

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	https://hdl.handle.net/11094/3043
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka



Contributed Paper

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^{1),2)},田中和夫^{1),2)},尾崎典雅³⁾,塩田剛士^{1),2)} 長井圭治¹⁾, 重森啓介¹⁾,中野元博²⁾,片岡俊彦²⁾ (¹⁾大阪大学レーザー核融合研究センター,²⁾大阪大学大学院工学研究科,³⁾Ecole Polytechnique)

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

ONO Takatoshi^{1),2)}, TANAKA Kazuo A.^{1),2)}, OZAKI Norimasa³⁾, SHIOTA Takeshi^{1),2)}, NAGAI Keiji¹⁾, SHIGEMORI Keisuke¹⁾, NAKANO Motohiro²⁾ and KATAOKA Toshihiko²⁾

 ¹⁾Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, Osaka 565-0871, Japan
²⁾Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita, Osaka 565-0871, Japan
³⁾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(超高圧・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 Us 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 P 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て内部エネルギー 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.

$\rho_0 U_{\rm S} = \rho \left(U_{\rm S} - u_{\rm p} \right)$	(1)
$P - P_0 = \rho_0 U_{\rm S} u_{\rm P}$	(2)

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

ここで,添字0付きの P_0 , ρ_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,Usは衝撃波 速度, up 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Usとup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圧域のユゴ ニオ曲線上のデータ点が高強度レーザーを使って,イン

author's e-mail: tono@ile.osaka-u.ac.jp

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57],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 [89]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 球めており, 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 SES-AME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 J4 L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差の大きい温 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と,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λ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 $\mathcal{E}_{\lambda}(T)$ 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,

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

と表される .(4) 武より,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つの値しかないため、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 高圧下では,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 , 10¹⁴ W/cm² 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,キノフォルム位相板 (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 µm に設定した場合,直径およそ 230 µm の平面衝撃波領域が確認されている[24].

10¹⁴ W/cm² 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 μm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





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較正した.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,8.8×10¹³ W/cm² 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タブルステップ 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±0.05g/cm³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 µm に 0.1 µm 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 MY1 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 µm 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 μm)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 ±0.18 μm, ポリスチレンステップは20.32 ±0.15 μm 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 µmのアブレータ(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_{A1}, 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 ± 15.8 ps, 471.6 ± 15.5 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 ± 1.5 km/s, 40.8 ± 2.5 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 ± 2.0 km/s, 圧力は 1.07 ± 0.11 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 µm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 nm)および青色光(420 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 µm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 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 AI base thickness was 40 μm, the AI step 20.25μm, polystyrene (PS) step 20.32 μm and PS ablator 12 μm. The rear surface of target is overcoated with a thin AI layer of 0.1 μm. PS of the target central part (about 100 μm) 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±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 圧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 281(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ρ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, Cauble ら「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(~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 ۱۱.

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.Cauble 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 Hugoniots from the Thomas-Fermi model QEOS [14] (dashed) and Ree's model EOS table[28] (dot -dashed) are shown.

Contributed Paper Simultaneous Measurement of Temperature, Pressure and Shock-Wave Velocity of Compressed Polystyrene T. Ono et al.

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、バイプリズム、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 超高圧下の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., Phy. Rev. Lett., 87, 165504 (2001).
- [16] T.A. Hall et al., Phy. Rev. E 55, R6356 (1997).
- [17] A. Ng et al., Phy. Rev. Let 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. Phy. 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. Phy. 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).