

CuCl レーザーの計算機モデルによる 電子温度の効果の解析

Effect of the Electron Temperature on the Characteristics of a CuCl Laser using Computer Model

黒 田 和 男*・武 田 実**・千 原 正 男*・小 倉 馨 夫*

Kazuo KURODA, Minoru TAKEDA, Masao CHIHARA and Iwao OGURA

1. ま え が き

銅蒸気レーザーは、可視域 (510.6, 578.2 nm) に発振線を持つ高効率のパルスレーザーである。¹⁾²⁾

銅原子のエネルギー準位を図 1 に示す。レーザー発振は第 1 共鳴準位である $^2P_{3/2,1/2}$ から準安定状態 $^2D_{5/2,3/2}$ への遷移によって生じる。CuCl レーザーは銅原子を CuCl 分子の放電解離によって生成する。したがって、CuCl レーザーを動作させるには、分子を解離するため、解離した銅原子を励起し、レーザー発振を起こさせるための 2 つの放電 (double-pulse discharge) が必要である。

著者は CuCl レーザーの動作を計算機モデルによって解析した。³⁾ これは Kushner and Culick⁴⁾ のモデルと比べ、510.6 と 578.2 nm の 2 波長を考慮したこと、CuCl 分子のイオン化過程を含めたことなどの点を拡張したものである。

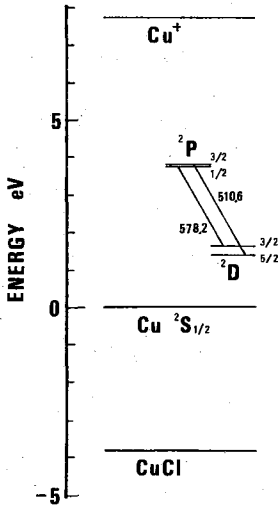


図 1 銅レーザーのエネルギー準位図

*東京大学生産技術研究所 第 1 部

**ソニー株式会社

CuCl レーザーをモデル化するには、放電プラズマ中に生起する多数の反応過程を考慮しなくてはならない。放電は、breakdown 直後の大電流が流れる主放電時と、その後の afterglow に分けられる。前者では電子温度が高く、電子衝突による反応が主要な過程となり、一方 afterglow では、電子は十分に冷えているので、電子衝突過程のほかに、原子間衝突による reassociation や電子とイオンの recombination, 拡散などの比較的遅い反応が重要になる。CuCl レーザーの解離放電パルスでは、afterglow の解析が重要であり、多種類の反応を取り入れた大型のモデルにならざるを得ない。一方励起放電パルスでは、放電開始後 100 nsec 程度でレーザー発振は終わってしまうので、afterglow を考慮する必要はなく、多くの遅い反応過程を無視することができる。

本論文では、この励起放電パルスの解析を、単純化されたモデルに基づいて行なう。プラズマの解析では、電子温度が重要なパラメータとなるが、ここでは、電子温度を方程式から独立な変数として与えることにより、モデルの電子温度依存性を明確にすることを目的とする。

2. レート方程式

CuCl レーザーの励起放電パルスモデルは、電子密度 n_e 、銅原子の $^2S_{1/2}$, $^2D_{5/2}$, $^2P_{3/2}$ 準位の密度 X_1, X_2, X_3 、分子密度 M 、およびレーザー光密度 P の 6 個の変数に対するレート方程式として与えられる。

$$\frac{dn_e}{dt} = (k_{11}X_1 + k_{12}X_2 + k_{13}X_3 + k_{14}M + k_{15}H)n_e \quad (1)$$

$$\frac{dX_1}{dt} = [-(k_{21} + k_{31} + k_{11})X_1 + k_{12}X_2 + k_{13}X_3 + k_{14}M]n_e \quad (2)$$

$$\frac{dX_2}{dt} = (k_{21}X_1 - (k_{12} + k_{32} + k_{12})X_2 + k_{23}X_3 + k_{24}M)n_e + AX_3 + B(X_3 - \frac{g_3}{g_2}X_2)P \quad (3)$$

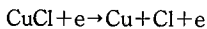
$$\frac{dX_3}{dt} = [k_{31}X_1 + k_{32}X_2 - (k_{13} + k_{23} + k_{i3})X_3]n_e - AX_3 - B\left(X_3 - \frac{g_3}{g_2}X_2\right)P \quad (4)$$

$$\frac{dM}{dt} = -(k_{14} + k_{24} + k_{i4})Mn_e \quad (5)$$

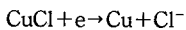
$$\frac{dP}{dt} = \eta AX_3 + \frac{L}{L_c} B \left(X_3 - \frac{g_3}{g_2} X_2 \right) P - \frac{c(1-R)}{2L_c} P \quad (6)$$

ここで、 H は He 原子密度であり、定数と考える。速度係数 $k_{\alpha\beta}$ は β 状態から α 状態への電子衝突による遷移を表す。ただし、 $\alpha=1,2,3$ は $\text{Cu } ^2\text{S}_{1/2}$, $^2\text{D}_{5/2}$, $^2\text{P}_{3/2}$, $\alpha=4$ は CuCl , $\alpha=5$ は He, $\alpha=i$ はこれらの粒子のイオン化状態に対応する。A, B は $^2\text{P}_{3/2}$ から $^2\text{D}_{5/2}$ への遷移の A 係数, B 係数であり、値は $A=1.98 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$, $B=1.49 \times 10^{-4} \text{ cm}^3/\text{sec}$ となる。⁹⁾ g_2, g_3 は $^2\text{D}_{5/2}$, $^2\text{P}_{3/2}$ 単位の縮速度である。 η はレーザー光の拡がり角を全立体角で割ったもので、自然放出光のうち、レーザー発振に寄与する部分の割合である。 L, L_c は増幅部と共振器の長さであり、 R は取り出し鏡の反射率である。われわれのモデルでは、 $L=50\text{cm}$, $L_c=100\text{cm}$, レーザー管径を 20 mm とした。これから $\eta=3.1 \times 10^{-6}$ になる。式(6)の第3項はレーザー光の取出しによる損失項である。銅レーザーでは取出し鏡として石英板を用いるので、 $R=0.08$ である。なお、これ以外の損失は、光の取出し項に比べ小さいので無視した。また $^2\text{P}_{3/2}$ から $^2\text{S}_{1/2}$ への遷移による自然放出は radiation trapping により抑えられているので、これも無視した。

反応速度 $k_{\alpha\beta}$ は電子温度 T_e の関数である(図2)。電子は Maxwell 分布をすると仮定した。銅原子の $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{D}_{5/2}$, $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{P}_{3/2}$ の間の遷移の衝突断面積は Trajmar et al.⁹⁾ の測定値を用いた。 $^2\text{D}_{5/2} - ^2\text{P}_{3/2}$ 間の collisional mixing の反応速度には Deutsch⁷⁾ による、衝突の古典論近から求めた経験式を用いた。イオン化断面積も同様に経験式を用いた^{7),8),9)} 解離断面積は CuCl に関するデータが皆無であるので、他の分子の断面積から推定した。反応



については H_2 分子のデータを、¹⁰⁾ また dissociative attachment 反応



については CO 分子の測定値¹¹⁾ を参考にして計算した。

レート方程式は、電子温度を定める方程式を組み合わせはじめて self-consistent になるが、式(1)~(6)にはこれを含めていない。本論文は電子温度をレート方程式とは独立なパラメータとして与えることにより、電子温度の効果を確かめることを意図しているのので、あえて電子

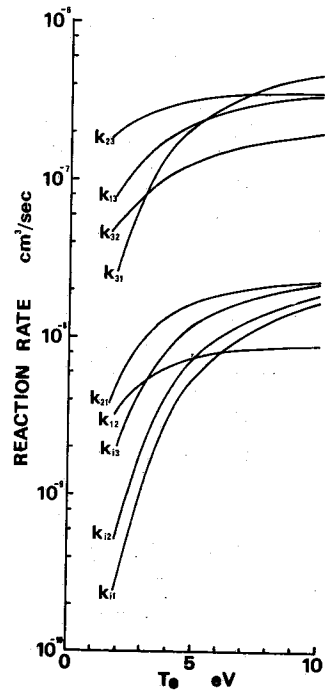


図2 銅原子の電子衝突による反応速度係数

温度に対する方程式を除外した。したがって本論文の結果は CuCl レーザーのモデルとしては self-consistent ではないことを注意しておきたい。

電子温度を含めたレート方程式の結果を見ると、電子温度は breakdown に達するまではほぼ定数であり、breakdown 後放電電圧の低下に応じて急速に下がり、afterglow に到着してごくゆっくりとした減少に転じる。この breakdown から afterglow に到る間の変化は、ほぼ指数関数的に減少している。したがってわれわれは電子温度 T_e を

$$T_e = T_{e0} \exp(-t/\tau) \quad (7)$$

の形で与えることにする。 T_{e0} は初期の電子温度で 7~10 eV 程度、また時定数 τ は 40~60 n sec 程度である。

3. 計算結果

図3に、He 封入圧 5 Torr, 動作温度 400°C の場合の計算結果の1例を示す。粒子密度は対数目盛である。Pは光子密度であるが、光強度への換算は $h\nu c = 1.168 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{cm}$ を乗ればよい。

放電の初期は電子温度が高く、 $X_1 \gg X_2, X_3$ であるので、基底状態からの直接励起が主要な過程である。 $k_{31} \gg k_{21}$ であるから、レーザー上準位への励起速度は大きく X_3 は急激に増大するが、 X_2 の増加速度はそれに比べて

研 究 速 報

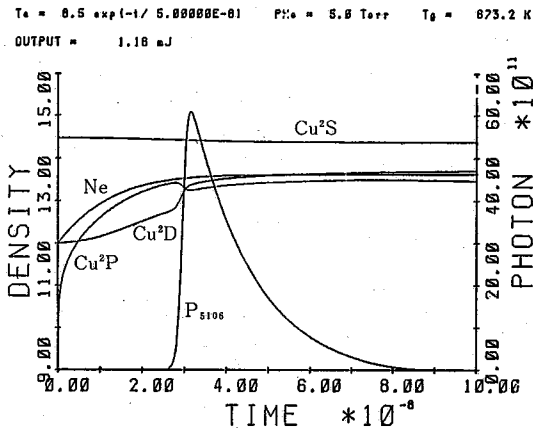


図3 数値モデルの計算例. 密度は log スケールでプロットしてある. $\text{Cu}^2\text{S}_{1/2}$, $^2\text{D}_{5/2}$, Ne の初期値はそれぞれ 3×10^{14} , 10^{12} , 10^{12} cm^{-3} .

遅い, また $X_2 \gg X_3$ のときは, collisional mixing による $^2\text{D}_{5/2}$ から $^2\text{P}_{3/2}$ への遷移も大きく, X_3 の増加を助長し, X_2 の増加を抑える方向に働く. この過程は $X_2 \sim X_3$ になって, $^2\text{D}_{5/2}$ から $^2\text{P}_{3/2}$ への遷移とその逆過程が釣り合うまで, 反転分布の生成に有効に作用する.

放電開始後 20~30 n sec ($T_e \sim 5 \text{ eV}$) でイオン化速度が小さくなり, n_e は定常状態に達する. レーザー発振は $t \sim 20 \text{ n sec}$ 前後で立ち上がり, $t \sim 50 \text{ n sec}$ 程度で終止する. この時点では電子温度も大部低くなって, 基底状態からの励起速度が遅くなること, $^2\text{P}_{3/2}$ 準位から $^2\text{S}_{1/2}$ や $^2\text{D}_{5/2}$ 準位への脱励起の割合が大きくなることなどが原因で, 反転分布が生成されなくなるために, レーザー発振は停止してしまう.

4. レーザー出力のパラメータ依存性

電子温度や銅原子密度の初期値を変えたときの, レーザー出力の変化について, 計算結果を示す.

図4は, $\tau = 50 \text{ nsec}$ のとき, 電子温度の初期値 T_{e0} をパラメータとして, 銅の基底状態密度の初期値とレーザー出力の関係を表示したものである. レーザー出力は $X_1(0)$ に比例して増大する.

図5は, $^2\text{S}_{1/2}$ 準位の初期値を $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ として, 下準位密度 $X_2(0)$ を変化させたときのレーザー出力を示したものである. $X_2(0)$ が 10^{14} cm^{-3} ではレーザー出力は非常に弱くなるが, 10^{12} cm^{-3} 以下では, レーザー出力にほとんど変化がないことが判る. 前に示した図2は $X_2(0) = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の場合であるが, X_2 の増加は緩やかである. 一方初期値がもっと小さい場合は, 増加はより急になり, レーザー光が出始める $t \sim 20 \text{ nsec}$ では, X_2 は初期値によらず, ほぼ一定の値をとる. これはすでに述べ

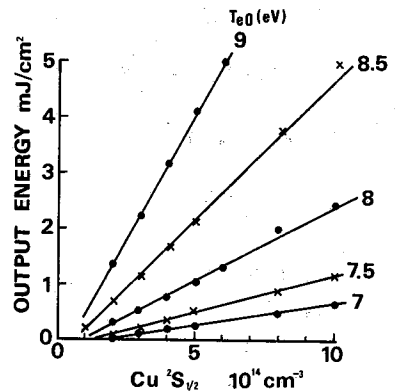


図4 電子温度の初期値をパラメータとして, $\text{Cu}^2\text{S}_{1/2}$ 準位の初期値を変えたときのレーザー出力. 電子温度降下の時定数 τ は 50 n sec.

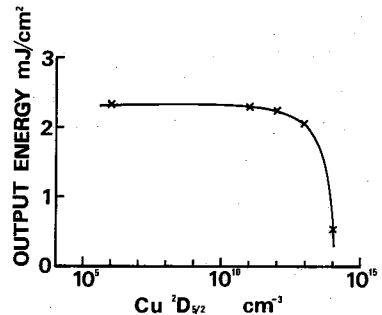


図5 $\text{Cu}^2\text{D}_{5/2}$ 準位の初期値を変えたときのレーザー出力の変化. $\text{Cu}^2\text{S}_{1/2}$ 準位の初期値は $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_{e0} = 9 \text{ eV}$, $\tau = 50 \text{ nsec}$ の場合.

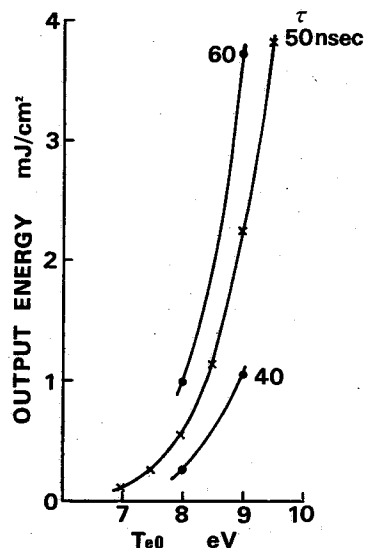


図6 時定数 τ をパラメータとして, 電子温度の初期値を変化させたときのレーザー出力. $\text{Cu}^2\text{S}_{1/2}$, $^2\text{D}_{5/2}$ 準位の初期値は 3×10^{14} , 10^{12} cm^{-3}

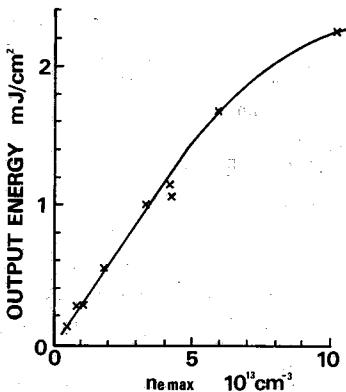


図 7 電子密度の最大値に対するレーザー出力の関係 Cu ²S_{1/2}, ²D_{5/2} 準位の初期値は 3×10^{14} , 10^{12} cm⁻³.

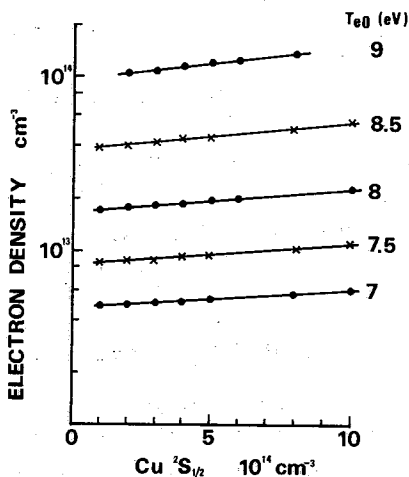


図 8 Cu ²S_{1/2} 準位の初期値と電子密度の最大値との関係パラメータは電子温度の初期値。時定数は $\tau = 50$ nsec.

た collisional mixing の効果によるもので、 $X_2(0)$ が大きいときには ²D_{5/2} から ²P_{3/2} への励起が大きく X_2 の増加を抑えるからである。しかし $X_2(0)$ が大きすぎると、collisional mixing も間に合わず、反転分布の生成は困難になり、レーザー発振は弱くなる。CuCl レーザーでは、double pulse 放電の間隔が短く、²D_{5/2} 準位の緩和が十分でないときがこの場合に当たる。

図 6 は、²S_{1/2} 準位の初期値が 3×10^{14} cm⁻³ のときの、レーザー出力と電子温度の初期値との関係を時定数 τ をパラメータとして表示したものである。T_{e0} が 8~9 eV

のところではレーザー出力は急激に増大する。

図 7 は、図 6 のデータから、電子密度の最大値 n_{max} を横軸としてプロットし直したものである。レーザー出力と n_{max} がおよそ線型の関係にあることが見てとれる。

最後に図 8 は、T_{e0} をパラメータとして、²S_{1/2} 準位の初期値と n_{max} の関係を示したものである。N_{max} は T_{e0} によってほとんど定まってしまう、 $X_1(0)$ にはあまり依存しないことが判る。

5. ま と め

前節の結果をまとめると、レーザー出力 E_o は

$$E_o \propto n_{max} \cdot X_1(0) \tag{8}$$

との関係にあり、 n_{max} は電子温度できまって、 $X_1(0)$ にはあまり依存しない。

²P_{3/2} への励起が主に $k_{31} X_1 n_e$ 項によるものであることから、レーザー出力は $X_1(0)$ と n_{max} の増大に伴って強くなることは明らかであるが、本論文で示された結果は、式(8)の比例関係がパラメータのかなり広い範囲で成り立つことを明らかにした。この関係はまた、レーザー出力が n_{max} を通して間接的にしか電子温度に依存しないことを示している。これは、銅原子に関する反応速度が、T_e ≥ 5eV で飽和してほぼ一定であることによるものと思われる。

(1982 年 10 月 25 日受理)

参 考 文 献

- 1) W.T.Walter, N.Solimene, M.Piltch, and G. Gould : IEEE J. Quantum Electron. QE-2 (1966) 474
- 2) G.G.Petrash : Sov. Phys. Usp. 14 (1972) 747
- 3) 武田実 : 東京大学工学部修士論文, 1982
- 4) M.J. Kushner and F.E.C. Culick : J. Appl. Phys. , 51 (1980) 3020, IEEE J. Quantum Electron. QE-16, (1980)677
- 5) H. Krellmann, E. Siefert, and E. Weiherer : J. Phys. B 8 (1975) 2608
- 6) S. Trajmar, W. Williams, and S.K. Srivastava : J. Phys. B 10(1977)3323
- 7) C.Deutsch : J. Appl. Phys. 44 (1973) 1142
- 8) D. A. Leonard : IEEE J. Quantum Electron. QE - 3 (1967) 380
- 9) M. R. H. Rudge : Rev. Mod. Phys. 40 (1968) 564
- 10) S. J. B. Corrigan : J. Chem. Phys. 43 (1965) 4381
- 11) J.D.Craggs and B. A. Tozer : Proc. Roy. Soc. A 247 (1958) 337