講座はじめてみよう!高エネルギー密度プラズマ計測
3. ハイパワーレーザーを用いた物質極限状態の生成と観測

3. Creation and Observation of Extreme State of Matter using High-Power Laser

尾 崎 典 雅 OZAKI Norimasa 大阪大学大学院工学研究科 (原稿受付:2015年12月28日)

高強度レーザーによる動的圧縮法を用いて物質を圧縮すると、従来法では到達できない極超高圧・超高密度 の高エネルギー密度物質状態を実験室で実現することができます。特にショック圧縮下における速度と温度を同 時に測定することで、他の方法では決定できない圧力、体積、内部エネルギー、温度の絶対値を決定できるよう になっています。これに加えて近年では、X線自由電子レーザーのような強力なツールが登場し、これらマクロ な状態量に加えて、格子の面間距離や電子状態などミクロな物質の姿が明らかになりつつあります。超高圧の物 性研究は、新しい計測や診断の登場と高精度化によって進歩が促されてきました。本章では、マクロ量測定に不 可欠となった時間・空間分解のレーザードップラー速度干渉計と放射温度計を組み合わせたシステム、および原 子レベル観察として発展してきているその場リアルタイム X 線回折法を中心に、研究の背景も紹介しながら解説 します。

Keywords:

dynamic compression, shock wave, ultra-high pressure, velocity interferometry, pyrometry, X-ray diffraction

3.1 はじめに

1935年,WignerとHuntingtonは水素に極めて高い圧力 を加えると分子が解離した原子の状態となり,導電性の金 属になると予測しました[1].また,超高圧の固体水素では 電気抵抗がなくなり,超伝導状態になるとの予測が Ashcroftによってなされました[2].水素の超伝導は未だ 実現されていないものの,多くの絶縁体が超高圧下で金属 となり,かつ極低温の下では超伝導体となることが知られ ています.超高圧の方法は,物質が普段見せない振る舞い を探るための一般的な研究のアプローチとなり,現代の物 質科学において重要な役割を担っています.地球科学をは じめ,超高圧力下の物質を研究対象とする分野は多く,高 圧力の発生技術や観測・診断技術に関する研究開発を内包 した高圧科学や極限科学という分野横断的な学術として発 展しています.

本章で述べるパルス的な圧力波を用いる動的超高圧,特 に衝撃波(ショックウェーブ)を用いた衝撃超高圧法では, 静的超高圧法とは異なり,特殊な高圧容器を必要とはしま せん.したがって,その発生圧力は容器の機械力学的な材 料強度に制限されないことになります.テラパスカル (1千万気圧)を超える圧力はしばしば"極超高圧"と呼ば れ,動的な超高圧法は良く定義されたこの極超高圧の状態 を実験室で得るための唯一の方法として60年以上の歴史を もちます.圧力が新たな物性の発見に有効なパラメータで あることが明らかになると,とりわけ1970年代からはダイ ヤモンドアンビルセルに代表される静的圧縮研究が飛躍的 に発展しました[3].一方で,動的圧縮研究の発展の歴史 はそれとは少し異なります.凝縮系に関する衝撃圧縮の研 究は,主に米国および旧ソ連で独立に開始されたと言えま す.極超高圧へと物質をどのように圧縮し,そしてその物 質からどのように"高密度エネルギー"を得るかを検討す るにあたっては,極限環境下での物質の振る舞いを理解す ることが必須です[4].衝撃圧縮過程においてはエントロ ピーの上昇に伴う温度上昇が避けられないため,極超高圧 下においては物質の温度は数万度を遥かに超える状態で す.すなわち,電離した高温高圧のプラズマ状態にある物 質の状態方程式などの振る舞いを解明することが求めら れ,古くから大規模国立研究所が中心的な役割を担うと共 に現代まで脈々と続けられています.

系の温度を上げれば、密度にもよりますが、いずれ物質 は単純な振る舞いをすると考えられていました.しかしな がらたとえ超高温の衝撃圧縮の状態にあっても、相関作用 は決して無くならず、超高圧超高温の世界が我々の想像に 比べてはるかに複雑であることがわかってきました.さら に、動的圧縮過程における温度制御技術が飛躍的に向上 し、物質を凝縮相に止めたまま超高圧状態を生成すること も可能になっており、それがきっかけとなって第一原理的 量子力学計算による新しい極超高圧相の提案も相次いでい ます[5].ハイパワーレーザーの方法の易制御化や高精度 化と、X線自由電子レーザーなどの放射光施設との連携も

Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail:norimasa.ozaki@eei.eng.osaka-u.ac.jp

N. Ozaki

Lecture Note

相まって,かつてダイヤモンドアンビルセルが拓いたよう なパラダイムシフトが起こりつつあるようにも思われま す.高エネルギー密度科学と呼ばれる比較的新しい学術 と,凝縮物性科学や物質科学,惑星科学との学際融合が積 極的に展開されています.

3.2 動的超高圧の基礎

衝撃波を用いた動的圧縮法では、時間的にも空間的にも 鋭い立ち上がりで断熱不可逆に圧縮が進行します(図1). この衝撃波による動的圧縮の方法は衝撃圧縮(ショック圧 縮,Shock compression)と呼ばれます.衝撃圧縮では、そ の不連続性から強いせん断力が働き、原子や分子配列の乱 れによるエントロピー増大に伴い熱が発生します.した がって静的な超高圧法に比べると、同じ圧力であっても遥 かに高温の状態が生成されることになります.

動的超高圧の手法が物質研究に威力を発揮する理由は, 時間と距離と質量(比重)というきわめて基本的な物理量 の測定と,質量,運動量,エネルギーに関するきわめて基 本的な保存則に基づく単純な代数式(式1-3)から,圧力, 体積,エネルギーの絶対値が得られるからです.凝縮媒体 中において,衝撃波面が十分に急峻(不連続)で,波面背 後の状態が定常であるとみなせれば,衝撃波面前後の状態 量と衝撃波速度 U_s,粒子速度(物質速度)u_pと熱力学状態 量の間で,以下の3つの関係式が得られます;

$$P_1 - P_0 = U_{\rm s} u_{\rm p} / V_0 \tag{1}$$

$$V_0/V_1 = U_{\rm s}/(U_{\rm s} - u_{\rm p}) \tag{2}$$

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} (P_1 + P_0) (V_0 - V_1)$$
(3)

ここで, P, V, E はそれぞれ圧力,比体積,比内部エネル ギーを表し,添字の0と1はそれぞれ衝撃波面の前後の状 態を表します.ここでは衝撃波面の前方は静止状態である としています ($u_p = 0$).これらの式を特にランキン・ユ ゴニオ (Rankine - Hugoniot)関係式と呼びます.実験に よってここに登場する2つの未知数を決定すれば,他の未 知数を一意に決定可能であることがわかります.後でも述 べますが,距離と時間を次元にもつ"速度"を実験によって 決定することが一般的です.

つまりユゴニオ状態とは、技術的に到達可能な、明確に



図1 x方向に速度 Us で媒質中を伝搬する単一衝撃波の概念 図.ここで、P、V、E、および up はそれぞれ圧力、体積、 内部エネルギー、粒子速度を表す.添字Hと0はそれぞれ 衝撃圧縮下の状態(ユゴニオと呼ばれる)と圧縮前の初期 状態を表す. 状態量が定義されうる状態であり,高エネルギー密度の極 限環境における物質の振る舞いを調べる上で最も基本的な 状態ということができます.ユゴニオ実験データを元に理 論を検証し状態方程式を構築すれば,高温高密度プラズマ の状態や,高圧であるが数万度程度の惑星内部の状態が検 討できるようになることから,古くからデータが重宝され 応用されてきました.

3.3 レーザーショック実験

物質にレーザーを十分な強度で集光照射すると、その表 面が加熱されプラズマが形成されます. ひとたびプラズマ が形成されると、入射する光の波長によって決まる臨界密 度の近傍でレーザー光の強い吸収が起き、プラズマ中の電 子が急激に加熱されます.この温度は100万度を超える超 高温となります.ここで加熱された電子は熱伝導によって プラズマ化していない物質を加熱します. すなわち, レー ザー照射による電子の加熱が続く限り,物質からは順次プ ラズマが噴出し続けることになります.この現象は一般に アブレーションと呼ばれます. 高温になって蒸発した (プ ラズマ化した)物質が吹き出す速度は固体の音速に比べて 十分に速く,固体内部にはこのアブレーションの反作用と して,非線形な圧力の波面,すなわち衝撃波が形成され, 噴出の方向とは反対方向に(固体内部方向に)伝搬します. 時間的にも空間的にもエネルギーを集中できる高エネル ギー密度の"レーザーショック"の方法では、従来法の限 界を遥かに超える極超高圧の衝撃波を容易に生成できるこ とがわかっています.

図2は大阪大学で行われているレーザーショック実験の 様子を表しています.レーザーショックの実験において も、従来の衝撃圧縮実験と同様に、ユゴニオ関係式に登場 する2変数を実験によって決定することになります.もっ とも精度よく、かつ容易に測定が可能であるのは速度で す.例えば、厚さが既知の試料を衝撃波が通過するのに要 する時間を測定すれば、衝撃波の速度 U_s が決定できます. 一方同じ速度でも、衝撃波面背後の粒子の速度 u_p を直接的



図 2 大阪大学の大型レーザー(GEKKO XII)を用いた動的超高圧
 実験の様子[6].手前に広がっているのが独自の VISAR/
 SOP システムの一部となる光学系.

に計測することは容易ではありません.そこで,ユゴニオ 曲線やユゴニオ状態からの断熱膨張曲線などの振る舞いが よく調べられた標準物質もしくは参照物質と呼ばれる材料 がしばしば用いられます.アルミニウムは典型的な標準物 質ですが,次章で計測例を示すように,特にレーザー ショック実験においては結晶石英が頻繁に用いられるよう になっています[7,8].標準物質の衝撃波速度を,被測定試 料の衝撃波速度と同時に計測によって決定し,インピーダ ンスマッチング法という解析のテクニックを導入すると, 全パラメータを良い精度で決定することができます[9].

3.4 レーザードップラー速度干渉計

高圧物性計測に限らず、物体の運動が速ければ速いほど 観測が困難になるというのは一般的な感覚でしょう.動的 圧縮下の物体の運動は、古くはマイケルソン干渉計とオシ ロスコープを組み合わせたレーザー変位干渉計を用いて行わ れ、反射面の変位の時間変化を検出し、その履歴を微分す ることで速度変化が検討されてきました.しかしながら、 衝撃波面前後での圧力の不連続性、およびそれに伴う速度 の不連続が大きい場合、正確な変位量を求めることは困難 になります.また、衝撃波面の速度が数10 km/s となるよ うな超高速の領域では、参照光との時間コヒーレンスが維 持できず、干渉縞そのものを得ることも困難になります. このようなことから、ここで述べる微分型の速度干渉計、 VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector、バイザー)が登場することになります[10].

最近のレーザーショック実験における速度計測は、この VISAR と呼ばれる速度干渉計を光エレクトロニクス式の ストリークカメラと結合した,いわゆる線結像タイプのシ ステムで"撮像"して行うことが標準になってきています [11]. 図3(a)に示すように、線結像型の VISAR ではター ゲットに入射したプローブ光の正反射成分を VISAR 干渉 計部に導入し、干渉面 BS2 にターゲット像を結像した上で ストリークカメラスリットに再度結像し入射させます (図3(b)). 高速で移動してくるターゲットで反射された プローブ光は、ドップラー効果により短波長側へ偏移をう けます (例えば図中の $\lambda \rightarrow \lambda'$ のように). この反射光を干 渉計内のビームスプリッタ BS1 で分割し,一方はエタロン が挿入された遅延経路 $(BS_1 \rightarrow M_1 \rightarrow BS_2)$ を迂回したのち に、干渉面であり結像面でもあるビームスプリッタBS2 表面で重ね合わせます. 時刻 t での周波数 $\omega_0 + \Delta \omega(t)$ の反 射光と遅延経路を迂回してきた時刻 t+τ での周波数 $\omega_0 + \Delta \omega(t+\tau)$ の反射光との干渉により発生するビート信 号の周波数は $\Delta \omega(t+\tau) - \Delta \omega(t)$ であり、加速度がビート信 号に比例し、干渉縞の数が速度に比例するようになりま す. すなわちストリークカメラシステムにより得られた干 渉画像には,反射体速度変化に対応したフリンジシフトが 現れます. **図3**(c)に実際に得られた VISAR 画像(上)と 解析によって得られた速度履歴(下)を示します. 高速で 運動する金属ターゲットの自由表面速度を観測した例であ り、その速度の連続的な変化に対応して干渉縞が連続的に シフトしていることがわかります. このフリンジのある時



図3 (a)レーザードップラー速度干渉計を用いた計測を行う際の実験配置の概念図.(b)VISAR 干渉計部の構成.MとBS はそれぞれミラーとビームスプリッタを表す.ターゲット 裏面が BS2の表面上に結像されている.さらに、この結像 面であり干渉面である BS2上のイメージがストリークカメ ラシステムのスリット上に転送される.(c)レーザー照射 によって加速された金属試料の自由表面速度計測結果.VI-SAR 生画像(上)と決定された速度時間プロファイル(下).

刻におけるシフト量(縞次数)N(t)は次式のように,

$$v(t) = \frac{\lambda_0}{2\tau n_s(1+\delta)} N(t) \tag{4}$$

速度v(t)に関連づけられます. $\lambda_0 \ge n_s$ は, それぞれプロー ブ光の波長と試料の屈折率を表します(図3の場合は1). また, $\tau \ge \delta$ は個々の干渉計の設定で決まる定数です. Nにかかる項は定数となり, VISARの速度感度(velocity per fringe, VPF) と呼ばれる量になります.

常温常圧で透明な絶縁体試料であっても衝撃圧縮によっ て電子密度が十分に増大した状態になると、金属的な反射 率を有する衝撃波面が形成されます[12].この場合は、透 明試料内を伝搬する衝撃波の速度およびその時間変化 $U_s(t)$ をVISARによって直接計測することができます.こ の際,式(4)のv(t)は $U_s(t)$ に置き換えられることになり Lecture Note

ます.結晶石英の場合は、衝撃圧力が100 GPa (100万気圧) を超えると金属化に伴う有意な衝撃波面光反射が認められ ます.図4に、VISAR によって観測された石英内部を伝 搬する衝撃波面の速度変化を示します.図4(a)は VISAR 生画像データであり、アルミから石英に衝撃波が入射した 瞬間(破線が示す時刻)に不連続なフリンジのシフトが現 れていることがわかります. これは石英に急激な速度勾配 を有する不連続な波面、すなわち急峻な圧力勾配の衝撃波 が入射したことを示しています. 図4(b)のグラフは, 図4(a)の干渉画像から抽出された縞次数変化をもとに得 られた衝撃波速度の時間変化です. 図4(a)中の破線で示 されるような、衝撃波面が不連続な界面を通過する瞬間で は、図3(c)のような連続的な干渉縞のシフトを観測する ことはできず、速度の急峻な変化に対応する干渉縞の"飛 び"が見られます. つまりこの場合は, 編次数 N(t) と干渉 稿位相 $\phi(t)$ の関係が、単純な比例の関係 $N(t) = \phi(t)/2\pi$ ではなく, $N(t) = \phi(t)/2\pi + n$ となることに注意しなけれ ばなりません. ここで n は整数です. この n の不定性を排 除するために,異なる速度感度を持つ複数の VISAR シス テムを同時に稼働する工夫がなされます.図4(b)中の太 い実線及び点線は共に速度感度の低いVISAR1が示し得る 速度,細い実線及び点線は速度感度の高い VISAR2が示し 得る速度を示しており,両者の結果がほぼ完全に一致する 実線のプロファイルが実際の衝撃波の速度ということにな ります。計測された速度の不確かさは干渉計の設定により 0.01 km/sのレベルにできるため、10 km/sを超える速度を 対象とする超高圧実験では、1%以上の高精度で測定が可 能となります.また図4(b)の破線に示すように,速度履 歴を時間積分して得られた衝撃波の移動距離は、最終的に 石英試料の初期厚100 µmと完全に一致します.このこと からも,この実験が衝撃波面を直接観測していることを示



図4 (a)金属化した試料内部を伝搬する衝撃波速度の観測例.
(b) VISAR1 画像から抽出された速度と VISAR2 画像から抽出された速度が一致するものが真の速度時間履歴となる.
この速度履歴を時間積分すると、予め測っておいた試料厚とよく一致する.

しています.

VISAR はローレンスリバモア研の NIF をはじめ,巨大 レーザーを用いた核融合研究における燃料圧縮ダイナミク スの理解にも重要な役割を担っています.燃料ターゲット の爆縮によるホットスパーク部の形成には,整形された レーザーパルスで駆動された多段構造の衝撃波を同一のポ イントに同時に到達させる必要があります.レーザー核融 合点火に向けた大々的なキャンペーン実験が実施され,衝 撃波到達のタイミングとレーザー波形の関係が慎重に調べ られています[13,14].

3.5 放射輝度温度計

式(1)-(3)を見ればわかるように,ユゴニオ関係式に は物質の状態方程式を理解するうえで鍵となる変数のひと つである温度が登場しません.したがってユゴニオ点に対 応した衝撃温度を実験により直接決定することは,動的超 高圧研究において常に重要な課題になります.特にレー ザー実験で実現されるような超高圧域においてユゴニオ データのみから温度を推定することは,比熱やグリュナイ ゼン定数などの熱力学パラメータの不定性の大きさから, より困難となります.高圧高温の物質において,熱放射輝 度*I*(λ) と温度*T*の間には以下のように,

$$I(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \frac{2\pi hc}{\lambda^5} \left(e^{\frac{hc}{\lambda k_b T}} - 1 \right)^{-1}$$
(5)

プランクの熱放射則が成り立ちます. ここで λ は圧縮され た物体から放射される電磁波の波長, h はプランク定数, cは光速, k_b はボルツマン定数です. ϵ は放射率であり λ の関数になります.

プランク則に従う放射体の測定から温度を推定する方法 は複数あり、方法によってスペクトル温度や色温度などと 呼ばれます.日本のグループをはじめレーザー超高圧実験 の現場では、特に放射輝度温度を決定するのが一般的で す.その理由はいくつかありますが、5000 K を超えるよう な高温であれば、可視域で十分に観測可能な放射輝度が得 られること、またそのスペクトルに特徴がなくなること、 が挙げられます.これらにより、輝度から推定された温度 は高温になればなるほど他の方法に比べて精度が高くなり ます.また、衝撃波面の形状に起因する熱放射の空間分布 をモニターできるということも無視できない利点です. VISARと同様時間分解計測を行う必要があり、ストリーク カメラを使用した放射輝度温度計のシステムは Streaked Optical Pyrometer,略してSOPとしばしば呼ばれています [15].

図5に、VISARと同期させて得られた SOP を含むデー タセットの一例を示します.図5(a)に示すように、石英と ポリスチレン(CH)をアルミ基盤に貼り付けた多層ター ゲットにアルミ側からレーザー衝撃波を駆動すると、視線 方向に垂直な衝撃波面が観測者に向かって伝搬します.そ して衝撃波の伝搬につれて、順次対応する物質からの衝撃 波速度と熱放射輝度を測定することができます.図5(b) が SOP からのデータを示しており、アルミから石英 Journal of Plasma and Fusion Research Vol.92, No.3 March 2016



図5 (a)超高圧状態方程式データ測定実験配置の概念図.参照 物質には結晶石英(SiO₂),被測定試料にはポリスチレン (CH)を用いた.(b)上がSOPによって得られたSiO₂とCH の自発光強度の時間履歴,下はその生画像.(c)上がVI-SARによって決定されたSiO₂とCHの衝撃波速度時間履 歴,下はその生画像[16].

(~2 ns),石英から CH (~4 ns) への衝撃波の入射に伴っ て,放射強度が変化していることがわかります.5 ns 付近 での急激な信号の減少は,衝撃波が CH から真空へ抜けた ことにより急激に温度が下がるためです[16].

図5(c)で示す VISAR のデータでは, SOP で検出されて いる時刻と全く同じ時刻において、不連続な干渉縞の変化 が確認できます. さらに, VISAR データを同時に取得する ことは、単にユゴニオを同時に決定することだけでなく、 式(5)の放射率 $\epsilon(\lambda)$ の推定に重要な役割を担っています. VISAR のプローブ波長 λ_{VISAR} と SOP の観測波長 λ_{SOP} は光 学素子により弁別されており、厳密な Asop における放射率 は求められません.しかしながら放射体の灰色体としての 取り扱いを許せば、VISARによって波面における光反射率 $R(\lambda_{VISAR})$ を求めることで、放射エネルギーに関するキルヒ ホッフの法則に基づき $\epsilon(\lambda_{\text{SOP}}) \sim \epsilon(\lambda_{\text{VISAR}}) = 1 - R(\lambda_{\text{VISAR}})$ より放射率を推定できます. 超高圧縮下の物質,特に固体 状態における光学特性の詳細は、チャレンジングな最新の 課題であり、多波長の VISAR を用いるなどの新しい実験 によりさらなる進展が期待されていることを付け加えてお きます.

3.6 高輝度 X 線を用いた物質ミクロ情報の抽出

パルスレーザーによる圧縮はナノ秒程度の短時間の動的

現象であるため,物質のミクロな情報をリアルタイムで抽 出するには,前述した圧力や温度などのマクロな状態量の 測定にあわせて,量子ビームプローブを導入した測定が肝 要となります.レーザープラズマ光源は短時間高輝度の光 源であるため,ここでもレーザー技術が重要な役割を担っ てきました.またレーザーはレーザーでも,X線自由電子 レーザー(XFEL)のような極短時間超高輝度の光源の登 場もあって,静的圧縮実験で一般的な診断手法が加速度的 に取り入れられつつあります.

3.7 広角 X 線回折イメージング

X線回折は固体の結晶構造を直接決定するための強力な 計測手法です.原子が規則的に配列した結晶に X線が入射 したとき,ある特定の方向に強い X線が観察される現象を 利用した診断法を X線回折法と呼びます.波長λの X線が 結晶中のある格子面に対して角度θで入射するとき,

$$2d\,\sin\theta = n\lambda\tag{6}$$

の関係式を満たすと,入射X線に対して2 θ の方向に強い反 射X線を観測することができます.(6)式はブラッグの 条件式であり,dは結晶格子面間隔です.また,nは正の整 数で回折の次数を示します.

ブラッグ条件を満たすように特定の波長の単色X線をコ リメートして単結晶試料に入射させると、回折X線もビー ム状となり、回折パターンはそのビームの広がりを反映し たスポットとなって検出器上に現れます.一方放射状に広 がる点X線源を、図6(a)に示すように単結晶試料に対し て配置して広角に入射させた場合、ブラッグ条件を満たす 試料面上の位置は、図中の円錐底円の周上に無限に存在す ることになります.したがってこの場合、回折パターンは 線となって検出器上に現れることになります.どちらの配 置であろうとも衝撃波圧力により格子が圧縮されたとき、 (6)式より*d* は小さくなり、プローブX線の波長は変化し ないためθ が大きくなります.よって、未圧縮状態の格子 面からの回折線に対して広角側へ新たな回折線が現れま す.この回折パターンの変化から、オングストロームレベ ルの結晶格子面間隔の変化が診断できます.

図6(b)と6(c)に単結晶シリコンの広角X線回折計測の 画像データを示します.図6(b)は衝撃波圧縮前のシリコ ンからの回折線イメージです.複数の回折線が得られてい るのは、ブラッグ条件を満たす格子面が図7(d)に示すよ うにシリコン結晶内部に複数存在するからです.図7(c) に、照射レーザー強度1.3×10¹² W/cm²で衝撃圧縮された シリコンからの回折線イメージを示します.点X線源生成 には独立のレーザーを用い、その発光時間はサブナノ秒の レベルです.図中の矢印に示されるように、衝撃圧縮方向 [001] に垂直な面である(004) 面と、その格子間隔と近い (113)面,(113)面,(224)面の挙動が観測されており、 広角側(図7b,7cでは上側)に回折線がシフトしている ことがわかります.これら検出面上での回折線の移動量か ら回折角の変化を求め、ブラッグの条件式に基づいて結晶 格子面間距離を解析することができます.この実験の場合

N. Ozaki

Lecture Note

は、衝撃圧縮方向である[001]方向に約7%の一軸圧縮さ れた格子状態が実現されていることがわかりました[17]. 最近ではこのようなミクロな構造を理解するための動的超 高圧実験が、テラパスカル領域でも実施されるようになっ てきています[18].

3.8 おわりに:X線自由電子レーザー(XFEL)の 登場

最後に,動的超高圧研究者にとってこれまでなかった革 新的なツールであるX線自由電子レーザーを用いた実験・ 観測についても若干触れて,結言に代えたいと思いま す.2016年1月現在,世界で稼働しているX線自由電子 レーザーは,米国カリフォルニア,SLAC国立加速器研究 所のLCLS (Linac Coherent Light Source)[19]と,日本の 播磨,理化学研究所放射光科学総合研究センターの SACLA (SPring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser)[20]の2つです.SACLAは,波長1Å,パルス幅10fs 以下,フォトン数10¹¹個/パルス以上,という性能を有す





る超高輝度短波長光源です. この SACLA とハイパワー レーザーを組み合わせることで,動的超高圧研究にとって の長年の夢であった物質のミクロな構造の実時間その場観 察が当たり前になりつつあります. 我々の研究グループは 現在,図7(a)に示すような2つのハイパワーレーザーを XFEL とカップルさせた実験プラットフォームの構築を段 階的に進めています[21]. 2015年度にはSACLA で初め て,大型油圧プレス技術の現在の上限であり,地球下部マ ントル深部に対応する100万気圧超の圧力生成を達成する とともに,フェムト秒原子レベルの分解能で動的超高圧下 物質ダイナミクスのその場リアルタイム観察に成功しまし た.

図7(b)と図7(c)は、SACLAフェムト秒露光によるX 線回折スナップショット撮像の結果であり、前者はレー ザー照射前の金試料、すなわち面心立法構造fccの(111)面 からのリング回折パターンの一部を高速度2次元検出器で 取得したものです.後者は、10¹¹ W/cm² 程度以下の比較的 低強度のレーザー照射の瞬間における、ショック形成前の 試料表面fcc格子の膨張を捕らえたものです.SACLAによ るフェムト秒露光超高速X線回折イメージングにより、お およそ0.02Åレベルの格子面間距離の変化が可視化されて います.より高強度の条件では、衝撃波面の形成により、 回折角の広角側(高圧側)へのシフトや、構造変化に起因





図7 (a)X線自由電子レーザー施設 SACLA に展開されている レーザー実験プラットフォームの様子.(b)レーザー照射 前の金試料からのフェムト秒シングルショット回折イメー ジ.(c)レーザー照射から200 ps後のイメージ.(111)格子 面の膨張を表している.

する新たな回折ピークの出現が得られることがわかってき ています.

ハイパワーレーザー超高圧の方法と高輝度X線光源の融 合は、これまで見いだされてこなかった新しい物質の多様 性を物質科学という分野横断的な学術に提供します.同分 野におけるテラパスカルやフェムト秒といった全く新しい パラメータ領域の診断・計測による探求により、新たな物 理、新たな構造や材料の発見が期待されており、それに合 わせて研究環境の変化や横断的分野融合が促されていま す.

謝 辞

ここでの研究成果は、多くの共同研究者や学生の皆さん の協力の下に得られたものです.ここに改めて謝意を表し ます.紹介したデータは、大阪大学レーザーエネルギー学 研究センターでの大型レーザー利用公募研究、およ びXFEL SACLA での公募研究(課題番号2012B8046, 2013B8063)のもとで取得されました.また、日本学術振興 会の先端拠点研究事業プログラム「X線自由電子レーザー とパワーレーザーによる極限物質科学国際アライアン ス」、文部科学省委託事業「X線自由電子レーザー重点戦 略研究課題」(課題番号 12005014)の支援を受けて研究が 進められました.

声 崎 典 雅

大阪大学大学院工学研究科・准教授.大阪大学大学院工学研 究科博士過程修了後,エコールポリテクニーク LULI 研究所 客員研究員などを経て2006年より大阪大学にて勤務.主な研 究対象は極限環境における物質・物性.最近は X 線自由電子 レーザーでの実験のため播磨地域に行くことも多くなってき ました.好きなものはバスケットボールをはじめスポーツ, 旅行,コーヒー.

参 考 文 献

- [1] E. Wigner and H.B. Huntington, J. Chem. Phys. 3, 764 (1935).
- [2] N.W. Ashcroft, Phys. Rev. Lett. 21, 1748 (1968).
- [3] S. Block and G. Piermarini, Phys. Today 29, 44 (1976).
- [4] Edted by P. Caldirola and H. Knoepfel *Physics of High Energy Density* (Academic, London, 1971).
- [5] C.J. Pickard and R.J. Needs, Nat. Materials 9, 624 (2010).
- [6] N. Ozaki et al., Phys. Plasmas 11, 1600 (2004).
- [7] D.G. Hicks et al., Phys. Plasmas 12, 082702 (2005).
- [8] M.D. Knudson and M.P. Desjarlais, Phys. Rev. Lett. 103, 225501 (2009).
- [9] Y.B. Zel'dovich and Y.P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic, New York, 1966).
- [10] L.M. Barker and R.E. Hollenbach, J. Appl. Phys. 43, 4669 (1972).
- [11] P.M. Celliers et al., Rev. Sci. Instrum. 75, 4916 (2004).
- [12] D.G. Hicks et al., Phys. Rev. Lett. 97, 025502 (2006).
- [13] T.R. Boehly et al., Phys. Rev. Lett. 106, 195005 (2011).
- [14] H.F. Robey et al., Phys. Rev. Lett. 108, 215004 (2012).
- [15] J.E. Miller et al., Rev. Sci. Instrum. 78, 034903 (2007).
- [16] N. Ozaki et al., Phys. Plasmas. 16, 062702 (2009).
- [17] 佐藤友哉他:レーザー研究 42,502 (2014).
- [18] J.R. Rygg et al., Rev. Sci. Instrum. 83, 113904 (2012).
- [19] http://lcls.slac.stanford.edu/; C. Bostedt *et al.*, J. Phys. B **46**, 164003 (2013).
- [20] T. Ishikawa et al., Nature Photon. 6, 540 (2012).
- [21] T. Matsuoka et al., to be submitted.