

EIN JODLASER HOHER AUSBEUTE
MIT SCHNELLER REPETITIONSRATE

K. Hohla, K.J. Witte

IPP IV/90

Juli 1976



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

EIN JODLASER HOHER AUSBEUTE
MIT SCHNELLER REPETITIONSRATE

K. Hohla, K.J. Witte

IPP IV/90

Juli 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.*

IPP IV/90 K. Hohla
K.J. Witte

An iodine laser of high
efficiency and fast repetition
rate

August 1976 (in German)

Abstract

The scaling laws of an iodine laser of high efficiency and fast repetition rate are reported. The laser is pumped with a new kind of low pressure Hg-UV-lamps which convert 32 % of the electrical input in UV-light in the absorption band of the iodine laser and which can be fired up to 100 Hz. Details of a 10 kJ/1 nsec system as dimensions, energy density, repetition rate, flow velocity, gas composition and gas pressure and the overall efficiency are given which is expected to be about 2 %.

Gliederung

	Seite
1. Einleitung	3
2. Gesamtwirkungsgrad	3
3. Verstärkergeometrie und Pumpdauer	5
4. Skalierungsgesetze	8
5. Diskussion der Material- und Konstruktionsparameter	13
6. Auslegungsbeispiel: 10 kJ/l nsec	15
7. Zusammenfassung	22
8. Literaturverzeichnis	23
9. Anhang Anwendung der Hg-Lampen in einem JOPO	25

EIN JODLASER HOHER AUSBEUTE MIT SCHNELLER REPETITIONSRATE

1. Einleitung

Für die technische Anwendung des Laserfusionskonzeptes werden Hochleistungslaser benötigt, die intensive, kurze Pulse ($10^4 - 10^6$ Joule) im Bereich von 100 psec bis 1 nsec bei einem Wirkungsgrad von 5 - 10 % und einer Repetitionsrate von 10 - 100 Hz aussenden können /1/. Laser dieser Art sind bisher nicht verfügbar. Der im folgenden beschriebene Jodlaser bedeutet einen Schritt vorwärts im Hinblick auf die Erfüllung der genannten Forderungen. Dabei werden der erzielbare Wirkungsgrad, die Skalierungsgesetze und die erreichbare Repetitionsrate des Lasers näher untersucht. Auf die Pulsdauer wird nicht eingegangen, da schon in /2, 3, 4/ gezeigt wurde, daß Pulsdauern im genannten Bereich verwirklicht sind, und der Wirkungsgrad nicht von der Pulsdauer abhängt.

2. Gesamtwirkungsgrad

Ausgangspunkt der Überlegungen sind eine neue Art von Niederdruck Hg-Strahlern /5, 6/, die bei einer 200-fach höheren Strom- und Leistungsdichte als die bisherigen, konventionellen Niederdruckstrahler UV-Licht bei der Hg-Linie von 254 nm, die innerhalb der Pumpbande von 220-330 nm des Jodlasers liegt, erzeugen und sowohl im Dauerstrich wie im Pulsbetrieb bis zu 100 Hz ohne Einbuße in der Ausbeute betrieben werden können. Die Lebensdauer im Dauerstrich beträgt mehrere tausend Stunden, was beim Pulsbetrieb um 100 Hz etwa 10^9 Schüssen entspricht. Ferner kann im Pulsbetrieb die UV-Abstrahlung auf das 4-fache des Dauerstrichwertes erhöht werden. Dauerstrich-Leistungsdichten von $\epsilon_{UV} = 2.5$ W/cm Lampenlänge sind bisher bei einem

Wirkungsgrad von $\eta_{UV} = 32 \%$ (UV-Strahlleistung / elektrische Klemmenleistung) erzielt worden; eine Steigerung auf 40 % scheint möglich.

Gegenüber den Xenon-Blitzlampen, die nur zwischen 6 - 8 % der elektrischen Klemmenleistung in UV-Licht umsetzen /7/, dafür aber eine um das 10^4 -fache höhere UV-Leistungsdichte besitzen, bedeuten diese Daten eine Steigerung der Ausbeute um das 4 bis 5.3-fache. Um denselben Betrag verbessert sich natürlich der Gesamtwirkungsgrad des Jodlasers, der gemäß der folgenden Beziehung

$$\eta_{ges} = \eta_k \times \eta_{ex} \times \eta_{UV} \times \eta_q \quad (1)$$

als ein Produkt mehrerer Einzelgrößen dargestellt werden kann. Dabei beschreibt η_k den Bruchteil des von den UV-Lampen ausgesandten Lichtes, der im aktiven Medium absorbiert wird. η_{ex} gibt den Bruchteil der gespeicherten Infrarotenergie an, der durch den Laserpuls abgerufen werden kann. η_q ist der Quantenwirkungsgrad. Mit den Zahlenwerten $\eta_k = 0.8$, $\eta_{ex} = 0.50$, $\eta_{UV} = 0.32$ und $\eta_q = 0.2$ wird

$$\eta_{ges} = 0.8 \times 0.5 \times 0.32 \times 0.2 = 2.6 \% \quad ^+$$

Zieht man die mögliche Steigerung des Lampenwirkungsgrades η_{UV} auf 40 % in Betracht, so sind sogar mehr als 3 % Gesamtwirkungsgrad erreichbar.

⁺ Die in Frage kommenden RJ-Moleküle wie CF_3J oder C_3F_7J besitzen neben der angesprochenen Absorptionsbande noch weitere, mehr im Kurzwelligen gelegene. Es wäre denkbar, daß sich damit die Ausbeute noch weiter steigern ließe. Doch ist darüber noch wenig bekannt.

3. Verstärkergeometrie und Pumpdauer

Bevor wir uns mit den Skalierungsgesetzen eines Jodlasers befassen, der mit den beschriebenen Lampen repetitiv gepumpt werden kann, muß die Verstärkergeometrie festgelegt werden. Da das Lasermedium (CF_3J oder $\text{C}_3\text{F}_7\text{J}$, kurz mit RI bezeichnet) nicht reversibel ist, muß es nach jedem Schuß ausgetauscht werden, was ein Strömungssystem erfordert. Hier sind 2 Konzepte denkbar: Längsdurchströmung, Laserstrahl und Strömungsgeschwindigkeit parallel zueinander, oder Querdurchströmung mit Laserstrahl und Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zueinander. Für mäßige Schußfrequenzen wird das Längsdurchströmungsprinzip anwendbar sein, für hohe Schußfrequenzen wird man auf das Querdurchströmungsprinzip übergehen müssen. Beide Konzepte werden hier parallel nebeneinander verfolgt. Für die Längsdurchströmung wählen wir gemäß Fig. 1 ein zylindrisches Quarzrohr der Länge l und vom Durchmesser d , das von UV-Lampen umgeben ist, die untereinander den Abstand b haben und parallel zur Rohrachse angeordnet sind.

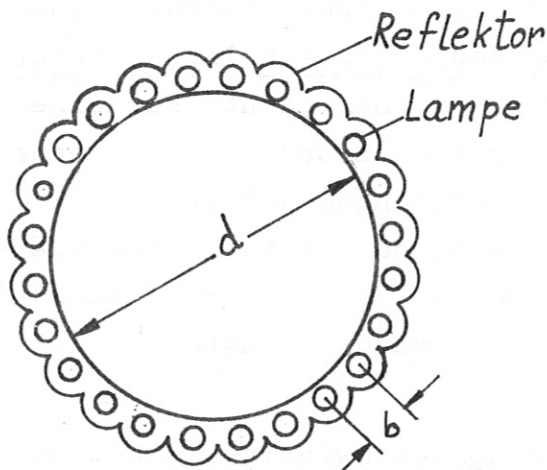


Fig. 1: Verstärkergeometrie bei Längsströmung (Länge l)

Laserstrahl liegen ^{+) und von Reflektoren umgeben sind. Das Medium strömt quer zum Laserstrahl mit der Geschwindigkeit v .}

^{+) Da das Hg-Plasma optisch nicht dünn ist, hat es keinen Zweck, die Lampen sehr dicht zu packen, etwa ohne Zwischenraum ($b=0$) oder übereinander geschichtet.}

Für die Querdurchströmung ist ein quaderförmiger Verstärker zweckmäßig (siehe Fig. 2). Die Länge sei l , die Breite W und die Höhe d , die dem Laserstrahldurchmesser entspricht. Die Breite W wird so gewählt, daß ein mehrfacher Strahldurchgang ($i = \text{Anzahl der Strahldurchgänge}$) möglich ist (in Fig. 2 2-mal). Die Ober- und Unterseite des Verstärkers besteht aus Quarzplatten, die an ihrer Außenseite mit UV-Lampen bedeckt sind, die im Abstand b voneinander parallel zum

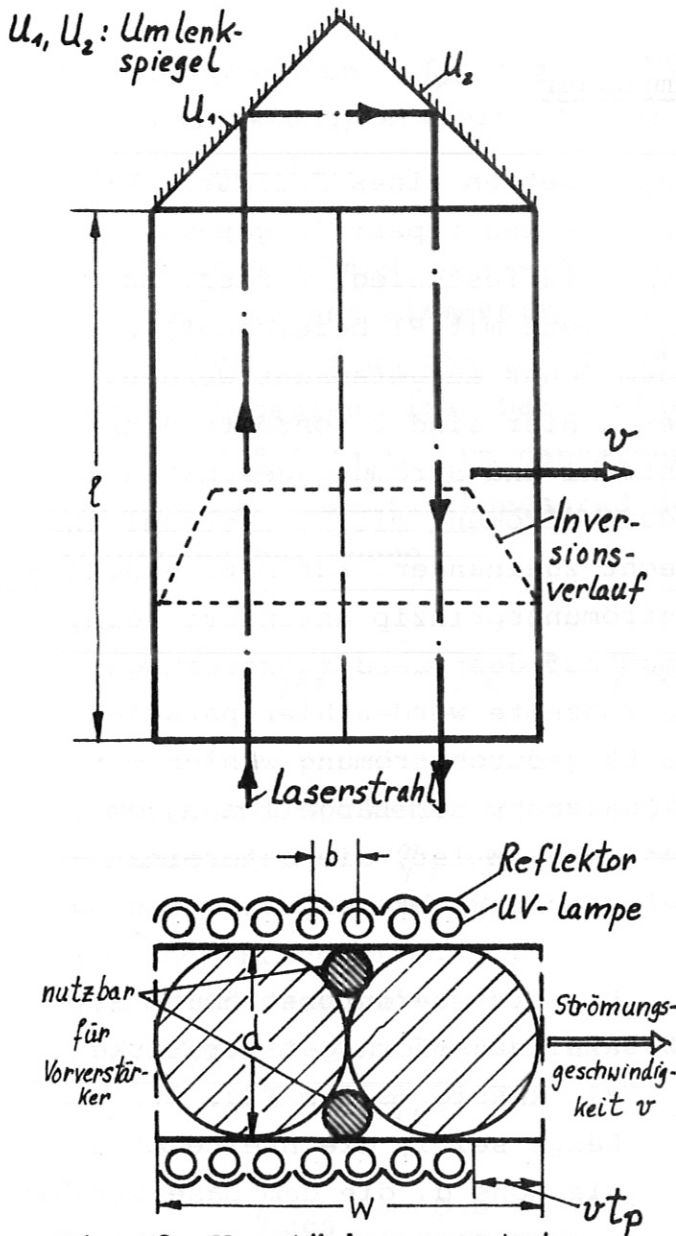


Fig. 2: Verstärkergeometrie bei Querströmung mit 2-fachem Strahldurchgang ($i = 2$)

Wegen der Verschleppung der angeregten Jodatome in Strömungsrichtung durch die Strömungsgeschwindigkeit v darf nicht die ganze Verstärkeroberfläche mit UV-Lampen bedeckt werden (sowohl bei der Quer- wie auch bei der Längsdurchströmung). Die Länge des sich in Strömungsrichtung erstreckenden, unbedeckten Teiles ist durch $v t_p$ gegeben, wobei t_p die Pumpdauer ist. Bei vollständiger Nutzung des Pumplichtes wirkt sich die Strömungsgeschwindigkeit dahingehend aus, daß sie das Volumen des Lasermediums, das für die totale Absorption des Pumplichtes benötigt wird, gegenüber dem Fall $v = 0$ vergrößert, was sich letztlich in einer niedrigeren, spez. Energiedichte der gespeicherten Infrarotenergie bemerkbar macht. Für einen kompakten Laser ist also eine kleine Strömungsgeschwindigkeit wünschenswert, insbesondere auch wegen der Forderung nach kleinen Strömungsverlusten.

Eine andere Konsequenz der Strömungsgeschwindigkeit besteht darin, daß die Inversion in Strömungsrichtung nicht konstant ist. Sie steigt am Eintritt in den Verstärker innerhalb der Strecke $v \cdot t_p$ von Null auf einen durch die Pumprate und -dauer bestimmten Wert an, bleibt dann bei diesem Wert stehen, bis sie am Austritt des Verstärkers innerhalb der Strecke $v \cdot t_p$ wieder auf Null absinkt. Man muß daher bei der Querdurchströmung für eine weitgehend homogene Energieverteilung über den Querschnitt des Lichtpulses

durch entsprechende Strahlführung dafür Sorge tragen, daß alle Strahlen des Pulses ungefähr dieselbe Verstärkung erfahren, was bei dem in Fig. 2 gezeigten Beispiel durch Einbau einer seitenvertauschenden Abbildung zwischen den beiden Umlenkspiegeln U_1 und U_2 möglich wäre.

Um sicherzustellen, daß die eingestrahlte UV-Energie auch weitgehend im Medium absorbiert wird und nicht durch Hinaustreten verloren geht, muß der RJ-Druck so gewählt werden, daß der Strahldurchmesser d rund das 1.5-fache der Absorptionslänge $(n_{RJ} \sigma_A)^{-1}$ des UV-Lichtes im Lasermedium beträgt ($\sigma_A = 4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$; effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt von CF_3J und $\text{C}_3\text{F}_7\text{J}$ bei $\lambda = 254 \text{ nm}$), also

$$d = \frac{1.5}{n_{RJ} \sigma_A} \quad (2)$$

Die nächste Überlegung betrifft die Pumpzeit t_p , die unter den vorliegenden Bedingungen nicht beliebig lange ausgedehnt werden kann, da bereits während des Pumpens das Quenchen der angeregten Jodatome durch die Ausgangssubstanz RJ und eventuelle Verunreinigungen beachtet werden muß. Die durch Quenchen in den Grundzustand überführten Jodatome rekombinieren im Fall des $\text{C}_3\text{F}_7\text{J}$ sehr schnell mit dem Radikal C_3F_7 zur Ausgangssubstanz $\text{C}_3\text{F}_7\text{J}$, so daß die Inversion $\Delta n = n_{J^*} - \frac{1}{2} n_J$ hier nur einfach, aber nicht doppelt betroffen ist.

Anders ist die Situation dagegen beim CF_3J . Da die Radikale sehr schnell dimerisieren, finden die gequenchten J-Atome keinen Rekombinationspartner mehr vor und vermindern daher die Inversion zusätzlich. Läßt man einen Inversionsquencherverlust von 10 % zu, dann läßt sich an Hand der entsprechenden Ratengleichung für n_{J^*} zeigen, daß zwischen Pumpzeit t_p und Quenchzeit t_Q (Abfall auf $1/e$) die Beziehung

$$t_p = 0.2 t_Q = 1/(5 n_{RJ} k_{Q, \text{eff}}) \quad (3)$$

mit

$$k_{Q, \text{eff}} = \begin{cases} 10 k_Q & \text{für } \text{C}_3\text{F}_7\text{J} \\ 1,5 k_Q & \text{für } \text{CF}_3\text{J} \end{cases} \quad \text{besteht.}$$

k_Q ist die Quenchkonstante.

4. Skalierungsgesetze

Mit den Gl. (2) und (3) läßt sich die spez. Energiedichte l_{sp} [J/cm³] der im Verstärker gespeicherten Infrarotenergie berechnen. Mit der Annahme, daß 90 % des von den Lampen ausgesandten UV-Lichtes ϵ_{UV} (in W/cm) im Lasermedium absorbiert wird, ergibt sich

$$l_{sp} = \begin{cases} 0.81 \epsilon_{uv} \eta_q \cdot t_p \cdot (l - v t_p) \frac{\pi d/b}{l \pi d^2/4} = 0.086 \frac{\epsilon_{uv} G_A}{b k_{a,eff}} (1 - v t_p/l) & \text{für Längsdurchströmung} \\ 0.81 \epsilon_{uv} \eta_q \cdot t_p \cdot l \frac{2(W - v t_p)}{b l w d} = 0.043 \frac{\epsilon_{uv} G_A}{b k_{a,eff}} (1 - v t_p/W) & \text{für Querdurchströmung} \end{cases} \quad (4)$$

Gl. (4) zeigt deutlich, wie durch die Strömungsgeschwindigkeit die spez. Infrarotenergiedichte vermindert wird; um wieviel, soll die folgende Überlegung klären.

Würden die UV-Lampen im Dauerstrich brennen, beträge die Schußrate $1/t_p$. Bei dieser Beanspruchung ist aber die UV-Abstrahlung ϵ_{uv} der Lampen am geringsten. Um den im Pulsbetrieb 4-fach höheren ϵ_{uv} -Wert auszunutzen, muß man sich mit einer kleineren Schußfrequenz als $1/t_p$ begnügen. Wir gehen davon aus, daß die über die Zeit gemittelte Energieaufnahme der UV-Lampen im Pulsbetrieb genauso groß sein soll wie im Dauerstrich. Mit dieser Annahme wird

$$f \leq 1/4 t_p \quad (5)$$

Dann beträgt die für den Gaswechsel erforderliche Geschwindigkeit

$$v = \begin{cases} f \cdot l = l / 4 t_p & \text{für Längsströmung} \\ f \cdot W = W / 4 t_p & \text{für Querströmung} \end{cases} \quad (6)$$

Führen wir die Beziehungen (6) in die Gl. (4) ein, so ergibt sich

$$l_{sp} = \begin{cases} 0.065 \frac{E_{uv} \sigma_A}{b k_{q,eff}} & \text{für Längsströmung} \\ 0.033 \frac{E_{uv} \sigma_A}{b k_{q,eff}} & \text{für Querströmung.} \end{cases} \quad (7)$$

Die spez. Energiedichte l_{sp} ist damit unabhängig von der RJ-Teilchendichte (vorausgesetzt, der Photolysegrad bleibt klein, weil sonst Ausbleicheffekte auftreten können, die von der Teilchendichte abhängen) und bei der Längsdurchströmung doppelt so hoch wie bei der Querdurchströmung.

Bei der Abschätzung der Länge l des Verstärkers nehmen wir an, daß im Vergleich zu der Austrittsenergie E_{puls} [J] des Pulses die Eingangsenergie E_i [J] vernachlässigbar klein ist und 50 % der gespeicherten Energie durch den Puls abgerufen werden kann:

$$E_{puls} = E_i + 0.5 \cdot l_{sp} \cdot F \cdot i \cdot l \approx 0.5 \cdot l_{sp} \cdot i \cdot l \cdot F \quad \left\{ \begin{array}{l} F = \pi d^2/4 \\ i = \text{Anzahl der Strahldurchgänge} \\ \quad \text{durch den Verstärker} \\ i = 1 \text{ für Längsströmung} \\ i \geq 1 \text{ für Querströmung} \end{array} \right.$$

E_{puls} darf höchstens die Belastungsgrenze ($F \cdot \rho_{zul}$) [J] des Austrittsfensters erreichen. Setzt man voraus, daß die Zerstörungsschwelle nur von der Lichtintensität pro Flächeneinheit abhängt und durch W_{zul} [W/cm²] gegeben ist, dann gilt:

$$\rho_{zul} = W_{zul} \Delta t \quad [J/cm^2], \quad (8)$$

wobei Δt die Pulsdauer ist, und

$$l = \frac{2 W_{zul} \Delta t}{i \cdot l_{sp}} = \frac{\rho_{zul} b k_{q,eff}}{i E_{uv} \sigma_A} \quad \left\{ \begin{array}{l} \times \quad 0.130 \text{ für Längsströmung } (i=1) \\ \times \quad 0.065 \text{ für Querströmung } (i \geq 1) \end{array} \right. \quad (9)$$

Der Strahldurchmesser d , der die restlichen Verstärkerabmessungen festlegt ($W = id$), hängt nur von der gewünschten Pulsenergie E_{puls} und der zulässigen Flächenbelastung ρ_{zul} des Austrittsfensters des Verstärkers ab gemäß der Beziehung

$$d = 1.13 \sqrt{E_{\text{puls}} / W_{\text{zul}} \Delta t} \quad (10)$$

Weitere, den Verstärker kennzeichnende Größen sind die Teilchendichte n_{RJ} und der Photolysegrad α , die nach den Formeln

$$n_{RJ} = 1.5 / d \sigma_A \quad (P_{RJ} = n_{RJ} kT), \quad (11)$$

$$\alpha = \frac{e_{sp} / h \nu_{IF}}{n_{RJ}} \quad (12)$$

berechnet werden können. Mit n_{RJ} kann dann mit Hilfe der Gl. (3) die Pumpdauer t_p sowie die Schußfrequenz f (Gl. (5)) und die Strömungsgeschwindigkeit v (Gl. (6)) bestimmt werden.

Die Strömungsverluste müssen im Verhältnis zur elektrischen Klemmenleistung der Lampen sehr gering ausfallen, um eine Einbuße im Wirkungsgrad zu vermeiden. 100 m/sec dürfte in etwa die Grenze sein, die noch mit vertretbarem Aufwand zu erreichen ist. Wenn dieser Wert bei der Längsströmung deutlich überschritten wird, muß man auf die Querströmung ausweichen, bei der v wegen $W = id$ und aufgrund der Gln. (2) und (3) nur von den beiden Materialeigenschaften Quenchkonstante $k_{Q, \text{eff}}$ und Absorptionswirkungsquerschnitt σ_A gemäß

$$v = 1.88 \cdot i \cdot k_{Q, \text{eff}} / \sigma_A \quad (13)$$

abhängt. Aus Gl. (13) würde zunächst folgen, daß ein einfacher Durchgang einem mehrfachen wegen der kleineren Strömungsverluste vorzuziehen wäre. Wie Fig. 2 zeigt, kann aber im letzteren Fall der ungenutzte Raum außerhalb des Strahlenganges für Vorverstärker verwendet werden, und zwar um so besser, je größer i ist, was das gesamte Lasersystem zu einer kompakten Einheit macht (siehe auch S. 14). Außerdem läßt sich bei einem mehrfachen Strahlendurchgang die durch das ungleichmäßige Inversionsprofil (in Strömungsrichtung) verursachte inhomogene Energieverteilung über den Strahlquerschnitt besser ausgleichen.

Der erforderliche Wirkungsquerschnitt σ_F [cm²] für induzierte Emission wird aufgrund folgender Überlegung bestimmt. Um sicherzustellen, daß während der Verstärkung die Pulsdauer nicht zunimmt, muß nach /8/ zwischen der Linienbreite $\Delta\nu$ einer Einzelleinie (Lorentz-Linie) und der Pulsdauer Δt der Zusammenhang

$$g \cdot l \cdot i / \pi \Delta \nu \leq \Delta t \quad (14)$$

bestehen, wobei g den Kleinsignalgewinn und $g \cdot l \cdot i$ den Logarithmus der Kleinsignalverstärkung einer Einzelleinie bedeuten. Im Fall der 3-4 Linie beträgt die nutzbare Inversion $7/12$ der Gesamtinversion Δn bzw. der spez. Energiedichte l_{sp} , so daß bei 50 % Abrufung der gespeicherten Energie und gegenüber der Austrittsenergie E_{puls} vernachlässigbarer Eintrittsenergie E_i gilt

$$g_{3-4} \cdot l \cdot i = \frac{7}{12} \sigma_{3-4} \cdot i \cdot \Delta n \cdot l = \frac{7}{12} \sigma_{3-4} \frac{l_{sp}}{h\nu_{IF}} l i = \frac{7}{6} W_{zul} \Delta t \frac{\sigma_{3-4}}{h\nu_{IF}} \quad (15)$$

Setzt man diese Beziehung in Gl. (14) ein und berücksichtigt ferner den Zusammenhang zwischen σ_{3-4} , A_{3-4} ($= 5 \text{ s}^{-1}$, spontane Übergangswahrscheinlichkeit) und $\Delta\nu$ gemäß

$$\Delta \nu = \frac{\lambda^2 A_{3-4}}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{\sigma_{3-4}}, \quad (16)$$

dann erhält man eine Gleichung zur Bestimmung der mindest erforderlichen Linienbreite

$$\Delta \nu \geq \sqrt{\frac{7}{24\pi^3} \lambda^2 A_{3-4} W_{zul} / h\nu_{IF}}. \quad (17)$$

Erstaunlicherweise hängt $\Delta\nu$ nicht von der Pulsdauer Δt ab, was daran liegt, daß bei kürzeren Pulsen auch das Produkt ($g \cdot l \cdot i$) wegen der geringeren Flächenbelastbarkeit $P_{zul} = W_{zul} \Delta t$ abnimmt. Mit $W_{zul} = 5 \text{ GW/cm}^2$ wird

$$\Delta \nu \geq 5.26 \text{ GHz.}$$

Der zu dieser Linienbreite gehörige Wirkungsquerschnitt (gemittelt über alle Linien) beträgt nach /9/

$$\tilde{\sigma}_E = 3.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2.$$

Dieser Wert kann noch unterschritten werden, wenn die maximal mögliche Kleinsignalverstärkung $V = \exp\{\tilde{\sigma}_E \Delta n \cdot l\}$ einen durch die Bauweise des Verstärkers gegebenen Grenzwert, der in der Regel bei 1000 liegt, überschreitet. Dann muß $\tilde{\sigma}_E$ durch Zusatz von weiterem Fremdgas so weit erniedrigt werden, bis diese Marke erreicht ist. Mit der bereits schon erläuterten Annahme $i \cdot \Delta n \cdot l \approx 2 \cdot \Delta t \cdot W_{zul} / h\nu_F$ wird

$$\tilde{\sigma}_E \approx \begin{cases} 3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 & \text{für } \Delta t \leq 350 \text{ psec} \\ 3.45 \frac{h\nu_F}{W_{zul}} \Delta t & \text{für } \Delta t \geq 350 \text{ psec} \end{cases} \quad W_{zul} = 5 \text{ GW/cm}^2 \quad (18)$$

Für 1 nsec-Puls z.B. wird $\tilde{\sigma}_E = 1.04 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, was nach /9/ einer Einzellinienbreite $\Delta\nu \approx 27 \text{ GHz}$ entspricht und zu einer starken Überlappung der Einzellinien führt, so daß man im Einlinienbetrieb (3-4) die ganze Inversion ansprechen kann. Bei kürzeren Pulsen unterhalb 600 psec ist das wegen der geringeren Überlappung der Linien nicht mehr möglich, so daß hier Zweilinienebetrieb (3-4, 2-2) notwendig wird.

Der für $\tilde{\sigma}_E$ erforderliche Fremdgasdruck p_F wird nach

$$p_F = \left(\frac{1}{\tilde{\sigma}_E} - p_{RJ} \beta_{RJ} \right) / \beta_F \approx 1 / \tilde{\sigma}_E \beta_F \quad (19)$$

berechnet. β_{RJ} und β_F sind die Druckverbreiterungskoeffizienten für das Iodid und das Fremdgas, die in /9/ angegeben sind.

5. Diskussion der Material- und Konstruktionsparameter

Die Inspektion der Gln. (2) bis (19) zeigt, daß eine wesentliche Kenngröße des Verstärkers, nämlich die spez. Energiedichte ϵ_{sp} , von Materialeigenschaften, die zum einen durch das Lasermedium (σ_A, k_Q) zum anderen durch die UV-Lampen (ϵ_{uv}) bestimmt sind, und von 2 Konstruktionsparametern abhängig ist, die die Anordnung der Lampen (b) und den Aufbau des Verstärkers (Quer- oder Längsdurchströmung) betreffen.

Beim Lasermedium kommt es darauf an, eine möglichst kleine Quenchkonstante $k_{Q,eff}$ mit einem möglichst hohen Absorptionsquerschnitt σ_A zu verbinden. Hier ist CF_3J C_3F_7J vorzuziehen, da es bei gleichem σ_A ein rund 3-mal kleineres $k_{Q,eff} = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ gegenüber $8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{sec}$ beim C_3F_7J besitzt /9,10/. Allerdings ist die Reversibilität von CF_3J schlechter als die von C_3F_7J , weil die Radikale wesentlich kurzlebiger sind, was wegen der sich daraus ergebenden stärkeren Jodabscheidung erhöhte Anforderungen an das Regenerationssystem /11/ stellt.

Bei den UV-Lampen besteht die Hoffnung, daß die UV-Ausbeute bei gleichem oder noch höherem ϵ_{uv} weiter gesteigert werden kann, da sich diese Lampen erst am Anfang ihrer Entwicklung befinden. Doch wollen wir uns hier mit dem bereits realisierten Wert von $\epsilon_{uv} \approx 10 \text{ W/cm}$ zufrieden geben (Pulsbetrieb). Eine geringe Einflußmöglichkeit hat man auf die Anordnung der Lampen, die durch b charakterisiert ist (siehe auch Fußnote auf S. 5). Bei der Längsdurchströmung könnte man z.B. die Lampen nicht unmittelbar auf dem Rohrrand aufsetzen, sondern erst in einiger Entfernung davon anbringen, wodurch sich die Lampenanzahl vergrößern ließe. Gleichzeitig muß man durch geeignet geformte Reflektoren dafür Sorge tragen, daß das von einer UV-Lampe ausgesandte Licht auch das Rohrvolumen trifft. Drastische Verbesserungen sind auf diese Weise aber nicht zu erzielen. Ähnliches gilt auch für die Querdurchströmung.

Bei einem Lampendurchmesser von 1 cm /5/ haben wir für b einen Wert von 2 cm angenommen, den man kaum unterschreiten kann, da das vom Reflektor zurückgesandte Licht wegen Reabsorption im Hg-Plasma an der Lampe vorbei geleitet werden muß.

Hinsichtlich der Verstärkerbauweise ist zwar grundsätzlich das Längsdurchströmungsprinzip dem Querdurchströmungsprinzip wegen der höheren spez. Energiedichte vorzuziehen; jedoch ist diese Entscheidung nur bis einigen Hz sinnvoll, weil sonst die Erzeugung der erforderlichen Strömungsgeschwindigkeit zuviel Leistung verschlingt ($\sim v^3$). Bei der Querdurchströmung würde es sich zunächst anbieten, sich mit einem einfachen Durchgang ($i = 1$) zu begnügen. Bei einem Mehrfachdurchgang ($i > 1$) kann aber die im außerhalb des Strahlenganges befindlichen Volumen gespeicherte Energie dazu benutzt werden, in einem in demselben Gehäuse untergebrachten Vorverstärker die Eingangsenergie für den Endverstärker bereitzustellen. Der für den Vorverstärker nutzbare Strahldurchmesser beträgt rund $d/4$ (siehe Fig. 2). Dann gilt mit der bereits mehrfach gemachten Annahme $\frac{\pi d^2}{4} \cdot l \cdot l_{sp} \cdot i \approx 2 E_{puls}$ für die im Vorverstärker gespeicherte Energie:

$$E_{sp}^{VV} \approx \frac{1}{16} \pi d^2/4 \cdot l \cdot l_{sp} \cdot 2(i-1) \approx \frac{i-1}{4i} E_{puls} \quad (20)$$

Maximal wäre $E_{puls}/4$ möglich, doch wird man sich in der Regel bei $i = 3$ oder 4 mit $E_{puls}/6$ bzw. $3 E_{puls}/16$ begnügen.

Bezüglich der Zerstörungsschwelle des Austrittsfensters w_{zul} [GW/cm²], die außer bei l_{sp} bei allen anderen Größen eine Rolle spielt, ist kein großer Spielraum vorhanden. Hier wären zwar 10 GW/cm² (gegenüber den hier benützten 5 GW/cm²) gerade noch tolerierbar, doch ist eine erhebliche Steigerung nur von einer neuen Glassorte und extrem glattem Pulsverlauf zu erwarten, was aber z.Zt. in den Bereich der Spekulation gehört. Andererseits erhebt sich die Frage, ob es immer zweckmäßig ist, die Belastbarkeit des Austrittsfensters voll auszuschöpfen, da dann u.U. der Verstärker sehr lang werden kann (s. Gl. (9)); ein Unterschreiten der maximal zulässigen Belastungsgrenze ergibt einen kürzeren, dafür im Durchmesser aber dickeren Verstärker.

Bei hoher Pulsenergie kann es vorkommen, daß die bei voller Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Pumpdauer sich ergebende Schußfrequenz unterhalb des geforderten Wertes liegt (siehe Gln. (10), (11), (13) und (15)). In diesem Fall ändern sich die Gleichungen für die spez. Energiedichte (die kleiner wird) und die Strömungsgeschwindigkeiten, während die restlichen Beziehungen für die Verstärkerlänge l , Strahldurchmesser d , Teilchendichte n_{RJ} , Photolysegrad α und Wirkungsquerschnitt für induzierte Emission σ_E erhalten bleiben. Für l_{sp} erhält man unter Berücksichtigung von Gln (4), (5), (6) und (10)

$$l_{sp} = \frac{\epsilon_{UV}}{3f \cdot b} \sqrt{\frac{W_{zul} \Delta t}{E_{puls}}} \begin{cases} 0.13 & \text{für Längsströmung} \\ 0.063 & \text{für Querströmung} \end{cases} \quad (21)$$

und für die Strömungsgeschwindigkeit

$$v = \begin{cases} l \cdot f = 2 W_{zul} f \sigma t / l_{sp} & \text{für Längsströmung} \\ c d f = 1.13 c f \sqrt{E_{puls} / W_{zul} \Delta t} & \text{für Querströmung} \end{cases} \quad (22)$$

Interessanterweise liegen bei CF_3J die Daten so, daß selbst bis zu Pulsenergien von 20 kJ die maximale Schußrate f bei voller Ausnutzung der möglichen Pumpdauer noch bei 20 Hz liegt, also in den für einen Fusionsreaktor geforderten Bereich von 10 - 100 Hz fällt. Bei C_3F_7J ist wegen der rund 4-mal kleineren Quenchkonstante die Situation günstiger, doch muß der Vorteil einer möglichen höheren Schußrate, mit dem Nachteil eines weniger kompakten Systems - kleineres l_{sp} - erkauft werden.

6. Auslegungsbeispiel: 10 kJ / 1 nsec

Im folgenden wird ein Lasersystem beschrieben, das eine Ausgangsleistung von 10 kJ/1 nsec pro Strahl besitzen soll, von

denen gegebenenfalls mehrere zur Targetaufheizung benutzt werden können. Die Zahlenwerte für die Material- und Konstruktionsparameter, die den Rechnungen zugrunde liegen, seien hier noch einmal zusammengestellt.

Lasermedium: $\sigma_A = 4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
(CF₃J + Argon) $k_{a, \text{eff}} = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$
 $\beta_{\text{CF}_3\text{J}} = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ Torr}^{-1}$
 $\beta_A = 3.6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ Torr}^{-1}$

UV-Lampen: $\epsilon_{uv} = 10 \text{ W/cm}$
 $b = 2 \text{ cm}$

Fenster: $w_{zul} = 5 \text{ GW/cm}^2$

End-Verstärker: $E_{\text{Puls}} = 10 \text{ kJ}$
 $\Delta t = 1 \text{ nsec}$ } gefordert
50 % Abrufung der gespeicherten Energie

Für die spez. Energiedichte ergibt sich nach Gl. (7) für die Querdurchströmung ein Wert von

$$e_{sp} = 0.28 \text{ J/ltr}$$

der im Vergleich zu den Xenon-Blitzlampen gepumpten Systemen um den Faktor 30 - 50 geringer ist /12/. Die totale Verstärkungsstrecke wird nach (9)

$$il = 362 \text{ m,}$$

was bei $i = 4$ auf eine Verstärkerlänge

$$l = 91 \text{ m}$$

führt. Die Strömungsgeschwindigkeit liegt nach Gl. (13) mit

$$v = 45 \text{ m/sec}$$

unterhalb des tolerierbaren Schwellwertes von 100 m/sec. Der erforderliche Strahldurchmesser d hängt nach Gl. (10) nur von der Ausgangsleistung $E_{\text{puls}}/\Delta t$ und der Zerstörungsschwelle W_{zul} des Austrittsfensters ab. Man erhält

$$F = 2000 \text{ cm}^2$$
$$d = 51 \text{ cm.}$$

Die maximal ohne Einbuße an gesp. Energie mögliche Schußfrequenz wird

$$f_{\text{max}} = v/id = 22 \text{ Hz.}$$

Teilchendichte $n_{\text{CF}_3\text{J}}$, Iodid-Druck $P_{\text{CF}_3\text{J}}$, Photolysegrad, Wirkungsquerschnitt σ_E für induzierte Emission und Fremdgasdruck ergeben sich nach den Gln. (11), (12), (13) und (19) zu

$$n_{\text{CF}_3\text{J}} = 7.35 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3,$$
$$P_{\text{CF}_3\text{J}} = 2.5 \text{ Torr},$$
$$\alpha = 2.54 \%,$$
$$\sigma_E = 1.04 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2,$$
$$P_A = 2700 \text{ Torr} = 3.6 \text{ bar.}$$

Wie schon erwähnt, ist bei diesem hohen Fremdgasdruck die Überlappung der Einzellinien des Jodübergangs soweit fortgeschritten, daß ein auf der 3-4 Linie arbeitender Puls praktisch die ganze Inversion ansprechen kann. Außerdem kann man davon ausgehen, daß die Unterniveaus des Grundzustandes untereinander innerhalb der Pulsdauer vollständig relaxieren. Dann wird die Sättigungsenergiedichte \mathcal{L}_S nach /9/

$$\mathcal{L}_S = \frac{h\nu_{IF}}{1.5 \sigma_E} \approx 1 \text{ J/cm}^2. \quad (22)$$

Mit einer Eingangsenergie von $E_i = 300 \text{ J}$, entsprechend einer Eingangsenergiedichte $e_i = E_i/F = 0.15 \text{ J/cm}^2$, wird gemäß

der Beziehung

$$E_{\text{puls}} = F \cdot e_s \cdot \ln \left\{ 1 + V_{\text{kl}} \left(e^{e_i/e_s} - 1 \right) \right\} \quad (23)$$

bei $V_{\text{kl}} = 10^3$ eine Pulsenergie von 10.4 kJ erreicht, die dem geforderten Wert von 10 kJ und außerdem der 50 % Ausnutzung der gespeicherten Energie entspricht. Die Eingangsenergie von 300 J kann der in demselben Gehäuse wie der Endverstärker untergebrachte Vorverstärker bereitstellen, da seine gespeicherte Energie mit 1.88 kJ (siehe Gl. (20)) ausreichend hoch ist. Berücksichtigt man, daß hier die wirksame Kleinsignalverstärkung nicht 10^3 , sondern $3 \cdot 10^4$ beträgt, (6 Durchgänge!) so wird für die Erzeugung der 300 J nur eine Eintrittsenergie von rund 0.5 Joule benötigt, für deren Herstellung noch ein weiterer Vorverstärker und Oszillator notwendig ist, auf die hier aber nicht näher eingegangen wird, da ihre Verwirklichung keine anders gearteten Probleme aufwirft als die schon bereits angeschnittenen.

Insgesamt besitzt die Verstärkerkette eine Kleinsignalverstärkung von rund 10^9 , die sowohl bezüglich Anschwingen als auch Vorpulsunterdrückung beherrschbar ist. Die Targetvorheizung durch verstärkte spontane Emission vom Endverstärker liegt bei einigen hundert mJ und kann durch einen zwischen Target und Endverstärker gelegenen, sättigbaren Absorber ausgeschaltet werden. Wird Jod als Absorber-Medium benutzt /13/, braucht man keine Fokussierungsoptik, da die Energiedichte von 5 J/cm^2 ausreichend ist, um den Absorber auszubleichen.

Wegen der langen Strahlwege im End- und Vorverstärker muß die Strahldivergenz sehr gering gehalten werden. Nimmt man an, daß im Oszillator ein Strahl mit einer Divergenz von 1 mrad erzeugt wird, so kann im Vorverstärker die Divergenz durch Aufweitung auf $\sim 100 \mu\text{rad}$ gedrückt werden, was bei einer Weglänge von $\sim 600 \text{ m}$ eine Durchmesserzunahme von 6 cm entspricht, d.h. man kann im Vorverstärker mit einem effektiven

Strahldurchmesser von rund $(\frac{d}{4} - 3) \approx 10$ cm rechnen. Vor Eintritt in den Endverstärker ist es zweckmäßig, den Strahl noch einmal um den Faktor 4 aufzuweiten, wobei die Strahldivergenz auf 25 μ rad sinkt, was bei einer Weglänge von 400 m einer Durchmesserzunahme von 1 cm entspricht, d.h. man hat es praktisch mit einem parallelen Strahlenbündel zu tun.

Ein anderes, mit den langen Strahlwegen verknüpft Problem ist die Strahl-Richtungs-Stabilität, die bei einem Strahlweg von rund 1000 m nicht nur an die Justiergenauigkeit und Positions-Haltefähigkeit der Spiegel (über viele Schüsse hinweg) erhöhte Anforderungen stellt, sondern auch einen Oszillator verlangt, der von Schuß zu Schuß in praktisch immer dieselbe Richtung zielt. (Läßt man 2 cm Abweichung am Austritt vom Endverstärker zu, dann beträgt der zulässige Streuwinkelbereich 20 μ rad).

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß durch Turbulenzen in der Strömung optische Inhomogenitäten verursacht werden können, die die Strahlqualität nachteilig beeinflussen. Diese Schwierigkeit sollte jedoch kein unüberwindliches Hindernis darstellen, da die Kenntnisse, große Strömungsquerschnitte zu beherrschen, von entsprechenden Unterschallwindkanälen übernommen werden können.

Für den Gesamtwirkungsgrad des Lasers ist praktisch nur der Vor- und Endverstärker von Bedeutung. Die im beide Verstärker umfassenden Gehäuse gespeicherte Energie beträgt $\epsilon_{sp} i d^2 l = 26$ kJ, wovon 10.2 kJ abgerufen werden, was einen Extraktionsgrad von $\eta_{ex} = 10.2/26 = 39$ % ergibt. Daß die gewünschten 50 % nicht erreicht werden, liegt zum einen Teil daran, daß die beiden Verstärker nicht das gesamte Volumen des Gehäuses ausfüllen, zum anderen Teil daran, daß der Vorverstärker nur einen Extraktionsgrad von 16 % aufweist. Bei 80 % Nutzung des UV-Lichtes (10 % Quenchverluste, 10 % Verluste in Reflektoren) wird somit der Gesamtwirkungsgrad

$$\eta_{ges} = 0.8 \cdot 0.39 \cdot 0.2 \cdot 0.32 = 2 \% \quad ^+$$

⁺ Die Leistung, die zum Betrieb des Strömungssystems erforderlich ist, beträgt weniger als 1/10 der Lampenleistung.

Die Abmessungen des Endverstärkers ändern sich erheblich, wenn die Belastungsgrenze des Austrittsfensters nicht voll ausgeschöpft wird, indem man sich z.B. mit einem Wert von nur 1 J/cm^2 statt 5 J/cm^2 begnügt.

In diesem Fall wird

$$\begin{aligned} \ell_{sp} &= 0.28 \text{ J/ltr} \\ d &= 1.13 \text{ m} \\ \ell &= 18 \text{ m (} i = 4 \text{)} \\ v &= 45 \text{ m/sec (} i = 4 \text{)} \\ f &= 10 \text{ Hz} \\ n_{CF_3J} &= 3.3 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3 \text{ (} \hat{=} 1 \text{ Torr)} \\ \alpha &= 5.7 \% \\ \sigma_E &= 5.2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \\ p_A &= 534 \text{ Torr} \\ \Delta\nu &= 3 \text{ GHz} \end{aligned}$$

Insgesamt gesehen ist der Verstärker etwas "handlicher" geworden. Der gesamte Strahlweg beträgt nur noch rund 200 m gegenüber 1000 m vorher, was die Bewältigung der mit den langen Strahlwegen verknüpften Probleme etwas einfacher macht. Die geringe Linienbreite von nur 3 GHz bedeutet allerdings gegenüber dem vorigen Beispiel eine Erschwerung in der Energieextraktion, da jetzt Zweilinienbetrieb erforderlich wird. Bezüglich der Möglichkeit der Pulsverlängerung - der Anfangsbereich des Endverstärkers und der Vorverstärker werden weitgehend im Kleinsignalebereich betrieben - sind die 3 GHz unproblematisch; für $w_{zul} = 1 \text{ GW/cm}^2$ liegt der Schwellwert gemäß Gl. (17) bei $\Delta\nu = 2.3 \text{ GHz}$.

Die Belastungsgrenze noch kleiner als 1 J/cm^2 zu wählen, hat wenig Zweck, da dann die Energieextraktion wegen der noch kleineren Linienbreite zu schwierig wird und außerdem die Schußfrequenz wegen $f \sim \sqrt{p_{zul}}$ außerhalb des geforderten Bereiches von 10 - 100 Hz fällt. Diese letzte Forderung hat übrigens die Konsequenz, daß eine wesentlich kleinere Quenchkonstante als die von CF_3J wegen $f \sim k_{q,eff}$ für eine Streckung der Pumpdauer und damit Steigerung der Infrarotenergiedichte nicht genutzt werden kann;

das ist erst möglich, wenn man Schußraten unterhalb 10 Hz in Kauf nimmt. Im Rahmen unserer Forderungen ist also CF_3J ein Medium mit einer günstigen Quenchkonstante.

Abschließend sei noch eine kurze Bemerkung zur Reinheit des Mediums gemacht. Von besonderer Bedeutung sind in diesem Zusammenhang O_2 und CF_3H , die beide zur Erhöhung der Quenchkonstante gemäß

$$k \approx k_{\alpha, \text{eff}} + k_{\text{O}_2} n_{\text{O}_2} / n_{\text{CF}_3\text{J}} + k_{\text{CF}_3\text{H}} n_{\text{CF}_3\text{H}} / n_{\text{CF}_3\text{J}}$$

beitragen. Mit $k_{\text{O}_2} = 9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{sec}$ und $k_{\text{CF}_3\text{H}} = 4.5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{sec}$ kann man bei einer 10 % Erhöhung von $k_{\alpha, \text{eff}}$ gleichermaßen hervorgerufen durch O_2 und CF_3H - ein Verhältnis von $n_{\text{O}_2} / n_{\text{CF}_3\text{J}} = 1.3 \cdot 10^{-5}$ und von $n_{\text{CF}_3\text{H}} / n_{\text{CF}_3\text{J}} = 2.6 \cdot 10^{-3}$ tolerieren, was in Anbetracht des sehr niedrigen CF_3J -Druckes in der Gegend von 1 Torr ein sehr reines Gas und saubere Oberflächen erfordert.

7. Zusammenfassung

Es wurden die Skalierungsgesetze für einen Jodlaser hoher Ausbeute hergeleitet, der mit einer neuen Art von Niederdruck Hg-UV-Lampen bis zu einer Schußfrequenz von 100 Hz betrieben werden kann. Für einen Laser mit einer Ausgangsleistung von 10 kJ in 1 nsec wurden die wesentlichen Kenndaten, wie Abmessungen, spez. Energiedichte, Repetitionsrate, Strömungsgeschwindigkeit, Iodid- und Fremdgasdruck ermittelt und auf einige spezifische Probleme eines solchen Systems aufmerksam gemacht, dessen Gesamtwirkungsgrad bei 2 % zu erwarten ist.

Auf die Betriebskosten wurde nicht eingegangen, da man für ihre Berechnung die jetzigen Preise für die in Frage kommenden organischen Jodverbindungen nicht zugrunde legen darf und eine Abschätzung der Kosten bei großtechnischer Herstellung schwierig ist, zumal wenn die Möglichkeit besteht, daß einige Abfallprodukte wie C_2F_6 oder C_6F_{14} bzw. J_2 weiterverwendet werden können.

LITERATUR

- /1/ S. Jacobs, M. Sargent III, M.O. Scully,
Physics of Quantum Electronics, Vol. 1:
"High Energy Lasers and their Applications",
Addison-Wesley Publ. London 1974
- /2/ H.J. Baker, T.A. King
Electro-Optic Mode Locking of a High Pressure Iodine Laser
Conference Digest, 9th Int. Conf. on Quant. Electr.,
Amsterdam, June 14-18, 1976
- /3/ E. Fill, K. Hohla, G. Schappert
100 - 200 psec Pulse Generation and Amplification with
Garching Iodine Laser System
Post deadline Papers, 9th Int. Conf. on Quant. Electr.,
Amsterdam, June 14-18, 1976
- /4/ E.D. Jones, M.A. Palmer, F.R. Franklin
Subnanosecond High Pressure Iodine Photodissociation
Laser Oscillator
Optical and Quantum Electronics, Vol. 8, No. 3,
May 1976, pp. 231-235
- /5/ G. Brändli
Neue Quelle für intensive, kurzwellige Ultraviolettstrahlung
Brown-Boveri-Mitteilungen Nr. 5, Band 62, Mai 75, S. 202-205
- /6/ G. Brändli
Private Mitteilung vom 14.5.1976
- /7/ J. Moffat, R. Maynard
Iodine Photodissociation Laser Pump Study
ILC Technology, Report R - ILC - 74 - 10, Nov. 74.

- /8/ G.T. Schappert
Medium Response Limitations in Short Pulse Amplifiers
and Absorbers
IPP-Report No. 89, 1976
- /9/ W. Fuß, K. Hohla
Pressure Broadening of the 1.3 μ m Iodine Laser Line
"Zeitschrift für Naturforschung", 31a, p. 569-577 (1976)
- /10/ N.G. Basov, V.S. Zuev
Short Pulse Iodine Laser
Il Nuovo Cimento, Vol. 31 B, N.1, 11 Gennario 1976
- /11/ W. Fuß, K. Hohla
A Closed Cycle Iodine Laser
Submitted for Publication in "OPTICS COMMUNICATIONS"
- /12/ G. Brederlow, K.J. Witte, E. Fill, K. Hohla, R. Volk
The Asterix III Pulsed High Power Iodine Laser
IEEE Journal of Quant. Electr., Febr. 76, Vol. QE-12,
No. 2, p. 152
- /13/ E. Fill, K. Hohla
A Saturable Absorber for the Iodine Laser
To be published in "OPTICS COMMUNICATIONS"

9. Anhang

Anwendung der Hg-Lampen in einem JOPO

(Jodlicht gepumpter, optischer, parametrischer Oszillator)

Die im Abschnitt 2 beschriebenen Niederdruck Hg-Strahler lassen sich auch für den Bau eines Jodlaseroszillators verwenden, dessen Strahlung zum Pumpen eines optischen, parametrischen Oszillators (OPO) benutzt werden kann. Ein solches System wäre für Atom- und Molekülspektroskopie hinsichtlich Ausgangsenergie, Linienbreite und Repetitionsrate durchaus von Interesse. Mit LiNbO_3 als nicht-linearem Kristall /1/ ergäbe sich ein Durchstimmbereich von 1.9 bis 4.4 μm , in dem die Schwingungs-Rotationsbanden zahlreicher, einfacher Moleküle liegen.

Im weiteren wird nicht auf die Auslegung des OPO's eingegangen, sondern nur der Jodlaseroszillator, also die Pumpe des OPO's, behandelt. Folgende Anforderungen sind in etwa zu erfüllen:

Impulsenergie	$E_p = 1 \text{ Joule,}$
Frequenzbreite	$\Delta \nu_p = 1 \text{ GHz (nur 3-4 Linie),}$
Pulsdauer	$\Delta t_p = 50 - 100 \text{ nsec,}$
Pulsform	möglichst glatt, keine nennenswerte Substruktur,
Modenstruktur	transversaler Ein-Moden-Betrieb, beugungsbegrenzt,
Repetitionsrate	$\geq 10 \text{ Hz.}$

Bei Verwendung eines stabilen Resonators muß wegen dessen kleinen Modenvolumens dem Oszillator ein Verstärker nachgeschaltet werden, um die geforderte Pulsenergie von 1 Joule zu erreichen. Diese Maßnahme ist bei Benutzung eines instabilen Resonators nicht notwendig, da in diesem Fall das Modenvolumen genügend groß gemacht werden kann, ohne eine Einbuße in der Strahlqualität hinnehmen zu müssen. Daher soll im folgenden nur der instabile Resonator weiter verfolgt werden.

Wegen der langen Pumpzeiten (~ 1 msec) kann der Resonator für die Erzeugung des 50 - 100 nsec Pulses nicht im Gain-Switch betrieben werden, sondern muß mit einem Güteschalter versehen werden (etwa eine Pockelszelle + Polarisator). Wahrscheinlich wird auch der Einbau eines Etalons notwendig werden, um die durch das Self-Mode-Locking hervorgerufene Substruktur des Pulses zu dämpfen.

Für die Festlegung der Abmessungen des Resonators muß zunächst die zu speichernde Energie E_{sp} bekannt sein. Nimmt man an, daß wegen der fehlenden Rekombination - die Radikale dimerisieren bereits vor dem Einsetzen der induzierten Emission - die Entartung der beiden beteiligten Niveaus des Jodüberganges voll wirksam wird ($1 + g_{\text{oben}}/g_{\text{unten}} = 1.5$), und berücksichtigt man außerdem die Auskoppel-, Absorptions- und Streuverluste (Güteschalter) so sollte E_{sp} ungefähr doppelt so groß sein wie die zu erzielende Pulsenergie E_p , also

$$E_{sp} = 2 E_p = 2 \text{ Joule,}$$

was gemäß Gl. (7) (Längsdurchströmung) und den auf S. 16 angegebenen Werten für ϵ_{UV} , σ_A , $k_{q,eff}$ (CF_3J) und b ein Modenvolumen von

$$V = \frac{E_{sp}}{\rho_{sp}} = 2 E_p / \rho_{sp} = 3.6 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$$

erfordert. Der notwendige Strahldurchmesser d_s wird nun nicht durch die Belastung des Austrittsfensters festgelegt, dessen Zerstörungsschwelle bei weitem nicht erreicht wird, sondern durch die Größe der Fresnelzahl

$$F_R = \frac{d_s^2}{4 \lambda L},$$

wobei L die Resonatorlänge bedeutet. Um den axialen Modenabstand möglichst groß zu machen und dadurch das Self-Mode-Locking zu erschweren, wäre ein kurzer Resonator wünschenswert, was aber andererseits auf große Fresnelzahlen und damit nicht einfach zu beherrschende Strahlqualität führt. Wir gehen davon aus, daß

die Fresnelzahl $F_R \leq 100$ sein sollte. Mit vorgegebener Fresnelzahl F_R und $(L - \Delta L)$ als Länge der aktiven Zone (siehe auch Fig. 1) - das Teilstück des Resonators der Länge ΔL kann wegen der notwendigen optischen Komponenten wie Güteschalter, Etalon und Auskoppelspiegel nicht mit laseraktivem Material ausgefüllt werden - errechnet sich die Resonatorlänge L bei $F_R = 100$ und $\Delta L = 50$ cm zu

$$L = \frac{\Delta L}{2} + \sqrt{\frac{2 E_p / \epsilon_{sp}}{\pi \lambda F_R} + \frac{\Delta L^2}{2}} = 320 \text{ cm}$$

und der Strahldurchmesser

$$d_s = \sqrt{\frac{8 E_p / \epsilon_{sp}}{\pi (L - \Delta L)}} = 4.1 \text{ cm}$$

Weitere, charakteristische Größen des instabilen Resonators sind die äquivalente Fresnelzahl F_{eq} und die Vergrößerung M , die für eine konfocale Anordnung im positiven Zweig /2/ gemäß der Beziehung

$$F_{eq} = \frac{M - 1}{2 M^2} F_R$$

miteinander verknüpft sind. Die Vergrößerung ist das Verhältnis der Strahldurchmesser auf den beiden Endspiegeln des Resonators und wegen der Konfokalität auch das Verhältnis der Krümmungsradien dieser beiden Spiegel, also (siehe Fig. 1)

$$M = \frac{d_2}{d_1} = \frac{R_2}{|R_1|}$$

Um einen beugungsbegrenzten, transversalen Monomodens-Betrieb zu erreichen, muß die äquivalente Fresnelzahl F_{eq} halb-ganzzahlig sein /2/. Die Vergrößerung M darf einerseits nicht zu hoch sein, weil sonst wegen der damit verknüpften starken Auskopplung hier die Schwellverluste in die Nähe der gespeicherten Energie geraten, andererseits aber auch nicht zu klein, weil dann der ringförmige Auskoppelspiegel zu schmal wird, was die Intensitätsverteilung im Fernfeld in unerwünschter Weise beeinflusst, indem neben dem Hauptmaximum noch zahlreiche, keineswegs vernachlässigbare Neben-

maxima auftreten und somit die Strahldivergenz u.U. zu groß wird. Im Rahmen dieser Forderungen sollte die Bedingung

$$1.3 \leq M \leq 1.6$$

eingehalten werden. Bei

wird

$$F_{eq} = 9.5$$
$$M = 1.34,$$
$$|R_1| = 2 L (M-1) = 18.8 \text{ m},$$
$$R_2 = M \cdot |R_1| = 25.2 \text{ m}.$$

Damit ist die Geometrie des Resonators festgelegt. Nach /2/ gehört dazu ein Energieauskoppelfaktor $\delta = 20 \%$, d.h. pro Umlauf wird 20 % der zirkulierenden Energie ausgekoppelt.

Die Teilchendichte bzw. der CF_3J -Druck beträgt nach Gl. (2)

$$n_{\text{RJ}} = \frac{1.5}{d_s \sigma_A} = \frac{1.5}{4.1 \cdot 4 \cdot 10^{-19}} = 9.15 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3 \hat{=} 30 \text{ Torr},$$

wozu eine Linienbreite von

$$\Delta\nu = 0.6 \text{ GHz}$$

und ein Wirkungsquerschnitt σ für induzierte Emission (Mitte der 3-4 Linie; unter den hier vorliegenden Umständen schwingt der Laser nur auf dieser Linie an) von

$$\sigma = 2.15 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

gehört. Nimmt man pro Umlauf eine Transmission T von 75 % an, so wird der Schwellverlust

$$\Delta N_{\text{schw}} = \frac{h\nu}{2\sigma} \ln \left\{ \frac{1}{T(1-\delta)} \right\} = 0.0178 \text{ J/cm}^2$$

Die pro Flächeneinheit gespeicherte Energie beträgt dagegen

$$\Delta N_{sp} = \frac{E_{sp}}{\pi d_s^2/4} = 0.15 \text{ J/cm}^2$$

Die zu erwartende Pulsenergie ist dann durch

$$E_p = \frac{\pi d_s^2 / 4}{1 + g_{\text{oben}}/g_{\text{unten}}} (\Delta N - \Delta N_{\text{schw}}) = 1.17 \text{ Joule}$$

gegeben und kommt somit dem geforderten Wert von 1 Joule hinreichend nahe. Die mittlere Aufenthaltsdauer t_M eines Photons im Resonator ergibt sich zu

$$t_M = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{\ln\{1/T(1-\delta)\}} = 42 \text{ nsec.}$$

Bei dem hier vorliegenden Verhältnis von gespeicherter Energie zu Schwellenergie kann man annehmen, daß die Halbwertsdauer des Riesenpulses ungefähr das 2-3-fache der mittleren Aufenthaltsdauer t_M eines Photons im Resonator beträgt und somit - wie verlangt - um 100 nsec liegen müßte.

Abschließend sei noch auf die Pumpdauer t_p , die Schußfrequenz und die Strömungsgeschwindigkeit v eingegangen. Gemäß Gl (3) gilt für

$$t_p = \frac{1}{5 n_{RJ} k_{a,eff}} = 0.91 \text{ msec}$$

und nach Gl. (5) für die Schußfrequenz

$$f = \frac{1}{4 t_p} = 274 \text{ Hz.}$$

und nach Gl. (22) für die Strömungsgeschwindigkeit

$$v = f (L - \Delta L).$$

Obere Grenze für die Strömungsgeschwindigkeit v stellt die Schallgeschwindigkeit dar, die bei CF_3J für $T = 300^\circ \text{ K}$ bei 130 m/sec liegt. Höhere Geschwindigkeiten sind wegen der dann auftretenden Stoßwellen und den damit verknüpften optischen Inhomogenitäten kaum verwirklichtbar. Da man am Eintritt und Austritt in das Laserrohr immer mit leichten Übergeschwindigkeiten rechnen muß, sollte die Strömungsgeschwindigkeit 100 m/sec nicht überschreiten. Somit beträgt die maximal mögliche Schußrate

$$f \approx 40 \text{ Hz,}$$

ein Wert, der weit unterhalb dessen liegt, was den Blitzlampen nach möglich wäre.

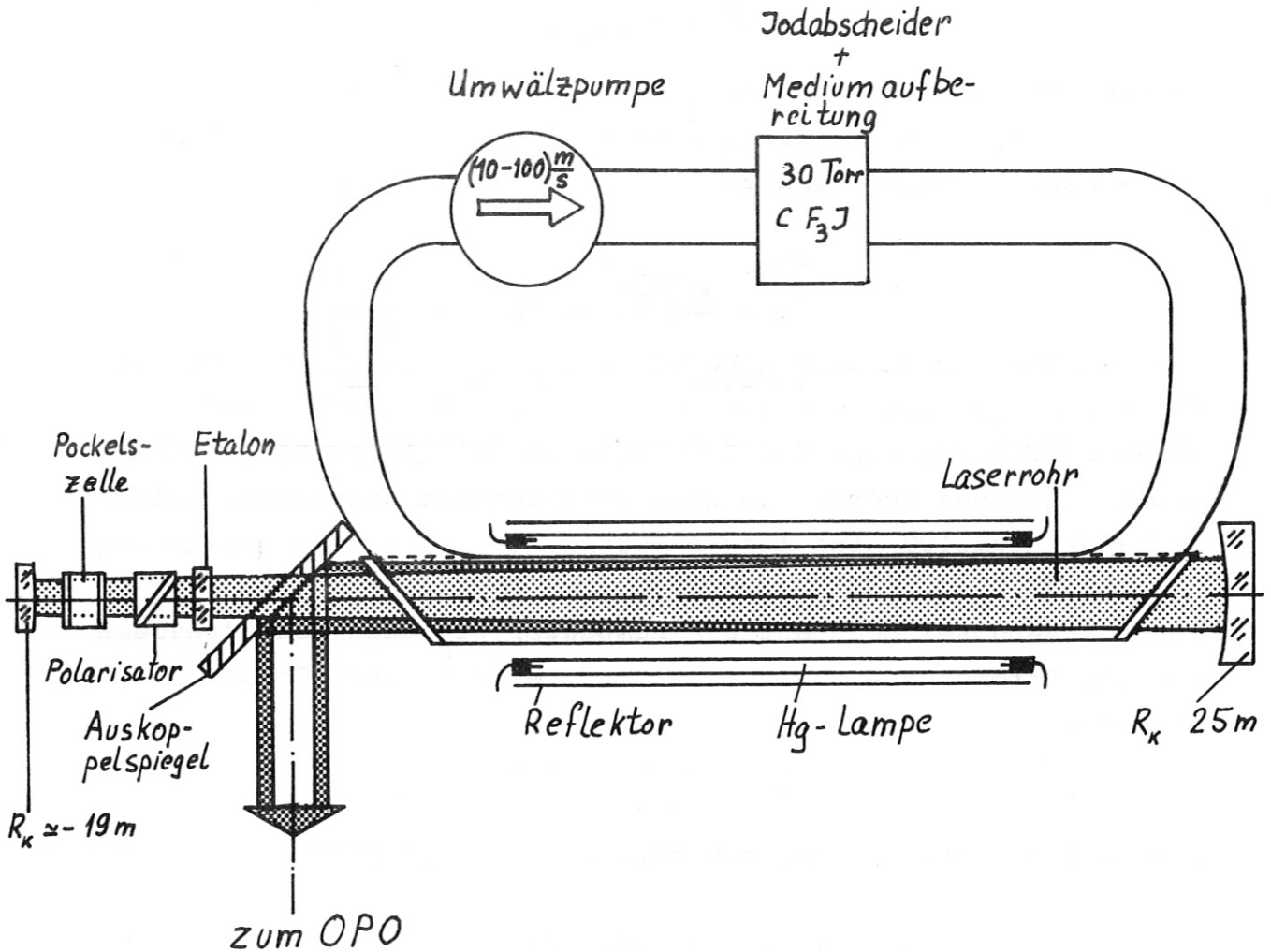


Fig. 1 Schematischer Aufbau des instabilen Resonators

Ein anderer Gesichtspunkt betrifft den Strömungscharakter, der turbulent sein sollte, weil in diesem Fall die optischen Inhomogenitäten geringer ausfallen als bei einer laminaren Strömung. Nimmt man für die dynamische Zähigkeit von CF_3J einen Wert von

$$\eta \approx 10^{-4} \text{ g/cm sec}$$

an und berechnet die Gasdichte nach der Formel

$$\rho = \frac{p_{CF_3J} \cdot M}{R T} = 3.2 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3,$$

so wird die kinematische Zähigkeit

$$\nu_{kin} = \eta/\rho = 0.3 \text{ cm}^2/\text{sec}$$

und damit die Reynoldszahl bei $v = 100 \text{ m/sec}$

$$Re = \frac{v d_s}{\nu_{kin}} = 1.2 \cdot 10^5 > Re_{krit} \approx 3000.$$

Man kann also oberhalb 10 m/sec sicher sein, daß die Strömung voll turbulent ist; diese Geschwindigkeit sollte daher bei Schußraten unterhalb 4 Hz nicht unterschritten werden.

Literatur

- /1/ W. Krieger: Ein Jodlaser gepumpter, parametrischer Oszillator hoher Ausgangsenergie (Überlegungen zum Aufbau)
Programmvorschlag für das PLF (Projekt Laserforschung) vom Juni 1976
- /2/ A.E. Siegman Stabilizing Output with Unstable Resonators
Laser Focus, May 1971, pp. 42-47