パルスレーザーにより誘起される blast wave 伝播の数値解析

Numerical Analyses about the Propagation of the Blast Wave Induced by the Pulse Laser

° 葛山浩　東京大学大学院　〒 113-8686　東京都文京区本郷 7-3-1　E-mail: katsura@al.t.u-tokyo.ac.jp
小紫公也　東京大学大学院　〒 113-8686　東京都文京区本郷 7-3-1　E-mail: kimiya@al.t.u-tokyo.ac.jp
荒川義博　東京大学工学部　〒 113-8686　東京都文京区本郷 7-3-1　E-mail: arakawa@al.t.u-tokyo.ac.jp
松尾亜紀子　慶応大学理工学部　〒 223-8522　横浜市港北区日吉 3-14-1　E-mail: matsuo@mech.keio.ac.jp
Hiroshi KATSURAYAMA, Dept.of Aerospace Eng., Univ.of Tokyo, 7-3-1 Hongo Bunkyo-ku Tokyo 113-8686 JAPAN
Kimiya KOMURASAKI, Dept.of Advanced Energy, Univ.of Tokyo, 7-3-1 Hongo Bunkyo-ku Tokyo 113-8686 JAPAN
Yosihiro ARAKAWA, Dept.of Aerospace Eng., Univ.of Tokyo, 7-3-1 Hongo Bunkyo-ku Tokyo 113-8686 JAPAN
Akiko MATSUO, Dept.of Mechanical Eng., Keio Univ., 3-14-1 Hiyoshi Kouhoku-ku Yokohama 223-8522 JAPAN

The pressure wave expansion around a laser-induced plasma was investigated by numerical simulations as part of the on-going research of repetitive-pulse laser thrusters. The thrust impulse was numerically estimated from the measured pressure pro¯les assuming a simple ¯re-ball expansion. As a result, a maximum impulse of 1.1mNs was obtained by a pressure-receiver located at 21 mm apart from the center of expansion with an input energy of 1J. Since this optimum receiver location is far enough from the ¯re-ball, the heat conduction to the receiver can be neglected in a so-called "far-¯eld thruster."

1. はじめに

繰り返しパルスレーザーにより誘起される blast wave を利用して推力を得る RP レーザー推進機が注目されている．RP レーザー推進機では，エネルギー源が地上などのレーザー基地から投入されるため，非常に低コストの地上-軌道間打ち上げシステムとして期待されている．最近ミラボらは，Lightcraft と呼ばれる実験機の飛行テストを行った [1]．(Fig.1a) その推進機構について述べる．ハイパワーのパルスレーザービームを大気中に集光する事で空気中に絶縁破壊が起こる．これにより ¯re-ball と呼ばれる球形状のプラズマが作られ，レーザーエネルギーを吸収する．この ¯re-ball の膨張によりレーザー誘起 blast wave が駆動される．Blast wave はノズル壁面で反射され，推進機に impulse を与える．従って，ノズル壁面は受圧面とみなす事ができる．繰り返しレーザーエネルギーが推進機に伝送される事により，推進機は推力を得る．

Lightcraft では，絶縁破壊の閾値を低めるために，受圧面表面にレーザーが集光される．受圧面表面付近で生じたプラズマの膨張により誘起された強い衝撃波は，受圧面に大きい impulse を与える．その様なタイプの推進機は near-¯eld thruster と分類する事ができる．Near-¯eld とは，blast wave の波頭と ¯re-ball の境界が一致しており，blast wave が detonation 波の構造を維持している領域を意味する．しかし，near-¯eld thruster は二つの欠点を持っている．一つは ¯re-ball からの熱流束が受圧面に損耗を与えること．もう一つは，外側に伝播していく blast wave は受圧面に impulse を与えることができないため，爆発に使われたエネルギーの大部分が無駄になってしまう点である．これらの欠点を克服するため，本研究では far-¯eld thruster の可能性について調べた．Far-¯eld とは，blast wave が音波と同程度の伝播速度の弱い衝撃波まで減衰し，¯re-ball の境界面と離れて伝播する領域を意味する．Figure 1b に far-¯eld thruster の概念図を示す．今回考えているモデルでは，プラズマは半球状の受圧面の中心で生成される．

誘起された blast wave が非常に強い場合，その伝播過程は相似解を用いて解析的に解く事ができる [2]．しかし，この相似解には以下のような適用限界がある．

$$p_1 \gg \frac{\gamma+1}{\gamma-1} p_0 \ , \quad 6 \ll p_0 : \qquad (1)$$

p_1 は衝撃波波頭の背後圧．p_0 は大気圧．γ は比熱比である．今回考えている far-¯eld では圧力がかなり減衰するため，相似解は適用できない．

TNT 火薬の爆発のように球対称モデルで近似できるような典型的な爆発の問題に対して，1960 年代から balloon analogue と呼ばれる方法が爆発源を模擬するモデルとして使われてきた [3]．このモデルでは，静的に加圧された体積を初期条件として与え，その破裂により blast wave の伝播を開始させる．Detonation や de°agration の詳細なモデリングを避けているにも関わらず，計算される far-¯eld での blast wave の伝播過程は初期 balloon 内の物理量を調節する事により，実際の伝播過程を簡単に再現する事ができる．

今回の研究では，balloon analogue に良く似た ¯re-ball の成長を模擬するモデルを考案し，far-¯eld における blast wave 伝播過程を 1 次元球対称コードを用いて計算した．このモデルでは，レーザーが入射している間 blast wave によって囲まれる領域を ¯re-ball とみなし，その内部を一様に加熱する．従って，化学反応と laser supported det-onation/combustion の詳細な過程は考慮していない．このようなモデル化を行い，far-¯eld における blast wave 伝播過程及び，受圧面上の impulse と受圧面位置の基礎的な関係が調べられた．

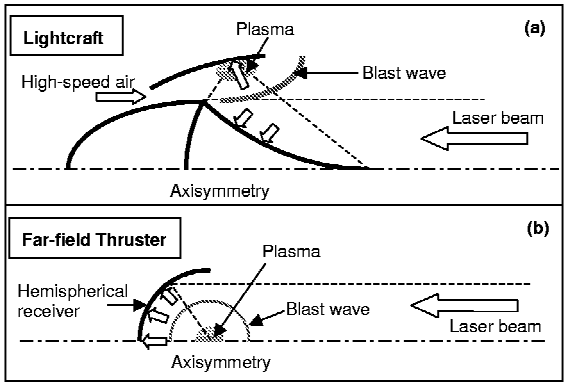

Fig. 1: Lightcraft and Far-¯eld Thruster.

Copyright © 2000 by JSCFD

2. 解析モデル

¯re-ball の表面のレーザーが入射する部分ではレーザーエネルギーにより blast wave が支持されるため，レーザーが入射しない部分に比べ速く膨張する．従って，¯re-ball の膨張速度は，実際はレーザー入射方向に依存している．しかし，far-¯eld での blast wave 伝播過程は，レーザー入射方向に殆ど依存しない．このため，流れ場を球対称と仮定して，支配方程式に 1 次元球対称 Navier-Stokes 方程式を用いた．

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial r} = \frac{\partial M}{\partial r} + H + S : \qquad (2)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix};\ E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (e+p)u \end{bmatrix};\ M = \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_{rr} \\ q_r + \sigma_{rr} u \end{bmatrix};$$

$$H = -\frac{1}{r}\begin{bmatrix} 2\rho u \\ 2\rho u^2 + 2\sigma_{rr} - \sigma_{\mu\mu} - \sigma_{\phi\phi} \\ 2\{(e+p)u + q_r + \sigma_{rr} u\} \end{bmatrix};\ S = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{s} \end{bmatrix}: \qquad (3)$$

作動気体には，° = 1:4 の理想気体空気を用いている．輸送係数にはサザランドの式を用いた．

今回考案した ¯re-ball の成長モデルでは，blast wave に囲まれる領域を ¯re-ball とみなし，レーザーパルスの持続時間（0 » 5¹s）の間，その内部で流体が一様に加熱されるとしている．そのエネルギー生成項は以下のようになる．

$$\dot{s} = \frac{\eta_L P_{laser}}{4/3\pi R_B^3} \ [\mathrm{W/m^3}] \ (0 < r < R_B): \qquad (4)$$

P_{laser} はレーザーパワーで Fig.2 に示されるプロファイルを用いた．このレーザーパワーの時間プロファイルは，まず始めに強いピーク値（leading-edge spike ）が現われ，その後緩やかにパワーが減衰する slowly decaying tail を伴う典型的なパルスレーザーのものである．R_B は ¯re-ball の半径である．今回のモデルでは，レーザーが入射している間は衝撃波波頭と R_B の位置は一致していると仮定しているので，毎ステップごとに計算される衝撃波波頭位置を R_B に用いた．η_L はプラズマに吸収されるレーザーエネルギーの割合である．今回使用したトータルのレーザーエネルギーは 1 パルスあたり 10J であるので，例えば η_L = 10% の場合は 1J のエネルギーが流体に与えられる．η_L は本来プラズマの密度及び温度の関数であるが，今回は η_L を計算パラメータとして変化させて，受圧面が受ける impulse の変化を調べた．

波長 10:6¹m の CO_2 レーザーを使用した場合，標準状態にある空気の絶縁破壊に必要なレーザーパワーの閾値は，$I_{break} = 10^{12}$ » 10^{13} MW=m² である．絶縁破壊は，入射レーザービームのパワー密度が，この I_{break} に等しくなったスポットで起こる．従って，絶縁破壊直後の ¯re-ball の初期半径 r_{ball0} は以下の式で決定した．

$$P_{max} = \pi r_{ball0}^2 \cdot I_{break} \ \ r_{ball0} = 0:62 \text{ » } 1:95 \ [\mathrm{mm}]: \qquad (5)$$

最大レーザーパワー P_{max} は 12MW を仮定した．計算初期条件の R_B は $R_{B\ (t=0)} = r_{ball0}$ とした．また，式 (5) の範囲内で r_{ball0} を変化させても，far-¯eld では誘起される流れ場に全く影響を与えなかったので，今回計算初期の極端な高温に起因する計算の硬直を避けるため，r_{ball0} を式 (5) で決まる最大値 1:95mm に設定して計算を行った．

3. 解析スキームと境界条件

数値流束には Simple High Resolution Scheme[5] が使われた．空間精度は MUSCL 内挿により 3 次精度に，時間精度は 4 段階 Runge-Kutta scheme を用いて 4 次精度に拡張している．計算は受圧面の位置を変えて 9 ケース行った．球座標系の原点はレーザー集光点と一致させている．受圧面は集光点から間隔 2mm で R_{rec} = 18mm » 34mm に置かれた．全てのケースにおいて，格子解像度は一定で ¢r = 0:02mm とした．受圧面上で流れはよどみ点を仮定している．また，受圧面の温度は 300K とした．

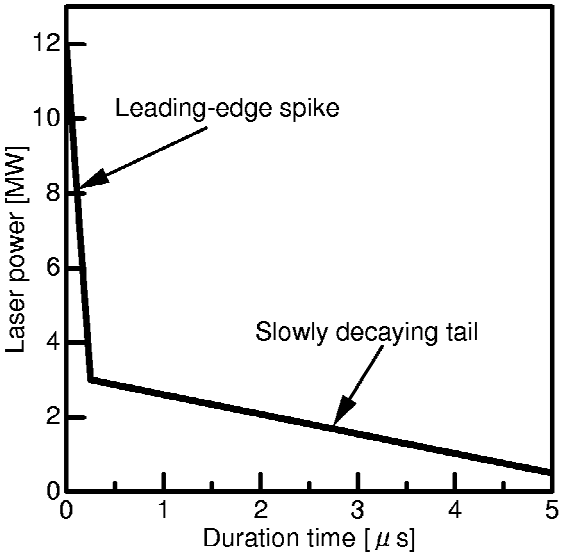

Fig. 2: Temporal pro¯les of laser power.

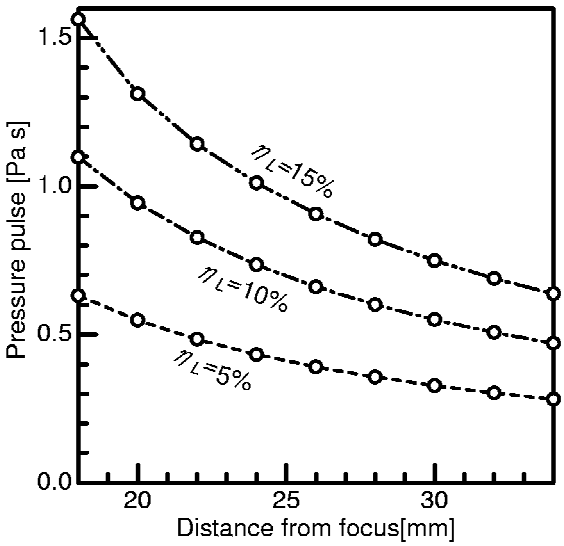

Fig. 3: Positive pressure pulse.

4. 数値解析結果

Figure 3 に位置が異なる受圧面の上での正の impulse（大気圧より圧力が大きい時の壁面上での圧力の時間積分値）を示す．η_L が大きくなると，正の impulse の距離に対する減衰率が大きくなる事がわかる．

Figure 4 にレーザー入射終了時刻 t = 5¹s から，t = 30¹s までの圧力，密度及び温度の時間履歴を間隔 5¹s で示す．blast wave が伝播して行くにつれて，圧力波の振幅は徐々に減衰する． t = 10¹s から 15¹s の間で大気圧より小さい負圧部の部分が現われる．その後，集光点付近の圧力は徐々に大気圧に回復する．(Fig.5) 最終的に圧力波は擾乱のない気体中をほぼ音速で伝播する弱い球面衝撃波になる．

今回の簡単化されたモデルでは，blast wave 背後の領域は，レーザー照射終了時刻の t = 5¹s まで一様に加熱されている．しかし，t = 5¹s の時間ですでに高温領域の境界は blast wave の波頭から離れている．これは，今回与え

Copyright © 2000 by JSCFD

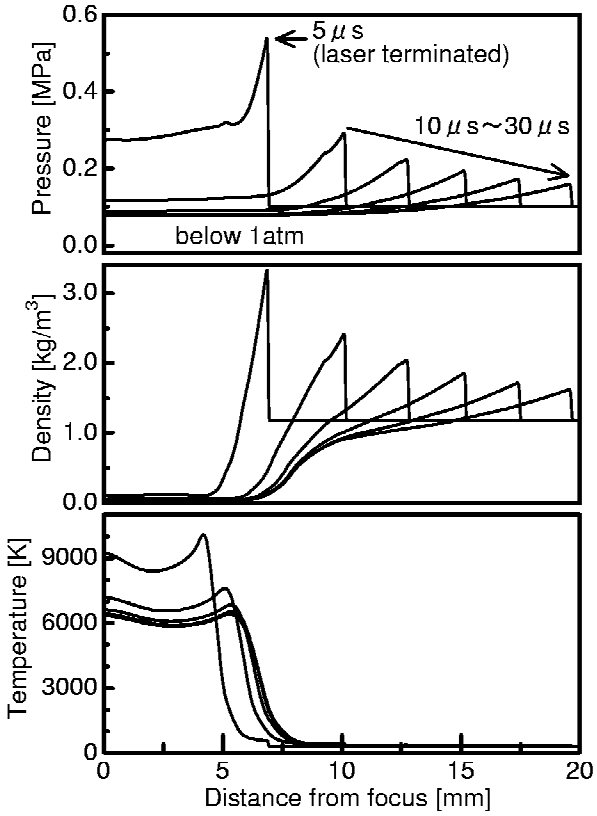

Fig. 4: Pressure, temperature and density pro¯les.

た程度のレーザー強度では，laser supported detonation を維持できない事を意味する．レーザー入射終了後，高温領域はその部分の圧力が大気圧まで減少する t = 15¹s の時刻においてその膨張がとまる．最終的に高温領域の境界が r = 7mm に現われ，この境界はその後静止する．結果としてこの高温境界により密度分布に静止した希薄領域の境界が生じる．温度は高温境界の外側ではほぼ 300K に維持される．このため，受圧面がこの高温領域境界より外側に置かれるなら，受圧面への熱流束は殆ど無視できるほど小さい．

Figure 6 に r = 20mm と 34mm に置かれた受圧面上での圧力の時間履歴を示す．この履歴には正圧部と負圧部が現われている．まず，入射衝撃波が反射する事で，受圧面上で圧力が急激に上昇する．その後圧力は負圧まで減少し，最終的に大気圧まで回復する．負圧部の面積は集光点から受圧面が離れるにつれて増加する．

受圧面が受ける全体の impulse，I，を p_{rec} ¡ p_{atm} の時間積分と受圧面の推進方向の断面積の積として定義した．以降 I を thrust impulse と呼ぶ事にする．p_{rec} は受圧面上での圧力，p_{atm} は大気圧である．

$$I = \tfrac{1}{4}R_{rec}^2 \int (p_{rec} - p_{atm})\,dt: \qquad (6)$$

また，thrust impulse は受圧面上での圧力が正圧の場合と負圧の場合に分けて見積もられた．正の thrust impulse は $I_{pos} = \tfrac{1}{4}R_{rec}^2 \int_{t_0}^{t_1} (p_{rec} - p_{atm})\,dt$，負の thrust impulse は $I_{neg} = \tfrac{1}{4}R_{rece}^2 \int_{t_1}^{t_2} (p_{rec} - p_{atm})\,dt$, 正味の thrust impulse を $I_{net} = \tfrac{1}{4}R_{rec}^2 \int_{t_0}^{t_2} (p_{rec} - p_{atm})\,dt$ として定義した．t_0 は blast wave が受圧面に到達した時刻，t_1 は負圧部が初めて現われた時刻，そして t_2 は圧力が大気圧に回復した時刻である．Thrust impulse を Fig.7 に示す．$|I_{neg}|$ は負の thrust impulse の絶対値である．

I_{pos} は r = 18mm » 34mm の間で，距離に比例して増加する．圧力波の振幅は far-¯eld に行くにつれて，ほぼ R_{rec} に反比例して減衰する，しかし，受圧面の面積は R_{rec}^2 に比例して増加するため，I_{pos} は R_{rec} に比例して増加する事になる．I_{neg} も R_{rec} と共に増加するので，far-¯eld では I_{pos} と I_{neg} の増加はお互いに打ち消しあい，正味の I_{net} に最大値が生じる，しかし，この打消し合いの効果のため，今回計算した far-¯eld では I_{net} の値の受圧面位置に対する変化は小さい．

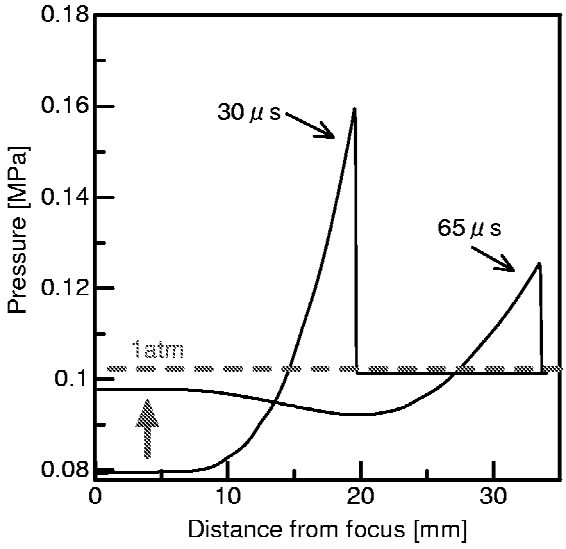

Fig. 5: Transition to a weak shockwave.

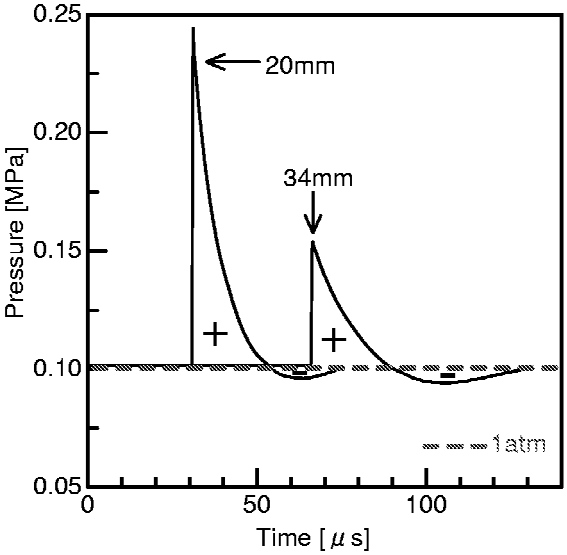

Fig. 6: Pressure history on the wall.

また，受圧面の最適位置，R_{opt}，を見積もるため，プラズマに吸収されるエネルギーを 0:5J から 4:0J まで変化させて最大の thrust impulse，I_{max}，を計算した．Figure 8 に R_{opt}，I_{max}，及び ¯re-ball の膨張限界の位置 R_{limit} を示す．入力エネルギーが 1J の場合，集光点から r = 21mm に置かれた受圧面で thrust impulse は最大値をとり，I_{max} = 1:1mNs となる． I_{max} の値は 0:1J につき 0:54mNs の傾きで，吸収されるエネルギーに比例して増加する．

R_{limit} も吸収されるエネルギーと共に増加するが，R_{opt} は R_{limit} からどのケースでも十分に離れている．結果として，far-¯eld thruster では，受圧面が受ける熱流束は無視する事ができる．

Copyright © 2000 by JSCFD

5. まとめ

簡単化された¯re-ball 成長モデルを用いた１次元球対称数値解析が行われた．far-¯eld thruster では正味の thrust impulse は受圧面の位置に対して変化が小さい事が明らかになった．また，高温領域の膨張はある限界位置で静止し，その後その位置に留まる．このため，far-¯eld thruster では，受圧面が ¯re-ball に接触しない限り熱流束は無視できるほど小さい事がわかった．また，推進機の重量及びその空力抵抗削減のためには，$R_{rec} > R_{limit}$ である限りできるだけ小さい受圧面を用いることが有効であると考えられる．

次のステップとして，¯re-ball の膨張限界を正確に見積もる必要がある．また，今回の計算では考慮しなかった，blast wave の膨張により得られるノズル内での圧力上昇に起因する推力がどの程度であるか明らかにする必要がある．このため，今後は化学反応を考慮した詳細なプラズマのレーザー吸収モデルを用いて，¯re-ball の膨張をシミュレートした二次元計算を行う予定である．

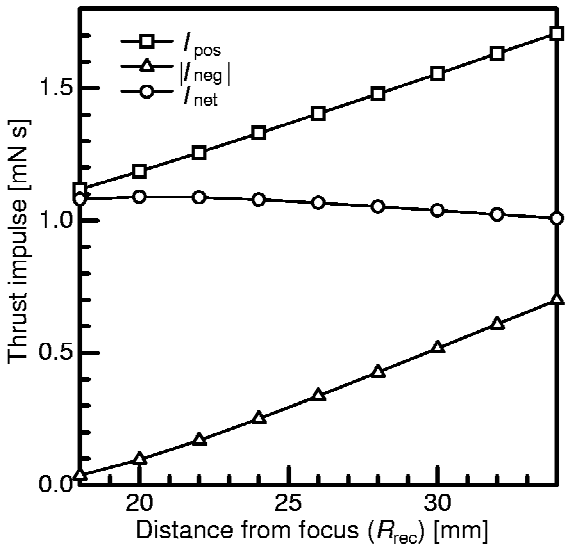

Fig. 7: Thrust impulse.

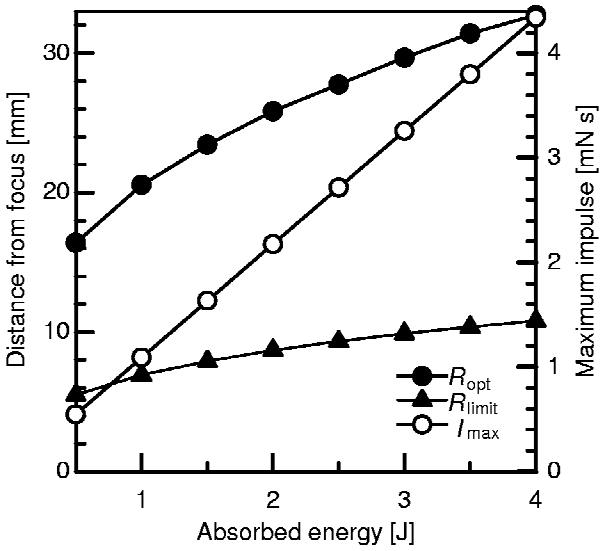

Fig. 8: Optimum receiver location and limit of expansion of ¯re ball, and maximum impulse, versus absorbed energy.

参考文献

1. Myrabo, L.M., Messit D.G. and Mead, Jr.F.B.,"Ground and Flight Tests of a Laser propelled Vehicle," AIAA Paper 98-1001.

2. Zel'dovich, Y.B., and Raizer, Y.P., "Physics of Shock waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena," Academic Press, New York, 1966.

3. Ritzel, D.V., and Matthews, K., "An adjustable explosion-source model for CFD blast calculations," Proceedings of 21st International symposium on Shock Waves, pp.97-102., Great Keppel Island, Australia, July 20-25, 1997.

4. Brode, H.L., "Numerical Solutions of Spherical Blast Waves," J. Appl. Phys., 26, pp.766-775., 1955.

5. Shima, E., and Jounouchi, T., "AUSM Type Upwind Schemes," NAL SP-34, pp.7-12., 1997.

6. van Leer. B., "Toward the Ultimate Conservation Di®erence Scheme. IV, A New Approach to Numerical Convection," J. Compt. Phys., Vol.23, pp.276-299., 1977.

Copyright © 2000 by JSCFD