



Title	衝撃圧縮されたポリスチレンの温度・圧力・衝撃波速度の同時計測
Author(s)	小野, 貴俊; 田中, 和夫; 尾崎, 典雅 他
Citation	Journal of Plasma and Fusion Research. 2004, 80(6), p. 476-481
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/3043">https://hdl.handle.net/11094/3043</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka



# 衝撃圧縮されたポリスチレンの 温度・圧力・衝撃波速度の同時計測

小野 貴俊<sup>1)2)</sup>, 田中和夫<sup>1)2)</sup>, 尾崎典雅<sup>3)</sup>, 塩田剛士<sup>1)2)</sup>  
長井圭治<sup>1)</sup>, 重森啓介<sup>1)</sup>, 中野元博<sup>2)</sup>, 片岡俊彦<sup>2)</sup>

(<sup>1)</sup>大阪大学レーザー核融合研究センター, <sup>2)</sup>大阪大学大学院工学研究科, <sup>3)</sup>Ecole Polytechnique)

## Simultaneous Measurement of Temperature, Pressure and Shock-Wave Velocity of Compressed Polystyrene

ONO Takatoshi<sup>1)2)</sup>, TANAKA Kazuo A.<sup>1)2)</sup>, OZAKI Norimasa<sup>3)</sup>, SHIOTA Takeshi<sup>1)2)</sup>, NAGAI Keiji<sup>1)</sup>,  
SHIGEMORI Keisuke<sup>1)</sup>, NAKANO Motohiro<sup>2)</sup> and KATAOKA Toshihiko<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, Osaka 565-0871, Japan

<sup>2)</sup>Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita, Osaka 565-0871, Japan

<sup>3)</sup>Laboratoire pour l'Utilisation de Lasers Intenses, Ecole polytechnique, 91128 Palaiseau, France

(Received 16 February 2004 / Accepted 10 May 2004)

Experiments, to measure temperature, pressure and shock wave velocity of compressed polystyrene (PS) simultaneously, are first carried out using the GEKKO XII/ HIPER laser system of the Institute of Laser Engineering, Osaka University. An optical system is made of Schwarzschild microscope and a biprism, which allowed the image of rear surfaces of a double-step target to be split into two and focused onto a slit of a visible streak-camera. Each image through two different band-pass filters is then recorded by using the streak-camera for spatially and temporally resolved measurement. First, pressure and shock wave velocity are calculated by observing the emissions from shock break out at the each step. Secondly, we measure the emissivities of the ultra-violet (UV) and blue range of spectrum from the shock wave-front passing in PS and decide color temperature from the ratio.

Keywords:

laser driven shock wave, polystyrene, equation of state, Hugoniot curve, color temperature, streak-camera

## 1. はじめに

極限状態(超高压・超高密度)下の物質の状態方程式(Equation of state; EOS)研究は,宇宙物理や物質科学[1]をはじめとした多くの自然科学分野にとって,非常に重要な研究対象として注目されている。相互に密接な関係にあるこれらの中でも特に慣性核融合研究[2]は,燃料球爆縮過程の計算コードにEOSの理論モデルやデータベース[3,4]を利用しているので,その理解にEOS実験の新しいデータが大きく貢献するものと期待されている。

物質中を平面衝撃波が $U_S$ の速度で伝播する1次元圧縮のEOS実験において,衝撃波面の前後で成り立つ質量保存則より密度 $\rho$ に関する(1)式が,そして,運動量保存則より圧力 $P$ の跳躍を記述した(2)式が導かれる。さらに,この両式とエネルギー保存則を組み合わせると内部エネルギー $E$ の跳躍を記述した(3)式のランキン・ユゴニオの式が導かれる。

$$\rho_0 U_S = \rho (U_S - u_p) \quad (1)$$

$$P - P_0 = \rho_0 U_S u_p \quad (2)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad (3)$$

ここで,添字0付きの $P_0, \rho_0, E_0$ は衝撃圧縮前の初期状態における圧力,密度,内部エネルギーを示し, $U_S$ は衝撃波速度, $u_p$ は衝撃波面背後の圧縮された物質の粒子速度を表す。ここに登場する衝撃圧縮後の5つの未知パラメータに対して $U_S$ と $u_p$ など2つを独立に実験で絶対計測できれば,前述の3つの跳躍関係式から物質の状態量はすべて一義的に決定することができる。物質の衝撃圧縮特性を表すユゴニオ曲線を実験計測する最も一般的な方法としてインピーダンスマッチング法があり,ガス銃や爆薬を使ったEOS実験で多数のデータが得られてきた。この方法では,既にユゴニオ曲線が知られている物質(標準物質)から被測定物質に衝撃波を透過させてその入射波と透過波の速度を測定し,標準物質と被測定物質の圧力と粒子速度がその界面で互いに等しくなることからユゴニオ曲線上のデータ点を評価する。近年ではテラパスカルといった超高压域のユゴニオ曲線上のデータ点が高強度レーザーを使って,イン

ピーダンスマッチング法により決定されている。また、フラッシュ X 線の透過像による密度 [5, 7], あるいは, 光のドップラーシフトを利用した速度干渉計によって粒子速度 [8, 9] を直接観測することでユゴニオ曲線を決定する絶対計測実験も行われている。

ポリスチレン (Polystyrene; PS) は, 慣性核融合燃料カプセル材料の候補の 1 つに挙げられており, 透明性に優れ, 剛性が高く, 成型加工性に優れた特性を持つプラスチックである [10, 11]。ポリスチレンのユゴニオ曲線は高強度レーザーを用い, 4 TPa までの実験データが, 米国・ローレンスリバモア研において密度等の直接計測 [12] で得られ, 大阪大学ではインピーダンスマッチング法によりユゴニオ曲線データを数点 [13] 求めており, それぞれ異なる実験手法で得られたデータが良い一致を示している。しかし, テラパスカルの圧力域では, 提案されているポリスチレンの EOS の理論モデルからの予測とは大きく異なる状態曲面を描いている。これまでに得られた数点のデータの計測精度では, 代表的な EOS の理論モデルである SESAME の EOS データベース (米国・ロスアラモス研がデータベース化して公表している EOS テーブル [14]) と QEOS モデル (Thomas-Fermi の電子気体モデルから計算された EOS モデル [14]) のいずれが妥当であるか評価できず, 異なる方法によって新たな物理量を計測する必要性が予測される。

そこで, 我々は各理論モデルの間で比較的大きな温度の計測実験を計画し, モデルの妥当性検証に向けた新しいアプローチを試みた。衝撃圧縮による極限状態下の物質の温度は, (3) 式に陽には現れない状態量であり, 内部エネルギー  $E$  の増加が温度上昇を陰に含む。衝撃圧縮は, その過程で発生した熱による膨張力に抗して仕事が行われるため, 単なる断熱圧縮過程でなく, 等エントロピー圧縮の場合より温度が上昇する。そのため, 基本的な静水圧縮実験の等温圧縮曲線を評価しようとする, 熱平衡状態における温度と圧力等の関係を与える EOS を仮定して衝撃圧縮実験中の温度 (熱膨張) を計算し, 求めたい温度の状態量に換算することが必要となる。一方, 衝撃圧縮実験中に衝撃波面からの放射光を直接計測できれば, EOS の仮定なしに温度を決定できるだけでなく, 物質の相状態等を調べることが可能となり, EOS 全体の描像を捕らえるために有用である。本論文では, 高強度レーザーを用いて TPa 領域のポリスチレンの温度, および, インピーダンスマッチング法による圧力を衝撃波速度と同時に計測する実験法を開発したので報告する。

## 2. 衝撃圧縮実験における温度計測法

衝撃圧縮によって物質の内部エネルギーは増加し, 系に投入されたエネルギーは格子の歪みと格子振動に割り振られる。すなわち, 衝撃波面背後の圧縮された物質は圧力の増加と共に温度も上昇するので, 原子分子の電子励起, 振動, 回転準位間の遷移などが起こり, 輻射が観測される。これを黒体輻射で近似すると, ある波長  $\lambda$  の単位面積から単位立体角に放射される熱放射エネルギー (分光放射発散

度)  $E_\lambda(T)$  は, 光速を  $c$ , プランク定数を  $h$ , ボルツマン定数を  $k$  として,

$$E_\lambda(T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left\{ \exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1 \right\}^{-1} \quad (4)$$

と表される。(4) 式より, 物体からの電磁放射は物体の温度が高くなるに従い, 放射量が増大し (可視光域では輝度が高くなる), 最大の放射エネルギーに相応する波長は短くなることがわかる。また, 黒体輻射のエネルギーと波長の曲線は, 温度に対して 1 対 1 で対応しており, 温度によってその曲線がユニークに決まる。従って, ある温度の黒体の放射に関してこの曲線, すなわち分光分布特性を計測することにより, その放射源の温度を知ることができる。

放射の計測から温度を決定する方法は, 輝度温度計測 [15], 2 色温度計測 [16-18] (または単に色温度計測), スペクトル温度計測 [19, 20] が代表的な計測手法である。しかし, 輝度温度計測では温度計 (ここでは温度計測システム全体をいう) の較正が絶対的に必要であるが, 非常に大きな計測誤差を含んでしまう。また, ポリスチレン中の衝撃波面からの放射光のみを分光するスペクトル温度計測では, インピーダンスマッチング法で必要な標準物質の衝撃波速度を同時に計測できない。そのため, 本実験では色温度計測法を採用した。

色温度計測法では, 2 つの波長 (チャンネル) における放射を測定し, その強度比を算出することにより黒体輻射の曲線を特定して絶対温度を評価する。放射光の強度比は, 各温度に対して固有で 1 つの値しかないので, これより温度を決定することができる。また, 2 チャンネルの輝度を比較することから, 比温度法とも呼ばれ, 仮に放射源が黒体とみなせない灰色体の場合でも輻射強度の補正係数が波長に依らず一定であれば, その比は黒体で評価した値と同じになり, 適用範囲が広い。

また, レーザー衝撃圧縮による温度計測実験では, ナノ秒オーダーの極短時間に現象が限られるので, ガス銃や爆薬を使った従来の衝撃圧縮実験よりも計測に関する制限が大きい。レーザー実験で実現されるテラパスカル領域の超高压下では, アルミのような金属にあってもその相状態はプラズマとなり, 衝撃波がアルミ裏面に到達する際に急速に膨張する [21]。したがって, 不透明なアルミのレーザー衝撃実験で観測できる放射は, ターゲットの裏面から膨張するプラズマによって急速に遮られ (オパシティが増加し), さらに膨張に伴う冷却が起こるため放射光強度は指数関数的に減衰し, 真の温度より低く見積もられることが多い。

本実験では, ポリスチレンが高い透明度を持っている性質を利用し [22], ポリスチレン内部を伝播する衝撃波面からの放射光を, 直接, 時空間分解計測することで衝撃波が物質裏面に到達する瞬間の放射光強度を評価することができ, 真の温度を衝撃波速度と同時に計測することを可能とした。

### 3. 実験セットアップ

本実験は大阪大学レーザー核融合研究センターにある激光 XII 号 HIPER (High Intensity Physics Experimental Research) [23] を使用した。HIPER レーザーは、 $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> を超えるようなレーザー強度で物質の 1 次元衝撃圧縮の実験を行うために、球対称爆縮方式の慣性核融合研究用に設計された 12 本のレーザーを、F ナンバー 3 の立体角にバンドルして一方向から照射できるように改良されたものである。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。また、実験時のパルス幅は 2.5 ns で、時間的に急峻な不連続面 (衝撃波面) を作り出すために、パルス波形は矩形波に近い形をとるように設定した。これら 9 ビームは、平滑な照射パターンを得るため、時空間カラーサイクル光 (Smoothing by spectral dispersion: SSD) を利用し、キノフォーム位相板 (Kinoform phase plates: KPPs) も挿入されている。その結果、ターゲット上でのレーザーの集光径を 600  $\mu$ m に設定した場合、直径およそ 230  $\mu$ m の平面衝撃波領域が確認されている [24]。

$10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> を超える集光強度でターゲットにレーザーを照射したとき、発生する圧力は TPa を超え、温度は数万 K に達すると予想される。このような高温域では、可視域内の波長で、ほとんど黒体輻射の放射光強度の差異がみられなくなる。すなわち、色温度計測における 2 チャンネルを可視域の中から選択すると、その比の温度に対する感度が悪くなり、大きな計測誤差を生じる。したがって、本実験における 2 チャンネルは、数万 K の温度に対し明瞭に放射光強度の差が確認できる紫外域と可視域 (青) を選択した。

温度と同時にインピーダンスマッチング法により圧力を評価できるように空間時間分解計測するためには、ポリスチレンとユゴニオ曲線が既知のアルミの衝撃波速度を共に測定する二つの段差 (ダブルステップ) 付きのターゲットを用いてその裏面発光をストリークカメラのスリットに像転送する必要がある。しかし、紫外光を計測するために色収差を考慮するとレンズ等の透過型拡大光学系は使用できない。そこで、X 線画像計測等で使用される反射型光学系であるシュワルツシルト顕微鏡 [25] を使用した。シュワルツシルト顕微鏡は、大小 2 つの同心球面を用いて、直入射ですべての波長に対して同一のポイントに集光することができる。Fig. 1 に実験のセットアップを示す。ダブルステッ

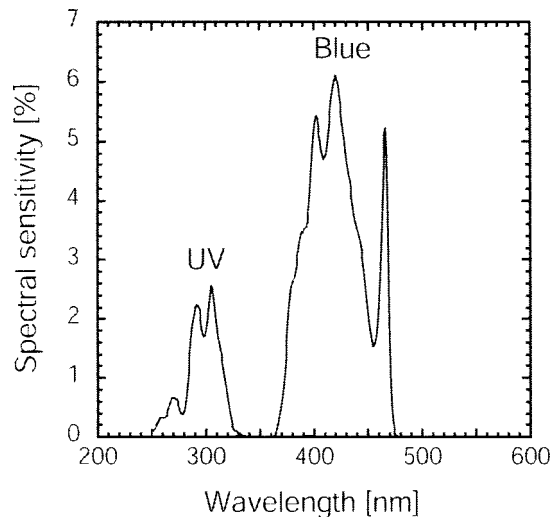


Fig. 2 Spectral sensitivity of our system is evaluated from the data of the photocathode sensitivity for the streak-camera and the spectral transmittance of the optics (filters and biprism) measured with the spectrophotometer in the two channels (UV and blue).

プターゲット裏面からの放射はシュワルツシルト顕微鏡によってチャンバの外まで導かれ、その間に挿入されたバイプリズムによって光束は空間情報を持ったまま 2 分割される。スペクトル域の異なる 2 つの色フィルタ (バンドパスフィルタ) に 2 光束をそれぞれ通した後、同一のストリークスリットに結像させた。このようにショットごとにターゲット裏面の紫外および可視域 (青) の発光  $I_{UV}$ ,  $I_B$  を観察した。また、事前にアルミのウェッジ型ターゲットショットを行い、その裏面発光の様子をこの温度計を用いて計測した。2 チャンネルにおいて同時刻にとらえられた発光からウェッジターゲット裏面の同一空間点を決定し、ストリークカメラ像の空間較正を行った。シュワルツシルト型顕微鏡は約 14 倍の倍率よりターゲット上で 12  $\mu$ m の空間分解能が達成され、その時間分解能は 37 ps 程度である。

Fig. 2 に示すように、この温度計における 2 チャンネルの分光感度特性 (使用したすべてのフィルタやストリークカメラの感度特性等を含む) は紫外域 (284 ~ 327 nm) で最大 2.6%、可視域 (青) (385 ~ 469 nm) で最大 6.1% 透過であった。これらフィルタの透過率はすべて分光高度計で計測した結果を使用している。これら 2 チャンネルの分光感度特性の相対関係は、電流補正が可能で時間的に強度が一

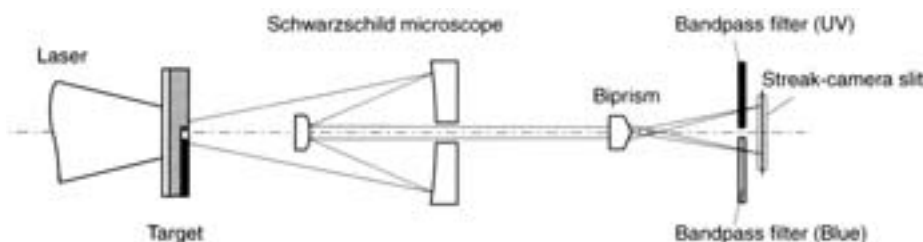


Fig. 1 Schematic arrangement of our optical system (Schwarzschild microscope and the biprism) allowed the image of rear surfaces of the double-step target to be split into two and focused onto the streak-camera slit. Using two different band-pass filters, the images of ultra-violet (UV) and blue spectrum regions were recorded.

定で、各波長における発光の強度分布が正確にわかっているタングステンランプを用いて校正した。この分光感度特性を利用して得られた紫外域と可視域（青）の発光強度の比  $I_{UV}/I_B$  から決定される色温度を Fig. 3 に示す。

#### 4. 実験結果

Fig. 4 に使用したターゲットと実験で測定されたストリークカメラのデータを示す。このショットの集光強度は、 $8.8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  であった。使用したターゲットは、Fig. 4 中に示したとおり、アルミを標準物質としたインピーダンスマッチング衝撃波速度計測用のダブルステップ構造を、単分子膜接着法 [26] で接着したアルミのステップと、密度  $1.041 \pm 0.05 \text{ g/cm}^3$  のポリスチレンの熱融着によるステップで形成している。通常のインピーダンスマッチング法では衝撃波到達時刻を計測するためポリスチレン全体に薄いアルミコートを実施すが、ここでは衝撃波面からの温度を計測するため、ターゲット中心部の約  $100 \mu\text{m}$  に  $0.1 \mu\text{m}$  のアルミコート処理を行わず、透明体のままとした。ターゲットのベース膜厚を変えて 1 次元流体力学コード MY 1 DL [27] によりパルスレーザー誘起衝撃波の伝播を数値解析し、ストリークカメラの計測設定時間と比較検討した結果、アルミのベース膜厚を  $40 \mu\text{m}$  とした。また、2 次元走査可能な非接触式のレーザー変位計（分解能  $0.01 \mu\text{m}$ ）により各ステップ膜厚を測定した結果、アルミステップは  $20.25 \pm 0.18 \mu\text{m}$ 、ポリスチレンステップは  $20.32 \pm 0.15 \mu\text{m}$  であった。さらにターゲットのレーザー照射側には、高速電子などによる先行加熱を抑制するため、 $12 \mu\text{m}$  のアブレタ（ポリスチレン）を接着した。

Fig. 4 のストリークカメラのデータは上から下に時間掃引しており、右のデータではアルミステップおよびポリスチレンを介してアルミベースからの可視域（青）の発光がとらえられている。それに対して左のデータでは、ポリスチレンを介して衝撃波面からの紫外域の発光をとらえたもの

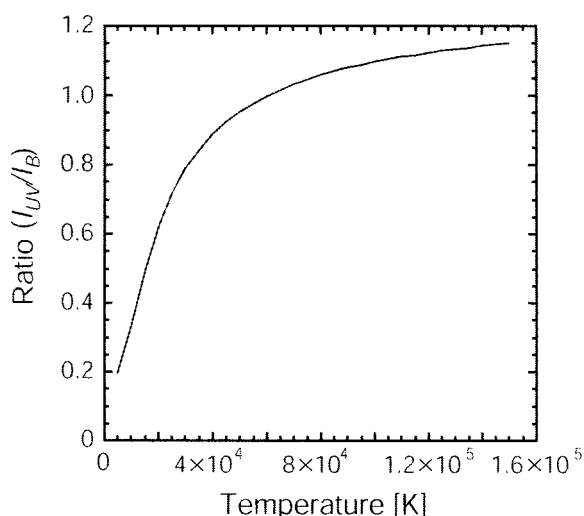


Fig. 3 Color temperature deduced from the ratio ( $I_{UV}/I_B$ ) as the temperature of a perfect black-body or grey-body using the spectral sensitivities.

であるが、アルミベースからの発光は途中ポリスチレンによる吸収を受けるため明瞭でない。

まず、Fig. 4 中に示す時間差  $t_{Al}$ ,  $t_{PS}$  は、それぞれアルミとポリスチレンのステップを衝撃波が通過するのに要した時間に一致し、それぞれ  $657.3 \pm 15.8 \text{ ps}$ ,  $471.6 \pm 15.5 \text{ ps}$  であった。ターゲットの各ステップの厚さと、Fig. 4 から求めた発光の時間差を用いて、アルミとポリスチレンの衝撃波速度を求めるとそれぞれ  $31.4 \pm 1.5 \text{ km/s}$ ,  $40.8 \pm 2.5 \text{ km/s}$  と見積もられた。これらの衝撃波速度からインピーダンスマッチング法を用いてポリスチレンのユゴニオ曲線上の 1 点を決定すると、粒子速度は  $25.3 \pm 2.0 \text{ km/s}$ 、圧力は  $1.07 \pm 0.11 \text{ TPa}$  であった。

次に、ポリスチレン透明部分の同一ポイント（Fig. 4 中の点線位置）を透過してきた紫外および可視域（青）の放射光強度  $I_{UV}$ ,  $I_B$  の時間分布を Fig. 5(a),(b) にそれぞれ示す。Fig. 5 中の時間 0 は、ポリスチレンステップの裏面に衝撃波が到達した時間を表す。衝撃波面からの紫外および可視域（青）の放射光は、被測定物質であるポリスチレンによる吸収を受けており、特に紫外光の場合はその吸収が非常に大きいことがわかる。厚さ  $20 \mu\text{m}$  のポリスチレン箔を分光高度計でその透過率の波長依存性を計測すると紫外光（ $305 \text{ nm}$ ）および青色光（ $420 \text{ nm}$ ）の場合それぞれ 32%, 82% であった。すなわち、ポリスチレンのステップ膜厚が  $20 \mu\text{m}$  の本ターゲットにおいて、アルミベースとポリスチレンの界面に衝撃波が到達した瞬間の紫外光（ $305 \text{ nm}$ ）は、ポリスチレンに吸収され、（真空側へ）82% が透過

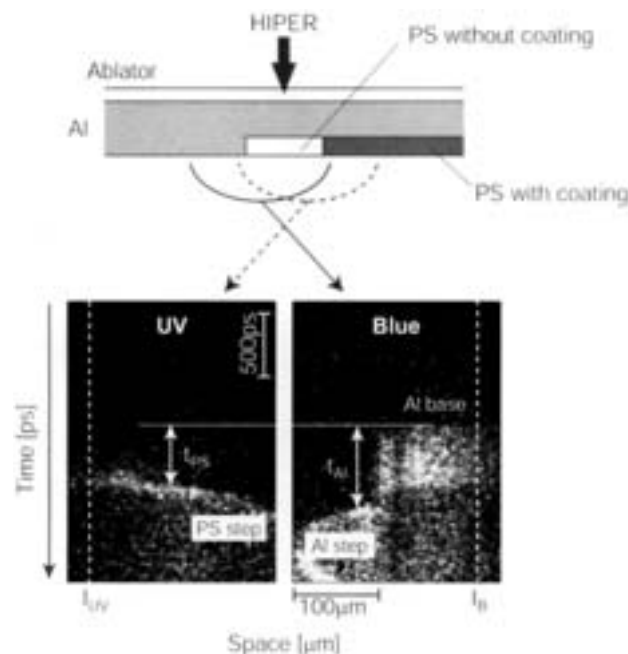


Fig. 4 Streak camera image record of the UV and blue spectral light emitted by the rear side of the double-step target. The Al base thickness was  $40 \mu\text{m}$ , the Al step  $20.25 \mu\text{m}$ , polystyrene (PS) step  $20.32 \mu\text{m}$  and PS ablator  $12 \mu\text{m}$ . The rear surface of target is overcoated with a thin Al layer of  $0.1 \mu\text{m}$ . PS of the target central part (about  $100 \mu\text{m}$ ) was not coated for the measurement of temperature. The dotted lines in two split images are shown the same point in the central part of the PS step.

するのみである．衝撃波がポリスチレン内部を伝播するに従って，衝撃波面とポリスチレンステップの自由表面との間隔が縮まることで吸収が少なくなり，紫外光の透過率は指数関数的に上昇すると考えられる．最終的に衝撃波面がポリスチレン裏面に到達する時刻 0 では透過率 100% と吸収を考えなくてよいので，これらの時間的に変化する強度の計測データの対数を最小二乗法で直線回帰し，得られた指数関数で表される近似曲線を Fig. 5 中に実線で示す．この近似曲線における時刻 0 の紫外および可視域（青）の強度比  $I_{UV}/I_B$  をとると  $1.045 \pm 0.057$  であり，Fig. 3 の結果から，

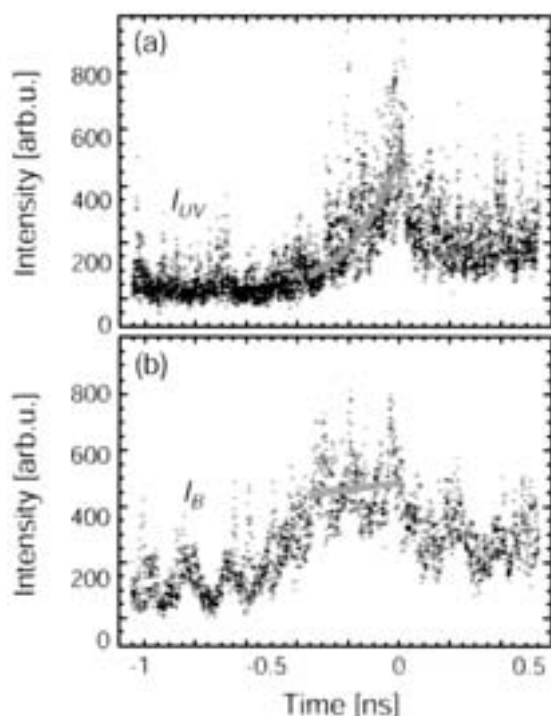


Fig. 5 Temporal profile of rear emission ( $I_{UV}$ ,  $I_B$ ) for PS both channel whose spectrum regions are (a)UV and (b)Blue. The solid line is approximated curve.

本実験でのポリスチレンの色温度が 75,000 K と決定された．

本実験で得られたデータを Fig. 6 のように衝撃波速度 - 温度平面(a)，衝撃波速度 - 粒子速度平面(b)内に示す．菱形の点が今回得られた温度と衝撃波速度の同時計測データ，白丸が米国・ロスアラモス研で得られた 100 GPa 未満の低圧域のユゴニオ曲線データ[3]，黒丸は我々が以前にインピーダンスマッチング法を用いた自発光計測で求めたデータ[13]，四角が米国・ローレンスリバモア研のデータ[12]を表す．Fig. 6(b)のデータを総合的に見ると，同じ傾向を持つことがわかる．この圧力域で分子性流体相の水素と高压ダイヤモンド相の炭素の混合流体であると仮定した Ree らのモデル[28] (図中の一点鎖線)，あるいは，SESAME (図中の実線)，QEOS (図中の点線)のいずれの理論モデルから予測される粒子速度より，同じ衝撃波速度で比べて本実験の粒子速度の方が小さいので(1)式より密度  $\rho$  の変化が理論予測値より小さく，ポリスチレンが圧縮され難い特性を持つといえる．また，Fig. 6(a)中に点で示した温度の計測データも，誤差は大きいものの SESAME から予測された曲線より低く評価され，この理論モデルでは実験結果を十分に説明できないことがわかる．このようにポリスチレンが圧縮され難い傾向を示す原因として，レーザー実験特有の先行加熱による影響が考えられる．しかし，Cauale [12]によると，先行加熱による膨張のみで実験データ点(四角)を QEOS にフィットさせるには 0.5 eV ( $\sim 5,000$  K)を必要とするのに対して，シミュレーションから評価した先行加熱の寄与は温度の 0.5% (約 0.05 eV)と 1 桁小さく，本実験においても先行加熱のみによる説明は現実的でない．

## 5. おわりに

HIPER レーザーを用いて衝撃圧縮されたポリスチレンの温度・圧力・衝撃波速度の同時計測実験を行った．得ら

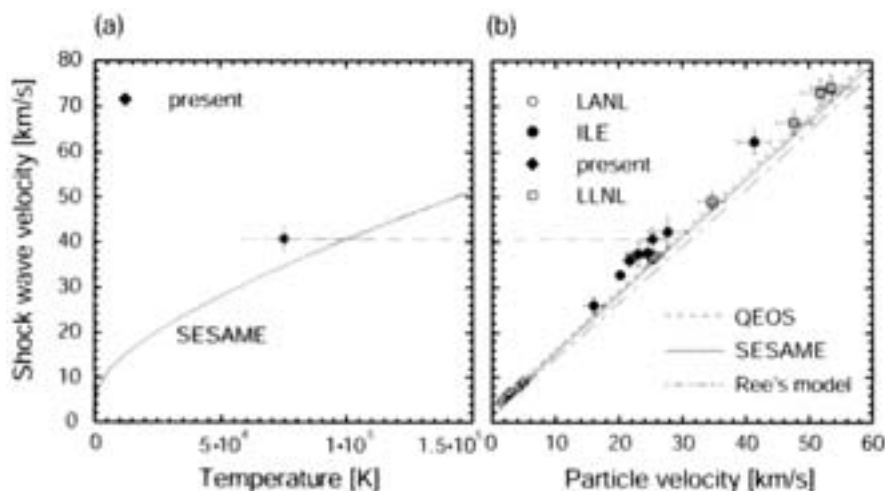


Fig. 6 Polystyrene EOS results are shown as (a) shock wave velocity vs temperature and (b) shock wave velocity vs particle velocity. The data obtained in this experiment and in a past at HIPER laser system in ILE (diamond, solid circles). The data obtained before by R. Cauale et al[12] (square). Previous shock data below 60 GPa at Los Alamos Scientific Laboratory (LASL) [3] (open circles). The solid line is the SESAME tabular EOS[4]. And Hugoniot from the Thomas-Fermi model QEOS [14] (dashed) and Ree's model EOS table[28] (dot-dashed) are shown.

れた結果をまとめると、次のとおりである。

- (1) ステップターゲットを用いてインピーダンスマッチング法により衝撃波速度から圧力を計測すると同時に温度を測定するため、シュワルツシルト顕微鏡、パイブリズム、紫外と可視域(青)のバンドパスフィルタ、および、ストリークカメラより構成された本システムを開発し、2波長で衝撃波面から放射される光の時空間分解したデータを得た。
- (2) 本実験データを解析して、粒子速度 25.3 km/s、圧力 1.07 TPa のユゴニオ曲線データを取得するとともに、温度 75,000 K を、ポリスチレンの裏面に衝撃波面が到達する時刻における光強度を外挿することで吸収の影響を補正し、評価した。
- (3) ポリスチレンのこれまでに報告されているユゴニオ曲線データと本実験結果は、SESAMEやQEOS理論モデルの予測に比べて圧縮され難い特性を持つという点で同一の傾向を示した。しかし、理論モデルの妥当性を定量的に確認するためには、さらに多くのユゴニオ曲線データを温度とともに取得する必要がある。
- (4) 本計測法は、ポリスチレンのEOS理論モデルの妥当性検証を狙って開発したものではあるが、他の透明な物質の温度・圧力・衝撃波速度の同時計測実験に応用展開が可能であり、今後、衝撃圧縮状態の新しい診断器として超高压下の EOS 研究に活用できる。

### 参考文献

- [ 1 ] S.T. Weir *et al.*, Pys. Rev. Lett. 76, 1960 (1996).
- [ 2 ] J.H. Nuckolls *et al.*, Nature 239, 139 (1972).
- [ 3 ] S.P. Marsh, LASL Shock Hugoniot Data, Univ. of Calif. (1980).
- [ 4 ] SESAME: The Los Alamos National Laboratory Equation of State Database, edited by S.P. Lyon, J.D. Johnson, Group T-1, LANL Report No. LA-UR-92-3407 (1990).
- [ 5 ] L.B. Da Silva *et al.*, Phys. Rev. Lett. 78, 483 (1997).
- [ 6 ] G.W. Collins *et al.*, Science 281, 1178 (1998).
- [ 7 ] R. Cauble *et al.*, Astro. Phys. J. Supp. 127, 267 (2000).
- [ 8 ] E. Moshe *et al.*, Appl. Phys. Lett. 69, 1379 (1996).
- [ 9 ] A. Benuzzi *et al.*, Phys. Plasmas 9, 2466 (2002).
- [ 10 ] S. Fujioka *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 74, 2198 (2003).
- [ 11 ] H. Shiraga *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 74, 2194 (2003).
- [ 12 ] R. Cauble *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 1248 (1998).
- [ 13 ] T. Ono *et al.*, Ann. Report of ILE (2001).
- [ 14 ] R.M. More *et al.*, Phys. Fluids 31, 3059 (1988).
- [ 15 ] G.W. Collins *et al.*, Phys. Rev. Lett., 87, 165504 (2001).
- [ 16 ] T.A. Hall *et al.*, Phys. Rev. E 55, R6356 (1997).
- [ 17 ] A. Ng *et al.*, Phys. Rev. Lett. 17, 2604 (1985).
- [ 18 ] S. Bossi *et al.*, Laser Part. Beams 15, 485 (1997).
- [ 19 ] A. Ng *et al.*, Phys. Fluids 28, 2915 (1985).
- [ 20 ] R. Fabbro *et al.*, Laser Part. Beams, 9 397 (1991).
- [ 21 ] Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic, New York, 1967).
- [ 22 ] S.H. Gold *et al.*, J. Appl. Phys. 53 (1), 784 (1982).
- [ 23 ] M. Nakatsuka, Annual Progressive Report 2000, APR-ILE2000, 1 (2001).
- [ 24 ] N. Ozaki *et al.*, Phys. Plasmas 11, 1600 (2004).
- [ 25 ] M. Kado *et al.*, Opt. Lett. 16, 109 (1991).
- [ 26 ] K. Nagai *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 41, L1184 (2002).
- [ 27 ] M. Yoshida, CETR Report C-06-86, Center for Explosives Technology Research (1986).
- [ 28 ] F.H. Ree, Lawrence Livermore National Laboratory Report Uo. UCRL-51885 (1975).