

Title	レーザー誘起衝撃波による状態方程式研究とその応用
Author(s)	尾崎, 典雅; 田中, 和夫; 重森, 啓介 他
Citation	Journal of Plasma and Fusion Research. 2005, 81, p. 161-166
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/3017
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University



解説

3. 高出力レーザープラズマ研究の新しい展開 3.3 高エネルギー密度プラズマ物理

レーザー誘起衝撃波による状態方程式研究とその応用

尾崎 典雅^{1),2)}, 田中和夫³⁾, 重森啓介²⁾, 吉田正典⁴⁾, 近藤建一⁵⁾

⁽¹⁾エコーポリテクニク高強度レーザー応用研究所, ⁽²⁾大阪大学レーザーエネルギー学研究センター,

⁽³⁾大阪大学工学部, ⁽⁴⁾産業技術総合研究所, ⁽⁵⁾東京工業大学応用セラミックス研究所)

Experimental Study on Equation of State and Its Applications with Laser-Induced Shock Wave

OZAKI Norimasa^{1),2)}, TANAKA Kazuo A.³⁾, SHIGEMORI Keisuke²⁾, YOSHIDA Masatake⁴⁾ and KONDO Ken-ichi⁵⁾

¹⁾LULL, Ecole polytechnique, Cedex, France

²⁾Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan

³⁾Faculty of Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan

⁴⁾National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Tsukuba 305-8569, Japan

⁵⁾Materials and Structure Laboratory, Tokyo Institute of Technology, Yokohama 226-8503, Japan

(Received 28 November 2004 / Revised 4 April 2005)

The equation of state (EOS) of high-density matter is very important not only for fundamental material science but also for inertial confinement fusion target designs. This review paper describes recent experimental results on the EOS study at GEKKO-XII laser facility. We have developed diagnostics for the EOS measurements at multi-TPa regime. Accurate parameters for the EOS were obtained for polystyrene (CH) and other materials. We have also been developing an experiment to demonstrate a condition of the inner core of the earth.

Keywords:

shock wave, equation of state, high-density matter physics, earth inner core

1. はじめに

状態方程式のテーマで特集号に執筆するよう依頼があったとき、ある偉大な研究者の訃報が思い出された。それは Lev Al'tchuler 教授であり、2003年12月23日にモスクワで90歳の生涯を閉じた (<http://www.unipress.waw.pl/airapt/>)。彼は、既に1950年には数多くの物質の1TPaまでの高温高压状態方程式データを発行し、その後の50年間の標準のひとつになっている[1]。また、R.F. Truninらの地下核爆発実験を含む現在の状態方程式研究まで、脈々と流れが続いている[2]。一方、米国では、Los Alamosの大勢の先駆者たちが、衝撃圧縮の手法で極めて多くの物質の状態方程式データを発行し、その精緻さと物質の多様さから、高压力科学の圧力標準を世界に提供してきたと言えよう[3]。そのリーダーの一人、R.G. McQueenも数年前に既に他界している。

これら2つの研究の流れが、原爆開発と深く関わりがあったことは否定できない。しかし、新たに起こった流れを示す本がある。これは、1971年の発行であるが、1969年に開かれた Enrico Fermi 夏の学校のプロシーディングで、Physics of High Energy Densityと題するものである。それは、制御された核融合エネルギーを得るために、実際どのようにして高密度エネルギーを得るか、そして物
corresponding author's e-mail: shige@ile.osaka-u.ac.jp

質がどのように振る舞うかを検討しようとしたもので、筆者らの何人かはこの本に触発されて状態方程式研究を目指したものである。当時のカリフォルニア大学 E. Teller 教授が、既にこの分野を開くのに貢献した Lev Al'tshuler と Yakov Zel'dovich 教授の出席がないこと、ロスアラモス国立研究所からの出席が皆無であったことを残念に思うと述べている[4]ことから、現在に続く新しい流れが始まったと言えよう。その背景にはレーザーのもつ可能性と将来性があった。

そもそも、衝撃圧縮の手法が状態方程式研究に威力を発揮する理由は、時間と距離と質量(比重)の測定で、質量、運動量、エネルギーの3保存則に基づく単純な代数式を用いることにより、圧力、比体積、比エネルギーの絶対値が得られるからである。しかしながら、これには重要な前提となる条件があって、衝撃波面の不連続性か、もしくは一様・定常流が仮定されている。衝撃波面内でのさまざまな励起構造が存在しても、衝撃波面が不連続で一定の速度で進行するか、あるいは衝撃波面背後の状態が定常であることが必要であるが、その確認は容易ではなく、ほとんどの実験データが未確認のままといっても過言ではないであろう。数学上の不連続と現実のディスクリートの物質系での不連続との狭間で、どのような確認が必要かも明確ではな

い。また、高速電子のような衝撃波面よりも早く進行する過程が存在する場合にも、比較すべき初期状態が未知となることから、その確認は重要である。

凝縮系物質、特に固体の衝撃圧縮では、衝撃波による弾性・塑性転移と転位の運動による緩和現象や、不均一塑性変形に伴う熱局在現象などが知られており、既に材料プロセスに利用されているが[5]、これらは上記の定常性の仮定に抵触する。また、流体であっても、流れに伴う分子配向や分極による起電力発生などが古くから知られており、熱力学的状態方程式に構成則を加味する必要もあるが、未だ十分明らかになっているとは言いがたい。これらの微細構造に蓄えられるエネルギーは格子圧縮のエネルギーと比べて大きくないが、例えば、超高压力目盛りの基準となっている固体食塩の状態方程式と衝撃圧縮に伴う温度の測定値との間には、大きな開きがある[6]ことが知られている。これは、一様性を仮定している現在の状態方程式研究の方法が十分でないことを意味している。

テラパスカル領域の衝撃圧縮では、物質の温度はきわめて高い状態となって、固体衝撃圧縮で問題となる微細構造は十分に緩和され熱平衡が達成される傾向にあるが、電子の運動エネルギーが大きな割合を占めるようになるので、凝縮系物質としての状態方程式研究には、正しい状態モデルと分子乖離やイオン化の速度論的問題の視点も重要であろう。なぜならば、現在のところテラパスカル領域の衝撃圧縮実験はレーザー衝撃に負うところが多く、その持続時間が短くなっているからである。これは、一般の材料工学におけるスケール則の未完成さとも関係があるが、過渡的な状態から得られる情報が、そのまま大きなスケールに適用されるとは限らないことは明らかであろう。とくに、状態変化を伴った物質の状態に対する解析モデルの開発も重要である。

著者らは、科学技術振興事業団（現同機構）で平成7年度に採択された戦略的基礎研究事業（CREST）「衝撃波面形成過程と新化学反応プロセス」[7]において、共同して三段式軽ガス銃などの新しい衝撃波発生技術、ポンプ・プローブ法パルス X 線回折などの観測技術、テラパスカルに衝撃圧縮された試料の回収技術などを開発し、衝撃圧縮分野に新しい一歩を踏み出したと自負しているが、精密な状態方程式研究には、多くの課題が山積していると考えている。ローレンスリバモア国立研究所のグループが、状態方程式研究に対して衝撃銃による緩やかな加速を受けた物体の対称衝突にこだわりを続ける[8]のも、高い見識といえよう。状態方程式研究には新たな研究哲学が求められているのかもしれない。

本稿では、ここ数年に亘って行われた激光 XII 号レーザーを用いた一連の状態方程式実験と、レーザー照射による高压発生応用の一例である地球の内核構造に関する実験的研究について述べる。（近藤建一、吉田正典）

2. レーザー誘起衝撃波による状態方程式計測実験

レーザー核融合に関する実験およびターゲットの設計や解析を行う際には、燃料やペレットシェル材料に関する高

圧域の状態方程式 (Equation of state; EOS) が必須の情報である。レーザー照射によって生成される衝撃波によって、ターゲット内部に作り出される熱力学的状態は、個々の物質の EOS に従い、系の流体運動の表現に強く寄与する。現在のところ、広範な圧力・温度の領域をカバーし得る単一の状態方程式理論モデルがないため、爆縮過程を数値的に模擬するための流体シミュレーションコードには、実験データや経験則などと、例えば Thomas-Fermi-Dirac EOS のような理論をスムーズに繋ぐように設計された数値テーブルが導入されている。液体重水素に関する Da Silva らの実験データ[9]を支持する理論[10]と、Knudson らのデータ[11]を支持する理論[12]では、同一の投入エネルギー下で得られる核融合出力が4倍以上も異なるといった顕著な例[13]が示すように、多段の衝撃波によってターゲットが到達する最終的な状態は、使用されている状態方程式とその精度によって決定的に異なり、精度の高い実験データと理論の検証が必要とされる。

核融合ターゲットの燃料シェルとして考えられているプラスチックのような軽元素の物質については、従来法による高压縮が難しいことから、高压域の EOS データが極めて少ない。現在では、高強度レーザーがマルチテラパスカルまでの広範な圧力状態を実験室で実現する唯一のツールとなっている。ここでは、大阪大学レーザー核融合研究センター（現・大阪大学レーザーエネルギー学研究センター、Institute of Laser Engineering）の高強度レーザーシステム・激光 XII 号を用いた状態方程式計測実験と、そこで得られた、ポリスチレンプラスチックに関する超高压 EOS データを紹介する。

ポリスチレンは、透明度・剛性が高く、成型加工性とコストパフォーマンスに優れているなどの利点から、レーザー核融合の爆縮実験において燃料シェルとして用いられ、流体不安定性計測のような種々の基礎実験においても、頻繁に使用されているため、高压域の状態方程式は極めて重要である。

激光 XII 号を用いた我々のグループによる EOS 実験では、ポリスチレン以外でも、シェル材として期待される新しいプラスチック等に対して広範な圧力域でデータが得られており、また材料科学や惑星科学の観点から、EOS データの公表されていない重金属（タンタル）や、炭素（ダイヤモンド）についても興味深い実験が行われているが、それらについては別の機会に紹介できればと思う。

一連の実験は、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにおける大型レーザー激光 XII 号の、高強度照射システム HIPER (High Intensity Plasma Experimental Research) 装置を用いて行われた。HIPER レーザーは、激光 XII 号のレーザービーム12本をすべてバンドルし、 10^{14} W/cm²を超える集光強度で、一方向から照射できるようになっており、衝撃圧縮実験のような、平面衝撃波による1軸圧縮を前提とした手法に適している。本実験では、波長 351 nm の9ビームを使用し、そのビーム本数をショットごとに変えることで物質内に発生する圧力域を制御した。レーザー照射スポットのサイズは直径 600 μm であり、パ

ルス波形は半値幅 2.5 ns の矩形波である。均一な照射強度分布を得るために、時空間カラーサイクル光 (Smoothing by Spectral dispersion: SSD) [14] を利用し、キノフォーム位相板 (Kinoform phase plate: KPP) [15] も挿入されている。その結果、直径およそ 230 mm の平面衝撃波が、約 2 ns にわたって定常に伝播していることが、実験によって確認されている [16]。

HIPER レーザーをインピーダンスマッチング型のダブルステップ構造のターゲットに照射し、衝撃波がターゲット裏面を抜ける瞬間の現象を、自発光計測、反射光計測、放射温度計測の 3 つの計測系によって同時に観察した。実験配置を Fig. 1 に示す。自発光計測系 (Fig. 1 中、Streak camera 1) は、衝撃波がターゲット内部を伝播しターゲット裏面に達した瞬間の、衝撃温度に対応する放射光を可視ストリークカメラによって計測するシステムである。この自発光を、色収差の少ないりレーンズで捕集し、顕微鏡対物レンズを用いて拡大光学系を構成した。コリメートされて射出する光を、アクロマティックレンズによって集光し、ストリークカメラのスリット上へ結像している。

反射光計測 (Streak 2) では、ターゲット裏面にプローブレーザーを照射し、その反射光をストリークカメラで観測することによって、自発光計測と同様に、衝撃波到達のタイミングを知ることができる。衝撃圧縮によって高温の凝集プラズマとなった物質は、衝撃波面が物質裏面に抜けた瞬間に急激に膨張するので、その際の散乱・吸収によって、一般には、プローブ光の反射率は突然消失する。この計測法はターゲットの表面状態に対して非常に敏感なので、放射光量 (自発光) が十分に見込めない低圧の状況や、圧縮性の低い物質 (衝撃温度の上がりにくい高 Z の金属等) でも、衝撃波面到達を感知することができる。また、衝撃波到達以前の微妙な反射率変化から、先行加熱による温度上昇を推定することも可能である [17]。反射光計測用のプローブレーザーは、インジェクションシーダ付きの Q スイッチ YAG (Yttrium Aluminum Garnet) レーザーで、波長 532 nm、時間特性は半値幅 8 ns のガウス波形である。プローブ光は、オプティカルファイバーによってチャンパー付近に導かれ、射出光をレンズによってコリメートし、集

光レンズによってターゲット裏面に照射される。ターゲット表面でスペキュラー方向に反射された光を、自発光計測に利用している同じレンズで集め、可視ストリークスリット上に結像する。自発光計測の光路中に挿入したダイクロックミラーと狭帯域のバンドパスフィルターによって、波長 532 nm のプローブ光のみをカメラに入射させている [16]。

温度計測系 (Streak 3) は、時間・空間分解型の 2 チャンネルの色温度計で、2 つの波長域 (チャンネル) における放射光量を測定し、その比を算出することによって黒体放射の曲線を特定し、衝撃温度 (色温度) を決定する [18]。ターゲット裏面からの放射は、シュワルツシルト型の反射顕微鏡を用いて捕集され、顕微鏡射出後の光路にバイプリズムを挿入して、空間情報を持たせたまま光束を 2 分割する。スペクトル域の異なる 2 つの色フィルター (バンドパスフィルター) に 2 光束をそれぞれ通した後、同一の可視ストリークカメラのスリット上に結像させた (Fig. 2)。使用したバンドパスフィルターは、観測の対象となる温度が数 eV~20 eV 程度までになるので、計測の精度と感度を上げるために、紫外域 (284~327 nm) および可視域 (青) (385~469 nm) を採用した [19]。この計測法では、ひとつの CCD 画面上にターゲット中心の“像”を 2 つイメージさせるので、空間視野と分解能を若干犠牲にすることになるが、衝撃波速度を知るための構造 (ステップなど) を持ったターゲットを使えば、原理的には、ユゴニオ点とそれに対応する衝撃温度を、単一の計測系で取得することができる。また、完全に同一の点 (時間と空間) で放射された光の強度を比較することができるので、温度の時・空間プロファイルを詳細に調べることが可能である。

典型的な実験データ (自発光計測) とターゲット構造を Fig. 3 に示す。用いられた標準物質は Al である。ターゲット各層の厚みは、一次元流体力学コード [20] を用いたシミュレーションによって最適化された。アルミ箔同士の接着は単分子膜接着 [21] によって行われ、ポリスチレンは熱融着で接着されている。各ターゲットステップの高さは、共焦点型レーザー変位計を用いて精度良くキャラクタライズされている。Fig. 3 の実験データでは、まずアルミ基盤裏

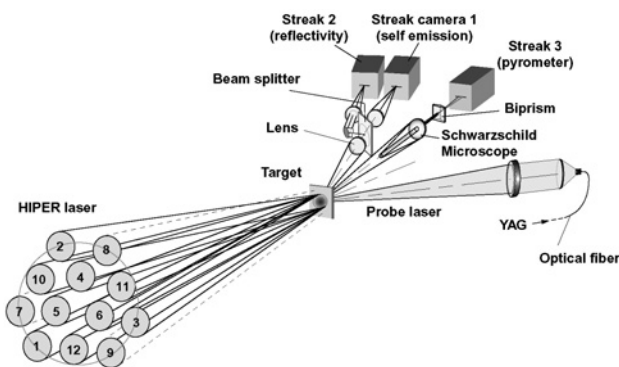


Fig. 1 Experimental schematic. Three streak cameras were used to observe a target rear event at the same time. The laser beams excluding the number 7, 8, and 9 are SSD [14].

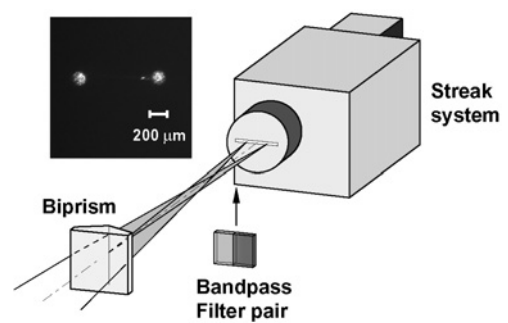


Fig. 2 Experimental set-up of color temperature diagnostic. Biprism allows target image to be split into two images onto the streak-camera slit. Inset data is static images of plastic foam micro-balloon with approximately 150 mm diameter.

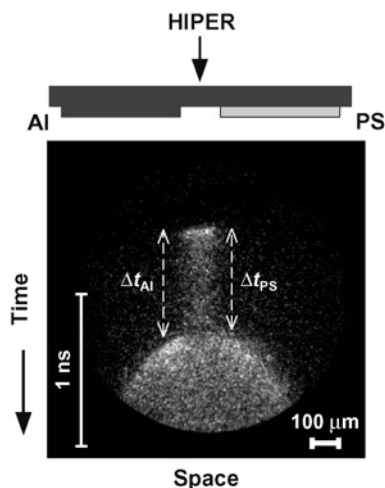


Fig. 3 A typical streak image with double step target in our experiment. The time interval Δt corresponds to the traveling time of the shock through each step.

面における衝撃波到達を示す自発光が観測され、そして $\Delta t_{(PS)}$ と $\Delta t_{(Al)}$ の時間間隔後にそれぞれポリスチレン、アルミステップ表面での発光が続いていることがわかる。 $\Delta t_{(PS)}$ は、ポリスチレンステップの距離を衝撃波が伝搬するのに要した時間であるから、その衝撃波速度 $U_{s(PS)}$ は 32.66 ± 0.645 km/s と求められた。同様に $U_{s(Al)}$ も計算すると 26.23 ± 0.514 km/s であった。インピーダンスマッチング法[22]を用いてポリスチレンのユゴニオを算出すると、粒子速度 $u_{p(PS)} = 20.15 \pm 0.617$ km/s, 圧力 $P_{(PS)} = 685.8 \pm 25.8$ GPa, 密度 $\rho_{(PS)} = 2.718 \pm 0.123$ g/cm³ であった。同様にして、2.7 TPa までのまとまったユゴニオデータを得ることに成功した。

実験によって得られた一連のユゴニオデータを Fig. 4 (a) (b) に示す。ここでは、総じて $\pm 5\%$ 前後の精度で衝撃波速度を決定することができ、また最も精度の高いものは $\pm 2\%$ であった。図中の \square で示した、インピーダンスマッチング実験による 2.7 TPa までの我々のデータと、 \bullet で示した (異なった実験手法による) ローレンスリバモア国立研究所 (LLNL) での 4 TPa までのデータ [23] とは、 P - u_p , U_s - u_p の両平面において良い一致を示している。これらのデータからは、 U_s と u_p の間に相関が認められ、重み付きの最小二乗法によって、 $U_{s(PS)} = 7.404 + 1.259u_{p(PS)}$ の関係式が求められた。

ここで得られた実験データから、衝撃超高压下の炭化水素材料が、分子性流体相の水素と、高压ダイヤモンド相の炭素との混合流体であると仮定した Ree の理論モデル [24] (一点鎖線) に比べて、ポリスチレンの圧縮率 $U_s/(U_s - u_p)$ は低く見積もられ、QEOS [25] (点線) もしくは SESAME [12] (実線) モデルの方が、比較的一致していることがわかる。圧縮率を減少させる要因として、先行過熱の影響を挙げることができるが、反射光計測データの解析結果からは、アルミ基盤 40 μ m の裏面における先行加熱温度が 0.08 eV 以下であると評価されているので、ポリスチレンの温度はそれよりも低いと考えられる。また, Cauble らのシミュレーションでも、実際の衝撃温度の 0.05%

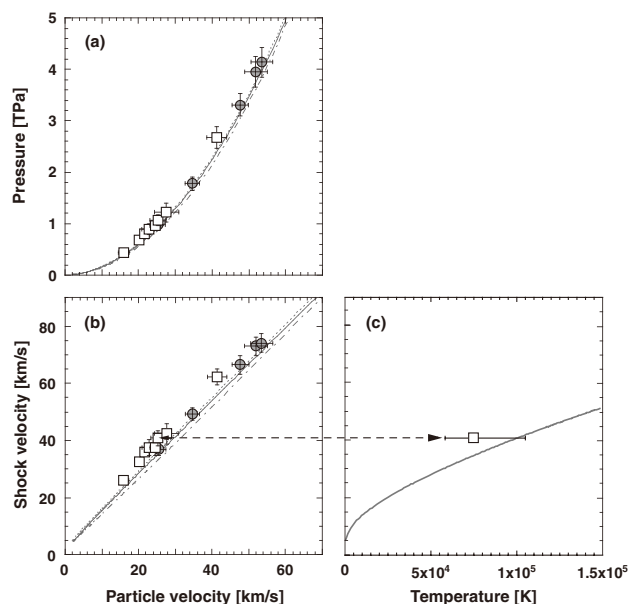


Fig. 4 Polystyrene Hugoniot data presented as (a) pressure vs. particle velocity, (b) shock velocity vs. particle velocity, and (c) shock velocity vs. temperature. The present data obtained at the ILE (open squares) and past data [23] (grey solid circles) are compared to the SESAME tabular EOS [12] (solid curve), QEOS [25] (dashed), and Ree's model [24] (dot-dashed).

(約 0.05 eV) 程でしかないと評価されている [23]。ここで得られたテラパスカル域のデータ点に、QEOS モデルを漸近させるためには、0.5 eV の初期温度を与える必要があり、実験で推定された先行加熱によるレベルとは、1 桁の開きがあるためあまり現実的ではない。

SESAME や QEOS が予測するよりもポリスチレンがさらに硬い可能性が示唆されており、色温度計測によるポリスチレンの衝撃温度データ [19] から判断しても、この予測は妥当のようである。このことは、爆縮によって加速するシェル中の密度や速度、また流体力学不安定の成長率などに具体的な影響を及ぼし得る。

レーザー核融合における燃料ターゲットの圧縮過程を予測するためには、燃料となる重水素等の水素同位体やその燃料シェルの EOS を知ることが必須の要項である。ここでは、高強度レーザー装置を用いて行われた、ターゲットシェル材料であるポリスチレンに関する実験の結果を紹介した。その結果、レーザー直接照射方式による超高压域のユゴニオデータを、2.7 TPa の圧力まで、良い精度で取得することができた。一般的な EOS モデルと比較して、マルチ TPa の圧力域における妥当性を検証し、SESAME や QEOS が予測するよりも、圧縮されたポリスチレンが硬く、低温であることが示唆された。今後は、温度計測の高精度化、衝撃波面反射率などの計測を通じて、圧力-密度-温度面の完全な EOS データセットや、化合物内部の構成要素の存在形態を示唆するようなデータ (分子解離、電離度など) の取得へ展開が期待される。(尾崎典雅, 田中和夫)

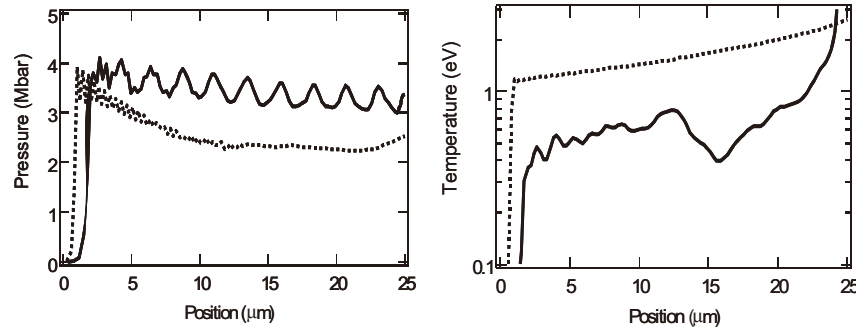


Fig. 5 Calculated pressure and temperature at shock break out time with 1-D simulation ILESTA-1D.

3. レーザー衝撃波による地球内部構造科学への応用

地球の核は、主に固体の鉄である内核を、軽元素を含んだ液体の鉄が外核として取り巻く構造になっている[26]. 固体地球モデルなどから、地球の中心部の圧力は約 350 GPa, 温度は約 6,500℃ と言われている[27]. 高压発生装置を用いたこれまでの地球科学の研究は、主に静的な圧縮装置を用いて地球の「外側」から徐々に内部についての研究を進めるというのが主流であった。レーザーを用いた衝撃圧縮による高压発生法を適用すれば、現在の大型レーザー装置で地球の内核圧力を発生させるのは困難ではないため、静的圧縮装置による地球科学研究とは逆のアプローチで研究を進めることが可能である。本研究では、高強度レーザーを用いて地球の内核に近い状態をつくり出し、そのような状況下での諸パラメータを実験的に計測することを目的とする。

地球深部に近い状態を実現するために、高強度レーザーを用いてターゲットとなる鉄を照射し、衝撃波圧縮する方法を用いる。しかしながら、衝撃波による圧縮・加熱や、レーザー照射面からの電子・輻射によってターゲット内部が目標となる温度以上に上昇してしまう恐れがある。よって、地球内核の条件を達成させるにはレーザー核融合と同じく低エントロピー圧縮が必要となる。このため、①多段パルスによる段階的圧縮、②輻射・熱伝導シールドとして3層構造のターゲットを中心として、1次元シミュレーション「ILESTA-1D」を用いて最適かつ現実的な実験条件を模索した。Fig. 5に圧力・温度プロファイルの計算結果例を示す。Fig. 5は衝撃波が裏面に到達する瞬間でのプロットである。実線は2段パルス（フットパルス：波長 2ω , 2×10^{12} W/cm², 4 ns, メインパルス：波長 3ω , 2×10^{13} W/cm², 7.5 ns）を3層構造ターゲット（照射面側より CH 5 μm, Au 1 μm, Fe 40 μm）で照射した場合であり、破線は1段矩形パルス（波長 3ω , 2×10^{13} W/cm², 7.5 ns）を1層ターゲット（Fe 40 μm）に照射した場合である。両者とも衝撃波抜け時刻付近での各プロファイルのプロットしている。絶対値を比較すると、温度に関しては2段パルスと3層ターゲットの組み合わせ（図の実践）によりほぼ地球内核に近い値が得られており、1段パルス・単層ターゲット（図の点線）よりも十分に低エントロピー圧縮が行われていることを意味している。また、圧力も2段パルスの効果により衝撃波背後もほぼ一定の値が得られている。

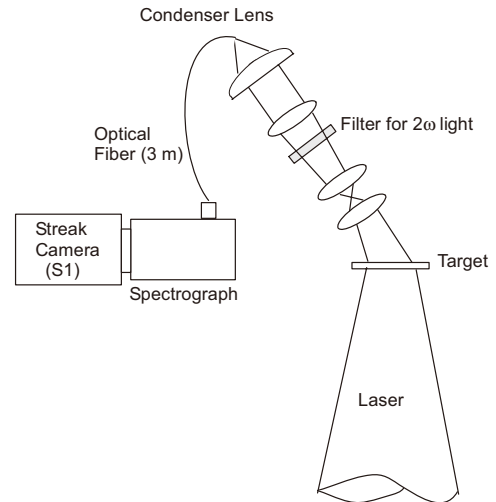


Fig. 6 Schematic view of experimental setup for pyrometry.

圧力の絶対値もほぼ地球の内核に近い状態である。圧力構造や温度の絶対値、すなわち低エントロピー圧縮に関しては、2段パルス・3層構造ターゲットを用いるのが有効であることを示している。

実験は、大阪大学レーザーエネルギー学研究中心の激光GXII号レーザーのHIPER照射システムを用いて行った。最適化された実験条件を基本に、実際の実験条件を設定した。ターゲットは上記の3層構造ターゲット（照射面側より CH 5 mm, Au 1 mm, Fe 40 μm）を用いた。照射レーザーは2段パルスとなっており、照射強度 2×10^{12} W/cm² のフットパルス（λ: 0.527 μm, PCL）、および強度 2×10^{13} W/cm² のメインパルス（λ: 0.35 μm, SSD）で構成された。

Fig. 6に衝撃圧縮された鉄の温度計測の計測概略図を示す。ターゲット中を伝播した衝撃波がターゲット裏面に到達する際の発光をマイクログラフで拡大した後、コンデンサーレンズを用いて集光し、分光器へと導入した。計測対象となる温度が低いため、発光の空間分解は無視した計測系となっている。波長分解された像は可視ストリークカメラによって計測された。結果をFig. 7に示す。可視ストリークカメラで時間分解された可視分光像（Fig. 7 (a)）より、衝撃波通過時の分光スペクトルが得られた。結果をFig. 7 (b)に示す。得られた分光スペクトルを、計測器の分光感度特性を考慮して解析した結果をFig. 8に示す。

本計測のような温度領域では短波長領域（500 nm 以

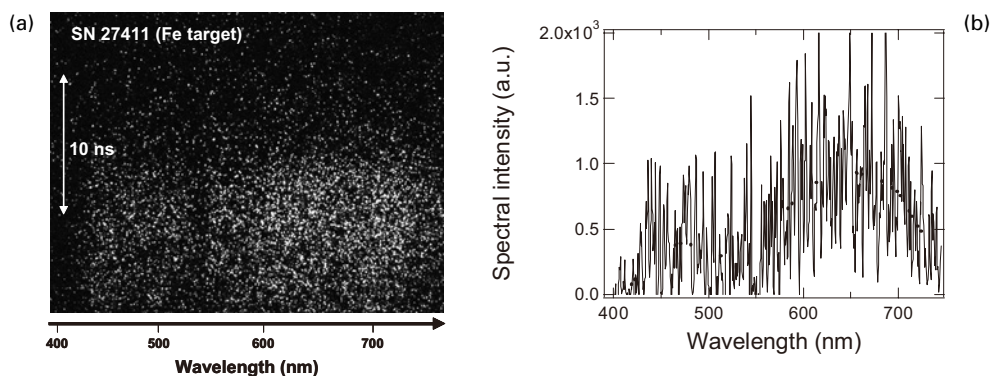


Fig. 7 (a) Raw image of the pyrometer for three-layered iron target. (b) Spectra at the shock breakout timing.

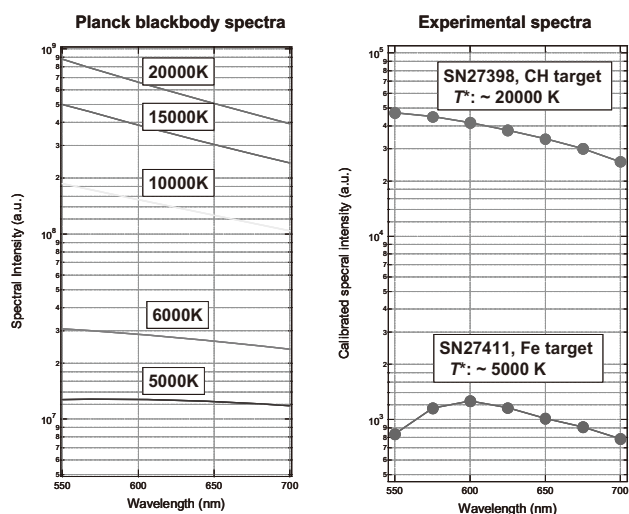


Fig. 8 Blackbody spectra for several temperatures and experimental spectra for CH and Fe targets. The shocked temperature is characterized by the peak wavelength and emission intensity.

下)では信号量が少なく、なおかつ可視ストリークカメラの感度が低い領域であることからデータ解析は容易ではない。Fig. 8では550~700 nmの波長領域におけるスペクトルを示している。別の照射条件でプラスチック (CH) ターゲットを照射した場合のスペクトルを同時に示している。この場合、1次元シミュレーションで得られた温度は約20,000~30,000℃であり、Fig. 8の左に示した黒体放射のスペクトル (計算値) と比較すると、その光量比から鉄ターゲットの場合は5,000~6,000℃の温度が得られていることがわかった。また、不明瞭ながらも発光のピーク値 (約600 nm) が見られることもわかる

衝撃波裏面の可視分光計測を行い、比較的低温度での衝撃波温度を測定することに成功した。今回得られた分光データの波長範囲はまだ十分ではなく、計測光量も改善の余地がある。今後は光学系の改良などを通してよりクオリティの高いデータ取得を行う。また、このような圧力・温度領域での音速計測を行う予定である。(重森啓介)

参考文献

- [1] L.V. Alschuler, S.B. Korner, A.A. Bakanova and R.F. Trunin, *Sov. Phys. JETP* **11**, 573 (1960).
- [2] R.F. Trunin, *High Temperature* **42**, 154 (2004).
- [3] R.G. McQueen, S.P. Marsh, J.W. Taylor, J.N. Fritz and W.J. Carter, *High-Velocity Impact Phenomena*, edited by R. Kinslow (Academic, New York, 1970) p.293.
- [4] E. Teller, *Physics of High Energy Density*, edited by P. Caldirola and H. Knoepfel (Academic, London, 1971) p.1.
- [5] K. Kondo and S. Sawai, *J. Am. Ceram. Soc.* **73**, 1983 (1990).
- [6] T. Ogura, K.G. Nakamura and K. Kondo, *Phys. Rev. B* **70** 144110 (2004).
- [7] 近藤建一：戦略的基礎研究事業 (CREST) 平成7年度採択研究課題研究終了報告書, 科学技術振興事業団 (2001).
- [8] A.C. Mitchell, W.J. Nellis, J.A. Moriarty, R.A. Heinle, N.C. Holmes, R.E. Tipton and G.W. Repp, *J. Appl. Phys.* **69**, 2981 (1991).
- [9] L.B. Da Silva *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 483 (1997).
- [10] M. Ross, *Phys. Rev. B* **58**, 669 (1998).
- [11] M. D. Knudson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 225501 (2001).
- [12] SESAME, the LANL equation of state database, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-92-3407 (1992).
- [13] T.R. Dittrich *et al.*, *Phys. Plasma*, **6**, 2164 (1999).
- [14] S. Skupsky *et al.*, *J. Appl. Phys.* **66**, 3456 (1989).
- [15] S.N. Dixit *et al.*, *Opt. Lett.* **21**, 1715 (1996).
- [16] N. Ozaki *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 1600 (2004).
- [17] A. Benuzzi *et al.*, *Phys. Plasmas* **5**, 1 (1998).
- [18] T.A. Hall *et al.*, *Phys. Rev. E* **55**, R6356 (1997).
- [19] 小野貴俊ほか：プラズマ・核融合学会誌 (*in press*).
- [20] M. Yoshida, CETR Report C-06-86, Center for Explosives Technology Research (1986).
- [21] K. Nagai *et al.*, *Jpn J. Appl. Phys.* **41**, L1184 (2002).
- [22] Y.B. Zel'dovich and Y.P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press, New York, 1966).
- [23] R. Cauble *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1248 (1998).
- [24] F.H. Ree, Lawrence Livermore National Laboratory Report Uo. UCRL-51885, 1975.
- [25] R. More *et al.*, *Phys. Fluids* **31**, 3059 (1988).
- [26] F. Birch, *J. Geophys. Res.* **57**, 227 (1952).
- [27] D. Alfe *et al.*, *Nature* **413**, 462 (1999).