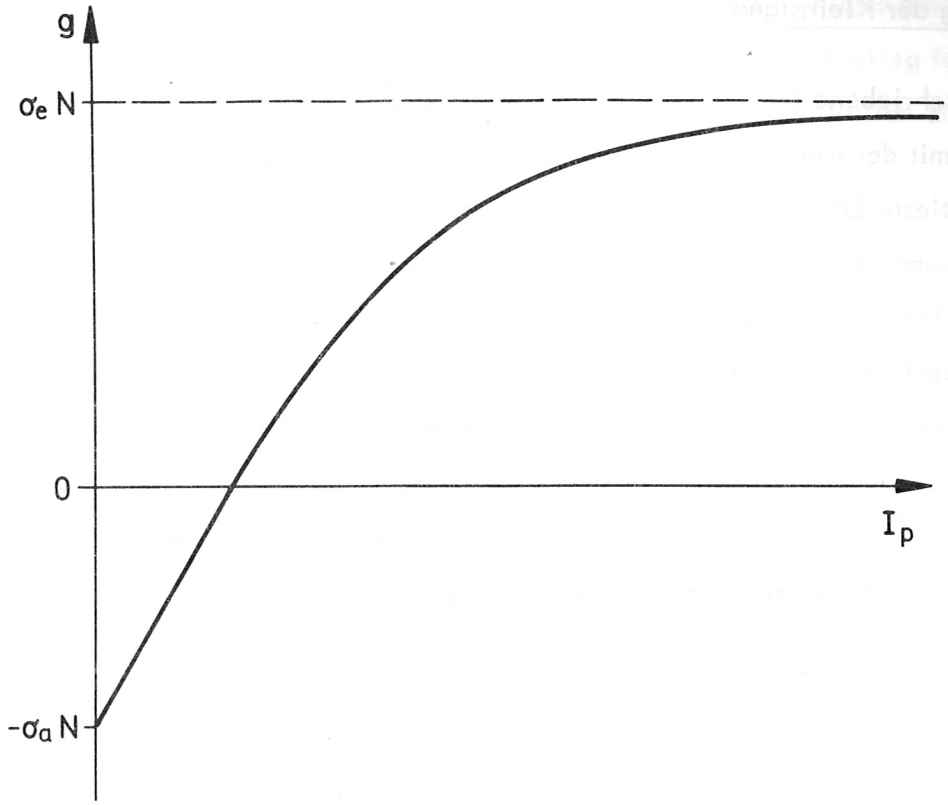

Fig. 8: Kleinsignalverstärkung

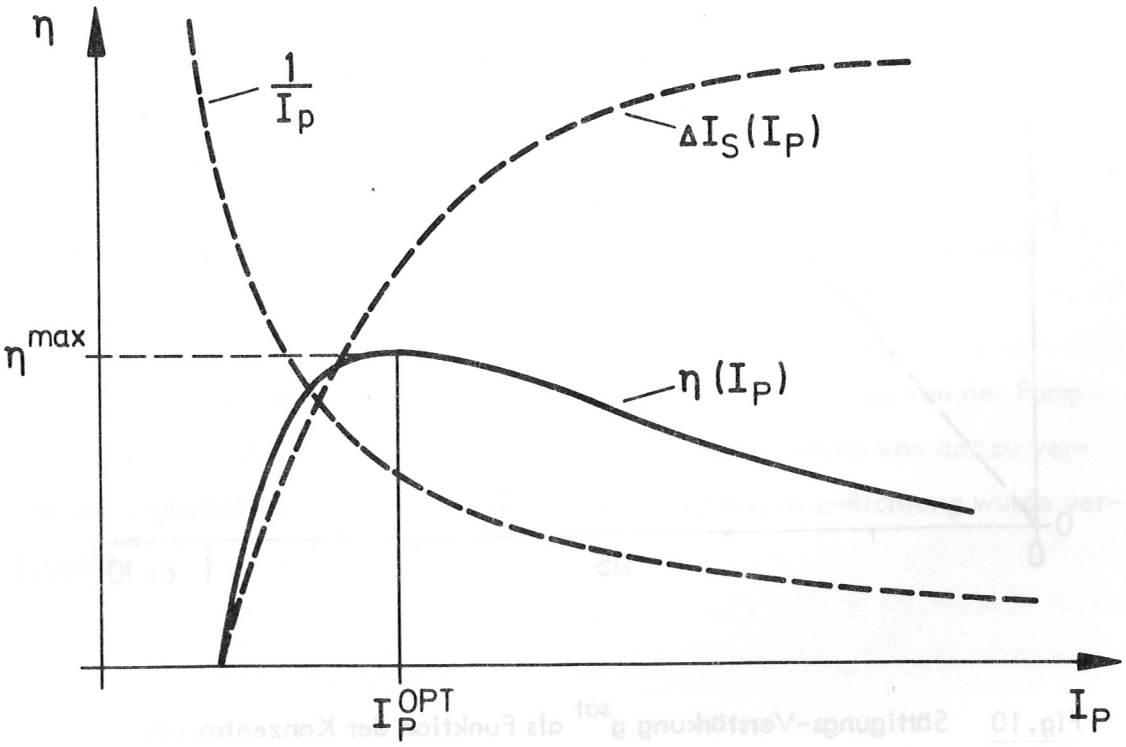

Fig. 9: Verstärkerwirkungsgrad

5.2 Messung der Kleinsignalverstärkung

Das oben beschriebene theoretische Modell sagt nach Gl. (5) einen linearen Anstieg der Verstärkung mit der Konzentration voraus. Der beim Oszillatorspektrum in Fig. 5 bereits diskutierte Effekt des Abfalls der Intensität bei höheren Konzentrationen läßt jedoch vermuten, daß es auch für die Verstärkerstufen eine optimale Konzentration gibt. Um diese zu bestimmen, wurden Kleinsignalverstärkungskurven $g(I_p)$ in Abhängigkeit der Konzentration aufgenommen. Der Versuchsaufbau glich dem in Fig. 3 bis auf eine weitere Diode, mit der das Verstärkereingangssignal I_s $(z = 0)$ gemessen wurde. Als Verstärkerzelle wird eine 10 mm Quarzküvette benutzt. Gleichzeitig wird das Spektrum der Laserlinie mit dem Vielkanalanalysator kontrolliert, um sicher zu sein, daß die Linienbreite erhalten bleibt.

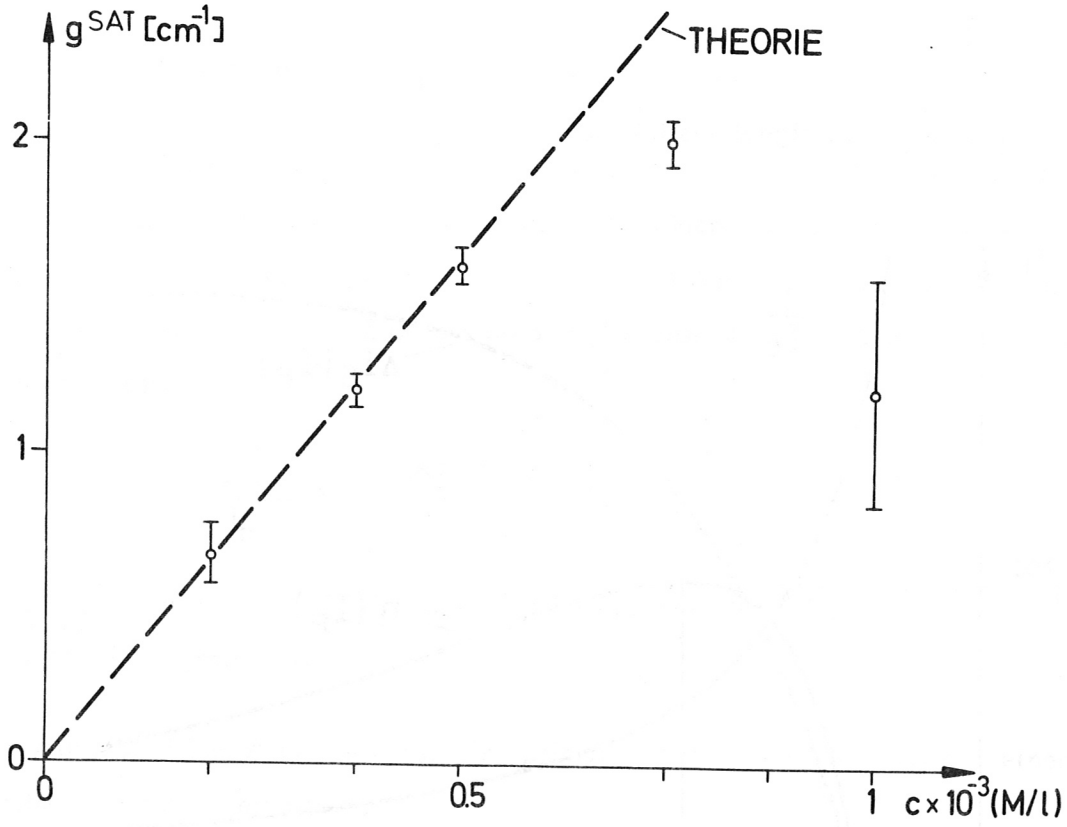

Fig. 10 Sättigungs-Verstärkung g^{sat} als Funktion der Konzentration

In Fig. 10 sind die Sättigungswerte der Verstärkungskurven g (I_p) über der Konzentration aufgetragen. Nach dem theoretisch erwarteten linearen Anstieg fallen die Meßwerte wieder ab, so daß sich die optimale Verstärkerkonzentration zu $0.75 \cdot 10^{-3}$ M/l ergibt.

Durch die Anpassung der theoretischen Kurven g (I_p) an die Meßpunkte der Kleinsignalverstärkung konnten weiterhin die Konstanten unseres theoretischen Modells (A_{10}/B, etc.) ermittelt werden. Diese Tatsache gestattete die Erweiterung unseres Verstärkermodells für größere Farbstofflasersignale.

5.3 Erweiterung des Modells für große Signale

Bei der Erweiterung des Modells für größere Signale war allerdings zu berücksichtigen, daß bisher implizit eine über den Strahlquerschnitt konstante Besetzung des angeregten Niveaus N_1 angenommen wurde. Dies ist besonders bei größeren Signalintensitäten nicht erfüllt. Es stellt sich vielmehr ein Inversionsprofil N_1 (x) in Richtung des Pumplaserstrahls ein.

Für die Absorption der Pumpintensität I_p gilt:

(7) $$\frac{d I_p}{d x} = - \sigma_R \, (N - N_1 (x)) \, I_p ;$$

σ_R : Absorptionsquerschnitt für Pumplicht

Das Ergebnis der simultanen numerischen Lösung von Gl. (7) und Gl. (4) zeigt Fig. 11.

Die Breite des Inversionsprofils Δ x hängt in komplizierter Form ab von der Pumpintensität, der Farbstoffkonzentration und in empfindlichem Maße von der zu verstärkenden Signalintensität. Eine Abhängigkeit des Profils in z-Richtung wurde vernachlässigt.

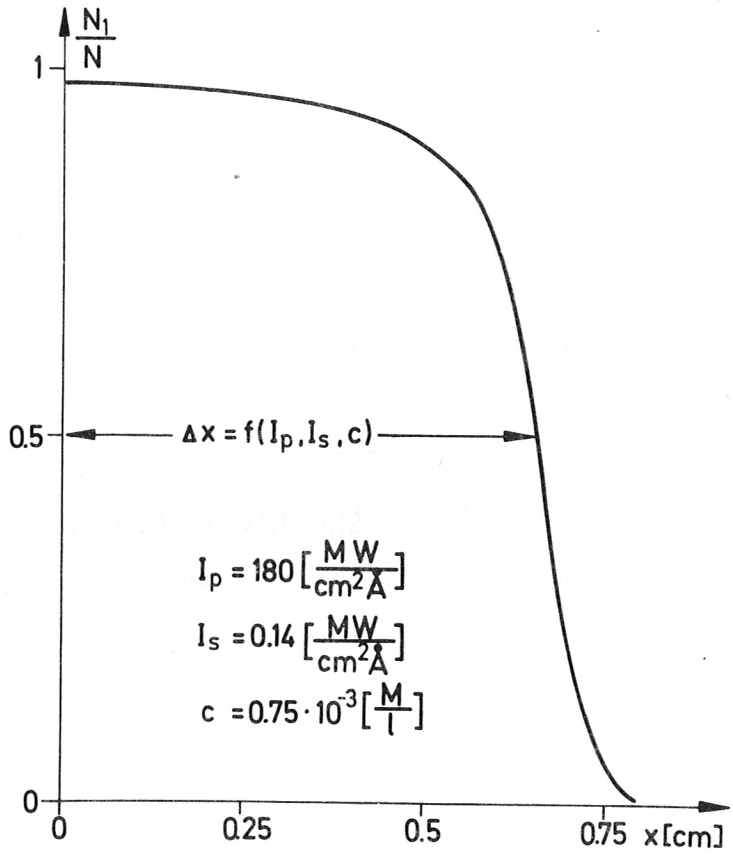

Fig. 11 Inversionsprofil

Unter Berücksichtigung des Inversionsprofils wurden nun Verstärkungskurven g (I_p) für verschiedene Signalintensitäten numerisch berechnet und so die optimalen Pumpintensitäten I_p^{opt} bestimmt. Zur Kontrolle wurden auch Verstärkungskurven für größere Signalintensitäten gemessen und mit den theoretischen Kurven verglichen. Ein Beispiel dafür ist in Fig. 12 angegeben.

Die theoretische Kurve für das kleinere Signal wurde den Meßpunkten angepaßt und daraus eine für die größere Signalintensität berechnet. Der Verlauf der gerechneten Kurve ist in Fig. 12 gestrichelt angegeben und stimmt mit den Meßpunkten qualitativ

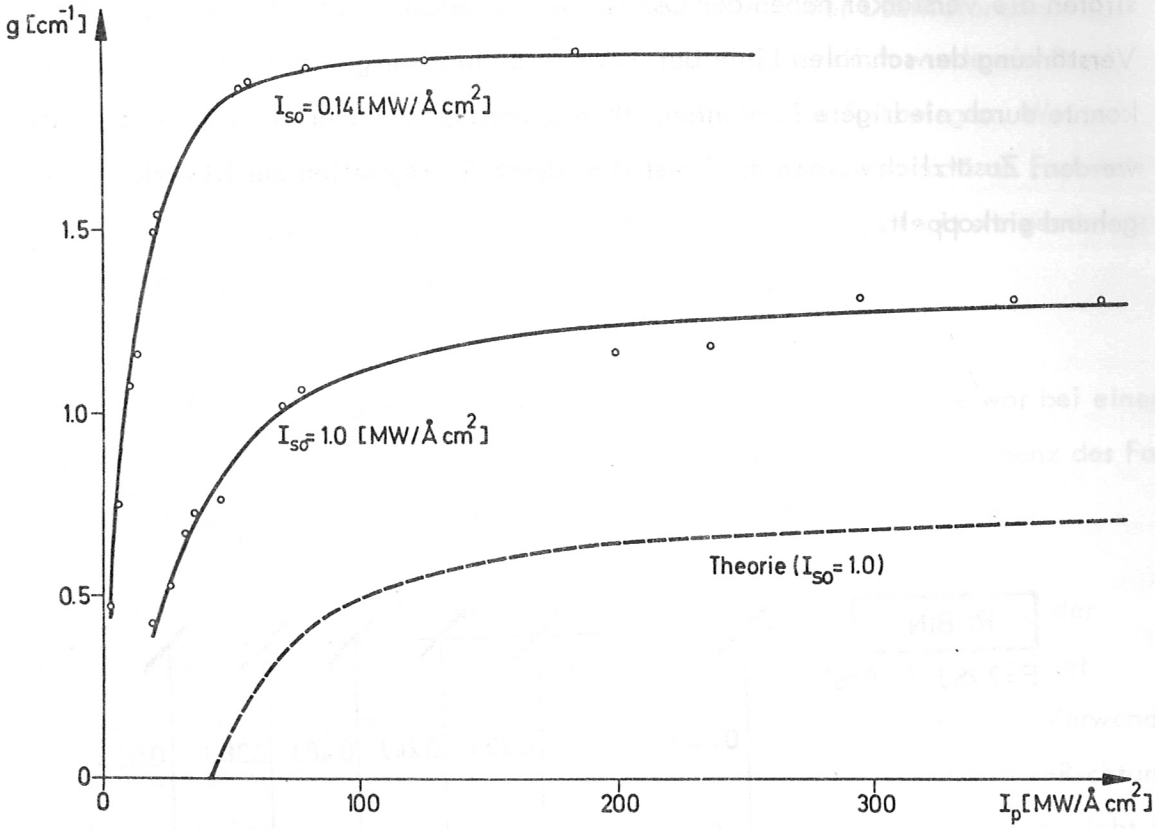

Fig. 12: Verstärkungskurven verschiedener Signalintensität

überein. Ohne Berücksichtigung des Inversionsprofils entspräche die Kurve für das größere Signal lediglich einer Parallelverschiebung derjenigen für das kleinere Signal in Richtung größerer Pumpintensitäten. Der Trend zu kleineren Sättigungswerten bei höheren Signalintensitäten für die Verstärkungskurven g (I_p) wird deutlich wiedergegeben. Der Grund für die quantitative Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie rührt vermutlich von der Vernachlässigung der z-Abhängigkeit des Inversionsprofils her, die rechentechnisch nicht berücksichtigt werden konnte.

6. Anordnung des Farbstofflasersystems

Experimente zur Verstärkung größerer Signale mit mehreren Farbstoffküvetten wurden durchgeführt. Dabei ergab sich, daß bei entsprechend höheren Pumpintensitäten die Verstärker neben der Oszillatorlinie selbst oszillierten und so eine Verstärkung der schmalen Linie bei 7296 Å nicht mehr gewährleistet war. Dies konnte durch niedrigere Pumpintensitäten eingeschränkt aber nicht ausgeschlossen werden. Zusätzlich wurden die Verstärker durch Schrägstellen der Küvetten weitgehend entkoppelt.

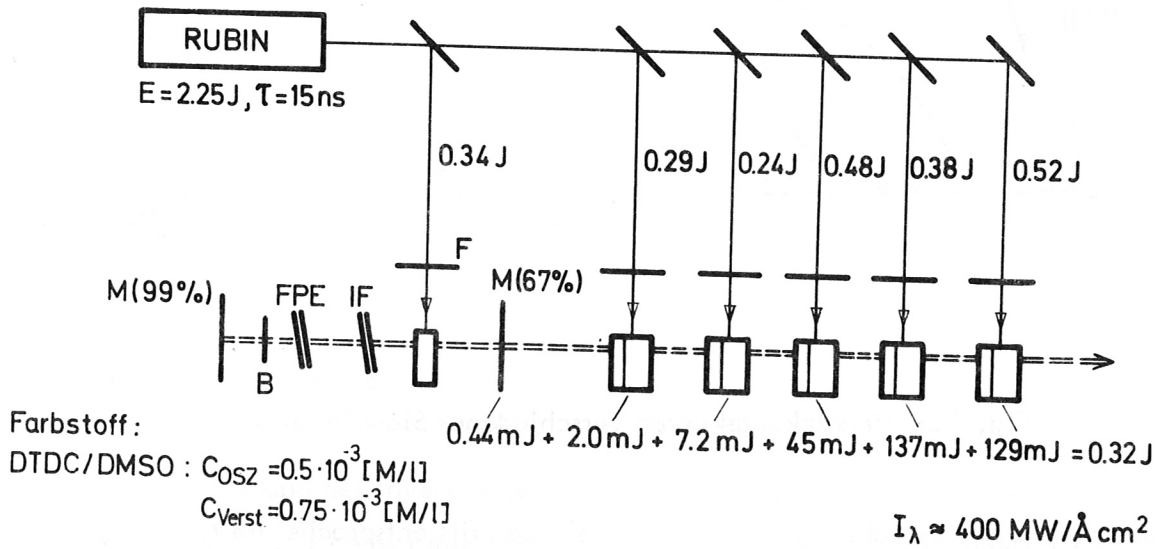

Fig. 13: Farbstofflasersystem bei λ = 7296 Å ($\Delta\lambda$ = 0.1 Å)

In Fig. 13 ist die endgültige Anordnung des Farbstofflasers skizziert. Der 2.25 J Rubinlaser mit einer Impulsdauer von 15 nsec pumpt den Farbstofflaseroszillator und fünf Verstärkerküvetten. Die angegebenen Pumpenergien ergeben sich durch Fresnelsche Reflexion an unbedampften Glasplatten. Der Reflexionsgrad eines Strahlteilers richtet sich nach Brechungsindex und Anzahl der Platten. Der Oszillator entspricht im wesentlichen den Daten von Tab. 1 (Anordnung III). Zusätzlich wurde ein Brewsterfenster B in den Resonator eingebracht, um die Polarisation festzulegen. Weiterhin ist der entsprechende mit einem Konuskalorimeter gemessene Zuwachs an Farbstofflaserenergie für jede Stufe angegeben. Der Wirkungsgrad wächst mit steigender Anzahl der Küvetten bis zur vorletzten an.

Die Farbstofflaserleistung von etwa 20 MW in der 0.1 Å breiten Linie war bei einem Impulsabstand von ca. 2 min über mehrere Stunden konstant. Die Divergenz des Farbstofflasers betrug 5 - 10 mrad, die Pulsdauer entsprach der des Pumplasers.

Durch Drehen des Etalons FPE und des Interferenzfilters IF im Resonator ist der Laser in einem Wellenlängenbereich von ca. 50 Å abstimmbar. Berechnet man nachträglich das Inversionsprofil der einzelnen Verstärkerstufen unter Verwendung der gemessenen Signalintensitäten, so stellt sich eine Strahlverengung in x-Richtung mit steigender Farbstofflaserleistung heraus. Dadurch wird der Farbstofflaser nicht in seinem ursprünglichen Querschnitt verstärkt und man verliert an Effizienz. Dies bedeutet, daß der maximale Wirkungsgrad des beschriebenen Farbstofflasers durch die Pumpgeometrie bestimmt ist.

Durch die letztlich geringe Strahlbreite von etwa 1 - 2 mm - die Höhe wird durch den Strahlquerschnitt des Rubinlasers bestimmt - kommt es auf eine genaue Justierung der Küvetten an, die mit einem He-Ne-Laser durchgeführt wird.

7. Die Frequenzverdopplung

7.1 Allgemeine Bemerkungen

Die Frequenzverdopplung zählt heute zu den Standardmethoden der Lasertechnik. Bei hohen Lichtintensitäten wird in einem optisch nichtlinearen Kristall die 2. Harmonische

der eingestrahlten Lichtwelle erzeugt. Entscheidend ist eine gute Phasenanpassung ("phase matching") von Grund- und Oberwelle im Kristall. Dies erreicht man durch die Verwendung von doppelbrechenden Materialien. Unter bestimmtem Winkel zur optischen Achse entspricht der Brechungsindex des ordentlichen Strahls bei der Grundwellenlänge dem des außerordentlichen bei der Wellenlänge der 2. Harmonischen (negativ einachsiger Kristall) und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der beiden Wellen ist gleich. Steht der E-Vektor der einfallenden Laserstrahlung senkrecht zur Ebene zwischen der optischen Achse des Kristalls und des Laserstrahls, so entspricht dieser dem ordentlichen Strahl.

Bei bestimmten Kristallen und Wellenlängenbereichen ist eine sog. unkritische Phasenanpassung möglich. Dies ist der Fall, wenn der Phasenanpassungswinkel θ_m gleich 90° ist, die Indexellipsoide sich also nicht schneiden, sondern berühren. Dadurch wird einmal der kritische Winkelbereich für θ_m breiter, zum anderen werden "walk-off"-Verluste vermieden. Diese entstehen bei Winkeln $\theta_m \neq 90^\circ$ durch das räumliche Auseinanderlaufen der beiden Wellen, da die Poynting-Vektoren jeweils senkrecht auf dem Indexellipsoid stehen. Dadurch wird die effektive Länge des Kristalls begrenzt. Bei abstimmbaren Lasern erreicht man die Anpassung im Fall $\theta_m \neq 90^\circ$ durch Drehen des Kristalls und bei $\theta_m = 90^\circ$ durch Temperaturvariation.

7.2 Wahl des Kristalls

Zur effektiven Frequenzverdopplung des vorher beschriebenen Farbstofflasers wird ein $1.5 \times 1.5 \times 1.5\ cm^3$ Lithium-Jodad-Kristall ($Li\ JO_3$) verwandt. Die Auswahl dieses Kristalls erfolgte nach folgenden Kriterien: $Li\ JO_3$ besitzt hohe, nichtlineare Koeffizienten. Es ist für die Grund- und Oberwelle nahezu 100% transparent. Zerstörung des Kristalls erfolgt laut Datenblatt erst bei Laserintensitäten größer als $100\ MW/cm^2$. Allerdings ist weder bei $Li\ JO_3$, noch bei anderen in Frage kommenden Materialien wie ADP oder KDP bei 7296 Å unkritische Phasenanpassung möglich.

7.3 Bestimmung des Wirkungsgrades

Mit dem in Fig. 14 skizzierten Versuchsaufbau wurden die Intensitäten der frequenzverdoppelten Farbstofflaser-Strahlung bei $\lambda = 3648$ Å gemessen.

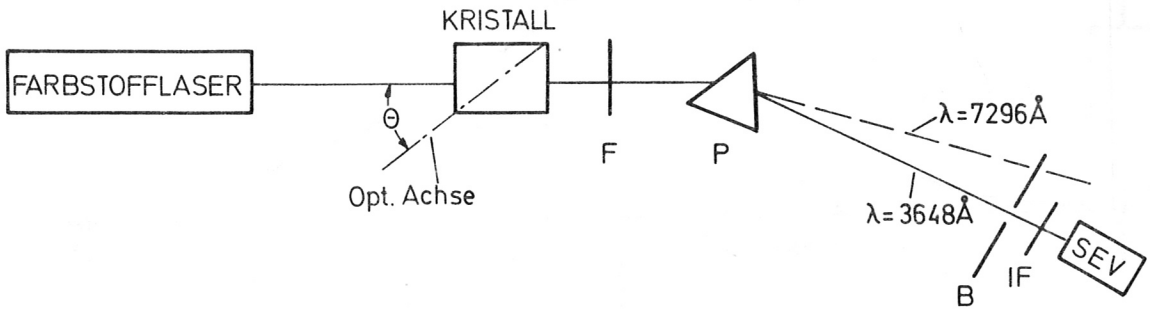

Fig. 14: Versuchsaufbau

Der Li JO_3-Kristall sitzt auf einem drehbaren Teller. Ein Filter F (Fa. Schott: BG-10) blockt den Großteil des Infrarotlichts ab. Der Rest wird durch ein Prisma P von der 2. Harmonischen spektral getrennt. Eine Blende B und ein Interferenzfilter IF (HWB: 59 Å, $T_{max} = 0.25$) halten das langwelligere Falschlicht vom Sekundärelektronenvervielfacher SEV (Typ RCA 7265) ab.

Die Intensität der 2. Harmonischen in Abhängigkeit von Winkel Θ zwischen der optischen Achse des Kristalls und des Laserstrahls zeigt Fig. 15.

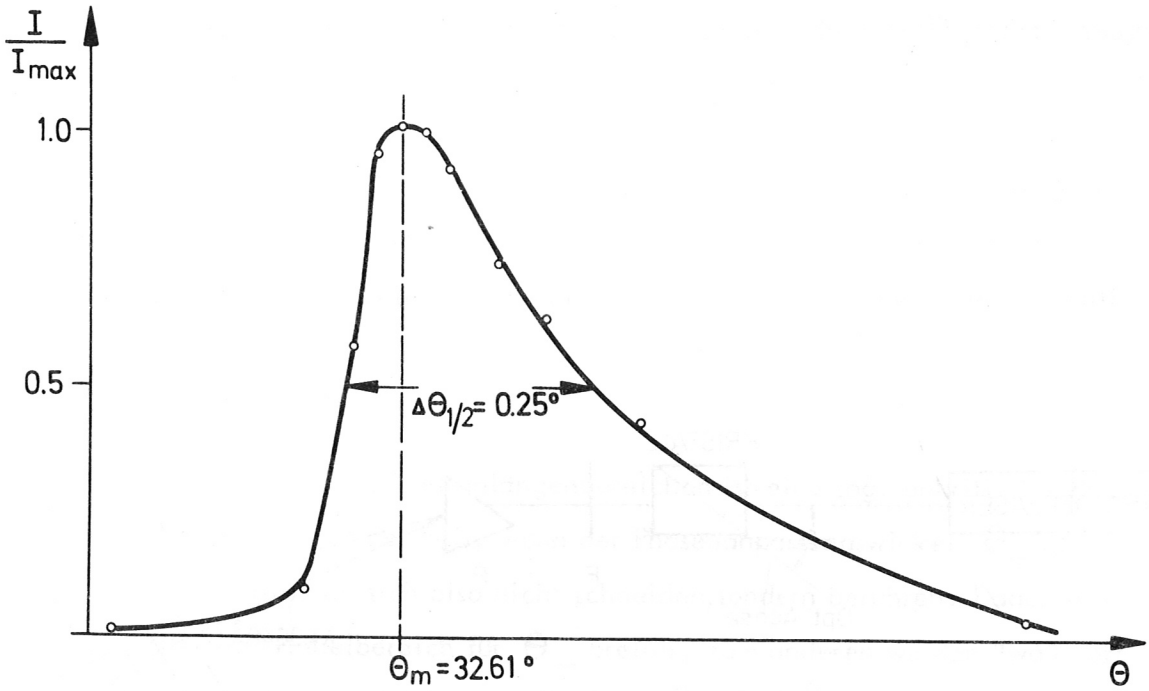

Fig. 15: Intensität der 2. Harmonischen

Die Breite der Kurve von etwa 0.25° wird wesentlich durch die Strahlqualität des Farbstofflasers bestimmt. Bis 40 $MW\,cm^{-2}$ Farbstofflaserintensität in einer Linienbreite von 0.1 Å stieg die maximale Energiekonversionsrate in erwarteter Weise auf $(10 \pm 3)\%$ an.

Wurde der Farbstofflaser bei höheren Leistungen betrieben, so kam es in unterschiedlichem Maße zu der oben erwähnten Selbstoszillation der Verstärker. Diese nicht reproduzierbare Störung verhinderte in der bisherigen Versuchsanordnung die exakte Bestimmung des Frequenzverdoppler-Wirkungsgrades bei größeren Intensitäten.

Dieser vor allem auch für die Erzeugung höherer Farbstofflaserleistungen bedeutsame Effekt - das breitbandige Störsignal wird schließlich besser verstärkt als die schmale Linie - muß durch geeignete Maßnahmen wie die Verwendung selektiver Filter unterdrückt werden.

8. Grenzen des beschriebenen Lasersystems

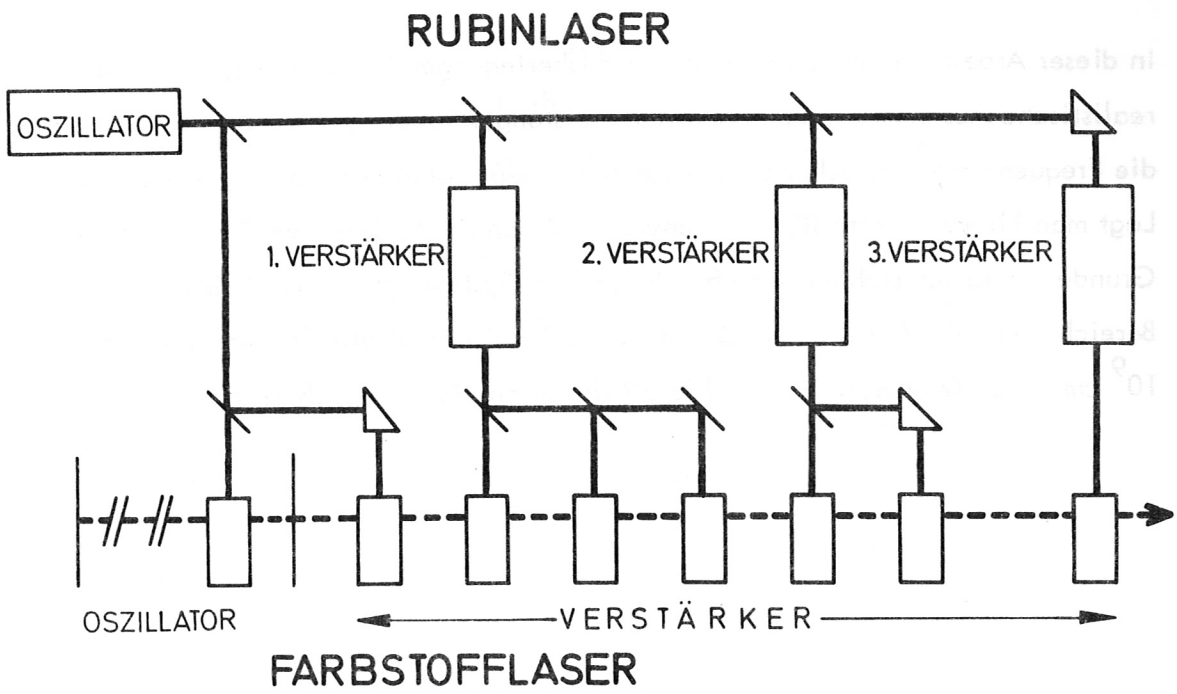

Fig. 16: Anordnung eines Höchstleistungs-Farbstofflasers

Durch die in Fig. 16 skizzierte Anordnung mehrerer Rubinlaserverstärker, getriggert durch einen Oszillator, sind Gesamtpumpleistungen von einigen 10^9 W erreichbar. Damit lassen sich nach den in dieser Arbeit beschriebenen theoretischen Abschätzungen über den Wirkungsgrad der Farbstofflaserverstärker Leistungen im Bereich von 100 MW bei 7296 Å erzielen. Die Frequenzverdopplung dieser Strahlung in einem Li JO_3-Kristall ist mit einem Wirkungsgrad von mehr als 10% aufgrund der Messungen möglich. Damit hängt die L_α-Leistung des Systems im wesentlichen von der Konversionsrate für die Frequenzver-

dreifachung ab. Werte dafür von 10^{-3} haben Harris et al. /2/ für die Erzeugung von 1182 Å Strahlung in einem Ar-Xe-Gemisch bei einer Eingangsleistung von 13 MW gemessen, allerdings bei Impulslängen von 25 psec.

9. Schlußbemerkung

In dieser Arbeit wurden Experimente und Überlegungen beschrieben, die eine realistische Abschätzung über mögliche Leistungen einer Lyman - α - Quelle durch die Frequenzversechsfachung eines rubinlasergepumpten Farbstofflasers gestatten. Legt man Literaturwerte für die Konversionsraten der Frequenzverdreifachung zu Grunde, so lassen sich mit dem beschriebenen System Lyman- α -Leistungen im Bereich von 10^3 W erreichen. Damit wären lokale Neutralteilchendichten von 10^9 cm^{-3} bei Temperaturen von 100 eV in Fusionsplasmen nachweisbar.

Literaturverzeichnis

/1/ W.-G. Wrobel, IPP Bericht 1/160 (1976)
W.-G. Wrobel, K.-H. Steuer, H. Röhr, Phys.Rev. Lett. 37 (1976) 1218

/2/ A.H. Kung, J.F. Young, S.E. Harris, Appl.Phys.Lett. 22 (1973) 301
Appl. Phys. Lett. 28 (1976) 294

/3/ C. Breton, R. Papoular, J. Opt. Soc. Am. 63 (1973) 1225

/4/ J.L. Carlsten, T.J. Mc Ilrath, Opt. Com. 8 (1973) 52

/5/ A.M. Bonch-Bruevich, T.K. Razumova, I.O. Stavobogatov,
Sov. J. Quant. Electron. 4 (1975) 1380

/6/ C. Loth, Y.H. Meyer, F. Bos, Opt. Com. 16 (1976) 310

/7/ Y. Miyazoe, M.Maeda, Opto-Electronics 2 (1970) 227

/8/ K.H. Drexhage, Laser Focus März 1973, p. 35

/9/ P.E. Oettinger, C.F. Dewey jr., IEEE J. QE 12 (1976) 95

/10/ S.J. Wawilow, Z. Physik 31 (1925) 750

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

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

Weiterhin bedanke ich mich bei den Herren Dr. Steuer und Dr. Engelhardt für wertvolle Diskussionen, bei Herrn Wunderlich für die Hilfe bei den numerischen Rechnungen, bei Herrn Hägelsperger für die Verspiegelung der Etalons, und bei den Herren Schmitt und Strobl für die gute Zusammenarbeit.