

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Ein Pikosekunden-Neodymglass-Laser
im Terawattbereich

H. Salzmann

IPP IV/21

Oktober 1971

*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.*

(in German)

ABSTRACT

A mode-locked Neodymium glass laser for plasma production from solid targets is described. The laser delivers single laser pulses with an energy up to several Joules. Pulse duration is less than 10 ps, beam divergence is 700 μ rad and the forerunning pulses are suppressed by a factor of 3000. The amplifier chain with a gain factor of $\sim 10^5$ is protected against reflections from a target by optical isolators. These also prevent the amplifier chain against self-excitation.

I. EINLEITUNG

II. DER LASER

1. Der Oszillator

- 1.a Prinzip der Modenkopplung - Modenkopplung beim einfachen Resonator -
- 1.b.1 Zeitliche Entwicklung der Modenkopplung
- 1.b.2 Satellitenimpulse
- 1.b.3 Einfluss modenselektierender optischer Komponenten
- 1.c Experimenteller Aufbau
 - 1.c.1 Optische Komponenten
 - 1.c.2 Justierung
 - 1.c.3 Betriebserfahrungen, Reproduzierbarkeit

2. Die Einzelimpuls-Schaltung

- 2.a Der elektrooptische Schalter
- 2.b Die Kabelentladung
- 2.c Die lasergetriggerte Funkenstrecke
- 2.d Die Kerrzelle

3. Die Impulsverstärkung

- 3.a Vorverstärkung mit mehrfachem Durchlauf
- 3.b Schutz gegen Reflexionen vom Target
- 3.c Die Haupt-Verstärkerkette

4. Die wichtigsten Laserparameter

- 4.a Die Impulsdauer
- 4.b Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis
- 4.c Die Energiemessung
- 4.d Die Winkeldivergenz

III. ZUSAMMENFASSUNG

IV. LITERATURHINWEISE

I. EINLEITUNG

Leistungsstarke Impulslaser sind von grossem Interesse für die Plasmaphysik. So lassen sich z.B. extrem dichte, heisse Plasmen erzeugen, wenn man die Strahlung von Impulslasern auf die Oberfläche von festen Targets fokussiert. Derartige Plasmen haben Bedeutung für die Fusionsforschung, als kurzzeitige Neutronen- und Röntgenstrahlungs-, sowie als Ionenquelle. Die experimentellen Arbeiten an lasererzeugten Plasmen setzen naturgemäss eine aufwendige Technologie auf dem Gebiet der Hochleistungs-Impulslaser voraus.

Die zur Zeit leistungsstärksten Impulslaser sind Neodymglaslaser. Mit grossen vielstufigen Anlagen lassen sich Ausgangsleistungen von ungefähr 50 Gigawatt bei einer Impulsdauer von einigen Nanosekunden erzielen. Die Ausgangsenergie wird dabei im wesentlichen durch die Zerstörungsgrenze der Neodymgläser begrenzt, die bei den genannten Impulsdauern im Bereich von 20 J/cm^2 liegt. Grosse Ausgangsenergien bedingen somit grosse Querschnitte der letzten Verstärkerstufen, wodurch das gleichmässige optische Pumpen der Verstärkerstäbe problematisch wird. Eine andere Möglichkeit höhere Laserintensitäten zu erreichen besteht darin, die Impulsdauern wesentlich zu verkürzen. Bei Laserimpulsen von einigen Pikosekunden Dauer liegt die Zerstörungsgrenze der Neodymgläser bei ungefähr $1/20$ des Wertes für Nanosekundenimpulse. Da jedoch die Pulsdauern um einen Faktor 1000 kürzer sind, lassen sich mit vergleichbar dimensionierten Laseranlagen bei Betrieb im Pikosekundenbereich wesentlich höhere Leistungen als im Nanosekundenbereich erzielen.

In dieser Arbeit soll ein Pikosekundenlaser beschrieben werden, der zur Plasmaerzeugung verwendet wurde. Seine Leistung liegt im Bereich von $10^{11} - 10^{12} \text{ W}$. Flächenleistungen im Brennfleck von $10^{15} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$ konnten mit der beschriebenen Anordnung erreicht werden. Die Amplitude E_0 der elektrischen Feldstärke der Lichtwelle ist dabei im Fokusbereich von der Grössenordnung der elektrischen Feldstärke auf der innersten Bohrschen Bahn des Elektrons im Wasserstoffatom ($E_0 \geq 9 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$, $B_0 \geq 3 \text{ M}\Gamma$). Die Energiedichte ϵ der elektromagnetischen Strahlung im Fokus liegt um über eine Grössenordnung über der Energiedichte des Sprengstoffs TNT ($\epsilon \geq 3 \cdot 10^5 \text{ J/cm}^3$).

II. DER LASER

II.1 Der Oszillator

II.1a Prinzip der Modenkopplung

- Modenkopplung bei einfachem Resonator -

In diesem Abschnitt soll das Prinzip der Modenkopplung erläutert werden, soweit es zum Verständnis der Funktionsweise des Lasers notwendig ist. Darüber hinaus sei auf die Übersichtsartikel von DeMaria et al. /1/, Basov et al. /2/, Kryukov et al. /3/ und Duguay et al. /4/ verwiesen, die auch vollständige Literaturhinweise enthalten.

Ein Laseroszillator besteht aus einem aktiven Material von geeigneter Form und einem optischen Resonator, in dem sich das aktive Medium befindet. Die Eigenschwingungen des Resonators sind diskret, da seine Dimensionen endlich sind. Die Laserstrahlung kann sich nur in diesen Eigenschwingungen aufbauen. Der Einfachheit wegen wollen wir im folgenden nur elektromagnetische Schwingungen ein und derselben Ausbreitungsrichtung im Resonator betrachten. Die zu einer derartigen "transversalen Mode" gehörigen axialen Eigenfrequenzen sind bei einem ebenen Fabry-Perot Resonator, der nun behandelt werden soll, äquidistant. Ihr Frequenzabstand beträgt $\nu = c/2\ell$, die reziproke Umlaufzeit des Lichts im Resonator. Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und ℓ die effektive Resonatorlänge: $\ell = \sum_i n_i \ell_i$, wobei sich die Summation über alle Weglängen i mit Brechungsindex n_i innerhalb des Resonators erstreckt.

Abbildung 1 a zeigt schematisch das Linienprofil der Fluoreszenzlinie des aktiven Materials, Abbildung 1 b schematisch die axialen Resonatoreigenfrequenzen und Abbildung 1 c schematisch den Verstärkungsfaktor. Alle Grössen sind über der Frequenz aufgetragen.

Es soll nun betrachtet werden, was geschieht, wenn alle angeregten, d. h. innerhalb eines gewissen Frequenzintervalls liegenden axialen Eigenschwingungen phasengleich schwingen. Wir untersuchen nicht den zeitlichen Aufbau, das Anschwingen des Lasers, sondern seinen stationären Endzustand, über dessen Zustandekommen bei dieser Behandlung nichts ausgesagt wird.

Im stationären Zustand des Lasers ist die Verstärkung des Lichtes im aktiven Material pro Resonatordurchlauf gleich den Transmissionsverlusten am Auskoppelspiegel (Beugungs-, Absorptions- und Streuverluste werden vernachlässigt). Dieser Zustand lässt sich durch ein Modell beschreiben, in dem Licht verlustfrei zwischen zwei vollständig reflektierenden unendlich ausgedehnten ebenen Spiegeln umläuft. Diese Spiegel sollen sich bei $X = 0$ und $X = \ell$ befinden (Abbildung 2).

Gesucht werden die möglichen Lösungen der Wellengleichung

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x,t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(x,t) = 0 \quad (1)$$

für ebene elektromagnetische Wellen mit Ausbreitungsrichtung senkrecht zu den Spiegelflächen. Es wird angenommen, dass sich keine dispersive Materie im Resonator befindet.

Mit dem Produktansatz

$$E(x,t) = u(x) \cdot v(t)$$

ergeben sich die beiden Differentialgleichungen

$$\frac{1}{c^2} \frac{\ddot{v}(t)}{v(t)} = -\lambda^2 \quad (2)$$

$$\frac{u''(x)}{u(x)} = -\lambda^2 \quad (3)$$

mit den Lösungen

$$v_\lambda(t) = A_\lambda e^{i c \lambda t} + B_\lambda e^{-i c \lambda t}$$

und
$$u_\lambda(x) = C_\lambda e^{i \lambda x} + D_\lambda e^{-i \lambda x}$$

Die vollständige Lösung ergibt sich durch Superposition:

$$E(x,t) = \sum_\lambda (C_\lambda e^{i \lambda x} + D_\lambda e^{-i \lambda x}) (A_\lambda e^{i c \lambda t} + B_\lambda e^{-i c \lambda t}) \quad (4)$$

Da die Spiegel bei $X = 0$ und $X = \ell$ perfekt reflektieren, lauten die Randbedingungen

$$E(0,t) \equiv 0 \quad (5)$$

und
$$E(\ell,t) \equiv 0 \quad (6)$$

Aus Bedingung (5) folgt

$$C_\lambda + D_\lambda = 0$$

und aus Bedingung (6)

$$\lambda = \frac{n\pi}{\ell},$$

wenn man die triviale Lösung $E(x,t) \equiv 0$ ausschliesst. Als Lösung ergibt sich somit

$$E(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(e^{\frac{i n \pi}{\ell} x} - e^{-\frac{i n \pi}{\ell} x} \right) \left(A_n e^{\frac{i n \pi}{\ell} c t} + B_n e^{-\frac{i n \pi}{\ell} c t} \right) \quad (7)$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \sin n \pi \frac{x}{\ell} \left(A_n' e^{\frac{i n \pi}{\ell} c t} + B_n' e^{-\frac{i n \pi}{\ell} c t} \right) \quad (7a)$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} A_n'' \sin n\pi \frac{x}{\ell} \cos \left(\frac{n\pi}{\ell} ct + \varphi_n \right) \quad (7b)$$

Bis jetzt wurden lediglich die Betrachtungen von Bernoulli und Euler zum Randwertproblem einer ideal elastischen, fest eingespannten, schwingenden Saite nachvollzogen. Auf die Behandlung des Randwertproblems würde nun die Lösung des Anfangswertproblems folgen, wobei die Fourierkoeffizienten A_n' und B_n' , bzw. A_n'' und φ_n so bestimmt werden, dass eine Anfangsamplitudenverteilung $E(x, 0)$ reproduziert wird. Statt dessen werden nun einige Annahmen bezüglich der Konstanten gemacht und es soll untersucht werden, welche Folgerungen sich aus diesen Annahmen für $E(x, t)$ ergeben.

Die Annahmen sind:

1. Im Resonator sind nur die Eigenfrequenzen innerhalb eines schmalen Frequenzbereiches, der Linienbreite der Laserstrahlung, angeregt. Das Frequenzintervall erstreckt sich von $\Omega_0 - \frac{\Delta\Omega}{2}$ bis $\Omega_0 + \frac{\Delta\Omega}{2}$, $\Delta\Omega$ ist die Linienbreite des Lasers. Zur rechnerischen Vereinfachung sollen die Zentralfrequenz Ω_0 der Laserlinie und die Grenzen des Frequenzbereiches mit Eigenfrequenzen des Resonators zusammenfallen:

$$\Omega_0 = N_0 \nu = \frac{N_0 \pi c}{\ell}$$

$$\frac{\Delta\Omega}{2} = \frac{n_0 \pi c}{\ell}$$

Die Annahme 1. lautet somit:

$$A_n'' = 0 \quad \text{für } n < N_0 - n_0 \quad \text{und } n > N_0 + n_0 \quad (8)$$

2. "Phasenkopplung" soll angenommen werden. Die Phasen φ_i aller Eigenschwingungen seien gleich Null:

$$\varphi_n = 0 \quad \text{für } N_0 - n_0 \leq n \leq N_0 + n_0 \quad (9)$$

Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme

$$A_n = B_n \quad \text{für } N_0 - n_0 \leq n \leq N_0 + n_0$$

3. Zur einfacheren Behandlung setzen wir ein kastenförmiges Linienprofil voraus:

$$A_n = \sqrt{2} \cdot E_0 \quad \text{für } N_0 - n_0 \leq n \leq N_0 + n_0 \quad (10)$$

Mit den Annahmen 1. bis 3. folgt aus Gleichung (7)

$$E(x, t) = \sum_{n=N_0-n_0}^{N_0+n_0} E_0 \left(e^{i \frac{n\pi}{\ell} x} - e^{-i \frac{n\pi}{\ell} x} \right) \left(e^{i \frac{n\pi}{\ell} ct} + e^{-i \frac{n\pi}{\ell} ct} \right) \quad (11)$$

Diese Lösung in Form einer Reihe ist recht unanschaulich. Um eine geschlossene Form zu erhalten, lassen wir den Spiegel an der Stelle ℓ ins Unendliche rücken. Dabei geht das diskrete Frequenzspektrum des Resonators in ein kontinuierliches und die Summe (11) in ein Integral über.

$$\begin{aligned} E(x, t) &= \lim_{\ell \rightarrow \infty} \frac{\sqrt{2} \ell}{\pi c} E_0 \int_{\Omega_0 - \frac{\Delta\Omega}{2}}^{\Omega_0 + \frac{\Delta\Omega}{2}} \left(e^{i \frac{\omega x}{c}} - e^{-i \frac{\omega x}{c}} \right) \left(e^{i \omega t} + e^{-i \omega t} \right) d\omega \\ &= \frac{2^{3/2} i E_0 \ell}{\pi c} \int_{\Omega_0 - \frac{\Delta\Omega}{2}}^{\Omega_0 + \frac{\Delta\Omega}{2}} \left(\sin \omega \left(\frac{x}{c} + t \right) + \sin \omega \left(\frac{x}{c} - t \right) \right) d\omega \\ &= - \frac{2^{3/2} i E_0 \ell}{\pi c} \left\{ \frac{\cos \left[\left(\Omega_0 + \frac{\Delta\Omega}{2} \right) \left(\frac{x}{c} + t \right) \right] - \cos \left[\left(\Omega_0 - \frac{\Delta\Omega}{2} \right) \left(\frac{x}{c} + t \right) \right]}{\frac{x}{c} + t} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\cos \left[\left(\Omega_0 + \frac{\Delta\Omega}{2} \right) \left(\frac{x}{c} - t \right) \right] - \cos \left[\left(\Omega_0 - \frac{\Delta\Omega}{2} \right) \left(\frac{x}{c} - t \right) \right]}{\frac{x}{c} - t} \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

Mit der trigonometrischen Summenformel für cos-Funktionen ergibt sich

$$E(x, t) = \frac{4\sqrt{2} E_0 \ell}{\pi c} \lim_{\ell \rightarrow \infty} \left\{ \sin \Omega_0 \left(\frac{x}{c} + t \right) \frac{\sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x}{c} + t \right)}{\frac{x}{c} + t} + \sin \Omega_0 \left(\frac{x}{c} - t \right) \frac{\sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x}{c} - t \right)}{\frac{x}{c} - t} \right\} \quad (13)$$

Die Lösung stellt zwei Wellenpakete mit der Trägerfrequenz Ω_0 dar, die dispersionsfrei in die +x und -x Richtung laufen.

Wir fragen nun nach dem Signal, das ein Photodetektor an der Stelle x_0 abgeben würde. Hierzu wird zunächst die Intensität $I(x, t)$ an der Stelle x_0 berechnet. Da der Photodetektor zu träge ist, um der Frequenz des Lichtes zu folgen, muss anschliessend eine Mittelwertbildung vorgenommen werden. Es wird dabei angenommen, dass die Einhüllende des zeitlichen Verlaufs von $I(x_0, t)$ so langsam veränderlich ist, dass sie vom Photodetektor zeitlich aufgelöst werden kann. Unter dieser Annahme reduziert sich die Mittelwertbildung auf die Mittelung $\langle I(x_0, t) \rangle_T$ über eine Periode der Trägerfrequenz.

$$\begin{aligned} J(x_0, t) &= E(x_0, t) E^*(x_0, t) \\ &= \frac{32 E_0^2 \ell^2}{\pi^2 c^2} \left\{ \sin^2 \Omega_0 \left(\frac{x_0}{c} + t \right) \frac{\sin^2 \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} + t \right)}{\frac{x_0}{c} + t} \right. \\ &\quad + \sin^2 \Omega_0 \left(\frac{x_0}{c} - t \right) \frac{\sin^2 \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} - t \right)}{\frac{x_0}{c} - t} \\ &\quad \left. + \frac{2}{\left(\frac{x_0}{c} \right)^2 - t^2} \sin \Omega_0 \left(\frac{x_0}{c} + t \right) \sin \Omega_0 \left(\frac{x_0}{c} - t \right) \sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} + t \right) \sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} - t \right) \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

Bei der zeitlichen Mittelung über die Schwingungsdauer $T = \frac{2\pi}{\Omega_0}$ der Trägerfrequenz ist der Amplitudenfaktor annähernd konstant. Somit ergibt sich

$$\begin{aligned} \langle J(x_0, t) \rangle_T &= \frac{32 E_0^2 \ell^2}{\pi^2 c^2} \left\{ \frac{1}{2} \frac{\sin^2 \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} + t \right)}{\left(\frac{x_0}{c} + t \right)^2} + \frac{1}{2} \frac{\sin^2 \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} - t \right)}{\left(\frac{x_0}{c} - t \right)^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\left(\frac{x_0}{c} \right)^2 - t^2} \sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} + t \right) \sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} - t \right) \cos 2\Omega_0 \frac{x_0}{c} \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{16 E_0^2 \ell^2}{\pi^2 c^2} \left\{ \frac{\sin^2 \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} + t \right)}{\left(\frac{x_0}{c} + t \right)^2} + \frac{\sin^2 \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} - t \right)}{\left(\frac{x_0}{c} - t \right)^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} + t \right) \sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} - t \right)}{\frac{x_0}{c} + t} \cdot \frac{\sin \frac{\Delta\Omega}{2} \left(\frac{x_0}{c} - t \right)}{\frac{x_0}{c} - t} \cdot \cos 2\Omega_0 \frac{x_0}{c} \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

Der erste Term in der Klammer stellt ein nach links laufendes und der zweite ein nach rechts laufendes Wellenpaket dar. Zunächst wird der dritte Term betrachtet. Er besteht aus dem Produkt zweier langsam veränderlicher Amplitudenfunktionen und einem hochfrequent oszillierenden Term. Dieser Term verschwindet, solange sich die beiden Wellenpakete nicht überlappen. Er stellt also einen Interferenzterm dar. Die Einhüllende der beiden Wellenpakete ist in Abbildung 3 skizziert.

Die Maximalintensität \hat{I} beträgt $\frac{4 E_0^2 \ell^2 \Delta\Omega^2}{\pi^2 c^2}$, die Halbwertsbreite τ ist angenähert $2\pi\Delta\Omega^{-1}$ und der Energieinhalt ist ungefähr gegeben durch die in der mittleren Spitze enthaltene Energie $E \sim \frac{8 E_0^2 \ell^2 \Delta\Omega}{\pi c^2} = \frac{16 E_0^2 \ell^2}{c^2} \Delta\nu$.

Wir wollen aus dem Ergebnis dieser einfachen Modellbetrachtung Schlüsse auf die Eigenschaften phasengekoppelter reeller Laser ziehen. Deren Resonatorlänge ist stets endlich, sodass anstelle des Fourierintegrals (12) die Fourierreihe (11) tritt. Hierdurch ändert sich jedoch die Form der Wellenpakete nur unwesentlich, da bei einem längeren Resonator (typischer Wert: 1 m) sehr viele Resonatoreigenfrequenzen innerhalb der Linienbreite des Lasers liegen. Wesentlich ist jedoch die nun als Folge der Reihendarstellung auftretende Periodizität der Wellenpakete. In Abbildung 4 ist schematisch die räumliche Intensitätsverteilung im Resonator zu vier aufeinanderfolgenden Zeiten t_1 bis t_4 dargestellt. In der Abbildung sind schematisch die periodisch angeordneten Resonatoren der Länge ℓ angedeutet, wie sie bei der Fourier-Reihendarstellung vorausgesetzt sind. Betrachtet man, wie dies in der Abbildung angedeutet ist, nur einen dieser Resonatoren ($0 \leq x \leq \ell$), so sieht man, dass ein kurzer Lichtimpuls zwischen den Spiegeln hin und her läuft. Bei einem realen Laser

ist mindestens einer der beiden Spiegel teildurchlässig. Hinter diesem Spiegel beobachtet man ausserhalb des Resonators periodisch Lichtimpulse, die im Abstand der Laufzeit des Lichts im Resonator aufeinanderfolgen. - Die Halbwertsbreite der Lichtimpulse ergab sich nach Gleichung (16) unter der Annahme eines rechteckigen Linienprofils als annähernd das Reziproke der Linienbreite. Legt man ein Gaussprofil zugrunde, so ergibt sich ein ähnlicher Wert für die Impulsdauer. Die Impulsdauer hängt also nicht kritisch vom Linienprofil, sondern im wesentlichen nur von dessen Halbwertsbreite ab.

Das Ergebnis der angestellten einfachen Betrachtung lässt sich folgendermassen zusammenfassen:

Sind in einem stationär arbeitenden Laser die axialen Moden starr phasengekoppelt, so besteht die Laserstrahlung aus einem Zug von Einzelimpulsen. Die Zeitdauer dieser Einzelimpulse ist gleich der reziproken Bandbreite der Laserstrahlung. Die Einzelimpulse folgen in einem Zeitabstand aufeinander, der gleich der Umlaufzeit des Lichts im Resonator ist.

Über die Art und Weise, wie man die axiale Modenkopplung erzwingen kann, wurde in diesem Abschnitt nichts ausgesagt. Dies wird speziell für Riesenimpulslaser in Abschnitt II.1.b diskutiert.

II.1.b. 1 Zeitliche Entwicklung der Modenkopplung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Auswirkung der Modenkopplung auf die Impulsform der Laserstrahlung im eingeschwungenen Zustand beschrieben. Es wurde jedoch nichts darüber ausgesagt, wie man diese Modenkopplung herbeiführen kann. Dies ist von Letokhov /5/ theoretisch untersucht worden. Im folgenden sollen diese Gedankengänge zum besseren Verständnis des Lasers kurz qualitativ beschrieben werden.

Hierzu betrachten wir die zeitliche Entwicklung der Lichtintensität in einem Riesenimpulslaser, dessen Güte mit einem nichtlinear absorbierenden Farbstoff geschaltet wird. Der Verlauf der mittleren Intensität im Resonator eines derartigen Riesenimpulslasers ist in Abbildung 5a skizziert.

Zur Zeit $t = 0$ wird die Blitzlampe gezündet. Durch die Absorption von Pumplicht nimmt die Differenz $N_2 - N_1$ der Besetzungszahlen im oberen und im unteren Laserniveau langsam zu. Dadurch wächst die Intensität im Laserresonator durch spontane Emission innerhalb der Fluoreszenzlinie des aktiven Materials an.

Die zeitliche Entwicklung der Lichtintensität lässt sich in vier Phasen einteilen:

1. Phase: Die durch das Pumplicht erzeugte Inversion ist noch so gering, dass der überwiegende Teil der Strahlungsintensität aus spontaner Emission resultiert. Die induzierte Emission ist dagegen vernachlässigbar. Dies ist der Fall bis in die Nähe des Laserschwellwerts.

Nach Durchlaufen eines Übergangsbereichs um den Schwellwert des Lasers dominiert die induzierte Emission.

2. Phase: In dem sich anschliessenden Bereich sind Verstärkung und Verluste der Strahlung im Resonator konstant. Das bedeutet, dass die relativen Änderungen der Besetzungszahlen der Niveaus im Farbstoff als auch der Besetzungszahlen im aktiven Medium infolge Absorption bzw. Verstärkung vernachlässigbar gering sind. Die Laserintensität wächst annähernd exponentiell an.

Diese Phase konstanter Verstärkung und Verluste wird dadurch begrenzt, dass die Besetzungszahlen im Farbstoff durch die Laserstrahlung wesentlich beeinflusst werden. Das untere Niveau des absorbierenden Übergangs wird merklich entvölkert, wodurch die Absorption absinkt. In Abbildung 5 b ist dieses Ausbleichen des Farbstoffs an Hand seiner Transmissionskurve schematisch dargestellt. Die charakteristische Sättigungsintensität I_{SF} des Farbstoffs liegt um ungefähr 10 Zehnerpotenzen über der Intensität am Schwellwert des Lasers.

3. Phase: Da die Absorptionsverluste im Farbstoff bei der hohen Intensität geringer geworden sind, die Inversion $N_2 - N_1$ im aktiven Medium jedoch noch nicht merklich geändert wird, wächst die Intensität der Laserstrahlung im Resonator während der Phase III noch schneller an als in Phase II.

4. Phase: Hat die Laserintensität die Sättigungsintensität I_{SA} des aktiven Materials erreicht (Abbildung 5 c), so verlangsamt sich das Anwachsen der Intensität und nach wenigen weiteren Um-

läufen des Lichts im Resonator bricht der Strahlungsimpuls ab. Dieser Abschnitt in der zeitlichen Entwicklung eines Laser-Riesenimpulses wird mit Hilfe schneller Fotodioden und Oszillographen registriert.

Der hier skizzierte zeitliche Verlauf der mittleren Lichtintensität im Laserresonator ist normalen farbstoffgeschalteten RiesenimpulsLasern und phasengekoppelten RiesenimpulsLasern gemeinsam. Nun sollen kurz die wesentlichen Unterschiede erläutert werden.

Der Laserimpuls entsteht durch Verstärkung von Strahlungsleistung, die vom Lasermaterial spontan emittiert wurde. Diese spontane Emission weist zeitliche Fluktuationen auf, so dass keine gleichmässige Verteilung der Strahlungsenergie längs des Resonators zu erwarten ist.

Zur Veranschaulichung der zeitlichen Entwicklung der Energieverteilung in phasengekoppelten und nicht phasengekoppelten RiesenimpulsLasern ist in Abbildung 6 eine mögliche Energieverteilung längs der Resonatorachse und ihre Entwicklung in diesen beiden Fällen wiedergegeben. Die zeitlichen Abstände der in die vier Aufbauphasen des Lasers eingeordneten Einzelbilder seien ganzzahlige Vielfache der Durchlaufzeit des Lichts im Resonator.

In der ersten Phase gleicht sich die zeitliche Entwicklung der Energieverteilung in den beiden Lasern. Die spontane Emission dominiert, d.h. nach Ablauf der Resonatorverweilzeit des Lichts, gegeben durch die Güte des Fabry-Perot Resonators, hat sich eine neue Energieverteilung eingestellt. In den späteren Aufbauphasen der Laser ist der Einfluss der spontanen Emission vernachlässigbar, sodass, falls keine nichtlinearen Effekte im Laser auftreten würden, die Energieverteilung annähernd erhalten bliebe. Die notwendige Einschränkung "annähernd" folgt aus einem Effekt, der als "natürliche Linienverschmälerung (Modenselektion)" bekannt ist. Darunter versteht man die folgende Erscheinung: Gegen Ende der Phase I ist die spektrale Energieverteilung der Strahlung im Resonator identisch mit dem Fluoreszenzlinienprofil. Das Anwachsen der Energie erfolgt in den weiteren Aufbauphasen durch induzierte Emission. Der Intensitätszuwachs in einem Frequenzintervall ist dabei proportional zur Intensität in diesem Frequenzbereich und zur Inversion $N_2 - N_1$ im selben Spektralbereich. Die spektrale Verteilung der Inversion ($N_2 - N_1$), ist wiederum identisch mit dem Fluoreszenzlinienprofil. Daraus ergibt sich, dass in den weiteren Aufbauphasen die Strahlungsintensität in der Linienmitte wesentlich stärker anwächst als in den Linienflügeln, d.h. die Linie wird schmaler. Da die Dauer der kürzesten möglichen Intensitätsfluktuationen durch die inverse Bandbreite der Strahlung bestimmt ist, glättet sich somit die Struktur der Energieverteilung längs der Resonatorachse im Verlauf des Aufbaus des Riesenimpulses.

Die Absorptionslinie des Farbstoffs ist in der Regel sehr viel breiter als die Fluoreszenzlinie des Lasermaterials, so dass der Absorptionskoeffizient in guter Näherung konstant über die ganze Linienbreite ist. Im Farbstoff tritt somit eine dem eben beschriebenen linearen Effekt ähnliche Erscheinung nicht auf.

Ist die Intensität im Laserresonator in die Nähe der Sättigungsintensität I_{SF} des Farbstoffs angestiegen, so beginnt sich die nichtlineare Transmission des Farbstoffs (Abbildung 5 b) auf die Intensitätsfluktuationen auszuwirken. Je nach der Relaxationszeit des als homogen verbreitert angenommenen verwendeten Farbstoffs vom angeregten in den Grundzustand geschieht dies jedoch in völlig verschiedener Weise.

Betrachten wir zunächst Farbstoffe mit Relaxationszeiten, die grösser als die Umlaufzeit des Lichts im Resonator sind. Beim Ansteigen der Lichtintensität erreichen die höchsten Intensitätsspitzen als erste den Bereich der nichtlinearen Transmission des Farbstoffs. Da das absorbierende Grundniveau des Farbstoffs anschliessend an den Durchgang einer Fluktuationsspitze für die Dauer der Relaxationszeit unterbesetzt ist, passieren die auf die Spitze folgenden niedrigen Lichtintensitäten den Farbstoff mit geringen Verlusten. Aus den Intensitätsspitzen wird also Energie zum "Öffnen" des Absorptionsschalters entnommen, wogegen die Strahlung niedrigerer Intensität kaum Verluste erleidet. Farbstoffe mit langen Relaxationszeiten glätten somit den zeitlichen Verlauf der Intensität, was einer weiteren Linienverschmälerung der Laserstrahlung entspricht.

Ganz verschieden davon ist die Situation bei Verwendung von Farbstoffen mit sehr kurzen Relaxationszeiten. Wir betrachten den Fall, dass die Relaxationszeit des Farbstoffs kürzer als die kürzeste im

Laser auftretende Lichtfluktuation ist. Hat die höchste Fluktuationsspitze die Schwellintensität für das nichtlineare Transmissionsverhalten des Farbstoffs erreicht, so wird bei jedem Durchlauf aus ihrem Anstieg die zum Ausbleichen des Farbstoffs notwendige Energie entnommen. Die sich anschließende Fluktuationsspitze passiert den Farbstoff mit geringen Verlusten, dagegen wird die Lichtintensität in der Rückflanke der Fluktuation wieder stärker absorbiert. Die niedrigeren Fluktuationen werden alle gleichmässig stark absorbiert. Dadurch wächst die höchste Intensitätsfluktuation bei gleichzeitiger Impulsverkürzung wesentlich schneller an als der Strahlungsuntergrund. Farbstoffe mit kurzen Relaxationszeiten, d.h. Relaxationszeiten von der Grössenordnung der Dauer der Lichtfluktuationen und darunter, rauhen den zeitlichen Intensitätsverlauf auf. Im Resonator zirkulieren Strahlungsimpulse mit anwachsendem Signal-zu-Untergrund Verhältnis, die gleichzeitig kürzer werden. Dem entspricht eine fortschreitende Phasenkopplung der angeregten Resonatoreigenschaften, sowie eine Tendenz zur Linienverbreiterung, die in Konkurrenz zu der natürlichen Modenselektion steht.

Während der weiteren zeitlichen Entwicklung des Riesenimpulses treten keine Effekte auf, die seine typische Impulsform, wie sie durch die nichtlineare Transmission und die charakteristische Relaxationszeit des Farbstoffs geprägt wurde, ändern. Die Strahlungsintensität erreicht die Sättigungsintensität des aktiven Materials und es wird entweder ein glatter Impuls oder ein Impulszug emittiert, der jeweils so lange andauert, bis die im Lasermaterial gespeicherte Energie verbraucht ist. Farbstoffe mit "langen" Relaxationszeiten führen somit zu "normalen" Riesenimpulsen, Farbstoffe mit "kurzen" Relaxationszeiten zu phasengekoppelten ("mode-locked") Riesenimpulsen, d.h. zu periodisch emittierten ultrakurzen Lichtimpulsen. Die zur Güteschaltung von Neodymlasern bekannten Farbstoffe wie Kodak 9740 und 9860 weisen sehr kurze Relaxationszeiten auf und eignen sich zur Phasenkopplung. Für Rubinlaserstrahlung sind sowohl Farbstoffe mit langen Relaxationszeiten (Phtalocyanine) als auch Farbstoffe mit kurzen Relaxationszeiten (Kryptocyanin, DDI) bekannt.

Der hier qualitativ beschriebene zeitliche Aufbau der Laserstrahlung in einem phasengekoppelten Riesenimpuls laser wurde von Letokhov /5/ und Kuznetsova /7/ analytisch behandelt. Dabei zeigt es sich, dass sich auch mit Farbstoffen mit beliebig kurzen Relaxationszeiten keine Laserimpulse herstellen lassen, deren Dauer gleich der reziproken Fluoreszenzlinienbreite ist ⁺⁾ . Die kürzeste mögliche Impulsdauer beträgt das ca. 5-fache dieses Wertes. Diese Erscheinung ist auf den konkurrierenden Effekt der natürlichen Modenselektion zurückzuführen: Um möglichst kurze Impulse zu erzielen, sollte das Laserlicht den Farbstoff sehr oft in dem Intensitätsbereich durchlaufen, in dem die höchste Intensitätsfluktuation in den Bereich nichtlinearer Transmission hineinragt, die restliche Strahlung jedoch nicht. Dies bedingt ein sehr langsames Anwachsen der Laserintensität. Dabei ist jedoch auch die natürliche Modenselektion sehr effektiv.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass neben der hier beschriebenen Möglichkeit des "passiven" Phasenkoppelns mit Farbstoffen die Möglichkeit des "aktiven" Phasenkoppelns besteht. Dabei wird die Resonatorgüte mit einer Frequenz variiert, die gleich dem Frequenzabstand zweier benachbarter Resonatoreigenschaften ist. Die Anwendung dieser Methode auf einen Neodym-Flüssigkeits-Riesenimpuls laser ist in /6/ beschrieben.

⁺⁾ Die Lösung (16) in der englischen Übersetzung von /5/, die die endgültige Impulskompression nach dem Durchlaufen des Bereichs nichtlinearer Farbstoffabsorption beschreibt, sollte lauten

$$P_K^{-1} [(\alpha - \gamma) P_K + (\alpha - \chi - \gamma)]^{\frac{\chi}{\alpha - \gamma}} = P_0^{-1} [(\alpha - \gamma) P_0 + (\alpha - \chi - \gamma)]^{\frac{\chi}{\alpha - \gamma}} e^{-(\alpha - \chi - \gamma) K}$$

anstelle von

$$P_K^{-1} [(\alpha - \chi_0 - \gamma) + \alpha P_K]^{-\frac{\chi_0 + \gamma}{\alpha}} = P_0^{-1} [(\alpha - \chi - \gamma) + \alpha P_0]^{-\frac{\chi_0 + \gamma}{\alpha}} e^{-(\alpha - \chi - \gamma) K}$$

wie sich durch Ausdifferenzieren leicht feststellen lässt. Die numerischen Änderungen, die sich hierdurch ergeben, sind jedoch geringfügig.

II.1.b. 2 Satellitenimpulse

Auf Grund der beschriebenen Wirkungsweise des nichtlinear absorbierenden Farbstoffs lässt sich eine Erscheinung verstehen, die als "Satellitenimpulse" bezeichnet wird. Verwendet man handelsübliche Küvetten für die Farbstofflösung, so befindet sich die Farbstofflösung in einem Abstand vom Resonatorspiegel, der mindestens gleich der Stärke der Küvettenfenster ist. Will man eine axiale Modenselektion durch die Küvette mit ihren Auswirkungen auf die Impulsform (siehe 1.b.3) vermeiden, so wird der Abstand der Farbstofflösung vom Spiegel durch den notwendigen schrägen Einbau der Küvette noch grösser.

Bei dieser Anordnung kann bei jedem Durchgang der höchsten Lichtfluktuation durch den Farbstoff im nichtlinearen Transmissionsbereich auch eine andere, in Gegenrichtung ankommende Fluktuation die Farbstoffküvette ohne Absorptionsverluste durchlaufen. Zusätzlich zu dem im Resonator umlaufenden Hauptimpuls werden somit bevorzugt "Satellitenimpulse" auftreten. Ihr zeitlicher Abstand zu dem Hauptimpuls ist gleich der doppelten Laufzeit des Lichts zwischen Küvette und Resonatorspiegel.

II.1.b. 3 Einfluss modenselektierender optischer Komponenten

In Abschnitt 1.a wurde gezeigt, dass die Kopplung der Phasen aller Resonatoreigenschwingungen innerhalb der Linienbreite $\Delta \nu$ der Laserstrahlung dazu führt, dass die gesamte Strahlung in einem räumlich auf eine Länge $\frac{c}{\Delta \nu}$ konzentrierten Lichtimpuls im Resonator umläuft. Wir wollen nun kurz qualitativ diskutieren, wie sich diese Impulsform ändert, wenn Gruppen von Resonatoreigenfrequenzen am Anschwingen gehindert werden.

Hierzu untersuchen wir analog zu der in Abschnitt 1.a durchgeführten Behandlung den stationären Zustand eines Lasers an einem einfachen Modell. Wir unterteilen einen verlustfreien Resonator in zwei Bereiche I und II mit verschiedenen Brechungsindices n_1 und n_2 (siehe Abbildung 7). An der Trennfläche der beiden dispersionsfreien Medien wird Strahlung entsprechend den Fresnelschen Beziehungen reflektiert. Die Trennfläche der beiden Medien soll parallel zu den beiden Spiegelflächen verlaufen. In jedem der beiden gekoppelten Fabry-Perot Resonatoren I und II lässt sich eine vollständige Lösung der Wellengleichung angeben:

$$E_I(x,t) = \sum_{\lambda_1} (C_{\lambda_1} e^{i\lambda_1 x} + D_{\lambda_1} e^{-i\lambda_1 x}) (A_{\lambda_1} e^{i\frac{c}{n_1}\lambda_1 t} + B_{\lambda_1} e^{-i\frac{c}{n_1}\lambda_1 t})$$

$$E_{II}(x,t) = \sum_{\lambda_2} (C_{\lambda_2} e^{i\lambda_2 x} + D_{\lambda_2} e^{-i\lambda_2 x}) (A_{\lambda_2} e^{i\frac{c}{n_2}\lambda_2 t} + B_{\lambda_2} e^{-i\frac{c}{n_2}\lambda_2 t})$$

Die beiden Randbedingungen

$$E_I(-l_1, t) \equiv 0$$

und

$$E_{II}(l_2, t) \equiv 0$$

ergeben

$$D_{\lambda_1} = -C_{\lambda_1} e^{-2i\lambda_1 l_1} \quad \text{und} \quad D_{\lambda_2} = -C_{\lambda_2} e^{2i\lambda_2 l_2}$$

Weitere Randbedingungen für die Lösungen E_I und E_{II} sind die Stetigkeit der elektrischen Feldstärken an der Trennfläche der beiden Medien

$$E_I(0, t) \equiv E_2(0, t)$$

woraus

$$\frac{\lambda_1}{n_1} = \frac{\lambda_2}{n_2} \quad \text{folgt,}$$

sowie die Stetigkeit der magnetischen Feldstärke

$$H_I(0, t) \equiv H_2(0, t)$$

woraus sich wiederum

$$\frac{\lambda_1}{n_1} = \frac{\lambda_2}{n_2}$$

sowie

$$\frac{A_{\lambda_1}}{B_{\lambda_1}} = \frac{A_{\lambda_2}}{B_{\lambda_2}}$$

und

$$-n_2 \operatorname{tg} \lambda_1 \ell_1 = n_1 \operatorname{tg} \lambda_2 \ell_2 \quad \text{ergibt.}$$

Wir wollen im folgenden die Wirkung der Kopplung der beiden Resonatoren auf das Eigenfrequenzspektrum eines jeden Fabry-Perot Resonators an Hand der letzten Säkulargleichung untersuchen. Diese Säkulargleichung hat nichttriviale Lösungen

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 \ell_1 &= K\pi \\ \lambda_2 \ell_2 &= M\pi \end{aligned} \right\} K, M = 0, 1, 2, 3 \dots$$

Setzt man $\lambda_1 = K\pi/\ell_1$ und $\lambda_2 = M\pi/\ell_2$ in die Lösungen E_I und E_{II} der Wellengleichung ein und berücksichtigt, dass wegen

$$\frac{\lambda_1}{n_1} = \frac{\lambda_2}{n_2}$$

$$\frac{K}{n_1 \ell_1} = \frac{M}{n_2 \ell_2}$$

ist, so erkennt man, dass von den möglichen Eigenfrequenzen der beiden Resonatoren nur diejenigen Frequenzen zulässig sind, die beiden Resonatoren gemeinsam sind. Ankoppeln eines Fabry-Perot Resonators an einen bereits vorhandenen führt also zur Unterdrückung von Eigenfrequenzen der Resonatoren. Von diesem Effekt wird z.B. im Zwei-Platten-Interferometer /8/ zur Erweiterung des freien Spektralbereiches eines Fabry-Perot Interferometers und bei Lasern zum Erhöhen der Kohärenzlänge τ_c der Laserstrahlung ($\tau_c \sim 1/\Delta\nu$) /9/ Gebrauch gemacht.

Besteht der Resonator eines phasengekoppelten Lasers aus mehreren Fabry-Perot Resonatoren, so wird die Impulsform des im Resonator umlaufenden Wellenpakets in der verschiedensten Weise verändert. Hierauf soll an dieser Stelle nicht im Detail eingegangen werden. Es sei lediglich darauf hingewiesen, dass die Kopplung von Resonatoren, deren optische Weglängen gross gegen $c/\Delta\nu$ ($\Delta\nu =$ Linienbreite der Laserstrahlung) ist, zum Auftreten von Mehrfachimpulsen in dem vom Laser emittierten Impulszug führt. Ankoppeln eines Resonators, dessen optische Weglänge kurz gegen $c/\Delta\nu$ ist, führt dagegen im wesentlichen zu einer Vergrösserung der Impulsdauer der Einzelimpulse. Wie ausgeprägt dieser Effekt auftritt hängt stark von der Güte des angekoppelten Resonators ab.

Die beschriebenen Erscheinungen treten auch auf, wenn sich planparallele Glasplatten leicht geneigt zur optischen Achse im Resonator befinden /10/. Diese wirken solange modenselektierend, solange ihr Drehwinkel nicht dazu ausreicht, bereits die erste innerhalb der Glasplatte umlaufende Reflexion so weit zu versetzen, dass sie aus dem Resonatorquerschnitt herausfällt und nicht mehr verstärkt werden kann.

II.1.c Experimenteller Aufbau

II.1.c. 1 Optische Komponenten

Als Resonatortyp wurde für den Oszillator der Fabry-Perot Resonator mit ebenen Spiegeln gewählt. Er ist hinsichtlich der Justierung und der Stabilität etwas kritischer als andere Resonatortypen. Dafür ist es jedoch bei ihm sehr einfach, axial modenselektierende Komponenten zu erkennen und auszuschaalten. Dies ist wesentlich, da mit dem Oszillator möglichst kurze Lichtimpulse erzeugt werden sollen. Zu der in 1.b.3 am Beispiel des ebenen Fabry-Perot Resonators besprochenen axialen Modenselektion können beitragen 1. die rückwärtigen Flächen der Resonatorspiegel, 2. optische Komponenten innerhalb des Resonators und 3. rückreflektierende Flächen ausserhalb des Resonators.

Die axiale Modenselektion lässt sich durch Neigen der reflektierenden Flächen gegen die Resonatorachse unterdrücken. Die reflektierende Fläche soll dabei so stark gekippt werden, dass der reflektierte Strahl den Laserresonator nicht mehr durchlaufen kann.

Zu 1.: Da aus dem vom Oszillator emittierten Impulszug elektro-optisch ein einzelner Lichtimpuls ausgeblendet werden soll, wurde eine relativ grosse Resonatorlänge von 1 m und damit ein relativ grosser zeitlicher Abstand der Lichtimpulse gewählt. Bei einem derartig langen Resonator genügt ein kleiner Keilwinkel der Spiegelsubstrate, um das von der Spiegelrückseite zurückreflektierte Licht aus dem Resonator zu werfen. Verwendet werden Spiegel mit einem Keilwinkel zwischen Vorder- und Rückseite von 30 Minuten. Die Reflexion bei $\lambda = 1.06 \mu$ an den nominell mit 2 GW/cm^2 belastbaren Spiegeln (BARNES) beträgt 100 %, bzw. 60 %.

Zu 2.: Die optischen Komponenten innerhalb des Resonators sind planparallele Platten. Zur Vermeidung axialer Modenselektion müssen sie so weit aus der Resonatorachse gedreht werden, dass alle in ihnen hin- und herreflektierten Lichtstrahlen aus dem Resonatorquerschnitt herausversetzt werden (Abbildung 8). Im Resonator befindet sich die Küvette mit dem Farbstoff zur Phasenkopplung und zur Güteschaltung und der Laserstab. Die Küvette (ZEISS Küvetten aus Quarzglas mit 2 mm und 5 mm Schichtdicke) wird unter Brewsterwinkel nahe an einem Resonatorspiegel angebracht. Die verwendeten Laserstäbe (SCHOTT LGN55 Glas, 180 mm lang, 3/8" stark) sind unter Brewsterwinkel angeschliffen. Sie werden mit zwei linearen Blitzlampen vom Typ FX 47 C-6.5 (EG + G) in einer doppel-elliptischen Pumphinrichtung gepumpt /11/.

Zu 3.: Auch optische Komponenten ausserhalb des Resonators tragen zur axialen Modenselektion bei, wenn ihre optischen Flächen senkrecht zur Resonatorachse stehen. Da auch "100 %"-Spiegel nicht perfekt reflektieren, muss auch auf Reflexe von Komponenten hinter diesem Spiegel geachtet werden. Zum Justieren des Neodymlasers wird mit einem He-Ne-Laser durch den 100 %-Spiegel auf der Resonatorachse des Neodymlasers eingestrahlt (siehe l.c.2). Um Reflexe von den Spiegeln des He-Ne-Lasers zu verhindern, wird zwischen den Gaslaser und den Nd-Laser ein schräg gestelltes 3 mm dickes KG3 (SCHOTT) Filter geschoben. Dieses Wärmeschutzfilter absorbiert die Strahlung bei 1.06 Mikron Wellenlänge, ist jedoch für die He-Ne-Strahlung noch gut durchlässig.

Diese Methode, Rückreflexe in den Resonator zu vermeiden, lässt sich hinter dem Auskoppelspiegel nicht anwenden. Hier müssen alle reflektierenden Oberflächen leicht gegen die Strahlachse geneigt werden.

Alle optischen Bauteile sind in geringer Höhe auf einem Doppel-T-Träger aus Eisen (I PE 200 DIN 1025) befestigt, um eine möglichst grosse mechanische Stabilität zu gewährleisten. Der Strahlengang verläuft in 11 cm Höhe über der Schiene. Ungefähr eine halbe Stunde nach Einschalten des Kühlwasserkreislaufs - der Neodymstab wird zur Verhinderung von Solarisation mit einer auf 20°C thermostatisierten 10 %igen Natriumnitridlösung gekühlt - und des Gaslasers werden keine thermischen Verschiebungen mehr beobachtet und die Spiegel können nachjustiert werden. Sie brauchen während der ganzen Experimentreihe nicht nachgestellt zu werden.

II.1.c. 2 Justierung

Zur Justierung der Laserspiegel werden die Rückreflexe verwendet, die an der Oberfläche des KG3-Filters ausgespiegelt werden (siehe Abbildung 9). Die reflektierten Lichtbündel werden mit einer langbrennweitigen Linse auf einen Projektionsschirm fokussiert. Zunächst wird mit Hilfe einer Justier-Lochblende die reflektierende Fläche des 100 %-Spiegels senkrecht zur Strahlachse des He-Ne-Lasers eingestellt. Anschliessend wird der Auskoppelspiegel einjustiert, in dem man auf dem Projektionsschirm seinen Rückreflex über den des 100 %-Spiegels abschiebt.

Die Justierung des Laserstabes mit Brewsterwinkeln im Resonator ist nicht ganz so einfach. Da sich die Brechungsindices des Neodymglases für 6328 \AA und 10600 \AA unterscheiden genügt es nicht, den Stab so einzujustieren, dass der He-Ne-Strahl jeweils in der Mitte der Endflächen ein- bzw. austritt. Nach dieser Vorjustierung muss der Laserstab schrittweise weitergedreht werden und durch aktive Tests seine optimale Neigung zur Resonatorachse festgestellt werden. Diese zeichnet sich durch den niedrigsten Laserschwelwert aus.

II.1.c. 3 Betriebserfahrungen, Reproduzierbarkeit

Als güteschaltender und phasenkoppelnder Farbstoff wird der KODAK Farbstoff 9740 verwendet. Für diesen Farbstoff wird von EASTMAN KODAK eine Relaxationszeit $\tau_{21} = 8.1$ ps angegeben /12/. Da die axialen Resonatoreigenschwingungen durch den Farbstoff phasengekoppelt sind, besteht der emittierte Riesenimpuls aus einer Impulskette von ungefähr 200 ns. Der mit einer schnellen Fotodiode (ITT F 4000 bzw. VALVO XA 1003) und einem schnellen Oszillographen (TEKTRONIX 519) registrierte Impulszug besteht dann aus ca. 25 Impulsen. Bei Versuchen ohne Blende im Resonator zeigte es sich, dass die "Güte" der Impulszüge stark von der Justierung des Laserstabes im Resonator abhängig ist. Unter einem "guten" Impulszug wird dabei einer verstanden, bei dem ein Impulszug von Einzelimpulsen emittiert wird, wogegen bei einem "schlechten" Impulszug mehrere Lichtimpulse pro Umlaufzeit des Lichts im Resonator beobachtet werden. Die Unterscheidung wird an Hand von Oszillogrammen getroffen, auf denen zusätzliche Impulse im Zeitabstand ≥ 0.5 ns, die mehr als ca. 1/20 der Energie der Hauptimpulse enthalten, noch erkannt werden.

Bei geringfügiger Dejustierung des Laserstabes im Resonator treten fast ausschliesslich "schlechte" Impulszüge auf. Dies wird darauf zurückgeführt, dass Laserlicht auf die raue Mantelfläche des Laserstabes gelangt und von dort unkontrolliert reflektiert wird. Augenscheinlich wird dieser Effekt, wenn man bei höheren Farbstoffkonzentrationen und Pumpenergien arbeitet, wodurch sich die Intensität der im Laser umlaufenden Lichtimpulse erhöht. Bei derartigen Betriebsbedingungen treten Zerstörungen am Laserstab auf: In der Nähe der Endflächen bröckelt Glas aus dem Stabmantel aus.

Die gleichen Erscheinungen, "schlechte" Impulszüge und Ausbröckeln am Stabmantel bei höherer Laserleistung treten auf, wenn die Endflächen des Stabes nicht genau parallel zueinander geschliffen sind.

Um nicht auf exakt geschliffene Stäbe angewiesen zu sein und um deren genaue Einjustierung zu vermeiden, wird eine Lochblende aus absorbierendem Material in den Resonator gestellt. Da die Umrandung der Lochblende die Laserstrahlung nicht in sich zurückreflektieren darf, wird ein schräggestelltes 1 mm starkes absorbierendes Filter (KG3 von SCHOTT) verwendet, in das ein Loch von 4 mm Durchmesser gebohrt ist. Die Oberfläche des Filters ist optisch poliert, so dass bei schrägem Einbau alles auftreffende Licht aus dem Resonator gespiegelt bzw. absorbiert wird. Bei guter Justierung und an glücklichen Tagen sind ca. 30 % aller Impulszüge "gut" nach der oben gegebenen Definition (siehe Abbildung 14). Die in einem Impuls enthaltene Energie liegt bei dem beschriebenen Aufbau im Mittel bei 0.1 mJ.

Eine derartige noch zufriedenstellende Reproduzierbarkeit lässt sich nur erreichen, wenn die optischen Komponenten einwandfrei sind. In dem beschriebenen Aufbau treten im wesentlichen zwei Arten von Beschädigungen der optischen Bauteile auf. Einmal sind dies Beschädigungen der Endflächen der Laserstäbe und zum anderen Beschädigungen der inneren Oberfläche der Küvettenfenster. Die letzteren kündigen sich zumeist im voraus an; auf dem Küvettenfenster bildet sich auf einer Fläche, die wesentlich kleiner als der Resonatorquerschnitt ist, ein dunkler Belag. Wird er nicht rechtzeitig entfernt, so bröckelt an dieser Stelle erhöhter Absorption Glas aus. Betroffen ist regelmässig das dem Laserstab zugewandte Küvettenfenster. Die Ursache dieser Erscheinung ist unbekannt. Befindet sich einmal ein derartig starkes Streuzentrum im Resonatorquerschnitt, so lassen sich keine guten Impulszüge mehr erzielen.

Die mangelhafte Reproduzierbarkeit der Emission von phasengekoppelten Riesenimpulslasern selbst unter einwandfreien Bedingungen (keine Beschädigungen der optischen Komponenten) ist bekannt. So fanden z.B. Korobkin et al. /21/ bei Untersuchungen der Laseremission mit einer schnellen Bildwandlerkamera im Schmierbetrieb, dass lediglich in 4 % aller Fälle die Emission aus einem Impuls pro Durchlaufzeit im Resonator bestand. Duguay et al. /5/ berichten, dass nur 30 % ihrer Impulszüge keine Mehrfachimpulse aufweisen. Die schlechte Reproduzierbarkeit der Laseremission wird verständlich, wenn man ihre Entstehungsgeschichte betrachtet (siehe Abschnitt II.1.b.1). Dabei werden aus einer Reihe von statistisch auftretenden Lichtfluktuationen diejenigen mit der höchsten Intensität herausgefiltert. Da die Fluktuationen mit niedrigerer Intensität bei einem einzelnen Ausleseschritt nur zu einem gewissen Grade abgeschwächt werden und nur eine endliche Anzahl von Schritten möglich ist, dürfte sich mit dieser Methode nie eine 100 %ige Reproduzierbarkeit erreichen lassen.

Diese schlechte Reproduzierbarkeit, auf die in der frühen Literatur über phasengekoppelte Laser nie hingewiesen wurde, erschwert naturgemäss das Experimentieren mit Pikosekundenimpulsen. So besteht u.a. in einem Hochleistungslaser wie dem beschriebenen stets die Gefahr, dass innerhalb der Öffnungszeit des elektrooptischen Schalters eine grössere Anzahl von Fluktuationsspitzen emittiert wird, die ein Vielfaches der Energie eines einzelnen Pikosekundenimpulses enthält. Bei gleichbleibender Verstärkung in der Verstärkerkette kann dabei die Zerstörungsgrenze einzelner Komponenten überschritten werden.

II.2. Die Einzelimpuls-Schaltung

II.2.a Der elektrooptische Schalter

Aus der vom Oszillator emittierten Impulskette soll ein einzelner Lichtimpuls ausgesondert werden. Da die Impulse in kurzem zeitlichen Abstand (~ 7 ns) aufeinanderfolgen, lässt sich dies nur elektrooptisch bewerkstelligen. Ein gebräuchlicher elektrooptischer Schalter, mit dem man Licht bis in den GHz-Bereich modulieren kann, besteht aus einer Kerrzelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren (Abbildung 10).

Es soll kurz die Funktionsweise eines derartigen elektrooptischen Schalters erläutert werden. Auf den Polarisator P an der Stelle $Z' = \ell_1$ falle unpolarisiertes monochromatisches Licht, das sich in der Z' -Richtung fortpflanzt. Im zeitlichen Mittel entfällt je die Hälfte der gesamten Leistung auf Strahlung, die parallel zur X' -Achse und auf Strahlung, die parallel zur Y' -Achse polarisiert ist. Wir betrachten deswegen vereinfachend eine linear polarisierte ebene Welle, deren Polarisationsrichtung unter 45° zur X' -, bzw. Y' -Achse geneigt ist.

$$\varphi(Z', t) = \varphi_0 e^{-i(\omega t - k Z')} \quad , \quad \varphi_0 = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$$

Der Polarisator schwächt die Lichtfeldstärke der einen Polarisationsrichtung auf den Betrag $T_{\parallel} E_0$ und die der anderen auf den Betrag $T_{\perp} E_0$ ab. Hierbei ist $T_{\parallel} \approx 1$ und $T_{\perp} \ll 1$. Auf die Kerrzelle, an der Stelle $Z' = \ell_2$, trifft somit die ebene Welle

$$\varphi'(\ell_2, t) = \varphi'_0 e^{-i(\omega t - k \ell_2)} \quad , \quad \varphi'_0 = \begin{pmatrix} T_{\parallel} E_0 \\ T_{\perp} E_0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Die Kerrzelle ist um den Winkel α gegen die Polarisationsrichtung gedreht. Zwischen den ebenen Elektroden der Kerrzelle herrscht die statische elektrische Feldstärke $\epsilon = U/a$. Unter dem Einfluss dieser Feldstärke wird die Flüssigkeit in der Kerrzelle anisotrop. Dadurch unterscheiden sich die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von parallel und senkrecht zum angelegten Feld polarisiertem Licht.

Die auf die Kerrzelle auftreffende Lichtfeldstärke wird deswegen in seine Komponenten parallel und senkrecht zum angelegten Feld zerlegt (Abbildung 11).

$$E'_{ox} = E'_{ox'} \cos \alpha + E'_{oy'} \sin \alpha$$

$$E'_{oy} = -E'_{ox'} \sin \alpha + E'_{oy'} \cos \alpha$$

Für die Wellenvektoren der Komponenten in X-Richtung, bzw. Y-Richtung gilt in der Kerrzelle

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x} = \frac{2\pi n_x}{\lambda_0}$$

$$k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y} = \frac{2\pi n_y}{\lambda_0}$$

Nachdem das Licht die Schichtdicke d längs der Elektroden in der Kerrzelle durchlaufen hat, gilt

$$\varphi'(\ell_2 + d, t) = \begin{pmatrix} E''_x \\ E''_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (T_{\parallel} E_0 \cos \alpha + T_{\perp} E_0 \sin \alpha) e^{-i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \ell_2 - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_x d)} \\ (-T_{\parallel} E_0 \sin \alpha + T_{\perp} E_0 \cos \alpha) e^{-i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \ell_2 - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_y d)} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Anschliessend trifft das Licht bei $Z' = \ell_3$ auf den Analysator A. Dieser steht gekreuzt zum Polarisator P, d.h. er schwächt die Komponente E''_{ox} , des elektrischen Feldes in X' -Richtung auf $T_{\perp} \cdot E''_{ox}$, und die in Y' -Richtung auf $T_{\parallel} \cdot E''_{oy}$, ab. Die Komponenten E''_{ox} und E''_{oy} lauten

$$E''_{ox'} = E''_{ox} \cos \alpha - E''_{oy} \sin \alpha$$

$$E''_{oy'} = E''_{ox} \sin \alpha + E''_{oy} \cos \alpha$$

Somit gilt für die Feldstärke hinter dem Analysator A:

$$\mathcal{E}'''(\ell_3, t) = \begin{pmatrix} (T_{||} E_o \cos \alpha + T_{\perp} E_o \sin \alpha) T_{\perp} \cos \alpha e^{-i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \ell_3 - \frac{2\pi n_x \alpha}{\lambda_0})} \\ -(-T_{||} E_o \sin \alpha + T_{\perp} E_o \cos \alpha) T_{\perp} \sin \alpha e^{-i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \ell_3 - \frac{2\pi n_y \alpha}{\lambda_0})} \\ (T_{||} E_o \cos \alpha + T_{\perp} E_o \sin \alpha) T_{||} \sin \alpha e^{-i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \ell_3 - \frac{2\pi n_x \alpha}{\lambda_0})} \\ + (-T_{||} E_o \sin \alpha + T_{\perp} E_o \cos \alpha) T_{||} \cos \alpha e^{-i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \ell_3 - \frac{2\pi n_y \alpha}{\lambda_0})} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Hinter dem Analysator A tritt Licht der Intensität

$$J = \mathcal{E}''' \mathcal{E}'''^* = E_{x'}^2 + E_{y'}^2$$

aus.

Hieraus ergibt sich

$$J = E_o^2 \left\{ (T_{||} \cos \alpha + T_{\perp} \sin \alpha)^2 (T_{\perp}^2 \cos^2 \alpha + T_{||}^2 \sin^2 \alpha) + (T_{||} \sin \alpha - T_{\perp} \cos \alpha)^2 (T_{\perp}^2 \sin^2 \alpha + T_{||}^2 \cos^2 \alpha) - 2 \sin \alpha \cos \alpha (T_{||}^2 - T_{\perp}^2) (T_{||} \cos \alpha + T_{\perp} \sin \alpha) (T_{||} \sin \alpha - T_{\perp} \cos \alpha) \cos \frac{2\pi \alpha}{\lambda_0} (n_x - n_y) \right\}$$

und im Spezialfall

$$\alpha = 45^\circ$$

$$J = \frac{E_o^2}{2} \left\{ (T_{||}^2 + T_{\perp}^2)^2 - (T_{||}^2 - T_{\perp}^2)^2 \cos \frac{2\pi \alpha}{\lambda_0} (n_x - n_y) \right\}$$

$$= \frac{E_o^2}{2} \left\{ (T_{||}^2 + T_{\perp}^2)^2 + (T_{||}^2 - T_{\perp}^2)^2 \left(1 - 2 \cos^2 \frac{\pi \alpha}{\lambda_0} (n_x - n_y)\right) \right\}$$

Für den Kerreffekt gilt die Gesetzmässigkeit

$$\frac{d}{\lambda_0} (n_x - n_y) = B \alpha \epsilon^2$$

B = Kerrkonstante des Mediums

d = Länge des Elektrodenpaares in der Kerrzelle

\epsilon = elektr. Feldstärke in der Kerrzelle

Hiermit ergibt sich

$$J = \frac{E_o^2}{2} \left\{ (T_{||}^2 + T_{\perp}^2)^2 + (T_{||}^2 - T_{\perp}^2)^2 \left(1 - 2 \cos^2 \pi \frac{B d \epsilon^2}{\lambda_0}\right) \right\}$$

Legt man die " $\lambda/2$ -Spannung" an die Elektroden der Kerrzelle, oder anders gesagt, erzeugt man die Gangdifferenz $\lambda/2$ zwischen den beiden Polarisationsrichtungen, was einer Drehung der Polarisationsrichtung des Lichtes um 90° entspricht, so gilt für die durch den elektrooptischen Schalter gehende Intensität

$$J_{\lambda/2} = E_o^2 (T_{||}^4 + T_{\perp}^4)$$

Liegt keine Spannung an, so wird die Intensität

$$J_o = 2 E_o^2 (T_{||}^2 T_{\perp}^2) \quad 2E_o^2 = \text{einfallende Lichtintensität}$$

durchgelassen. Hieraus ergibt sich für das Intensitätsverhältnis bei geöffnetem und geschlossenem Schalter

$$V = \frac{J_{\lambda/2}}{J_o} = \frac{T_{||}^4 + T_{\perp}^4}{2 T_{||}^2 T_{\perp}^2} \approx \frac{T_{||}^2}{2 T_{\perp}^2}$$

da für gute Polarisatoren $T_{||} \gg T_{\perp}$ ist.

Der Sperrfaktor S des Schalters ist gegeben durch

$$S = \frac{J_o}{J_{\text{einfallend}}} = \frac{1}{T_{||}^2 T_{\perp}^2}$$

In Abbildung 12 ist das Transmissionsverhalten des beschriebenen elektrooptischen Schalters für unpolarisiertes (ausgezogene Kurve) und in Transmissionsrichtung des Polarisators P polarisiertes (gestrichelte Kurve) einfallendes Licht skizziert. Ist das einfallende Licht bereits linear polarisiert, wie es bei der Strahlung des bereits beschriebenen Laseroszillators der Fall ist, so ändern sich bei gleicher einfallender Intensität $2E_0^2$ die maximale Transmission, das Unterdrückungsverhältnis und der Sperrfaktor des Schalters wie folgt:

$$\begin{aligned} J_{\lambda/2} &= 2 E_0^2 T_{II}^4 \\ V &= \frac{T_{II}^2}{T_{L}^2} \\ S &= \frac{1}{T_{II}^2 T_{L}^2} \end{aligned}$$

Zur Aussonderung eines einzelnen ultrakurzen Lichtimpulses aus der vom Oszillator emittierten Impulskette wird während der Dauer des Impulszuges ein einmaliger Spannungsimpuls, dessen Impulsdauer etwas kürzer als der Abstand der Laserimpulse ist, an die Elektroden der Kerrzelle gelegt. Auf diese Weise wird mit grosser Wahrscheinlichkeit ein einzelner Lichtimpuls von dem Schalter durchgelassen, wogegen alle anderen Lichtimpulse stark abgeschwächt werden. Im folgenden Abschnitt wird beschrieben, wie einzelne rechteckige Spannungsimpulse zum Ansteuern der Kerrzelle erzeugt werden. Die zeitliche Synchronisation des Spannungsimpulses mit dem Lichtimpulszug mit Hilfe einer lasergetriggerten Funkenstrecke wird im darauffolgenden Abschnitt behandelt.

Auf zwei Eigenschaften dieses elektrooptischen Schalters soll noch kurz hingewiesen werden:

1. Der elektrooptische Schalter sperrt, wenn keine Spannung an den Elektroden der Kerrzelle anliegt. Die Abschwächung der unerwünschten Nebenimpulse ist somit lediglich von der Qualität der verwendeten Polarisatoren und ihrer Einjustierung abhängig, nicht jedoch von der Justierung der Kerrzelle ($\alpha = 45^\circ$), sowie vom exakten Einstellen der $\lambda/2$ -Spannung.
2. Das Unterdrückungsverhältnis $I_{\text{Einzelimpuls}}/I_{\text{Nebenimpulse}}$ ist eine Funktion der auf die Kerrzelle gepulsten Spannung und hat ein Maximum an der Stelle $U = U_{\lambda/2}$. Kleinere Abweichungen der Spannung von diesem Wert ändern das Unterdrückungsverhältnis jedoch kaum, da die Transmissionskurve bei $U = U_{\lambda/2}$ die Steigung Null aufweist. Geringes Überschwingen des im Idealfall rechteckigen Spannungsimpulses ist demnach unkritisch.

Abbildung 13a gibt das Oszillogramm eines Zuges von Pikosekundenimpulsen wieder, aus dem ein einzelner Impuls mit Hilfe des elektrooptischen Schalters ausgeblendet wurde. Abbildung 13b zeigt das Oszillogramm eines auf diese Weise polierten Einzelimpulses. Das starke Überschwingen des Fotodiodensignals nach den Lichtimpulsen ist eine Eigenschaft der verwendeten Photodiode (ITT F4000) und ihrer Anpassung.

In Abbildung 14 ist eine Oszillogrammserie hoher zeitlicher Auflösung (2 ns/cm) von isolierten Lichtimpulsen wiedergegeben. Es handelt sich dabei um eine Serie von fünf Oszillogrammen, bei denen der Laser unter identischen Bedingungen im zeitlichen Abstand von ~ 2 min geblitzt wurde. Zu diesen Aufnahmen wurde eine besser angepasste Fotodiode (VALVO XA 1003) verwendet. Serien mit so häufigem Auftreten "guter" Einzelimpulse sind selten.

II.2.b Die Kabelentladung

Zur Erzeugung des für die Ansteuerung der Kerrzelle notwendigen, einmalig auftretenden und möglichst rechteckigen Hochspannungsimpulses wurde die in Abbildung 15 skizzierte Kabelentladung aufgebaut. Sie entspricht einer üblichen Schaltung /13/. Die Funktionsweise der Schaltung ist an Hand einer Reihe von zeitlich aufeinander folgenden Momentbildern der Spannungsverteilung längs des Kabels verständlich (Abbildung 16). Über den hochohmigen Ladewiderstand R wird das Impulskabel auf die Spannung U aufgeladen. Nach dem Durchbruch der Funkenstrecke läuft eine Spannungs-Wanderwelle in das Verzögerungskabel. Bei gleichem Wellenwiderstand von Impuls- und Verzögerungskabel beträgt ihre Amplitude $U/2$. Gleichzeitig läuft eine Wanderwelle in das Impulskabel und erniedrigt die an-

stehende Spannung auf $U/2$. An dem hochohmigen Ladewiderstand R wird die Welle wie am offenen Ende eines Kabels reflektiert. Dabei verdoppelt sich die Spannungsdifferenz am Kopf der Wanderwelle und die Spannung im Kabel fällt auf Null. In das Verzögerungskabel läuft somit ein rechteckiger Spannungsimpuls, dessen Impulsdauer gleich der doppelten Laufzeit einer elektromagnetischen Welle durch das Impulskabel ist. Ist das Verzögerungskabel mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen, so wird die Energie der Strom-Spannungswelle ohne Reflexionen in ihm verbraucht.

Das Verzögerungskabel ist jedoch nicht nur mit einem ohmschen Widerstand, sondern auch mit der Kapazität der Kerrzelle abgeschlossen. Da diese Kapazität aufgeladen werden muss, springt die Spannung nicht auf ihren Endwert $U/2$, sondern steigt exponentiell an. Die Zeitkonstante ist durch
$$\tau = \frac{CRZ}{R+Z}$$
 gegeben /14/, wobei C die Kapazität der Kerrzelle, R der Widerstand des Abschlusswiderstandes und Z der Wellenwiderstand des Kabels ist. Mit $R = Z = 50 \Omega$ und einer Kapazität der Kerrzelle von 50 pF (siehe II.2.d) ergibt sich eine charakteristische Anstiegszeit von $\tau \approx 1.3 \text{ ns}$. Sieht man von der Anstiegszeit der Funkenstrecke ab, so ist also im wesentlichen die grosse Kapazität der Kerrzelle für die Anstiegszeit massgebend. Die Kabelverluste sind bei dem verwendeten Kabel (R8BU) wegen der geringen Länge von Impuls- und Verzögerungskabel vernachlässigbar.

Die mit einem kapazitiven Spannungsteiler an der Kerrzelle gemessenen Anstiegszeiten liegen bei $2 - 3 \text{ ns}$. Die Impulshöhe der nach der doppelten Laufzeit durch Impuls- und Verzögerungskabel wieder an die Kerrzelle gelangenden Reflexionen beträgt ungefähr $U/20$. Wegen der günstigen Charakteristik des elektrooptischen Schalters wird dabei mit $T_{\parallel}^2 \approx 1$, $T_{\perp}^2 \approx 10^{-3}$ jedoch nur $\sim 1,5 \cdot 10^{-2}$ der entfallenden Lichtintensität durchgelassen. Die auf den ausgesonderten Impuls folgenden Pikosekundenimpulse werden somit ebenso wie die vorangegangenen stark abgeschwächt und sind für die Experimente zur Plasmaerzeugung unkritisch.

II.2.c Die lasergetriggerte Funkenstrecke

Die in der Kabelschaltung verwendete Funkenstrecke ist koaxial ($Z = 50 \Omega$) ausgeführt, um Reflexionen zu vermeiden. Sie wird mit einem Gasdurchbruch zwischen ihren Elektroden getriggert, der durch Fokussierung der Strahlung des phasengekoppelten Neodymlasers entsteht. Zur Triggerung wird die Strahlung verwendet, die bei geschlossenem elektrooptischen Schalter von dem Analysator A aus der Strahlrichtung abgelenkt wird. Hiermit wird die zeitliche Synchronisation zwischen dem vom Laser emittierten Impulszug und dem Hochspannungsimpuls zum einmaligen Öffnen des elektrooptischen Schalters erreicht.

Abbildung 17 gibt den Aufbau der Funkenstrecke wieder. Zwei Hochspannungsbuchsen (RADIALL 30040) sind druckdicht in ein Messingrohr eingeschraubt. Impuls- und Verzögerungskabel werden mit dem zugehörigen Hochspannungssteckern (RADIALL 30010) angeschlossen. Die Kupplung weist einen definierten Wellenwiderstand von 50Ω auf. Der Innendurchmesser des Messingrohres ist nur um wenig grösser als der Aussendurchmesser der Isolation der Hochspannungsbuchsen, so dass auch hier der Wellenwiderstand von 50Ω beibehalten wird. Auf die Lötanschlüsse der Hochspannungsbuchsen sind polierte Messingelektroden aufgesteckt. Die Elektroden sind plan, ihr Abstand beträgt $1,5 \text{ mm}$. Der Durchmesser der Aufsteckelektroden bestimmt sich aus der Forderung nach einem durchgehenden Wellenwiderstand des koaxialen Aufbaus von 50Ω .

Das Messingrohr ist in der Ebene der Überschlagsstrecke mit vier jeweils um 90° versetzten Bohrungen versehen. Auf drei von ihnen sind Glasscheiben angeflanscht, die mit O-Ringen abgedichtet sind. Auf die vierte Bohrung ist eine kurzbrennweitige Linse ($f = 2,2 \text{ cm}$) aufgesetzt, wobei die Dichtung ebenfalls mit einem O-Ring erfolgt. Der Brennpunkt der Linse liegt zwischen den beiden Elektroden auf der Achse der Funkenstrecke. Bei der geringen Energie der vom Oszillator emittierten Laserstrahlung von ungefähr 0.1 mJ/Impuls weist die Linse auch nach vielen hundert Schüssen noch keine Beschädigungen auf.

Die Druckfestigkeit der Funkenstrecke wurde bis 20 atü geprüft.

Messungen der Zündverzögerung der Funkenstrecke gegenüber dem optisch erzeugten Gasdurchbruch zwischen den Elektroden ergaben eine starke Druckabhängigkeit des Zündverzugs. Der Einsatzzeitpunkt des Gasdurchbruchs lässt sich leicht feststellen. Hierzu wird die durch die Funkenstrecke gehende

Laserstrahlung mit einer schnellen Fotodiode (F 4000) und einem schnellen Oszillographen (TEKTRONIX 519) registriert. Überschreitet die Strahlung im Brennpunkt der Fokussierungslinse einen Schwellwert der Flächenleistung, so bildet sich eine Ionisationslawine aus. Im durchgehenden Licht macht sich dies durch einen abrupt eintretenden Rückgang der Strahlungsintensität infolge von Absorption und Reflexion im Fokusgebiet bemerkbar, d.h. der Impulszug bricht ab. Der Oszillograph zur Registrierung der durchgelassenen Laserstrahlung triggert extern einen zweiten schnellen Oszillographen, der über einen kapazitiven Spannungsteiler den zeitlichen Spannungsverlauf an der Kerrzelle aufzeichnet. Berücksichtigt man die Laufzeiten in den Messkabeln und im Verzögerungskabel der Kabelentladung, so lassen sich die beiden Oszillographenspuren zeitlich einander zuordnen und die Verzögerungszeiten bestimmen.

Abbildung 18 zeigt eine Reihe von Oszillogrammen der durch die Funkenstrecke transmittierten Strahlungsintensität und der Kerrzellenspannung, die auf die geschilderte Weise erhalten werden. Bei den Experimenten wurde die Spannung U an der lasergetriggerten Funkenstrecke konstant gehalten und der Druck in der Funkenstrecke variiert. Als Füllgas für die Funkenstrecke wurde stets Stickstoff verwendet. Da zum Abgreifen der Spannung an der Kerrzelle deren Abschirmung (siehe II.2.d) entfernt wurde, sind auf den Oszillogrammen der Laserstrahlung auch Einstreuungen der Kabelentladung sichtbar. Diese Einstreuungen verschwinden bei geschlossener Abschirmung um die Kerrzelle.

In Abbildung 19 sind die Verzögerungszeiten des Hochspannungsimpulses gegenüber dem letzten, die Funkenstrecke ungeschwächt durchlaufenden Laserimpuls über dem in der Funkenstrecke herrschenden Druck aufgetragen. Die Verzögerungszeiten wachsen bei gleicher Spannung mit steigendem Druck rasch an. In den Experimenten wird deswegen mit der Kabelschaltung stets knapp unter der Durchbruchspannung gearbeitet, um zu vermeiden, dass der elektrooptische Schalter erst nach dem Abklingen des Laserimpulszuges öffnet.

II.2.d Die Kerrzelle

Die beschriebene Kabelschaltung weist den Nachteil auf, dass nur der halbe Betrag der Ladespannung am Abschlusswiderstand und an der Kerrzelle abfällt. Die zum Öffnen des elektrooptischen Schalters notwendige Ladespannung beträgt somit $2 U_{\lambda/2}$. Handelsübliche Kerrzellen mit einer Apertur von ca. 7 mm weisen $\lambda/2$ -Spannungen von der Grössenordnung 30 kV auf. Da Ladespannungen im Bereich von 60 kV bereits grösseren technischen Aufwand bedingen (u.a. druckentlastete Kabeldurchführungen anstelle von Steckverbindungen, höhere Druckbelastbarkeit der Funkenstrecke), wurde eine Kerrzelle gebaut, zu deren Ansteuerung eine Ladespannung von ca. 30 kV ausreicht.

Abbildung 20 zeigt schematisch den Aufbau der Kerrzelle. Ein Block aus Teflon mit einer neutralen Bohrung bildet den Hauptkörper der Kerrzelle. In die Bohrung werden die beiden Elektroden aus vernickeltem Messing eingelassen. Ihre mit Teflon-O-Ringen abgedichteten Verschraubungen dienen gleichzeitig als elektrische Anschlüsse. Die Fenster der Kerrzelle bestehen aus schlierenfreiem BK7 Glas. Ihre Abdichtung erfolgt mit Hilfe von Teflon-beschichteten O-Ringen. Zum Einfüllen des Nitrobenzols und als Auffangdome für die Luftblasen zur Druckentlastung dienen zwei Gewindelöcher einer Wandung des Teflonblocks. Sie werden mit vernickelten Schrauben und Teflon-O-Ringen geschlossen. Der Kerrzellenkörper befindet sich in einem Abschirmgehäuse aus Messing, das lediglich die Kerrzellenfenster frei lässt. Der elektrische Anschluss erfolgt wie bei der Funkenstrecke über eine Hochspannungssteckverbindung.

Zwischen die elektrischen Anschlüsse des Kerrzellenkörpers sind die als Abschlusswiderstände dienenden ungewendelten Kohlemassewiderstände eingelötet. Der Kriechweg längs zwei Widerständen in Serie ist ausreichend gross, um ein Überslageln bei angelegten Spannungsimpulsen von bis zu 20 kV zu verhindern.

Die Kerrzelle wurde mit reinem Nitrobenzol (SCHUCHARDT, Spezialqualität zur Füllung von Kerrzellen) mehrmals gespült und anschliessend endgültig gefüllt. Ihre $\lambda/2$ -Spannung bestimmt sich für Strahlung von $1,06 \mu$ Wellenlänge zu 17 kV (Kerrkonstante $B \approx 1,9 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}^2$, Elektrodenabstand 8 mm, Elektrodenlänge 6 cm), in Übereinstimmung mit dem experimentell gefundenen Wert.

Die Absorptions- und Streuverluste in dieser relativ langen Kerrzelle betragen bei den Strahlungsleistungen des beschriebenen Laseroszillators ca. 30 %. Dies ergab sich aus kalorimetrischen Messungen der eingestrahnten und der durchgelassenen Strahlungsenergie.

Die Kapazität der Kerrzelle ist annähernd gleich der Kapazität des von den Elektroden gebildeten Plattenkondensators mit Nitrobenzol als Dielektrikum. Mit den Werten Elektrodenabstand 8 mm, Elektrodenlänge 6 cm, Elektrodenbreite 1,8 cm und der Dielektrizitätskonstanten von Nitrobenzol $\epsilon = 37$ bestimmt sich die Kapazität zu ~ 50 pF.

II.3 Die Impulsverstärkung

II.3.a Vorverstärkung mit mehrfachem Durchlauf

Die ersten Experimente zur Verstärkung einzelner ultrakurzer Lichtimpulse wurden mit Verstärkerketten durchgeführt, bei denen der Laserimpuls jeden Verstärkerstab nur einmal durchläuft /15 - 17/. Dieses Verfahren ist sehr ineffektiv und unökonomisch, da bei den kleinen Anfangsenergien des Einzelimpulses nur ein geringer Teil der in den ersten Verstärkerstufen gespeicherten Inversionsenergie abgeräumt wird. Zusätzlich bringen diese im invertierten Zustand zurückbleibenden Verstärkerstufen eine experimentelle Schwierigkeit mit sich, auf die in einem der folgenden Abschnitte noch ausführlich eingegangen wird: Bei nahezu allen Experimenten mit der verstärkten Laserstrahlung wird ein gewisser Teil der Strahlungsenergie zum Laser zurückreflektiert. Dieser reflektierte Strahlungsimpuls durchläuft die Verstärkerkette bis zurück zum Oszillator und wird dabei wiederum verstärkt. Die zum Oszillator zurückkehrende Strahlungsenergie kann ein Vielfaches der vom Oszillator emittierten Energie betragen. Dadurch treten Beschädigungen am Oszillator, bzw. an den Polarisationsprismen des elektrooptischen Schalters auf. Darüberhinaus tritt auch am Oszillator, bzw. am elektrooptischen Schalter wieder eine Reflexion auf. Dies führt dazu, dass der Laser mehrere Impulse emittiert, deren zeitlicher Abstand gleich der doppelten Laufzeit des Lichts in der Verstärkerkette ist. Diese Mehrfachimpulse können die Interpretation von Messergebnissen erschweren.

Da bei Neodymlasern die Grösse der gespeicherten Inversionsenergie mit der Verstärkung gekoppelt ist und eine hohe Verstärkung der Laserkette erforderlich ist, besteht eine mögliche Verbesserung des Aufbaus darin, den Einzelimpuls mehrfach auf definiertem Weg durch die Verstärkerkette zu leiten, bevor er aus ihr austreten kann.

Hierzu wurde von Basov et al. /18/ die Verstärkerkette als Ringlaser aufgebaut. In dem Ring befindet sich eine Kuvette mit einer ausbleichbaren Farbstofflösung kurzer Relaxationszeit, deren Konzentration so hoch gewählt wird, dass ein Anschwingen des Ringlasers unmöglich ist. In diesen Ring wird über eine Teilerplatte ein einzelner ultrakurzer Lichtimpuls eingespiegelt. Ist seine Intensität grösser als die Sättigungsintensität des Farbstoffs, so wird er beim Umlaufen im Ring verstärkt. Die Teilerplatte, über die der Impuls eingekoppelt wurde, dient gleichzeitig zum Auskoppeln. Der Laser emittiert einen Impulszug von ultrakurzen Laserimpulsen, der abbricht, wenn die im "Verstärker" gespeicherte Inversionsenergie aufgebraucht ist.

Eine zweite Möglichkeit zur Impulsverstärkung mit mehrfachem Durchlauf durch den Verstärker wurde von Michon et al. /19/ beschrieben. Das Prinzip dieser Anordnung ist in Abbildung 21 skizziert.

Der an dem elektrooptischen Verschluss austretende linear polarisierte Einzelimpuls wird nach Durchlaufen des Verstärkers an einem senkrecht zur Ausbreitungsrichtung einjustierten Spiegel reflektiert. Vor dem Spiegel befindet sich eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte aus Quarz (in /19/ wurde ein Fresnelsches Parallelepiped verwendet, das die gleiche Funktion hat), deren C-Achse unter 45° gegen die Polarisationsrichtung gedreht ist (Abbildung 22). Die $\lambda/4$ -Platte erzeugt eine Phasendifferenz von 90° zwischen der Komponente der elektrischen Feldstärke parallel zur C-Achse und der Komponente senkrecht dazu. Die bei der Reflexion am Spiegel entstehenden Phasensprünge sind für beide Komponenten gleich, da die Strahlung senkrecht auf den Spiegel einfällt. Beim Rücklauf der Laserstrahlung durch die $\lambda/4$ -Platte erhöht sich die Phasendifferenz auf 180° . Die Strahlung, die nach einmaligem Durchlauf durch die $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert war, ist jetzt wieder linear polarisiert. Ihre Polarisationsrichtung ist jedoch um 90° gegenüber der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes gedreht. Der rückreflektierte verstärkte Laserimpuls wird somit vom Analysator A abgelenkt.

Ein vierfacher Durchlauf des Laserimpulses durch die Verstärkerkette lässt sich mit einer Ergänzung dieses Aufbaus erreichen: Der vom Analysator A abgelenkte Laserstrahl wird mit einem Spiegel in sich zurückreflektiert. Nach dem Hin- und Rücklauf durch den Verstärkerzweig fällt seine Polarisationsrichtung wieder mit derjenigen des vom elektrooptischen Schalter durchgelassenen Impulses

zusammen. Da aber inzwischen der Spannungsimpuls zum Öffnen der Kerrzelle abgeklungen ist, läuft der Laserimpuls nicht zum Oszillator zurück, sondern wird vom Polarisator P abgelenkt. Diese Methode, eine Verstärkerkette im mehrfachen Durchlauf zu betreiben, wurde mit einem einzigen Verstärkerstab erprobt. Verwendet wurde ein Neodymstab LGN 55 mit 6 5/8" Länge und 3/8" Durchmesser. Er wurde in einer Einzelellipse mit einer linearen Blitzlampe FX 47C-6.5 (EG+G) gepumpt. Um Reflexe von den senkrecht angeschliffenen Stabendflächen auszuschalten, wurde der Stab leicht geneigt zur Stabachse eingebaut.

Für das Anwachsen der Laserintensität beim K-ten Durchlauf durch das Lasermedium gilt die Beziehung

$$\frac{dJ_K}{dK} = J_K (V - A - R)$$

V = Verstärkung bei einmaligem Durchlauf, A = Absorptionsverluste im Glas bei einmaligem Durchlauf
R = Reflexionsverluste an den Oberflächen bei einmaligem Durchlauf

sofern die Inversion $N_2 - N_1$ und damit die Verstärkung V noch nicht merklich von der Laserstrahlung beeinflusst wird. Für die Intensität nach dem K-ten Durchlauf gilt somit bei einer Pumpenergie ϵ

$$J_{K,\epsilon} = J_0 \exp \left\{ (V(\epsilon) - A - R) K \right\}$$

Bei gleichbleibender Impulsdauer des ultrakurzen Lichtimpulses besteht diese Beziehung auch für die Pulsenergie E. Zunächst wurden Messungen bei einfachem Durchlauf durch den Verstärker durchgeführt. Dabei wurden zur Energiemessung zwei ungeeichte schnelle Siliziumfotodioden (hpa 4201) verwendet, deren Signale aufintegriert wurden. Eine der beiden Dioden sah die einfallende Laserstrahlung und diente als Referenzdiode, auf die andere Diode gelangte ein Teil des verstärkten Lichts. Bei ungepumptem Verstärker beträgt das Verhältnis der beiden Diodensignale U_1 und U_2

$$\left(\frac{U_2}{U_1} \right)_0 = \frac{K_2}{K_1} e^{-(A+R)} \quad K_2 \text{ bzw. } K_1 \text{ sind die beiden unbekanntenen Eichfaktoren der Dioden.}$$

Bei einer Pumpenergie ϵ beträgt das Verhältnis der Signale

$$\left(\frac{U_2}{U_1} \right)_\epsilon = \frac{K_2}{K_1} e^{-(A+R)} e^{V(\epsilon)}$$

Aus den Quotienten $(U_2/U_1)_\epsilon / (U_2/U_1)_0$ erhält man $\exp(V)$ als Funktion der Pumpenergie ϵ .

Entsprechende Messungen wurden für den zwei- bzw. vierfachen Durchlauf in der in Abbildung 21 skizzierten Anordnung durchgeführt, wobei die Größen

$$\left(\frac{U_2}{U_1} \right)_\epsilon^{\text{II}} / \left(\frac{U_2}{U_1} \right)_0^{\text{II}} = e^{2V(\epsilon)}$$

und $\left(\frac{U_2}{U_1} \right)_\epsilon^{\text{IV}} / \left(\frac{U_2}{U_1} \right)_0^{\text{IV}} = e^{4V(\epsilon)}$ bestimmt wurden.

In Abbildung 23 sind die gemessenen Größen $\exp(2V(\epsilon))$ und $\exp(4V(\epsilon))$ über den entsprechenden Wert $\exp(V(\epsilon))$ im doppelt-logarithmischen Masstab aufgetragen. Es ergeben sich Geraden mit Steigungen von ~ 2 und ~ 4 . Daraus folgt, dass der Verstärker auch im vierfachen Durchlauf noch nicht in die Sättigung gelangt (bei einem einfallenden Impuls von ca. 10^{-5} J). Berücksichtigt man die Absorptions- und Reflexionsverluste (der Absorptionskoeffizient α des verwendeten Neodymglases liegt bei $7,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, der Brechungsindex beträgt $n = 1,51$), so lässt sich im vierfachen Durchlauf eine effektive Verstärkung des eingestrahlten Laserimpulses um einen Faktor 45 erzielen.

Da jedoch beim Justieren der Anordnung für den vierfachen Durchlauf erhebliche Schwierigkeiten auftraten, wurde lediglich der zweifache Durchlauf, dafür jedoch mit drei Verstärkerstufen des beschriebenen Typs für den endgültigen Laseraufbau beibehalten. Die Justierungsschwierigkeiten beim vierfachen Durchlauf ergeben sich daraus, dass die Laserstrahlung nicht senkrecht zur Grenzfläche seitlich aus dem Analysator A austritt. Der Unterschied im Brechungsindex des Kalkspats für die Wellenlänge des He-Ne Lasers und des Nd-Lasers reicht aus, um ein Justieren mit ersterem unmöglich zu machen. Nach einer lediglich groben Vorjustierung des Spiegels Sp muss dieser unter oftmaligem Schiessen des Neodymlasers einjustiert werden.

II.3.b Schutz gegen Reflexionen vom Target

Da die Inversion in den Verstärkerstäben beim Durchgang des Laserimpulses nur teilweise abgebaut wird, führen Rückreflexe in den Laser (z.B. vom Target) zu Beschädigungen des Lasers. Bei der hohen Verstärkung der Verstärkerkette reicht bereits eine Reflexion von wenigen Prozent der Strahlungsenergie dazu aus, dass ein Impuls auf die Glan-Prismen des Einzelimpuls-Schalters trifft, dessen Energie vergleichbar mit der des vom Laser emittierten Impulses ist. Hierbei werden sowohl die Glan-Prismen als auch die ersten Verstärkerstäbe beschädigt.

Einen wirksamen Schutz gegen die Reflexionen bietet der Einbau eines Faraday-Drehers in Verbindung mit zwei Polarisatoren. Ausserdem schützt dieser "optische Isolator" gegen das selbständige Anschwingen der Verstärkerkette bei hoher Verstärkung.

Der linear polarisierte Laserstrahl durchsetzt zunächst einen Polarisator P_1 in Transmissionsrichtung und trifft anschliessend auf einen Glasstab, der sich in einem homogenen, zur Ausbreitungsrichtung des Laserlichts parallelen Magnetfeld befindet (Abbildung 24). Am Austritt aus dem Glasstab ist die Polarisationsrichtung der Laserstrahlung um den Winkel α gemäss der Beziehung $\vec{\alpha} = V \cdot \vec{B} \cdot \ell$ gedreht. Hierbei ist ℓ die durchstrahlte Länge des Glasstabes, B die Magnetfeldstärke und V die für die Glassorte charakteristische Verdet'sche Konstante. Soll der Faraday-Dreher als optischer Isolator verwendet werden, so wird ein Drehwinkel $\alpha = 45^\circ$ eingestellt. Wird die Strahlung mit unveränderter Polarisationsrichtung in sich zurückreflektiert, so wird bei erneutem Durchgang des Lichtes durch den Glasstab die Polarisationsrichtung auf Grund der Vektornatur des Faradayeffektes nicht zurück- sondern weitergedreht. Dadurch steht der Polarisator P für das reflektierte Licht in Sperrichtung. Soll dieser optische Isolator auch dann noch wirksam sein, wenn das Licht bei der Reflexion depolarisiert wird, so muss hinter den Faraday-Dreher noch ein weiterer Polarisator P gestellt werden, dessen Transmissionsrichtung parallel zu der um 45° gedrehten Polarisationsrichtung des durchgestrahlten Lichts ist. Dieser Polarisator sperrt für den depolarisierten Anteil des reflektierten Lichtes.

In die Hauptverstärkerkette wurden zwei optische Isolatoren nach dem beschriebenen Prinzip eingebaut (siehe Abbildung 25). Sie sind ausführlich in /20/ beschrieben. Die beiden Isolatoren schwächen zusammen das reflektierte Licht auf $1/50000$ ab. Dies reicht aus, um Beschädigungen des Lasers durch reflektierte Strahlung auszuschliessen.

II.3.c Die Haupt-Verstärkerkette

Nachdem der Laserimpuls die Vorverstärker zweimal und einen 12" langen Verstärkerstab einmal durchlaufen hat, wird er mit einem Prisma in die Haupt-Verstärkerkette eingespiegelt (Abbildung 25). Diese Kette wird wahlweise für den beschriebenen Pikosekundenlaser und für einen Nanosekunden-Riesenimpulslaser verwendet /22/. Sie besteht aus einem Strahlaufweitungssystem, das den Strahl leicht divergent macht, den zwei zuvor beschriebenen optischen Isolatoren, drei 18" langen, $5/8$ " dicken Verstärkerstäben, die in Doppellellipsen gepumpt werden, sowie zwei Verstärkerstufen von grösserem Durchmesser (32 mm und 45 mm), die mit vier linearen Blitzlampen gepumpt werden /11/. Vor jeder Verstärkerstufe ist eine Lochblende angebracht, deren Durchmesser um ungefähr 2 mm kleiner als der Stabdurchmesser ist. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Laserstrahlung nicht auf den Stabmantel trifft, was zu Beschädigungen führt. Die Endflächen aller Laserstäbe sind unter einem Winkel von 6° angeschliffen, um Reflexionen zu vermeiden. Der effektive Verstärkungsfaktor der Haupt-Verstärkerkette und der Vorverstärker liegt bei einigen 10^5 . Dies ergibt sich aus Messungen der Energie von Einzelimpulsen vor und nach der Verstärkung.

Während bei Experimenten mit Laserimpulsen von Nanosekunden Dauer Beschädigungen an den Endflächen der Laserstäbe beobachtet werden, treten bei Pikosekundenimpulsen Spuren von feinen Bläschen im Innern der Laserstäbe auf. Die Ketten von Bläschen durchziehen die Laserstäbe in Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung. Beim Auftreten der Bläschen sinkt die effektive Verstärkung infolge erhöhter Streuverluste ab. Ein Schwellwert dieser Erscheinung lässt sich an Hand der durchgeführten Experimente schlecht angeben, da die Intensitätsverteilung über dem Strahlquerschnitt ungleichmässig war.

II.4 Die wichtigsten Laserparameter

II.4.a Die Impulsdauer

Die Messung von Impulsdauern im Pikosekundenbereich phasengekoppelter Riesenimpulslaser lässt sich nicht fotoelektrisch durchführen, da schnelle Oszillographen (TEKTRONIX 519) nur eine Zeitauflösung von rund 500 ps zulassen. Sampling Techniken, die mit den schnellsten Fotodioden eine Zeitauflösung von einigen 10 ps ermöglichen, sind nicht anwendbar, da es sich um einmalige Impulszüge und nicht um periodisch auftretende Ereignisse handelt ¹⁾.

Die spektroskopische Messung der Linienbreite der Laserstrahlung ergibt über die Energieunschärferelation einen Wert für die kürzest mögliche Impulsdauer. Sie ermöglicht jedoch keinen Schluss darauf, ob die Resonatoreigenschwingungen innerhalb der Linienbreite phasengekoppelt sind und damit dieser Wert der Impulsdauer auch wirklich erreicht wird. Messungen der Linienbreite eines verstärkten Einzelimpulses mit einem Gitterspektrographen ($f = 2 \text{ m}$, 650 Linien/mm, $\sim 7 \text{ \AA/mm}$) ergaben für die Halbwertsbreite $\Delta\lambda \sim 2.5 \text{ \AA}$, woraus sich unter der Annahme vollständiger Phasenkopplung eine Impulsdauer von $\sim 6 \text{ ps}$ errechnet (unter der Annahme eines Gaussprofils sind die Impulsdauer (Halbwertsbreite) und die Halbwertsbreite $\Delta\nu$ der spektralen Intensitätsverteilung über die Beziehung $\tau\Delta\nu = \frac{2 \ln 2}{\pi}$ verknüpft /4/). Die Standardmethode zur Messung der Impulsdauer ist die sogenannte Zwei-Photonen-Fluoreszenz /4, 23, 24/. Dabei wird der Laserstrahl zunächst in zwei Teillichtbündel gleicher Intensität aufgespalten. Die beiden Strahlengänge werden einander gegenläufig in einer Küvette mit einer Farbstofflösung überlagert. Die Weglängen der Strahlengänge sind so bemessen, dass die beiden Laserimpulse, deren räumliche Ausdehnung längs der Ausbreitungsrichtung durch das Produkt aus Lichtgeschwindigkeit und Impulsdauer gegeben ist, sich in der Küvette treffen. Der Farbstoff in der Küvette absorbiert bei niedrigen Intensitäten der Infrarot-Laserstrahlung kaum, zeigt jedoch stärkere Absorption mit anschließender Fluoreszenz im Sichtbaren bei höheren Intensitäten. Fotografiert man die entstehende Fluoreszenzspur von der Seite, so bemerkt man stärkere Fluoreszenz an der Stelle, an der sich die beiden Strahlungsimpulse überlagert haben. Aus der Ausdehnung dieses Fluoreszenzmaximums längs des Strahlenganges lässt sich die Impulsdauer bestimmen.

Als nichtlinear absorbierende Farbstofflösung wurde eine 10^{-2} molare Lösung von Rhodamin 6G in einer Mischung von 4/5 Dichloräthan und 1/5 Äthanol verwendet /25/. Die Fluoreszenzspuren wurden mit einer Oszillographenkamera auf hochempfindlichem Polaroid 410 Film photographiert. Abbildung 26 zeigt eine charakteristische Aufnahme.

Das Fluoreszenzmaximum weist auf der Aufnahme eine Ausdehnung von $\Delta z \approx 0,8 \text{ mm}$ auf. Die Impulsdauer τ lässt sich mit diesem Wert über die Beziehung $\tau = \frac{\Delta z}{v_g}$ abschätzen. v_g ist hierbei die Gruppengeschwindigkeit der Laserstrahlung in der Farbstofflösung. Diese ist in der Lösung annähernd gleich der Phasengeschwindigkeit, so dass sich mit einem Brechungsindex $n = 1,42$ der Lösung /25/ eine Impulsdauer $\tau \approx 4 \text{ ps}$ abschätzen lässt.

Da die Aufnahmen nicht unter Berücksichtigung der Schwärzungskurve des Aufnahmematerials photometriert wurden, ist der Wert von 4 ps lediglich ein Anhaltswert. Zieht man jedoch zusätzlich das Ergebnis der spektroskopischen Messungen in Betracht, das mit dem Ergebnis der Zwei-Photonen-Fluoreszenzmethode konsistent ist, so erscheinen Werte der Impulsdauer knapp unter 10 ps als realistisch. Detaillierte Untersuchungen /13/ an einem gleichartigen Laseraufbau führten zu demselben Ergebnis.

¹⁾ Es gibt allerdings Vorschläge zur Anwendung von Sampling Techniken zur Messung der Impulsform von Einzelimpulsen. Der Grundgedanke besteht darin, dass man den Lichtimpuls zwischen zwei Spiegeln hin- und herlaufen lässt und bei jedem Durchlauf einen Teil der Lichtenergie auf die Fotodiode spiegelt.

II.4.b Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis

Ein wichtiger Parameter des beschriebenen phasengekoppelten Neodymlasers ist das Intensitätsverhältnis des emittierten Einzelimpulses zum Untergrund. Dieses Intensitätsverhältnis wurde mit der in Abbildung 27 wiedergegebenen Anordnung bestimmt. Die Messung wurde hinter dem 12"-Verstärker der Verstärkerkette durchgeführt. Zwei Glasplatten im Strahlengang des Lasers reflektieren je einen Teil der Strahlungsenergie auf zwei schnelle Fotodioden (ITT F 4000). Die Fotoströme der beiden Dioden werden zeitlich gegeneinander verzögert mit einem einzigen Oszillographen registriert. Vor der Fotodiode 1 wird das Laserlicht mit einem fest gewählten Satz von Neutralfiltern so abgeschwächt, dass das Signal dieser Fotodiode den Oszillographen nicht übersteuert. Dieses Signal dient als Referenzsignal, um die Variation der Strahlungsenergie von Schuss zu Schuss berücksichtigen zu können. Aus dem Satz von Neutralfiltern vor der Fotodiode 2 werden nacheinander Filter bekannter Transmission entfernt. Die Fotodiode 2 wird damit immer stärker durch das Licht des Einzelimpulses übersteuert. Dies wird so lange fortgesetzt, bis der Strahlungsuntergrund sichtbar wird. Mit dem Transmissionswert aller entfernten Graufilter zusammen lässt sich daraus das Verhältnis Signal zu Untergrund bestimmen. Abbildung 28 gibt die Oszillogramme einer Messreihe wieder. Neben jedem Oszillogramm ist die relative Transmission des vor der Fotodiode 2 verbliebenen Filtersatzes angegeben. Nachdem Filter entfernt sind, die zusammen das Laserlicht auf $1/2000$ seiner Intensität abschwächen, werden die Spitzen der vom elektrooptischen Schalter unterdrückten Impulse sichtbar. Aus den Messungen ergibt sich für das Unterdrückungsverhältnis ein Wert von $1 : 3000$. Hiermit ist gleichzeitig der Sperrfaktor $S = (T_{II}^2 T_I^2)^{-1}$ des elektrooptischen Schalters bestimmt.

Die beschriebene Messmethode lässt sich auch anwenden, um das Verhältnis der Energie der vom Oszillator emittierten Laserimpulse zur Energie des Strahlungsuntergrundes im Impulszug zu bestimmen. Der Spannungsimpuls öffnet den elektrooptischen Schalter für eine Zeitdauer von ungefähr 7 ns. Während dieser Zeitdauer kann auch der Strahlungsuntergrund zwischen den Laserimpulsen den elektrooptischen Schalter ohne Abschwächung passieren. Da der elektrooptische Schalter nicht stets gleichzeitig mit dem Eintreffen eines Laserimpulses öffnet, ist zu erwarten, dass der durchgelassene Einzelimpuls mehr oder weniger symmetrisch auf einem "Sockel" von Untergrundstrahlung steht. Übersteuert man die Fotodiode 2 in Messreihen entsprechend Abbildung 28, so sollte sich das Sichtbarwerden der Untergrundstrahlung darin ausdrücken, dass sich auf den Oszillogrammen der zeitliche Abstand von Referenzimpuls zum Abreißen der Spur verkürzt (maximal um ~ 7 ns). Dies konnte bis zu einer Übersteuerung der Diode 2 um einen Faktor 400 nicht festgestellt werden, so dass das Signal-zu-Untergrund Verhältnis im Impulszug besser als 10^3 sein dürfte. Dube /26/ fand mit der gleichen Messmethode sogar eine untere Grenze von 10^4 (die Messmethode ist in ihrer Empfindlichkeit durch den Sperrfaktor des elektrooptischen Schalters begrenzt).

Die Messungen mit schnellen Fotodioden liefern das in Abbildung 29 wiedergegebene Bild des zeitlichen Intensitätsverlaufs eines "guten" Pikosekundeneinzelimpulses. Da in den Messungen die zeitliche Auflösung 0,5 ns betrug, lässt sich nur eine Aussage über die jeweils in Intervallen dieser Dauer enthaltene Strahlungsenergie machen. Dieser Sachverhalt ist in der Skizze in Abbildung 32 berücksichtigt, in ihr sind schematisch der ausgesonderte Einzelimpuls und die beiden benachbarten abgeschwächten Impulse aus dem Impulszug eingezeichnet. Man erkennt ferner den möglichen Strahlungsuntergrund zwischen den Impulsen, der während der Öffnungszeit des elektrooptischen Schalters ungeschwächt durchgelassen wird.

Die für die Experimente zur Plasmaerzeugung mit dem beschriebenen Laser wichtige Folgerung aus dem geschilderten Sachverhalt ist, dass bei durchschnittlich 10 Impulsen vor dem ausgeblendeten Einzelimpuls die Energie im Vorläufer des Einzelimpulses weniger als 1 % der Energie des Hauptimpulses beträgt.

II.4.c Die Energiemessung

Ein Teil der Energie der verstärkten ultrakurzen Laserimpulse wird mit einer Glasplatte aus dem Strahlengang ausgespiegelt und gelangt auf eine schnelle Siliziumfotodiode (hpa 4220, Anstiegszeit < 1 ns), deren Signal aufintegriert wird. Die Eichung dieses Energiemessgerätes wurde mit Hilfe eines Flüssigkeitskalorimeters /27/ durchgeführt. Die Verschiebung des Flüssigkeitsmeniskus in der Messkapillare dieses Kalorimeters ist gut ablesbar, wenn einige Joule an Laserenergie eingestrahlt werden. Zur Eichung wurde das Spannungstor an der Kerrzelle des elektrooptischen Schalters

auf 50 ns verlängert, so dass eine Gruppe von sechs Pikosekunden-Laserimpulsen die Verstärkerkette durchlief. Diese wurden auf bis zu 6 J verstärkt. In Abbildung 30 ist die Laserenergie der Impulsgruppe gegen das aufintegrierte Spannungssignal der Fotodiode aufgetragen. In das Diagramm sind ferner die Messpunkte aus einer Eichung mit 30 ns langen Neodymlaser-Riesenimpulsen eingetragen. Man erkennt, dass die Fotodiode auch bei Impulsdauern im Pikosekundenbereich linear arbeitet. Die Empfindlichkeit des fotoelektrischen Energiemessgerätes ist darüberhinaus im Bereich von 10^{-12} bis 10^{-8} Sekunden unabhängig von der Impulsdauer der eingestrahlteten Laserimpulse.

II.4.d Die Winkeldivergenz

Die Winkeldivergenz des Lasers wird als der halbe Öffnungswinkel des Kegels definiert, in den die Hälfte der Laserenergie abgestrahlt wird. Zur Messung der Winkeldivergenz wurde der Laserstrahl mit einer Linse langer Brennweite ($f = 2$ m) fokussiert und der Brennfleck mit einem fotoelektrischen Energiemessgerät abgetastet. Dabei wird üblicherweise eine Lochblende auf den Brennfleck zentriert, deren Durchmesser so lange verkleinert wird, bis nur noch die Hälfte der eingestrahlteten Energie durch die Lochblende tritt. Der Quotient aus dem Radius der Lochblende in dieser Einstellung und der Brennweite der verwendeten Linse ergibt die Winkeldivergenz. Ein Referenz-Energiemessgerät, auf das ein konstanter Bruchteil der gesamten Laserenergie gelangt, dient dazu, Schwankungen der Laserenergie von Schuss zu Schuss zu berücksichtigen.

Diese Messung setzt voraus, dass die räumliche Energieverteilung der Laserstrahlung von Schuss zu Schuss konstant bleibt. Sie ergab für den Laser eine Winkeldivergenz von 1 mrad.

Beim Einbrennen des Brennflecks auf einen Röntgenfilm stellte sich jedoch heraus, dass die Struktur des Brennflecks keineswegs rotationssymmetrisch ist, wie dies bei der beschriebenen Messung vorausgesetzt wird. Die Intensitätsverteilung der Laserstrahlung in der Brennebene gleicht vielmehr annähernd einem vertikalen Balken. Eine mögliche Erklärung dieser Erscheinung ist die thermische Linsenwirkung der mit linearen Blitzlampen in Doppellellipsen gepumpten Verstärkerstäbe.

Entsprechend der Symmetrie des Brennflecks wurden zwei zueinander senkrechte Spaltblenden veränderlicher Breite auf den Brennfleck einjustiert. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 31 wiedergegeben. Rechnet man die Fläche des Rechtecks, in das die Hälfte der Energie des Lasers abgestrahlt wird auf eine Kreisfläche um, so erhält man mit der oben gegebenen Definition der Winkeldivergenz einen effektiven Wert von 700 μ rad.

Dieser Wert der Winkeldivergenz liegt im Bereich dessen, was man auf Grund der Geometrie der Verstärkerkette erwarten kann. Die in die Verstärkerkette eingebauten Lochblenden lassen eine Strahlaufweitung von 4 mm Durchmesser auf 44 mm auf einer Strecke von ungefähr 20 m zu. Die durch die Geometrie des Aufbaus vorgegebene maximale Winkeldivergenz liegt somit bei 1 mrad.

III. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird ein phasengekoppelter Neodymglaslaser beschrieben, der Laserimpulse mit Energien bis zu einigen Joule bei einer Impulsdauer von ungefähr 10 ps emittiert. Die Winkeldivergenz der Strahlung beträgt 700 μ rad, d.h. mit einer Linse von $f = 15$ cm Brennweite lässt sich eine Brennfleckgrösse von $\sim 10^{-4}$ cm² erreichen. Die Intensität im Brennfleck beträgt unter diesen Bedingungen bis zu $3 \cdot 10^{15}$ W/cm².

Der Laser besteht aus einem Oszillator, einem elektrooptischen Schalter, einer Vorverstärkerkette und einer Hauptverstärkerkette. Bei dem Aufbau des Oszillators wurde jegliche axiale Modenselektion vermieden, um kürzestmögliche Impulse zu erzeugen. Mit dem schnellen elektrooptischen Schalter wird ein Einzelimpuls aus der Kette von ultrakurzen Laserimpulsen ausgesondert. Die Intensität der restlichen Impulse wird dabei auf $1/3000$ des durchgelassenen Impulses abgeschwächt. Der ausgesonderte Einzelimpuls durchläuft zunächst zwei Mal eine erste Verstärkerkette und wird anschliessend in die Hauptverstärkerkette eingespiegelt. In diese sind zwei optische Isolatoren eingefügt, die das am Target reflektierte Licht abschwächen, um Beschädigungen des Lasers zu vermeiden.

Mit dem beschriebenen Laser wurden Plasmen an festen Targets erzeugt. Diese Experimente sind ausführlich in /28/ beschrieben.

Ich danke Herrn Dr. R. Sigel für zahlreiche Diskussionen und Ratschläge. Herr H. Kolenda und Herr P. Sachsenmaier haben mir beim Aufbau und den Messungen geholfen. Herr H. Krause unterstützte die Arbeit mit der Konstruktion von vielen mechanischen Einzelteilen, die von Herrn E. Wanka innerhalb von Zeiten, die nahezu an die Impulsdauer der Strahlung des beschriebenen Lasers heranreichten, gefertigt wurden. Herrn M. Oswald danke ich für das (oftmalige) Schleifen der Laserstäbe. Fräulein C. Wallner gebührt mein Dank für ihre Sorgfalt bei der Niederschrift der Arbeit. Ausserdem bin ich der Firma George Ballantine + Son., Dumbarton, Schottland, deren Produkte mir manchmal nach Tagen, an denen ich die Papierkörbe mit den Oszillogrammen schlechter Impulszüge füllte, den zur Weiterarbeit notwendigen Optimismus wiedergaben, zu Dank verpflichtet.

IV. LITERATURHINWEISE

1. A.J. DeMaria, W.H. Glenn jr., M.J. Brienza, M.E. Mack, Proc. IEEE 57, 2 (1969)
2. N.G. Basov, P.G. Kryukov, V.S. Letokhov, "Ultrashort Light Pulses", paper presented at the Conference on Nonlinear Optics, Belfast, 8.-12. Sept. 1969
3. P.G. Kryukov, V.S. Letokhov, Sov. Phys. USPEKHI 12, 641 (1970)
4. M.A. Duguay, J.W. Hansen, S.L. Shapiro, IEEE QE-6, 725 (1970)
5. V.S. Letokhov, Sov. Phys. JETP 28, 562 (1969)
6. E.E. Fill, J. Appl. Phys. 41, 4749 (1970)
7. T.I. Kuznetsova, Sov. Phys. JETP 30, 904 (1970)
8. M. Born, E. Wolf, "Principles of Optics" (65), S. 360
9. H. Kogelnik, C.K.N. Patel, Proc. IRE 50, 2365 (1962)
10. H. Manger, H. Rothe, Phys. Letters 7, 330 (1963)
11. H. Baumhacker, Int. Rep. IPP 4/82 (1971)
12. Eastman Kodak Company, Rochester, N.Y., Datenblatt Q-Switch 9740
13. D. Von der Linde, O. Bernecker, W. Kaiser, Optics Communications 2, 149 (1970)
14. G. Metzger, J.-P. Vabre, "Transmission Lines with Pulse Excitation", Academic Press 1969
15. A.J. DeMaria, R. Gagosz, H.A. Heynau, A.W. Penney jr., G. Wisner, J. Appl. Phys. 38, 2693 (1967)
16. N.G. Basov, P.G. Kryukov, V.S. Letokhov, Yu. V. Senatskii, IEEE J. Quant. Electr., QE-4, 60 (1968)
17. G. Kachen, L. Steinmetz, J. Kysilka, Appl. Phys. Lett. 13, 229 (1968)
18. N.G. Basov, P.G. Kryukov, V.S. Letokhov, Yu. A. Matveev, S.V. Chekalin, Sov. Phys. JETP Lett. 10, 308 (1969)
19. M. Michon, R. Auffret, R. Dumanchin, J. Appl. Phys. 41, 2739 (1970)
20. K. Eidmann, P. Sachsenmaier, H. Salzmann, R. Sigel, wird veröffentlicht in J. Sci. Instr. (Journal of Physics E)
21. V.V. Korobkin, A.A. Malyutin, M.Ya. Shchelev, Sov. Phys. JETP Letters 11, 103 (1970)
22. K. Büchl, K. Eidmann, P. Mulser, H. Salzmann, R. Sigel, S. Witkowski, IAEA Fourth Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1971, Paper CN28-D-11
23. H.E. Rowe, T.Li, IEEE J. Quantum Electron., QE-6, 49 (1970)
24. R.H. Picard, P. Schweitzer, Phys. Rev. A 1, 1803 (1970)
25. J. Meyer, Diplomarbeit (1969), TU München
26. G. Dube, Appl. Phys. Lett. 18, 69 (1971)

27. R. Sigel, Int. Rep. IPP 3/86 (1969)

28. H. Salzmann, Int. Rep. IPP IV/23 (1971)

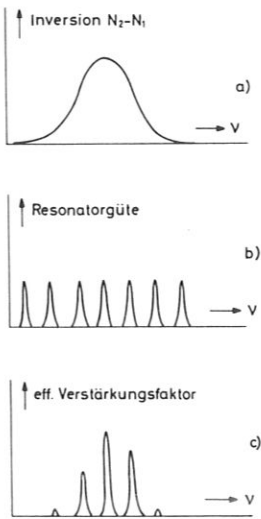


Abb. 1

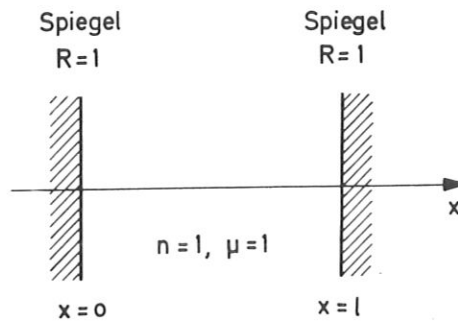


Abb. 2

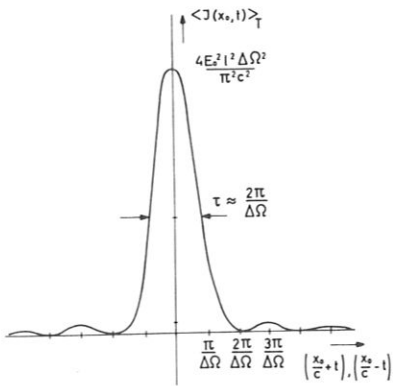


Abb. 3

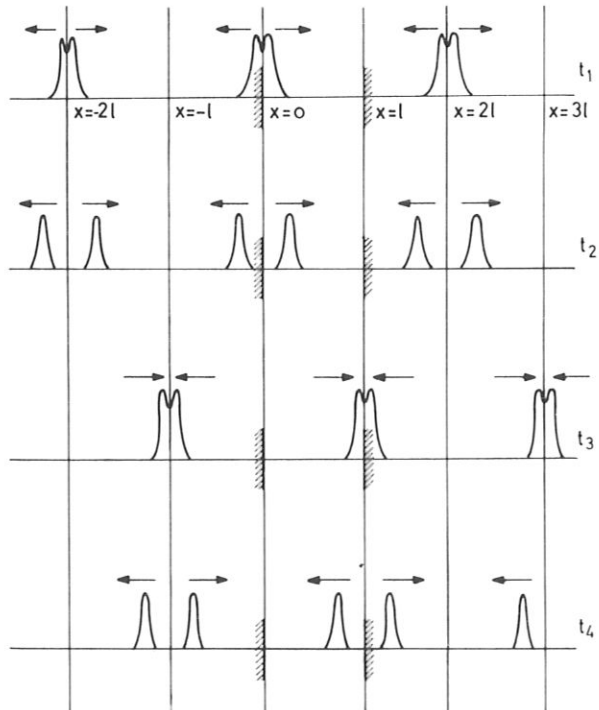


Abb. 4

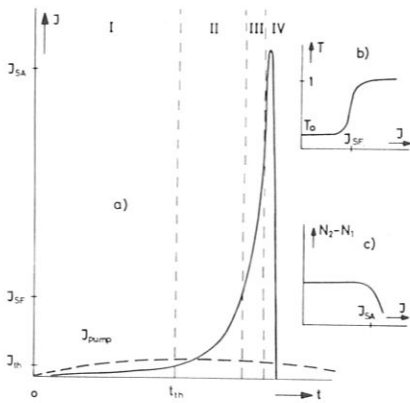


Abb. 5

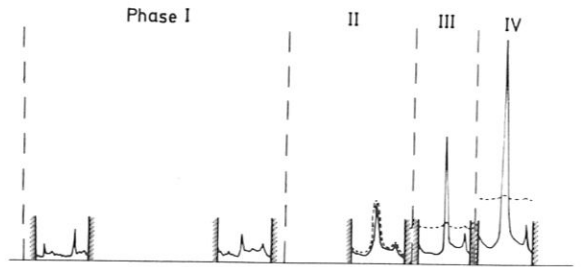


Abb. 6

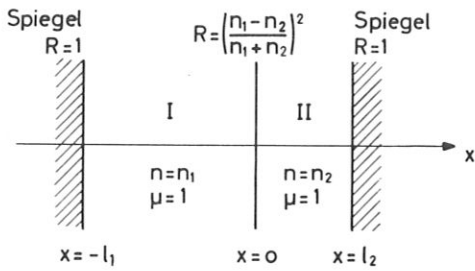


Abb. 7

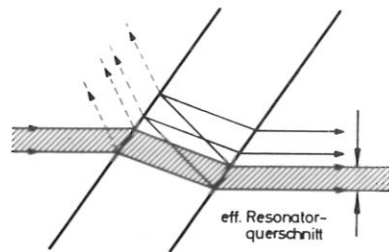


Abb. 8

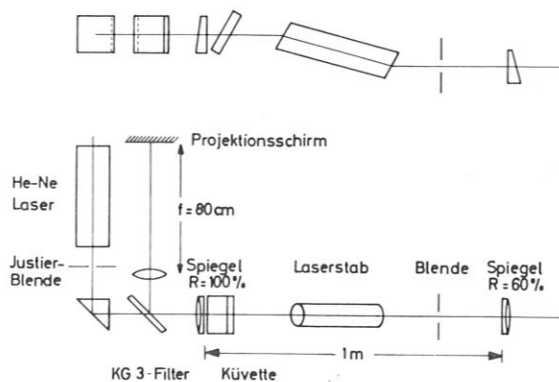


Abb. 9

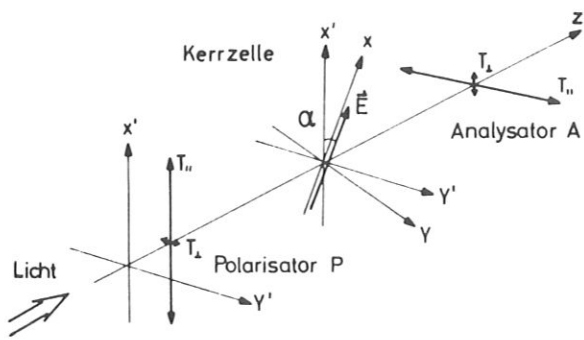


Abb. 10

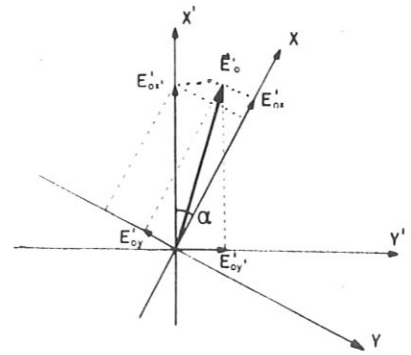


Abb. 11

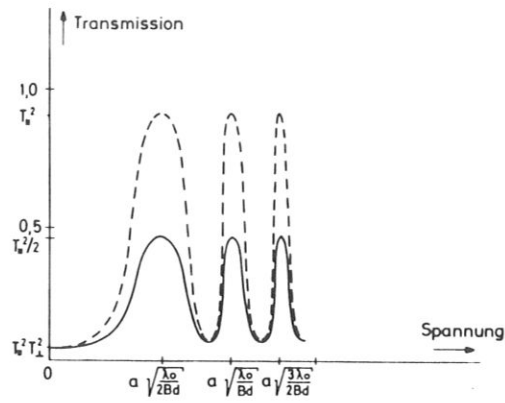
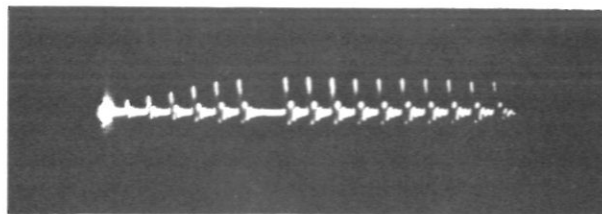
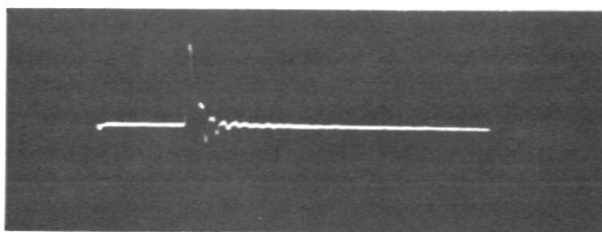


Abb. 12



100 ns

Abb. 13



50 ns

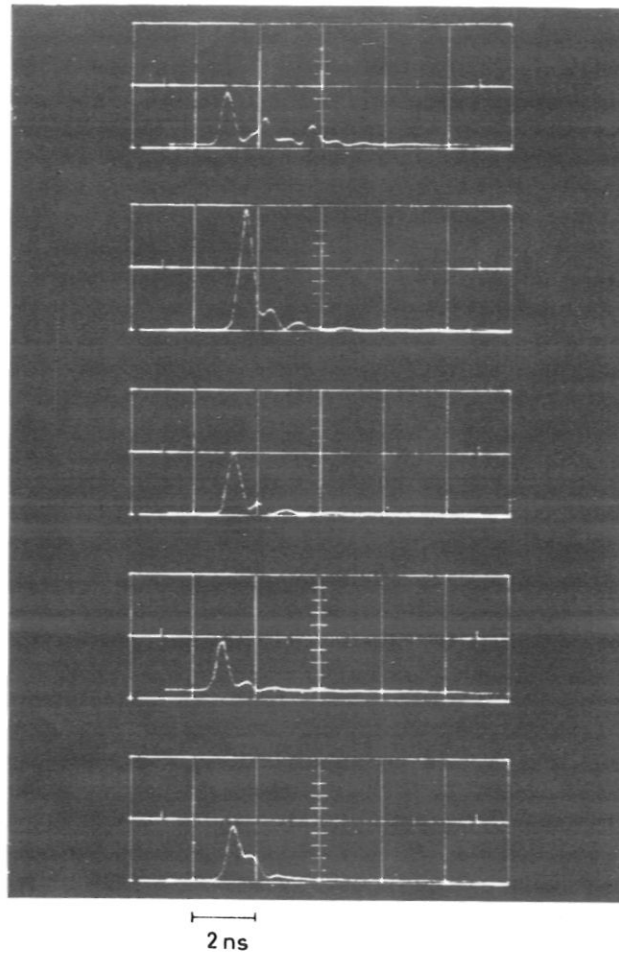


Abb. 14

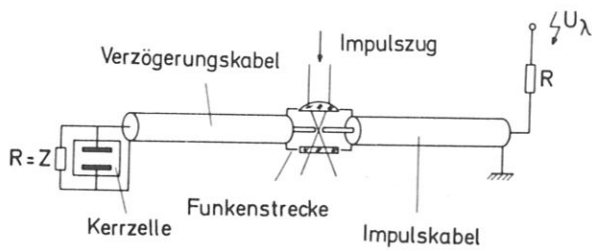


Abb. 15

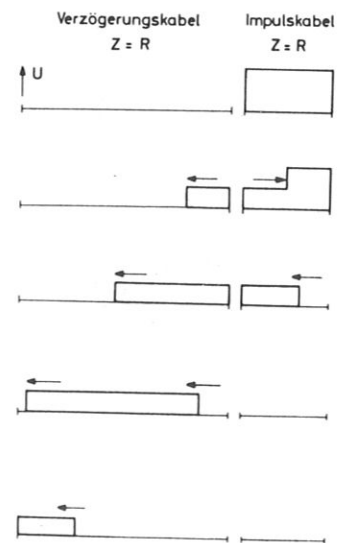


Abb. 16

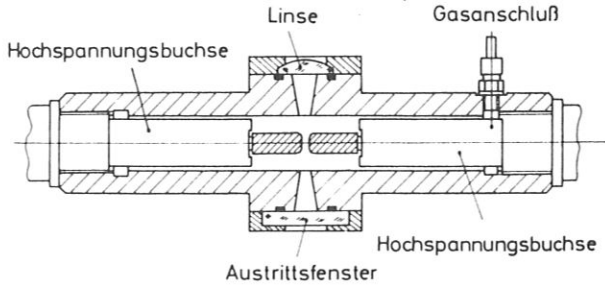


Abb. 17

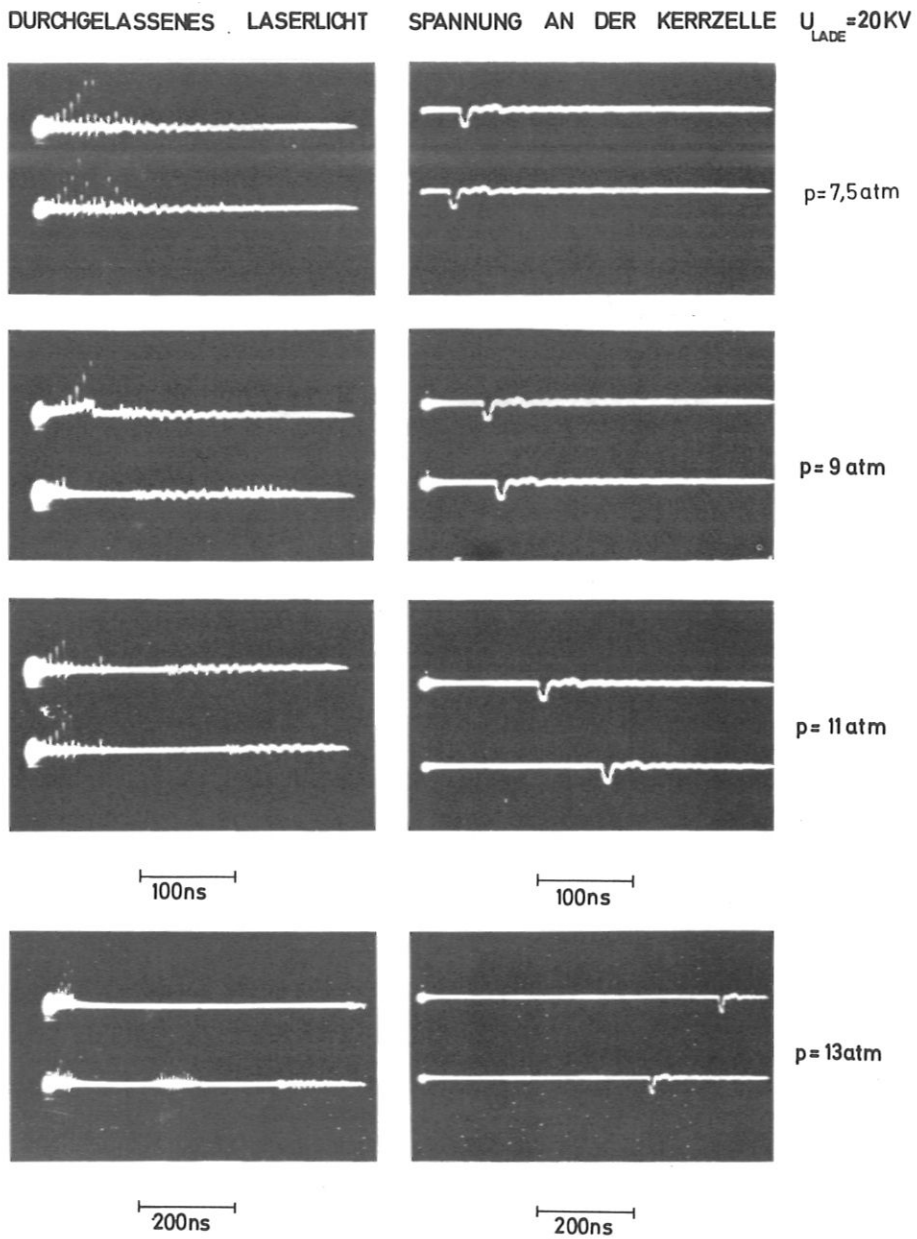


Abb. 18

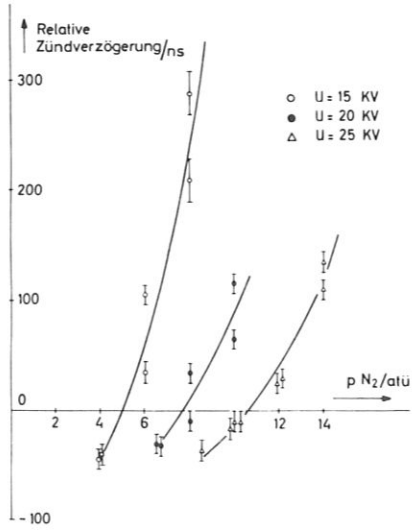


Abb. 19

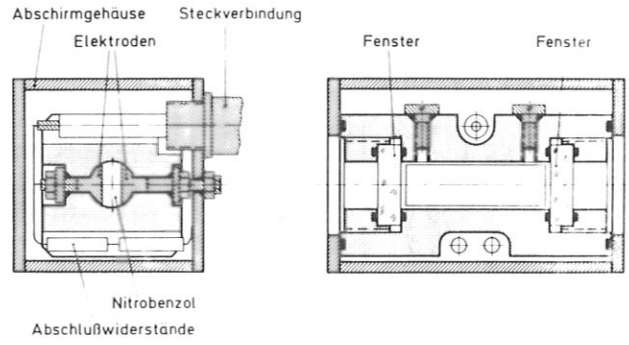


Abb. 20

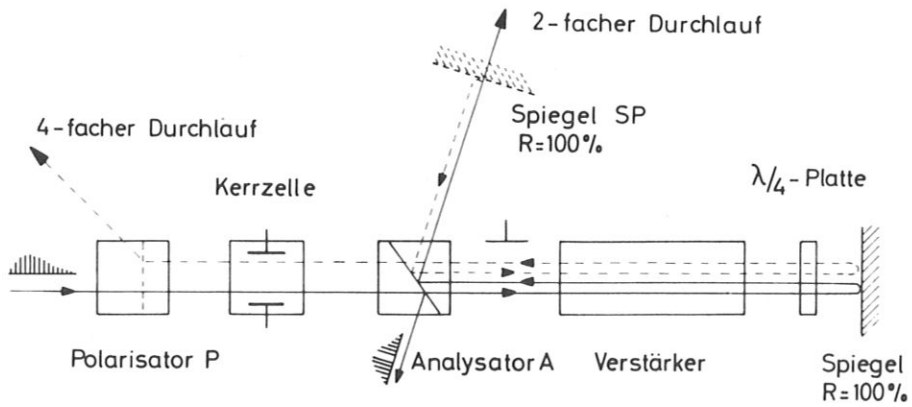


Abb. 21

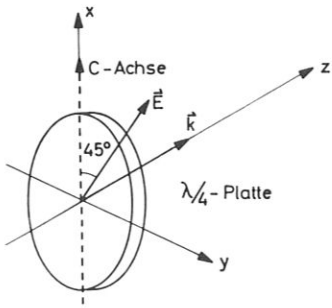


Abb. 22

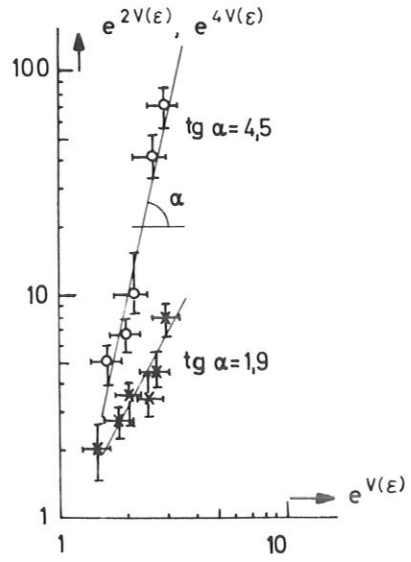


Abb. 23

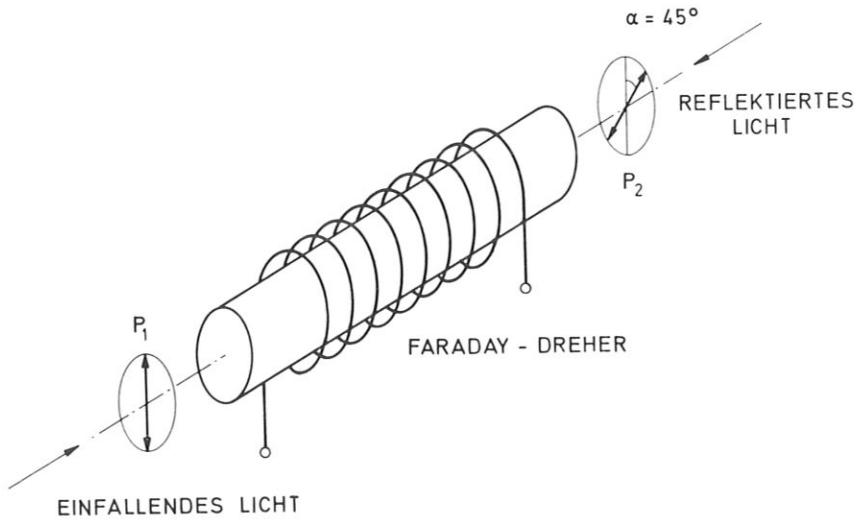


Abb. 24

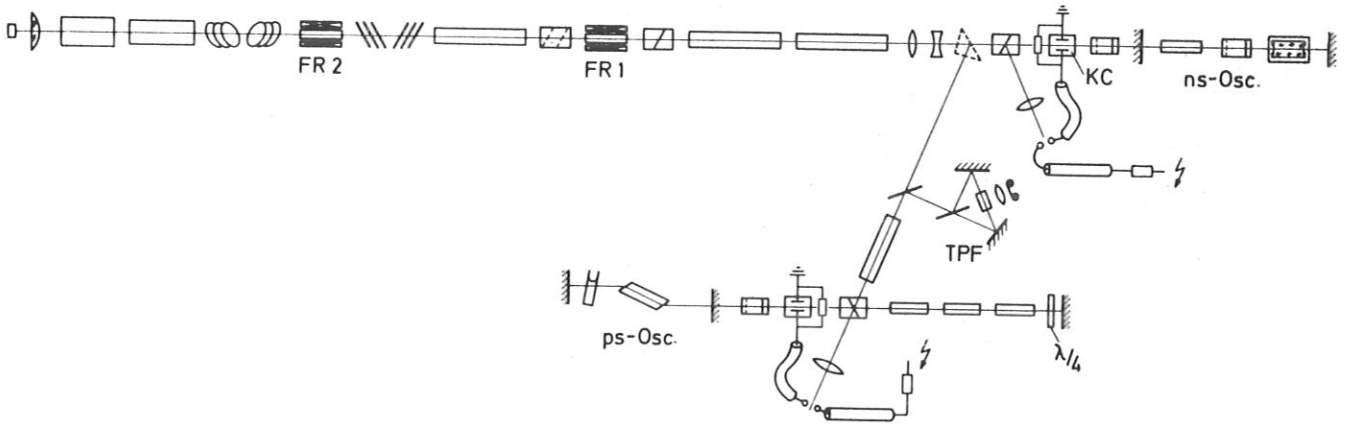


Abb. 25

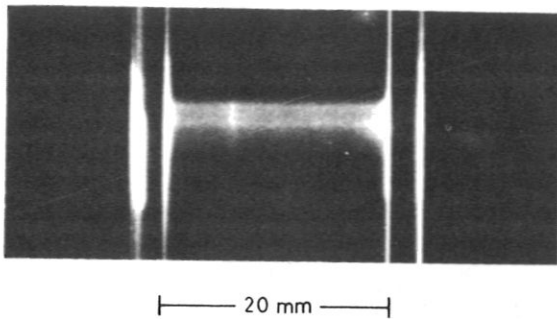


Abb. 26

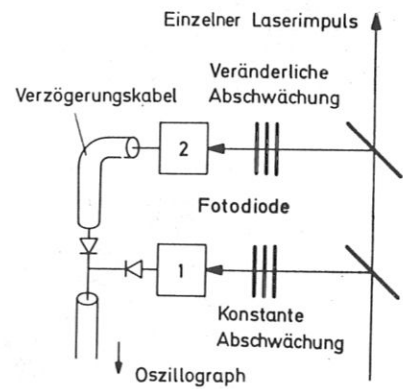


Abb. 27

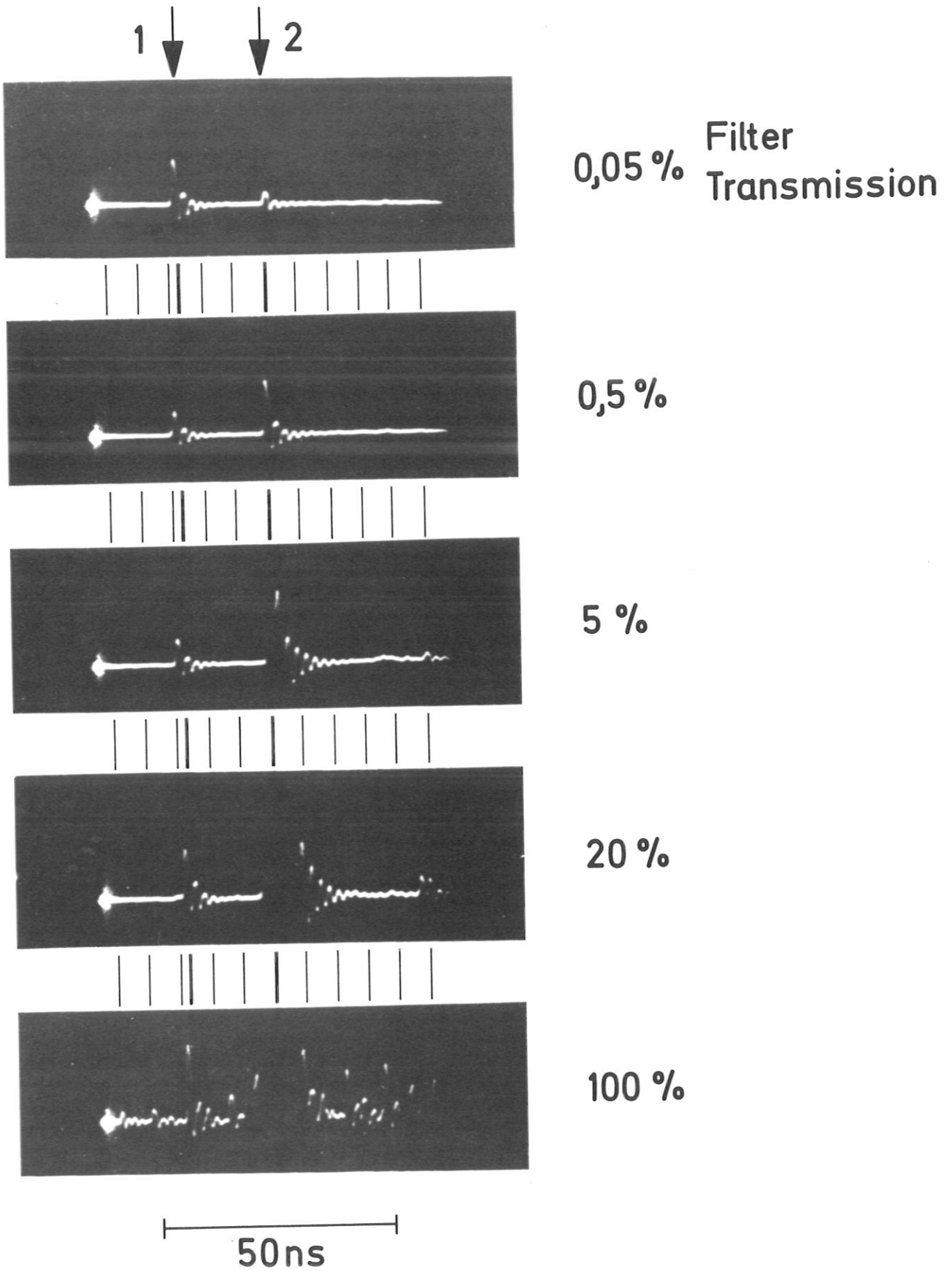


Abb. 28

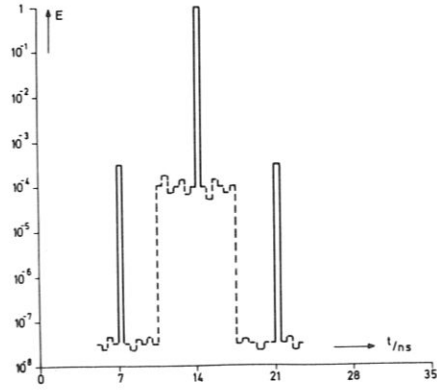


Abb. 29

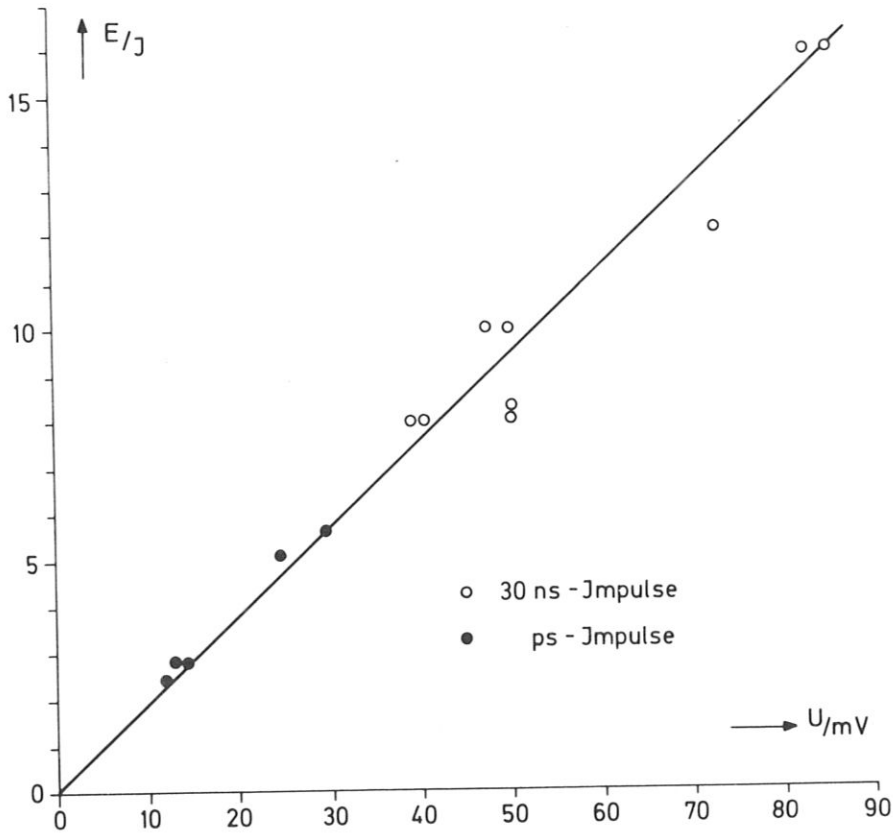


Abb. 30

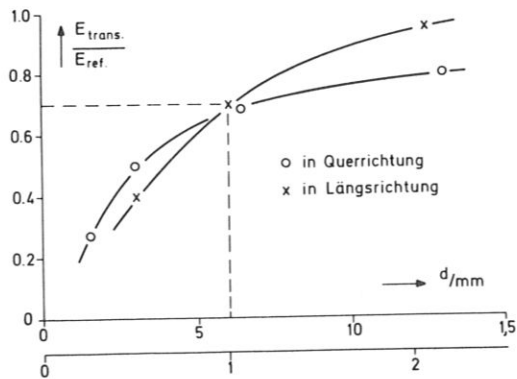


Abb. 31