

# 1. はじめに

### **1. Introduction**

 完玉了祐<sup>1,2)</sup>
 KODAMA Ryosuke
 <sup>1)</sup>大阪大学レーザー科学研究所,<sup>2)</sup>大阪大学工学研究科 (原稿受付:2023年1月11日)

#### 1.1 はじめに

パワーレーザーで生成される高エネルギー密度プラズ マは、一見、高温でエントロピー最大のバラバラの世界 に見えるが、エネルギー密度や時間スケール、空間スケー ルを変えると多くの階層で様々な構造が形成されている. このような構造形成を伴う物理現象は、プラズマ物理を 理解するとともに宇宙で起こる様々な現象を理解する上 で有用であるだけでなく、構造形成に伴う機能性の発現 が、多様な応用の芽となる.そのためパワーレーザーに よる高エネルギー密度科学は、学際性が豊かで多様な分 野に展開できる重要な学術として世界で精力的に研究開 発が進められている.

例えば、宇宙では、星の周りや惑星内部さらに隕石衝 突などのような非平衡かつ高いエネルギー密度状態で、 構造変化が起こり、構造の再構築や物質としての新たな 機能が発現している.またレーザー加工・レーザーピー ニングやレーザー核融合、高エネルギー粒子線治療時の がん細胞破壊などは、非平衡かつ高いエネルギー密度状 態の構造変化・形成とそれに伴い発現する機能性を活用 したパワーレーザー応用として研究開発がなされている. パワーレーザーによる多様な非平衡かつ高エネルギー密 度状態は、時・空間における多階層で構造形成を伴うが、 共通する物理課題を明確にすることで、より学際的で幅 広い展開が期待できる.

#### 1.2 学際的な高エネルギー密度科学

我が国においても、早い時期からレーザーによる高エ ネルギー密度科学の可能性と重要性が注目され、学術連 携型のレーザー核融合研究などが進められてきた. その 後、世界に先駆けて学際融合型の領域が提唱された。例 えば、宇宙・惑星の現象解明を目的とした学際融合型の レーザー宇宙物理学(1994年)[1]や、レーザー光や荷 電粒子ビーム制御を目的とした学際融合によるプラズマ フォトニクス(2004年)[2]など新たな学術領域が提唱さ れてきた、高エネルギー密度科学の学際性を活かし、様々 な関連分野に展開し、より一層の飛躍が求められている。

さらに、レーザーアブレーションを起点としたこれま での非平衡状態に加え、近年、レーザーによる核融合点 火・燃焼を起点とする非平衡状態が実現され、新たな非 平衡状態における研究課題が生まれつつある。レーザー アブレーションは、エントロピーの高い非平衡状態であ り、その後のエネルギー散逸を伴う構造形成の起点とな り、様々な応用を展開している。同様に核融合燃焼は、 エントロピーの高い非平衡状態として構造形成の起点と して新たな研究対象として拡がりが期待できる。

このような背景のもと、レーザーで実現できる多様な 非平衡高エネルギー密度状態(固体・液体、プラズマ) での構造形成に着目し、様々な学術分野における類似性 や共通する物理御課題を明らかにできれば、高エネルギー 密度状態の物理のより深い理解と共に応用におけるさら なる発展や新たな可能性が期待できる.このような視点 に立ち、本小特集では、5つの高エネルギー密度状態にお ける構造変化に着目した課題を例としてとりあげる.1つ 目は、従来のレーザーアブレーションを起点とした非平 衡状態ではなく、レーザー核融合点火を起点とした新た な非平衡状態と動的天体核燃焼現象との関連を取り上げ る(2章).2つ目は、レーザープラズマにおける磁場構 造形成に伴う不安定と宇宙におけるプラズマ不安定性に

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

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

伴う粒子加速に関する課題(3章).3つ目は、レーザー 衝撃波を利用した構造相転移と惑星衝突など動的な超高 圧状態下での構造相転移関する課題(4章),4つ目は、レー ザープロセスなどパワーレーザーの産業応用における高 エネルギー密度状態を利用した形状や物質構造の変化に 関する課題(5章),5つ目は、これら様々な物質状態に おける動的振る舞いや非平衡状態に共通するミクロから マクロの多階層にわたる物理を取り上げることで、高エ ネルギー密度科学の学理構築への貢献を取り上げる.

#### 1.3 パワーレーザーによる非平衡状態の応用

レーザーで実現できる多様な非平衡・高エネルギー密 度状態(固体・液体とプラズマの2つの状態)での構造形 成に着目する.図1で示すように、レーザーアブレーショ ンを起点とし、エネルギー散逸を伴う様々な構造変化・ 形成をし、よりエントロピーの低い状態への変化が起こ る. また従来のレーザーアブレーションを起点とした非 平衡状態に加え、レーザー核融合の点火燃焼が実現した ことで、新たに核融合燃焼という突発的な熱源を起点と する非平衡かつ高エネルギー密度状態が地上で実現して いる. このようなレーザーで実現できる高エネルギー密 度状態を利用することで,宇宙や惑星における構造形成 とそれに伴う現象の理解だけでなく、レーザー高圧によ る形の創成など産業応用など幅広く活用できる、レーザー によるこのような多種多様な高エネルギー密度状態の物 質を対象とした課題として, 天体核燃焼・核融合プラズマ, 宇宙空間プラズマ、高密度惑星物質、プロセス材料物質 という2つの物質状態・4つの対象における動的非平衡現 象を簡単に紹介する.

#### 1.3.1 核融合燃焼プラズマと構造形成

レーザー核融合の分野では、実験的に核融合燃焼物理 を探求できるようになってきている[3]. 核融合燃焼は、 爆縮により高温・高密度の核融合燃料プラズマ随を形成 させることで、核融合反応が起こり、3.5 MeVのエネル ギーを持ったα粒子が大量に生成されることで、新たな非 平衡高エネルギー密度状態を形成し、メゾスケールの燃 焼波構造を形成すると考えられている.このような高エ ネルギー密度荷電粒子とプラズマとの相互作用では、単 なる衝突だけでなく集団的なエネルギー散逸の可能性も あり未開拓の領域である.恒星形成や超新星爆発(デト ネーション波)さらにはブラックホールからの電子・陽 電子対ジェットと宇宙プラズマとの相互作用にも関係する.

#### 1.3.2 宇宙空間プラズマにおける構造形成

パワーレーザーを利用して、様々な宇宙プラズマの現象 を模した実験研究がなされている.このような中で我が 国は、宇宙の誕生や星の成り立ちにも関係する宇宙線の 謎を解明することを目的に、宇宙空間プラズマにおける 高エネルギー粒子生成機構を実験室で解明する研究にお いて世界を先導してきた[4].宇宙プラズマにおけるミク ロ・マクロな磁場構造変化と新たな構造形成に伴う粒子 加速(磁場構造の変革)など階層構造を超えた物理現象(ク ロススケール)の重要性が明らかになってきた.これは、 ミクロスケールの電流フィラメントからメゾスケールの ワイベル不安定性さらにマクロスケールの無衝突衝撃波 に多階層(マルチスケール)で構造が変化し、結果とし て非熱的に粒子が加速すると考えられている.

#### 1.3.3 惑星物質の構造形成

原始の太陽の周囲で微粒子,小天体,小惑星が衝突と 合体を繰り返すことで,現在,見られるような惑星や衛 星が誕生した.これらの天体は衝撃圧縮現象を頻繁に経 験していたと考えられる.このような衝撃圧縮現象の過 程を,レーザー衝撃圧縮実験の手法によって研究が進め られている.パワーレーザーで駆動される高圧力状態の 圧縮時間スケールは,初期太陽系における衝突現象の時 間スケールとは大きく異なる.一方で,惑星や小惑星よ りも小さな天体が引き起こす短時間の衝突現象の頻度は,



むしろ惑星同士の衝突よりもはるかに多く,短い圧縮時 間スケールの現象が統計的には重要であり,レーザーに よる動的な圧縮による構造相転移の詳細を調べることが, 惑星物質を調べるうえで極めて有効である.特に近年の レーザー衝撃波診断技術の進歩により動的な圧縮場での 鉱物の構造相転移の経路や時間進展が明瞭に捉えるよう になってきている[5].その結果,レーザー衝撃波により 得られた結果が衝突を経験した隕石に残された高密度鉱 物の産状とも強くリンクすることがわかってきている[6].

#### 1.3.4 レーザーによる材料プロセスと構造形成

レーザープロセスのスマート化の一環で、フェムト秒 レーザーによる非熱的加工[7]素過程が明らかになり、高 品質が期待される手法として注目されるだけでなく、AI 技術との融合をめざし物理過程の詳細が明らかになろう としている[8].フェムト秒レーザーによるエネルギー注 入によるミクロスケールの電子励起からメゾスケールの コヒーレント・インコヒーレントフォノン励起、さらに 爆発的な熱拡散と膨張ロスによるエネルギー散逸を伴っ たアブレーション構造がつくられ、マクロ構造として材 料の新たな形状を形成する.

#### 1.4 まとめ

レーザープラズマを基盤とした超高圧状態や高温・高 密度プラズマ状態の理解は,宇宙プラズマや惑星物質を 理解するのみならずレーザープロセスを効率化する上で も有用である. さらに高エネルギー密度状態の爆発的な 燃焼という観点で,極短パルスレーザーと物質との相互 作用におけるアブレーションとレーザー核融合点火・燃 焼や核燃焼を伴う動的天体現象の類似性を見出せる可能 性もあり,高エネルギー密度科学の新たな可能性を見出 すことが期待できる. 結果として,宇宙・惑星における 現象の解明と理解により得られた知が,地上での産業技 術開発やイノベーション創出に活用されることが期待さ れる. また逆にイノベーション創出の知が,宇宙・惑星 における現象の理解と解明に役立つことも期待できる.

- [1] 高部英明:プラズマ・核融合学会誌 69,1285 (1993).
- [2] R. Kodama *et al.*, Nature **432**, 1005 (2004).
- [3] A.B. Zylstra *et al.*, Nature **601**, 542 (2022).
- [4] 坂和洋一,高部英明:プラズマ・核融合学会誌 92,73 (2016).
- [5] T. Okuchi et al., Nat. Commun. 12, 4305 (2021).
- [6] N. Tomioka and T. Okuchi, Sci. Rep. 7, 17351 (2017);
   N. Tomioka *et al.*, Commun. Earth Environ. 2, 16 (2021).
- [7] T. Shibuya et al., Jpn. J. Appl. Phys. 58, SIIA02 (2019).
- [8]藤田雅之:レーザー加工技術と物理 36,459 (2007).



# 2. 動的天体核燃焼現象とレーザー核融合研究

#### 2. Nuclear Burning in Astrophysical Phenomena and Laser Nuclear Fusion Research

田 中 周 太 TANAKA Shuta 青山学院大学 (原稿受付:2022年12月27日)

恒星内部やビッグバンにおける核融合反応が"準静的"な天体核燃焼現象であるのに対し,超新星爆発に代 表される核融合反応は"動的"な突発天体核燃焼現象である.地上におけるレーザー核融合では単純な球対称の 爆縮ではなく,非球対称な系での動的,非局所的な過程が重要となっている.共に核融合物理を扱う宇宙物理学 とレーザープラズマ物理学は,適用対象の違いから各々に発展した.実験室における安定的な核融合が近い将来 可能になることを見据えて,両分野の連携と相互発展が期待される.

#### Keywords:

laser fusion, astrophysics, stellar fusion, big bang nucleosynthesis, supernova, nova, X-ray burst, binary neutron star merger

#### 2.1 はじめに

天体現象と物理学の発展が深く関連することはニュー トンの万有引力の法則の発見以来明らかである. その中で も天体現象を物理的に解き明かす「宇宙物理学」の根幹 をなす発見は、恒星中心での核融合現象と言える[1].太 陽内部での元素合成過程は十億年を超える準静的なもの で、我々が見る夜空の光もその膨大なエネルギーで賄わ れている. 恒星に留まらず, ビッグバン元素合成理論で も一定の成功を収めている"準静的"な天体核燃焼現象 に対して、ここでは"動的"な天体核燃焼現象も取り上 げる. 超新星爆発,新星,X線バースト等の古くから知ら れている突発天体現象は、何らかのきっかけで核反応が 点火し、暴走的に核燃焼が進んで燃え尽きる現象と考え<br /> られている.これに対応するものとして、最近点火が実 現したレーザー核融合[2]でも動的、非局所的過程が考え られている.本稿では準静的天体核燃焼現象.動的天体 核燃焼現象の近年の動向をまとめ、レーザー核融合での 核燃焼現象との対応をみる.筆者は中性子星やブラック ホールといったコンパクト天体に付随する高エネルギー 現象を研究する高エネルギー宇宙物理学を専門としてお り、恒星進化や超新星爆発といった天体核燃焼現象を専 門とはしていないことを断っておく. 実験室核融合の研 究についても専門とはしていない.ただし,筆者はこれ まで高強度レーザーを用いたレーザー実験室宇宙物理学 の研究に携わってきた[3]. 宇宙物理学及び、レーザープ ラズマ物理の橋渡しをする立場にいる研究者の一人とし てそれぞれの現状をまとめる. 定常的な核融合が実現し

ていない現段階において,動的天体核燃焼現象と関連させて,実験室宇宙物理学を行うことはこれまで行われていない.天体核物理とレーザー核融合の研究が協調して,これらが研究されるような場を作り,相互の研究がこれまでと異なる方法を取り入れて,共に発展していくことを期待するものである.

#### 2.2 準静的核燃焼

恒星での核燃焼及び、元素合成過程は原子核物理学の 発展と並行して、宇宙物理学の黎明期より調べられた現 象である. 放射性核種を用いた年代測定から知られる堆 積岩の年齢より、長く太陽が今と同程度の明るさで輝く ためには、太陽が自己重力で収縮する際の重力エネルギー では不足する. 太陽などの恒星はブラックホールや中性 子星に比べて半径が大きいので、重力エネルギーだけで はエネルギーを十分に賄えないのである.太陽表面から 放出し続ける黒体放射のエネルギーは、太陽中心で起こ る pp 連鎖や CNO 循環反応といった、水素からヘリウム への熱核融合反応が生み出すエネルギーで賄えることが, アーサー・エディントンやハンス・ベーテらによって発 見された. 恒星中心では数十億年という長い時間燃え続 ける準静的核燃焼が起こっており、これと恒星の内部構 造の力学的進化とを併せて解くことで、銀河に存在する 明るさや色が異なる星々を物理的に理解することができ る. その様々な恒星の内部では質量数がリチウムよりも 大きく鉄よりも少ない元素が合成されている[4]. 太陽の中心温度は107K(~keV)程度で、地上の加速

Aoyama Gakuin University, Sagamihara, KANAGAWA 252-5288, Japan

author's e-mail: sjtanaka@phys.aoyama.ac.jp

器で調べられている原子核反応はさらに何桁も高エネル ギーである.太陽中心のイオンの運動エネルギーは原子 核間に働くクーロン障壁のエネルギー(~MeV)に比べ て低エネルギーなので、クーロン障壁を超えて原子核同 士が反応するにはトンネル効果が本質的である.太陽中 心の熱核反応領域に存在する大量の粒子のごく一部の粒 子がトンネル効果で確率的に反応を起こし、定常的にエ ネルギーを供給している.核反応の反応率は地上の加速 器実験で調べられる反応の低エネルギー極限を取ったも のが用いられる.現状は太陽やその他の恒星の観測自体 が原子核反応のキャリブレータになっていると言える. これには太陽ニュートリノ観測も含まれている.主とな るpp連鎖やCNO循環反応の反応率の値については~% 程度の誤差で議論が行われている [5,6].

現在の太陽の進化については~%程度の原子核反応率 を決定するということよりも不定性の大きい物理過程が ある.例えば,恒星進化は今でも球対称一次元の近似で 研究が行われることがしばしばである[7].もちろん多次 元で詳細な物理課程を議論する研究も並行して行われて いるものの,球対称一次元から多次元に発展させた場合 の精査は原子核反応率の不定性に比べると不十分である. 内部対流や恒星の回転による熱輸送や物質混合,磁場の 影響など,調べ尽くされてはいない物理過程はまだまだ ある[8].しかし,これまでの研究は一定の成功を収めて おり,現在の太陽や無数に観測されている恒星や他の天 体現象の(全てではないが)非常に多くのデータを説明 する理論が構築されている.

一方で、恒星で考えられる準静的な核燃焼について、 一部の天体現象と矛盾しかねないような話題もある. そ の一つがトリプルα反応である. 恒星がその一生のほと んどを過ごす水素燃焼期、つまり主系列星期を終えると 巨星へと進化する.核反応領域である恒星中心で燃料で ある水素が枯渇すると、水素燃焼領域は外側へ伝播する. この時、水素燃焼殻に囲まれた中心の(燃えかすの)へ リウムは冷えて収縮し、反作用で膨張する外層と分かれ て巨星となる。中心のトリプルα反応(ヘリウム燃焼)は 未だ反応率に不定性があり[9]. この反応率の微妙な違 いによって赤色巨星を形成するかしないかを大きく分け ることが知られている[10]. 天文の観測的には赤色巨星 が存在することは広く知られており、一時混乱があった が[11],現状の反応率を用いると赤色巨星は形成される [12]. 現状観測結果に矛盾はないが, 恒星進化の理論及び, トリプルα反応率のさらなる研究が必要である.

準静的な核融合反応の研究が成功しているもう一つの 例は宇宙初期のビックバン元素合成理論である.宇宙に あるバリオン(我々の知る通常の物質)の質量の約98% は水素及びヘリウムとして存在しており,その二つの質 量比はほぼ3(水素):1(ヘリウム)程度である.恒 星中心付近でのみ起こる核融合ではこれだけの量のヘリ ウムを宇宙年齢の間に合成するのは困難であることが知 られており,ビックバン元素合成理論はビックバン元素合 成の開始時における光子とバリオンの比という一つパラ メータのみで、Liよりの原子番号が小さい元素の組成比 や宇宙マイクロ波背景放射の存在を説明できる理論であ る.宇宙が膨張によって冷却していく熱浴と考えて、元 素の材料となる標準理論の素粒子を適量入れておくと(適 当な光子バリオン比を決めると)、準静的核燃焼が進行す るという単純でいて美しい議論である[13].

準静的天体核燃焼(恒星進化とビッグバン元素合成) で生成される元素は原子番号が鉄までの元素である.こ れは鉄が最も安定な原子核で,より原子番号の大きな元 素を作るのは吸熱反応であることと関連する.以下に述 べるような動的な現象が伴うことで,高エントロピーの 状態が作られ,鉄より重たい元素の合成が行われる.

#### 2.3 動的天体核燃焼

我々は様々な恒星のスペクトルを観測することで、そ の恒星の元素組成比を知ることができる.遠くにある(例 えば、天の川銀河の遥かに遠方の)恒星の場合は、個々 の恒星を調べることができないため、星団ないし、銀河 といった単位での元素組成の観測が行われている。全て の天体が同じ元素組成でないことや、古い天体ほど重元 素量が小さいという観測事実は、宇宙に始まりがあり今 なお時間と共に進化しているということの重要な証拠の 一つであり、重元素量が少ない金属欠乏星に関連した様々 な研究が行われている[14, 15].

恒星は物質が万有引力で集積した構造体であるが、そ の内部で作られた元素を放出するという過程がある. 恒 常的に吹くと考えられる恒星風[16],の他に連星の進化段 階において、恒星の外層が剥ぎ取られることもある[17]. より積極的な元素放出過程として、動的天体核燃焼現象 がある. 最もよく知られるのが超新星爆発であろう. 他 にも核反応現象に起因する爆発現象が知られており、白 色矮星に降り積もる物質が核暴走(暴走的な熱核反応) を起こす新星爆発[18]や、中性子星に降り積もる物質が 核暴走を起こすX線バーストなどでも星間空間に元素を 放出すると考えられている[19,20]. 動的天体核燃焼とし て,前節の現象と区別するのは現象の継続時間が大体数ヶ 月(超新星),数日(新星),数時間(X線バースト)程度 と天体現象の尺度としては短いためである. もちろんそ れぞれの現象の継続時間の違いは空間的な(爆発規模の) 大きさと関連している.

超新星爆発には大きく分けて熱核爆発型と重力崩壊型 の二種類がある.まず,熱核爆発型の超新星爆発は白色 矮星と恒星,もしくは連星白色矮星の系が起こす白色矮 星の爆発現象と考えられている[21].白色矮星全体で核 融合が起こるため,爆発後には白色矮星が跡形もなく吹 き飛ぶとされている.爆発噴出物の鉄の元素組成比が多 く,現在の宇宙にある鉄の多くは熱核爆発型の超新星爆 発で作られたと考えられている.この核暴走過程につい ては,核燃焼の燃焼波が衝撃波より速い爆燃波か,衝撃 波の方が速い爆轟波かで噴出物の元素組成比が変わるこ とがわかっている.核暴走型超新星爆発の光度を説明す る量の<sup>56</sup>Niを合成するのは、爆燃波による核燃焼の方が 都合が良いとされている[22].

重力崩壊型の超新星爆発は太陽質量の約8倍以上の重さ の大質量星が恒星としての進化の最後に起こす爆発現象 で、爆発時の中心核が中性子星もしくは、ブラックホー ルとして残る.爆発後に中心核が残存するため、熱核暴 走型の超新星爆発と異なり爆発噴出物の鉄の元素組成比 少ないなど、元素組成比が異なる。特に注目するべきな のは、爆発時に中心に中性子星が残っているために、爆 発噴出物の中に自由中性子が大量に含まれた状態が実現 されることである.実際に中性子星から出るのは大量の ニュートリノであり、このニュートリノと陽子の反応で、 中性子を作る反応が爆発噴出物の中性子量を増加させる [23]. 中性子過剰の状況ではrプロセス (rはrapidの意) という元素合成反応が進むことが期待される. 中性子は クーロン障壁の影響を受けずに原子核を成長させること が可能であるが、単独では不安定である.rプロセスでは 原子核による中性子の捕獲時間が中性子のベータ崩壊時 間よりも短く、中性子過剰核を形成することで原子番号 が鉄よりもずっと大きな元素が合成される[24].

しかし、このrプロセス元素の起源については、重力 崩壊型の超新星爆発ではなく、連星中性子星(中性子星 と中性子星の連星系)の合体時に作られるということが 最近わかってきた.これはニュートリノ輸送などを含め た一般相対論的流体シミュレーションが発展したことで、 連星中性子星合体時の噴出物の温度や中性子過剰度など の見積りの精度が増したことが要因である.特に連星中 性子星合体は、近年のレーザー干渉計による重力波観測 の発展に伴い、より詳しく調べられるようになった現象 であることと、GW170817という連星中性子星合体現象 で見られたrプロセス新星という可視光の対応天体の観測 がされたこともrプロセス元素の起源の研究に大きく寄与 している[25].

上で述べたrプロセスはその名の通り速い現象で、現 象自体も動的である.一方で,鉄よりも重い元素の起源 としては、rプロセスとは別にsプロセス(sはslowの意) という元素合成反応が存在する.sプロセスは中性子過剰 核内の中性子が、ベータ崩壊する時間よりも十分長い時 間をかけて、中性子を捕獲する過程である、つまり、中 性子過剰核を経ないで原子番号が大きくなる過程である. 金やプラチナは主にrプロセスで作られているとされ,ビ スマスより重たい元素、例えばウランに至ってはsプロセ スでは合成されない.一方で、中性子のマジックナンバー に対応するストロンチウム,バリウム,鉛などは主にsプ ロセスで作られているとされている. 中性子のベータ崩 壊時間は10分程度と宇宙の尺度では極端に短いのでsプ ロセスといえども, 元素を合成するためにはある一定の 中性子流束を必要とする.sプロセスは低質量星の進化段 階で星のコアでの水素燃焼(主系列段階)が終わった後 の赤色巨星段階でのヘリウム燃焼で生成される中性子に よって進むと考えられており、実際にこの段階の星からs プロセスに特徴的な元素が観測される[26].

上で述べた他に, 宇宙での重元素生成の主役とはなら ないが、核反応と関連した突発天体現象が新星爆発やX線 バーストと呼ばれる現象である.新星爆発は白色矮星表 面に降着した物質が何らかのきっかけで核暴走を起こし て輝く現象とされる。新星爆発は同じ天体から何度も観 測されることがあることから,超新星爆発と異なり,星 全体が爆発してなくなってしまう現象ではないことがわ かる. また, 白色矮星は大質量星よりも多数存在するた めに、超新星爆発より規模が小さいが頻度が多く、天の 川銀河内の太陽近傍でも現象が観測される.X線バースト は中性子星の表面に降着した物質が何らかのきっかけで 核暴走を起こして輝く現象とされる.X線バーストも新星 と同様に同じ天体から繰り返し観測される[20]. 二つの 現象は時間スケールのみならず観測される光の典型的な 波長が異なり,新星爆発は主に可視光で,X線バーストは その名の通りX線で主に観測される. 起源天体の違い(白 色矮星か中性子星か)は核反応が起こる物理環境(温度 や密度)が異なり、中性子星表面の方が高温、高密度で あると考えられ、時間スケールも短くなる.rプロセスや sプロセスとは異なる核反応も起こり、近年は中性子星内 部の状態方程式と関連させた研究も行われている[27].

上記のような動的天体核燃焼の描像についても、もちろん不定性が残されている.ミクロな物理を含んだ1次元の計算では超新星爆発が再現されないことがわかっている[28].近年の計算機の発達により、3次元シミュレーションを行うことが可能になったが、超新星爆発の爆発エネルギーがどのシミュレーション結果も系統的に小さいという問題が残っている.ただこの問題においても、超新星爆発時の核反応率について精査が行われる段階ではなく、回転や磁場の効果といった力学的なもの、超新星爆発を起こす親星の不定性(星の進化計算の不定性)、ニュートリノ輸送の数値的な取り扱いなどでの爆発エネルギー問題解決に向けた取り組みが行われている[29].

その中でも核反応の不定性が影響する現象としては、 例えば大質量星の進化段階における炭素とヘリウムの核 反応が挙げられる.重力崩壊型の超新星爆発を起こすか どうかは、元の星の質量が大きい必要があると述べたが、 その中でも特に大きな質量を持った星は対不安定型の超 新星爆発が起こると考えられている.対不安定型の超新 星爆発は酸素燃焼時に電子陽電子対生成が起こるほど星 のコアが重く(高温に)なる場合に起きる爆発で、熱核 爆発型同様に星全体が吹き飛ぶ.対不安定型の超新星爆 発も、熱核爆発型や普通の重力崩壊型超新星、連星中性 子星合体などと噴出物の特性が異なる.この対不安定型 の超新星爆発がどのような質量の星で起こるかを決める のに、炭素とヘリウムの核反応率が重要であると言われ ている[30].

#### 2.4 レーザー核燃焼

レーザー慣性核融合の研究において、米国にある世 界最大のレーザー施設である National Ignition Facility (NIF) が核融合点火に関する結果を最近発表した[2]. レーザー核融合にはいくつかの段階があり、最終目標と なる人類の用いる代替エネルギー源としての利用には技 術的な課題がまだまだあるが、NIFでの核融合点火を足 掛かりに実験室核融合に関する研究は継続的に発展する ことが期待される.実験室のレーザー核融合においては、 中心点火方式の爆縮時の、核融合点火を阻害する流体不 安定性を克服するために様々な研究が行われてきた.NIF で用いられているホーラムターゲットの他に、高強度レー ザーを用いた高速点火方式[31]や、強磁場を印加する方 法[32]など、高エネルギー密度下における核融合プラズ マの振る舞いに関する研究も着々と進んでいる.これら の実用技術の発展の副産物として天体核燃焼現象の理解 への還元が期待される.

宇宙で起こる現象は地上の核融合で起こる現象に比べ て圧倒的に時間尺度が長く,空間的なスケールも大きい. 太陽中心では全ての現象が準静的,局所的に決まること は仮定されている[33].これについては前節で紹介した 動的天体核燃焼に関しても同じである.つまり現状の理 論において,"動的"というものは現象の流体的な発展の 時間スケールが(人間の時間尺度で)動的であるだけで ある.現状では天体現象での核反応や元素合成のプロセ ス自体に動的な効果や非熱的な効果を含めた計算には必 ずしもなっていない.

一方で、実験室のレーザー核融合は太陽のpp 連鎖反応 とは異なる重水素と三重水素を起点とした反応で、空間、 時間スケールが小さく、動的、非局所的な過程も議論さ れている. 燃料内で二次以降の核反応を持続させられる かどうかは、燃料内の一次反応で生成された高エネルギー の非熱的イオンが燃料内のどこでどれだけのエネルギー 解放を起こすかが重要である[34]. その他にも、プラズ マの集団効果や磁場の効果などが議論されている[35]. レーザー核融合では非局所の加熱などを考慮した爆燃波 や爆轟波の伝播を考えることになっている. この視点で 動的天体核燃焼現象を見直す可能性はあり得る.このよ うに実験室で詳細な物理過程が研究され、実験で検証さ れるようになれば、新たな知見を組み入れた天体核燃焼 現象の理論が発展することが期待される。数十年後の将 来の核融合発電に向けての過程としてレーザー核融合と 天体核燃焼現象に結び付けた研究が進むことが期待され る.

#### 2.5 まとめと今後の展望

天体核燃焼現象とレーザー核融合の二つの研究分野は 目標が異なり,研究手法にも少なからず隔たりがある. 今後も各々の分野が各々発展していくことは十分期待される.ここで述べておきたいのは,実験室での核融合研 究が大きく前進した今この瞬間が二つの研究分野が最も 接近した時になり得るということである.私はこの瞬間 に二つの研究分野を繋ぐ研究を興すことを提案する.学 際研究は同じ物理現象であっても言葉が異なるために, 相互の分野を理解するための根気強い議論とともに広範 な知識が必要で,相互に気の長い付き合いも必要になる. この視点は筆者自身がレーザーを用いた実験室宇宙物理 学の実験に携わってきた経験によるものである.我々は まだスタート地点にも立っておらず,この解説では二つ の研究分野の直接的かつ具体的な関わりについて述べる には至らなかった.二つの研究の細分化と乖離を防ぎ, 中間的な役割を果たす研究を発展させていくことが重要 である.

- 高原文郎:字宙物理学:星・銀河・字宙論(朝倉書店, 2015).
- [2] A.B. Zylstra *et al.* Nature **601**, 542 (2022).
- [3] 高部英明:日本物理学会誌 67,23 (2012).
- [4] 林忠四郎 他:新装版 現代物理学の基礎11 宇宙物理学 (岩波書店, 2012).
- [5] The Borexino Collaboration: M. Agostini *et al.* Nature 562, 505 (2018).
- [6] The Borexino Collaboration: M. Agostini *et al.* Nature 587, 577 (2020).
- [7] B. Paxton, et al. Astrophys. J. Suppl. 192, 35 (2011).
- [8] K. Takahashi & N. Langer, Astron. Astrophys. 646, 28 (2021).
- [9] 川畑貴裕: 生産と技術 72, 52 (2020).
- [10] T. Suda et al. Astrophys. J. 741, 61 (2011).
- [11] K. Ogata, et al. Prog. Theor. Phys. 122, 1055 (2009).
- [12] T. Akahori, et al. Phys. Rev. C 92, 022801 (2015).
- [13] 松原隆彦:現代宇宙論(東京大学出版会, 2010).
- [14] 須田拓馬:天文月報 107, 268 (2014).
- [15] 田中周太:天文月報 112, 186 (2019).
- [16] 小暮智一:天文月報 101, 29 (2008).
- [17] 平井遼介:天文月報 111,580 (2018).
- [18] 森井幹雄:天文月報 108, 225 (2015).
- [19] S.E. Woosley et al. Astrophys. J. Suppl. 151, 75 (2004).
- [20] 小山勝二, 嶺重慎 編: ブラックホールと高エネルギー 現象(日本評論社, 2007).
- [21] 谷川衝:天文月報 113, 22 (2020).
- [22] 野本憲一他(編):元素はいかにつくられたか:超新 星爆発と宇宙の化学進化(岩波書店, 2007).
- [23] 山田章一:超新星爆発(日本評論社, 2016).
- [24] 和南城伸也:天文月報 107,7 (2014).
- [25] 田中雅臣: 天文月報 114, 16 (2021).
- [26] 青木和光: 天文月報 107, 76 (2014).
- [27] A. Dohi et al. Astrophys. J. 923, 64 (2021).
- [28] K. Sumiyoshi et al. Astrophys. J. 629, 922 (2005).
- [29] 滝脇知也:天文月報 110,710 (2017).
- [30] R. Farmer et al. Astrophys. J. 887, 53 (2019).
- [31] R. Kodama et al. Nature 412, 798 (2001).
- [32] J.D. Moody et al. Phys. Rev. Lett. **129**, 195002 (2022).
- [33] N. Vinyoles *et al.* Astrophys. J. **835**, 202 (2017).
- [34] J.A. Frenje et al. Phys. Rev. Lett. 122, 015002 (2019).
- [35] T. Johzaki et al. Nucl. Fusion 55, 5 (2015).



# 高強度レーザーを用いた実験室宇宙物理: Weibel不安定性の非線形発展

### 3. Laboratory Astrophysics with Intense Lasers: Nonlinear Evolution of the Weibel Instability

蔵満康浩,松本洋介<sup>1)</sup>,天野孝伸<sup>2)</sup> KURAMITSU Yasuhiro, MATSUMOTO Yosuke<sup>1)</sup> and AMANO Takanobu<sup>2)</sup> 大阪大学工学研究科,<sup>1)</sup>千葉大学国際高等研究基幹,<sup>2)</sup>東京大学理学研究科 (原稿受付:2022年11月5日)

Weibel 不安定性は、対向流プラズマが存在する宇宙空間の幅広い天体現象で起こると考えられており、近年 では大型レーザーを用いた原理検証が行われてきた.最近では、外部磁場が存在する系における Weibel 不安定 性が引き起こす自発的な磁気リコネクションの非線形発展が注目を集めている.磁場を印加した実験を念頭に、 高強度レーザーを用いた Weibel 不安定性の実験について、理論と数値計算により議論する.高強度レーザーを 用いることで、高速で高密度、かつ無衝突の対向流を生成可能であり、さらに実験系をコンパクトにすることが できる.2次元の particle-in-cell シミュレーションにより、コンパクトで高速の対向流を生成し、Weibel 不安定 性の励起と飽和について議論する.

#### Keywords:

laboratory astrophysics, Weibel instability, magnetic field, magnetic reconnection, intense laser

#### 3.1 はじめに

Weibel 不安定性は、相対論的な電子 – 陽電子プラズマ 中から非相対論的な電子 – イオンプラズマ中までの幅広 いパラメータ空間において非磁化プラズマ中の無衝突衝 撃波の生成において本質的な役割を果たすと考えられて おり、外部磁場を印加しない場合について大型レーザー 施設OMEGAやNational Ignition Facility (NIF)を用い た原理実証研究が行われてきた[1-5]. 特に磁場が存在し ない状態から有限の磁場を生成できるため、宇宙磁場の 起源に関しても興味深い対象である[6]. 大型装置が必要 になる理由は、電子スケールのWeibelフィラメントが結 合し,次第に大きなフィラメントを形成し,イオンスケー ルのフィラメントが成長することで衝撃波が形成される ためで、衝撃波の完全な生成には世界最大のレーザー施 設NIFが必要だと考えられたためである[7]. 大型装置を 用いた比較的プラズマのスケールが大きな(~1 cm)実 験であり、大型装置ゆえの実験条件の制約から外部磁場を 印加した実験は難しかった.

さらに,NIF等の超大型施設では,高い競争率の中か ら提案が採択されたとしても年間数ショットしか実験の 機会が得られず,統計が得られないという根本的な問題 があった.

このような背景から我々は,繰り返しが可能な高強度 レーザーを用い,実験のシステムをよりコンパクトに抑 え,磁場の印加を可能とした実験を計画している.

外部磁場が存在する系におけるWeibel不安定性におい て,近年最も注目を集めているのは,無衝突衝撃波近傍 の自発的な乱流磁気リコネクションであろう[8-10].背 景磁場と衝撃波面方線方向が垂直な,いわゆる垂直衝撃 波においてWeibel不安定性が起こると,Weibelフィラメ ントにより,背景磁場が大きく曲げられ,ローカルな反 平行磁場配位を形成し,複数の磁気リコネクションが起 こり得る[8].複数の磁気リコネクションが起 こり得る[8].複数の磁気リコネクションが起 こり得る[8].複数の磁気リコネクションが起 てり得る[1].

衝撃波とは、上流の超音速のフローのエネルギーを、 下流の亜音速フローの熱に変換する機構である.無衝突 衝撃波であれば、マクロな流体の運動エネルギーから熱 エネルギーへの変換に加えて、非熱的粒子の加速が起こ る.これは衝突が支配する通常の流体中では起こり得な いプラズマにユニークな過程で、無衝突衝撃波は宇宙空 間の高エネルギー粒子、宇宙線の加速器として知られて いる.一方で、磁気リコネクションは、磁場のエネルギー をプラズマのフローに変換する機構で、太陽フレアから 太陽風まで、宇宙空間がプラズマで満たされている根本 的な原因の一つになっている.磁気リコネクションでは、 反平行磁場配位と等価な電流系、カレントシートが作ら

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

corresponding author's e-mail: kuramitsu@eei.eng.osaka-u.ac.jp

れる. カレントシートの厚さが典型的なイオンのジャイ ロ半径より薄くなると、イオン電流が維持できなくなる. さらにカレントシートが典型的な電子ジャイロ半径より 薄くなると、電流系を維持できなくなり、磁場の緩和、 磁気リコネクションが起こる. このように磁気リコネク ションは多階層的であり、最終的なオンセットがミクロ な電子スケールで決まるというのも、通常の流体では起 こり得ないプラズマにユニークな特徴である. 観測技術 の向上により、電子スケールの磁気リコネクションが直 接計測できるようになってきており[12]、また実験室に おいてもミクロな電子運動が駆動する磁気リコネクショ ン研究が始まっている[13, 14].

近年宇宙プラズマで注目を集めている、衝撃波近傍に おける自発的磁気リコネクションは、磁気リコネクショ ンに非熱的粒子加速という新しい役割を与え、磁気リコ ネクションの磁場からプラズマのフローへのエネルギー 変換、さらに詳しく見た場合のプラズマのイオンと電子 へのマクロなフローとしてのエネルギー変換に、非熱的 な粒子加速という新たな次元を追加するものである.

本章では、この無衝突衝撃波と磁気リコネクションの 複合系としてのWeibel不安定性の非線形発展を、外部磁 場を制御し、実験的に検証することを念頭に、実験室で のスケーリングと粒子コードを用いた数値的な検証を紹 介する.

#### 3.2 実験モデル

我々は両面が自由表面の自立グラフェン, large-area suspended graphene (LSG)を開発し[15], 超高強度レー ザーでこの極薄膜を撃ち抜くことで光速の10%程度の準 相対論的なイオン加速を実現している[16]. 固体飛跡検出 器を用いたイオンエッチピットの計測から, ほぼ全ての グラフェン起源のカーボンが加速されていることがわか り, 広く用いられるイオン加速手法である Target normal sheath acceleration (TNSA) が表面の不純物のみを加速 するのに対し, 非常に効率の良い加速が起こっているこ とが知られている[16].



図1 実験概念図.2つの直行する高強度レーザーを,2つの平 行薄膜ターゲットに,それぞれ45度入射で照射し,準相 対論的プラズマ対向流を生成する.

高強度レーザーを2ビームに分岐し、二つのターゲッ トを用いることで、準相対論的な対交流プラズマを生成 可能である.図1は、実験の概念図で、ターゲットに対 し45度方向からの斜め照射で高速のプラズマ流を生成す るところはこれまでと同様であるが[16]、LSGを平行に もう一枚配置し、もう1ビームのレーザーをこちらも45 度入射することで、レーザー同士は直行する照射配位で 実験を行う.45度入射は、ターゲットからの戻り光がレー ザービームラインの上流の光学素子を損傷するのを防ぐ ためであり、レーザー同士を直行させるのも、同じ理由 による.

#### 3.3 スケーリング

Weibel不安定性の成長率は、単純な対向ビームプラズ マを仮定した場合、次の様に書ける[11,17].

$$\Gamma \sim (\omega_{\rm pi}/\gamma^{1/2}) (v/c) \tag{1}$$

ここで $\omega_{pi}$ はビームイオンプラズマ振動数,  $\gamma$ はビーム イオンのローレンツ因子, vはイオンビームの速さ, cは光速である. これまでの実験から, イオン密度は  $10^{19}-10^{21}$  cm<sup>-3</sup>で[16], イオン速度は $v/c \sim 0.1$ のオーダー であり,  $\gamma \sim 1$ である. 図2 (a)は, Weibel不安定性の線 形成長率[17]を, 典型的なイオン密度とv/cをパラメータ にプロットしたものである. 高速で高密度の対向流を生 成できれば, より短い時間スケールでWeibel不安定性の 時間発展をとらえることができる.

また、Weibel不安定性が成長する波数は、 $k\lambda_{si} \sim 5 - 10$ となっている[11]. ここで、 $\lambda_{si} \equiv c/\omega_{pi}$ は、イオン慣性長 である. **図2**(b)は、これまでの実験の典型的なイオン密 度を用いて、イオンプラズマ周波数とイオン慣性長をプ ロットしたものである、イオンの典型的な時間スケール  $\sim \omega_{pi}^{-1}$ は、0.1 psのオーダーであり、空間的なスケールは、 10  $\mu$ mのオーダーとなっている.

高密度のプラズマを生成する場合, プラズマ粒子の衝 突の影響には注意が必要である. 高強度レーザーでプラ ズマを生成すると、プラズマ中の電子はレーザー電場に よる強制振動により、規格化ベクトルポテンシャル程度 のモーメンタムを持つ. 後述するように、Weibel不安定 性に起因するフィラメント構造を実験的に同定するには. 高強度レーザーの ponderomotive 力による filamentation 不安定性と区別する必要がある.このため、レーザーパ ルスがターゲットと相互作用する時間よりも十分後の時 間を計測対象とする必要がある. レーザーとプラズマが 直接相互作用している間は、電子は超相対論的なエネル ギーを持つが、超相対論的な電子は比較的早いタイミ ングで考えている領域から逃げていくため, Weibel不 安定性が成長する段階では、比較的低エネルギーとな ると考えられる. 電子温度が0.01-1 MeVで, 電子密度 が10<sup>19</sup>-10<sup>21</sup> cm<sup>-3</sup>程度の場合,プラズマパラメータは,  $\Lambda \propto \omega_{\rm pe} / \nu_{\rm ei} \sim 10^5 - 10^7$ と非常に大きな値を持つ.ここで, ω<sub>ne</sub>は電子プラズマ周波数, ν<sub>ei</sub>は電子--イオンの衝突周波 数である.このため、イオンWeibelの特徴的なスケール



図2 (a)イオン速度(0.01 *c* – 0.9 *c*)と典型的なイオン密度に 対する Weibel 不安定性の線形成長率.(b)典型的なイオ ン密度に対するイオンプラズマ周波数(実線)とイオン慣 性長(破線).(c)典型的なイオン密度とイオン速度に対す る対向プラズマ中のイオンーイオンの平均自由行程.

である $\omega_{pi}$ と比べても、衝突の影響は無視できる.大型施設を使った実験では必ず問題となるプラズマの内部衝突の影響は、高強度レーザー生成プラズマでは問題とならない.また、対向プラズマ中のイオン-イオンの平均自由行程も、図2(c)に示すように非常に大きな値を持ち、例えばプラズマ密度が $n_i \sim 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>でイオン速度が $\sim 0.1 c$ で $\lambda_{ii} \sim 1$  km とプラズマのスケールより圧倒的に大きくなるため、対向流イオンの衝突についても全く問題にならない.

図3(a)は、Weibel不安定性が非線形段階に到達するま でにプラズマが伝播する距離[10]、

$$L_{\rm w} \sim 10 \ v \ / \Gamma \sim 10 \ \lambda_{\rm si}, \tag{2}$$

を表している.上式は、Weibel不安定性の線形成長の10 倍程度の時間をプラズマが伝搬すれば非線形成長まで追 えることを示しているが、線形成長率、式(1)がプラズ マの速度に比例するので、結局プラズマの速度によらず イオン慣性長の10倍程度がWeibel不安定性の非線形発展



図3 (a) 典型的なイオン密度に対する Weibel 不安定性の非線 形発展のスケール L<sub>w</sub>. (b) 典型的なイオン速度と外部磁場 に対するフット領域のサイズ L<sub>foot</sub>. (c) 自発的乱流磁気リ コネクションが発達するための条件式(4)のうち v/c を 省いたものを典型的なプラズマ密度と磁場強度に対してプ ロットしたもの.

の特徴的なスケールとなる.

Weibel不安定性が非線形発展し、自発的な磁気リコネ クションを引き起こすためには、もう一つ大事なスケー リングが残っている.

無衝突衝撃波に特徴的なフットと呼ばれる領域のサイズがWeibel不安定の非線形発展のスケール長より大きくなる必要がある.

フット領域とは,高マッハ数の無衝突衝撃波に存在す る衝撃波のサブ構造の一つで,高マッハ数の無衝突衝撃 波に本質的で,衝撃波面において上流のプラズマの一部 が反射されることで形成される.

宇宙線加速への注入や、その加速に必要な波動の励起 等、無衝突衝撃波の非線形発展と宇宙線の非熱加速にお いて本質的な役割を果たし、様々な無衝突衝撃波で盛ん に研究されている[18].フットのサイズは、上流のプラ ズマの速度で決まる上流のジャイロ半径程度となり、次 式で与えられる[10].

$$L_{\rm foot} \sim v/\Omega_{\rm ci}$$
 (3)

ここでΩ<sub>ci</sub>はイオンのジャイロ周波数である. 図3 (b)は, プラズマの速度と外部磁場の密度をパラメータに式(3) をプロットしたものである.実験では,永久磁石 (*B*~ 1 T)を用いた外部磁場を印加した実験[13,14]や,パルス パワーの電磁石 (*B*~10 T)を用いた実験[19,20]が行わ れている.最近ではパルスパワーを用いて77 Tの磁場生 成が報告されており[21],シングルショットではあるが 比較的強い磁場の印加が可能となってきている.レーザー を用いた強磁場生成 (*B*~1000 T)の実験も行われており [22,23],外部磁場制御として幅広い磁場強度を用いるこ とができるのも実験の強みの一つである.

図3(b)から,永久磁石程度の弱い磁場を用いると v~0.1c程度のイオンでも30cm程度のラーマー半径を持 つことがわかる.実験を現実的なサイズにするためには, 強磁場と低速のプラズマを用いる必要がある.式(1)が 示すように,Weibel不安定性の線形成長率はプラズマの 速度に比例するので,速すぎず遅すぎない条件の抽出が 必要になる.

最後に、自発的な乱流磁気リコネクションまでWeibel 不安定の非線形発展を追うためには、 $L_{\text{foot}}/L_{w}>1$ が必要 な条件となる[10].結局、式(2)と式(3)を用いて、

$$L_{\rm foot}/L_{\rm w} \sim 0.1 \frac{\omega_{\rm pi}}{\Omega_{\rm ci}} \frac{v}{c} > 1 \tag{4}$$

と書ける. 図3(c)は、式(4)のv/c以外をプロットした カラーマップで、実験で典型的な密度と外部磁場をパラ メータにとっている. 例えばプラズマの速度が $v \sim 0.1 c$ の 場合は、図3(c)の全ての領域で $L_{foot}/L_w > 1$ となり、自 発的乱流磁気リコネクションを実験的に検証可能である. 低密度強磁場の領域で、 $v/c \sim 0.01$ の場合に、 $L_{foot}/L_w < 1$ となる領域が現れる. 結局、高密度で適度な速度のプラ ズマと強磁場が理想的な実験条件といえる.

#### 3.4 数值実験

高強度レーザーを用いたWeibel不安定性の実験的な研 究を行うために、particle-in-cell (PIC) コードを用い た外部磁場が存在しない場合のスケーリングの検証を行 いたい.PICコードは、オープンなEPOCH[24]を用い、 まず単純にモデルで述べたこれまでの実験の拡張、図1 の場合について、[16]にレーザーとターゲットをそれぞ れ一つずつ追加する形から始める.図4は、レーザー波 長800 nm、パルス幅40 fs、スポット径2 µm、集光強度 5×10<sup>21</sup> Wcm<sup>-2</sup>の2ビームを直行するように、14 µm隔て て平行に配置した100 nm厚のLSGに45度方向からそれ ぞれ照射した場合で、(a)プロトンと(b)カーボンの密度 分布を示している.参考文献[16]でも議論されたように、



図 4 90度直行のレーザー2ビームと平行な LSG 2 枚を用いた 数値実験. 波線は初期のターゲット位置. (a)比較的早め の時間のプロトン密度分布. (b)カーボンの密度分布.

プロトンはカーボンに比べて軽いため、カーボンがプロ トンを押す形で加速されるため、プロトンは薄い層状の 構造を形成する. このためプロトン同士が相互作用する 時間は非常に短く、シミュレーションの開始(t=0)から t=138 fs でプロトン同士が相互作用を始め、t=150 fs に はお互いをすり抜け始め、図4(a)のt=174fsでは高速の 成分の相互作用はほぼ終わっている. プロトンは水分等 の不純物としてターゲット表面に付着しており、固体ター ゲットを照射するとほぼ必ず加速される成分である.純 粋は水素ターゲットを用いる以外は、薄膜を用いる限り 図4(a)と同様に薄い層をなすと考えられるためプロトン を用いたWeibel不安定性の実験的研究は難しい. 我々は カーボンに着目する. カーボンプラズマのイオン慣性長 とジャイロ半径は、プロトンよりそれぞれ√2倍と2倍長 くなるが、スケーリングでの議論は本質的に変わらない. **図4**(b)は、276 fsのカーボンの密度分布であるが、プ ロトンと違い比較的長時間の相互作用が可能である.こ こで注意してほしいのは、カーボンに限らずプロトンに もフィラメント状の構造が見られるが、これは二流体系 の相互作用に起因するものではなく、レーザー照射時に ponderomotive 力で作られたものである. スケーリング

Special Topic Article

で述べた様に, filamentation不安定性との区別のために も, レーザーがプラズマ中に作るインプリントされた構 造が十分になくなる後の時間を見る必要がある.

相互作用する時間と空間を大きくするためには、2枚の ターゲットの間隔を広げる必要がある.

図5は、最適なパラメータ条件を探すためのターゲッ トに対してレーザーを垂直に入射する対向照射配位の数 値実験で,実際の実験おいて対向照射はお互いの上流の 光学素子を損傷する可能性が大きいため用いるのは難し い. また、数値的には、レーザーの進行方向とターゲッ トの厚さ方向が一致していると、その方向のグリッドだ けを細くすればよく、数値的な計算効率が高い. レーザー 条件はスポット径を4 umに広げ、ターゲットの厚みも 200 µmに厚くし不純物のプロトンを除外し,2枚のター ゲットの間隔も60 µmに増やしている. その他の条件は, 図4の場合と同様である.この場合,カーボンプラズマ 同士の相互作用がt~280fsで始まり、レーザーが作る構 造がt~700fsで一旦見えなくなり、t~800fs程度から細 いフィラメントが見え始める. カーボンの速度は、相対 速度で0.2c程度,  $v \sim 0.1c$ で, 密度は $10^{20} - 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>程 度なので、相互作用を始めてから約0.5 ps後に見られる フィラメントはWeibel不安定性の線形段階を見ていると 考えられる.

ここでは全て紹介しきれないが,様々なパラメータの 数値実験とプラズマの位相空間分布から,次のことがわ かっている.

- 集光強度が高すぎると電子温度が高くなるため、フィ ラメントを安定化させる方向に働く.
- 電子 Weibel は見えない.
- スポット径は大きい方がプラズマの発散が小さくなるため、高密度を長時間維持できる。
- イオン加速の場合と異なり、薄いターゲットより厚めのターゲットの方が、イオンの最高エネルギーは



図5 対向照射レーザー2ビームを平行な2枚のLSG に垂直入 射した場合のカーボンの密度分布. 波線は初期のターゲッ ト位置.

低くなるが,安定して長時間高密度のプラズマを生 成できる.

- 厚めのターゲットを用いる場合は、パルス幅を伸ばしても広がってきたプラズマでのレーザーの反射が起こりやすく、また広がってきたプラズマとレーザーの相互作用がプラズマに非一様性を作ってしまう。
- ・平行平板の外側から照射すると、レーザー側に広がるプラズマのエネルギーが無駄になるので、内面照射の方が有効にレーザーエネルギーを使える。

最後に、上記を踏まえた一例を紹介する. 図6は、右 上のターゲットを左から水平に、左下のターゲットを上 から垂直に平行平板の内面を照射した直行2ビームの場 合で、それぞれのターゲットに対してはレーザーの入射 角は45度となっており、実際の実験でも安全な設計となっ ている.

レーザーのパラメータは、J-KAREN レーザーの長 焦点集光鏡 (F/10)を想定し、10  $\mu$ mのスポット径と 2×10<sup>20</sup> Wcm<sup>-2</sup>と比較的低強度となっている。ターゲッ トの厚みは1  $\mu$ mで、2枚のターゲット間隔は57  $\mu$ mとなっ ている。比較的高密度の対向プラズマを長時間維持でき ており、フィラメントのサイズも5  $\mu$ mと、スケーリング 則とも整合性がある。

#### 3.5 まとめ

高強度レーザーを用いた実験室宇宙物理の確立をめざ し、無衝突衝撃波と磁気リコネクションの複合系として Weibel不安定性の実験的なモデルとスケーリングを議論 した.また、現有する高強度レーザーを念頭にPICコー ドを用いた数値実験を行い、スケーリング則の検証と最 適な条件の見通しを立てた.結論として、大型レーザー を用いた実験に比べ、高速で高密度の準相対論的対向プ ラズマ流を生成でき、またプラズマ粒子の衝突の効果も 無視できる程度であることがわかった.さらに、実験サ イズをコンパクトにできることから、外部磁場を印加し



図6 直行照射レーザー2ビームを平行な2枚のLSGに45度方 向から内側入射した場合のカーボンの密度分布. 波線は初 期のターゲット位置.

た実験についても実現可能である.

#### 謝 辞

本章の内容は,筆者らが投稿した論文[25]に基づいて います.本研究は,下記の助成を受けています.JSPS KAKENHI Grant Number 19H00668, 19K21865, JPJSBP120203206, 20KK0064, 22H01195, and Core-to-Core Program JPJSCCA2019002.

- $\left[ \ 1 \ \right] \,$  W. Fox  $et \ al.,$  Phys. Rev. Lett. 111, 225002 (2013).
- [2] C.M. Huntington et al., Nat. Phys. 11, 173 (2015).
- [3] J.S. Ross et al., Phys. Rev. Lett. 118, 185003 (2017).
- [4] F. Fiuza et al., Nat. Phys. 16, 916 (2020).
- [5] H. Takabe and Y. Kuramitsu, High Power Laser Sci. Eng. 9, e49 (2021).
- [6] Y. Kuramitsu *et al.*, High Energy Density Phys. 23, 6 (2017).
- [7] H. Takabe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124057 (2008).

- [8] Y. Matsumoto et al., Science 347, 974 (2015).
- [9] A. Bohdan *et al.*, Astrophys. J. **893**, 6 (2020).
- [10] A. Bohdan et al., Phys. Rev. Lett. 126, 095101 (2021).
- [11] M. Hoshino, Phys. Rev. Lett. 108, 135003 (2012).
- [12] J.L. Burch *et al.*, Science **352**, 6290 (2016).
- [13] Y. Kuramitsu et al., Nat. Commun. 9, 5109 (2018).
- [14] K. Sakai et al., Sci. Rep. 12, 10921 (2022).
- [15] N. Khasanah *et al.*, High Power Laser Sci. Eng. 5, e18 (2017).
- [16] Y. Kuramitsu et al., Sci. Rep. 12, 2346 (2022).
- [17] Y.L. Liu et al., Phys. Plasmas 25 ,013110 (2018).
- [18] T. Amano et al., Rev. Mod. Plasma Phys. 6, 29 (2022).
- [19] R. Yamazaki et al., Phys. Rev. E 105, 025203 (2022).
- [20] S. Matsukiyo et al., Phys. Rev. E 106, 025205 (2022).
- [21] A. Ikeda et al., Appl. Phys. Lett. 120, 142403 (2022).
- [22] H. Yoneda et al., Phys. Rev. Lett. 109, 125004 (2012).
- [23] K.F.F. Law et al., Appl. Phys. Lett. 108, 091104 (2016).
- [24] T.D. Arber et al., Plasma Phys. Control. Fusion 57, 113001 (2015).
- [25] Y. Kuramitsu *et al.*, Phys. Plasmas, **30**, 032109 (2023).

# • 小特集 新たな高エネルギー密度科学への挑戦

# 4. 惑星物質の動的圧縮状態

#### 4. Planetary Materials at Dynamic Dense States

奥地拓生 OKUCHI Takuo 京都大学複合原子力科学研究所 (原稿受付: 2022年10月27日)

原始の太陽の周囲で微粒子,小天体,小惑星が衝突と合体を繰り返すことで,現在みられるような惑星や衛星 が誕生した.これらの天体は衝撃圧縮現象を頻繁に経験していたと考えられる.このような衝撃圧縮現象の過程を, レーザー衝撃圧縮実験の手法によって研究する意義を簡単に述べる.特に酸化物(鉱物およびそのアナログ物質) については、ハイパワーレーザー照射によって衝撃圧縮を引き起こしつつ、フェムト秒X線パルスによって超高速 の回折計測を行うことで微視的構造の時間変化の解析が可能になり、天然の隕石試料等と強くリンクする重要な結 果が得られている.将来展開としては、さらにX線吸収分光を組み合わせた解析等を考えることができる.

#### Keywords:

high-power laser, shock compression, planetary formation, x-ray diffraction, x-ray absorption

#### 4.1 はじめに

惑星探査機「はやぶさ」の1号機と2号機が続けて成 功させた小惑星からの天然試料の回収(サンプルリター ン)によって、46億年前の太陽系誕生のときに一時的に つくられた惑星物質が、当時の状態を保持したまま地球 の研究者にもたらされた[1-3]. 原始の太陽の重力によっ て宇宙から惑星系の円盤に沈積した無数の微粒子が、互 いに衝突による付着や合体を繰り返してこのような小惑 星を構成した.それらがさらに長い時間をかけて衝突、 破壊、合体を繰り返すことで、現在の太陽系にみられる ような惑星や衛星が誕生した.このような惑星形成の過 程の途中で経由する小天体の状況を間違いなく保存した 物質を得たことで、実験室での惑星物質科学研究の比較 対照の相手が非常に明瞭になり、課題が有意義になった. 惑星物質科学の研究は、サンプルリターンの成功によっ て新しい段階を迎えることができたと考えられる.

惑星系の起源と進化という課題は、理論物理、計算機 シミュレーション、天文観測、および隕石学の手法によっ て従来から深く研究されてきた.重力多体系相互作用が 産みだす形態の理論物理と計算機シミュレーションによ る理解、恒星の進化と太陽系内外の惑星系の実際の形態 の望遠鏡観測による理解、および隕石試料解析やサンプ ルリターンを通した宇宙惑星物質の微視的な形態の理解 がそれぞれ相補的な役割を果たしてきたことで、上記の 標準的な惑星形成モデルがつくられた.その一方で私た ちは、広い意味での物質材料科学の立場において、標準 的な手法の一つである衝撃圧縮計測実験を発展させるこ とを通して、天体衝突時の物質変遷を再現する研究を進

めてきた. 天体衝突は発生するエネルギーが巨大な現象 であり、それが物質の状態変化に果たす役割は言うまで もなく大きい.太陽系の初期に起きたはずの小天体相互 の衝突現象の想定像は実に多様である. そのなかでも特 に,キロメートル毎秒を大きく超える相対速度の高速衝突 においては、天体が巨視的に破壊されたり、その全体的 な形状が大きく変わってしまうことに加えて、天体を構 成する物質の微視的な性質も不可逆的に変化することが 確実である.具体的には、衝撃圧縮が引き起こす一時的 な圧縮と加熱に伴って, 微視的な結晶構造の相転移, 非 晶質化,融解などが状況に応じて引き起こされる.この ような微視的な変化が初期太陽系において頻発したであ ろうことは隕石学の研究においても強く示唆されてきた. 私たちが衝撃圧縮状態の計測を通して進める惑星物質研 究の目的は、天体衝突という物理現象が引き起こすべき 結果と、天然の宇宙惑星物質に見られる微視的な形態の 特徴の間に橋を渡すことである。物理学、天文学、隕石 学の境界領域として発展してきた惑星の起源と進化の研 究の場において、物質材料科学の視点からの新たな研究 を進めることを通して、さらに相補的に問題を理解して、 課題を効果的に解決することができると考えている.

#### 4.2 レーザー衝撃圧縮による惑星物質科学の今後

時間変化する動的な圧縮場がつくりだす高圧力条件の 下で惑星物質が経験する微視的変化は、条件が変わらな い静的な圧縮場を用いた実験の結果から類推されてはき たものの、わからないことが多かった.動的な場での惑 星物質の変化という大きな課題に対して、ハイパワーレー

Kyoto University Institute for Integrated Radiation and Nuclear Science, OSAKA 590-0494, Japan

 $author's {\it e-mail: okuchi@rri.kyoto-u.ac.jp}$ 

ザーを利用した衝撃圧縮実験法が特筆すべき有効性を示 すことを、私たちは最近の研究で示した[4,5]. ハイパワー レーザーによる物質の圧縮操作に対しては各種のパルス 的なプローブビームを使った計測を容易に同期させるこ とが可能であり、いわば時間分解計測との相性が特に良 いために、物質が経験する構造変化の時間進展を正確に 捉えることができる.一方でレーザーを使えば発生する 圧力値を幅広く操作したり、各種のプローブビームを自 ら励起することも可能であり、実験のデザインを工夫す ることで、圧縮状態の物質に対する多様な計測が進めら れている[6-11].これらの手法を用いて今後解決すべき 問題点を整理して述べることを、簡単な内容ではあるが 本稿の主題とする.

#### 4.2.1 物質種と解析法の今後

原始太陽の周囲を取り巻く円盤において最も多く存在 していたはずの固体の微粒子は、水素を含んでいて極性 を持つ分子の集合体である"氷"と、二酸化ケイ素を主 成分として含む酸化物の集合体である"鉱物"である[12]. 元素の宇宙存在度の1位が水素,3位が酸素,4位が炭素, 6位が窒素であることから[13], これらの元素がつくる H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>などの分子が凝縮して混合すれば、一つ 目の主成分の氷ができる.いずれの分子も温度が上がる と昇華して気体になるために、氷は太陽系の外側の低温 の領域においてのみ固体として沈積、合体、および集積 を引き起こし、最終的にはそれが巨大化した惑星(氷惑星) や衛星(氷衛星)を構成した[12]. この氷惑星の内部の 静的だが極限的な高温高圧の状態を理解するために、ハ イパワーレーザー衝撃圧縮による構造相転移、融解や金 属化現象の解析が重要な役割を果たしてきた[6-11]. 今 後はハイパワーレーザーによらない完全に静的な実験で 得られている超高圧の氷の相転移計測の結果と[14,15], 上記の動的な計測の結果の比較をしつつ、本質的に動的 な過程である各種の構造変化や物性変化の経路や時間進 展を明確にするために、さらに高い時間分解能の計測を デザインしていくことが必要であろう.

太陽周囲に多く存在していた二種類目の固体微粒子は, 宇宙存在度が3位の酸素と、7位のケイ素、8位のマグネ シウムなどがつくる"鉱物"である. 高温でも昇華をし ないことから、それらが太陽系の内側の高温の領域にお いて集積を起こして惑星を構成した[1,12].ただし境界 的な温度の領域では鉱物と氷が混合したものが天体の材 料となった[2,3]. 先に述べたように, 動的な圧縮場での 鉱物の構造相転移の経路や時間進展は、ハイパワーレー ザー衝撃圧縮によって明瞭に捉えることが可能になり [4,5],得られた結果が衝突を経験した隕石に残された高 密度鉱物の産状とも強くリンクすることがわかった[16, 17]. このような研究の将来像としては、これまでに実現 したX線パルスによる超高速時間分解回折計測に加えて、 同様のパルスを使ったエネルギー分散X線吸収分光が重 要な方向性の一つと考えられる.これは基礎的なところ からの技術開発がいる課題である。ケイ素やマグネシウ ムの吸収端エネルギーは軟X線領域にあって光学系の構

築が難しいために、それらと化学的性質が類似する元素 で硬X線の吸収端を持つものを最初の計測対象とするこ とが現実的である.ハイパワーフェムト秒パルスレーザー 励起によるプラズマ化と同期させた銅の吸収端のX線吸 収分光が直近に実現されているので[18]、それと吸収端 エネルギーが近く、ケイ素と性質が非常に近いゲルマニ ウムが一つの候補になる.この手法が実用化できれば、 圧縮時の陽イオンの配位数などの局所構造の時間進展現 象を捉えることで、状態変化の理解をさらに進めること ができる.

#### 4.2.2 圧縮時間スケールの今後

ナノ秒を典型的なパルス長とするハイパワーレーザー で駆動される高圧力状態の圧縮時間スケールは、初期太 陽系における衝突現象の時間スケールとは大きく異なる という意見があり得る. できあがった惑星や小惑星だけ を考えると、確かにそうなるのかもしれない、一方で単 純に考えると、惑星や小惑星よりも小さな天体が引き起 こす短時間の衝突現象の頻度は、むしろ惑星同士の衝突 よりもはるかに多くなることから、短い圧縮時間スケー ルの現象にも重要な意義はあるといえる。例えばmmサ イズの多数の粒子が天体表面に高速衝突する現象は想定 が可能であるが、その際にはナノ秒時間幅の圧縮現象が 繰り返して起きるであろう. また, 圧力の急速な上昇ま たは減衰の際にのみ引き起こされる変化があるとすれば, その進み方はレーザーと天然の衝突の間での本質的な差 がない. 我々は そのような超高速の相転移現象の一つを 実際に発見して報告した[4,5]. 圧縮の継続時間が本質的 な変化はもちろん存在するはずだが、そのような現象は 長い圧縮時間スケールが可能な実験技術を用いた相補的 な計測を進めることで、時間スケールを互いに近づけて いけばよいと考えられる.

- [1] T. Nakamura et al., Science 333, 1113 (2011).
- [2] T. Yokoyama *et al.* Science 10.1126/science.abn7850 (2022).
- [3] M. Ito et al., Nat. Astron. 6, 1163 (2022).
- [4] T. Okuchi et al., Nat. Commun. 12, 4305 (2021).
- [5] 奥地拓生: SPring8/SACLA 利用者情報 26, 341 (2021).
- [6] T. Kimura et al., J. Chem. Phys. 142, 164504 (2015).
- [7] M. Millot et al., Nat. Phys. 14, 297 (2018).
- [8] M. Millot et al. Nature 569, 251 (2019).
- [9] M. Guarguaglini et al., Sci. Rep. 9, 10155 (2019).
- [10] A. Ravasio et al., Phys. Rev. Lett. 126, 025003 (2021).
- [11] A.E. Gleason et al., Sci. Rep. 12, 715 (2022).
- [12] B.W. Jones, *Discovering the Solar System*, 2nd Edition (John Wiley & Sons, Chichester, 2007).
- [13] E. Anders and N. Grevesse, Geochim. Cosmochim. Acta 53, 197 (1989).
- [14] V.B. Prakapenka et al. Nat. Phys. 17, 1233 (2021).
- [15] G. Weck et al., Phys. Rev. Lett. 128, 165701 (2022).
- [16] N. Tomioka and T. Okuchi, Sci. Rep. 7, 17351 (2017).
- [17] N. Tomioka *et al.*, Commun. Earth Environ. 2, 16 (2021).
- [18] Y. Inubushi et al., Rev. Sci. Insrum. 92, 053534 (2021).

# 小特集 新たな高エネルギー密度科学への挑戦 5. 超短パルスレーザープロセスにおける動的非熱的構造形成

#### 5. Study of Non-Thermal Material Process Dynamics using Ultra-Short Pulse Laser

黒田隆之助

KURODA Ryunosuke

国立研究開発法人産業技術総合研究所 先端オペランド計測技術オープンイノベーションラボラトリ (原稿受付:2022年12月26日)

超短パルスレーザーによる材料プロセスでは、フェムト秒からピコ秒の高エネルギー密度の非熱平衡状態から、 ナノ秒以降の熱平衡状態の時間領域において、その構造形成に至る動的なメカニズム解明が重要であり、そのため のフラグメントイオン計測や第一原理計算、ポンプ・プローブ法としてのシャドーグラフや顕微イメージングなど について、産業上・惑星科学上も重要な材料である二酸化ケイ素に着目しながら紹介する.これらのメカニズムへ の理解を深化させるためには、今後は、プラズマ物理から惑星物質科学に渡る横断的な学術領域の共通課題として 取組むことが期待される.

#### Keywords:

Ultra-short pulse laser, laser material processing, laser ablation, non-thermal process, pump-probe measurement

#### 5.1 はじめに

レーザーによる材料加工・プロセス技術は、非接触で加 工形状の自由度が高く、デジタル制御性が高いことなどか ら、我が国のものづくり現場で推進されているDX(デジ タルトランスフォーメーション)化の実現を担う技術の一 つとして期待されている. その中でも. 超短パルスレーザー による材料プロセス技術は、連続波レーザーなどによる熱 溶融加工と比較すると、熱伝導よりも短い時間で瞬間的に 高エネルギー密度状態を材料中または材料表面に人工的に 作り出すことで、特に熱応力や熱破壊などによって割れや すい難加工の"脆性材料"に対しても、熱影響が極めて少 ない非熱的な微細加工が可能であり[1],条件によっては回 折限界よりも小さなナノスケールの構造形成が実現できる [2,3]. このような材料へのミクロからナノの非熱的な構造 形成を制御するためには、超短パルスレーザーによる加工 現象のメカニズムを解明することが1つのアプローチであ る. このような脆性材料は、半導体やガラス、セラミック スなど,産業上重要な役割を担っているとともに,そもそ もは地球上などの惑星物質として、その動的な構造形成が 着目されている酸化物の集合体,"鉱物"であるという共 通点がある. このような材料物質への超短パルスレーザー 加工現象を理解するためには、フェムト秒からピコ秒の高 エネルギー密度の非熱平衡状態から、惑星物質科学で主に 議論されているナノ秒以降の熱平衡状態へ移行する時間領 域において、物質材料中で何が起きているかを紐解くこと が重要となってくる. そのためには、材料プロセスだけで なく, プラズマ物理から惑星物質科学に渡る横断的な学術 領域の共通課題として、その動的プロセスを理解すること が今後期待される.本章では、特に重要な材料である二酸 化ケイ素(石英ガラス、クォーツなど)に着目して超短パ ルスレーザープロセスの観点から、現象解明への現状を報 告する.

#### 5.2 超短パルスレーザープロセス

5.2.1 超短パルスレーザープロセスとは

超短パルスレーザーによる材料加工・プロセスでは、プ ロセスパラメータ(レーザー波長、パルス幅、スポット径、 照射強度、繰返し周波数、スキャン速度など)によって、 非熱的なものから熱的なものまで、加工結果が大きく変わ ることが知られている。その膨大なパラメータ探索による プロセス条件の最適化は容易ではなく、学理解明による学 術的なアプローチがなされている[4-6]. このような加工現 象は非線形、非平衡、開放系における複雑な光-材料相互 作用過程を経ているため、予測や最適化が困難な分野でも あることも知られている.

例えば、材料や加工パラメータによって詳細過程は異な るが、超短パルスレーザーによる加工現象では、図1に示 す概念図のように、レーザー照射後のフェムト秒からピコ 秒の時間領域において、光励起等の非熱的過程により急激 に温度上昇した電子系から、格子系へと徐々にエネルギー が移行し、格子温度が上昇、材料の融点や沸点を迎え、プ ラズマ化やアブレーションが起こるとともに、熱平衡状態 を経て最終的な構造形成に至ると考えられる。特に電子系 から格子系へエネルギーが移行しながらアブレーションが

OPERANDO-OIL, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Kashiwa, CHIBA 277-8589, JAPAN

 $author's {\it e-mail: ryu-kuroda@aist.go.jp}$ 



図1 超短バルスレーサー加工における非熱的・熱的エネルキー 散逸過程の概念図.

開始される数ピコ秒前後の時間領域は,初期膨張による希 薄波からアブレーションによる圧力波,衝撃波が発生する 領域で,固相から液相,そしてプラズマへと高速に遷移す る領域であるとともに,両者が混在する高エネルギー密度 状態であるWarm Dense Matter (WDM)状態とも推測さ れる[7].このような高エネルギー密度状態を経て,最終的 な構造形成に至る加工メカニズムを理解するためには,特 に非熱平衡状態のエネルギー散逸過程による過渡的な温度 や圧力の概念が重要となる.例えば,電子系と格子系の二 温度モデル計算により,図1のような温度変化を計算する ことが出来るが,それだけでは加工(粒子放出)に至るメ カニズムや沸点を超えるような温度変化を正確には理解で きない.

このような現象を理解するためのアプローチの1つとし て、レーザーアプレーション時のフラグメントイオン計測 がある.これは、フェムト秒レーザーアプレーションによっ て生じた固体表面からの放出イオンを電極で加速し、イオ ン検出器で検出を行うことでイオンの運動エネルギー分布 を得る飛行時間型質量分析法である.このイオンの運動エ ネルギー分布を解析することで、そのスペクトル形状から 熱的な粒子放出(Maxwell-Boltzman,もしくはShifted Maxwell-Bolzman分布)と、それらの分布から逸脱した 非熱的な粒子放出を区別することができる.図2は、同じ レーザーパラメータを用いた際の金属(Au)と酸化物(石 英ガラス)の測定結果の例であるが、金属イオンの運動エ ネルギー分布が熱的であるのに対し、石英ガラスの場合は 非熱的な分布であり、特に高エネルギー成分は、非熱的な 粒子放出であるクーロン爆発によるものと推測することが



図2 フラグメントイオン計測による運動エネルギー分布.

#### できる.

また、このフラグメントイオン計測による運動エネル ギー分布からプラズマ温度を算出できるが、その温度は数 万Kに上る.一方、二温度モデルで算出される格子温度は、 金属でも沸点程度のたかだか数千Kである.このような非 平衡の過渡的な温度をどのように統一的に理解するかと言 う点は極めて重要な研究要素であり、単なる材料プロセス としてではなく、レーザープラズマ物理や宇宙空間プラズ マ、高密度惑星物質研究などの知見を活かした高エネル ギー密度科学としての理解の深化が期待される.

これらの非熱的な粒子放出の学理的な検証には、第一原 理シミュレーションも有用である[8]. フェムト秒レーザー パルス照射後の電子運動を時間依存密度汎関数理論に基づ いて計算し、電子運動により変化する原子への力場を取り 入れた分子動力学計算も同時に行うことにより、固体を構 成する各元素の運動エネルギーの時間発展を調べることが できる.この運動エネルギーの時間発展の挙動から、熱的 な過程か非熱的な過程かを区別することができる. ここで レーザーフルエンス一定とした二酸化ケイ素(ここではα クオーツ)のアブレーション加工における計算結果を図3 に示した. パルス幅 (FWHM) 50 フェムト秒の場合は時 間的に見ても全元素がほぼ均等に熱的にエネルギーが付与 されるのに対し、パルス幅10フェムト秒の際は元素ごとに 異なり、非熱的にエネルギー付与されることなどが計算で きる. 逆に言えば、50フェムト秒という極めて短い時間で あっても、放出粒子の運動エネルギーに着目すれば、既に 熱的な領域に入り始めていると言える。このように、非熱 的レーザー加工を理解するためには.実験的手法と計算的 手法の両面から高速に変化する様々な現象を理解する必要 がある.

#### 5.2.2 超短パルスレーザープロセスの時間分解計測

時系列と共に複雑に変化するレーザー加工現象を実験的 に理解するためには、加工中のオペランド計測手法として ポンプ・プローブ法などを用いた非熱平衡状態のフェムト



図3 α クオーツモデルのシミュレーションにおける熱的加速の 例(上図)と非熱的加速の例(下図).

秒からピコ秒, さらには熱平衡状態のナノ秒からマイクロ 秒に至るまで様々な相互作用現象の観測が有用である. ポ ンプ・プローブ法とは、ポンプ光によって加工現象を誘起 し、その現象をプローブ光によって計測する方法である[9, 10]. また、フェムト秒レーザー加工では、その高いピーク 強度から瞬間的なアブレーション圧力はTPa(テラパスカ ル)を超えることもあり、それによる衝撃波や圧力波の伝 搬観察においては、ナノ秒のパワーレーザー研究で多くの 実績のあるシャドーグラフも、ポンプ・プローブ法の一種 であり有効な手段である[11]. 当研究チームにおいても, チタンサファイアレーザー (パルス幅約70フェムト秒)の 基本波長800 nmをポンプに、2倍波長400 nmをプローブ に用いたシャドーグラフシステムを開発している.本シス テムを用いて、石英ガラスのアブレーション加工現象を側 面から捉えた例を図4に示す[12]. レーザー照射から約 10ナノ秒後のシャドーグラフであるが、照射部から空中に 広がる波はアブレーション衝撃波であり、材料中に広がる 球面波はアブレーション反力による圧力波、直下に伸びる 細長く見える箇所はフィラメンテーションと考えられる. このようなシャドーグラフの遅延時間を変化させながらそ の分布を解析することで、圧力波や衝撃波の速度なども求 めることができる

また、レーザーアブレーション時の過渡現象を観測する ために同軸照射のポンプ・プローブ顕微イメージングシス テムを開発し、シリコンや炭化ケイ素、二酸化ケイ素など、 様々な材料の過渡的な反射率や透過率変化を測定するアプ ローチを行っている[13]. 単結晶シリコンでは先行研究で 多くの報告があるが[14-16]. 当研究チームにおけるフェム ト秒からナノ秒までの時系列変化についても図5に示した.

まず,画像中のグレースケールは反射率の変化を示し, その増減を明暗で示しており、約1ピコ秒程度まではレー ザー照射スポットの全域で反射率の増加が確認されてい る. これはレーザー照射によって、高密度電子-正孔プラ ズマが生成するとともに、材料が急速に局所融解(非熱溶 解)し[15],結晶シリコンと溶融した液体シリコンの薄膜 界面等からの反射により反射率が増大したと考えられる. また、数ピコから数10ピコ秒にかけては、中心付近から徐々



図4 石英側面のシャドーグラフの例(約10ナノ秒).

に反射率の減少がみられ、アブレーションプラズマがプ ローブ光を吸収・散乱することによるものと推測でき、こ の時間領域でアブレーションが開始されていることを示唆 している[16]. 更に約50ピコ秒では、中心付近が最も暗く なり、プローブ光はほとんど吸収され、1ナノ秒に至る時 間領域では、特徴的な干渉パターンが観察されている.こ の干渉縞の出現と変化は、動的に移動するアブレーション 層の前面からの反射光と下部表面での反射光との干渉によ るものと推測されている[16].

次に、図6(a-c)に炭化ケイ素結晶(6H-SiC(0001)面) の表面加工中の過渡反射イメージングの結果を示す. ポン プ光は、波長800 nm、パルス幅70 fs、ピークフルエンス 約2J/cm<sup>2</sup>、プローブ光も同様の波長、パルス幅のレーザー パルスを用いて、10倍の対物レンズによって撮像を行っ た.図6(a)の遅延時間約1psの反射イメージでは、ポンプ 光の照射領域全面で反射率が増加しているが、これは光励 起による自由電子密度の増加によるものである.図6(b)の 遅延時間約30 psの反射率の減少は、自由電子密度の減少 や等温加熱後の高温高圧状態により、黒体のような光学特 性を示すためと示唆されている.更に,図6(c)の遅延時間 約140 psでは、リングパターンが確認され、アブレーショ ンによってシェル状に膨張した表面とその下側表面とのプ ローブレーザー光の干渉によって生じているものと推測さ れる. このリングパターンは時間経過に伴い変化するが. これは膨張表面の位置などが変化したと考えられ、アブ レーション表面の膨張過程を捉えたものと考えられる. ま



図 5 シリコン単結晶のポンプ・プローブ顕微イメージング像 (800 nm, 80フェムト秒).

(a)		(b)	(c)	
1.2 ps	<u>20 µm</u>	30 ps	140 ps	
(d)		(e)	(f)	
1.4 ps	5 µm	8.6 ps	57 ps	

図 6 炭化ケイ素(a-c)と石英ガラス(d-f)の過渡反射イメージン グ結果.

た,希薄波の存在についても考察されており,詳細は参考 文献[9]を参照されたい.

また,図6(d-f)に石英ガラスの表面加工中の過渡反射イ メージングの結果を示したが、ポンプ光は、波長400 nm, パルス幅80fs, ピークフルエンス約18J/cm<sup>2</sup>で, プローブ 光によるイメージングは、波長800 nm, パルス幅80 fsの レーザーにより50倍の対物レンズによって撮像した.図6 (d)の遅延時間約1psの反射イメージでは反射率の増加が、 図6(e)の遅延時間約60psの反射イメージでは減少が確認 された. これらの結果は、炭化ケイ素の計測結果と同様の 傾向を確認した. また図6(f)の遅延時間約9psのような. リング状の反射率減少領域が確認された. このようなリン グ状の減少領域は炭化ケイ素では確認されておらず, 遅 延時間が比較的早いことから炭化ケイ素で確認されたアブ レーション表面の膨張によるリングパターンとは違う現象 によるものであると推測される. このリング状の反射率減 少領域については、参考文献[10]において誘電体材料で生 じる2つのアブレーション現象に基づいて議論されている ので参照されたい.

#### 5.3 まとめ

超短パルスレーザー加工現象を理解するためには、フェ ムト秒からピコ秒の高エネルギー密度の非熱平衡状態か ら、惑星物質科学で主に議論されているナノ秒以降の熱平 衡状態へ移行する時間領域において、物質材料中での動的 挙動を理解することが重要であり、そのアプローチの1つ として、フラグメントイオン計測や、シャドーグラフなど のポンプ・プローブ計測、更には第一原理計算等のシミュ レーション技術が有用である。本章では主に二酸化ケイ素 に着目したが、他にも産業上、且つ惑星科学上重要な材料 であるアルミナやサファイアなどの酸化アルミニウム、更 には酸化マグネシウムや酸化亜鉛等の酸化物に関しても レーザー加工プロセスのデータ取得を進めている。これら 材料の構造形成に至るまでのメカニズムは、フェムト秒か らピコ秒の非平衡状態だけでなく、ナノ秒以降の平衡状態 に至るまでのエネルギー散逸過程を理解する必要があり、 材料プロセスだけでなく、プラズマ物理から惑星物質など の高エネルギー密度科学の横断的な学術領域の共通課題と して、今後さらなる理解が進むことが期待される.

#### 謝 辞

本章はNEDO高輝度・高効率次世代レーザー技術開発 の成果の一部であり,特にフラグメントイオン計測では, 大村主任研究員(産業技術総合研究所),第一原理計算で は宮本首席研究員(産業技術総合研究所)に多大な感謝の 意を表します.また,本小特集著者の皆様に感謝申し上げ ます.

- [1] T. Shibuya et al., Jpn. J. Appl. Phys. 58, SIIA02 (2019).
- [2] J. Bonse et al., IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.
  23, 9000615 (2017).
- [3] B. Zhang et al., J. Mater. 5, 1 (2019).
- [4] ノーマン・ホジソン 他, Industrial Laser Solution Japan, April, 6 (2019).
- [5] 藤田雅之:レーザー加工技術と物理 36,459 (2007).
- [6] B. Rethfeld *et al.*, J. Phys. D. Appl. Phys. **50**, 193001 (2017).
- [7] 尾崎典雅:高圧力の科学と技術 27, 129 (2017).
- [8] Y. Miyamoto, AIP Advances 9, 025217 (2019).
- [9] D. Satoh et al., Appl. Phys. A 126, 795 (2020).
- [10] E. Terasawa et al., J. Laser Micro Nanoeng. 16, 194 (2021).
- [11] Y. Ito et al., Optics Express 27, 29158 (2019).
- [12] 丸 征那 他:第18回放射線プロセスシンポジウム, P3-1 (2021).
- [13] D. Satoh et al., Appl. Phys. A 126, 795 (2020).
- [14] 井澤友策 他:レーザー研究 34,773 (2006).
- [15] J. Bonse et al., Phys. Rev. B 74, 134106 (2006).
- [16] D. von der Linde *et al.*, Appl. Surf. Sci. **154-155**, 1 (2000).

# 小特集 新たな高エネルギー密度科学への挑戦 パワーレーザーによる動的非平衡プラズマ物理の探究

## 6. Study of Nonequilibrium Plasma Dynamics using High Power Lasers

岩田夏弥<sup>1,2)</sup>,砂原 淳<sup>3)</sup>

IWATA Natsumi<sup>1,2)</sup> and SUNAHARA Atsushi<sup>3)</sup> <sup>1)</sup>大阪大学高等共創研究院,<sup>2)</sup>大阪大学レーザー科学研究所,<sup>3)</sup>パデュー大学原子力工学科極限環境物質センター (原稿受付:2022年10月9日)

#### 6.1 はじめに

高エネルギー密度科学の研究は、核融合燃焼プラズマ から宇宙空間プラズマ、高密度惑星物質、レーザープロ セス材料まで幅広い物質状態を対象に発展してきた.前 章までに、これら各領域の最新の研究動向と展望につい て紹介した.本章では、レーザープラズマ物理の理論・ シミュレーション研究の観点から高エネルギー密度科学 を俯瞰し、各領域とも共通する物理課題と今後の展望を 示したい.

パワーレーザーが生成する高エネルギー密度プラズマ (レーザープラズマ)の研究は、レーザー光によるプラズ マの生成から、レーザー入射終了後の冷却過程まで、一 連の高速な物質相変化・物性遷移を対象とする.レーザー によるエネルギー注入は、系がエネルギー緩和・圧力平 衡に至る時定数に比べて速い時間スケールで行われる. そのため、非定常・非平衡状態での動的な現象を取り扱 うことになる.生成される動的非平衡プラズマは、開放 系における集団現象の物理の観点から興味深い.

定常・平衡といった仮定や流体近似が適用できない動 的な物質状態においてマクロな物性の変化を理解するた めには、ミクロな粒子的相互作用から集団分布形成、そ してマクロ物理量の変化へとシームレスに物理を繋げて いくことが必要になる.これが前章までに紹介された様々 な物質状態における動的現象に共通する課題であると言 える(図1).

#### 6.2 レーザープラズマにおける多階層物理

レーザープラズマの理論・シミュレーション研究では, 適切なスケール分離を取り入れることで,多階層にわた る現象の記述に取り組んできた.以下で様々なスケール における研究手法とそれらをつなぐ領域の研究について, 前章までの研究分野との関係を取り上げながら概説する.

#### 6.2.1 粒子的・運動論的記述と流体的記述

ミクロな粒子的描像では、相対論的運動方程式やラグラ ンジアンをベースとして、電磁場中での荷電粒子の非線 形運動[1,2]やカオス的振る舞い[3],量子電磁力学(QED) 効果を近似的に取り入れる運動方程式の構築[4]などが行 われる.このような粒子運動が重要となるのは、レーザー プラズマ中で非局所エネルギー輸送を担う高エネルギー 電子の振る舞いや、電子が放射するX線・ガンマ線による エネルギー散逸(輻射減衰)[5]等に着目する場合である. 例えば、電磁場振幅が相対論的領域( $a_0 \equiv eE/(m_ec\omega) > 1$ , eは素電荷、Eはレーザー電場振幅、 $m_e$ は電子静止質量、 cは光速、 $\omega$ はレーザー振動数)となる高強度レーザーと 臨界密度以下(ガス密度など)のプラズマの相互作用では、 レーザー光が伝播する領域においてMeV-GeVの高エネル ギー電子加速が起こり、ほとんど無衝突でプラズマから 放出される.そのためレーザー電子加速で得られる最大 エネルギーなどの記述に用いることができる[6].電磁場 振幅が大きい( $a_0 \geq 200$ )場合は電子運動の輻射減衰がプ ラズマダイナミクスに直接的に影響を与える[7].

多数のプラズマ粒子とそれらが生成する電磁場との相 互作用は高度に非線形となる。例えば体積1mm<sup>3</sup>の固体 ターゲットを考えると、その中には典型的に10<sup>20</sup>個に近い 数の原子が含まれる。レーザープラズマ研究ではこのよ



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

corresponding author's e-mail: iwata.natsumi.ile@osaka-u.ac.jp

うなターゲットに高エネルギーフラックスの光照射を行 いプラズマが形成・加熱されていく動的現象を取り扱う. 多くの場合,局所熱平衡近似が十分良い近似とはならな い.特に非熱的粒子の集団的振る舞いが重要な領域では, Vlasov方程式や衝突過程を近似的に取り入れたFokker-Planck方程式を基礎とする運動論的モデルが用いられる. 数値手法としてはプラズマの空間分布を離散化しマクロ 粒子として取り扱うプラズマ粒子(Particle-in-cell, PIC) シミュレーション[8]も発展している.PICシミュレー ションでは,ある程度の個数の粒子(例えば10<sup>5</sup>個の粒子) をマクロな1つの粒子(PIC粒子)として取り扱い,個々 のPIC粒子の運動方程式とPIC粒子が作る電流を含むマ クスウェル方程式を自己無撞着に解くことにより,近似 的に運動論的領域のプラズマ現象を表現する[9].

本小特集第3章で扱った宇宙空間プラズマにおいては, 磁気リコネクションにおける粒子加速[10]や,磁化プラ ズマの粒子運動に起因するエネルギーの偏在化と無衝突 衝撃波形成[11]といった,流体描像では捉えきれない運 動論的領域の電磁場-プラズマ相互作用が重要となる.ま た, 粒子加速の理論モデルとして, Fokker-Planck 方程式 におけるランダム相互作用を表す衝突項に、クーロン衝 突だけでなく電磁波や乱流電磁場とプラズマ粒子との統 計的相互作用を取り入れるモデルも提唱されている.例 えば、クーロン衝突に加えて超熱的(superthermal)な 輻射場による散乱を受けるプラズマ電子のエネルギー分 布を Fokker-Planck 方程式により記述するモデル[12]は, 地球磁気圏の乱流磁場中の電子などに見られるkappa分 布と呼ばれる関数形を定常解として示す. レーザー駆動 航跡場加速におけるインコヒーレントな電磁散乱も同様 の統計的モデルで記述され[13], 宇宙線のフェルミ加速 と同様のべき乗分布を持つ準定常な電子エネルギースペ クトルが得られる. このような電磁場との相互作用の統 計的モデルに基づく記述は、長時間(1-10ピコ秒~レー ザー光に対する臨界密度における電子プラズマ振動数の 約1000倍)にわたってレーザー光が照射され続ける近年 のkJ級高強度レーザー実験でも重要となり、大スケール な非平衡プラズマ発展の記述に適用されている[14].

さらにマクロなプラズマ発展を取り扱う場合には、局所 熱平衡近似をベースとした流体モデルが用いられる.レー ザープラズマでは、マクロな流体運動に対してミクロな 運動論的効果が強く影響する場合が多く、それらを取り 入れた流体モデル構築が進められてきた.運動論的効果 として、例えば光吸収過程(誘導ラマン散乱,誘導ブリ ルアン散乱,2電子波崩壊(two plasmon decay)など)や、 それにより発生する非熱的電子によるプラズマ中のエネ ルギー輸送が挙げられる.急峻な温度勾配の中で高エネ ルギー電子により非局所的な輸送が起こることから、熱 伝導を温度の局所勾配で記述する拡散近似の修正が必要 となる[15].これらの効果を近似的に取り入れる流体モ デルが構築され、PICやFokker-Planckなどの運動論的 モデルとの比較検証が進められている[16]とともに、レー ザー核融合研究をはじめとするレーザープラズマのエネ ルギー輸送の物理解明に貢献している[17].また,高密 度プラズマ状態における物質の状態方程式は,物質の特 性を決定づける重要なファクターである.レーザー核融 合などレーザープラズマでは固体ターゲットにレーザー を照射し,液体/気体/縮退・強結合プラズマの変化を 経て最終的に太陽の内部状態に匹敵するプラズマ状態に 至るため,相をまたがる状態方程式の取り扱いが重要で あり,それぞれの相における状態方程式研究が進められ てきた.高強度レーザーにより天体形成状態にもアクセ スできるようになり,同じく,状態方程式が重要な星形成, 天体形成研究と共同研究がなされるようになっている.

#### 6.2.2 衝突-無衝突遷移領域へのアプローチ

宇宙・天文プラズマ,核燃焼プラズマ,レーザープロ セス,レーザーによる高密度物質研究などに共通して, 無衝突近似が成り立つ密度・エネルギー領域と,衝突緩 和過程が重要な密度・エネルギー領域を切り分けること が難しい現象が多く存在する.レーザープラズマ研究に おいては,この問題に運動論的モデルと流体モデルの両 側からのアプローチが進んでいる.

レーザープラズマにおいては、固体や爆縮プラズマから周辺の希薄なアブレーションプラズマまで広い密度領域を取り扱う.固体や爆縮プラズマに衝撃波や熱波が形成される過程は、非熱平衡にあるアブレーションプラズマ中での電離・粒子加速(レーザー光の吸収)過程が直接的に影響する.また、加熱された高密度プラズマは高圧力でレーザー光を押し戻しながら膨張し[18,19]、希薄プラズマの空間分布は刻々と変化するため、加速と加熱を切り分けた議論では現象全体を捉えることができない.

このような動的非平衡現象を解明するため、運動論的 領域からの拡張として、粒子衝突や電離を取り入れる PIC シミュレーション研究が進められている[20,21]. これに よりプラズマ形成(電離)から準熱平衡への緩和までミ クロな視点から解析が可能となり、レーザー核融合研究 [22, 23]のほか、放電現象の研究[20]にも利用されている. このような非平衡プラズマ形成の理解は、本小特集の第 2章で扱った核燃焼プラズマの形成過程の解明に直結す る. また. 第5章のレーザープロセスにおける非熱的光 吸収と熱緩和のダイナミクスや、第4章の高密度惑星物 質研究における固体からプラズマへの動的遷移にも重要 である.一方,このような遷移領域を取り扱うためには, 固体とプラズマの中間状態である warm dense matter状 態のモデル化が必要となる.フェルミ温度付近からプラ ズマへと高速に高温化していく過程では、電子分布関数 がフェルミ分布からマクスウェル分布へと変化するとと もに衝突周波数の温度依存性が変化する. また, 非平衡 状態であるために電離度と温度の関係も従来の衝突輻射 モデルでは記述できないことが、レーザープラズマの高 分解能X線イメージングにより明らかになってきている [24]. この領域の開拓は、レーザー実験との連携による モデル構築・検証が不可欠と言える.

流体モデルにおいて衝突と無衝突の遷移領域はクヌー セン領域と呼ばれ、この領域は多様な流体現象を内包し Special Topic Article

ている.中性原子,イオン,電子からなるプラズマ流体 のダイナミクスは衝突極限であれば,通常のオイラー流 体方程式で解くことが可能になるが,クヌーセン領域や 無衝突領域では衝突頻度に応じ、二流体としての電場生 成やダイナミクスの変化が生じる.これらの理論的なモ デリングは重要である.近年、レーザーアブレーション のモデリングにおいて、クヌーセン領域の取り扱いやレー ザー加工におけるデブリ生成問題が注目されており、宇 宙においても衝突,無衝突の遷移領域のモデリングが問 題となっている.未だ手付かず状態に近い衝突,無衝突 遷移領域の流体モデリングが進めば、レーザー加工、レー ザーアブレーションの現象理解が飛躍的に進むと期待さ れる.

レーザープラズマでは輻射によるエネルギー輸送も重 要となる.輻射輸送方程式においても,局所熱平衡を仮 定しない輻射率 (emissivity),透過率 (opacity)のモデ ルが提案され,流体方程式や運動論的方程式と合わせて 解くことで衝突-無衝突遷移領域の輻射プラズマを記述し ている[25,26].これらを基盤とし非平衡輻射プラズマ物 理の理解が進展すれば,天体プラズマや核燃焼プラズマ における動的現象の解明にも貢献できると期待される.

#### 6.3 今後の展望

本小特集で見てきたように、パワーレーザー照射下の 物質は高いエネルギーフラックスの流入・流出を伴う開 放系であり、様々な物質状態にまたがる構造遷移が引き 起こされる.固体から高エネルギー密度プラズマが生成 され、再び固体へと冷却される一連の現象を高エネルギー 密度科学は対象としている(図2).

高温状態への加熱過程で起こる加速と緩和,破壊・雪崩・ 突発現象や,さらに高温状態から冷却していく過程(例 えば星,惑星形成,またはレーザー加工,レーザーアニー リングなど)でも相をまたがる状態方程式の取り扱いに 加えて,相変化の動的な特性が重要になる.融点に到達



#### パワーレーザーで駆動される高速な物質相変化 ー 加熱から冷却まで ー

図2 パワーレーザーによる高エネルギー密度プラズマ形成から レーザー照射後の冷却までの一連の過程.ナノ秒以下の時間スケールで物質状態をまたがる構造遷移が引き起こされる.

したから固まるというのではなく、過冷却状態の取り扱いが重要になる.このような相変化の動的特性の解明を 進めることにより、天体物理への寄与にとどまらず、レー ザー加工、レーザーアニーリングなど、従来モデリング が困難であった課題に理論的な指針を与えることができ ると期待される.惑星物質等に見られる特異な結晶構造 は、物質依存性だけでなく加熱・冷却の過程、例えば入 力パワー、状態保持の時間スケール、冷却時間スケール 等への依存性を持つ.平衡に至った後に凍結される物質 構造・新材料構造と、ミクロなプラズマ形成やエネルギー 散逸過程がどのように結びついているのか.パワーレー ザーを用いることでこのような謎に実験的に迫ることが できる.

核融合燃焼プラズマにおいては、非熱的粒子によるエ ネルギー輸送が重要となる. 慣性核融合では核燃焼時の アルファ粒子輸送、超新星爆発ではニュートリノ輸送が 支配的なエネルギー輸送となる. これらのエネルギー輸 送は流体と結合することにより、流体不安定性の成長率 を変化させ、流体のダイナミクスを根本的に変化させ得 る. 慣性核融合や超新星爆発等. エネルギー輸送が支配 的な環境下における流体不安定性の成長のモデリングは 未だ発展途上であり、慣性核融合や超新星爆発の正確な モデリングのため、流体不安定性の成長機構のモデル構 築が望まれている。この研究により、慣性核融合では精 度の高い核融合点火設計が可能になる. また. 非対称重 力崩壊における超新星爆発の精度の高いモデリングが可 能となる.この2つの事例を通して、エネルギー輸送と 流体不安定、さらには乱流混合への発展との結びつきを 理解することで、乱流混合の制御に道を開くことにつな がり、2つの事例に留まらず、より一般的な流体科学の発 展につながる可能性がある. 2021年には米国ローレンス リバモア国立研究所のNIFレーザーを用いた実験で、レー ザー核融合点火状態をほぼ実現し核融合燃焼伝播が実証 された[27]. 実験的にも核燃焼プラズマという新しいプ ラズマ物理のパラメーター領域が開かれ、高エネルギー 密度科学研究で取り扱ってきた物理に新しい自由度と非 線形性が加わることとなる.

レーザープラズマ物理の研究では、強く非平衡な分布 関数をもつ系の動的集団現象を対象とし、理論および数 値計算の物理モデルを開拓してきた.この知見を発展さ せ、多様な物質状態を対象とした実験研究とともに未知 のパラメーター領域に挑戦することで、動的集団現象と しての物理を解明し高エネルギー密度科学の学理構築に つなげたい.

#### 謝 辞

本章の執筆にあたり貴重な知見の提供と議論をいただ いた,畑昌育氏(量子科学技術研究開発機構),田口俊弘 氏(日本原子力研究開発機構),三間圀興氏(日本原子力 研究開発機構),また本小特集著者の皆様に感謝いたしま す.

参考文献

- [1] S.V. Bulanov et al., J. Plasma Phys. 83, 905830202 (2017).
- [2] N. Iwata and Y. Kishimoto, Phys. Plasmas 20, 083107 (2013).
- [3] 田口俊弘, 三間圀興:プラズマ·核融合学会誌 77, 1212 (2001).
- [4] I.V. Sokolov *et al.*, Phys. Rev. E **81**, 036412 (2010);
   K. Seto *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2015**, 023A01 (2015).
- [5] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields* (Pergamon, Oxford, 1975); J. Koga *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 093106 (2005).
- [6] A.V. Arefiev et al., Phys. Plasmas 23, 056704 (2016).
- [7] S.V. Bulanov et al., Plasma Phys. Rep. 30, 196 (2004);
  A. Di Piazzaet al., Rev. Mod. Phys. 84, 1177 (2012);
  C.P. Ridgers et al., Phys. Plasmas 20, 056701 (2013);
  N. Iwata et al., Phys. Plasmas 24, 073111 (2017).
- [8] M. Dawson, Rev. Mod. Phys. 55, 403 (1983); C.K.
   Birdsall and A.B. Langdon, Plasma physics via computer simulation (MacGraw-Hill, New York, 1985).
- [9] 坂上仁志 他:プラズマ・核融合学会誌 81,64 (2005).
- [10] Y. Matsumoto et al., Science 347, 974 (2015).
- [11] F. Fiuza *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 235004 (2012); T.
   Taguchi *et al.*, J. Plasma Phys. **83**, 905830204 (2017).
- [12] A. Hasegawa, K. Mima, and M. Duong-van, Phys. Rev. Lett. 54, 2608 (1985).

- [13] Y.L. Liu *et al.*, High Energy Density Phys. **22**, 46 (2017).
- [14] N. Iwata et al., Phys. Rev. Research 3, 023193 (2021).
- [15] Y. Kishimoto *et al.*, J. Phys. Soc. Japan **57**, 1972 (1988).
- [16] J.P. Brodrick, Phys. Plasmas 24, 092309 (2017).
- [17] D.J. Strozzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 025002 (2017); D. Cao *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 082308 (2015); M.D. Rosen *et al.*, High Energy Density Phys. **7**, 180 (2011).
- [18] N. Iwata et al., Nat. Commun. 9, 623 (2018).
- [19] N. Higashi *et al.*, High Energy Density Phys. 37, 100829 (2020).
- [20] Y. Kishimoto and T. Masaki, J. Plasma Phys. 72, 971 (2006).
- [21] Y. Sentoku and A.J. Kemp, J. Comput. Phys. 227, 6846 (2008).
- [22] K. Matsuo et al., Phys. Rev. Lett. 124, 035001 (2020).
- [23] N. Higashi et al., Phys. Rev. E 105, 055202 (2022).
- [24] H. Sawada *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 155002 (2019); 澤田 寛:プラズマ・核融合学会誌 **96**, 451 (2020).
- [25] M.D. Rosen *et al.*, High Energy Density Phys. 7, 180 (2011).
- [26] Y. Sentoku et al., Phys. Rev. E 90, 051102(R) (2014).
- [27] D. Clery, Science **373**, 6557 (2021).

小特集執筆者紹介



# こだまりょうすけ見玉了祐

大阪大学工学研究科教授・同大学レーザー科 学研究所・所長. パワーレーザーとプラズマ を駆使して、新たな極限量子の世界(高エネ ルギー密度量子科学:量子真空,超高圧量子

物質,量子エネルギー)を開拓することを夢見ています.こ の夢を実現するために、今は、平均出力がメガワットにもな るような高繰り返しのパワーレーザー開発に貢献していま す.プライベートでは,最近,還暦を過ぎてやりだしたロー ドバイクで100km 走破できるようになるとともに体重も8kg 減,お腹もへこんで,若返っていますが,持病は悪化の一途 をたどっています.



#### なか しゅ 田中周太

青山学院大学理工学部・助教. 2012年 大阪 大学大学院 博士 (理学). 主な研究分野は高 エネルギー宇宙物理学(理論).パルサーに関 連して, 放射過程や流体およびプラズマ現象

などの理論研究以外に電波, X線, γ線での観測研究や高強 度レーザーを用いた宇宙物理学実験も行なっている. 楽器を 趣味にしようとして幾度となく失敗しているが、懲りずに最 近電子キーボード(中古)を買ってみました. 自分でもどう なるか楽しみです.



# (5 みつ やす ひろ蔵満康浩)

大阪大学大学院工学研究科・電気電子 情報通信工学専攻・教授. 宇宙プラズ マからレーザープラズマ. シミュレー ションから実験まで手を広げつつ、最 近は情報とデータ駆動のプラズマ科学 という方向をめざしているようです. 写真は沖縄で開かれた情報系のプラズ マの会議でのオフショット.



# おう もと よう すけ松本洋介

千葉大学国際高等研究基幹,准教授. 2004年 東京大学大学院・博士(理学). 2022年4月 より現職.「京」や「富岳」など、本邦のフラッ グシップスーパーコンピュータを用いた高エ

ネルギー宇宙線加速の研究を行っている. VPP800を皮切り に、ベクトル・スカラ計算機と戯れてきたので次は量子にしょ うかと思案中です.



# ぁま の たけ のぶ 天 野 孝 伸

東京大学大学院理学系研究科・地球惑星科学 専攻・准教授.専門は宇宙プラズマの理論お よび数値シミュレーションで、特に無衝突衝 撃波におけるプラズマ不安定性や高エネル

ギー粒子加速の研究を進めています. 今のひそかな野望は大 規模数値シミュレーションと機械学習を組み合わせた新たな プラズマ理論の開拓と、約1年かけて10kg落とした体重を 維持することです.



# 奥地拓生

京都大学 複合原子力科学研究所 粒子線基礎 物性研究部門 教授. 1998年東京工業大学大 学院理工学研究科 博士 (理学). 専門分野は 中性子散乱,鉱物学,高圧実験.研究テーマ は宇宙地球の物質科学.趣味は軽登山と温泉.



# くろ だ りゅうの すけ 黒田隆之助

国立研究開発法人産業技術総合研究所 先端オ ペランド計測技術オープンイノベーションラ ボラトリ 加工プロセス計測チーム ラボチー ム長,博士(工学)(2004年 早稲田大学).

NEDO高輝度・高効率次世代レーザー技術開発 サブ・プロ ジェクトリーダー(2016~2021), 文科省光・量子フラッグシッ ププログラム (Q-LEAP) サブ・プログラムディレクター (2022 ~現在)として先端レーザー加工技術開発とマネージメント に従事.趣味は小3の長男とのサッカー.昨年10月に第2子 (長女) が誕生し溺愛中.より締切が苦手に...



# いわた なうみ

大阪大学高等共創研究院/レーザー科学研究 所准教授. 2014年京都大学大学院エネルギー 科学研究科博士課程修了.研究分野はプラズ マ物理. 特に高エネルギー密度プラズマ中で

見られる非線形現象・非平衡過程に興味があり、高強度レー ザー光が生成するプラズマの研究を行っています.



#### 砂原 淳

Center for materials under extreme environment (CMUXE), School of Nuclear Engineering, Purdue University, Research Scientist (Research Scholar, Lead). 2017年2 月まで(公財)レーザー技術総合研究所 所属. 2017年3月

からパデュー大に移り、レーザー核融合研究、極端紫外光源 開発、レーザーとプラズマ/固体の相互作用などの数値モデ リング、シミュレーションコード開発を行う.