レーザ誘起熱音響波(LITA)を利用した 非接触高速応答温度計測法*

水 書 稔 治^{*1}

Non-Intrusive and Quick Response Thermometry Using Laser-Induced Thermal Acoustics (LITA)

Toshiharu MIZUKAKI^{*2}

^{*2} The First Research Center, Technical Research and Development Institute, Japan Defense Agency,
2-2-1 Nakameguro, Meguro-ku, Tokyo, 153-8630 Japan

Using laser-induced thermal acoustics, we demonstrate to measure non-invasively and remotely the speed of sound and temperature ranging from 278 K to 341 K in water at atmospheric pressure. The accuracy of measured the speed of sound and temperature is formed to be 3% and 4%, respectively. Single-shot precisions based on three standard deviation of 20 samples were within 4% for the speed of sound and the temperature. The time resolution for each measurement was 300 ns.

Key Words: Flow Measurements, Laser-Aided Diagnostics, Laser-Induced Thermal Acoustics, Non-Intrusive Measurement, Sound Speed, Water Temperature

1. 結 論

流体の温度、速度、あるいは密度などの物量計測技術は様々なものがあり、測定対象ごとに最適化された手法が提案されてきた。近年では、レーザ技術の発展とパーソナル・コンピュータの性能向上の恩恵を受け、レーザ誘起蛍光法 (LIF: Laser-Induced Fluorescence) やコヒーレント・アンチストークス・ラマン分光法 (CARS: Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy) に代表される分光学的手法⁽¹⁾および粒子画像流速計法 (PIV: Particle Image Velocimetry) に代表される画像計測法⁽²⁾の発展がめざましい。センサを測定部に挿入させる従来の計測法と比較し、これらのレーザ応用計測法の多くは、非侵襲的で流れ場に擾乱を発生させることなく高精度、高速応答が特長である。それでもなお、複雑でマイクロ秒の応答が要求される衝撃波計測では、さらなる高時空分解能の計測法が必要である。特に、水中衝撃波背後に誘起される温度場を非侵襲的に高精度で計測する技術は未だ報告されていない。

体外衝撃波結石破碎術 (ESWL: Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy) ⁽³⁾⁽⁴⁾では、結石破碎に必要な高圧発生のみが論じられ、衝撃波収束に伴う温度上昇を計測した例はない。ESWL は、体外で発生させた水中衝撃

波を腎臓結石の周辺に収束させ、発生する高圧を繰り返して腎臓結石等に作用させて粉碎し、体外に排出させる医療である。従来の外科手術に比べ患者の身体的・精神的負担ははるかに小さいことが最大の利点である。一方、結石は選択的に破碎されるが、結石周囲の生体組織に軽微とはいえ損傷を与え、また、衝撃波収束部近傍の温度上昇が生体に及ぼす影響も未解決である。

本報は、衝撃波背後の高速な温度上昇を非接触に計測することを目的とし、レーザ誘起熱音響波法 (LITA: Laser-Induced Thermal Acoustics) を提案し、初期的実証として、大気圧下の水温計測を行った結果を報告する。

2. レーザ誘起熱音響波 (LITA)

レーザ誘起熱音響波 (LITA) は、媒質へのパルスレーザ照射で強制的に発生した音響波である。それはコヒーレントなレーザ光が干渉して誘起する動的格子 (DG: Dynamic Grating) ⁽⁵⁾の挙動を検出することを基本とし、1990年代前半に Cummings^{(6)~(8)}がその基礎特性を報告し、その後、Danehy⁽⁹⁾や Hart ら^{(10)~(12)}が、気体計測技術へ応用している。

図1にLITAの発生機構を示す。試験媒質に、LITA発生用レーザ (励起レーザ) 光波長に非共鳴な (熱吸収がない) 極性物質を仮定する。レーザの光束励起光束を二分し、試験媒質中で交差させる。二分した

* 原稿受付 2004年6月10日。

^{*1} 正員、防衛庁技術研究本部第1研究所 (〒153-8630 東京都目黒区中目黒2-2-1)。

E-mail: mizukaki@jda-trdi.go.jp

励起光の交差領域までの光路長を mm 程度の精度で一致させるよう調整すると、図 1 (a) に示すようにレーザ光が重なり合い、測定体積 MV 内部に間隔 Λ の干渉縞が発生する。本報の MV は、流速計測に利用されるレーザドップラー流速計 (LDV: Laser Doppler Velocimetry) と同じであるが、LDV では試験媒質に微粒子を混入し、光を散乱させる点が LITA 法と異なる。発生する干渉縞の明暗の分布は電場強度分布と等価なので、MV 内部では電歪効果 (Electrostriction) により、剪断力が生じる。剪断力の発生に伴い、MV 内部に対向する 2 速度成分が発生し、図 1 (b) に示すようにこれを速度格子 (VG: Velocity Grating) と呼ぶ。励起光照射終了と同時に VG が消失し、同時に対向方向に二つの音響波 (LITA) が伝播する。個々の LITA の波長は Λ であるが、MV 内部では二つの LITA が重なり合うので図 1 (c) に示すように、波長 $\Lambda/2$ となる。波長 $\Lambda/2$ の LITA が MV 中に間隔 $\Lambda/2$ の動的密度格子 (DDG: Dynamic Density Grating) を誘起する (図 1 (d))。VG および DDG はともに動的格子 DG である。LITA が媒質中を伝播するに伴い、DDG の反射率が時間変化する。DDG の特性は、LITA の波長 Λ と媒質の音速 v_s に依存する。一方、DDG の格子間隔は、 $\Lambda/2$ で不変である。

したがって、波長の異なる第二のレーザ (プローブレーザ) からの光束 (プローブ光) を DDG で回折させ、回折光の強度変化を精密測定すれば、LITA の伝播速度、すなわち媒質の音速 v_s が求められる。ただし、LITA はパルスレーザ光照射で発生するため、持続時間が数百 μs 程度の過渡現象である。したがって誘起される回折光も同等に短時間持続するので高時間分解能の計測装置が必要となる。

3. 温度測定法

図 2 (a) に媒質中における励起光とプローブ光の幾何学的配置関係を、図 2 (b) に MV の詳細をそれぞれ示す。干渉縞の間隔 Λ は、

$$\Lambda = \frac{\lambda_{pump}}{2 \sin \theta} \quad (1)$$

となる。ここに、 θ は励起光の交差半角、 λ_{pump} は励起光波長である。干渉縞に対し垂直方向に、対向して波長 Λ 、音速 $v_s = v_s(T)$ 、周波数 $f_s = v_s/\Lambda$ を有する LITA が発生する。ただし、 T は媒質温度。DDG に対し、プローブ光 (波長: λ_{probe}) が、Bragg の位相整合角 ϕ で入射するとプローブ光の一部が角度 ϕ で回折され、信号光となる。ここに、

$$\frac{\sin \phi}{\sin \theta} = \frac{\lambda_{probe}}{\lambda_{pump}} \quad (2)$$

(a) Interference fringes

(b) Velocity gratings by electrostriction

(c) Interference between the counterpropagating sound waves

(d) Density gratings

Fig. 1 Schematic of LITA signal generation.

である。信号光強度は周波数 $f_{LITA} = 2v_s/\Lambda$ で変化する⁽¹⁰⁾。したがって、式 (1) から、

$$v_s(T) = \frac{\lambda_{pump}}{4 \sin \theta} \cdot f_{LITA} \quad (3)$$

MV の配置と信号光の強度周波数から LITA の伝播速度を求めることができる。さらに、音速 v_s の温度 T との関係が既知であれば、信号光の強度周波数 f_{LITA}

から温度 T を推定することができる。本報では、試験媒質を大気圧下の純水を対象とし、音速と温度の関係を、Chen ら⁽¹³⁾の示した

$$\begin{aligned} \nu^0 = & 1402.388 \\ & + 5.03711 \cdot (T - 273.15) \\ & - 5.80852 \times 10^{-2} \cdot (T - 273.15)^2 \\ & + 3.34200 \times 10^{-4} \cdot (T - 273.15)^3 \\ & - 1.47800 \times 10^{-6} \cdot (T - 273.15)^4 \\ & + 3.14640 \times 10^{-9} \cdot (T - 273.15)^5 \end{aligned} \quad (4)$$

を採用する。

MV の光軸方向長さ L および幅 d は、それぞれ $W/\cos\theta$, $W/\sin\theta$ で、 W は MV の励起光直径である。本報では、励起光は平凸レンズで MV に集光されるので、入射光をガウス分布と仮定すれば、平凸レンズ上での励起光直径 W_0 、励起光波長 λ_{pump} 、平凸レンズ焦点距離 f を用いて $W = (4\lambda_{\text{pump}} \cdot f)/(\pi W_0)$ となる。以上から、次節に示す実験装置の条件から、 $L = 7.47 \times 10^{-3}$ m, $d = 55.5 \times 10^{-6}$ m となる。ただし、 L および d の値は、 f の異なる平凸レンズを用いることで、任意に調整可能である。

Fig. 2 Schematics of LITA measurement volume.

4. 実験装置

図3に実験装置を示す。励起レーザはフラッシュランプ励起 Q スイッチ Nd:YAG レーザ（発振波長:534 nm, 最大出力:300 mJ, パルス幅:10 ns, ビーム径:約 10 mm）である。インジェクション・シーダーを装備しており、線幅が 0.005 cm^{-1} 未満である。励起光を、レンズ系 TS で垂直方向が長径の楕円断面（長径：短径=3:1）に整えた。楕円断面は、回折限界のため、MV で水平方向を長軸とする楕円断面となる。そのため、円形断面での交差と比べ、DDG 発生領域体積が大となり、LITA 信号強度が高くなる。励起光は、半透明鏡

HM で等分割され、平面鏡 M により平行光束となるよう調整され、集光レンズ L1（焦点距離 820 mm, 直径 50 mm）に入射する。交差半角は、 $\theta = 0.426 \text{ deg}$ とした。交差後にコリメートレンズ L2 で平行光に戻され、一方はビームダンパー BD で捕集し、他方は光検知器 PD に入射させ、信号光記録用の同期信号とした。プローブレーザは、連続発振アルゴン・イオンレーザ（発振波長:488 nm, 最大出力:2.5 W, ビーム径:約 2 mm）である。励起光と同様に M と L1 で、位相整合条件となるよう MV に対し正確に照射した。式 (2) から交差角を $\phi = 0.391 \text{ deg}$ とした。MV を通過したプローブ光は、L2 通過後、BD で捕集した。信号光（図3中の点線）は、L2 でコリメートされ狭帯域干渉フィルタ IF（488 nm 用半値幅 10 nm）と空間フィルタ SF でノイズ光を除去し、光ファイバ OPF を通じ、光電子増倍管 PMT（Hamamatsu H6780）で検知した。PMT の信号は、高速デジタルオシロスコープ OSC（20 GS/s, 2.5 GHz, 日本テクトロニクス社製 TDS7254）で記録した。測定媒質は測定容器 WB（縦 0.17 m, 横 0.30 m, 高さ 0.22 m, ガラス製水槽）に満たした純水である。WB 内の純水は恒温循環槽 TB/C（Thermo NESLAB 社製 RTE100）で精度 0.1 K で温度管理した。また、信号光測定と同時に熱電対 TC（K 型、シース型熱電対、外径 3.2 mm, 応答時間 500 ms）およびデジタルマルチメータ DMM（Agilent Technologies 社製 34420A）で試験体積近傍の水温を測定を阻害せぬよう注意して測定した。信号光の測定は、278 K から 341 K の範囲で段階的に水温を変化させ、合計 12 温度で実施した。測定は、各 20 回行った。

5. 結果と考察

図4に、278 K, 293 K, および 341 K での信号光強度変化を示す。横軸は励起光照射時刻を原点とした経過時間 (ns), 縦軸は信号光強度で、相対値である。信号光は、それぞれ 1 回測定で取得したもので、平滑化などの操作を加えていない。信号光強度は、励起光照射直後に最大で、その後減衰する。減衰の強さは、励起光交差角などの配置と測定媒質の音響特性に依存する。図4から信号光強度は、励起光照射からほぼ 300 ns で減衰した。水中でマッハ数 1 の衝撃波の 300 ns の伝播距離は約 0.5 mm, 同様に標準大気中では約 0.1 mm となる。したがって、測定系の代表長さが数十 mm であれば、衝撃波移動距離は、代表長さの 1% 未満となり、LITA 法は衝撃波背後の温度変化を十分な時間精度で測定可能である。

図5に図4の信号光強度変化の周波数スペクトルを

Fig. 3 Schematic of the experimental setup.

Fig. 4 LITA signals by different water temperatures.

示す。横軸は周波数、縦軸はスペクトル密度で、相対値である。解析には、高速フーリエ変換 (FFT) アルゴリズムを利用した。FFTに際しては、スペクトルの周波数分解能が 50 kHz (水中音速換算で 1 m/s), となるよう、記録条件を調整した。Hartらは、周波数解析に際し、非線形最小自乗フィッティング、Levenberg-Marquardt 法⁽¹⁴⁾や Prony 法⁽¹⁵⁾を利用しているが、FFT

による解析であっても、スペクトルの分解能を十分に高めることで、活用可能と判断した。図 5 から、信号周波数ピーク (図 5 中矢印) が水温上昇により高周波数側に変位していることが明らかである。

Fig. 5 Power spectra from FFT.

図 6 に信号光解析で求めた音速 v_{LITA} と熱電対指示水温 T_{TC} の関係を示す。実線は Chen らの音速曲線 (式 (4)) である。測定値は 278 K から 341 K の範囲でほぼ一致した。最大誤差は、3% であった。また、310 K を超える測定点では、測定値の分散が比較的大きく、最大で 1.8% ($\pm 3\sigma$) となった。高温領域での測定値の分散が拡大する原因として:

- 水温上昇に伴い、WB 内部で微細な温度不均一が発生し、MV 内部の温度が測定毎に変化した。その結果、測定した f_{LITA} が測定毎に分散し、得られた音速 v_S が分散した。一方、この温度不均一は、時間および空間規模が熱電対の分解能より小規模であったため、熱電対による計測では有意な値とはならなかったと推察できる。
- 微細な温度不均一により WB 内の励起光路に微小量の偏角を与えられ、交差角 θ が変化した。このことが信号光強度変化の周波数 f_{LITA} を変化させ、得られた音速 v_S が分散した。

が推察される。交差角 θ の誤差が、信号光周波数 f_{LITA} の測定精度に与える影響を考察すれば; $f_{LITA} = 4v_S \cdot \sin \theta / \lambda_{pump}$ であるから、音速 v_S が一定と仮定し、

$\theta \ll 1$ より, 信号光周波数誤差率 $\delta f_{LITA}/f_{LITA}$ は, 交差角変動率 $\delta\theta/\theta$ に比例する. したがって, 時間的, 空間的に安定した θ を担保することが f_{LITA} 精度向上に重要である.

Fig. 6 The speed of sound in water by LITA.

図 7 (a) に信号光解析で求めた水温 T_{LITA} と熱電対指示水温 T_{TC} の関係を示す. 図 7 中の白丸が測定点で, 破線は直線 $T_{LITA} = T_{TC}$ である. T_{LITA} と T_{TC} はよい一致を示した. 図 7 (b) に T_{LITA} の T_{TC} に対する誤差 $100 \cdot (T_{LITA} - T_{TC})/T_{TC}$ を示す. 図中の黒丸が測定点である. 最大誤差 4% ($\pm 3\sigma$) を得た. 温度が 330 K を超える測定点では T_{LITA} の誤差が比較的大きい. 誤差は, 図 6 での原因と同様で, 測定容器内で発生した温度分布の微細な不均一に起因する.

Fig. 7 LITA thermometry in water.

式 (4) から, 純水の音速は 347 K 近辺で極大値を

有する. そのため, 極大値近傍での音速の微小な測定誤差が温度誤差に強く影響する. 今, $v_s = v_s(T)$ の両辺の自然対数を取り, 全微分をとると,

$$\begin{aligned} \frac{\delta v_s}{v_s} &= \frac{1}{v_s(T)} \cdot \frac{\partial v_s(T)}{\partial T} \cdot \delta T \\ &= \frac{T}{v_s(T)} \cdot \frac{\partial v_s(T)}{\partial T} \cdot \frac{\delta T}{T} \end{aligned}$$

を得る. したがって, 誤差伝播係数 R_e を

$$R_e \equiv \frac{v_s(T)}{T} \left/ \left(\frac{\partial v_s(T)}{\partial T} \right) \right. \quad (5)$$

として, 音速誤差の温度誤差への影響を評価する.

図 8 に Chen らの音速曲線 (式 (4)) に対する R_e および乾燥空気中の音速 $v_s = \sqrt{\gamma \cdot R \cdot T}$ に対する R_e について, 温度 T との関係を示す. ここに, 乾燥空気の比熱比 γ (1.4), 気体定数 R (287.06 J/kg·K) である. 図 8 から, 純水の R_e は 347 K に近づくとともに急速に増加し, ついには無限大に発散する. 一方, 乾燥空気の R_e は, 全温度範囲で定数 2 と不変である.

Fig. 8 Magnitude of the error ratio of the sound speed on the temperature.

以上から, LITA 法では励起光交差半角 θ の変動を抑制すれば高精度の温度計測が可能なこと, および対象とする温度範囲に音速の極値があらわれる場合には, 極値近傍の温度計測精度がやや低くなることを明らかにした. また, 気体中での温度計測では, 純水と比べ測定値の分散が小さくなることが期待できる. 本報は, 媒質を大気圧環境下で測定した. 媒質の音速は媒質の温度 T および圧力 P の関数であるのが一般的である. したがって, 急峻な圧力上昇が発生する衝撃波背後の温度計測に LITA 法を精度よく適用するには, 測定対

象とする媒質について、 T および P をパラメータとした場合の LITA 特性について説明する必要がある。

6. 結 言

非定常高速に変化する温度場計測法の確立を目指し、流体測定技術として近年注目されているレーザ誘起熱音響波(LITA)の利用を提案した。温度計測実証の初期の実験として、大気圧下で水温測定(278 K - 341 K)を実施し、熱電対による温度指示値との比較を行った。その結果を要約すれば：

- (1) LITA 法は、流体温度を非侵襲かつ高速応答(300 ns 程度)で計測可能である。
- (2) 音速測定結果は最大誤差 3% (3σ)、温度測定結果は最大誤差 4% (3σ) を得た。特に、測定範囲の高温部で、測定値のばらつきが発生し、測定精度の低下を認めた。
- (3) LITA 法で気体温度計測では、測定精度の向上が期待できる。
- (4) 衝撃波背後の温度計測には、高圧環境下での LITA 信号特性を説明する必要がある。

謝 辞

本報を執筆するにあたり、東北大学先進医工学研究機構 高山和喜教授の有益な助言を得た。ここに付記し謝意を表する。

文 献

- (1) A. C. Eckbreth, *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*, Abacus, Cambridge, Mass. (1988)
- (2) R. J. Adrian, D. F. G. Durão, F. Dust, M. V. Heritor, M. Maeda, and J. H. Whitelaw (Eds.), "Instrumentation Development", *Laser Techniques Applied to Fluid Mechanics*, Springer-Verlag, (1998)
- (3) 高山和喜, 小野寺収, 小原哲郎, 桑原正明, 北山修, "水中微小爆発による衝撃波フォーカシング医療応用への基礎研究", 機論, **57 B**, (1991), pp.2285-2294
- (4) 高山和喜, "水中衝撃波フォーカシングによる結石破碎の基礎理論", 日本臨牀, **47**, (1989), pp.2671-2681
- (5) H. J. Eichler, P. Günter, and D. W. Pohl, "Mechanism of Grating Formation and Grating Materials", *Laser-Induced Dynamic Gratings*, Springer-Verlag, (1986)
- (6) E. B. Cummings, "Laser-induced thermal acoustics: simple accurate gas measurements", *Optics Letters*, **19**, (1994), pp.1361-1363
- (7) E. B. Cummings, "Laser induced thermal acoustics", *Ph.D. dissertation*, California Institute of Technology, (1995)
- (8) E. B. Cummings, I. A. Leyva, and H. G. Hornung, "Laser-induced thermal acoustics (LITA) signals from finite beams", *Applied Optics*, **34**, (1995), pp.3290-3302

- (9) P. M. Danehy, P. H. Paul, and R. L. Farrow, "Thermal-grating contributions to degenerate four-wave mixing in nitric oxide", *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, (1995), pp.1546-1576
- (10) R. C. Hart, R. J. Balla, and G. C. Herring, "Nonresonant redereced laser-induced thermal acoustics thermometry in air", *Applied Optics*, **38**, (1999), pp.577-584
- (11) R. C. Hart, R. J. Balla, and G. C. Herring, "Simultaneous velocimetry and thermometry of air by use of nonresonant heterodyned laser-induced thermal acoustics", *Applied Optics*, **40**, (2001), pp.965-968
- (12) R. C. Hart, G. C. Herring, and R. J. Balla, "Common-path heterodyne laser-induced thermal acoustics for seedless laser velocimetry", *Optics Letters*, **27**, (2002), pp.710-712
- (13) C. Chen and F. J. Millero, "Reevaluation of Wilson's sound-speed measurements for pure water", *J. Acoust. Soc. Am*, **60**, (1976), pp.1270-1273
- (14) W. H. Press, *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, (1988)
- (15) S. L. Marple, "Chap. 11", *Digital Spectral Analysis with Applications*, Prentice-Hall, (1987)