

異なる電極構造のホローカソード He-Cd⁺

レーザー放電中の最適 Cd 原子密度

荒井俊彦・仁平幸治*

飯島徹穂**・後藤俊夫***

Optimum Neutral Cd Atom Density in Hollow Cathode He-Cd⁺ Laser Discharge
in Different Electrode Structure

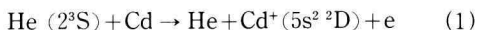
Toshihiko ARAI, Kouji NIHIRA*, Tetsuo IJIMA**
and Toshio GOTO***

Abstract

The neutral Cd atom density in the hollow cathode He-Cd⁺ laser discharge has been measured by observing the decay of the Cd (II) 636.0 nm line intensity. The laser tubes of flute and concentric cylinder types have been used. In these tubes, the neutral Cd atom density has been estimated to be about $6.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ under the optimum conditions for laser action.

1. ま え が き

白色レーザーとして注目されているホローカソード He-Cd⁺ レーザーの Cd (II) 441.6 nm レーザー光の励起機構は次のペニング励起¹⁾または直接励起過程²⁾がレーザー上準位に対し主要な過程として提案されている。



ただし He (2³S) は He 準安定原子, Cd は中性基底準位にある原子, Cd⁺ (5s² ²D) は Cd (II) 441.6 nm 線の上準位にある Cd⁺ イオンである。

このように異なった説が提案され、今のところ最終的な結論が得られていないようである。この励起機構を明らかにするための最も重要なパラメータの1つはレーザー発振領域での中性 Cd 原子密度である。今ま

でこの中性 Cd 原子密度は管壁温度から推定されてきた。しかしレーザー発振の最適管壁温度はレーザー管の構造などの違いによりかなりずれるので、正しい中性 Cd 原子密度を知ることは困難である。我々は他の方法で中性 Cd 原子密度を測定する必要がある。

そこで我々はレーザー発振条件下でホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電中の Cd (II) 636.0 nm 線強度の減衰波形測定から正確な中性 Cd 原子密度を決定した。さらにレーザー管の電極構造が異なってもホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電中の最適の中性 Cd 原子密度は一致することを明らかにした。

2. 実験装置及び測定方法

用いた実験装置を Fig. 1 に示す。実験に用いたホローカソードレーザー放電管は笛形と同軸形の2種類である。両方ともカソードの内径は 4 mm, 長さは 60 mm である。Cd 金属はカソード内に入れてある。Cd 蒸気圧はオープン温度を変化させることにより制御された。

He-Cd 放電の励起方法は最初約 4 mA の直流放電により放電路を形成する。次に方形波パルス(電流 100 mA, 幅 80 μs, 繰り返し周波数 1 pps, 立下がり時間 1 μs) を直流放電に重畳する。この方法により、実際の

* Department of Electrical Engineering, Meiji University

** Tokyo Vocational Training College

*** Department of Electromechanical Engineering, Nagoya University

昭和 60 年 9 月 10 日受理

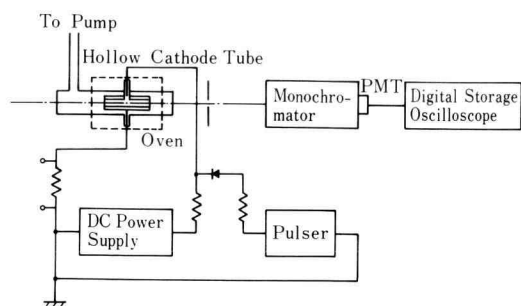


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental arrangement.

連続ホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電と同じ条件をもつ準定常放電を得ることができる。また放電電流による熱の問題はなく, Cd 原子密度は放電電流が増加してもほとんど変化しない。実際に測定結果の再現性は非常によい。

Cd (II) 636.0 nm 線の管軸方向に放射するエンドライト強度の波形はモノクロメータ, 光電子増倍管, シグナルアベレジャー付デジタルストレージオシロスコープを用いて観測する。

測定はレーザー発振の最適条件である封入 He 圧力 10 Torr で行い, 準定常放電電流は 50 mA から 200 mA まで, 管壁温度は 180°C から 330°C まで変化させた。

3. 実験結果と考察

Fig. 2 は準定常電流パルスと He (I) 388.9 nm 線の

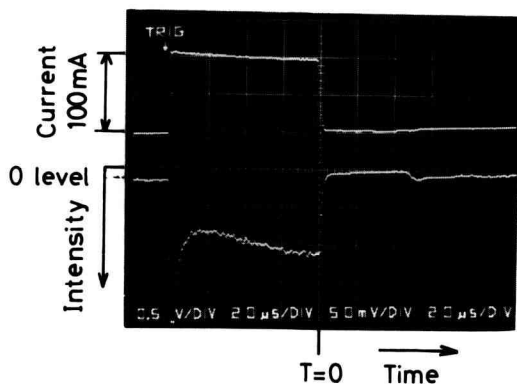


Fig. 2 Waveforms of a quasi-cw discharge current and endlight intensity of the He (I) 388.9 nm line at a He pressure of 10 Torr and a tube wall temperature of 220°C. Horizontal scale: 20 μs/div.

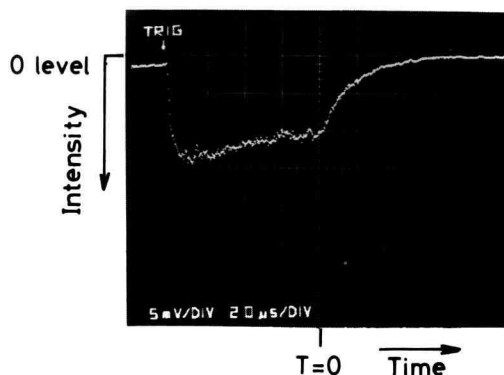


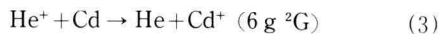
Fig. 3 Waveform of the endlight intensity of the Cd (II) 636.0 nm line at a He pressure of 10 Torr and a tube wall temperature 220°C. Horizontal scale: 20 μs/div.

エンドライト強度の波形の一例を示している。準定常電流は 80 μs の後 ($T=0$) それは 1 μs 以下の時定数で 0 レベルまで減少し, それから約 40 μs の間は完全なアフターグロー領域となる。He (I) 388.9 nm エンドライト強度は約 1 μs の時定数で 0 レベルに落ちる。その上準位は主に電子励起過程によって生成される。準定常励起が断後, 電子温度は非常に短い時間で室温まで下がると思われるので, 電子励起割合は急激に 0 に近づく。したがってこの強度の立下がり時間は測定回路の応答時間に等しい。

Fig. 3 は笛形で得られた Cd (II) 636.0 nm 線のエンドライト強度 $I_{636.0}$ の波形の一例を示している。この波形はデジタルストレージオシロスコープを用い 256 回蓄積し平均化したものである。 $I_{636.0}$ は 100 mA レベルからゆっくり減少する。

Fig. 4 は Fig. 3 の $I_{636.0}$ の減衰部の片対数グラフ上に描いたものである。 $I_{636.0}$ は時定数 $\tau=16\mu\text{s}$ 位で 100 mA レベルからゆっくり減衰する。同軸形の場合も同じ変化を示した。この τ は 50~200 mA で一定であった。

Cd (II) 636.0 nm 線の上準位は次式の He⁺ 基底イオンと中性 Cd 原子との電荷交換過程で励起されることが示されている³⁾。



したがって Fig. 3 で示された $I_{636.0}$ の減衰の時定数 τ は He⁺ 基底イオン密度の減衰時定数と一致する。よってこの τ は次式で与えられる。

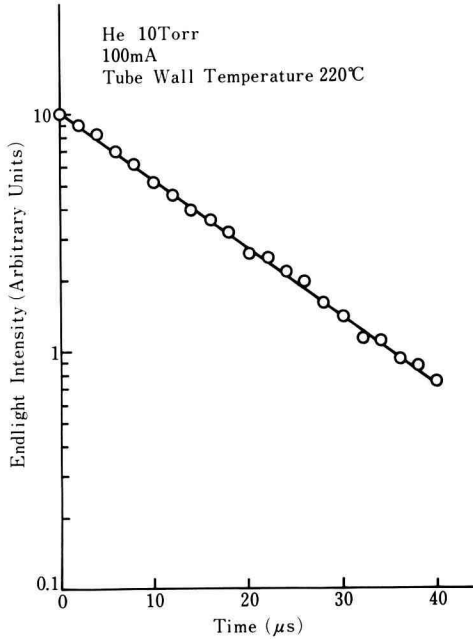


Fig. 4 Decay part of the Cd (II) 636.0 nm endlight intensity in Figure 3 drawn on a semilogarithmic scale.

$$1/\tau = D_a/\Lambda^2 + \sigma \bar{v} N_{Cd} \quad (4)$$

式(4)の右辺の第1項は管壁への He⁺ 基底イオンの拡散損失を示す。 D_a は He⁺ イオンの両極性拡散係数, Λ は放電管の拡散長で $1/\Lambda^2 = (2.405/r_0)^2$ から決定される。ここで r_0 は放電管の半径である。第2項は He⁺ 基底イオンと中性 Cd 原子との電荷交換による損失を表わす。 σ は He⁺ 基底イオンと中性 Cd 原子との電荷交換断面積, \bar{v} は He⁺ イオンと Cd 原子間の相対速度で $\bar{v} = [8kT/(\pi\mu)]^{1/2}$ から決定される。ここで k はボルツマン定数, μ は原子の換算質量, T はガス温度 (K) である。

今, He-Cd⁺ ホローカソード放電中での D_a の値は得られていないので式(4)の第1項の拡散損失が正確に得られない。しかし我々はホローカソード He-Cd⁺ 放電中の拡散損失を次の方法によりおおよその値を推定した。

両極性拡散係数は次式で与えられる。

$$D_a = \frac{kT_e}{e} \mu_+ \quad (5)$$

ここで T_e は電子温度, μ_+ は He⁺ イオンの移動度で

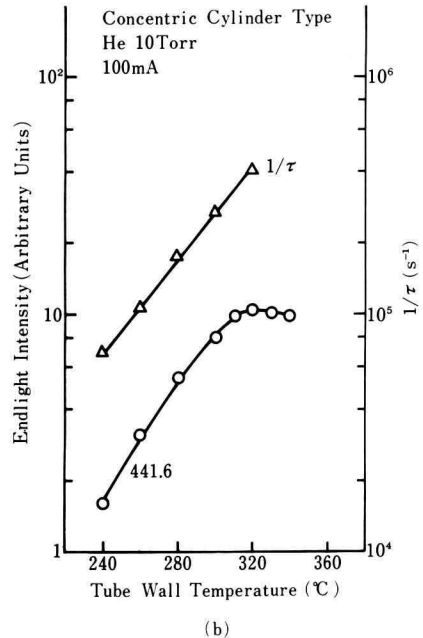
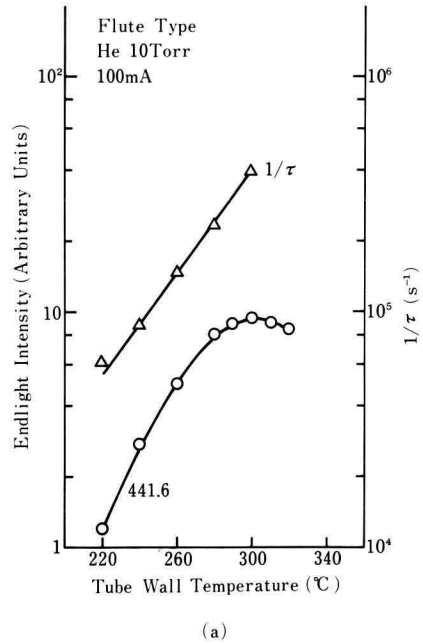


Fig. 5 Cd (II) 441.6 nm endlight intensity and decay rate $1/\tau$ of Cd (II) 636.0 nm endlight intensity as a function of tube wall temperature. (a): flute type, (b): concentric cylinder type.

ある。陽光柱放電中の D_a , T_e の値^{3,4)} から式 (5) より μ_e は He 圧力 1 Torr, ガス温度 600 K のとき約 $200 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ となる。ホローカソード He 放電中の電子の平均エネルギーは陰極の内径 6 mm, He 圧力 1.5 Torr の条件で 2 eV 程度である⁵⁾。我々の実験条件(陰極の内径 4 mm, He 圧力 10 Torr) では電子の平均エネルギーは 2 eV を超えることはないと思われる。式 (5) より D_a は He 圧力 10 Torr, ガス温度 600 K のとき $40 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 以下となり, 拡散損失は $0.6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 以下になるものと思われる。この値は観測した $I_{636.0}$ の $1/\tau$ が $6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 以上であれば 10% 以下である。したがって $1/\tau > 6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ のとき式 (4) の右辺の第 1 項は無視でき, 次式で近似される。

$$1/\tau \approx \sigma \bar{v} N_{Cd} \quad (6)$$

このように D_a の値が余り正確でなくても $1/\tau$ の大きい領域だけを考えれば第 1 項の拡散損失は非常に小さいので $1/\tau$ に及ぼす影響は比較的小さい。式 (6) の右辺で N_{Cd} 以外の他のパラメータは知られているので τ を測定すれば N_{Cd} が決定される。 $\sigma = 3.7 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ の値³⁾ を用いるとき式 (6) は次式のように書き直される。

$$1/\tau \approx 2.7 \times 10^{-11} \sqrt{T} N_{Cd} \quad (7)$$

ここで T は管壁温度 (K) である。

Fig. 5 は笛形と同軸形において得られた Cd (II) 441.6 nm レーザー線のエンドライト強度 $I_{441.6}$ と Cd (II) 636.0 nm 線の減衰割合 $1/\tau$ と管壁温度との関係である。 $1/\tau > 7 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ の領域では $1/\tau$ は管壁温度とともに直線的に増加する。この結果 $1/\tau$ は式 (6) で近似されていることを示している。 $I_{441.6}$ は笛形で約 300°C, 同軸形で約 320°C のとき最大になる。そしてこの温度はレーザー作用に対し最適の温度に相当する。 $I_{441.6}$ が最大となる最適管壁温度は笛形と同軸形で異なるが, それらの温度における $1/\tau$ の値はいずれも約

$4 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ となる。この値を式 (7) に代入し得られた中性 Cd 原子密度は $6.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ となる。これは陽光柱 He-Cd⁺ レーザー放電中のもの⁶⁾ より約 1 桁大きい。

4. あとがき

アフターグロー領域での Cd (II) 636.0 nm 線のエンドライト強度の減衰を用いてホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電中の最適レーザー作用領域での中性 Cd 原子密度が決定された。その値は $6.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ である。これは陽光柱 He-Cd⁺ レーザー放電中のものより約 1 桁大きい。また 2 つの異なったホローカソードレーザー管において最適温度が見掛け上異なっても, 中性 Cd 原子密度はほとんど一致していることが示された。

終りに実験装置の試作並びに測定に助力された当研究室の 58, 59, 60 年度卒研生の諸君に対し感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) M.D. Ainsworth and A.I. McIntosh: J. Phys. D: Appl. Phys. **16** (1983) L189.
- 2) A.I. McIntosh and J.R. Grace: Aust. J. Phys. **32** (1979) 561.
- 3) G.J. Collins, R.C. Jensen and W.R. Bennett, Jr.: Appl. Phys. Lett. **19** (1971) 125.
- 4) M. Mori, T. Goto and S. Hattori: J. Phys. Soc. Japan **43** (1977) 662.
- 5) J. Mizeraczyk and W. Urbank: J. Phys. D: Appl. Phys. **16** (1983) 2119.
- 6) T. Goto, M. Mori and S. Hattori: Appl. Phys. Lett. **29** (1976) 358.