細線ピンチ銅プラズマにおける 反転分布の数値計算

非会員 齋 藤 実 (東京理科大)
正 員 小 越 澄 雄 (東京理科大)

Numerical Simulation on Population Inversion in Exploding Cu-Wire Plasma

Minoru Saitoh, Non-member, Sumio Kogoshi, Member (Science University of Tokyo)

A simulation code for calculating a population inversion in an exploding Cu-wire plasma has been developed. Time variations of the radial distribution of the plasma density and temperature, the current, and the voltage are calculated from the code. The current and voltage wave forms and the temporal population inversion profile are in reasonably good agreement with corresponding experimental results. The dependence of the population inversion on a distance from the center of the plasma and on the charging voltage is shown. The excitation mechanism in the exploding Cu-wire plasma is also discussed.

キーワード：細線ピンチプラズマ，再結合，反転分布，MHD 方程式，レート方程式

1. ま え が き

金属蒸気レーザの励起方法として細線ピンチプラズマを用いることの可能性が示唆された⁽¹⁾⁽²⁾。この方法によって生成されるプラズマは，高エネルギーを有し，比較的長いプラズマ柱を形成できるので，高融点金属蒸気レーザや短波長レーザの発振が期待できる。細線ピンチ法によるレーザ発振の可能性を調べるために，銅細線を用いた実験が行われ，波長 510.6 nm のレーザ発振が観測された⁽²⁾。

本研究の目的は，この細線ピンチ銅蒸気レーザの励起機構を明らかにすること，すなわち再結合励起なのか電子衝突励起なのか，およびレーザ出力増大の指針を得ることである。そのためには，プラズマの密度，温度分布を調べることが必要である。そこで，一次元 3 流体 MHD 方程式と回路方程式と 4 準位レート方程式を用いたシミュレーションプログラムを作成し，電流，電圧，プラズマ密度，温度，反転分布などの数値計算を行った。一次元 3 流体 MHD 方程式のプログラムは，水素プラズマを対象とした Hofmann⁽³⁾，川上⁽⁴⁾らによるピンチプラズマのシミュレーションプログラムを基に各係数などを細線ピンチ銅プラズマ用に変更し，これに平野⁽⁵⁾，辻⁽⁶⁾による論文を参考に，回路方程式を加えて作成した。4 準位レート方程式のプログラムは，Kushner⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾による銅ハライドを用いた銅蒸気レーザ用のモデルを銅単体用に変更して作成した。これら 2 種類のプログラムを結合して，細線ピンチ銅蒸気レーザ用シミュレーションプログラムを作成した。

以下，第 2 章で計算モデルと基礎方程式について述べる。第 3 章で計算結果を報告し，実験結果との比較を行うとともに，レーザの高出力化を検討する。第 4 章で細線ピンチプラズマにおける励起機構について検討し，第 5 章で結論を述べる。

2. 計算モデルと基礎方程式

〈2・1〉 一次元 3 流体 MHD 方程式 細線ピンチプラズマの密度と温度の時間的空間的变化を調べるためには，中性粒子を含めた不完全電離プラズマの電離，再結合過程を考慮する必要がある。再結合過程は 2 体再結合と 3 体再結合の両方を考慮する必要がある。ここでは Hofmann の行った回転磁界ピンチのシミュレーションの方法^{(3)~(6)}を用いて一次元 3 流体 MHD 方程式の数値計算を行った。ただし，細線ピンチのシミュレーションとするために，以下のように仮定した。

- (1) 円筒座標系 (r, θ, z) において， r 方向の変化のみを考慮する ($\partial/\partial\theta = \partial/\partial z = 0$)。
- (2) 銅プラズマは 1 価にだけ電離しているとし，粒子として電子，銅 1 価イオン，中性銅原子を考えている。
- (3) 流体として，電子と銅イオンは流速が等しいとする。
- (4) 軸方向磁界を零とし，磁界は θ 成分のみとする。
- (5) プラズマ密度の初期分布は，直径 1 cm のプラズマ柱内ではガウス分布 (半値幅 1.7 cm，すなわち $r=1$ cm でプラズマ密度が $1/e$ になるとした) であるとし，そ

の外側は十分低い密度とした。初期温度は全空間で1 eVとした。

これらの仮定の下で、以下に示す一次元3流体MHD方程式を数値解析した。

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r N_e v_i) = N_e (-N_e \alpha + N_0 S) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r N_0 v_0) = N_e (N_e \alpha - N_0 S) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial r} \\ = -\lambda(v_i - v_0) + \frac{1}{N_e m_i} \left[-\frac{\partial}{\partial r} \left\{ N_e (T_e + T_i) \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{4}{3} \mu \frac{\partial v_i}{\partial r} + \frac{2\mu v_i}{3r} \right\} + \frac{2\mu v_i}{r^2} - \frac{B}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r} (rB) \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_0}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_0}{\partial r} = \lambda(v_i - v_0) + \frac{1}{N_0 m_i} \left[-\frac{\partial}{\partial r} \left\{ N_0 T_0 \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{4}{3} \mu_N \frac{\partial v_0}{\partial r} + \frac{2\mu_N v_0}{3r} \right\} - \frac{2\mu_N v_0}{r^2} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial t} + v_i \frac{\partial T_e}{\partial r} \\ = -\frac{2}{3} \frac{T_e}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_i) + \frac{2}{3 N_e r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r Q_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right] \\ - \frac{2}{3 N_e} \left[\frac{T_e - T_0}{\tau_{e0}} - \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} \right] \\ + \frac{2}{3 N_e} \eta \left\{ \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r} (rB) \right\}^2 \\ - \frac{2}{3} \left[N_0 S \left(\chi + \frac{2}{3} T_e \right) - N_e \alpha^c \chi \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \\ = -\frac{2}{3} \frac{T_i}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_i) + \frac{2}{3 N_e r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r Q_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right] \\ - \frac{2}{3 N_e} \left[\frac{T_i - T_0}{\tau_{i0}} - \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} \right] + f_i (v_i - v_0)^2 \\ - N_0 S (T_i - T_0) + \frac{2\mu}{3 N_e} \left[\frac{4}{3} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_i) \right\}^2 \right. \\ \left. - 4 \frac{v_i}{r} \left\{ \frac{\partial v_i}{\partial r} \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_0}{\partial t} + v_0 \frac{\partial T_0}{\partial r} \\ = -\frac{2}{3} \frac{T_0}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_0) + \frac{2}{3 N_0 r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r Q_0 \frac{\partial T_0}{\partial r} \right] \\ - \frac{2}{3 N_0} \left[\frac{T_i - T_0}{\tau_{i0}} - \frac{T_e - T_0}{\tau_{e0}} \right] + f_0 (v_i - v_0)^2 \\ + \frac{N_e^2 \alpha}{N_0} (T_i - T_0) \\ + \frac{2\mu_N}{3 N_0} \left[\frac{4}{3} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_0) \right\}^2 - 4 \frac{v_0}{r} \left\{ \frac{\partial v_0}{\partial r} \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (rB) + v_i \frac{\partial}{\partial r} (rB) \\ = - \left(\frac{\partial v_i}{\partial r} - \frac{v_i}{r} \right) rB + \frac{r}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB) \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 N :粒子密度、 v :流速 ($v_i = v_e$)、 T :温度、 B :磁束密度、 λ :摩擦係数、 f :摩擦加熱係数、 Q :熱伝導率、 τ :エネルギー等配分係数、 η :抵抗率、添字 $e, i, 0$:それぞれ電子、イオン、中性粒子に対する量、 μ, μ_N :それぞれイオン、中性粒子の粘性率、 S :電離係数、 α :再結合係数、 α^c :3体再結合係数、 χ :電離エネルギー、 m_i :イオン質量、 μ_0 :真空透磁率

再結合係数 α は、次式で与えられる2体再結合係数 α^R と3体再結合係数 α^c の和 ($\alpha = \alpha^R + \alpha^c$) として与えられる⁽⁷⁾。

$$\alpha^R = 0.325 \times 10^{-12} \left(\frac{1}{T_e} \right)^{0.7} \quad (\text{cm}^3/\text{s}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\alpha^c = 5.099 \times 10^{-12} \left(\frac{1}{T_e} \right)^{4.5} N_e \quad (\text{cm}^3/\text{s}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ただし、(1)~(10)式で温度 T はボルツマン定数 k 倍し、電子の電荷量 e で割った値、すなわち eV の単位で表現している。

電離係数は文献(8)から、その他の各係数については文献(3)~(6)から引用した。数値計算はラグランジュ座標系でCrank-Nicholson差分法を使った。中心から5 cm離れた位置に壁があると仮定し、それをプラズマ境界とした。すなわち、その壁における境界条件として、温度 T は0.2 eV、流速 v は零とした。

〈2・2〉 回路方程式 プラズマとの相互作用を考慮に入れて外部放電回路の回路方程式を解き、プラズマ境界での磁界に対する境界条件を自己無撞着的に与えた。外部放電回路は図1のようにモデル化した。同図の V_c はコンデンサ C の充電電圧、 R_0 は外部回路の抵抗であり、 L_0 は外部回路のインダクタンスとプラズマの外部インダクタンスを合計したものである。 E_c はギャップスイッチにおける電圧降下であり、 $E_c = 400$ Vとした。従って、プラズマの抵抗および内部インダクタンスによる電圧降下を V_p とし、放電電流を I とすると、回路方程式は次式のように表せる⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

$$L_0 \frac{dI}{dt} + R_0 I + E_c + V_p = -V_c \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$V_c = \frac{1}{C} \int_0^t I dt \quad \dots\dots\dots (12)$$

プラズマ柱の長さを l 、境界までの半径を a 、半径 r の

図1 外部放電回路
Fig. 1. External discharge circuit.

点のプラズマの電流密度を j とすると、プラズマ電圧 V_p は次式で与えられる。

$$V_p = l \left(\eta j + \frac{d}{dt} \int_r^a B dr \right) \quad (13)$$

プラズマ電圧 V_p は理論的には r によらない一定値であるが、数値計算では各メッシュ点において 5% 以下のばらつきがある。そこで、境界を除いた各メッシュ点における (13) 式の右辺の値の平均値を V_p とした。

境界における磁界 B_{wall} は放電電流 I より次式で与えられる。

$$B_{\text{wall}} = \frac{\mu_0}{2\pi a} I \quad (14)$$

〈2・3〉 4 準位レート方程式 銅蒸気の反転分布の状態を調べるために、励起状態、レーザ上位準位、レーザ下位準位、基底準位に関する 4 準位レート方程式の数値計算を行った。再結合により高エネルギーの中性粒子が発生すると考えているので、電子-イオン再結合過程を経た中性銅原子は、すべて励起状態に捕獲されると仮定した。Kushner らによるモデル⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ (彼らのモデルは純粋な銅蒸気を扱っていない) を変更して、以下に示す 4 準位レート方程式を得た。

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{Cu}^{**}]}{dt} = & N_e \{ (R_4^e + R_4^c N_e) [\text{Cu}^+] + R_{24} [\text{Cu}_m] \\ & + R_{14} [\text{Cu}] + R_{34} [\text{Cu}^*] - (R_{43}^s + R_{42}^s \\ & + R_4^f) [\text{Cu}^{**}] \} - \left(\frac{1}{\tau_{43}} + \frac{1}{\tau_{42}} + \frac{1}{\tau_{41}} \right) [\text{Cu}^{**}] \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{Cu}^*]}{dt} = & N_e \{ R_{13} [\text{Cu}] + R_{23} [\text{Cu}_m] + R_{43}^s [\text{Cu}^{**}] \\ & - (R_{31}^s + R_{32}^s + R_{34} + R_3^f) [\text{Cu}^*] \} \\ & + \frac{1}{\tau_{43}} [\text{Cu}^{**}] - \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{31}} \right) [\text{Cu}^*] \\ & - RK_{32}^{\text{Cu}} [\text{Cu}] [\text{Cu}^*] \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{Cu}_m]}{dt} = & N_e \{ R_{12} [\text{Cu}] + R_{32}^s [\text{Cu}^*] + R_{42}^s [\text{Cu}^{**}] \\ & - (R_{21}^s + R_{23} + R_{24} + R_2^f) [\text{Cu}_m] \} \\ & + \frac{1}{\tau_{42}} [\text{Cu}^{**}] + \frac{1}{\tau_{32}} [\text{Cu}^*] - \frac{1}{\tau_{21}} [\text{Cu}_m] \\ & - RK_{21}^{\text{Cu}} [\text{Cu}] [\text{Cu}_m] + RK_{32}^{\text{Cu}} [\text{Cu}] [\text{Cu}^*] \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{Cu}]}{dt} = & N_e \{ R_{41}^s [\text{Cu}^{**}] + R_{31}^s [\text{Cu}^*] + R_{21}^s [\text{Cu}_m] \\ & - (R_{14} + R_{13} + R_{12} + R_1^f) [\text{Cu}] \} + \frac{1}{\tau_{41}} [\text{Cu}^{**}] \\ & + \frac{1}{\tau_{31}} [\text{Cu}^*] + \frac{1}{\tau_{21}} [\text{Cu}_m] + RK_{21}^{\text{Cu}} [\text{Cu}] [\text{Cu}_m] \end{aligned} \quad (18)$$

ここで、 $[\text{Cu}^+]$: 1 価の銅イオン密度、 $[\text{Cu}^{**}]$: 励起状態の密度 (状態 4)、 $[\text{Cu}^*]$: レーザ上位準位の密度 (状態 3)、 $[\text{Cu}_m]$: レーザ下位準位の密度 (状態 2)、 $[\text{Cu}]$: 基底準位の密度 (状態 1)、 N_e : 電子密度、 R_{ij} : 準位 i から準位 j への

電子衝突反応速度係数 (上付き添字 S は超弾性衝突を示す)、 R_i^f : 準位 i からの電子衝突電離係数、 R_i^e , R_i^c : それぞれ準位 i への 2 体および 3 体再結合係数、 RK_{ij}^{Cu} : Cu による準位 i から準位 j への衝突脱励起係数、 τ_{ij} : 準位 i から準位 j への放射寿命

以上の各係数については、文献 (7), (8), (10)~(14) より引用した。各準位の初期分布は、励起状態を MHD 方程式の中性粒子密度とし、その他を零とした。

基底準位の密度が十分に大きいとき、レーザ上位準位から基底準位への共鳴遷移に放射閉込め効果があり、これは誘導放射の断面積を著しく大きくする。すなわち、基底準位への Einstein 係数 A_{31} が放射閉込め因子 F によって著しく小さくなる [$A_{31}(\text{trapped}) = F A_{31}(\text{untrapped})$]。

そこで、文献 (9), (14) に従って放射閉込め効果を考慮した。放射閉込め因子 F は基底準位への共鳴遷移に関して Holstein が定式化した方法⁽¹⁵⁾ を使って計算した。(15)~(18) 式で放射寿命 τ_{31} は放射閉込め効果を含んでいる。

3. 計算結果と実験値の比較検討

表 1 は計算に用いた入力パラメータで、文献 (2) の実験装置と同じ値を用いた。実際の実験と同じ回路定数、充電電圧などを与えて数値計算を行い、その結果と実験結果を比較した。

図 2 は充電電圧 24 kV のときの放電電流の時間変化であるが、ほぼ実験結果と一致している。3 μs 以降の実験値からのずれは、実験ではプラズマの乱流状態などのために

表 1 入力パラメータ
Table 1. Input parameters.

充電電圧	V_c	16~34 kV
コンデンサ	C	0.223 μF
外部抵抗	R_0	0.276 Ω
外部インダクタンス	L_0	0.157 μH
プラズマ柱の長さ	l	3.5 cm
初期電離度	ϵ	10~90%

図 2 放電電流波形

Fig. 2. Discharge current waveform.

系の抵抗やインダクタンスが時間的に変化した、計算ではそれらを時間的に一定としたために生じたと思われる。このため、測定された放電電流波形のほうが計算値よりも速く減衰している。実験は、充電電圧 18.4~35.7 kV で行った。その条件下での放電電流の最大値の計算値と実験値を図 3 に示す。放電電流の最大値は充電電圧に比例して大きくなっており、実験結果とよく一致している。

図 4 は電流密度分布の時間変化を示している。図 5 はプラズマ電圧の時間変化で、実験結果とほぼ一致している。放電電流波形と同様に、実験値のほうが計算値よりも速く減衰している。

図 6(a), (b) はそれぞれ電子密度、中性銅原子密度の時間的空間的变化を示す。全銅イオンと全中性銅原子の合計を、実験で用いた直径 30 μm 、長さ 3.5 cm の銅細線に一致させ、初期電離度を $\epsilon=90\%$ として計算した。実験結果と計算結果の比較より初期電離度 ϵ を 90% としたが、 $\epsilon=10\%$ 、30% など変化させて計算してみても、初期を除いて結果に多くの差は現れなかった。電子-イオン再結合過程を経て、電子はただちに減少している。これに対して、中性銅原子はただちに増加するが、その後、空間的に一様になるように膨張している。実験では、レーザー共振器をプ

ラズマ柱の軸（細線の位置）から空間的に 1 cm 下方の位置に設定したので、半径 1 cm 付近の銅蒸気の状態を調べた。

半径 0.5~1.5 cm の間の電子、銅イオン、中性銅原子の密度と温度の平均値をそれぞれ図 7(a), (b) に示す。初期の膨張のために電子密度がやや大きくなり、それよりやや遅れて中性銅原子密度が最大になった。この遅れは膨

図 4 電流密度分布の時間変化
Fig. 4. Time variation of radial distribution of current density.

図 3 放電電流の最大値の充電電圧に対する依存性
Fig. 3. Dependence of maximum values of the discharge current on the charging voltage.

図 5 プラズマ電圧波形
Fig. 5. Plasma voltage waveform.

図 6 (a)電子密度と(b)中性銅原子密度の時間的空間的变化
Fig. 6. Time variation of radial distribution of (a) electron and (b) neutral density.

図 7 半径 0.5~1.5 cm の間の電子, 銅イオン, 中性銅原子の (a) 密度と (b) 温度の平均値
Fig. 7. Mean values of (a) density and (b) temperature of electron, ion, and neutral at the distance between radii of 0.5 and 1.5 cm.

図 8 各準位の密度の時間変化
Fig. 8. Time variation of density of each level.

図 9 反転分布の時間変化
Fig. 9. Time variation of population inversion.

張に伴う電子温度の低下によって再結合が盛んになるために生じたと考えられ, 電子温度が約 1.2 eV のときに銅原子密度が最大になった。銅蒸気の膨張に伴い, 電子は 1.5 eV から 0.5 eV に冷却され, イオン, 中性銅原子も冷却されている。3 体再結合は $N_e - T_e$ 平面において

$$N_e \geq 3.1 \times 10^{13} T_e^{3.75} \dots\dots\dots (19)$$

の領域で可能である⁽¹⁶⁾。すなわち, 高密度で電子温度の低いプラズマ (例えば, $N_e \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ のとき $T_e \approx 1.0 \text{ eV}$ 以下) は 3 体再結合を効率良く起こすことができる。図 7(a), (b) で, 計算された銅プラズマの密度, 温度はともに 3 体再結合が可能となる条件を満たしている。

電子密度, 温度などのパラメータとして MHD 方程式の計算結果を用いて, 4 準位レート方程式の数値計算を行った。計算結果として, 各準位の密度の時間変化を図 8 に示す。レーザー上位準位とレーザー下位準位の差から計算した反転分布の時間変化を図 9 に示す。実験値として, 銅蒸気からの波長 510.6 nm における発光強度が反転分布を表しているとみなし, 最大値で規格化して計算値と比較すると両者はほぼ一致している。20 μs 以降両者に不一致がみられる。計算値では反転分布が存在するが, 実験値では反転

分布が存在しない。これは実験と計算における境界条件が異なるため長時間を経るとその影響が現れてきたため, または, 放電電流波形に影響が現れているように, 計算で用いている一定値の抵抗, インダクタンスが実際の実験では刻々変化しているためと考えている。いずれにしても, レーザ発振に主として関係する 20 μs 以前ではほぼ一致している⁽²⁾。

図 10 は中心から半径 0.5~3.0 cm における反転分布を示している。実験ではレーザー共振器は軸から空間的に 1 cm 下方の位置に設定されたが, 図 10 からより中心に近い位置 (半径 0.5 cm) でより大きな反転分布が得られる可能性があることがわかった。図 11 は充電電圧 16~34 kV に対して, 中心から半径 1 cm での反転分布を示している。同図で充電電圧の増加によって反転分布が小さくなっている。これは以下の理由によるものと考えている。すなわち, 図 3 に示したように充電電圧が高くなると放電電流が大きくなるため, 磁界によるピンチ効果が強くなると考えられる。このため, 細線ピンチプラズマの断熱膨張が妨げられ, プラズマは十分に冷却されないと考えられる。また, 放電電流による加熱効果も悪影響を及ぼした可能性

図 10 反転分布の中心からの距離による依存性
Fig. 10. Dependence of population inversion on the distance from center of the plasma.

図 11 反転分布の充電電圧依存性
Fig. 11. Dependence of population inversion on the charging voltage.

がある。

以上の理由により、反転分布が小さくなると思われる。しかし、文献(2)で行われた実際の実験ではトリガによる細線ピンチの駆動のために最低 18 kV の充電電圧が必要であった。これに対して、図 11 に示したように数値計算では 16 kV の充電電圧でより大きい反転分布が得られているが、これは初期条件として細線が十分にプラズマ化していると仮定したためである。一方、実際の実験において反転分布を得るためには、細線ピンチを駆動でき、かつ細線を十分にプラズマ化できる充電電圧を用いなければならない。従って、細線ピンチプラズマを得ることが可能な最低充電電圧を用いることによって、より大きな反転分布を得ることができると考えられる。

4. 励起機構についての検討

細線ピンチ法によるレーザ発振は再結合レーザの一種であると考えているが、電子衝突励起による反転分布の形成の可能性もある。計算で用いた 4 準位レート方程式は、レーザ上位準位への遷移に対して再結合励起による項と電子

図 12 電子衝突励起を考慮した場合と考慮しない場合の反転分布
Fig. 12. Comparison between population inversion calculated with and without electron impact excitation.

衝突励起による項の両方を含んでいる。細線ピンチプラズマにおける反転分布の形成が再結合励起によって支配されているならば、レート方程式において電子衝突励起の項を落として計算しても、その影響はほとんどないと考えられる。そこで、各レート方程式におけるレーザ上位準位 $[Cu^*]$ への電子衝突励起に関する項、すなわち $R_{13}[Cu]$ と $R_{23}[Cu_m]$ を零として計算した。図 12 で実線は電子衝突励起を考慮した場合の計算結果で、破線は考慮しない場合の計算結果であるが、両者にほとんど差が現れなかった。この結果から、細線ピンチ法においては電子衝突励起は反転分布の形成にほとんど寄与せず、再結合励起が支配的であると考えられる。

5. ま と め

以上の数値計算より次の知見を得た。

- (1) 充電電圧が 18 kV 以上のとき、放電電流は電圧に比例して大きくなる。
- (2) 銅プラズマが再結合し、銅蒸気が膨張して広がっていく様子が計算された。銅プラズマの密度と温度は 3 体再結合の条件を満たしていた。
- (3) MHD 方程式とレート方程式を用いて計算した反転分布の時間変化は実験結果とほぼ一致した。
- (4) 銅プラズマのより中心に近い位置 (半径 0.5 cm) でより大きな反転分布が得られる。
- (5) 細線ピンチを駆動でき、かつ細線を十分にプラズマ化できる最低充電電圧を用いることで、より大きな反転分布を得られる可能性がある。
- (6) 細線ピンチ法によるレーザ発振は再結合励起が支配的である。

今後は、このシミュレーションプログラムで高融点物質のタングステン、モリブデンなどを用いた場合のレーザ発振の可能性や、短波長レーザ発振の可能性を検討していく予定である。
(平成 5 年 11 月 25 日受付)

文 献

- (1) 中村・加納・田島・堀岡・糟谷・石井：電気学会プラズマ研資，EP-91-29 (平3)
- (2) M. Saitoh, M. Tada, R. Hashimoto & S. Kogoshi: *Japan. J. Appl. Phys.*, **32**, 7A, L908 (1993)
- (3) F. Hofmann: Swiss Federal Institute of Technology Report, LRP 46/71 (1971)
- (4) 川上：プラズマ研究所技術報告，IPPJ-DT-23 (昭45)
- (5) 平野・木山・島田・小川：電総研彙報，38, No. 3~5, 156 (昭49)
- (6) 辻：電学論A, **104**, 659 (昭59-11)
- (7) M. A. Biondi: Principles of Laser Plasma, p. 125, edited by G. Bekefi (1976) Wiley-Interscience, New York
- (8) C. Deutsch: *J. Appl. Phys.*, **44**, 1142 (1973)
- (9) M. J. Kushner: *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**, 1555 (1981)
- (10) M. J. Kushner & F. E. C. Culick: *J. Appl. Phys.*, **51**, 3020 (1980)
- (11) D. R. Bates & A. Dalgarno: Atomic and Molecular Processes, edited by D. R. Bates (1962) Academic, New York
- (12) B. L. Borovich & N. I. Yurchenko: *Sov. J. Quantum Electron.*, **14**, 1391 (1984)
- (13) N. M. Nerheim: *J. Appl. Phys.*, **48**, 3244 (1977)
- (14) L. A. Weaver, C. S. Liu & E. W. Suvov: *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10**, 140 (1951)
- (15) T. Holstein: *Phys. Rev.*, **83**, 1159 (1951)
- (16) L. P. Pitaevskii: *Sov. Phys.-JETP*, **15**, 919 (1962)

齋藤 実 (非会員) 1969年6月13日生。1992年3月東京理科大学理工学部電気工学科卒業。現在、同大学大学院理工学研究科電気工学専攻修士課程在学中。レーザー工学の研究に従事。

小越 澄雄 (正員) 1949年4月29日生。1977年3月東京大学大学院博士課程修了。1987年東京理科大学理工学部電気工学科助教授，現在に至る。工学博士。核融合工学の研究に従事。