

Emissionseigenschaften eines koaxialen N₂-Superstrahlers bei niedriger Pulsfolgefrequenz

H. BOERSCH und F.-J. THEISS

I. Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. 27 a, 1264—1271 [1972]; eingegangen am 24. Juni 1972)

Emission Properties of a Coaxial N₂ Superradiant Light Source at Low Repetition Frequency

A coaxial gas laser was operated in the superradiant mode with molecular nitrogen. Pulse-shape, peak power and integrated output of the UV superradiant pulses at 337 nm were studied as functions of various parameters of excitation and gas discharge (ignition voltage, discharge pressure, tube length, tube diameter) at a repetition frequency of 5 Hz. At the present time the equipment can deliver superradiant pulses with a peak power of 30 kW and a width (FWHM) of 3 ns. The results of these investigations are important for a successful operation of a coaxial superradiant light source with a pulse repetition frequency of some kHz by flowing gas technique.

Einleitung

Von HEARD¹ wurde 1963 gezeigt, daß es in einer Stickstoffentladung möglich ist, durch Elektronenstoß eine Besetzungsinversion zwischen den Schwingungsgrundzuständen des 2. positiven Bandensystems und damit Laserstrahlung im nahen UV bei 337 nm zu erzeugen. Das untere Laserniveau B³Π_g ist metastabil²; deshalb kann die Besetzungsinversion höchstens während der halben Lebensdauer des oberen Laserniveaus C³Π_u ($\tau = 40$ ns³) aufrechterhalten werden. Molekularer Stickstoff kann also bezüglich des Übergangs C³Π_u → B³Π_g nur im Pulsbetrieb als aktives Medium arbeiten. Unter geeigneten Versuchsbedingungen lassen sich Einweg-Verstärkungskoeffizienten von etwa 50 dB/m⁴ erzielen, so daß auf eine Rückkopplung durch Resonatorspiegel verzichtet und Superstrahlung erzeugt werden kann⁵⁻¹².

Ausschlaggebend für den Wirkungsgrad eines N₂-Superstrahlers ist neben der Gasdichte die Anstiegszeit des anregenden Strompulses. Sie muß klein im Vergleich zur Lebensdauer des oberen Laserniveaus sein, also im Nanosekundenbereich liegen. Diese Forderung läßt sich durch Verwendung von Band- und Koaxial-Leitersystemen erfüllen. Dementsprechend finden sich in der Literatur zwei prinzipiell verschiedene Versuchsanordnungen.

LEONARD^{5, 6} betrieb einen leistungsfähigen N₂-Superstrahler mit einer Querentladung. Durch Verwendung von Bandleiterelementen und besonderen Zündmechanismen konnte die Ausgangsleistung derartiger „Querentladungslaser“ auf 2,5 MW gesteigert werden⁷. Eine gepulste Längsentladung wurde

zuerst von GELLER et al.⁸ betrieben. Seit 1967 benutzten HERZIGER et al.^{9, 10} einen koaxialen Aufbau: die laserfähige Gasentladung wirkt als koaxialer Abschlußwiderstand eines koaxialen Wanderwellen-Puls-generators. Eine ähnliche Anordnung wurde etwas später auch von ERICSSON und LIDHOLT¹¹ beschrieben. Laser mit longitudinalen Entladungen ergeben bei einfacherem Aufbau besonders kurze Pulse, die für zahlreiche Anwendungen von Interesse sind (z. B. optisches Pumpen von Farbstoffen in verschiedenen Trägersubstanzen; Messung von Fluoreszenz-Abklingzeiten in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern; Untersuchung photochemischer und photoelektrischer Effekte).

In dieser Arbeit wird über Messungen der Kenndaten der 337 nm-Superstrahlungspulse von N₂ bei einer Pulsfolgefrequenz von 5 Hz berichtet. Zur Erzeugung der Pulse wurde eine koaxiale Anordnung benutzt, die — zur Steigerung der Pulsfolgefrequenz ohne Abnahme der Pulseleistung — im Durchströmverfahren betrieben werden kann¹².

Die Messungen bei niedriger Pulsfolgefrequenz dienen dem Verständnis des Anregungsmechanismus und einer Überprüfung der theoretischen Arbeiten von GERRY¹³ sowie ALI et al.^{4, 14}; sie bilden ferner die Grundlage für eine Abschätzung der Leistungsfähigkeit des Durchströmverfahrens bei longitudinalen Entladungsformen.

Meßanordnung, Betriebsbedingungen

Das Prinzip einer koaxialen Pulslaseranordnung ist aus Abb. 1 zu ersehen. Ein koaxiales Ladekabel, das von einer Hochspannungsquelle über einen Vorwider-



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

stand auf die Spannung U_0 aufgeladen wird, erfüllt die Funktion eines Energiespeichers. Als schneller Schalter zwischen Lade- und Übertragungskabel dient eine koaxiale Funkenstrecke. Erreicht die Spannung des Ladekabels U_0 die Zündspannung U_z der Funkenstrecke, so bildet sich eine Wanderwelle aus, die über das Übertragungskabel läuft und die an seinem Ende eingebaute Gasentladungsstrecke zündet. Zur Erzielung eines optimalen Wirkungsgrades müssen Funkenstrecke und Laserkopf reflexionsarm an die Kabel angepaßt werden.

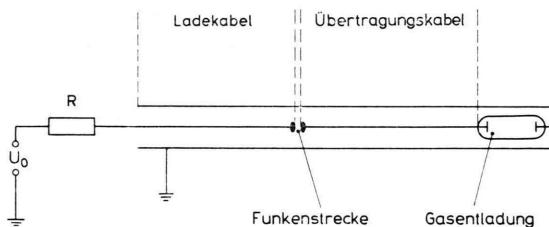


Abb. 1. Prinzip des koaxialen Pulslasers.

Bei der Neukonstruktion des koaxialen Pulslasers wurde vor allem auf Variabilität des Laserkopfes, geringe Störanfälligkeit des gesamten Systems und Reproduzierbarkeit der Ergebnisse Wert gelegt. Die Frage der Puls-Spitzenleistung war hier noch nicht von dominierendem Interesse.

Im Vergleich zu einer früheren Anordnung¹⁰ weist die Neukonstruktion folgende Änderungen auf:

Der Wellenwiderstand des Kabels beträgt 28Ω (40Ω), sein Kapazitätsbelag $1,82 \text{ pF cm}^{-1}$ ($1,42 \text{ pF cm}^{-1}$), die maximale Spannungsfestigkeit liegt bei etwa 60 kV (100 kV). Die Länge des Übertragungskabels wurde auf 80 cm (220 cm) reduziert.

Das Außenleitergehäuse des Laserkopfes wurde im Bereich des Laserrohres möglichst dicht zur Rohraußenwand heruntergezogen (siehe Abb. 2). In der Laserkathode befindet sich ein Einsatz, der wahlweise mit einem Planspiegel (Betriebsart „mit Spiegel“) oder einem nicht-reflektierenden Plättchen (Betriebsart „ohne Spiegel“) versehen werden kann. Die Funkenstrecke

wurde freilaufend betrieben. Ihre Zündspannung ließ sich durch Variation eines Überdrucks von Stickstoff zwischen 0 und 15 atm in den erforderlichen Grenzen von 10 und 60 kV verändern.

Als Hochspannungsgerät stand ein elektrostatischer Sames-Generator zur Verfügung. Für die Messungen wurde nachgereinigter Stickstoff aus Stahlflaschen benutzt.

Meßverfahren

An Quarzrohren verschiedener Länge und unterschiedlichen Durchmessers wurde Form, Spitzenleistung und Thresholdbedingungen der ultravioletten Superstrahlungspulse sowohl in Abhängigkeit von Geometriefaktoren wie Rohrlänge und Rohrdurchmesser als auch von Anregungsparametern wie Funkenstrecken-Zündspannung und Gasentladungsdruck untersucht.

Zu diesem Zweck wurden für jedes Rohr Form und Leistung der Superstrahlungspulse mit einer Kombination Photodiode ITT F 4000/Oszillograph Tektronix 519 registriert. Die sich aus der Auswertung der Oszillogramme ergebenden relativen Intensitätsangaben wurden über eine integrale Leistungsmessung mit einer Thermosäule Kipp u. Zonen auf Kilowatt umgeglichen.

Zur Festlegung des Spannungs-Druck-Bereichs, in dem für die einzelnen Rohre Superstrahlung beobachtet werden kann, wurden Thresholdkurven gemessen: Bei konstanter Zündspannung der Funkenstrecke werden entweder durch Änderung des Gasentladungsdrucks p Einsatz und Erlöschen der Superstrahlung oder aber bei konstantem Gasentladungsdruck die minimale Funkenstrecken-Zündspannung U_{th} festgestellt. Auf den sich in einem U_{th} - p -Diagramm ergebenden Kurven herrscht eine konstante, visuell bewertete Superstrahlungsintensität, die die spontane Emission bereits deutlich übertrifft.

Bei allen Messungen wurde darauf geachtet, daß die Versuchsbedingungen für die verschiedenen Rohre möglichst gleich waren, so daß die für die angestrebten Vergleiche besonders wichtigen relativen Meßfehler als klein anzusehen sind.

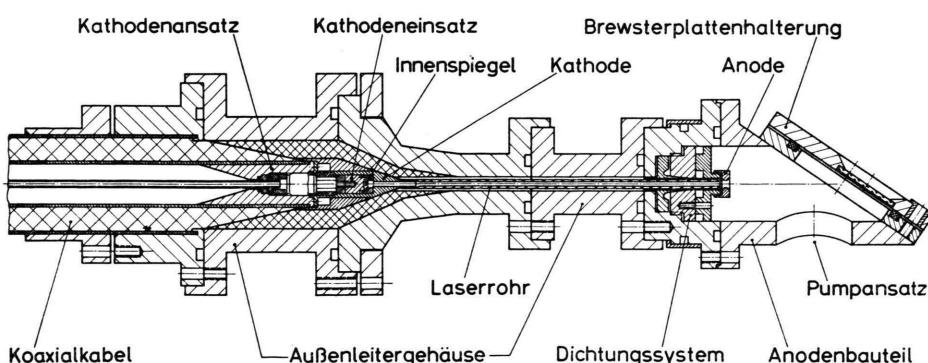


Abb. 2. Laserkopf.

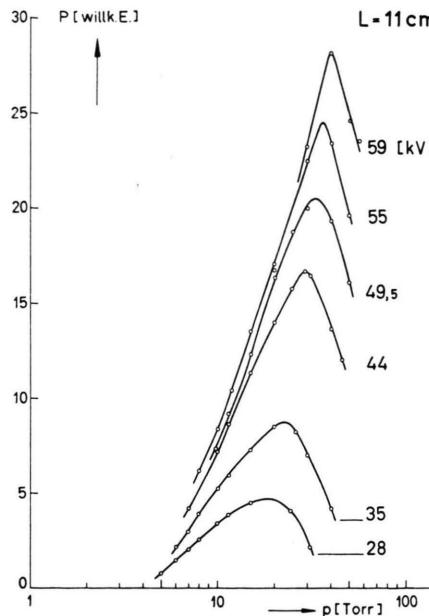


Abb. 3. Pulsleistung P als Funktion des Drucks p bei verschiedenen Zündspannungen U_z für Rohre unterschiedlicher Länge L (Rohrdurchmesser $D=2,2 \text{ mm}$, Betriebsart „ohne Spiegel“).

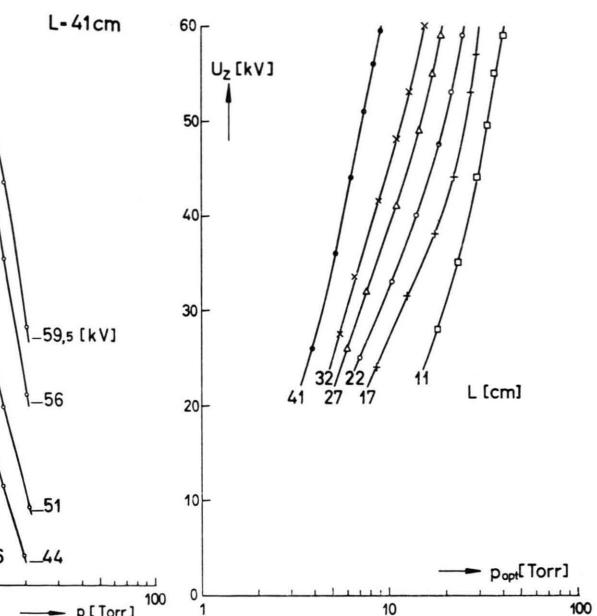


Abb. 4. Bedingungen für maximale Pulsleistung in Abhängigkeit von Zündspannung U_z , optimalem Druck p_{opt} und Rohrlänge L (Rohrdurchmesser $D=2,2 \text{ mm}$, Betriebsart „ohne Spiegel“).

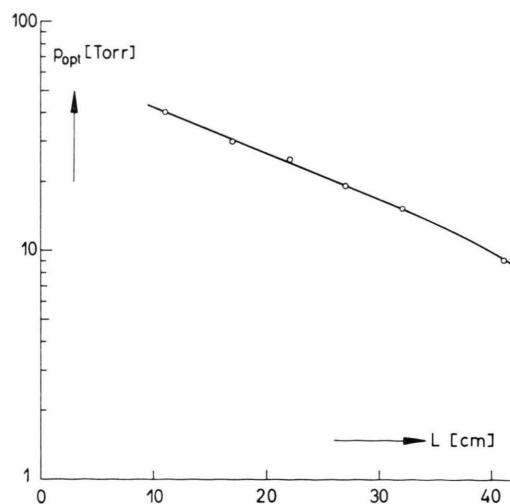


Abb. 5. Optimaler Druck p_{opt} als Funktion der Rohrlänge L (Zündspannung $U_z=60 \text{ kV}$, Rohrdurchmesser $D=2,2 \text{ mm}$, Betriebsart „ohne Spiegel“).

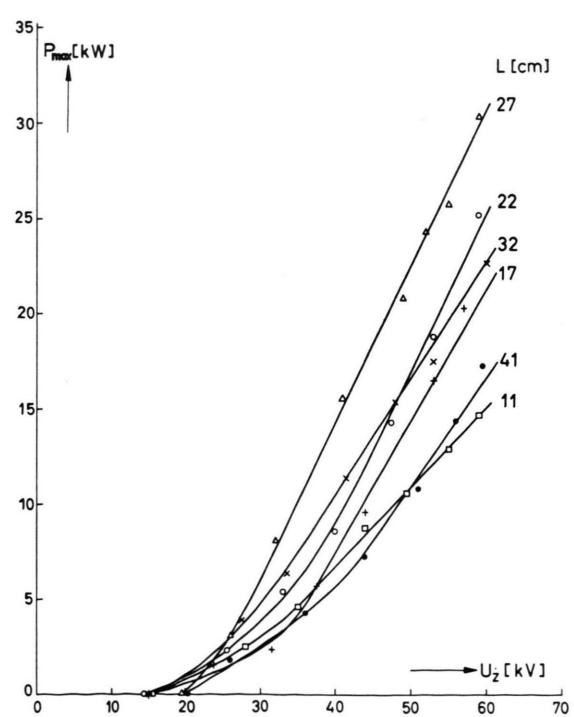


Abb. 6. Maximale Pulsleistung P_{max} als Funktion der Zündspannung U_z bei verschiedenen Rohrlängen L (Rohrdurchmesser $D=2,2 \text{ mm}$, Betriebsart „ohne Spiegel“).

Messungen und Ergebnisse

Abhängigkeiten von der Rohrlänge

Abbildung 3 zeigt an zwei Beispielen den typischen Verlauf der Pulsleistung P als Funktion des Drucks p für Rohre verschiedener Länge gleichen Innendurchmessers in der Betriebsart „ohne Spiegel“. Parameter ist jeweils die Zündspannung der Funkenstrecke U_z .

Für jede feste Zündspannung existiert bei allen Rohren innerhalb eines relativ schmalen Druckbereichs ein Maximum der Pulsleistung; die Maxima wandern bei steigender Zündspannung zu höheren Drücken.

Aus den Kurven in Abb. 4 lassen sich die jeweils einzustellende Zündspannung U_z und der zugehörige optimale Gasentladungsdruck p_{opt} ablesen, unter denen ein spezielles Rohr in der Betriebsart „ohne Spiegel“ maximale Pulsleistungen liefert. Nach Abb. 5 fällt bei konstanter Zündspannung der optimale Druck etwa exponentiell mit der Rohrlänge ab.

In Abb. 6 ist die maximale Pulsleistung P_{max} in Abhängigkeit von der Zündspannung der Funkenstrecke U_z aufgetragen. Die Fußpunkte der Kurven wurden aus Thresholdmessungen gewonnen.

Aus dieser Darstellung lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die maximale Pulsleistung wächst für höhere Zündspannungen proportional zu U_z .
2. Es existiert eine optimale Rohrlänge.

Zur Verdeutlichung ist in Abb. 7 für eine Zündspannung von 60 kV die maximale Pulsleistung P_{max} als Funktion der Rohrlänge L dargestellt. Bis zu

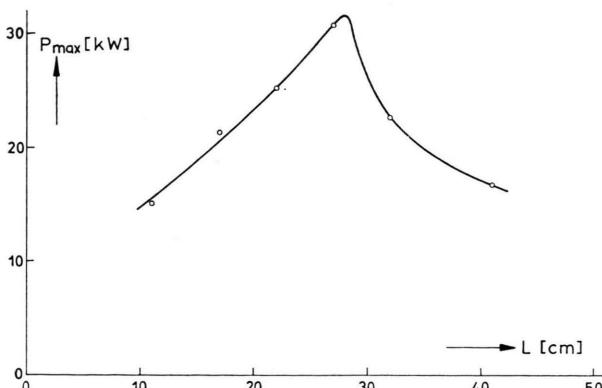


Abb. 7. Maximale Pulsleistung P_{max} als Funktion der Rohrlänge L (Zündspannung $U_z=60$ kV, Rohrdurchmesser $D=2,2$ mm, Betriebsart „ohne Spiegel“).

einer Rohrlänge von etwa 28 cm ergibt sich ein nahezu lineares Anwachsen von P_{max} ; beim Überschreiten dieser optimalen Rohrlänge L_{opt} fällt die maximale Pulsleistung stark ab (vgl. auch ERICSSON und LIDHOLT¹¹). Eine Erklärung dafür kann über die unterschiedlichen Geschwindigkeiten von Anregungs- und Lichtwelle im untersuchten Druckbereich gegeben werden. Die Anregungswelle pflanzt sich nach Messungen von GELLER et al.⁸ mit ca. $1,5 \cdot 10^9$ cm s⁻¹ fort. Dieser Wert liegt um den Faktor 13 unter der für das benutzte Koaxialkabel gültigen Signalgeschwindigkeit und um den Faktor 20 unter der Geschwindigkeit der Lichtwelle im Laserrohr. Während der halben Lebensdauer des oberen Laser niveaus (20 ns; identisch mit der maximal möglichen Inversionsdauer) kann die Anregungswelle höchstens eine Strecke von $L_{opt} \approx 30$ cm zurücklegen. Das bedeutet, daß spontan emittierte Photonen wegen der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Anregungs- und Lichtwelle nur innerhalb von Rohrlängen $L \leq L_{opt}$ durch induzierte Emission verstärkt werden können.

Vergleich der Betriebsarten „mit“ und „ohne Spiegel“

An zwei Rohren mit Längen von 17 und 27 cm und einem Innendurchmesser von 2,2 mm wurde die Wirkung eines in den Laserkopf eingebauten Spiegels untersucht. Insbesondere interessierte die Frage: Führt ein Innenspiegel zu einer Verdopplung der Länge des aktiven Mediums und damit zu einem wesentlichen Anwachsen der Puls-Spitzenleistung?

Qualitativ ergeben sich die gleichen Resultate wie bei der Betriebsart „ohne Spiegel“: Nach Abb. 8 besteht zwischen Funkenstrecken-Zündspannung U_z und optimalem Gasentladungsdruck p_{opt} auch in der Betriebsart „mit Spiegel“ eine etwa exponentielle Abhängigkeit; gemäß Abb. 9 ist die Zunahme der maximalen Pulsleistung P_{max} mit der Zündspannung U_z bei beiden Rohren linear für höhere Zündspannungen.

Das enge Beieinanderliegen der beiden Kurven für das 27er-Rohr und der Kurve für das 17er-Rohr „mit Spiegel“ in Abb. 8 ist mit der Existenz einer optimalen Rohrlänge zu begründen. Die optimale Rohrlänge L_{opt} kann offenbar auch durch Rücklauf der Lichtwelle, Reflexion am kathodenseitigen Spiegel und Hinlauf in einem Rohr der Länge $L < L_{opt}$ zustande kommen; dies wird auch durch die folgende Abbildung in guter Näherung bestätigt.

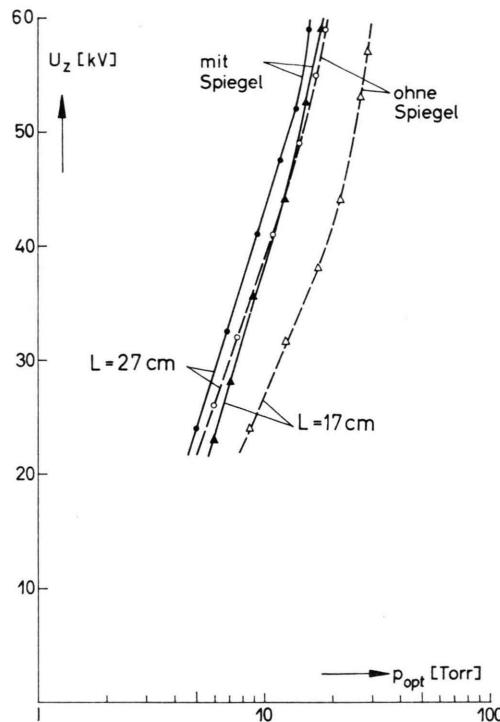


Abb. 8. Bedingungen für maximale Pulsleistung bei den Betriebsarten „mit“ und „ohne Spiegel“ in Abhängigkeit von Zündspannung U_z , optimalem Druck p_{opt} und Rohrlänge L (Rohrdurchmesser $D=2,2$ mm).

Aus Abb. 9 geht hervor, daß die Betriebsart „mit Spiegel“ nur im Bereich kleiner Zündspannungen U_z zu einem merklichen Anwachsen der maximalen Pulsleistung P_{max} führt. Bei Zündspannungen von 60 kV dagegen beträgt die Leistungssteigerung beim 17er-Rohr nur etwa 10%; beim 27er-Rohr – das etwa die optimale Länge aufweist – ist eine Leistungssteigerung kaum noch feststellbar.

Die Zusammenfassung der Ergebnisse der Abb. 7 und 9 führt zu der Folgerung, daß ein hinsichtlich der Puls-Spitzenleistung optimierter koaxialer Puls-laser ohne kathodenseitigen Spiegel betrieben werden kann. Die Konstruktion des Laserkopfes vereinfacht sich dadurch beträchtlich.

Abhängigkeiten vom Rohrdurchmesser

Für Rohre gleicher Länge, aber unterschiedlichen Durchmessers D in der Betriebsart „ohne Spiegel“ können aus Abb. 10 die notwendigen Betriebsbedingungen entnommen werden, die zu maximalen Pulsleistungen führen. Abbildung 11 zeigt für die gleichen Rohre die maximale Pulsleistung als Funktion der Zündspannung der Funkenstrecke.

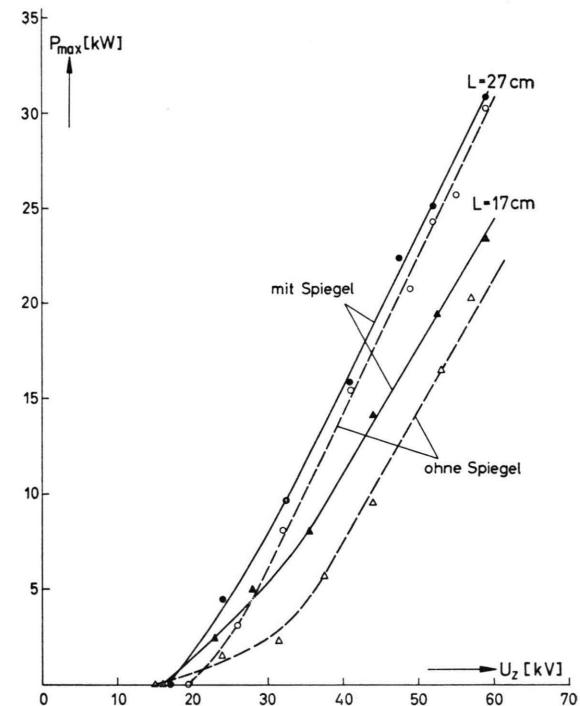


Abb. 9. Maximale Pulsleistung P_{max} als Funktion der Zündspannung U_z bei verschiedenen Rohrlängen L in den Betriebsarten „mit“ und „ohne Spiegel“ (Rohrdurchmesser $D=2,2$ mm).

Aussagen über die Abhängigkeit der Kenndaten der Superstrahlungspulse vom Rohrdurchmesser sind nur dann in eindeutiger Weise möglich, wenn der unvermeidliche Reflexionsfaktor und der Gasentladungstypus an der Kathode für alle Rohre verschiedenen Innendurchmessers konstant bleibt. Diese Forderungen waren näherungsweise nur für das 3,2 mm- und das 2,2 mm-Rohr erfüllbar, bedingt einerseits durch die Konstruktion des Laserkopfes als koaxialer Abschlußwiderstand des Übertragungskabels, zum anderen durch die mechanischen und elektrischen Eigenschaften der Quarzrohre. Hierin sind die wichtigsten Gründe dafür zu sehen, daß die maximale Pulsleistung P_{max} als Funktion der Funkenstrecken-Zündspannung U_z in Abb. 11 für das 1,1er-Rohr einen abweichenden Verlauf zeigt und daß beim 1,1er-Rohr neben der Hauptlinie von 337 nm die beiden Nebenlinien bei 316 nm ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, $v'=1 \rightarrow v''=0$) und 358 nm ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, $v'=0 \rightarrow v''=1$)¹⁵ besonders ausgeprägt auftreten.

Werden für einen Vergleich die Meßkurven des 3,2 mm- und des 2,2 mm-Rohres herangezogen, so ergibt sich folgendes

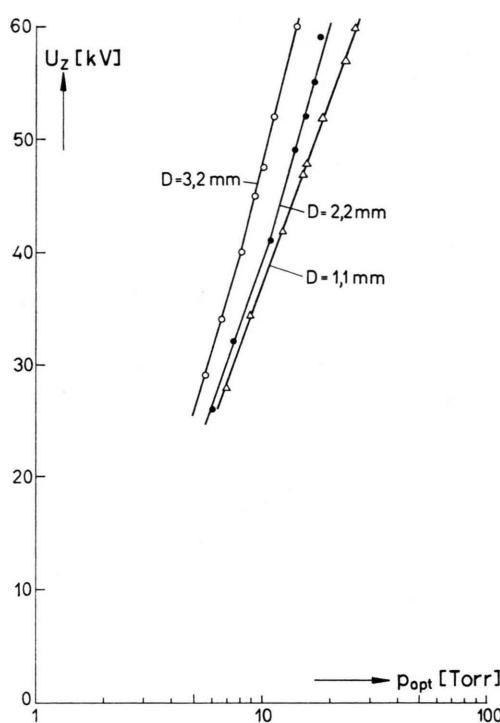


Abb. 10. Bedingungen für maximale Pulsleistung in Abhängigkeit von Zündspannung U_z , optimalem Druck p_{opt} und Rohrdurchmesser D (Rohrlänge $L=27$ cm, Betriebsart „ohne Spiegel“).

aus Abb. 10: bei vorgegebener Zündspannung liegt der optimale Gasentladungsdruck für Rohre kleinen Innendurchmessers bei höheren Werten als für Rohre großen Innendurchmessers;

aus Abb. 11: bei Laserrohren, die etwa die – als vom Rohrdurchmesser unabhängig angenommene – optimale Länge aufweisen, ist die maximale Pulsleistung für Rohre von 2,2 und 3,2 mm Innendurchmesser nahezu gleich.

Thresholdbedingungen

Der Zündspannungs-Druck-Bereich, in dem Superstrahlungspulse beobachtet werden konnten, zeigt nach Abb. 12 für alle Betriebsbedingungen den gleichen charakteristischen Verlauf der Grenzkurve $U_{th}(p)$: Unterhalb eines für jedes Rohr spezifischen Gasentladungsdrucks p_s lässt sich auch bei Anlegen sehr hoher Spannungen keine Superstrahlung feststellen: die Gasdichte ist zu gering, um zu einem deutlichen Überwiegen induzierter Emission zu füh-

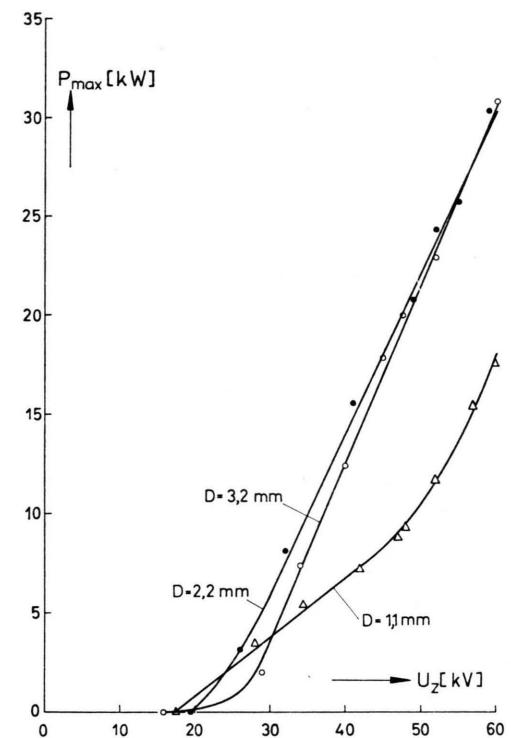


Abb. 11. Maximale Pulsleistung P_{max} als Funktion der Zündspannung U_z für verschiedene Rohrdurchmesser D (Rohrlänge $L=27$ cm, Betriebsart „ohne Spiegel“).

ren. Bei einer Steigerung des Gasentladungsdrucks durchläuft die Thresholdkurve ein relativ flaches Minimum und steigt dann exponentiell an. Die bei Neon beobachteten Inselbereiche bzw. Ausuferungen in den Thresholdkurven¹⁶ wurden hier nicht festgestellt.

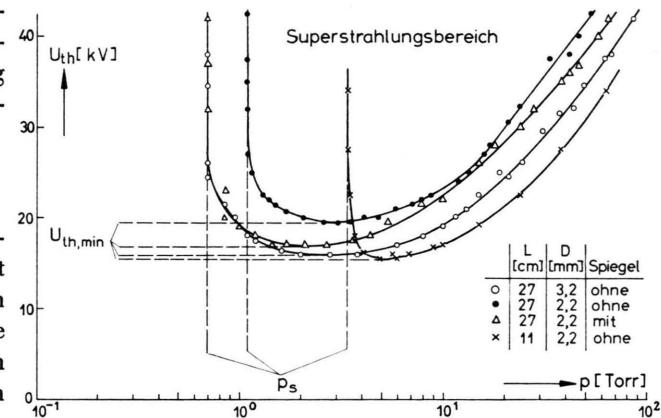


Abb. 12. Thresholdkurven für verschiedene Rohrlängen L und Rohrdurchmesser D in den Betriebsarten „mit“ und „ohne Spiegel“.

Aus den Thresholdkurven in Abb. 12 kann gefolgt werden: Mit wachsendem Rohrdurchmesser D und wachsender Rohrlänge L wandern p_s und die minimale Threshold-Spannung $U_{th, min}$ zu niedrigeren Werten; die gleiche Tendenz ergibt sich, wenn bei konstanten Rohrdimensionen ein Spiegel verwendet wird.

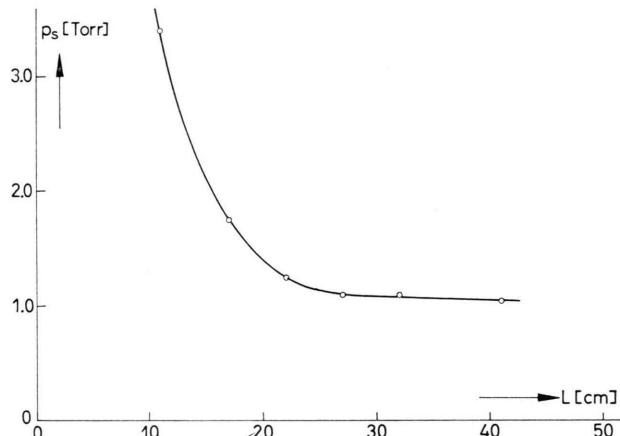


Abb. 13. Minimaler Druck p_s als Funktion der Rohrlänge L (Rohrdurchmesser $D=2,2$ mm, Betriebsart „ohne Spiegel“).

Abbildung 13 läßt erkennen, daß für Rohre vom Innendurchmesser 2,2 mm in der Betriebsart „ohne Spiegel“ der Gasentladungsdruck p_s proportional zum Kehrwert der Rohrlänge abfällt. Es ergibt sich in guter Näherung $p_s \propto L^{-1}$.

Zeitverhalten der Pulse

Die Anstiegszeiten der beobachteten Superstrahlungspulse variieren je nach Anregungs- und Geometrieparametern zwischen 0,7 und 2 ns, die Halbwertsbreiten zwischen 2 und 5 ns. Die intensivsten Pulse aus den 27 cm langen Rohren mit Spitzenleistungen von rund 30 kW hatten Halbwertsbreiten von 3 ns.

Pulsfolgefrequenz

Die hier mitgeteilten Messungen wurden bei einer Pulsfolgefrequenz von 5 Hz durchgeführt. Wird die Pulsfolgefrequenz auf 500 Hz gesteigert, so ergibt sich unmittelbar nach dem Einschalten etwa die bei niedriger Pulsfolgefrequenz festgestellte Pulseistung. Sie fällt aber innerhalb von ca. 30 s Betriebsdauer auf einige Prozent des Maximalwertes ab.

Der Abfall der Pulseistung ist auf die Aufheizung des Gases zurückzuführen: Mit steigender Tempera-

tur werden in zunehmendem Maße zunächst ungünstige Rotations-, dann aber auch höhere Schwingungsniveaus der Stickstoffmoleküle angeregt. Die Abnahme der Besetzungszahlen der für den Laserprozeß bei 337 nm favorisierten Terme führt zu einer Verringerung des Verstärkungskoeffizienten und damit zu dem starken Absinken der Leistung der Superstrahlungspulse.

Um diesem Effekt zu begegnen, läßt sich das bereits beim Querentladungslaser angewandte Durchströmverfahren¹⁷ auch bei der untersuchten koaxialen Anordnung anwenden. Einen Eindruck von der Leistungsfähigkeit des Durchströmverfahrens vermitteln die in Tab. 1 genannten ersten Ergebnisse.

Tab. 1. Verhältnis der Pulseistung P_t nach der Betriebsdauer t zur maximalen Pulseistung P_{max} bei 500 Hz Pulsfolgefrequenz für konventionellen Betrieb und Durchströmverfahren (v : Strömungsgeschwindigkeit; Rohrlänge $L=11$ cm, Rohrdurchmesser $D=2,2$ mm).

	v	$P_t / P_{max} [\%]$		
		$t = 30s$	$t = 60s$	$t = 180s$
konventioneller Betrieb	0	2	—	—
Durchströmverfahren	MACH 4 MACH 5	68 86	80	80

Bei einer Pulsfolgefrequenz von 500 Hz ist im konventionellen Betrieb nach 30 s die Pulseistung auf 2% ihres Maximalwertes abgefallen. Strömt das Gas dagegen mit Mach 4 durch das Laserrohr, so fällt die Pulseistung nach 30 s nur auf 68% ab; eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit auf Mach 5 hat nach 30 s sogar nur eine Abnahme auf 86% zur Folge. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von Mach 5 wurde ferner festgestellt, daß die Pulseistung nach einer Brenndauer von etwa 60 s konstant auf 80% ihres Maximalwertes bleibt. Die Versuche wurden mit einem 11 cm langen 2,2 mm-Rohr durchgeführt; der Düsendurchmesser betrug 100 μm , der Gasdruck am Rohrende 20 Torr.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird über Messungen der Kenndaten von ultravioletten N_2 -Superstrahlungspulsen bei 337 nm berichtet. Die Messungen wurden an einer neu konstruierten koaxialen Pulslaser-Anordnung bei niedriger Pulsfolgefrequenz durchgeführt.

Der Laserkopf der Neukonstruktion ist nach einem Baukastensystem ausgeführt und gestattet in einfacher Weise, in ihren Abmessungen variierende Laserrohre auszuwechseln.

Für Rohre verschiedener Länge und unterschiedlichen Durchmessers wurde in den Betriebsarten „mit“ und „ohne Spiegel“ die Abhängigkeit der Pulsleistung von Gasentladungsdruck und Anregungsspannung untersucht. In Abhängigkeit vom Gasentladungsdruck existiert bei vorgegebener Anregungsspannung ein Maximum der Pulsleistung. Zwischen der maximalen Pulsleistung und der Anregungsspannung besteht in bestimmten Spannungsbereichen eine direkte Proportionalität.

Es wurde festgestellt, daß Spitzenwerte der Pulsleistung ≥ 30 kW aus Rohren der Länge 28 cm erreicht werden können. Bei Rohren mit der optimalen

Länge führt ein Innenspiegel zu keiner wesentlichen Leistungssteigerung. Der Rohrradius ist innerhalb gewisser Grenzen ohne Einfluß auf die maximale Pulsleistung.

Für die Thresholdkurven ergibt sich bei verschiedenen Betriebsbedingungen und Rohrabmessungen im Prinzip der gleiche charakteristische Verlauf. Das Produkt aus minimalem Gasentladungsdruck und Rohrlänge erweist sich als konstant.

Wird die Pulsfolgefrequenz auf 500 Hz gesteigert, so fällt die Leistung der Superstrahlungspulse infolge von Aufheizungseffekten innerhalb weniger Sekunden auf einige Prozent ihres Maximalwertes ab. Mit dem Durchströmverfahren wurde im Dauerbetrieb bei 500 Hz eine Pulsleistung von 80% des anfänglichen Maximalwertes erreicht.

- ¹ H. G. HEARD, Nature London **200**, 667 [1963].
- ² M. JEUNEHOMME, J. Chem. Phys. **45**, 1805 [1966].
- ³ J. C. KECK, R. A. ALLEN u. R. L. TAYLOR, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer **3**, 335 [1963].
- ⁴ A. W. ALI, Appl. Opt. **8**, 993 [1969].
- ⁵ D. A. LEONARD, Appl. Phys. Lett. **7**, 4 [1965].
- ⁶ D. A. LEONARD, Laser Focus **3**, 26 [1967].
- ⁷ J. D. SHIPMAN, Appl. Phys. Lett. **10**, 3 [1967].
- ⁸ M. GELLER, D. E. ALTMAN u. T. A. DE TEMPLE, J. Appl. Phys. **37**, 3639 [1966].
- ⁹ G. HERZIGER, W. SEELIG u. I. VOLLAND, Vortrag Frühjahrstagung FA Kurzzeitphysik DPG, Aachen 1967.
- ¹⁰ G. HERZIGER u. F.-J. THEISS, Z. Angew. Phys. **29**, 157 [1970].
- ¹¹ K. G. ERICSSON u. L. R. LIDHOLT, Ark. Fysik **37**, 557 [1968].
- ¹² H. BOERSCH u. F.-J. THEISS, Vortrag Frühjahrstagung FA Quantenoptik DPG, Kiel 1972.
- ¹³ E. T. GERRY, Appl. Phys. Lett. **7**, 6 [1965].
- ¹⁴ A. W. ALI, A. C. KOLB u. A. D. ANDERSON, Appl. Opt. **6**, 2115 [1967].
- ¹⁵ V. M. KASLIN u. G. G. PETRASH, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **54**, 1051 [1968].
- ¹⁶ H. BIENERT, G. SCHÄFER u. F.-J. THEISS, Z. Angew. Phys. **31**, 9 [1971].
- ¹⁷ J. WILSON, Appl. Phys. Lett. **8**, 159 [1966].