

## 対向する2つの超音速噴流に衝撃波が与える影響

福岡 寛, 萩原 宏規\*

## The effect of shock wave on opposed unsteady supersonic jets

Hiroshi FUKUOKA, Hiroki HAGIHARA

Effects of shock wave on the expansion and temperature of the plume is important for formation of hybrid nanoparticles during the double pulsed laser ablation. In the present paper, the unsteady behaviour of a flow driven by the double jet suddenly injected into flow field is investigated numerically by solving the axisymmetric two-dimensional compressible Euler equations. This is an alternative model to simulate Si and Ge double pulsed laser ablation processes. The expansion dynamics and the temperature when the shock wave passed through the jet are discussed. The Mach disk appears by the injection of the Si and/or Ge jet. Mach disk and/or the shock wave increases the temperature of the jet and the temperature reaches maximum value when the shock wave and the Mach disk interact. The maximum temperature is roughly determined by the delay time between two jets.

## 1. 緒言

ターゲットの固体表面に高出力のレーザを集光照射することで、プラームと呼ばれる固体の構成元素が固体表面から爆発的に放出される。この現象をレーザアブレーション (LA: Laser Ablation) という<sup>(1)</sup>。レーザアブレーションでは、固体表面の瞬間的な蒸気化にともなう雰囲気ガスの圧縮により衝撃波が発生する。

レーザアブレーションの代表的な応用例にパルスレーザアブレーション (PLA: Pulsed Laser Ablation) がある。PLA は高品質な薄膜を生成するための代表的な手法の一つである<sup>(2)-(4)</sup>。この手法では、レーザアブレーションにより発生したプラームを堆積基板に照射することで、ナノ結晶薄膜を堆積させることができる。プラームを基板に照射し、薄膜を堆積させる過程で衝撃波はプラームに干渉する。衝撃波には流れのある点を通じた際に、その点の圧力、密度および温度を上昇させる性質がある。そのため、衝撃波とプラームの干渉は高品質なナノ結晶薄膜の生成において重要となる。

2台のレーザおよびターゲットを用いて PLA をおこなう手法をダブルパルスレーザアブレーション

(DPLA: Double Pulsed Laser Ablation) とよぶ。対面したそれぞれのターゲットに高出力のレーザを集光照射することで、それぞれの固体表面からプラームが噴出する。それらのプラーム同士を衝突させ、衝突したプラームが堆積基板に衝突することで複合ナノ結晶構造を有した薄膜を

堆積させることができる<sup>(5), (6)</sup>。梅津らは、雰囲気ガス圧がプラームの衝突および複合ナノ結晶構造に与える影響を実験により調べている<sup>(6)</sup>。これによると、プラームが衝突するときの運動エネルギーは雰囲気ガス圧に依存すると報告している。

DPLA においてプラーム同士の衝突の際、レーザアブレーションにより発生した衝撃波がプラームを通過する。このとき、プラームの噴出により発生したそれぞれの衝撃波がそれぞれのプラームに対して密度、温度、圧力などに影響を与えると考えられる。高雰囲気ガス圧においては、高真空での LA と比較して、雰囲気中の密度が高くなり衝撃波がプラームに与える影響はより大きくなると考えられる。したがって、DPLA により発生する衝撃波がプラームに与える影響を調べる必要がある。しかし、DPLA 中の流れ場は衝撃波とプラーム同士の干渉により極めて複雑である。そのため、実験により衝撃波がプラームに与える影響を詳細に調べることは困難である。

そこで本研究では、レーザアブレーションにより発生するプラームを非定常超音速ジェットに置き換えた。そしてジェットの挙動およびジェットと衝撃波の相互作用について数値計算を用いて調べた。本研究の目的は、DPLA において発生する衝撃波が膨張過程のジェットに与える影響を明らかにすることである。

## 2. 数値解析法

数値計算は汎用流体解析ソフト ANSYS Fluent 14.0.0 を用いておこなった。支配方程式は以下の二次元軸対称圧縮

\* 機械制御工学専攻2年

性オイラー方程式を有限体積法で解いた。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} + \mathbf{H} = \mathbf{0} \quad (1)$$

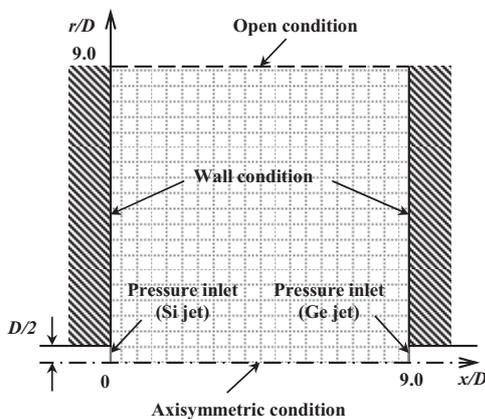
上式の従属変数ベクトル  $\mathbf{U}$ , 非粘性ベクトル  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$  および軸対称ベクトル  $\mathbf{H}$  はそれぞれ

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix} \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{pmatrix} \quad \mathbf{H} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{pmatrix}$$

で表示される。ここで、 $\rho$  は密度、 $u$  および  $v$  はそれぞれ  $x$  および  $r$  方向の速度成分、 $p$  は圧力、 $e$  は単位体積あたりの全エネルギーを表している。

図1に本計算で用いた計算領域の概略を示す。 $x$  軸および  $r$  軸はそれぞれ圧力入口直径  $D$  で無次元化されている。境界条件として計算領域の圧力流入口を除く左および右端に壁条件を与えた。また流入、流出および軸対称条件をそれぞれ圧力流入口、計算領域の上端および中心軸に与えた。左および右端の圧力流入口からはレーザアブレーションにより噴出するブルームに相当する Si および Ge の非定常超音速ジェットが噴出する。表1にその条件を示す。なお、表1に示した値は実験結果<sup>(7)</sup>より算出したブルームの初速 18000m/s と同様の条件である。レーザアブレーションにより発生するブルームを非定常超音速ジェットに置き換えるために、Si および Ge ジェットは噴出から 50 ns でその噴出が止まるように設定した。さらに Ge ジェットの噴出を Si ジェットより遅らせることで、衝撃波がジェットに干渉するタイミングを変えることができる。この Ge ジェットの噴出遅延時間を  $t_d=0\sim 1000$  ns として計算をおこなった。また、計算領域内部には雰囲気ガスとして He ガスを設定した。雰囲気ガス圧および計算領域内部の初期温度はそれぞれ 2660 Pa および 300 K とした。



Injected jet diameter:  $D=1.0$  mm

Fig. 1 Flow field for the computation and boundary condition

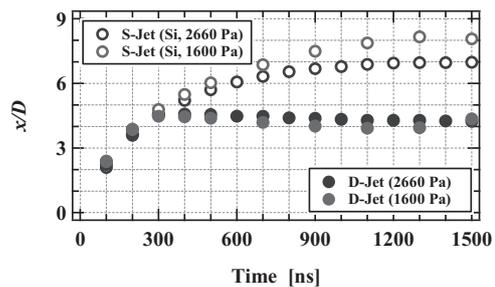
Table 1 Initial condition for pressure inlet

Target	Total pressure [ Pa ]	Initial pressure [ Pa ]	Total temperature [ K ]
Si	$18.2 \times 10^6$	$0.91 \times 10^6$	$320 \times 10^3$
Ge	$19.5 \times 10^6$	$0.91 \times 10^6$	$820 \times 10^3$

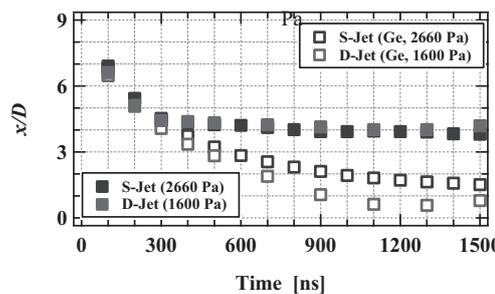
### 3. 結果および考察

#### 3.1 計算の妥当性の検証

本計算条件の妥当性を評価するために、図2(a)および(b)にそれぞれ Si および Ge ジェットの先頭位置をプロットしたグラフを示す。ここでは、便宜上 Si および Ge ジェットを単体で噴出させた場合を“S-Jet”，両者を噴出させた場合を“D-Jet”とよぶ。図中の赤および青のシンボルはそれぞれ雰囲気ガス圧  $P_b=1600$  および 2660 Pa におけるジェットの先頭位置を示している。図2(a)の○および●のシンボルはそれぞれ S-Jet および D-Jet の場合における Si ジェットの先頭位置を示している。同様に、図2(b)の□および■のシンボルはそれぞれ S-Jet および D-Jet の場合における Ge ジェットの先頭位置を示している。図2(a)より雰囲気ガス圧  $P_b=1600$  および 2660 Pa を比較して、Si ジェットの進展距離は  $t=400$  ns までほぼ一致していることがわかる。それ以上の時間においては高い雰囲気ガス圧のとき、Si ジェットの進展距離が短くなっていることがわかる。これは高い雰囲気ガス圧のとき、雰囲気ガスがジェットの進展をより阻害するためであると考えられる。さらに D-Jet において、どちらの雰囲気ガス圧の場合も Si ジェットが流れ場の中央で停滞していることがわかる。図2(b)より Ge ジェットにおいても Si ジェットと同様の現象が起きていることがわかる。これらの現象は同様の条件における DPLA の実験結果<sup>(7)</sup>と定性的に一致するため、本計算は妥当であると考えられる。



(a) Head position of Si jet for  $P_b=1600$  and 2660 Pa



(b) Head position of Ge jet for  $P_b=1600$  and 2660 Pa

Fig. 2 Calculated results of head position of S-Jet and D-Jet for background gas pressure  $P_b=1600$  and 2660 Pa.

3.2 代表的な流れ場

図3(a)-(f)はGeジェットの噴出タイミング  $t_d=0$  ns, 雰囲気ガス圧  $P_b=2660$  Paにおける代表的な流れ場を示している. この図の上半分はHeの質量分率および等密度線図, 下半分は等温度線図で表されている. 図中の矢印は衝撃波の伝播方向を示している. 時間はSiジェットの噴出した瞬間を  $t=0$  nsとする. 図3(a)より, Si, Geジェットの急激な噴出により発生した衝撃波が確認できる. ここでは, 便宜上SiおよびGeジェットの噴出により発生した衝撃波をそれぞれ“Si-SW”および“Ge-SW”とよぶ. 時間の経過とともにSi-SWおよびGe-SWはそれぞれSiおよびGeジェットをともなって右および左方向に進展する. 図3(b)より, 両方の衝撃波が流れ場の中央まで進展し, 衝突していることが確認できる. また温度分布より, ジェット内部が低温になっていることがわかる. これはジェットの断熱膨張により, ジェット内部が冷却されたためであると考えられる. その後, 図3(c)より両方の衝撃波はGeおよびSiジェットの内部を通過していることが確認できる. 図3(d)よりSi-SWおよびGe-SWは右および左壁面まで進展を続けることが確認できる. 一

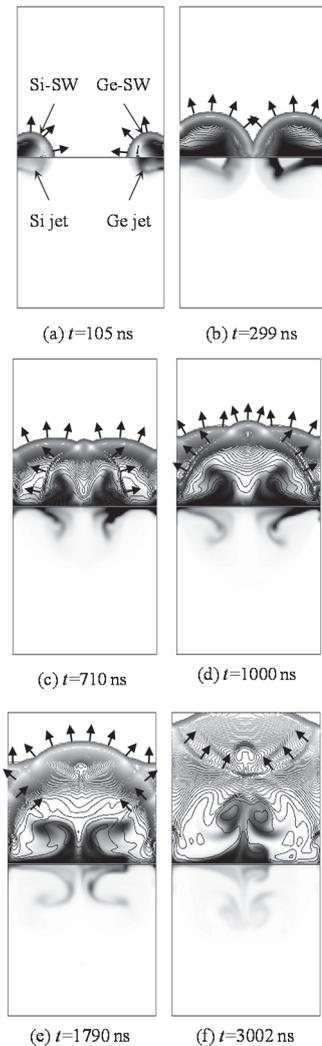


Fig. 3 He mass fraction, density and temperature contours at each elapsed time for  $t_d=0$  ns. The upper half in each image shows density contours and He mass fraction, and lower half in each image shows temperature contours

方, SiおよびGeジェットは雰囲気ガスによるジェットの進展の阻害およびそれぞれの衝撃波の通過により流れ場の中央付近で停滞していることが確認できる. 図3(e)より, Si-SWおよびGe-SWは両壁面で反射し, 進展の方向を反対の壁に向けて変化させていることがわかる. そして, 反射したSi-SWおよびGe-SWが再度GeおよびSiジェットを通過していることを確認できる. またこのとき, 停滞していたSiおよびGeジェットが流れ場の中央で衝突していることを確認できる. これは, 反射したそれぞれの衝撃波がそれぞれのジェットを通過することにより, それぞれのジェットの流れが中央に向けて誘起されたためであると考えられる. その後, 図3(f)より衝突したSiおよびGeジェットが垂直方向に渦をともなって進展していることが確認できる.

Heの質量分率および等密度線図より時間の経過とともに衝撃波がジェットに干渉していることがわかった. そこで衝撃波がジェットに干渉することでジェットに与える影響をより詳細に調べるために, 図4(a)-(c)にGeジェットの噴出タイミング  $t_d=0$  ns, 雰囲気ガス圧  $P_b=2660$  Paにおける流れ場, 流れ場の中心軸上の温度分布および速度分布を示す. 図中の矢印は衝撃波の伝播方向を示している. 図4(a)はSiジェットの噴出してから200 ns後の流れ場を示している. この図より  $x/D=0.0\sim 2.3$  および  $6.7\sim 9.0$  における温度がジェット先端と比べて低いことがわかる. これはジェットが急激に噴出し, 断熱膨張したためにジェット内部が冷却されたためであると考えられる. 図4(b)はGeジェットの噴出タイミング  $t_d=0$  nsの流れ場において, ジェット内部の温度がピークに達した瞬間の流れ場を示している. この図より  $x/D=2.2$  および  $6.6$  において温度が急激に増加していることがわかる. ジェット内部における温度の急激な増加は, 衝撃波の一種であるマッハディスクがジェット内部に発生したためであると考えられる. マッハディスクには超音速流れがマッハディスクを通過した際に, 流れを亜音速まで減速させて圧縮することでその温度を増加させるという性質がある<sup>(8),(9)</sup>. この流れ場においても温度が急激に増加している位置において速度の急激な減少が確認できる. したがって, マッハディスクの発生により急激な温度の増加および速度の減少が確認できたと考えられる. 図4(c)はSiジェットの噴出から628

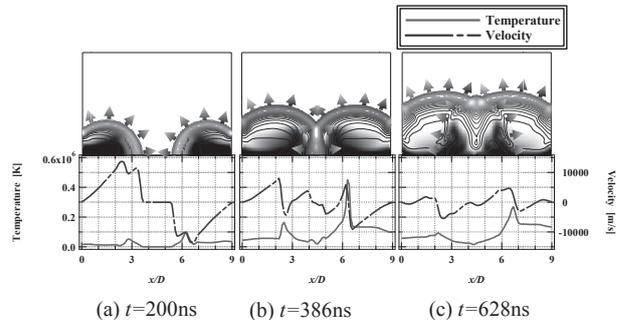


Fig. 4 He mass fraction and density contours, temperature and axial velocity distribution along horizontal axis for  $t_d=0$  ns. The upper half in each figure illustrates He mass fraction and density contours and the lower each figure illustrates the temperature and axial velocity distribution along horizontal axis.

ns 後の流れ場を示している. この図より  $x/D=2.2$  および  $6.7$  に温度のピークが確認できる. Si-SW および Ge-SW の位置がそれらの温度上昇位置に近いことから, これらの温度上昇は衝撃波の通過によるものであると考えられる.

3.3 Ge ジェットの噴出タイミングの影響

前述より, ジェットの温度はジェット内部に発生するマッハディスクおよび衝撃波の通過により増加することがわかった. 次に Ge ジェットの噴出遅延時間を変えることで, 衝撃波がジェットに与える影響を調べるために, 図5 (a)-(c) に Ge ジェットの噴出遅延時間  $t_d=750$  ns, 雰囲気ガス圧  $P_0=2660$  Pa における流れ場, 中心軸上の温度および速度分布を示す. 図5 (a) は Si-SW が Ge ジェットの先端に到達した瞬間を示している. この図より Ge ジェットが Si ジェットより遅れて噴出している様子が確認できる. 図5 (b) は Si-SW が Ge ジェットの内部を通過した瞬間の流れ場を示している. このとき, Ge ジェット内部において急激な温度上昇が確認できる. これは, 衝撃波による温度上昇およびマッハディスクによる温度上昇の位置が重なったためであると考えられる. 図5 (c) より, Ge ジェット内部を通過する衝撃波により温度のピークは高温を維持しつつ, Ge ジェットの後方に移動することがわかる.

図4 (b) および図5 (b) より, Ge ジェットの噴出遅延時間を変えることで, 衝撃波とマッハディスクの干渉タイミングが変化し, ジェット内部のピーク温度の値を大きく増加させることがわかった. そこで, Ge ジェットの噴出遅延時間がジェットのピーク温度に与える影響を調べるために, 図6に Ge ジェットの噴出遅延時間とジェットのピーク温度の関係を示す. また, この図は Si および Ge ジェットのみを噴出させた場合におけるジェットのピーク温度も示している. 図より  $t_d=0\sim750$  ns の場合, ピーク温度は Ge ジェットの噴出遅延時間を大きくすると高くなることわかる. そして, ピーク温度は Ge ジェットの噴出遅延時間  $t_d=750$  ns において最大となり, Ge ジェットの噴出遅延時間をさらに大きくすると温度は低くなることわかる. また, Ge ジェットの噴出遅延時間  $t_d=750$  ns のとき, Ge ジェットのみ噴出させた場合のピーク温度の約3倍のピーク温度が得られることがわかった.

ジェットピーク温度は噴出遅延時間を変えることで制御できることがわかった. これは遅延時間を変えることで衝撃波とマッハディスクの干渉時間および位置が変化し

ためだと考えられる. そこでそれぞれの噴出遅延時間におけるジェットピーク出現時のマッハディスク - 衝撃波間距離  $L/D$  とジェットピーク温度の関係を図7に示す. 図よりマッハディスク - 衝撃波間距離  $L/D=0.15\sim0.48$  の場合, ジェットピーク温度は  $L/D$  が長くなるとほぼ直線的に低くなる. これより衝撃波の通過による温度上昇とマッハディスクによる温度上昇の位置が近いほど温度は高くなると考えられる. また  $L/D=0.68\sim1.40$  の場合, ジェットピーク温度はほぼ一定になることがわかった. したがって, ジェットピーク温度はジェット噴出遅延時間ではなく, 遅延により変化するマッハディスク - 衝撃波間距離に依存すると考えられる.

4. 結言

本研究では, 対向する非定常超音速ジェット, 衝撃波および衝撃波とジェットの干渉について二次元軸対称圧縮性オイラー方程式を用いて調べた. 数値計算のパラメータは Ge ジェットの噴出遅延時間である. 本研究の目的は, 衝撃波がジェットを通過するタイミングを変えることでジェットの温度に与える影響を明らかにすることである. 得られた結論は以下のとおりである.

- (1) Ge ジェットの噴出遅延時間  $t_d=0\sim1000$  ns において, マッハディスクが Si および Ge ジェット内部に発生することがわかった.
- (2) Ge ジェットの噴出遅延時間  $t_d=0\sim1000$  ns において, ジェットの温度はジェットの噴出により発生した衝撃波が対向するジェットを通過することで増加することがわ

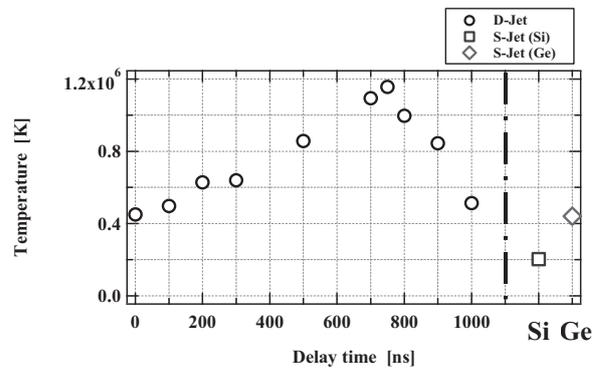


Fig. 6 Relation between maximum temperature and delay time.

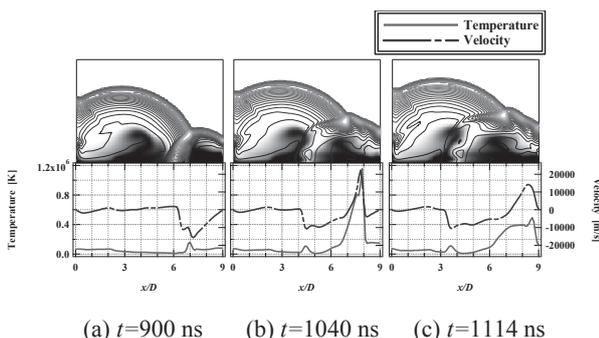


Fig. 5 He mass fraction and density contours when Ge jet is injected 750 ns after injection of the Si jet.

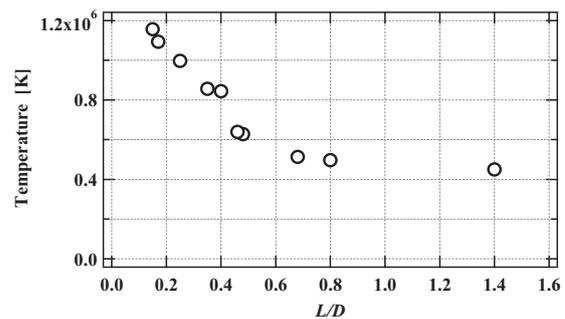


Fig. 7 Variation of maximum temperature with distance between shock wave and mach disk

かった。さらに、ジェット内部にマッハディスクが発生することでジェットの温度は上昇することがわかった。

(3) Ge ジェットの噴出遅延時間  $t_d=0\sim 750$  ns の範囲において Ge ジェットの噴出遅延時間を遅らせることで、ジェットの噴出で生じた衝撃波による温度上昇の位置とジェット内部で発生したマッハディスクによる温度上昇の位置が近づきピーク温度は増加する。そして Ge ジェットの噴出遅延時間  $t_d=750$  ns のときにピーク温度は最大となり、Ge ジェットの噴出遅延時間  $t_d=800\sim 1000$  ns の間で Ge ジェットの噴出遅延時間を遅らせるとピーク温度は減少することがわかった。

#### 参考文献

- (1) 電気学会, レーザアブレーションとその応用, (1999), pp.247-248, コロナ社.
- (2) V. Ya. Bratus, S. M. Okulov, É. B. Kaganovich, I. M. Kizyak, and É. G. Manoliv, ESR Studies of Nanocrystalline Silicon Films Obtained by Pulsed Laser Ablation of Silicon Targets, *Semiconductors*, **38**, pp. 621-625, 2004.
- (3) B. R. Tull, J. E. Carey, M. A. Sheehy, C. Friend and E. Mazur, Formation of silicon nanoparticles and web-like aggregates by femtosecond laser ablation in a background gas, *Applied Physics. A*, **83**, pp. 341-346, 2006.
- (4) I. Umezu, Y. Nakayama and A. Sugimura, Formation of core-shell structured silicon nanoparticles during pulsed laser ablation, *Journal of Applied Physics*, **107**, pp. 094318-094318-3, 2010.
- (5) I. Umezu, S. Yamamoto and A. Sugimura, Emission induced by collision of two plumes during pulsed laser ablation, *Applied Physics A*, **101**, pp. 133-136, 2010.
- (6) I. Umezu, N. Sakamoto, H. Fukuoka, Y. Yokoyama, K. Nobuzawa and A. Sugimura, Effects of collision between two plumes on plume expansion dynamics during pulsed laser ablation in background gas, *Applied Physics A*, **110**, pp. 629-632, 2012.
- (7) 横山泰寛, 延澤功一郎, 福岡寛, 杉村陽, 梅津郁朗, ダブルレーザーアブレーション法による複合ナノ結晶の作成, 第72回応用物理学会学術講演会 講演予稿集, (2011秋, 山形大学), **1a-B-10**.
- (8) A. V. Bulgakov and N. M. Bulgakova, Gas-dynamic effects of the interaction between a pulsed laser-ablation plume and the ambient gas: analogy with an underexpanded jet, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **31**, pp. 693-703, 1998.
- (9) P. Dubs, M. Khalij, R. Benelmir and A. Tazibt, Study on the dynamical characteristics of a supersonic high pressure ratio underexpanded impinging ideal gas jet through numerical simulations *Mechanics Research Communications*, **38**, pp. 267-273, 1998.