レーザーピーニングのためのレーザーアブレーション生成プルームのシミュレーション

古河 裕之¹, 部谷 学², 中野 人志³

¹(公財)レーザー技術総合研究所 (〒550-0004 大阪市西区靱本町1-8-4)

²大阪産業大学工学部 (〒574-8530 大阪府大東市中垣内3-1-1)

³近畿大学理工学部 (〒577-8502 大阪府東大阪市小若江3丁目4番1号)

Simulation of Laser Ablation Produced Plumes for Laser Peening

Hiroyuki FURUKAWA,¹ Manabu HEYA,² and Hitoshi NAKANO³

¹Institute for Laser Technology, 1-8-4, Utsubo-honmachi, Nishi-ku, Osaka, 550-0004

²Faculty of Engineering, Osaka Sangyo University, 3-1-1 Nakagaito, Daito-city, Osaka, 574-8530

³Faculty of Science and Engineering, Kinki University, 3-4-1 Kowakae, Higashi-Osaka City, Osaka, 577-8502

(Received February 20, 2014)

We developed an Integrated Simulation code for Laser Ablation Peening (ISLAP) to estimate the plume pressures produced by laser ablation in a water confinement regime, and to calculate the stress and strain formations in solid metals. Since controlling laser-ablation-produced-plumes is essential in laser peening, laser ablation phenomena must be studied in a water confinement regime by computer simulations. In ISLAP, the phase transitions from solid to liquid and from liquid to gas are modeled by the improved Anisimov formula. We evaluated the formation of stress and strain in solid metals by solving hydrodynamics equations, the strain-displacement relation, and the stress-strain relation. The input physical parameters are the laser peak intensity, the laser pulse duration, the laser wavelength, the temporal pulse shape, the material type, and the type of confinement material (vacuum, air, water, or glass). Using ISLAP, we can estimate the pressures of the plumes, the stress and the strain in solid metals, the plume lengths, and the ratio between the thermal energy and the internal energy of the plumes.

Key Words: Simulation, Laser ablation, Laser peening, Plumes

1. はじめに

レーザーピーニングとは、Fig. 1に示すように、レーザーアブレーション誘起衝撃波によって金属を塑性変形させ、圧縮残留応力を付与し、金属部品の高強度化、長寿命化を実現できる技術である。既に、宇宙航空産業、原子力産業に実用化されている。また、非接触でかつ局所的に表面処理でき、プロセスの再現性が高く、装置が小型で可搬性に優れているため、精密部品(複雑形状、小型、薄板)への応用が期待されている。

レーザーピーニングを用いて金属材料表面に処理を施す場合、各種材料にあったレーザー条件(レーザー強度、パルス幅、レーザー波長、パルス時間波形等)で処理する必要がある。適切な衝撃波圧力を発生させ、金属材料の降伏応力を超えた領域で塑性変形を起こさせる。

レーザーピーニングにおけるレーザー条件の最適化のためには、レーザーと金属材料、及びプルームの相互作用を正確にシミュレーションし、アブレーション生成プルームの圧力、固体中の弾性波、塑性波、熱による圧力

の生成伝搬、固体中の残留応力等を詳細に評価する必要がある。

レーザーピーニングのシミュレーションとしては、ABAQUS¹⁾を用いた応力解析が殆どである²⁾。プルームの圧力は、外部からの境界条件として与えられる。レーザーと物質の相互作用は考慮されていない。

Fig. 1 Schematic diagram of laser peening.

2. 研究の背景及び本研究の新規性

レーザーの時間波形が矩形波である等、一定の条件を満たす場合には、Fabbroモデルを用いてプルームの圧力を解析的に求めることができる³⁾。文献4では、レーザーの波長を1064 nmとし、レーザーの照射強度を変え、10 μm 厚さのアルミニウム薄膜の裏面の圧力の最大値を測定している。文献4のFig. 8にその結果がまとめられている。アルミニウム薄膜の裏面の圧力の最大値と、Fabbroモデル中の α パラメーター(プルーム中の内部エネルギーが熱エネルギーに変わる割合)を0.2として得られた圧力値の比較が行われている。実験値とFabbroモデルによる値は、良く一致している。

Ocana等の研究により、固体内に発生する熱が応力の発生及び伝搬に影響を与える、ことが示唆された⁵⁾。Ocana等のシミュレーションにおいては、レーザーと物質の相互作用はHYDRAで求め、その結果をLSPSIMに入力する。LSPSIMで、プラズマが材料に与える圧力をFabbroモデルをベースにした理論モデルにより計算する。ABAQUSをベースにした応力解析コードHARDSHOCKで、応力を計算する。Ocana等の研究では、レーザーと物質の相互作用計算において、固体から液体、液体から中性気体、中性気体から部分電離プラズマへの相変化は含まれていない。レーザーピーニングにおけるプルームの圧力の評価、固体中の弾性波、塑性波、熱による圧力の生成伝搬等に関して、相変化の効果は重要と考えられる。

本研究で開発したシミュレーションコードの新規性を述べる。

- 1) レーザーと固体金属、及びプルームの相互作用、固体から液体、液体から中性気体、中性気体から部分電離プラズマへの相変化の効果を取り入れた1次元のレーザーピーニング統合シミュレーションコードを開発した^{6,7)}。
- 2) レーザー照射から固体内部の応力分布の評価まで、統合的に計算できる。塑性応力も計算できる。
- 3) 真空中、大気中でレーザーを照射する場合のみでなく、水中又はガラス中の計算も可能である。

本研究では、まずレーザーの時間波形を矩形波とし、シミュレーションを行い、融解熱及び気化熱等の影響のため、レーザー強度が低くなるとシミュレーション結果の方がFabbroモデルより少し圧力が低くなるが、比較的良好一致を示していることを確認した。次に、レーザーの時間波形をガウシアンとし、シミュレーションを行い、矩形波の場合と比べ圧力値が小さくなることを見出した。そして、シミュレーションにより塑性応力を評価し、塑性応力の空間分布の時間発展が、固体内部の圧力分布の時間発展に大きく影響されることを見出した。

3. 開発した統合シミュレーションコード^{6,7)}

3.1 統合シミュレーションコードの概要

Fig. 2は、開発した統合シミュレーションコード

(Integrated Simulation code for Laser Ablation Peening, ISLAP)のフローチャートである^{6,7)}。原子モデルコードを用いて、原子のエネルギー準位、ポピュレーション、電離度等のデータを様々な温度及び密度で求める。そのデータを状態方程式コードに入力し、圧力、比熱等を求める。原子のエネルギー準位、ポピュレーション、電離度等のデータをスペクトルコードに入力し、X線の放射係数、吸収係数等を求める。圧力、比熱、X線の放射係数、吸収係数等のデータをテーブル化し、レーザーと固体金属、及びプルームの相互作用、流体運動等を計算するLaser Ablation Peening COde(LAPCO)に入力し、固体金属の温度上昇、固体中の応力分布、相変化、流体運動、放射輸送等を評価する。Fig. 3は、LAPCOのフローチャートである。

開発した統合シミュレーションコード(ISLAP)に関して、シミュレーションのプロセスに沿って説明する。

- (1) 計算の対象となる金属に関して、原子モデルコードを用いて、電離度、ポピュレーション、エネルギー準位等を求める。このデータは、入力したレーザーエネルギーの内、励起、電離に使われるエネルギーの割合の評価や、中性気体から部分電離プラズマへの相変化を記述する際に、極めて重要となる。
- (2) 電離度、ポピュレーション、エネルギー準位等のデータを状態方程式コードに入力し、圧力、比熱等を求める。これは、プルームの圧力の評価、熱エネルギーの評価にそのまま反映される。
- (3) 電離度、ポピュレーション、エネルギー準位等のデータをスペクトルコードに入力し、X線の放射係数、吸収係数を求める。

Fig. 2 Flow chart of ISLAP.

Fig. 3 Flow chart of LAPCO.

Fig. 4 Geometry on this simulation code.

- (4) (1)–(3)で求めた「電離度、圧力、比熱、X線の放射係数、吸収係数」のデータを「LAPCO」に取り込み、レーザーのパラメーター、金属の厚み、初期温度、閉じ込め物質の種類及び厚み、初期温度等を入力し、流体シミュレーションを開始する。入力可能なレーザーパラメーターは次の通りである。ピーク強度、パルス幅、波長、パルス時間波形。パルス時間波形は、ソースコードを書き換えることにより、任意の関数式の時間波形に対応可能である。
- (5) LAPCOに含まれている主な物理を、次に記す。
自由電子の逆制動放射、共鳴吸収、束縛電子によるレーザーの吸収⁸⁾；固体、液体、中性気体、部分電離プラズマへの相変化^{6,7,9)}；電子、イオンの熱伝導、および、電子–イオン間のエネルギー緩和；固体中の弾性波、塑性波の伝搬、応力生成；金属材料から閉じ込め材料への熱伝達；X線放射輸送過程。

Fig. 4は、本シミュレーションコードにおける geometry である。z 軸の負から正に向かってレーザーが照射され、物質はz軸の正から負に向かって噴き出す。本シミュレーションコードでは、物質の相構造は、基本的(定常的)には、右から固体、固体と液体の混合領域、液体、液体と気体の混合領域、気体(部分電離プラズマ)と連続的に分布していると仮定している。閉じ込め媒質中では、レーザーは吸収されない、と仮定している。

3.2 相変化のモデリング(improved Anisimov formula)^{6,7,9)}

「固体と液体の混合領域」と「液体」の境界 $Z_m(t)$ 、「液体と気体の混合領域」と「気体(部分電離プラズマ)」の境界 $Z_v(t)$ を定義し、運動方程式と境界条件と初期条件を立て、エネルギー方程式等と連立させて解く。固体の温度が上昇し融点に達した後に、エネルギーを加えても温度が変わらない領域のことを、「固体と液体の混合領域」と言う。同様に、液体の温度が上昇し沸点に達した後に、エネルギーを加えても温度が変わらない領域のことを「液体と気体の混合領域」と言う。

「固体と液体の混合領域」と「液体」の境界 $Z_m(t)$ の運動方程式は、次式で表わされる。

$$\frac{\partial Z_m(t)}{\partial t} = \sqrt{\frac{k_B T_m(t)}{m_i}} c_v \frac{T_m(t) - T_{melt}}{L_m} \quad (1)$$

ここで、 k_B はボルツマン定数、 m_i は1粒子の質量、 c_v は比熱、 L_m は単位質量あたりの融解熱、 T_{melt} は融点である。 $z = Z_m(t)$ における温度 $T_m(t)$ は、以下の境界条件を満たす。

$$\left. \frac{\kappa}{\rho} \frac{\partial T_i(t)}{\partial t} \right|_{z=Z_m(t)} = L_m \frac{\partial Z_m(t)}{\partial t} \quad (2)$$

ここで、 $T_i(z, t)$ はある空間ある時刻での温度、 κ は固体金属の熱伝導率、 ρ は質量密度である。

初期条件は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial Z_m(t)}{\partial t} = Z_m(t) = 0 \quad (3)$$

初期に、固体金属と閉じ込め媒質は、 $z=0$ で接している。

「液体と気体の混合領域」と「気体(部分電離プラズマ)」の境界 $Z_v(t)$ の運動方程式は、次式で表わされる。

$$\frac{\partial Z_v(t)}{\partial t} = \sqrt{\frac{k_B T_v(t)}{m_i}} \exp \left[-\frac{m_i L_v}{k_B T_v(t)} \right] \quad (4)$$

ここで、 L_v は単位質量あたりの気化熱である。 $z = Z_v(t)$ における温度 $T_v(t)$ は、以下の境界条件を満たす。

$$\left. \frac{\kappa}{\rho} \frac{\partial T_i(t)}{\partial t} \right|_{z=Z_v(t)} = L_v \frac{\partial Z_v(t)}{\partial t} \quad (5)$$

初期条件は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial Z_v(t)}{\partial t} = Z_v(t) = 0 \quad (6)$$

3.3 応力計算のモデリング¹⁰⁾

変位量 u_z と弾性歪 ε_z^e の関係は、次式で表される¹⁰⁾。

$$\varepsilon_z^e(z, t) = \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial z} \quad (7)$$

弾性応力 σ_z^e と弾性歪 ε_z^e の関係は次式で与えられる¹⁰⁾。

$$\sigma_z^e(z, t) = (\lambda + 2\mu) \varepsilon_z^e(z, t) \quad (8)$$

ここで λ 、 μ はラメ定数であり、ヤング率 E 、ポアソン比 ν を用いて、次のように表される¹⁰⁾。

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (9)$$

(7)式の両辺を時間微分することにより、弾性歪 ε_z^e と固体内部の場の速度 v_z が関係づけられる¹⁰⁾。

$$\frac{\partial \varepsilon_z^e(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial v_z(z, t)}{\partial z} \quad (10)$$

場の速度 v_z は、次の運動方程式を解いて得られる。

$$\begin{aligned} \rho(z, t) \left[\frac{\partial v_z(z, t)}{\partial t} + v \frac{\partial v_z(z, t)}{\partial z} \right] \\ = \frac{\partial}{\partial z} [\sigma_z^e(z, t) + \sigma_z^p(z, t) - P(z, t)] \end{aligned} \quad (11)$$

ここで P は圧力であり、状態方程式から得られる⁶⁾。

ここで、塑性応力について考察する。せん断応力は無視する。 x 、 y 方向の全歪を0とし、塑性歪の非圧縮性より、以下の関係式が得られる¹⁰⁾。

$$\varepsilon_x = \varepsilon_x^e - \varepsilon_z^p / 2 = 0 \quad (12)$$

$$\varepsilon_y = \varepsilon_y^e - \varepsilon_y^p / 2 = 0 \quad (13)$$

$$\varepsilon_z = \varepsilon_z^e + \varepsilon_z^p \quad (14)$$

$$\sigma_x = \lambda e + 2\mu \varepsilon_x^e = \lambda e + \mu \varepsilon_z^p \quad (15)$$

$$\sigma_y = \lambda e + 2\mu \varepsilon_y^e = \lambda e + \mu \varepsilon_z^p \quad (16)$$

$$\sigma_z = \lambda e + 2\mu \varepsilon_z^e = (\lambda + 2\mu) \varepsilon_z^e + \lambda \varepsilon_z^p \quad (17)$$

$$e = \varepsilon_x^e + \varepsilon_y^e + \varepsilon_z^e = \varepsilon_z^e + \varepsilon_z^p \quad (18)$$

塑性歪の増分と応力の関係より、次式が得られる¹⁰⁾.

$$d\varepsilon_z^p = \frac{2}{3} d\lambda \left[\sigma_z - \frac{1}{2} (\sigma_x + \sigma_y) \right] = \frac{2}{3} \mu d\lambda (2\varepsilon_z^e - \varepsilon_z^p) \quad (19)$$

ここで、 $d\lambda$ は非負のスカラーファクターである.

Von Misesの降伏条件は、以下のように書ける¹⁰⁾.

$$\sigma_0 \leq \sigma_{eq} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 \right]^{1/2} \quad (20)$$

$$= \mu |2\varepsilon_z^e - \varepsilon_z^p|$$

ここで、 σ_0 は降伏応力である.

3.4 エネルギー方程式

「固体と液体の混合領域」及び「固体領域」では、1温度を仮定し以下のエネルギー方程式を用いた.

$$\rho c_v \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + v_z \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) = -\frac{\partial q}{\partial z} + (\sigma_z^e + \sigma_z^p - P_i^{th} - P_{nv}) \frac{\partial v_z}{\partial z} + Q_L + Q_x \quad (21)$$

$$P_i^{th} = T_i \left. \frac{\partial P_i}{\partial T_i} \right|_{\rho=const} \quad (22)$$

ここで、 Q_L はレーザーの吸収による発熱量、 Q_x は自発光のX線の吸収による発熱量、 P_{nv} は数値粘性による圧力である。 q は熱流束であり、固体金属、固体と液体の混合領域、液体中、及び液体と気体の混合領域では次式で定義した.

$$q = -\kappa \frac{\partial T_i}{\partial z} \quad (23)$$

液体領域では、エネルギー方程式は、(21)式で応力を0とした物を用いた.

気体(部分電離プラズマ)領域で、電離度 Z^* の値が $Z^*_{crit} = 0.1$ より大きい領域では、2温度モデルを採用している^{6,7)}.

$$\rho c_v^i \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + v_z \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) = -\frac{\partial q_i}{\partial z} - (P_i^{th} + P_{nv}) \frac{\partial v_z}{\partial z} + \gamma (T_e - T_i) \quad (24)$$

$$\rho c_v^e \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + v_z \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) = -\frac{\partial q_e}{\partial z} - P_e^{th} \frac{\partial v_z}{\partial z} - \gamma (T_e - T_i) + Q_L + Q_x \quad (25)$$

$$P_e^{th} = T_e \left. \frac{\partial P_e}{\partial T_e} \right|_{\rho=const} \quad (26)$$

ここで、 γ は電子-イオン緩和定数、 c_v^e は電子の比熱、 c_v^i はイオンの比熱、 q_e は電子の熱流束、 q_i はイオンの熱流束である^{6,7)}.

気体(部分電離プラズマ)領域で、電離度 Z^* の値が $Z^*_{crit} = 0.1$ より小さい領域では、 $T_e = T_i$ とし、1温度とし、次式を用いた.

$$\rho (c_v^e + c_v^i) \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + v_z \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) = -\frac{\partial (q_e + q_i)}{\partial z} - (P_e^{th} + P_i^{th} + P_{nv}) \frac{\partial v_z}{\partial z} + Q_L + Q_x \quad (27)$$

4. Fabbroモデル³⁾

Fabbroモデルについて考察する. Fig. 5は、Fabbroモデルの概念図である³⁾. 時刻 t において、内部エネルギー $E_i(t)$ 、圧力 $P_i(t)$ 、長さ $L(t)$ のブルームに、強度 $I(t)$ のレーザーが時間 dt の間照射された後、内部エネルギー $E_i(t+dt)$ 、圧力 $P_i(t+dt)$ 、長さ $L(t+dt)$ のブルームに変わるとしている. Fabbroモデルでは各々の時刻において、ブルーム中の圧力と内部エネルギーは、空間分布を持たない、と仮定されている³⁾. よって、Fabbroモデルで求めた圧力は、シミュレーションで得られる圧力の空間平均値に相当する、と考えられる.

Fabbroモデルにおいて、状態方程式を理想気体のものと同じとすると、レーザーの照射強度 $I(t)$ と圧力 $P(t)$ とブルームの長さ $L(t)$ は、式(28)で関係付けられる³⁾.

$$I(t) = \left(1 + \frac{3}{2\alpha} \right) P(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{3}{2\alpha} L(t) \frac{dP(t)}{dt} \quad (28)$$

ここで α は、ブルーム中の内部エネルギーが熱エネルギーに変わる割合であり、Fabbroのモデル内では決められないパラメーターである.

媒質中での衝撃インピーダンスが一定であるとする

Fig. 5 Schematic diagram of Fabbro's model.

と、圧力 $P(t)$ とプルームの長さ $L(t)$ は、式(29)で関係付けられる³⁾。

$$\frac{dL(t)}{dt} = \frac{2}{Z} P(t), \quad \frac{2}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \quad (29)$$

ここで、 Z_1 , Z_2 はそれぞれの媒質中での衝撃インピーダンスであり、媒質の質量密度 ρ_i と衝撃波速度 u_i を用いて、以下のように表される。

$$Z_i = \rho_i u_i \quad (30)$$

レーザー強度 I を時間によらず一定とし、(28)式において圧力の時間微分の項を無視し、初期のプルームの長さを0とすると、(28)式と(29)式から、圧力 P とプルームの長さ $L(t)$ は以下のように求められる。

$$P = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+3}} \sqrt{Z} \sqrt{I} \quad (31)$$

$$L(t) = t \frac{2}{\sqrt{Z}} \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+3}} \sqrt{I} \quad (32)$$

文献4の結果との比較のため、水中でアルミニウムに、時間波形が矩形波、パルス幅10 nsのレーザーを照射した場合を例にとる。水の質量密度1.0 g/cm³、衝撃波速度(音速)148290 cm/s、アルミニウムの質量密度2.7 g/cm³、衝撃波速度(音速)642000 cm/s、を用いると、 $Z = 0.2732 \times 10^6$ g/cm²/sとなる。 $\alpha = 0.2$ を仮定し、上記値を(31)式と(32)式に代入すると、 $I = 10$ GW/cm²の場合、 $P = 4.009$ GPa, $L(10 \text{ ns}) = 29.34 \mu\text{m}$ となる。 $I = 2.5$ GW/cm²の場合、 $P = 2.005$ GPa, $L(10 \text{ ns}) = 14.67 \mu\text{m}$ となる。

レーザー照射終了後にプルームが断熱膨張すると仮定すると、レーザー照射終了後の圧力とレーザー照射終了後のプルームの長さは、下記ようになる³⁾。

$$P(t) = P(\tau) \left[\frac{L(\tau)}{L(t)} \right]^\gamma \quad (33)$$

$$L(t) = L(\tau) \left[1 + (\gamma + 1) \frac{t - \tau}{\tau} \right]^{1/(\gamma+1)} \quad (34)$$

ここで、 τ はパルス幅、 γ は比熱比であり5/3とした。

5. レーザーアブレーション生成プルームの評価

レーザーの強度10 GW/cm²、波長1064 nm、パルス幅10 ns、時間波形は矩形波とし、シミュレーションを行った。Fig. 6は、シミュレーションで求めた、10 ns時のプルームの圧力の空間分布である。横軸は初期の固体表面からの位置である。 $z=0$ は初期の固体表面である。初期($t=0$)とは、レーザー照射が開始された時刻の事である。初期の固体アルミニウムの厚さは2 mm、水の厚さは100 mmである。アルミニウムの裏面に1000 mm (1 m)の余白領域を設定した。理由は6章で述べる。計算領域は、-100 mmから1002 mmまでである。固体ア

Fig. 6 Spatial distribution of pressure in a plume at the time = 10 ns.

ルミニウムと水の初期温度は300 Kである。プルームの先端近傍では急激に圧力が低下している。熔融したため固体表面が最初の位置から正に移動している。プルームの先端は次のように定義した。任意の時刻で $z = Z_m(t)$ の位置から負の方向に向けて圧力を求め、最大圧力値の1/100となる位置をプルームの先端位置 $Z_p(t)$ とした。

シミュレーションで、プルーム中の圧力の空間平均値の時間変化を求めた。レーザーの強度10 GW/cm²、波長1064 nm、パルス幅10 ns、時間波形は矩形波である。結果をFig. 7に示す。シミュレーションにより得られた圧力の最大値は、(31)式で求められる4.009 GPaと良い一致を示している。レーザー照射終了後のプルーム中の圧力の空間平均値の時間変化も、(33)式で得られる圧力変化とよく一致している。図中のFabbroは、(31)式と(33)式で求めた圧力値を示している。プルーム中の圧力の空間平均値は、次式で定義した。

$$P_{ave}(t) = \frac{\int_{Z_p(t)}^{Z_m(t)} P(z, t) dz}{Z_m(t) - Z_p(t)} \quad (35)$$

Fig. 8は、シミュレーション、(32)式及び(34)式で求めたプルームの長さである。レーザー強度10 GW/cm²、波長1064 nm、パルス幅10 ns、時間波形は矩形波である。図中のFabbroは、(32)式及び(34)式で求めたプルーム長を指す。15 ns程度までは両者はよく一致している

Fig. 7 Time evolutions of averaged pressure in a plume obtained by simulation and by Eqs. (31) and (33).

Fig. 8 Time evolutions of lengths of plumes obtained by simulation and by Eqs. (32) and (34).

Fig. 9 Spatial distribution of pressure at the time = 100 ns.

Fig. 10 Time evolution of α obtained by simulation.

が、それ以降はシミュレーションの方がプルーム長が長い。この理由を次に示す。Fabbroモデルでは、断熱膨張する際にも空間的には圧力分布は均一(一定)としている。シミュレーションでは、Fig. 9とFig. 6を比較すると、100 ns時には10 ns時よりもプルームの先端近傍での圧力の低下が緩やかになっている。そのため、15 ns程度以降ではシミュレーションの方がプルーム長が長くなっている、と考えられる。

シミュレーションで求めた、プルーム中の内部エネルギーが熱エネルギーに変わる割合 α の時間発展をFig. 10に示す。1 ns程度以下の時間で、 α は時間に対して急激に増加している。その後、 α は時間に対して $\alpha = 0.22$ 程度を中心に振動している。

Fig. 11 Time evolution of averaged pressure in a plume for the case of gaussian pulse obtained by simulation.

Fig. 12 Maximum values of averaged pressures in a plume as a function of laser intensity obtained by simulation and by Eq. (31).

レーザーの時間波形をガウシアンとし、波長1064 nm、パルス幅10 ns、強度を10 GW/cm²とした場合の、プルーム中の圧力の空間平均値の時間変化をFig. 11に示す。矩形波(Fig. 7)の場合と比べ、最大値が減少し、圧力が最大になる時間が、レーザーピーク時より7 ns程度遅れている。レーザー照射終了後も0.6 GPa程度以上の圧力を維持している。

レーザーの時間波形は矩形波とし、レーザー強度を2.5 GW/cm²、5 GW/cm²、10 GW/cm²とした場合の、プルーム中の圧力の空間平均値の最大値をFig. 12に示す。強度が低くなると、融解熱及び気化熱等の影響が大きくなり、シミュレーション結果はFabbroモデルより少し圧力が低くなるが、比較的良好な一致を示している。

6. 塑性応力の評価

アルミニウムのラメ定数、熱拡散係数から求められる、弾性波、塑性波、熱波が2 mm厚さを伝搬する時間は、それぞれ、307 ns、366 ns、40.0 msである。固体中の熱の伝搬にかかる時間が、他の2つに比べて桁違いに長いことが分かる。40.0 ms間に、弾性波は約 2.6×10^7 mm(2.6×10^4 m)進む。弾性波、塑性波の境界からの反射による影響を完全に抑えるためには、計算上の余白領域が 2.6×10^4 m必要になるが、現実的ではな

Fig. 13 Time evolution of plastic stress distributions in the solid metal, (a) from 0.1 μ s to 0.366 μ s, (b) from 0.366 μ s to 10 μ s, (c) from 10 μ s to 80 μ s.

Fig. 14 Time evolution of pressure distributions in the solid metal, (a) from 0.1 μ s to 0.366 μ s, (b) from 0.366 μ s to 10 μ s, (c) from 10 μ s to 80 μ s.

い、本シミュレーションでは、2 mm厚さのアルミニウムの裏面(レーザー照射面の反対側)に1000 mm(1 m)の余白領域を設定した。水の厚みは、100 mmとした。本シミュレーションでは、余白領域での弾性波の伝搬等を考慮して、シミュレーション時間を80 μ sまでとした。

応力生成における固体内部の圧力分布の影響を評価する。(11)式の両辺を z で微分し、左辺において2次の微小量を無視し、密度の空間変化は小さいとすると、以下のようになる。

$$\begin{aligned} \rho(z,t) \frac{\partial \varepsilon_z^e(z,t)}{\partial t} \\ = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 \varepsilon_z^e(z,t)}{\partial z^2} + \lambda \frac{\partial^2 \varepsilon_z^p(z,t)}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (36)$$

上記のように、弾性歪は圧力や塑性歪の2階の空間微分をソース項とした拡散方程式でも記述出来る。塑性波が2 mm厚さを伝搬する時間366 ns程度までは、プルーム圧力を外部圧力として誘起される弾性波と塑性波の伝搬により、塑性応力が生成される。366 ns程度より十分長い時間になると、熱の伝搬による圧力の伝搬の効果が大きくなる。

レーザーの強度10 GW/cm²、波長1064 nm、パルス幅10 ns、時間波形は矩形波とし、シミュレーションを行った。シミュレーションにより得られた、塑性応力分布の時間発展をFig. 13に示す。(a)は0.1 μ sから0.366 μ s(塑性波が2 mm伝搬する時間)まで、(b)は0.366 μ sから

10 μ sまで、(c)は10 μ sから80 μ sまでである。(a)では、塑性波の伝搬に伴い塑性応力が固体の奥まで伝搬していることが分かる。(b)では時間経過に伴い圧縮塑性応力が大きくなっているが、(c)では時間経過に伴い圧縮塑性応力が小さくなっており、固体表面近傍では引張塑性応力が生成されている。

Fig. 13に示された塑性応力分布の時間発展の傾向は、固体内部の熱による圧力分布の時間発展と比較することにより、説明できる。Fig. 14は、固体内部の圧力分布の時間発展である。(a)では、殆ど圧力が内部に進展しておらず、塑性波の伝搬に伴う塑性応力の生成が見られる。(b)では、熱による圧力が固体内部に進展し、熱衝撃波の前面にあたる場所の塑性応力が大きくなっている。(c)では、熱による圧力分布がなだらかになっており、衝撃波が崩れている。熱による圧力が高いところは、歪が正となるところなので、引張塑性応力が生成される。

Fig. 14の(c)において、熱による圧力が時間とともに大きくなっていることに関しては、プルームからの電子熱伝導で説明できる。Fig. 15にプルームの電子温度分布の時間発展を示す。 $z=0$ は初期の固体表面の位置であるが、溶融、及び気化(アブレーション)により、固体表面の位置が正の向きに移動している。固体表面近傍の温度分布を表示するために、表示する横軸の範囲を-0.2 mmから0.05 mmまでとした。本統合シミュレーションでは、プルーム中のエネルギー方程式と固体内の

Fig. 15 Time evolution of electron temperature distributions in the plume.

エネルギー方程式とプルームと固体のエネルギーのやり取りを、1つの時間ステップの中で一括して計算している。

7. 結 言

本研究において、固体から液体、液体から中性気体、中性気体から部分電離プラズマへの相変化の効果を取り入れたレーザーピーニング統合シミュレーションコード (ISLAP) を開発した。比較のために、Fabbroモデルについて、水中レーザーピーニングの場合の圧力とプルームの長さの解を導出した。

水中レーザーピーニングのシミュレーションを行い、プルームの圧力の空間平均値の時間発展について、パルス波形依存性を評価した。シミュレーションにより、レーザー照射強度の関数として、プルームの圧力の空間平均の最大値を求めた。 $\alpha = 0.2$ と仮定してFabbroモデルにより得られた結果とシミュレーション結果を比較する

と、融解熱及び気化熱等の影響のため、レーザー強度が低くなるとシミュレーション結果の方がFabbroモデルより少し圧力が低くなるが、比較的良い一致を示した。

塑性応力の計算のモデリングを行い、レーザー照射から塑性応力生成まで統合シミュレーションを行った。塑性応力の空間分布の時間発展が、固体内部の圧力分布の時間発展に大きく影響されることを見出した。

謝 辞

伊藤 良祐氏においては、近畿大学理工学部在学時に、有益な議論を行った。ここに謝意を表す。また、本研究の一部は、公益財団法人天田財団の平成22年度一般研究開発助成 (AF-2010210) により実施したものであり、ここに深い感謝の意を表す。

参考文献

- 1) ABAQUS (1996), Users' Manual, Version 5.5. Hibbitt, Karlsson & Sorensen.
- 2) W. Braisted, and R. Brockman: International Journal of Fatigue **21** (1999) 719.
- 3) R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, P. Peyre, D. Devaux, and J. Virmont: J. Appl. Phys. **68** (1990) 775.
- 4) P. Peyre, L. Berthe, R. Fabbro, and A. Sollier: J. Phys. D: Appl. Phys. **33** (2000) 498.
- 5) Ocaña, J. L. *et al.*: International Symposium on High Power Laser Ablation 2010, C.R. Phipps, Ed. AIP Conference Proceedings, Vol. **1278** (2010) 902.
- 6) 古河 裕之: レーザー研究 **36** (2008) 742.
- 7) 古河 裕之, 藤田 和久, 森谷 信一: プラズマ核融合学会誌 **87** (2011) 642.
- 8) M. V. Allmen and A. Blatter: Laser-Beam Interactions with Materials, Springer, 1995.
- 9) S. I. Anisimov and B. S. Luk'yanchuk: Physics-Uspekhi, **45** (2002) 293.
- 10) K. Ding, and L. Ye: 'Laser shock peening Performance and process simulation', CRC Press (2006).