

Untersuchungen zur Modenselektion und  
Impulsverstärkung in Rubinlasern

Investigations on Mode Selection and  
Pulse Amplification in Ruby Lasers

R. Klockenkämper

IPP 4/49

März 1966

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**

**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**  
**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**

Untersuchungen zur Modenselektion und  
Impulsverstärkung in Rubinlasern

Investigations on Mode Selection and  
Pulse Amplification in Ruby Lasers

R. Klockenkämper

IPP 4/49

März 1966

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

ABSTRACT

The reflectivity of a dielectric etalon silvered on one side used in a ruby laser is a periodic function of the wavelength. This produces a mode selection such that those modes of the ruby laser that lie on the fluorescent line (6943 Å, 1 - 2 Å line width at room temperature) in the reflection maxima of the etalon reflector are emitted more readily.

Two ruby rods with mutually perpendicular optical axes and positioned behind one another are "switched together" via a Kerr cell to produce an optical giant pulse. When a high population inversion has been attained a resonator in which the emission threshold is suddenly exceeded is formed by the two ruby lasers at the moment of the voltage pulse, the latter causing the plane of oscillation to rotate 90 deg. While this circuit can be triggered accurately to less than 200 ns, the jitter in the so-called passive pulse amplifier amounts to several  $\mu$ s. The blocking action of an absorbent organic dye solution (methylene blue) is used here to increase the population inversion. With selective saturation of the absorption by the ruby fluorescent light taking place, the Q of the previously detuned optical resonant cavity is raised to the old value and a giant pulse generated (passive Q-switch). The peak power was increased in this way by a factor of 15.

	<u>Seite</u>
0. Zusammenfassung . . . . .	1
1. Emission des Rubinlasers . . . . .	2
1.1 Aufbau des zweistufigen Lasers . . . . .	2
1.2 Blitzlampenlicht und Rubinfluoreszenz . . . . .	2
1.3 Laseremission - abhängig von Blitzlampenenergie . . . . .	3
2. Modenselektion eines Spiegeletalons . . . . .	3
2.1 Axialmoden eines Lasers . . . . .	4
2.2 Reflexionsvermögen des Etalon-Reflektors . . . . .	4
2.3 Modenselektion - gemessen mit Gitter und Fabry-Perot . . . . .	5
2.4 Einfluß der Temperatur . . . . .	8
3. Impulsverstärkung durch Hintereinanderschalten zweier 90° -Rubine mittels Kerrzelle . . . . .	8
3.1 Kerrzelle als Schalter zwischen zwei 90° Rubinen . . . . .	9
3.2 Spannungsimpuls zur 90° -Drehung . . . . .	9
3.3 Erzeugung der Riesenimpulse . . . . .	10
4. Impulsverstärkung durch organische Farbstoffe . . . . .	11
4.1 Verwendung sättigbarer Absorber . . . . .	11
4.2 Passiver Q-Switch mit Methylenblau . . . . .	12

#### Literatur

- 1) Birnbaum, Stocker, J. Appl. Phys. 34, 3414
- 2) Gehrer und Röss, Z. Naturforschg. 20a, 701
- 3) Abella und Cummins, J. Appl. Phys. 32, 1177
- 4) Peressini, Appl. Phys. Letters 3, 11, 203
- 5) Röss, Z. Naturforschg. 20a, 696

### Zusammenfassung

Das Reflexionsvermögen eines einseitig verspiegelten, dielektrischen Etalons, welches als Reflektor eines Rubinlasers dient, ist eine periodische Funktion der Wellenlänge. Es bedingt dadurch eine Modenselektion: Diejenigen Moden des Rubins, welche auf der Fluoreszenzlinie ( $6943 \text{ \AA}$ ,  $1 - 2 \text{ \AA}$  Linienbreite bei Zimmertemperatur) in den Reflexionsmaxima des Etalon-Reflektors liegen, werden bevorzugt emittiert.

Zur Erzeugung eines optischen Riesenimpulses werden zwei kurze hintereinandergestellte  $90^\circ$ -Rubinstäbe, deren optische Achsen senkrecht zueinander stehen, mit Hilfe einer Kerrzelle "zusammengeschaltet". Nach Erreichen einer hohen Besetzungsinversion bilden im Moment des Spannungsimpulses, welcher eine Drehung der Schwingungsebene um  $90^\circ$  bewirkt, beide Rubine zusammen einen Resonator, in dem die Emissionsschwelle plötzlich überschritten wird.

Während diese Schaltung auf weniger als  $200 \text{ ns}$  genau triggerbar ist, beträgt der "Jitter" beim sogenannten passiven Impulsverstärker mehrere  $\mu\text{s}$ . Hier wird die Sperrwirkung einer absorbierenden organischen Farbstofflösung (Methylenblau) benutzt, um die Besetzungsinversion zu steigern. Bei selektiver Sättigung der Absorption durch das Rubin-Fluoreszenzlicht wird die Güte des vorher verstimmtten optischen Resonanzraumes auf den alten Wert gehoben und ein Riesenimpuls erzeugt ("passiver Q-Switch"). Die Spitzenleistung der Laserimpulse konnte so um einen Faktor 15 gesteigert werden.

## 1. Emission des Rubinlasers

Es wurde ein zweistufiger Rubinlaser gebaut, welcher die Möglichkeit gab, jede Stufe einzeln als Fabry-Perot-Resonator zu betreiben oder aber beide Stufen aneinander zu reihen und so mit einer Resonatorlänge des aktiven Lasermaterials von insgesamt 5 inch (2+3) zu arbeiten.

### 1.1 Aufbau des zweistufigen Lasers

Die Laseranordnung besteht aus zwei Bauelementen mit je einem elektropolierten elliptischen Hohlzylinder aus einer Aluminiumlegierung als Reflektor. In den Brennpunkten des elliptischen Zylinders mit den Achsen 70:80 mm wurden je eine Xenon-Blitzlampe FX 42 (76 mm lang) und ein Rubinstab angeordnet. Der Stabdurchmesser war  $\varnothing = 1/4$  inch = 6,3 mm. Rubin I, auf beiden Endflächen unvergütet, hatte eine Länge von 3 inch = 76 mm; Rubin II war nur 2 inch = 51 mm lang, auf einer Seite unvergütet, auf der anderen mit einem Dach zur 100%-Reflexion abgeschlossen. Die optische Achse beider Rubine war senkrecht zur Stabachse orientiert ( $90^\circ - \text{Rb}$ ); die  $\text{Cr}^{+++}$ -Dotierung betrug 0,04%.

Die Blitzlampen wurden getrennt von je einer Kondensatorbatterie (10x40  $\mu\text{F}$ ) gespeist. In jedem Kreis von Batterie und Blitzlampe war zusätzlich eine Induktionsspule in Serie geschaltet, über welche die Xenon-Lampe durch gepulste Spannungsüberhöhung gezündet wurde. Die 3-inch-Lampen wurden maximal mit 800 Joule belastet; auf das Volumen des nur 2 inch langen Rubin II kamen folglich höchstens 540 Joule. Der Laser wurde stets bei Zimmertemperatur betrieben.

### 1.2 Blitzlampenlicht und Rubinfluoreszenz

Eine Photodiode (Lite Mike, Model 560/561; EGG) diente zur Aufnahme der Blitzlichtleistung, ein Multiplier zur Aufzeichnung des Fluoreszenzlichtes der Rubinstäbe (Abb. 1).

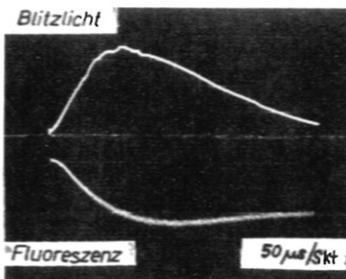


Abb. 1:

Zeitlicher Verlauf von Blitzlicht- und Fluoreszenzlichtleistung; Input 800 Joule.

Die Leistungsmaxima liegen bei 150  $\mu\text{s}$  und 250  $\mu\text{s}$ ; das heißt: nach 250  $\mu\text{s}$  überwiegt die spontane Emission bzw. Fluoreszenz die Absorption der inzwischen abfallenden Blitzlichtenergie. Die Übergänge vom metastabilen Zustand zurück zum Grundzustand der  $\text{Cr}^{+++}$ -Ionen übertreffen das Aufpumpen des metastabilen Niveaus über höhergelegene Cr-Zustände; die Besetzungsinversion hat also ihren Höchstwert überschritten.

Infolge Elektropolierung der elliptischen Zylinder war das Fluoreszenzmaximum von 350 auf 250  $\mu\text{s}$  vorgerückt. Der Wirkungsgrad beim optischen Pumpen war also vergrößert worden, was sich auch in einer 15%igen Minderung der Emissionsschwelle auswirkte.

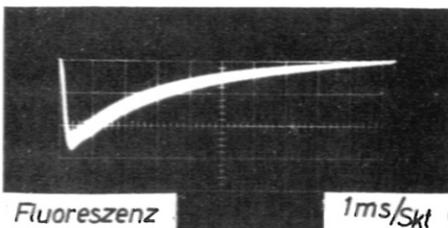


Abb. 2:

Abfall des Fluoreszenzlichtes proportional zur metastabilen Besetzung  $N(t)$ .

Vom Zeitpunkt verschwindender Blitzlichtleistung an, d.h. nach etwa  $t_0 = 600 \mu\text{s}$ , gibt die Fluoreszenzkurve die exponentielle Abnahme  $dN/dt$  der Besetzung  $N(t)$  wieder:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{\tau} \cdot N(t) \quad (1)$$

$$\text{oder } N(t) = N_0 \cdot e^{-(t-t_0)/\tau} \quad (2)$$

Aus Abb. 2 bestimmt sich die mittlere Lebensdauer  $\tau$  des angeregten, metastabilen Zustandes zu

$$\tau = (3 \pm 0,2) \text{ ms}$$

### 1.3 Laseremission - abhängig von Blitzlampenenergie

Ohne äusseren Spiegel erreichte der Rubinstab II seine Schwelle nicht. Daher wurde zur Untersuchung des Laserausgangs vor das offene Ende von Rb II ein dielektrischer Spiegel mit 40% Transmission gestellt. Mit einem Autokollimationsfernrohr wurden Spiegel und Rubindeckfläche parallel zueinander justiert.

Die Laseremission setzte bei einer Schwelle  $E_s$  von 270 Joule ein. Der energetische Wirkungsgrad  $W$  dieses Systems - definiert als Verhältnis von Ausgangs- und Eingangsenergie  $A/E$  - ist nach den Meßergebnissen in Abb. 3a:

$$W = \text{tg } \alpha \cdot \left(1 - \frac{E_s}{E}\right) \quad (3)$$

und beträgt maximal 5% bei einem Eingang von 540 Joule:

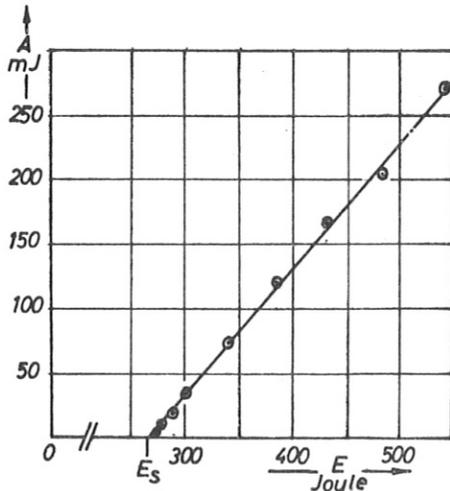


Abb. 3a: Energie der Laseremission abhängig vom Lampen-Input

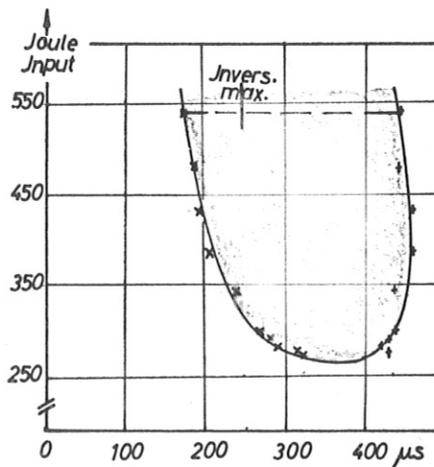


Abb. 3b: Einsatz der Laserstrahlung (x) - letzter Lichtimpuls (+)

In Abb. 3b ist der Emissionszeitraum zwischen den beiden Grenzkurven von Lasereinsatz und letztem Lichtimpuls angegeben. Der unsymmetrische Verlauf der Fluoreszenzkurve (Abb. 2) zum Maximum hat zur Folge, daß die Grenzkurven nicht symmetrisch zum Inversionsmaximum liegen (250  $\mu\text{s}$  für 540 Joule Input).

### 2. Modenselektion eines Spiegeletalons

Die Rückkopplung eines Spiegeletalons in einem Laserresonator bewirkt infolge seiner Wellenlängenabhängigkeit eine Selektion der Moden, wenn die Schwellenenergie nur für die Reflexionsmaxima erreicht wird.

2.1 Axialmoden eines Lasers

Für die axialen Moden eines Fabry-Perot-Resonators muß die optische Resonatorlänge ein ganzzahliges Vielfaches von  $\lambda/2$  sein. Der Modenabstand beträgt folglich

$$\delta_i \lambda = \frac{\lambda^2}{2 \eta_i l_i} \quad (4)$$

$l_i$  = Resonatorlänge,  $\eta_i$  = optischer Brechungsindex

Sind in einer Laseranordnung mehrere Rubinstäbe axial hintereinandergereiht, so enthält das Spektrum nur die Wellenlängen, welche die Interferenzbedingung für jede einzelne Resonatorlänge erfüllen. Das kleinste gemeinsame Vielfache der  $\delta_i \lambda$  liefert den Modenabstand  $\delta_0 \lambda$  der gesamten Anordnung.<sup>1)</sup>

2.2 Reflexionsvermögen des Etalon- Reflektors

Das Reflexionsvermögen  $R_0$  des Reflektors ist als Folge der Interferenz der Wellen, die an der dielektrischen Spiegelfläche und an der unvergüteten Rückseite der Glasplatte reflektiert werden, wellenabhängig.

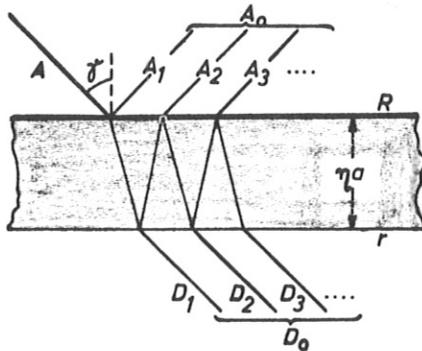


Abb. 4:  
Zur Berechnung der Reflexion  $R_0$   
eines einseitig verspiegelten  
Glasetalons

Abb. 4 deutet die Verhältnisse bei schrägem Lichteinfall  $\varphi > 0$  an.  $R$  sei das Reflexionsvermögen der Verspiegelung,  $r$  dasjenige des unvergüteten Glases;  $\eta \cdot a$  = optische Weglänge.

Die Amplituden  $A_0$  und  $D_0$  des reflektierten bzw. durchtretenden Lichtanteils summieren sich aus den Einzelreflexionen  $A_i$  bzw. Transmissionen  $D_i$ , wobei jeweils ein Phasenunterschied  $\varphi$  einzuberechnen ist.

$$D_0 = \sum_{m=1}^{\infty} D_m e^{i(m-1)\varphi} \quad (5)$$

Im Falle  $\varphi = 0$  und  $A = 1$  ist

$$\varphi = \frac{4\pi \eta a}{\lambda} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} D_1 &= \sqrt{1-r} \sqrt{1-R} \\ D_m &= D_{m-1} \sqrt{rR}, \quad m \geq 2 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Die Transmission  $T_0$  des Etalons ist nun aus der Definitionsgleichung

$$T_0 = D_0 D_0^* , \quad D_0^* \text{ konjugiert komplex} \quad (8)$$

ableitbar; man findet

$$T_0 = \frac{\sqrt{1-r} \sqrt{1-R}}{1 - \sqrt{rR} e^{i\varphi}} \cdot \frac{\sqrt{1-r} \sqrt{1-R}}{1 - \sqrt{rR} e^{i\varphi}} \quad (9)$$

$$T_0 = \frac{(1-r)(1-R)}{(1-\sqrt{rR})^2 + 4\sqrt{rR} \cdot \sin^2 \frac{2\pi\eta a}{\lambda}} \quad (10)$$

Das Reflexionsvermögen  $R_0 = 1 - T_0$  ist dann:

$$R_0 = \frac{(\sqrt{R}-\sqrt{r})^2 + 4\sqrt{rR} \cdot \sin^2 \frac{2\pi\eta a}{\lambda}}{(1-\sqrt{rR})^2 + 4\sqrt{rR} \cdot \sin^2 \frac{2\pi\eta a}{\lambda}} \quad (11)$$

Ergebnis:  $R_0$  ist eine periodische Funktion der Wellenlänge  $\lambda$ . Der Abstand der äquidistanten Reflexionsmaxima ist

$$\delta\nu = \frac{c}{2\eta a} , \quad \delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\eta a} \quad (12)$$

Der für die Laseruntersuchung verwendete Etalon-Reflektor besaß die Werte

$$\begin{array}{ll} \eta = 1,46 & a = 5,7 \text{ mm} \\ r = 0,04 & R = 0,60 \end{array}$$

Das Reflexionsvermögen schwankt nach (11) zwischen

$$R_{\max} = 0,71 \quad \text{und} \quad R_{\min} = 0,46$$

Die Maxima folgen mit einem Abstand von

$$\delta\lambda = 0,29 \text{ \AA} \quad (\lambda \approx 6943 \text{ \AA})$$

aufeinander.

Gehrer und Röss<sup>1)</sup> benutzten eine unverspiegelte bzw. beidseitig verspiegelte Glasplatte und erzielten Reflexionsschwankungen zwischen 0 und 15 bzw. 60%.

### 2.3 Modenselektion - gemessen mit Gitter und Fabry-Perot

In Abb. 5 ist die Rubinfluoreszenzlinie (Halbwertsbreite ca.  $1,5 \text{ \AA}$ ) für zwei Temperaturwerte gezeichnet; darunter das Reflexionsvermögen des Etalons nach 2.2.

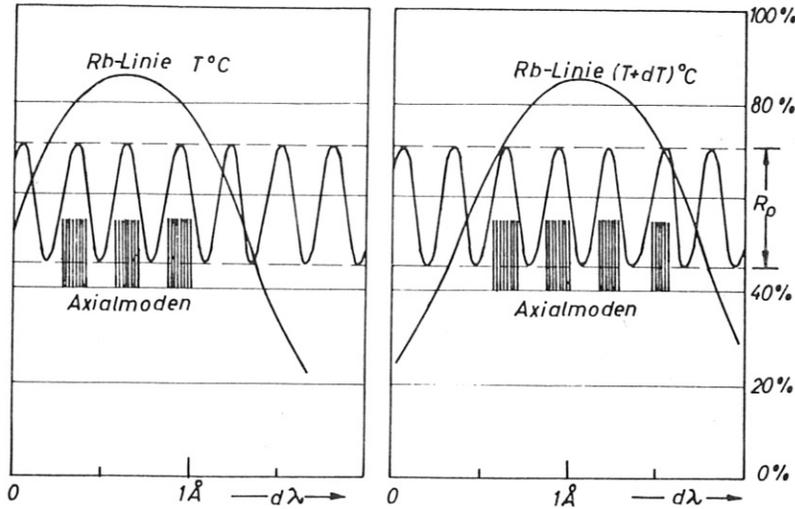


Abb. 5 : Zur Modenselektion durch ein Spiegeletalon

Die Laseremission ist in drei bis vier Bändern auf der Rubinlinie zu erwarten - und zwar am Ort der Reflexionsmaxima, wenn die Eingangsenergie unter der Schwellenergie für 46%-ige Rückkopplung liegt. Bei großer Auflösung ( Fabry-Perot: einige Hundertstel Å) wird man eine weitere Strukturierung der Bänder erkennen : die Axialmoden für Rb I mit 13,5 cm optischer Länge, welche in Abb.5 für die drei bzw. vier Emissionsbänder unterhalb der Reflexionskurve schematisch angedeutet sind.

Die Spektraluntersuchungen wurden mit einem Gitterspektrographen und einem Fabry-Perot-Interferometer durchgeführt.

Bevor der Laserstrahl auf den Eingangsspalt ( $10/\mu$ ) des Spektrographen fiel, wurde er mit einer Mattscheibe aufgestreut. Das benutzte Gitter mit 1300 Strichen/mm hatte eine Auflösung von  $1,78 \text{ Å/mm}$ . Zwei Laserresonatoren wurden verglichen:

1. Rubin I - mit 98 und 60%-igem Etalon-Reflektor abgeschlossen
2. Rubin II mit Dach - auf der freien Seite mit 60%-igem Etalon-Reflektor abgeschlossen

Abb.6 zeigt eine Aufnahme der Spektralverteilung des Laserlichtes. Die vier äquidistanten Emissionsbänder haben den theoretisch erwarteten Abstand von  $(0,29 \pm 0,02) \text{ Å}$  bei einer Halbwertsbreite von ca.  $0,15 \text{ Å}$ .

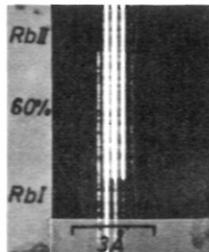


Abb.6 :  
Laserspektren bei Modenselektion.  
Mittlere Reflexion des Spiegeletalons=60%  
Schwankungen zwischen 46 und 71%

Infolge Temperaturverschiedenheit von Rubin I und Rubin II (ca.  $3^\circ\text{C}$ ) sind beide Spektren um etwa einen Bandabstand von  $0,3 \text{ Å}$  verschoben. Bestand Temperaturgleichheit, so deckten sie sich - eine Bedingung für maximale Leistungsverstärkung in einem zweistufigen Laser.

Wurde das dielektrisch verspiegelte Etalon mit 60% mittlerer Reflexion durch einen Metallspiegel mit 95%igem Reflexionsvermögen ersetzt, so trat keine Modenselektion auf (Abb. 7). Die Schwankungen der Spiegelerückkopplung zwischen 93 und 97% sind geringfügig, die Emissionsschwelle wird auch im Reflexionsminimum von 93% erreicht.

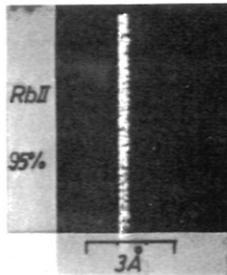


Abb. 7 :  
Laserspektrum ohne Modenselektion,  
Reflexionsschwankung zwischen 93 und 97%

Die Laseremission wurde zusätzlich mit einem Fabry-Perot-Interferometer untersucht. Der Laserstrahl - von den beiden hintereinandergestellten Rubinstäben Rb I + II über den 60%igen Etalon-Reflektor emittiert - wurde zunächst durch eine Bikonkavlinse (  $f = - 5$  cm) aufgeweitet und dann auf das Interferometer geschickt. Die konzentrischen Ringsysteme wurden mit einer auf  $\infty$  eingestellten Kamera aufgenommen. Filme: Perutz F 20

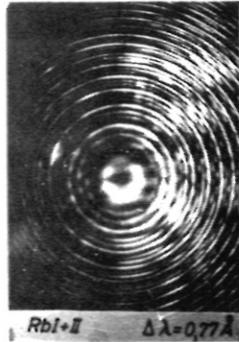


Abb. 8 :  
Ringsysteme von Bändern der Laseremission  
(Exakta  $f = 135$  mm, Blende 3,5)

Zur Aufnahme von Abb. 8 wurde ein Abstand  $d = 3,11$  mm der Interferometerplatten gewählt. Der Dispersionsbereich ist in diesem Falle

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2d} = 0,77 \text{ \AA} \quad (13)$$

Wiederum zeigt sich, daß die Emission in drei Bändern mit jeweiligem Abstand  $\delta \lambda$  von  $0,29 \text{ \AA}$  einsetzt. Dieser Wellenlängenunterschied wurde gemäß

$$\delta \lambda = \frac{\lambda}{8f^2} \cdot \frac{\phi_1^2 - \phi_2^2}{v^2} \quad (14)$$

für je zwei Kreisringe innerhalb einer Spektralordnung berechnet.  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  sind Kreisdurchmesser,  $v$  ist die Nachvergrößerung der Abbildung = 2,7.

## 2.4 Einfluß der Temperatur

Um die spektrale Abhängigkeit der Laseremission von der Temperatur zu gewinnen, wurde - wie Abb. 9 beschreibt - die Temperatur des Rubinstabes Rb II durch aufeinanderfolgendes Zünden der Blitzlampe stetig erhöht. Die Temperatur des Rubin wurde mit einem geeichten Thermophil gemessen (Germanium-Halbleiter in wärmeempfindlichem Fühler). Die Eingangsenergie betrug jeweils 540 Joule.



Man erkennt, wie die Mitte der Rubin-Fluoreszenzlinie über drei Reflexionsmaxima und Minima hinwegwandert, was schon in Abb. 5 angedeutet wurde.

Die Wellenlängenänderung infolge Temperaturerhöhung ergibt sich zu

$$\frac{d\lambda}{dT} = 0,08 \text{ \AA pro } ^\circ\text{C}$$

Gehrer und Röss <sup>2)</sup> fanden den Wert  $0,075 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ ;  
Abella und Cummins <sup>3)</sup>:  $0,065 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$

Abb. 9: T - beeinflusstes Laserspektrum

## 3. Impulsverstärkung durch Hintereinanderschalten zweier $90^\circ$ -Rubine mittels Kerrzelle

Prinzipiell werden Riesenimpulse auf diese Weise erzeugt: Der Laserresonator wird zunächst verstimmt, so daß er seine Emissionsschwelle nicht erreicht und die Besetzungsinversion im Rubin auf einen größtmöglichen Wert klettern kann. In diesem Moment wird die Verstimmung aufgehoben, die Resonatorgüte Q wieder eingestellt - der Laser emittiert einen Riesenimpuls.

Werden hierzu Spiegel und Polarisatoren verwendet, so begrenzt deren Haltbarkeit die Impulsverstärkung. Die von Peressini <sup>4)</sup> beschriebene Anordnung erfordert weder Spiegel noch Polarisatoren.

### 3.1 Kerrzelle als Schalter zwischen zwei 90°-Rubinen

Es gibt zwei Möglichkeiten, den unter 1. beschriebenen zweistufigen Laser allein mittels Kerrzelle als Q-Switch-Laser zu betreiben.

- a) Die optischen Achsen der auf einer Achse justierten 90°-Rubine stehen zueinander senkrecht (Achsenorientierung nach Phasenkontrastverfahren mit Polarmikroskop). Zwischen die Rubine wird eine Kerrzelle gestellt, deren Elektroden so geneigt sind, daß das teilweise polarisierte Fluoreszenzlicht beider Rubine mit der Schwingungsebene unter 45° zur Feldrichtung läuft. In Abb. 10 ist dieser Aufbau skizziert.

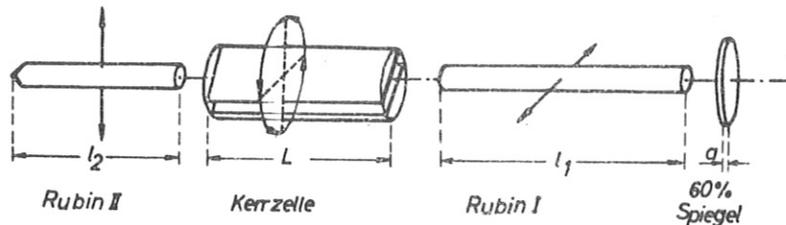


Abb. 10: Anordnung zur Impulsverstärkung durch Kopplung zweier 90°-Rubine

Zunächst liegt an der Kerrzelle keine Spannung an. Die Emissionsschwelle der "gekreuzten" Rubine wird nicht erreicht - auch nicht für einen der beiden Rubinstäbe allein. Nach Erreichen der maximalen Besetzungsumkehr durch das Pumplicht wird ein Spannungsimpuls auf die Kerrzelle gegeben. Durchläuft dieser Impuls die Halbwertsspannung  $U_{\lambda/2}$ , die laut Definition eine Drehung der Schwingungsebene um 90° bewirkt, so sind die beiden Rubine als Resonator maximaler Güte Q "hintereinandergeschaltet". Es kommt zur Ausbildung eines Riesenimpulses.

Die Ergebnisse dieser Schaltung werden unter 3.3 aufgeführt. Wie in Abb. 11 angedeutet, war es bei dem kleinen aktiven Volumen von Rubin I und II doch erforderlich, einen Spiegel als Reflektor zu benutzen.

- b) Die optischen Achsen der hintereinandergestellten 90°-Rubine seien nun parallel zueinander. An der Kerrzelle liege die Halbwertsspannung  $U_{\lambda/2}$  an, welche durch 90°-Drehung der Schwingungsebene den Resonator verstimmt. Wird dann bei höchster Inversion der Rubine die Spannung abgeschaltet, so ist ein Riesenimpuls zu erwarten. Es wird sich dann normale Emission anschließen, welche bei abermaligem Aufbau der Kerrzellenspannung wieder abbricht.

Diese Q-Switch-Durchführung erfordert eine Kerrzelle mit reinstem Nitrobenzol. Nur ein Widerstand von mehreren Giga-Ohm vermeidet ein Aufkochen des giftigen Nitrobenzols und einen Zusammenbruch der Generatorspannung.

### 3.2 Spannungsimpuls zur 90° - Drehung

In einen Hohlzylinder aus Glas ( $\varnothing_1 = 21$ , Wandstärke = 2,  $L = 76$  mm) mit einem Ansatzstutzen zum Einfüllen des Nitrobenzols wurden Messingelektroden der Größe  $12 \times 76$  mm<sup>2</sup> und einem Plattenabstand  $d = 7$  mm eingeschmolzen und nachträglich vergoldet. Auf die Endschliffe des Zylinders wurden Glasscheiben (Schott 8482, rohpoliert) planparallel zueinander aufgeklebt. Als Klebmittel eignet sich Ceresin-Wachs, da es sehr beständig ist gegen Nitrobenzol und einen niedrigen Schmelzpunkt hat (ca. 60° C).

Das käufliche Nitrobenzol wurde bei Normaldruck und vermindertem Druck (5 Torr) destilliert und zweimal ausgefroren. Dabei stieg sein Widerstand - zwischen den Elektroden der Kerrzelle gemessen - von 1 auf 35 M  $\Omega$ .

Den Spannungsimpuls lieferte ein 15 kV - Trigger - Gerät, in das ein Stelltransformator zur Regelung der Spannungsspitze zwischen 0 und 15 kV eingebaut wurde. Die negative Spannungsspitze wird nach ca. 150 ns erreicht; die Relaxationszeit beträgt 11  $\mu$ s. Der Jitter der Impulses war kleiner als 150 ns.

Die Halbwertspannung  $U_{\lambda/2}$ , die an die Kerrzelle gelegt werden muss, um eine Drehung der Schwingungsebene von  $90^\circ$  zu erhalten, ist

$$U_{\lambda/2} = \frac{d}{\sqrt{2BL}}$$

$$\text{Kerrkonstante } B = \frac{43 \cdot 10^{-10}}{\text{mm (Volt/mm)}^2}$$

Im vorliegenden Fall ist  $U_{\lambda/2} = 8,7 \text{ KV}$ .

### 3.3 Erzeugung der Riesenimpulse

Die Impulsverstärkung soll an der Normalemission des zweistufigen Lasers mit parallel gerichteten optischen Achsen der  $90^\circ$ -Rubine gemessen werden:  $N_{\text{max}} = 25 \text{ kW}$ ,  $E = 160 \text{ m Joule}$ .

Nach der unter 3.1 beschriebenen Möglichkeit, eine Kerrzelle als Kopplungsschalter zwischen zwei  $90^\circ$ -Rubinen mit gekreuzten optischen Achsen zu verwenden, wurden optische Riesenimpulse erzeugt und über eine geeichte Photodiode registriert. Die Spannungsspitze des Kerrzellenimpulses mußte eine Höhe zwischen 8,5 und 15 kV haben und zwischen 250 und 750  $\mu$ s nach Zünden der Blitzlampen (2x800 Joule) getriggert werden.

Um den Einfluß der Impulshöhe auf die Laseremission zu ermitteln, wurde der Zeitverzögerungsparameter konstant auf 340  $\mu$ s gehalten. Die Ergebnisse sind in Abb. 11 angedeutet.

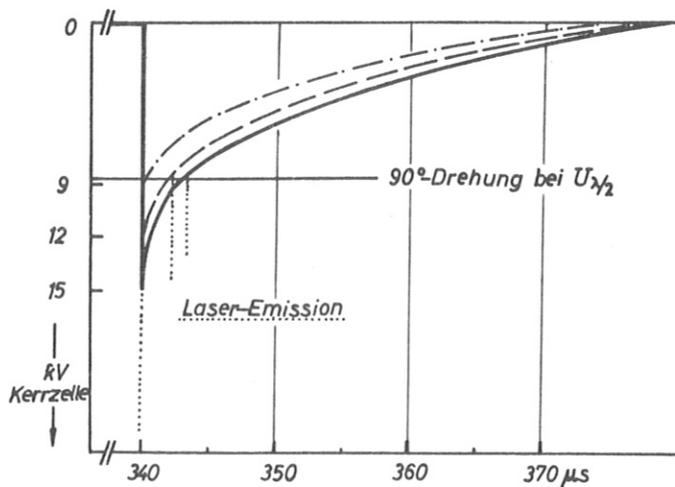


Abb. 11: Zur Emission von Riesenimpulsen bei verschiedenen Spannungsspitzen der Kerrzelle

$U_{\max} = 9 - 12 \text{ kV}$ :

Es tritt nur ein "Spike" im Moment der Spannungsspitze auf mit einer Leistung von maximal 190 kW und einer Energie von 6 bis 7,5 m Joule (Abb. 12, oben). Die Halbwertsbreite errechnet sich daraus zu  $\tau \approx 40 \text{ ns}$ . Der Jitter hatte einen Wert  $< 200 \text{ ns}$ .

$U_{\max} \approx 13 \text{ kV}$ :

Wie schon bei kleinerer Spannungsspitze wurde ein Riesenimpuls mit etwa 200 ns Jitter beim ersten Durchlaufen der Halbwertspannung  $U_{\lambda/2} = 8,7 \text{ kV}$  emittiert; seine Energie  $E = 8 \text{ m Joule}$ . Bei Annahme, daß der Bereich der Halbwertspannung von 8,5 - 9 kV, in der sich der Laserimpuls aufbaut, innerhalb von  $\tau \approx 20 \text{ ns}$  durchlaufen wird, beträgt die Laserleistung  $N_{\max}$  ca. 400 kW; die Impulsverstärkung ist 16-fach.

Mit  $2 \mu\text{s}$  Verzögerung nach dem ersten Spike wurde (nicht immer) ein zweiter verzeichnet, der gemäß Abb. 11 auf der weniger steilen Impulsseite erzeugt wurde. Seine Emission war möglich, wenn sich bis zum zweiten Durchlauf der Halbwertspannung die Besetzungsinversion regeneriert hatte. Der "Nachzügler" besaß eine Energie  $E$  von etwa 1,5 m Joule und eine Leistung  $N_{\max}$  von nur 40 kW; folglich eine Halbwertsbreite  $\tau$  von 40 ns.

$U_{\max} \approx 15 \text{ kV}$ :

Mindestens zwei, sogar drei Laserspikes mit 2 und  $3 \mu\text{s}$  Zeitabstand wurden emittiert (Abb. 11). Die "Nachzügler" hatten nur Energien bis 4 m Joule und maximale Leistungen von 100 kW (Abb. 12, unten). Ihr Jitter lag zwischen 0,5 und  $1 \mu\text{s}$ .

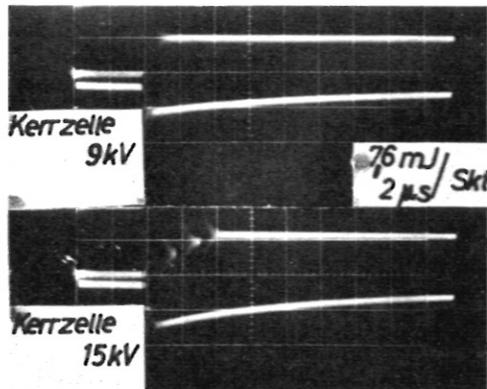


Abb. 12:  
Energie der Riesenimpulse bei negativem Kerrzellenimpuls von 9 und 15 kV  
(Vorlauf  $336 \mu\text{s}$ )

- 4. Impulsverstärkung durch organische Farbstoffe
- 4.1 Verwendung sättigbarer Absorber

Die Absorption gewisser organischer Farbstofflösungen kann bei hohem Lichtfluß gesättigt werden.<sup>5)</sup> Die Sättigung wird selektiv genannt, falls sie mit quasimonochromatischem Licht nur in einem gegen die Absorptionslinienbreite kleinen Spektralbereich stattfindet.

Solche sättigbaren Absorber werden als Schalter in Riesenimpuls-Lasern verwendet. Die Sperrwirkung des Absorbers setzt die Resonatorgüte zunächst herab; die Emissionsschwelle ist künstlich überhöht, um die hohe Besetzungsinversion im Lasermaterial zu erhalten. Infolge der spontanen Emission des Rubin geht dann bei Absorptionssättigung die Transmission gegen 1 : es entsteht ein Riesenimpuls.

Dieser Vorgang wiederholt sich in der Gegend des Fluoreszenzlichtmaximums mehrmals hintereinander, wenn die Relaxationszeit des Rückganges in die ursprüngliche Absorption

genügend groß ist gegenüber der Anstiegszeit des Riesenimpulses, aber nicht zu groß im Verhältnis zu der Zeitspanne, in der eine überhöhte Besetzungsinversion erreicht wird.

#### 4.2 Passiver Q-Switch mit Methylenblau

Als absorbierender Farbstoff wurde Methylenblau gewählt und in einer 10 mm breiten Glasküvette mit destilliertem Wasser gelöst. Die Küvette war zwischen Rubin II und dem 60%-Reflektor (1.3) justiert.

Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse des Laser-Output bei wachsender Konzentration des Methylenblau. Die Impulse werden seltener, ihre Spitzenleistung wird im Mittel um den Faktor 15 auf 140 kW erhöht - einmal infolge Vergrößerung der mittleren Energie eines Spike ( $E_1 = 1,5$  m Joule  $\rightarrow E_1 = 6,1$  m Joule), ausserdem durch Verkürzung der Impulshalbwertsbreite ( $\tau = 140$  ns  $\rightarrow \tau = 40$  ns). Der Quotient von Energie und Leistung eines Einzelimpulses wurde als Impulsdauer  $\tau_{\text{rechn.}}$  eingetragen. Die Werte  $\tau$  und  $\tau_{\text{rechn.}}$  differieren natürlich wegen ihrer Definitionsunterschiede.

Q-Switch mit Methylen-Blau	nur H <sub>2</sub> O	blassblaue Lösung	hellblau	mittelblau	
Anzahl der Impulse	ca. 55	ca. 12	5-6	1	
mittl. Leistung $N_1$	9	30	50	140	kW
mittl. Energie $E_1$	1,5	2,7	3,8	6,1	mJoule
Gesamt-Energie $E$	80	30	20	6	mJoule
Halbwertsbreite $\tau$	140	70	60	40	nsec
$\tau_{\text{rechn.}} = E_1/N_1$	170	90	75	45	nsec