

Über den Zusammenhang von Rauschen und Schichtungen der positiven Säule beim kataphoretischen He-Cd-Laser

D. Fromm * and E. Schmidt *

(Z. Naturforsch. 30 a, 372–380 [1975]; eingegangen am 19. November 1974)

Correlation of Noise and of Striations in the positive Column of the cataphoretic He-Cd-Laser

The noise of the laser signal of the cataphoretic He-Cd-Laser (441,6 nm) and the spontaneous emission are investigated spectroscopically in end on and side on observation as function of Cd and He atom density. Commencing with Cd atom densities of $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ whitish and blue striations of the positive column develop, that are directly connected with a sinusoidal modulation of the voltage and the Cd, Cd⁺, and He emission. Electron temperature and Cd⁺ density are higher in the whitish zones than in the blue zones. The noise is attributed to plasma disturbances, for example Cd density fluctuations. The striations are explained on the basis of Wojaczek's theory of electron temperature waves.

1. Einleitung

Seit dem ersten Bericht Silfvasts¹ über kontinuierliche Emission des He-Cd-Ionenlasers bei Gleichstrombetrieb und der Einführung der Kataphoresetechnik zur homogenen Verteilung der Cd-Ionen durch Goldsborough² sind die kontinuierlichen Metalldampfionenlaser zu einem zuverlässigen Laser hoher Lebensdauer gereift.

Störend aber wirkt beim Betrieb von Metalldampflasern des kataphoretischen Typs ein dem Lasersignal überlagertes starkes Rauschen im 100-kHz-Bereich. Als Rauschen werden regellose Schwankungen oder wellenförmige Modulationen des Laser-Signals verstanden. Das Rauschen kann bis zu über 25% vom Lasersignal anwachsen³.

Hernquist⁴ deutete das Rauschen als Dampfdichte-Fluktuationen in der Kondensationszone, während Silfvast und Szeto⁵ durch side-on-Beobachtungen der spontanen Emission des Laserniveaus und durch Analyse des Verhältnisses Rauschen/Laser-Signal auf Plasmaoszillationen schlossen. Eigene Untersuchungen, in welchen wir Entladungszone und Kondensationszone getrennt haben und keinen Einfluß auf das Rausch-Signalverhältnis gefunden haben, stützen die Annahme von Silfvast und Szeto⁶.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, den physikalischen Erzeugungsmechanismus des Rauschens beim He-Cd-Laser zu untersuchen.

Laserintensität und Rauschen wurden end on als Funktion der Cd- und He-Atomdichte gemessen. Bei höheren Cd-Dampfdichten ($\approx 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) tritt eine ganz typische Schichtung der positiven Säule in

helle weißliche und bläuliche, je ca. 5 mm lange Zonen auf. Es wurden daher side-on-Messungen der zeitaufgelösten Absolutintensität mehrerer HeI-, CdI- und CdII-Linien für beide Schichtungsbereiche durchgeführt zur Bestimmung der Teildendichten und der Elektronentemperatur.

2. Meßaufbau

2.1. Laserröhre

Die Messungen wurden durchgeführt mit einer Hartglas-Laserröhre von 2 mm Ø, 80 cm aktiver Länge, die durch eine vom Entladungsbereich getrennte Kondensationszone und geheizte Kathode charakterisiert ist (s. Abbildung 1a). Infolge der Trennung von Kondensationszone und Entladungszone wird die Aufzehrung von He-Ionen durch Einfang im Cadmiumkondensat vermieden.

Es wurde ferner eine Röhre mit ca. 7 mm weiten und 9 mm langen Kapillaraufweitungen (in 10, 38 und 54 cm Abstand vom kath. s. Kapillareintritt), sonst jedoch gleicher Bauart verwendet (Abb. 1b), um einen evtl. dämpfenden Einfluß der Aufweitungen auf die beobachteten Schwingungen bzw. Schichtungen zu prüfen.

2.2. End-on-Messung der Laserstrahlung (441 nm)

Die durch den hochreflektierenden Spiegel hindurchtretende Laserstrahlung wurde, durch ein NG 4-Filter weiter geschwächt, von einem Photomultiplier aufgenommen. Ein Interferenzfilter (438 nm Schwerpunkt, 10 nm Bandbreite) diente zur Ausfilterung der inkohärenten Strahlung der Entladung. Das Signal des Multipliers wurde auf dem Bildschirm eines Oszilloskopographen abgebildet und photographiert. Der Nullpegel wurde durch Ausblenden

* OSRAM-Forschung, D-8000 München 90, Hellabrunner Straße 1.



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.

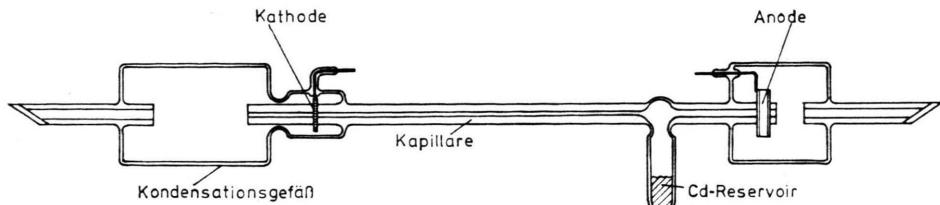


Abb. 1a

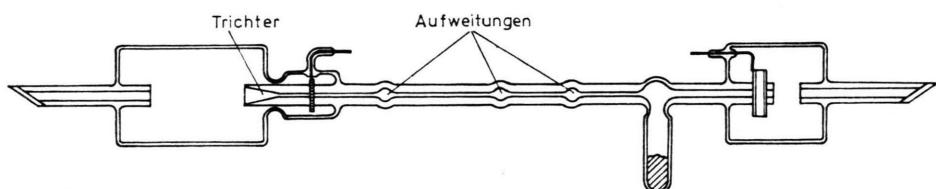


Abb. 1b

Abb. 1. a) He-Cd-Laserröhre; b) He-Cd-Laserröhre mit Aufweitungen.

des einen Laserspiegels registriert. Die Schwankungsbreite des Rauschens wurde auf den Oszillographenphotos ausgemessen.

2.3. Side-on-Messung der Absolutintensität von HeI-, CdI- und CdII-Linien

Das Zentrum der weißen bzw. blauen Schichtungsbereiche der positiven Säule wurde im Verhältnis 1:1 auf den Eingangsspalt eines 1 m-Jarrell-Ash-Gittermonochromators abgebildet. Die vom Multiplier aufgenommenen Lichtsignale wurden entweder mit einem Schreiber aufgezeichnet oder wie bei der end-on-Messung (2.2.), um auch schnelle Intensitätsschwankungen zu erfassen, vom Oszillographen aufgezeichnet und photographiert. Zur Absolutierung diente ein Kohlebogen nach Euler (Fa. Spindler & Hoyer), dessen Strahldichtewerte (Watt $\text{cm}^{-3} \text{sr}^{-1}$) auf Magdeburg und Schley zurückgehen⁷.

3. Experimentelle Ergebnisse

3.1. End-on-Beobachtung von Laserleistung und Rauschen in Abhängigkeit von Cd-Dampfdichte und He-Druck

In Abb. 2 a ist das Verhältnis der gemessenen Rauschgröße zur Lasersignalgröße in Abhängigkeit von der Cd-Dampfdichte wiedergegeben. Es wird die maximale Schwankung des Lasersignals als Maß für das Rauschen ausgewertet, weshalb bei kleinem Lasersignal auch das Rauschen absolut kleiner wird.

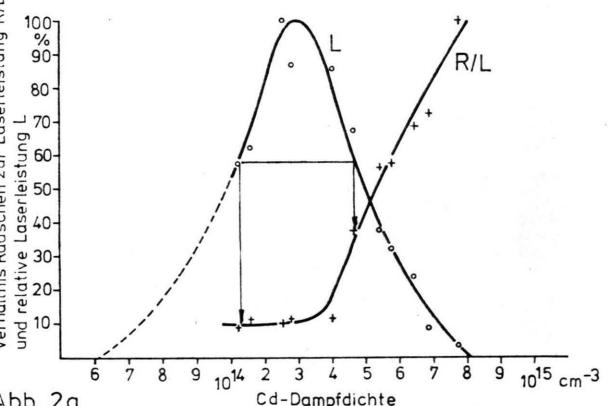


Abb. 2a

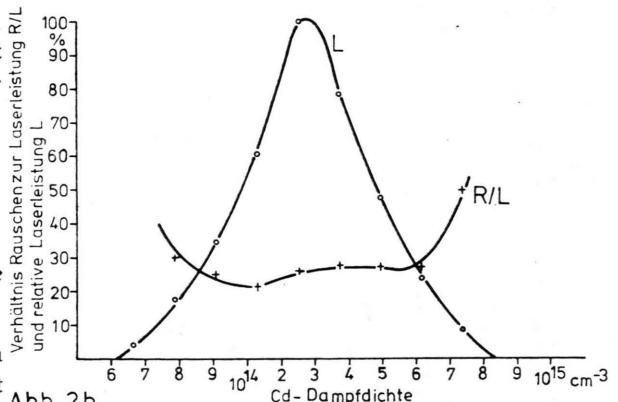


Abb. 2. Verhältnis Rauschen zur Laserleistung R/L und relative Laserleistung als Funktion der Cd-Dampfdichte. He-Druck 3 Torr; Stromstärke 100 mA. a) Röhre nach Abb. 1a, b) Röhre mit Aufweitungen nach Abb. 1b.

Die aus Abb. 2 ablesbare relative Rauschgröße R/L bleibt bis zu Cd-Dampfdichten von ca. $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ konstant und nimmt dann zu höheren Cd-Dampfdichten hin eindeutig zu. Hervorgehoben wird diese Tatsache durch die zwei Pfeile in Abb. 2, welche gleiche Laserleistung mit verschiedenen Cd-Dampfdichtewerten ($1,2 \cdot 10^{14}$ und $4,6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) korrelieren. Beim höheren Dampfdichtewert ist R/L – bezogen auf gleiche Laserleistung – vierfach größer! Zu noch größeren Cd-Dampfdichten nimmt R/L weiter zu.

Günstigerweise beginnt der Anstieg in der R/L - N_{Cd} -Kurve zu höheren Rauschwerten oberhalb der für die Laserleistung optimalen Cd-Dampfdichte von ca. $2,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

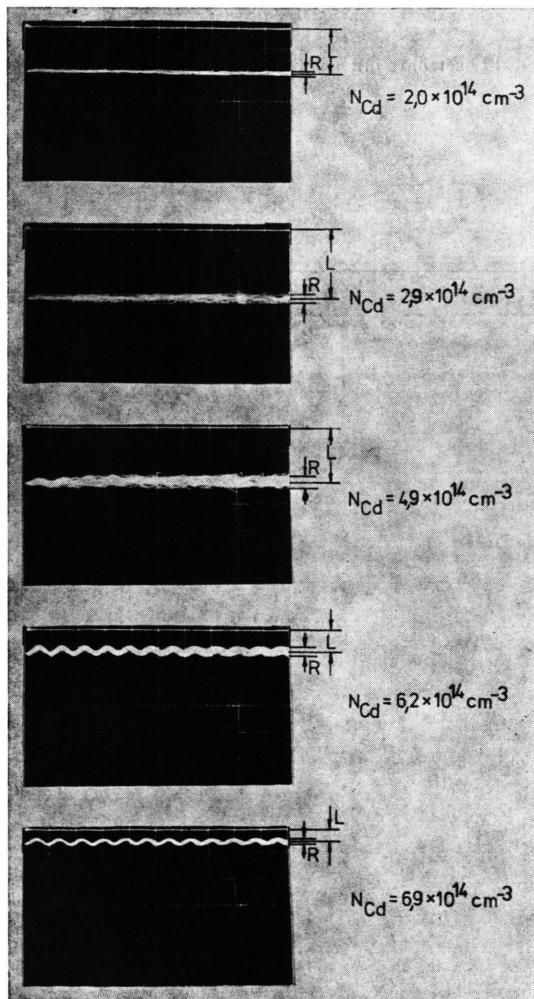


Abb. 3. Oszillographenphotos zum Rauschen der Laserleistung. Parameter ist die Cd-Dampfdichte; Abszissenskala $10 \mu\text{sec}/\text{cm}$.

In Abb. 3 sind mehrere Oszillographenphotos zusammengefaßt. Man erkennt, daß das Rauschen zunächst ein Band vieler einander überlagerter Schwingungen ist, die mit größeren Cd-Dampfdichten – ab $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ – in Phase gehen und eine Sinusschwingung herausbilden. Bei $6,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ Cd-Dampfdichte besteht das Rauschen nur noch aus einer klaren, dem Lasersignal aufgeprägten Sinusschwingung. In diesem Fall wird als Rauschbreite die Differenz zwischen größtem negativen und positiven Amplitudenwert der Sinusschwingung genommen. Die Frequenz der Sinusschwingung bei der Röhre der Abb. 1 a wurde durch Anpassung an einen durchstimmbaren Sinuswellengenerator zu 122 kHz bestimmt.

Ab einer Cd-Dampfdichte von ca. 10^{15} cm^{-3} tritt eine optisch deutlich sichtbare Schichtung der positiven Säule ein. Es wechseln sich blaue Zonen, Bereiche hoher Cd-Dampfdichte, mit weißen Zonen ab, Bereichen offenbar kleinerer Cd-Dampfdichte. Die Schichtungsabstände vom Maximum des blauen Bereiches bis zum Maximum des weißen Bereiches betragen 5 mm. Kathodenseitig sind die Schichtungen am deutlichsten ausgeprägt. Man findet auch bei längerem Betrieb der Röhre chemisch nicht herauslösbar dunkle Verfärbungen an der kathodenseitigen Kapillarinnenwand, und zwar an den Stellen der blauen Zonen. Sinusschwingungen sind nur dann zu beobachten, wenn die Schichten der positiven Säule stehen. Bei wandernden Schichten ist die Sinuswelle verwischt oder in einem breiten Rauschband untergegangen.

Die Versuche mit der Röhre (Abb. 1 b) sollten Aufschluß geben, ob die Sinusschwingungen durch die in verschiedenen Intervallen angebrachten Aufweitungen gedämpft würden. Die Aufweitungen waren thermisch nach außen isoliert, damit sich dort wegen der größeren, kühleren Oberfläche kein Cadmium auskondensieren konnte. Es zeigte sich folgendes Verhalten:

Die Schwingungsamplituden sind auch bei Cd-Dichten $> 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ geringer als bei Rohr a) (s. Abb. 2 b). Mit steigendem He-Druck erhöht sich der Quotient R/L . Das gilt auch dann, wenn auf gleiche Laserleistung bezogen wird (Abbildung 4). Wie in Abb. 2 ist neben R/L die Laserleistung aufgetragen.

Jeder Meßpunkt der Kurve für L repräsentiert die für den zugehörigen He-Druck optimale Laserleistung, ist seinerseits also wiederum aus einer Kurve

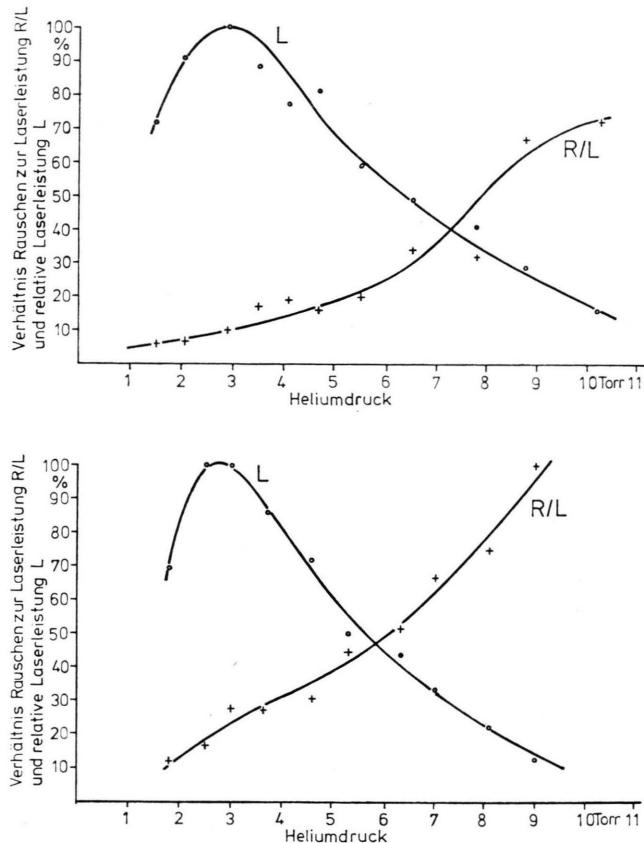


Abb. 4. Verhältnis Rauschen zur Laserleistung R/L und Laserleistung als Funktion des He-Drucks. Cd-Dampfdichte ist jeweils der optimale Wert. a) Röhre nach Abb. 1 a.
b) Röhre mit Aufweitungen nach Abb. 1 b.

Laserleistung L mit durchvarierter Cd-Dampfdichte bei vorgegebenem He-Druck gewonnen worden.

Die Erscheinungen der aufgeprägten Sinusschwingungen wie der Säulenschichtungen treten auch hier auf, jedoch mit voller Deutlichkeit erst bei He-Drucken ab ca. 9 Torr. Optimale Laserleistung ist jedoch schon bei 3 Torr He erreicht, so daß dieser Bereich nur ca. 10% Rauschen aufweist.

3.2. Messung des Spannungsverhaltens der positiven Säule

Wegen der engen Verknüpfung von R/L und L mit der Cd-Dampfdichte N_{Cd} , die ihrerseits die Brennspannung über der positiven Säule stark beeinflußt, tritt eine Brennspannungsschwingung auf, welche mit den dem Lasersignal aufgeprägten Sinusschwingungen synchron läuft. In Abb. 5 ist ein Photo wiedergegeben, das an einem Zweikanal-

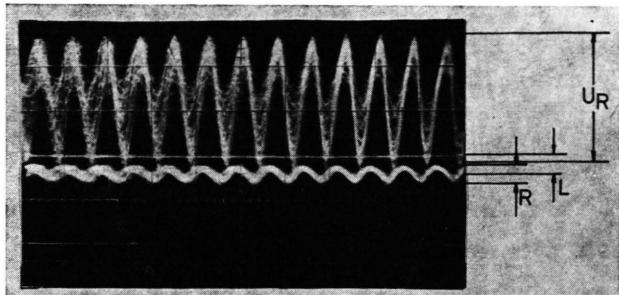


Abb. 5. Modulation der Brennspannung (oben) und der Laserleistung (unten). Abszissenskala 10 μ sec/cm.

oszilloskop aufgenommen wurde. Je nach Cd-Dampfdichte bzw. He-Druck beträgt die Amplitude der Spannungsschwankungen zwischen 80 V und 350 V, was 3,6% bzw. 17,5% der jeweiligen Brennspannung entspricht. Die Spannungsschwankungen wurden relativ groß auf dem Oszilloskop-Schirm abgebildet, die Nulllinie liegt daher außerhalb der Schirmskala.

3.3. Side-on-Beobachtungen

Wie nach der visuellen Beobachtung zu erwarten, ist die Intensität der HeI-Linien in den hellen Schichtungszonen deutlich stärker als in den blauen Zonen, die CdI-Intensitäten sind in den blauen Zonen etwas stärker, die CdII-Intensitäten wiederum in den hellen Zonen stärker.

Die Linienintensität ist stark moduliert. Die Frequenz – es wurde eine andere Röhre mit kathoden-seitigem Trichter, jedoch der Bauart 1 a verwendet – liegt bei 150 kHz.

In Abb. 6 sind die oszillographischen Bilder je einer HeI-, CdI- und CdII-Linie in blauer und heller Schichtungszone mit ihren charakteristischen Intensitätsmodulationen wiedergegeben.

He I 447,1 nm und Cd II 441,6 nm besitzen in der hellen Zone größere Amplitudenwerte als in der blauen Zone. Cd I 467,8 nm hat umgekehrt in der blauen Zone größere Amplitudenwerte als in der hellen Zone.

Die anderen untersuchten HeI-, CdII- und CdI-Linien zeigen entsprechendes Verhalten. Die Amplitudenwerte gehen bei HeI und bei CdII bis fast an die Nulllinie herunter, bei CdI hingegen nur bis zu 60% vom oberen Amplitudenmaximum.

Da die Anregungsenergie des CdI-Niveaus für den 467,8 nm-Übergang bei nur 6,38 eV liegt, im

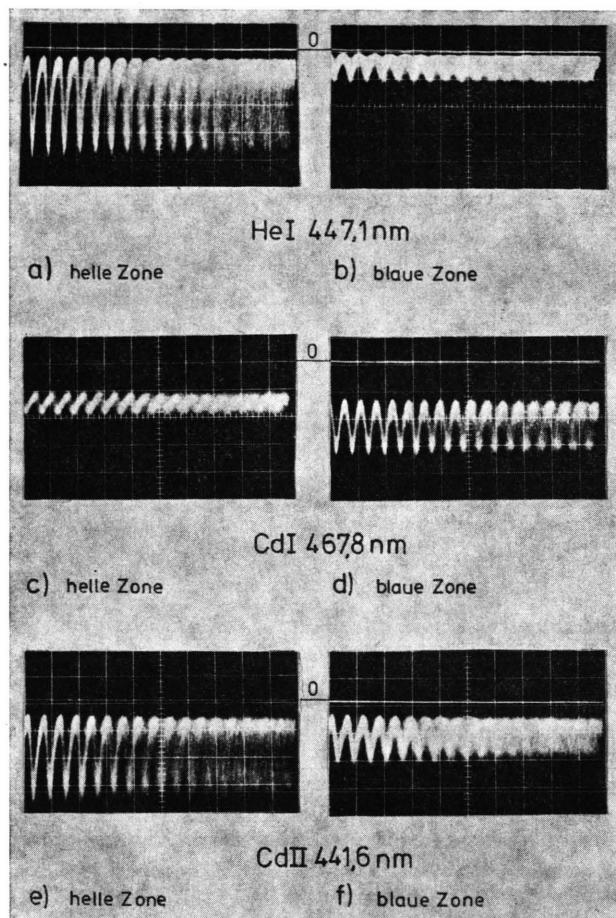


Abb. 6. Oszillographenphotos der Linienintensitäten in heller und in blauer Zone von HeI 447,1 nm (a, b), Cd I 467,8 nm (c, d) und Cd II 441,6 nm (e, f) in side-on-Beobachtung. Abszissenskala 10 μ sec/cm; Cd-Dichte $\approx 6 \cdot 10^{14}$ cm $^{-3}$; $i=100$ mA, He-Druck 3 Torr.

Vergleich zu 23,73 eV bei HeI (447,1 nm) und 17,5 eV bei CdII (441,6 nm), ist die Intensität des CdI einem Absinken der Elektronentemperatur gegenüber unempfindlicher.

Es liegt also nahe, auf Grund der experimentellen Befunde unterschiedliche Elektronentemperaturen in den blauen und hellen Zonen anzunehmen ebenso wie für die Amplitudenwerte der modulierten Linienintensität.

Wie aus den Abb. 6 c, d zu erkennen ist, sind die Intensitäten von CdI ((467,8 nm) in der hellen Schichtungszone, also dem Bereich höherer Elektronentemperatur, kleiner als in der blauen Schichtungszone. Hieraus kann qualitativ geschlossen werden, daß die Normtemperatur (Temperatur, bei der eine Spektrallinie maximal emittiert) des Cd I

467,8 nm, die im Falle des thermodynamischen Gleichgewichtes bei 7000 K liegt, überschritten ist.

Um diese Elektronentemperaturdifferenzen sichtbar zu machen, wurde die Elektronentemperatur T_e nach Gl. (1) aus den Linienintensitäten berechnet (vom Schreiber registrierte Intensitätsmittelwerte). Das kann natürlich nur qualitativ geschehen, da Boltzmann-Verteilung der He-Zustände angenommen wird.

$$T_e = U_m / k \ln [g_m n_z^{\text{He}} A_{nm} h \nu_{nm} / 4 \varepsilon_{nm} U_z^{\text{He}}]. \quad (1)$$

Es sind

- U_m = Anregungsenergie des oberen Zustandes,
- k = Boltzmannsche Konstante,
- g_m = statistisches Gewicht des oberen Zustandes,
- n_z^{He} = Anzahl der Teilchen (He) mit der Ladungszahl $z(0)$,
- A_{nm} = Übergangswahrscheinlichkeit vom oberen Zustand m zum unteren Zustand n (s.⁹),
- h = Plancksches Wirkungsquantum,
- ν_{nm} = Frequenz des Überganges $m \rightarrow n$,
- ε_{nm} = Volumenstrahldichte,
- U_z^{He} = Zustandssumme des He-Atoms.

Bei vorgegebener Genauigkeit der nur in den Logarithmus \ln eingehenden Größen wie n_z^{He} , U_z^{He} und A_{nm} ist T_e um so genauer bestimmt, je größer die Anregungsenergie U_m des benutzten Zustandes ist. Deshalb ist die Verwendung von He-Linien mit ihrer hohen Anregungsenergie vorteilhaft.

Es ist vorausgesetzt, daß nur ein unwesentlicher Teil der He-Atome ionisiert ist. Die Zustandssummen sind dem Datenwerk von Drawin und Felenbok entnommen⁸. Gleichung (1) leitet sich aus den Beziehungen für die Volumenstrahldichte

$$\varepsilon_{nm} = (1/4\pi) n_m A_{nm} h \nu_{nm} \quad (2)$$

und der Boltzmann-Verteilung auf den angeregten Zustand n_m

$$n_m = \left[\frac{g_m n_z^{\text{He}}}{U_z^{\text{He}}} \right] e^{-U_m/kT} \quad (3)$$

her. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengefaßt.

Tab. 1. Mittlere Elektronentemperatur T_e für hellen und blauen Schichtungszone, bestimmt aus den HeI-Intensitäten (447,1 nm; 471,3 nm; 587,6 nm).

	Helle Schichtungszone	Blaue Schichtungszone
T_e	17 800 K	16 700 K

Den Intensitätsschwankungen (s. Abb. 6 c, d) entsprechen Schwankungen von T_e von 2500° und 1500° für helle bzw. blaue Schichtungszone.

Die aus den Intensitätswerten berechneten Teilchendichten für Cd I, Cd II, He I bzw. deren angelegte Zustände sind in Tab. 2 zusammengefaßt. Die zur Berechnung benutzten Übergangswahrscheinlichkeiten $A_{n,m}$ sind in ^{9, 10} zu finden.

Tab. 2. Teilchendichten für verschiedene Konstituenten der hellen und blauen Schichtungszonen (verwendete Übergangswahrscheinlichkeiten aus ^{9, 10}).

Zustand	(Benutzte Wellenlänge)	Teilchendichte cm^{-3}
Cd II $5s^2 \ ^2D_{3/2}$	($\lambda = 325,0 \text{ nm}$)	$0,24 \cdot 10^{11}$
Cd II $5s^2 \ ^2D_{5/2}$	($\lambda = 441,6 \text{ nm}$)	$6,1 \cdot 10^{11}$
HeI $4d \ ^3D$	($\lambda = 447,1 \text{ nm}$)	$0,27 \cdot 10^{11}$
CdI $6 \ ^3S$	($\lambda = 467,8 \text{ nm}$)	$6,55 \cdot 10^{11}$
HeI $4s \ ^3S$	($\lambda = 471,3 \text{ nm}$)	$0,09 \cdot 10^{11}$
HeI $3d \ ^3D$	($\lambda = 587,6 \text{ nm}$)	$2,43 \cdot 10^{11}$
CdI $5 \ ^1D$	($\lambda = 643,8 \text{ nm}$)	$5,26 \cdot 10^{11}$
HeI $2s \ ^3S_1$	metastabil	$3 \cdot 10^{12}$ Wert nach ¹¹

4. Diskussion

4.1. Schichtungen der positiven Säule

Nach Wojaczek und Rutscher ¹² versteht man unter laufenden Schichten eine Wellenerscheinung der positiven Säule, bei der diese aus periodisch aufeinanderfolgenden hellen und dunklen Teilen besteht, die sich mit hoher Geschwindigkeit in axialer Richtung der Säule bewegen.

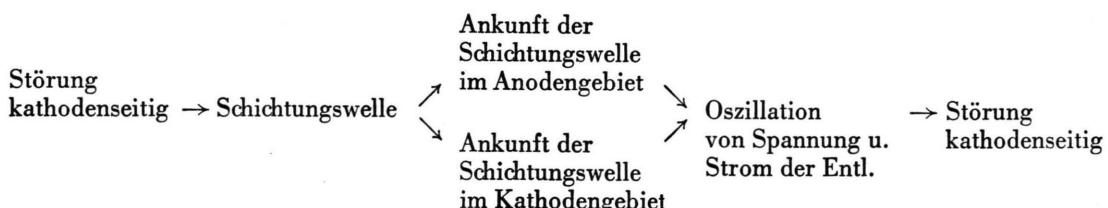
Pfau und Rutscher weisen auf die enge Verknüpfung wandernder und stehender Wellen hin ¹³. Stehende Schichten, die für die spektroskopische Beobachtung unerlässlich waren, haben wir nur für einen

Cd-Dampfdichtewert ($\approx 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) erhalten (side-on-Messung). Für den inneren Mechanismus der den laufenden Schichten entsprechenden Wellen sind nach Wojaczek ¹⁴ Schwankungen der Elektronentemperatur kennzeichnend.

Mit Spannungsschwankungen verbundene Störungen der Elektronentemperatur können durch eine ganze Reihe von Einflüssen verursacht werden, z. B. durch anodenseitige ungleichmäßige Zuführung von Cd-Dampf oder durch Cd-Dampfdichteschwankungen in der Laserkapillare – der positiven Säule – oder auch durch eine vor dem kathodenseitigen Kapillareintritt befindliche elektrische Doppelschicht. Fetz ¹⁵ und Wasserrab ¹⁶ haben solche durch Verengungen der Entladungsbahn bedingten elektrischen Doppelschichten beschrieben. Spannungsschwankungen der Doppelschicht – hervorgerufen etwa durch eine Cd-Dampfdichteänderung – können nach Wojaczek und Rutscher ¹² auch den Anfangsbereich der positiven Säule beeinflussen. In der Tat zeigt das side-on-Experiment ein Anwachsen der Schwankungsamplituden um $>50\%$ beim Übergang von reiner He-Entladung zur „Cd-Ionen-dotierten“ Entladung. Für gewisse enge Frequenzbereiche der Spannungsschwankungen (bzw. Rauschens) kann es im Falle eines positiven Amplifikationsinkrementes durch Stromrückkopplung zur Selbsterregung stehender Schichten kommen.

4.2. Selbsterregte Schichten durch Rückkopplung

Zur Ausbildung sich über die ganze positive Säule erstreckender Schichtungen bedarf es einer Verstärkung der am kathodenseitigen Kapillarenden erzeugten Störung durch Rückkopplung. Pekárek ¹⁷ gibt dafür folgendes Schema:



Die Selbsterregung der Schichtungswellen ist durch zwei notwendige Bedingungen gekennzeichnet:

- a) Die Amplitude des rückgekoppelten Signales ist größer als die des Ausgangssignales $A_2/A_1 > 1$.

- b) Rückgekoppelte und im Rohr vorhandene Schichtungswellen haben eine Phasenverschiebung von 0 oder $n \cdot 2\pi$. Mithin ist auch die Kapillarlänge l ein ganzzahliges Vielfaches der Schichtungswellenlänge λ ($l = n \cdot \lambda$).

Nach Michel¹⁸ nimmt die Verstärkung bei kleinen Rohrlängen l zunächst exponentiell mit der Rohrlänge zu.

$$V = V_0 e^l \quad (4)$$

mit V Gesamtverstärkung, V_0 Anfangsverstärkung, l Kapillarrohrlänge.

Bei großer Kapillarrohrlänge (etwa ab $l > 30 R$), mit R Kapillarinnenradius $i \triangleq 30$ mm bei $R = 1$ mm tritt Sättigung ein. Das bedeutet in unserem Fall, daß die Amplituden der Schichtungswellen in weitem Abstand vor der Anode konstant bleiben, ganz in Übereinstimmung mit unseren Messungen.

Nach den end-on-Beobachtungen sind bei reiner He-Entladung keine Sinusmodulationen der Laserintensität vorhanden, sondern nur ein breit verrausches Band. Wohl aber konnten in side-on-Beobachtung 2–3 Wellenzüge sinusförmig modulierter He-Intensität gemessen werden. Im Fall des mit Cd-Ionen durchsetzten He-Plasmas jedoch treten stehende Wellen auf, die sich in Resonanz mit der Kapillare und dem äußeren Stromkreis befinden und dann als Schichtungszonen der Säule wahrzunehmen sind.

Die in 3 vorgelegten experimentellen Befunde haben es uns daher zweckmäßig erscheinen lassen, die Arbeiten von Wojaczek und Pekárek heranzuziehen, weil wir eine enge Verknüpfung von Spannungsschwankungen und Lasersignalschwankungen beobachtet haben (s. Abb. 5), weil wir ferner nicht nur für die hellen und blauen Schichten unterschiedliche Ionendichten und Elektronentemperaturen, sondern auch eine zeitliche wellenförmige Modulation von Ionendichten und Elektronen in beiden Schichten gefunden haben. Wojaczek hat eine Diffusionstheorie der laufenden Schichten, die er als Elektronentemperaturwellen auffaßt, entwickelt¹⁴, die sich zum Vergleich mit unseren experimentellen Ergebnissen eignet.

Die Theorie fußt auf folgendem Modell (Zitat)¹⁴: „Den laufenden Schichten liegen im wesentlichen Elektronentemperaturwellen zugrunde. Der örtlich variierenden Elektronentemperatur entspricht eine örtlich variierende Trägererzeugungsrate. Wegen der hohen Beweglichkeit der Elektronen sind die Konzentrationsschwankungen der Elektronen relativ

Berechnet man die Driftgeschwindigkeit u_i nach der

$$u_i = \frac{e E}{(3 k T_g)^{1/2} \left[\left(\frac{m_{\text{He}} m_{\text{Cd}}}{m_{\text{He}} + m_{\text{Cd}}} \right)^{1/2} N_{\text{He}} Q_{\text{He}, \text{Cd}^+} + \left(\frac{m_{\text{Cd}}}{2} \right)^{1/2} N_{\text{Cd}^+} Q_{\text{Cd}^+, \text{Cd}^+} \right]} \quad (8)$$

klein, so daß sich an den Stellen hoher Elektronentemperatur eine positive, an den Stellen der Elektronentemperaturminima eine negative durch Ionenmangel bedingte Raumladung herausbildet. Da die Ionen gegenüber der Wanderungsgeschwindigkeit der Temperaturwellen als praktisch ruhend anzusehen sind, muß die Schichtfrequenz mit einem entsprechenden Auf- und Abbau der positiven Raumladung, also mit Ionen-Erzeugungs- und -Vernichtungsprozessen derselben Frequenz verknüpft sein. Die so erzeugten Raumladungen sind mit einer Potentialwelle verknüpft, durch welche den Elektronen, die sie durchlaufen, eine periodisch variierende Energie zugeführt wird. Die Elektronen setzen diese im Feld aufgenommene örtlich variierende Energie sehr rasch durch Wechselwirkung mit den Plasmapartnern in thermische Energie um und sorgen damit für die Aufrechterhaltung der Elektronentemperaturwellen.“

Aus den Wojaczekschen Rechnungen folgen zwei Gleichungen für die Schichtweite s_0 und die Frequenz ω_0 der Wellen, die sich mit dem Experiment vergleichen lassen. Als Schichtweite s_0 wird der Abstand vom Zentrum einer hellen zum Zentrum einer blauen Schicht verstanden.

$$s_0 = \frac{2 \pi \sqrt{2}}{\lambda} R = 3,71 R, \quad (5)$$

wo λ erste Nullstelle der Bessel-Funktion 0ter Ordnung = 2,405, R Kapillarinnenradius sind.

Mit einem Rohrradius von 0,1 cm ist $s_0 = 0,371$ cm in relativ guter Übereinstimmung mit der gemessenen Schichtweite von 0,5 cm.

$$\omega_0 = \frac{1}{4 \sqrt{2}} \frac{\lambda^3}{R^3} \frac{b_p U_e^2}{E}, \quad (6)$$

wo b_p Ionenbeweglichkeit, U_e Voltelektronentemperatur, E der elektrische Feldgradient sind.

Berücksichtigt man, daß $b_p = u_i/E$, $U_e = k T_e/e$ ist und ersetzt man ω_0 durch $2 \pi \nu_0$, so ergibt sich für die Frequenz ν_0

$$\nu_0 = \frac{1}{8 \pi \sqrt{2}} \frac{\lambda^3}{R^3} \frac{u_i k^2 T_e^2}{E^2 e^2}, \quad (7)$$

wo u_i Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen in Feldrichtung, k Boltzmann-Konstante, T_e Elektronentemperatur, e Elementarladung sind.

Formel¹⁹

$$e E$$

mit T_g Gasttemperatur, m Masse der stoßenden Teilchen, Q_{He,Cd^+} Wirkungsquerschnitt von He gegen Stoß mit Cd^+ ($6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$), Q_{Cd^+, Cd^+} Wirkungsquerschnitt von Cd^+ gegen Cd^+ ($\approx 8,7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$), so ergibt sich ein u_i von $2,9 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$.

Die Ausrechnung von ν_0 nach Wojaczek liefert dann $\nu_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ Hz}$, verglichen mit den experimentell bestimmten Werten (s. Abschn. 3.1.) von

$$V_0 = 1 \cdot 10^5 \text{ bzw. } 1,2 \cdot 10^5 \text{ Hz.}$$

Die in Formel (8) steckenden Wirkungsquerschnitte sind die unsichersten Größen. Zur Berechnung von Q_{Cd^+, Cd^+} wurde unter der Voraussetzung von $Q_{Cd^+, Cd^+} \approx Q_{Cd^+, e}$ die von Maecker et al.²⁰ angegebene Formel

$$Q_{Cd^+, e} = f_0 \frac{1}{T^2} \ln \left[1 + \left(\frac{C_1 T}{3\sqrt{n_e}} \right)^2 \right] \quad (9)$$

mit

$$f_0 = 6,41 \cdot 10^{-7} \text{ grad}^2,$$

$$C_1 = 4 \pi \epsilon k_0 / \epsilon_0^2 = 600 \text{ cm}^{-1} \text{ grad}^{-1} \text{ verwendet.}$$

u_i lässt sich noch auf einem zweiten Weg abschätzen, und zwar aus der Berechnung der Elektronendichte n_e über die Stromdichtebeziehung

$$n_e = \frac{j}{E} \frac{3}{4} \frac{(2 \pi m_e k T_e)^{1/2}}{e^2} \frac{1}{\lambda_e} \quad (10)$$

und aus der Menge der kathodenseitig pro Sekunde abgeschiedenen Cd-Atome. In der freien Weglänge λ_e in (10) stecken die Wirkungsquerschnitte.

Es wird angenommen, daß $n_e \approx N_{Cd^+}$ ist, was bei hohen Cd-Dampfdichten annähernd der Fall ist. Das bedeutet, daß ein unterer Wert für u_i gewonnen wird.

$$u_i = \frac{\text{kathodenseitig kondensierte Cd-Atome pro Zeit}}{N_{Cd^+} \cdot \text{Entladungsrohrquerschnitt}} \\ = 3,2 \cdot 10^4 \text{ cm/sec.}$$

Es ergibt sich dann $\nu_0 \geqq 3,4 \cdot 10^4 \text{ Hz}$.

Unser n_e -Wert von $2,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ist in Übereinstimmung mit dem von Ivanov et al.²¹ mit der Mikrowellenhohlleitertechnik am He-Cd-Laser gemessenen n_e -Wert.

Mash²² bestimmte die Cd-Ionengeschwindigkeit zu nur $1,32 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$, was ein $\nu_0 = 1,4 \cdot 10^4 \text{ Hz}$ liefert. Mash erhält mit seinem u_i -Wert daher auch einen hohen N_{Cd^+} -Wert von $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Zusammenfassend kommen wir zu folgender Deutung des Rauschens beim He-Cd-Laser:

Durch Randstörungen des Plasmas kommt es zu regellosen Spannungsschwankungen, die sich als Störungen einer homogenen Verteilung der Elektronen- und Ionendichte in die positive Säule auswirken und sich als Rauschen dem Lasersignal wie der inkohärenten Strahlung überlagern.

Bei größeren Cd-Atomdichten ($5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) kommt es zu weiterer Verstärkung der Spannungsschwankungen und durch Rückkopplung der Spannungs-Stromschwankungen über den äußeren Stromkreis und Verstärkung in der positiven Säule zur Selbsterregung von stehenden sinusförmigen Schichtungswellen. Durch Selbsterregung werden also die ungeordneten Einzelschwingungen synchronisiert bzw. in Phase gebracht. Die stehenden Schichtungen haben unterschiedliche Elektronentemperatur und Elektronendichte, die zeitlich sinusförmig mit ca. 100 kHz moduliert ist. Infolgedessen ist auch die Intensität der He-Linien resp. Dichte der angeregten Atome (bis zu 80%, s. Abb. 6), vermutlich die Dichte der He-³S und die Dichte der Cd-Ionen und damit die Laserleistung sinusförmig moduliert.

Diesen Zusammenhang beschreibt das der Wojaczekschen Theorie zugrunde liegende Modell (s. a. ausführliches Zitat) sehr gut, mit der Annahme, daß der örtlich variierenden Elektronentemperatur positive (helle Zone) und negative (blaue Zone) Raumladungsgebiete (bzw. Schichten) entsprechen. Daß ferner die die Raumladungsschichten durchlaufenden Elektronen periodisch beschleunigt und gebremst werden und ihrerseits durch raschen Energietausch die Elektronentemperaturwellen aufrecht erhalten.

Auf Grund dieser Vorstellungen ist auch das geringe Rauschen der von Silfvast⁵ und Hernquist^{23, 24} beschriebenen Lasertypen zu verstehen.

Der Silfvastsche Laser hat an mehreren Stellen der Kapillare eingelassene Cd-Metallringe, die durch die Stromwärme Cd-Dampf abgeben. Durch die Einspeisung von Cd an mehreren Stellen der Kapillare wird der Aufbau von Schichten verschiedener Elektronentemperatur und Cd⁺-Konzentration erschwert. Ferner mögen die an den Stellen der Metallringe vorhandenen Aufweitungen dämpfend auf die Elektronentemperaturwellen, wie es von uns bei dem Laserrohr Abb. 1 b beobachtet wurde, wirken.

Bei dem von Hernquist beschriebenen Typ mit perforiertem Entladungsrohr kann ein Dampfdichte-

austausch an vielen Stellen der positiven Säule erfolgen und somit auftretende Unstetigkeit der Elektronentemperatur und Cd-Ionendichte kompensieren.

Während Fendley, Gorog und Hernquist³ meinen, die Fluktuationen bzw. das Rauschen der Laserleistung seien nur teilweise korreliert mit Spannungs- und Stromschwankungen, sondern seien auf Dampfdichtefluktuationen zurückzuführen, meinen wir, eine direkte Verknüpfung zwischen Spannungs- und Rauschverhalten nachgewiesen zu haben.

Die Weiterentwicklung des kataphoretischen Cd-Lasers mit unabhängig geheiztem, anodenseitigem Metallreservoir erscheint lohnend, weil dieser Laser-type gegenüber den Hernquistschen Typen technisch

einfacher ist, andererseits gegenüber dem Silfvastschen Typ mit Regelung des Metalldampfdruckes durch die Stromwärme (konstanter Strom) auch bei verschiedenen Strömen optimal betrieben werden kann. Beim Silfvastschen Typ ist nämlich nach einer gewissen Abtragung der Cd-Vorräte der durch die Stromwärme erzeugte Dampfdruck nicht mehr optimal. Dadurch wird die effektive Lebensdauer herabgesetzt.

Für klärende Diskussionen dankt der eine der Verfasser Herrn Professor Dr. H. Schirmer und Herrn Dipl.-Ing. J. Seehawer.

- ¹ W. T. Silfvast, *Appl. Phys. Letters* **13**, 16 [1968].
- ² J. P. Goldsborough u. E. B. Hodges, 1969 IEEE Conference on Laser Engineering and Applications.
- ³ J. R. Fendley, I. Gorog, K. G. Hernquist u. C. Sun, *RCA Rev.* **30**, 422 [1969].
- ⁴ K. G. Hernquist, *Appl. Phys. Lett.* **16**, No 11, 464 [1970].
- ⁵ W. T. Silfvast u. L. H. Szeto, *Appl. Phys. Lett.* **19**, No 10, 445 [1971].
- ⁶ D. Fromm, *Techn.-wiss. Abh. d. OSRAM-Gesellschaft* **11**, 224 [1974].
- ⁷ H. Magdeburg u. U. Schley, *Z. angew. Physik* **20**, (A 5) 471 [1966].
- ⁸ H. W. Drawin u. P. Felenbok, *Data for Plasmas in Local Thermal Equilibrium*, Gauthiers-Villars, Paris 1965.
- ⁹ *Atomic Transition Probabilities*, Vol. I, Hydrogen Through Neon, W. L. Wiese, M. W. Smith u. B. M. Glennon, NSRDS-NBS 4 [1966].
- ¹⁰ A. R. Schaefer, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **11**, 197 [1971].
- ¹¹ P. G. Browne u. M. H. Dunn, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* **6**, 1103 [1973].
- ¹² K. Wojaczek u. A. Rutscher, *Beiträge aus der Plasma-physik* **3**, (H. 4) 217 [1963].
- ¹³ S. Pfau u. A. Rutscher, *Ann. Phys. (7 F)* **6**, 244 [1960].
- ¹⁴ K. Wojaczek, *Ann. Phys. (7. Folge)* **3**, 37 [1959].
- ¹⁵ H. Fetz, *Ann. Phys. (5 F)* **37**, 1 [1940].
- ¹⁶ Th. Wasserrab, *Z. Phys.* **128**, 575 [1950].
- ¹⁷ L. Pekárek, *Czechosl. J. Phys.* **8**, 32 [1958].
- ¹⁸ J. Michel, *Wissenschaftl. Z. d. Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, Mathem.-naturw. Reihe Nr. 3/4, Jahrg. VIII* [1958/59].
- ¹⁹ *Monographie: The Mobility and Diffusion of Ions in Gases*, E. W. McDaniel and E. A. Mason, John Wiley & Sons, New York-London 1973.
- ²⁰ H. Maecker, Th. Peters u. H. Schenk, *Z. Phys.* **140**, 119 [1955].
- ²¹ I. G. Ivanov u. M. F. Sém, *Sov. Phys.-Tech. Phys.* **17**, (No 7) 1234 [1973].
- ²² L. D. Mash, B. M. Rabkin u. B. V. Rybakov, *Zh ETF Pis. Red.* **13**, (No 5) 240 u. *JETP Letters* **13**, (5) 169 [1971].
- ²³ K. G. Hernquist, *IEEE Qu. Electr. QE* **8**, (No 9) 740 [1972].
- ²⁴ K. G. Hernquist, *RCA Rev.* **34**, 401 [1973].