

小特集

宇宙と実験室の無衝突衝撃波 — 粒子加速と磁場生成・増幅 —

Collisionless Shocks in the Universe and Laboratory

— Particle Acceleration and Magnetic Field Generation/Amplification —

1. はじめに

1. Introduction

坂和洋一¹⁾, 高部英明²⁾SAKAWA Youichi¹⁾ and TAKABE Hideaki²⁾¹⁾大阪大学レーザーエネルギー学研究センター, ²⁾ドイツ・ドレスデン・ヘルムホルツ研究機構

(原稿受付: 2015年11月24日)

1.1 緒言

今回は、無衝突衝撃波に焦点を当てて特集を組んだ。その中でも、粒子加速、磁場生成・増幅、不安定性の励起といったトピックの、観測・理論・シミュレーションおよびレーザー実験による最新の成果を紹介する。

無衝突衝撃波とは、荷電粒子間のクーロン衝突がほとんど起きない無衝突プラズマ中に生成される衝撃波であり、荷電粒子間のクーロン衝突の平均自由行程よりもはるかに短い領域で衝撃波が生成される。無衝突衝撃波の生成に必要な散逸過程は、粒子間衝突以外の過程、すなわち、プラズマの集団現象によって生成される電場や磁場と荷電粒子との相互作用である。宇宙で観測される衝撃波は、ほとんどが無衝突衝撃波である。

Balogh&Treumannの本から引用すると[1], プラズマ中の無衝突衝撃波は、1948年に Courant & Friedrichs によって初めてその存在が指摘され、1950年に De Hoffman & Teller によって初めて磁化プラズマ衝撃波の理論が示され、1963年に Sonett & Abrams, 1964年に Ness 等による観測衛星によって初めて自然界(地球のパウショック(後述))での存在が確認され、1965年に Kurtmullaev 等と Paul 等によって初めて実験室での生成に成功し、1968年に Dawson&Shanny によって初めて静電的な無衝突衝撃波のシミュレーションが行われた、とされている。我が国でも、坂上と山中によって1965年に無衝突衝撃波生成実験が報告されている[2]。2章で詳しく述べられるが、無衝突衝撃波が半世紀以上も観測衛星、X線・ガンマ線観測、理論・シ

ミュレーションによって精力的に研究され続けているのは、これが宇宙における高エネルギー荷電粒子、すなわち宇宙線の生成に重要な役割を担っているからである。

通常の(衝突)衝撃波では、衝撃波の上流における超音速の粒子の運動エネルギーが、粒子間衝突によって散逸し、粒子は減速して亜音速となり、衝撃波下流で「加熱」され熱エネルギーに変換される。一方、無衝突衝撃波では、荷電粒子とプラズマ中の電磁場との相互作用によって、荷電粒子の「加熱」に加えて非熱的成分の生成「加速」が起こる。無衝突衝撃波における様々な「加速」機構によって、宇宙物理学の最も重要な課題の一つとされる宇宙線の生成が行われる。その加速機構にはプラズマの集団現象によって生成される様々な不安定性や波動が関与し、その結果、磁場生成や増幅も行われる。

本小特集では、まず本章の次節以降で、宇宙における無衝突衝撃波と宇宙線加速、および本小特集で取り上げられる三種類の無衝突衝撃波の説明と、これまでの無衝突衝撃波研究の歴史的経緯を示す(高部)。第2章では、プラズマ・核融合学会誌では比較的なじみの薄い、「無衝突衝撃波における宇宙線加速と磁場増幅の観測・理論・シミュレーション」について3小節で説明する。2.1では超新星残骸における無衝突衝撃波での銀河宇宙線加速の理論・モデル・観測結果についてまとめる(山崎)。2.2では超新星残骸の衝撃波において観測されている磁場増幅の物理機構として有力視されている Richtmyer-Meshkov 不安定性研究の、最新のシミュレーション結果を示す(佐野)。2.3では

¹⁾Institute of Laser Engineering, Osaka University, ²⁾Helmholtz Zentrum Dresden Rossendorf (Germany)

authors' e-mail: sakawa-y@ile.osaka-u.ac.jp, h.takabe@hzdr.de

宇宙における磁気流体的無衝突衝撃波の概要および様々な加速機構を観測と理論・シミュレーションの両面からまとめる(松清). 第3章「高出力レーザーを用いた無衝突衝撃波と磁場生成・増幅実験」では大型レーザーを用いた無衝突衝撃波に関連する実験として, レーザー生成プラズマにおける磁場生成・増幅(3.1 蔵満), 静電的な無衝突衝撃波生成実験(3.2 森田), Weibel不安定性による無衝突衝撃波生成の試み(3.3 坂和)を示す. 第4章で「まとめ」として, レーザーを用いた宇宙プラズマ物理研究の歴史を振り返り, 今後の展望を示す.(坂和)

1.2 無衝突衝撃波研究の背景と歴史抄

1.2.1 宇宙線と超新星残骸

まず, 宇宙物理学における無衝突衝撃波と粒子加速について簡単に歴史をひもとく.

最近, 宇宙物理学では系外惑星の探査が盛んに行われている. 太陽系外に地球と同じように生命現象が見られる惑星があるか. 天文台の某氏は「ALMA が完成すれば, 生命の起源は顕微鏡でなく望遠鏡で探る時代が到来するかもしれない」と言っていた. しかし, 地球という理想的な環境を考えると生命の存在する惑星を探すのはかなり難しいように思われる. その一つの原因が宇宙線である. 宇宙線の一部は, 太陽表面から放出されるプラズマで, 太陽からの高エネルギー粒子の最高エネルギーは数 GeV に達する.

宇宙線は Hess により100年以上前に発見された. というより, 宇宙から来ていることが Hess の観測の結果明らかとなった. 当初, この放射性粒子は地下から来たと思われていた. それを確認するため Hess が上空での宇宙線減少を確認しようと気球で上昇したところ, 逆に増加したことから宇宙起源とされた[3].

私たちの地球は太陽光エネルギーの恵みで進化を遂げ, 生命が DNA で進化して高度な文明をもつ人類が生まれた. 地球誕生から常に太陽表面からの宇宙線が地球に降り注いできたが, それは地磁気で受け止められ, 無衝突衝撃波で減速されることで, 地球に直接放射線粒子が衝突することを防いできた. 地球という惑星自体に宇宙からの高エネルギー粒子の侵入を防ぐ仕組みが備わっていて, 生命現象が可能となったのである. また, 大気圏に突入した宇宙線は幸いにも大気原子核に衝突し, 「シャワー」と呼ばれる他の素粒子への崩壊などを通し, 大気中でエネルギーを失う.

図1に「宇宙線 (Cosmic-Rays)」のエネルギースペクトルを示す[4]. このエネルギーが $E=10^{20}$ eV にまで広がる荷電粒子(主に陽子)のうち, 数 GeV 以下は主に太陽起源である. 高エネルギー成分の起源は超新星残骸 (Supernova Remnants: SNRs) であると1934年に唱えたのが Baade & Zwicky[5]である. 超新星残骸は宇宙の X 線源であり, 時間と共に爆風波が球状に広がっていく特徴をもつ. 彼らは超新星爆発のエネルギーの10-20%が宇宙線のエネルギーに変換されるだろうと予言した. そして, 宇宙線の加速機構として E. Fermi は1949年に今日でいう統計加速の基本概念を提案した[6].

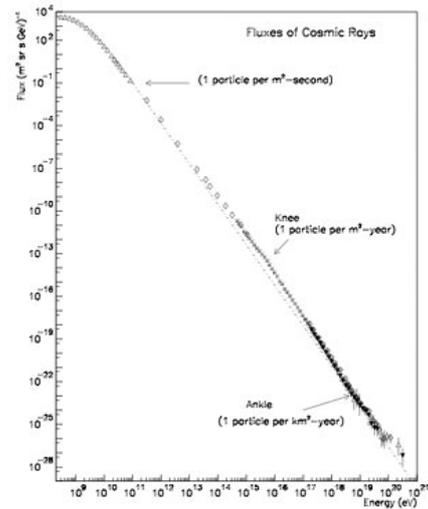


図1 宇宙線のエネルギースペクトル[4].

その Fermi の加速機構のアイデアを基礎に, 超新星残骸の波面のような無衝突衝撃波を挟んだ領域で統計加速が起これば観測されているエネルギースペクトルのべき乗則が導出されることを, 1978年に英国の Bell[7]と米国の Blandford & Ostriker [8]が同時に独立に定式化した. そして, その観測的証拠は小山により1995年の Nature 論文に掲載された[9]. ただし, 宇宙線の超新星残骸起源は, 電波天文学分野でシンクロトン放射が観測された時代からわかっていった. 電波シンクロトロンはマイクロ・ガウス程度の星間磁場に対しては, GeV くらいの電子が放射しているからである. 小山の1995年の論文で初めてわかったことは, 電子の最高エネルギーが TeV 以上まで達し, knee と呼ばれるスペクトルの折れ曲がるエネルギー ($=3 \times 10^{15}$ eV) の近くまで超新星残骸で加速されているという観測的検証が行われたことである.

1.2.2 三種類の無衝突衝撃波

無衝突衝撃波の波面は荷電粒子間のクーロン散乱で決まる平均自由行程より桁違いに薄い. 超新星残骸の衝撃波だけでなく, たとえば地球磁場に向かって降り注ぐ太陽風は船首 (bow) の形をした無衝突衝撃波 (バウショック) で, 減速・圧縮される. 太陽風の平均速度は400 km/s程度もあり, 直接, 地球に衝突すると全ての生命はDNAの破壊などにより死滅してしまう. この速度と密度を入れると平均自由行程は太陽と地球の距離 ($AU=1.5 \times 10^{11}$ m) よりも長くなる. 衛星観測によると地球のバウショックは約100-1000 kmの厚さで, 地表から約9万 kmの位置に存在する.

このような無衝突衝撃波は中性ガスの衝撃波と異なり, 極めて多様である. しかし, 敢えて大別すると以下の3つの場合がある. ただし, それぞれ必ずしも独立ではない.

- ① 磁場のない静電的無衝突衝撃波
- ② 磁気流体的無衝突衝撃波
- ③ 磁気乱流が支える無衝突衝撃波

これら3つの無衝突衝撃波の違いを定性的に説明しよう.

①や②では, 1次元圧縮の弱い衝撃波の層流的な解が存在する. 弱い衝撃波ではプラズマの流体近似で衝撃波の構造を求めることができる. ①の衝撃波の厚さはデバイ長

λ_D 程度

$$\lambda_D = \left(\frac{k_B T}{\epsilon_0 n_e e^2} \right)^{1/2} = 7.4 \times 10^3 \left(\frac{T_{\text{eV}}}{n_e} \right)^{1/2} \text{ [m]} \quad (1)$$

である。ここで、 n_e は $[1/\text{m}^3]$ 単位である。②の衝撃波では電子のスキン長程度

$$\lambda_S = \frac{c}{\omega_{pe}} = 5.3 \times 10^6 \frac{1}{\sqrt{n_e}} \text{ [m]} \quad (2)$$

である。③の衝撃波の波面のサイズを決めるのはイオンのラーモア半径であり、その値は陽子に対して非相対論と相対論的なエネルギーの場合について、それぞれ

$$r_L = 1.0 \times 10^6 \frac{(T_{\text{eV}})^{1/2}}{B_{\mu G}} \text{ [m]} \quad (3)$$

$$r_L^R = \frac{\gamma mc^3}{eB} = 10^{-15} \frac{E_{\text{eV}}}{B_{\mu G}} \text{ [pc]} = 310 \frac{E_{\text{eV}}}{B_{\mu G}} \text{ [m]} \quad (4)$$

である。ここで、 $B_{\mu G}$ はマイクロ・ガウス単位での磁場、 E_{eV} は相対論的陽子のエネルギー、(4)式は相対論的陽子に対する公式である。 $E_{\text{eV}} = 10^{15}$ 、 $B_{\mu G} = 1$ で、 $r_L^R = 1 \text{ pc}$ ($= 3.26 \text{ 光年} = 3.1 \times 10^{16} \text{ m}$) である。

層流的な衝撃波は、プラズマ流体の運動方程式の対流項と、電子・イオン間の電荷分離に起因する分散性が釣り合うことで維持されている。衝撃波ができるのは、たとえば Landau 減衰など散逸を伴う場合であり、散逸が全くないと孤立波 (Soliton) として存在することができる。

上の③の無衝突衝撃波は、例えば無衝突プラズマ同士が対向流としてすれ違う際、揺動による微弱な磁場によりわずかに軌道が変化して磁気不安定が成長し、非線形効果で電流フィラメントが成長し不安定となる。するとフィラメント同士は合体し、磁場が強くなり成長していくと、イオンのラーモア半径が、乱流の平均的な磁気島のサイズ程度になる。その結果、対向流は自由に流れることができずに磁場の強いところで乱れた衝撃波面を形成する。しかし、これもマクロなスケールで見るとラーモア半径の数倍の幅をもつ無衝突衝撃波として観測できる。

1.2.3 磁気乱流による無衝突衝撃波形成

ちょうど、小山氏の論文が出た頃、宇宙物理ではガンマ線バースト (GRB) [10] という謎の爆発現象が多数観測されていた。しかし、起源は何かを探る段階であった。GRB の距離が宇宙論的だと確定したのは1997年であり、相対論的速度で宇宙空間に爆発的に広がる Fireball モデルを用いると、観測の説明が可能であった。それは、電子・陽電子の塊がジェット状にローレンツ因子100-1000で膨張するときに、内部に無衝突衝撃波と共に磁場が形成され、相対論効果でそのシンクロトロン放射がガンマ線となり放射されるというモデルであった。

2000年以降、宇宙物理の計算物理研究者達はこの現象を粒子シミュレーションで研究し始めた。分布関数の形状が非等方であることに起因する Weibel 不安定[11]が起これば磁場生成と衝撃波形成が同時に起こるはずだと Medvedev & Loeb が主張した[12]。その後、粒子シミュレーション

で、欧州ではポルトガルの Silva 達が[13]、我が国では加藤が[14]、米国では Spitkovsky[15]らを中心に、衝撃波が形成される様子を研究した。GRB の場合、荷電粒子が電子・陽電子と質量が同じであることと相対論的なジェットであることから、数値計算の負荷が比較的小さいため、多くの研究が行われた。

加藤と高部は、超新星残骸のようにイオンと電子という質量比が2000倍近くある場合について、非相対論的な速度での Weibel 不安定性による衝撃波形成のシミュレーションを行った[16]。長時間シミュレーションの結果、電子運動ではなくイオンのゆっくりした運動で磁場が生成し、非線形段階に成長し、磁気結合により磁場のサイズが大きくなり、イオン流が磁場により散乱を受けて衝撃波ができることがわかった。このように超新星残骸のようなプラズマ高速流が自己磁場生成を行い、自ら生成した磁場によるローレンツ力で軌道が乱れ、流れがせき止められ、その結果衝撃波ができるというシナリオを明らかにした。また、それが実験可能であるかの考察を行った[17]。その結果をベースに大型レーザーを用いた無衝突衝撃波実験が坂和のグループにより開始され、本小特集に見るように大がかりな国際共同実験として実施されている。

1.2.4 無衝突衝撃波の実験と観測

ここで、実験室の無衝突衝撃波実験について歴史を簡単に説明しておこう。1960年代は非線形プラズマ物理学の対象としてソリトン、無衝突衝撃波の研究がされていた。70年代初めにはその実験も行われていた[18]。しかし、理論的に解析できる衝撃波は弱い衝撃波に限られていた。それは、基礎プラズマ装置の限界もあった。

ここで、イオン波ソリトン、イオン波の無衝突衝撃波について説明する。これは、静電的波動である。詳しい理論と実験の比較はたとえば佐伯氏の記事[19]にある。Taylor の実験結果を図2に示す[18]。密度の飛びはせいぜい20%という弱い衝撃波の実験結果である。これは、1974年刊の F.F. Chen の教科書の8.3節「衝撃イオン音波」(p.220) に理論が詳しく書かれている[20]。また、Sagdeev ポテン

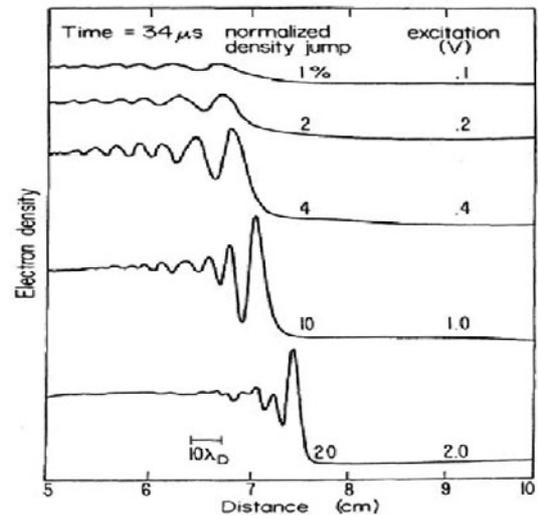


図2 Taylor らの無衝突衝撃波実験結果[17].

シャルの式も詳しく説明されている。教科書にはマッハ数 M が 1.6 より小さい時に解が存在し、それより M が大きい場合は解が存在しないと書いている。この教科書の範囲で実験データ 図 2 を解釈することは可能である。

その後、 $M > 1.6$ の強い衝撃波の実験はどうなったのだろうか。著者の知る限り論文が見当たらない。想像するに、図 2 の実験に使われた基礎プラズマ実験装置では $M > 1.6$ のような強い衝撃波を時間的に定常に作る事が難しかったと思われる。さらに、私信であるが、1973年後半から半年の間に原油価格が 1 バレル 3 ドルから 12 ドルに跳ね上がった第 1 次石油危機の影響で、多くのプラズマ物理学者が核融合プラズマの研究へ移動したため、上記のような基礎研究に多大な影響があり、無衝突衝撃波という基礎研究の空白期が到来した。それが、1970年から2010年頃まで40年間の空白期である。その間に、先に書いたように宇宙物理では GRB の物理機構解明に関して無衝突衝撃波の高度な研究へ進展した。

一方、磁化プラズマの無衝突衝撃波に関しては、地球磁気圏のバウ衝撃波や巨大な太陽フレアに伴うプラズマ放出でできる無衝突衝撃波の研究は脈々と続いていた。1957年10月、人類初の人工衛星「Sputnik I号」が地球の軌道に乗った。そこで、60年代には特に、地球磁場と太陽風との相互作用による磁化プラズマの無衝突衝撃波実験をテーパピンチや高速プラズマ風洞などで研究する動きがあった。しかし、磁化プラズマでは「whistler波」など多数の波が介在するためはっきりした成果は得られなかったようである。むしろ、この分野では1980年から90年代にかけて GEO-TAIL (1992年に打ち上げ) に代表される観測衛星が、衝撃波や太陽から見た地球背後の磁気中性点での磁気リコネクションやそれに付随したオーロラ観測などの詳しいデータを送ってきた。同時に地球磁気圏で衛星が衝撃波面を通過する時の磁場など物理量の変化が観測された[1]。そのような背景もあり、地上での磁化無衝突衝撃波の実験というよりも観測データの解析に理論家達は重点を置き、物理を解明していく時代になった。

1.2.5 計算機シミュレーションによる研究

1970年代には J. Dawson 達により開発された PIC (Particles in Cell) のシミュレーション手法で、様々な非線形で集団的なプラズマの現象を研究する動きが加速した。それは、1970年代末の Cray-1 によるスパコンの時代の到来でさらに加速していった。

Morse 達が一次元の電子・イオン系の静電衝撃波生成のシミュレーションを行い[21]、引き続き Forsland 達が電子温度とイオン温度の比が大きい(電子温度がより高い)場合にはイオン音波波面でイオンの一部が反射され、その動圧が後面の電子の圧力とバランスする静電衝撃波が可能であることを示した[22]。この $M > 3$ の高マッハ数のシミュレーション結果が正しいことは、高マッハ数衝撃波が生成可能となった40年後、本小特集の3.2章に詳述されているように、中国上海光機所の神光IIレーザー実験で初めて確認された。これは、Weibel 不安定成長計測をめざした実験であったが、一種のセレンディピティで、偶然にも実

験確認された。

最近では、ポルトガルの Silva のグループが精力的に二次元や三次元の無衝突衝撃波シミュレーション研究を行っており、色々な条件下で静電的衝撃波や、Weibel 不安定を伴う衝撃波などの存在条件を明らかにしている[23]。

さらに Princeton の Spitkovsky のグループがイオンは粒子、電子は流体というハイブリッドな粒子シミュレーションで、長時間の衝撃波の発展から、磁場乱流が発生し、非熱的なイオンの加速が起こるまでの大型シミュレーションを行い、多数の論文を書いている[24]。その精力的な研究には頭が下がる。

他にも重要なシミュレーション研究が過去45年間に間欠的に報告されているが、少なくとも、レーザー生成プラズマや超新星残骸など実験室、宇宙でのプラズマを対象に精力的な研究が行われたのはここ10年程度である。私たちの超新星残骸衝撃波関連のレーザー模擬実験の積み重ねが、実験室と宇宙物理をリンクさせる世界的な研究の流れを喚起してきたと自負している。

また、時期を同じくして、Weibel 不安定は高速点火核融合の加熱の物理にも深く関与していることから、研究が行われている点に注意しよう[25]。異なる点は、我々は理学的研究、つまり、より複雑な物理現象が Weibel 不安定の非線形性を通し、自己組織化などどのようなつながって、非熱的加熱粒子を生成するかを研究しているのに対し、高速点火は「どのようにして Weibel 不安定を工学的に押さえて、古典的な電子流れに制御するか」という、工学的研究の点である。しかし、大切なことは、理学・工学を問わず、自然の現象に素直に耳を傾ける謙虚な姿勢が両研究の進展には必須という歴史的教訓である。

1.2.6 プラズマ物理学としての無衝突衝撃波研究

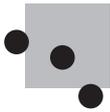
様々な宇宙・天体プラズマおよび実験室のプラズマに共通で極めて重要な非熱的粒子加速(宇宙線など)を実験室宇宙物理のテーマとして掲げ、より広い分野へのインパクトを期待し、2008年のシミュレーション[16]および実験の国際共同研究(3.2節)、NIF 実験(3.3節)と、約7年の月日を経て、ようやく全体像が明らかになりつつある。同時に問題意識を共有する世界の仲間が30人以上集まった。国際化と学際化が今後の研究型大学に求められており、本小特集を通して、未来志向の研究形態の生の声をお届けしたい。

7年経ち、研究を振り返ってレビューを書いていたら、無衝突衝撃波の物理は、プラズマの教科書で相互の関係が素人には判然としない「運動論」「非線形物理」「波と粒子の相互作用」「プラズマ乱流」「自己構造形成」などが一つのシナリオとして語られる、大変教育的な研究テーマであることを見いだした。本小特集には「プラズマ物理学」の上級コースのエッセンスが背景にあることを見いだしてほしい。(高部)

参考文献

- [1] A. Balogh and R.A. Treumann, *Physics of Collisionless Shocks -Space Plasma Shock Waves-* (Springer, New York,

- 2013).
- [2] 阪上幸男, 山中千代衛:核融合研究 **15**, 191 (1965).
- [3] 木舟 正:宇宙高エネルギー粒子の物理=宇宙線・ガンマ線天文学 (培風館, 2004).
- [4] S.W. Swordy, Space Sci. Rev. **99**, 85 (2001).
- [5] W. Baade and F. Zwicky, PNAS **20**, 259 (1934).
- [6] E. Fermi, ApJ **119**, 1 (1954).
- [7] A.R. Bell, MNRAS **182**, 14 (1978); A.R. Bell, MNRAS **182**, 443 (1978).
- [8] R.D. Blandford and J.P. Ostriker, ApJ **221**, L29 (1978).
- [9] K. Koyama *et al.*, Nature **378**, 255 (1995).
- [10] 村上敏夫:宇宙最大の爆発天体ガンマ線バースト (ブルーバックス新書, 講談社, 2014).
- [11] E.S. Weibel, Phys. Rev. Lett. **2**, 83 (1959).
- [12] M.V. Medvedev and A. Loeb, ApJ **526**, 697 (1999).
- [13] L.O. Silva *et al.*, ApJ **596**, L121 (2003).
- [14] T.N. Kato, Phys. Plasmas **12**, 080705 (2005); T.N. Kato, ApJ **668**, 974 (2007).
- [15] P. Chang *et al.*, ApJ **674**, 378 (2008).
- [16] T.N. Kato and H. Takabe, ApJ **681**, L93 (2008).
- [17] H. Takabe *et al.*, Plasma Phys. Cont. Fusion **50**, 124057 (2008).
- [18] R.J. Taylor *et al.*, Phys. Rev. Lett. **24**, 206 (1970).
- [19] 佐伯紘一:プラズマ・核融合学会誌 **83**, 74 (2007).
- [20] F.F. Chen, 内田岱二郎訳:プラズマ物理入門 (丸善出版, 1977).
- [21] R.L. Morse and C.W. Nielson, Phys. Fluids **12**, 2418 (1969).
- [22] D.R. Forslund and C.R. Shonk, Phys. Rev. Lett. **25**, 1699 (1970).
- [23] F. Fiuza *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 056304 (2013); A. Stockem *et al.*, Science Report **4**, 3934 (2014).
- [24] D. Caprioli and A. Spitkovsky, ApJ **783**, 91 (2014).
- [25] A.P.L. Robinson *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 054003 (2014).



小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

2. 無衝突衝撃波における宇宙線加速と磁場増幅の観測・理論・シミュレーション

2. Observation/Theory/Simulation of Cosmic-Ray Acceleration and Magnetic Field Amplification at Collisionless Shock

2.1 超新星残骸の無衝突衝撃波での宇宙線加速の理論と観測

2.1 Theory and Observations of Cosmic-Ray Acceleration at Supernova Remnant Shocks

山崎 了

YAMAZAKI Ryo

青山学院大学 理工学部 物理・数理学科

(原稿受付：2015年11月24日)

銀河宇宙線の起源天体と考えられている超新星残骸の無衝突衝撃波での宇宙線加速の理論と、最新の X 線・ガンマ線観測結果、およびその理論的解釈についてまとめる。特に宇宙線電子によるシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱放射、宇宙線陽子によるパイ中間子崩壊ガンマ線の観測から、宇宙線加速の理論にどのような示唆が得られているか紹介する。

Keywords:

cosmic rays, supernova remnants, Fermi acceleration, shock waves, gamma rays, X-rays

2.1.1 はじめに：銀河宇宙線と超新星残骸

地球近傍での宇宙線の到来頻度からエネルギー密度を見積もると核子成分については約 1 eV/cm^3 程度となり、これは銀河内の可視・赤外光や磁場、乱流、ひいては宇宙マイクロ波背景放射のエネルギー密度と同程度かそれ以上である [1]。宇宙線電子成分は核子成分の100分の1程度以下であり、主成分は核子である。核子成分の約9割は陽子である。地球近傍の宇宙線スペクトルは $3000 \text{ TeV} = 3 \times 10^{15} \text{ eV}$ で折れ曲がり、このエネルギーを knee エネルギーと呼ぶ (本小特集1章図1参照)。knee エネルギー以下の核子宇宙線は銀河系内起源と考えられている (銀河宇宙線)。

太陽近傍の銀河宇宙線のエネルギー密度は1億年程度以上の長い時間スケールでみれば変動は小さく大雑把には一定である。約 1 eV/cm^3 というエネルギー密度を保つために必要な宇宙線供給量は、銀河の体積 (約 10^{60} m^3) と宇宙線の銀河の滞在時間 ($\sim 10^7$ 年) から 10^{33} J/s 程度と見積もられる。銀河系には様々な種類の天体があるが、実は我々の知っている天体および天体現象のうちこのエネルギー供給量をまかなえると期待できるのは超新星爆発くらいしかない。1回あたりの超新星爆発の爆発エネルギーは 10^{44} J であり、超新星爆発が30年に一度の頻度で起こるので、爆発エネルギーの1%程度が銀河宇宙線の生成に消費されているという勘定になる。このことは、銀河宇宙線の化学組

成が重元素を多く含むことから示唆される。

現在の宇宙線研究の中心課題のひとつが、宇宙線核子成分、特に陽子の加速源をつきとめることである。前段落の見積もりに基づき、爆発後1000年程度かそれ以下の若い超

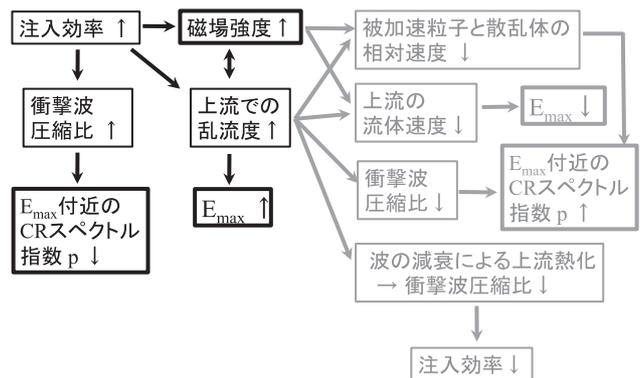


図1 宇宙線陽子のフィードバック効果。宇宙線陽子の注入効率が上がったときに予想される背景プラズマの作る衝撃波の圧縮比や磁気乱流、宇宙線陽子自身のスペクトル指数 p や最高到達エネルギー E_{\max} の応答を示す。左半分の黒色が正のフィードバック、右半分の灰色が負のフィードバックを表す。太枠は電磁波観測により直接知ることが可能な量を示す。尚、(1)式からわかるように、指数 p が大きくなる (小さくなる) ということは、高エネルギーの粒子の割合が少なくなる (多くなる) ということを示す。

新星残骸[2]—超新星爆発で吹き飛ばされた星の破片が星間空間のガスと衝突している—の外縁部にある強い衝撃波が宇宙線の加速源であると長らく考えられてきた。天文学的・宇宙物理学的な銀河宇宙線の研究は、銀河宇宙線の超新星残骸起源というパラダイムの検証や、超新星残骸の衝撃波における宇宙線生成過程の解明をめざすものである。もちろん、超新星残骸以外の可能性があれば天文学的には面白いであろう。実際、最近の観測の進展により、未同定ガンマ線天体が多数発見されており、これらが銀河宇宙線の「暗黒加速器」となっている可能性が指摘されている[3]。

宇宙線の起源に迫るために有効な手段は、加速現場で宇宙線の発する電波・X線・ガンマ線等の電磁波放射を観測することである。特に近年は、観測技術の急速な発達により、高精度のX線・ガンマ線観測の結果が続々と得られており、新たな発見とともにそれにより新たな問題も浮き彫りとなってきている。本節では、超新星残骸の宇宙線加速研究の最新の理論・観測の進展と残された課題について紹介していきたい。

2.1.2 宇宙線加速理論概観

荷電粒子は宇宙空間の乱流磁場の影響を受け複雑な軌道を描く。乱流磁場中で運動する荷電粒子がエネルギーを獲得して宇宙線となる過程を概観する[3, 4]。

2.1.2.1 衝撃波 Fermi 加速

超新星爆発で生じた超音速のプラズマ流は、周囲の星間ガスに衝突して衝撃波を形成する。衝撃波近傍には種々の電磁波動が存在して乱流状態になっており、宇宙線は空間的に拡散運動を行う。宇宙線は波と上流で正面衝突によりエネルギーを増し、下流では追突によりエネルギーを失う。しかし衝撃波静止系では、波の速度は上流の方が下流よりも速いため、上流と下流の間を一往復すると必ずエネルギーを得る。実際には大部分の粒子は背景プラズマの流れの流れて下流方向へ流されエネルギーを得ることはないが、一部の粒子は衝撃波面を何度も横切り加速される。

このような Fermi 加速機構において最も重要な未解決問題は粒子の注入機構である。被加速粒子は、衝撃波面を自由に横切るに十分なエネルギーまで一旦加速されていなければならない。この予備的な加速過程は、衝撃波近傍での複雑なプラズマ過程に支配されているため、理解は困難を極めている。そのため、Fermi 加速過程に注入される粒子の割合（注入効率）は不確定である。以下で見るように、注入効率の大小が加速現場の様子を変える。

宇宙線の背景プラズマへの反作用が無視できるくらい注入効率が小さい場合、被加速粒子の運動をテスト粒子的に取り扱うことができる。定常的な衝撃波の速度場のもとで宇宙線のスペクトルを計算すると、

$$N_S(E) \propto E^{-p}, \quad p = (r+2)/(r-1) \quad (1)$$

という冪形になる。ここで r は衝撃波の圧縮比である。比熱比 $5/3$ の理想気体の断熱衝撃波に対しては $r = 4$ で、このとき、 $p = 2.0$ となる。ところが地球での宇宙線スペクトルを説明するためには、 $p = 2.3-2.4$ でなければならないこ

とが明らかとなってきている[4]。さらに複数の超新星残骸の電波・ガンマ線スペクトルからも $p > 2.0$ であることが示唆されている（後述）。

Fermi 加速理論に基づいて、被加速粒子の最大到達エネルギー E_{\max} を計算すると、

$$E_{\max} = 4\text{TeV} \eta^{-1} (B/1 \mu\text{G}) (u_s/3000 \text{ km/s})^2 \times (t_{\text{age}}/1000 \text{ 年}) \quad (2)$$

となる。ここで u_s は衝撃波速度で、 η と t_{age} はそれぞれ乱流度と超新星残骸の年齢であり、若い超新星残骸では、 $\eta = 1-10$ 程度、 $t_{\text{age}} = 1000$ 年程度である。衝撃波近傍で磁場が星間空間の典型値 $B \sim 3-10 \mu\text{G}$ をとるとすると、最高到達エネルギーは高々 $10-100 \text{ TeV}$ 程度となり、knee エネルギーに及ばない。

これらテスト粒子近似のもとでの問題点を説明するために、次節で述べる非線形モデルの他、様々な効果が指摘されている。そのほとんどが磁場の乱れに依存した効果であり、磁場ゆらぎについての正確な理解が必要になってきたといえる[4]。

2.1.2.2 宇宙線加速の非線形モデル

注入効率が大きく宇宙線陽子の運動量流速の総和（これは宇宙線の実効的な圧力とみなせる）が背景プラズマのガス圧に対して無視できない場合を考える。このような効果を考慮した理論は宇宙線加速の「非線形モデル」と呼ばれる（図1）。宇宙線は背景プラズマに比べてはるかに大きな平均自由行程をもつため、衝撃波面よりも上流方向にしみ出すことができる。すると、宇宙線核子の圧力によって背景プラズマは上流で加熱・圧縮をうけて減速され、さらに衝撃波面において減速するという速度構造をもつ[3]。このように宇宙線圧力によって変性した衝撃波構造のもとで加速された宇宙線のスペクトルは(1)式のような単純なベキ則には従わない。

また加速された宇宙線陽子は、上述の反作用効果に加えて、衝撃波近傍の磁場を増幅させる可能性もある。宇宙線陽子と背景プラズマの間に起こるプラズマ不安定現象を通して宇宙線陽子から磁場へエネルギーが転化されるのである。磁場が増幅された影響により、宇宙線の最高到達エネルギー (E_{\max}) の問題を解決できる可能性があるため、磁場増幅過程は粒子加速の理論的研究において盛んに調べられてきた。つまり、衝撃波近傍で磁場が星間空間の典型値 $B \sim 3-10 \mu\text{G}$ ではなく数 $100 \mu\text{G}$ まで増幅されていれば、knee エネルギー (= 3000 TeV) に到達する。一方、増幅された磁場の磁気圧や散逸により衝撃波の圧縮が弱くなる効果や、散乱体である磁場の波と被加速粒子との相対速度が小さくなって加速効率が落ちる効果など負のフィードバックも働くことが指摘されており（図1参照）、磁場増幅過程の与える影響は複雑で明確な理論的予言を行えないのが現状である。

2.1.2.3 宇宙線の電磁波放射

宇宙線は銀河磁場により進行方向を曲げられ拡散的に運動するため、地球からみた到来方向はほぼ等方的である。そのため、宇宙線のやってきた方向に宇宙線源があるとは

限らない。加速源からまっすぐ飛んでくる電磁波の観測が重要となるのである[1-3]。

宇宙線電子は磁場中でシンクロトロン放射を行い、主に電波やX線帯域で観測される。同時に、逆コンプトン散乱過程により宇宙マイクロ波背景放射や星から放たれる可視・赤外光などの低エネルギー光子をガンマ線に変える。宇宙線電子のスペクトルが単純なベキ則 E^{-p} に従う場合、観測される放射スペクトルは、シンクロトロン放射も逆コンプトン放射もともに

$$\nu F_\nu \propto \nu^{(3-p)/2} \tag{3}$$

となる* (ν は光子の振動数)。

さらに密度の濃い媒質中では、まれに電子の制動放射ガンマ線が明るくなる場合もある。制動放射のスペクトルは

$$\nu F_\nu \propto \nu^{-1-p} \tag{4}$$

となる。

宇宙線核子成分は星間ガス中の核子と衝突してパイ中間子を作る。そのうち中性パイ中間子 π^0 は2個のガンマ線に崩壊する。ガンマ線光子のエネルギーはもとの宇宙線核子のエネルギーの約10%程度である。前述と同様に宇宙線核子のスペクトルが E^{-p} に従う場合、 π^0 崩壊によるガンマ線スペクトルは制動放射と同じ(4)式で与えられる。電子起源の制動放射と核子起源の π^0 崩壊ガンマ線は GeV 帯域のスペクトルをみれば区別できる。 π^0 粒子の静止系では、 π^0 の崩壊により放出される2個のガンマ線はともに π^0 粒子の静止エネルギー (=135 MeV) の半分の 67.5 MeV のエネルギーをもち、互いに反対方向に飛行する。このため、 π^0 崩壊ガンマ線のスペクトルは 0.1 GeV 以下で急激に暗くなる。電子起源のガンマ線はこのようなカットオフは自然には現れない。図2に $p = 2.0$ の場合のガンマ線スペクトルを示した。

宇宙線の電子成分が若い超新星残骸で加速されているこ

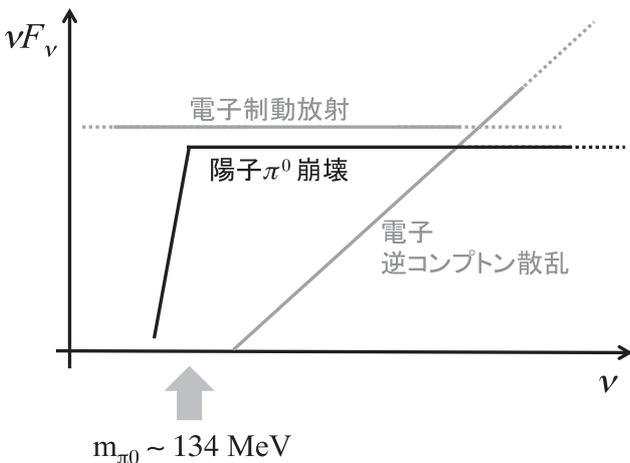


図2 宇宙線電子および核子のスペクトルが $E^{-2.0}$ で与えられる場合のガンマ線スペクトル。

* F_ν は単位振動数あたりの電磁波フラックスである。これを振動数で積分すると全エネルギーフラックスとなる。したがって、 F_ν に ν をかけた量をプロットすると、どの振動数帯で放射エネルギーが卓越しているのかが一目でわかる。高エネルギー天体観測では電波からガンマ線にわたる広帯域のスペクトルを考察することが多いため、 νF_ν をプロットすることが多い。

とは、電子のシンクロトロン放射が検出されたことで立証された。宇宙線電子の数は核子成分に比べて100倍程度少ないにもかかわらず、質量差のために一粒子あたりの電磁波放射の強度が陽子よりも圧倒的に明るく、電子起源の放射の方が先に確認されたのである。現在の課題は、宇宙線の主成分である核子起源のガンマ線放射の確たる証拠を捉えることなのである。実際に検出されたガンマ線の起源が宇宙線核子起源なのか電子起源なのかを明らかにすることが問題解決のカギとなる。ガンマ線の放射機構が同定できれば、(3)式または(4)式を用いて、電磁波放射源 (=加速源) での宇宙線スペクトルを推定することができる。また、磁場強度やターゲット密度が既知の場合は、フラックスの絶対値から放射源での宇宙線の総量も推定ことができ、宇宙線のフィードバック効果が顕著かどうかもあわせて議論することができる。

2.1.3 超新星残骸の観測

シンクロトロン電波は地上の電波望遠鏡で、X線は観測衛星によって観測される。ガンマ線に関しては、0.1-100 GeV 帯域はガンマ線観測衛星により観測され、約 100 GeV 以上のエネルギー帯域では地上チェレンコフ望遠鏡を用いて観測される。

2.1.3.1 宇宙線電子によるシンクロトロン放射

シンクロトロン電波は主に 1 GHz帯域の振動数で観測される。これは 1 GeV 前後の宇宙線電子の放射である。電波シンクロトロン放射のスペクトルから電子のスペクトル指数 p を(3)式を用いて求めると、若い超新星残骸はどれも $p > 2.0$ となっている。若い超新星残骸のマッハ数は100以上であり、単純には圧縮比 r はほぼ4となり、スペクトル指数は 2.0 となるはずである。このズレは2.2章で述べた非線形モデルで定性的には説明可能であるため、観測された電波シンクロトロン放射のスペクトル指数は超新星残骸で宇宙線核子の注入効率が高いことを反映していると考えられている。

高空間分解能をもつチャンドラ X線望遠鏡により、多くの若い超新星残骸からシンクロトロン X線が観測され、それらは衝撃波面付近に細くフィラメント状に分布していることが明らかとなった[3]。フィラメントの幅は超新星残骸の半径の1%程度と薄い。この幅は加速された電子の存在範囲を示していると仮定すると、強い磁場によるシンクロトロン冷却が効いていることになる。その冷却時間 t_{synch} は様々な方法で見積もられるのだが、たとえば SN 1006 の場合、60年程度と超新星残骸の年齢(約1000年)にくらべてはるかに小さくなる。シンクロトロン X線を出す電子に対する冷却時間は、

$$t_{\text{synch}} = 1.5 (B/1 \text{ mG})^{-1.5} \text{ 年} \tag{5}$$

程度である。したがって、 $t_{\text{synch}} \sim 60$ 年より $B \sim 0.1$ mG となり、星間磁場の典型値より10倍以上も増幅されている可能

性を示す。エネルギー収支を考えると、衝撃波面を通して流入した運動エネルギーフラックスの1%程度が磁場増幅に使われたという勘定になる。細いX線フィラメントは若い超新星残骸にみられる普遍的性質であり、多くの場合、SN 1006と同様に $B \sim 0.1$ mG程度と見積もられ、衝撃波において磁場増幅機構が普遍的に働いていると推測される。また、ごく小さな領域ではあるが、シンクロトロンX線が1年程度の時間スケールで変動していることも報告された[5]。この時間変動も同様にシンクロトロン冷却によるものだとすると、(5)式より $B \sim 1$ mG程度まで増幅されていることがわかる。以上の観測結果と(2)式より、超新星残骸での陽子の最高エネルギーがkneeエネルギーに到達することが期待されたのは、ガンマ線観測が華やかになる前夜のことであった。

また、衝撃波近傍で磁場が $0.1 - 1$ mG程度に増幅されているということは、以下で述べるようにガンマ線放射が陽子起源であることを示唆する。シンクロトロン放射の強度は、宇宙線電子の総量と磁場で決まる。磁場が強ければ、比較的少量の宇宙線電子でも放射強度は大きくなる。このとき、同じ電子起源の逆コンプトン散乱ガンマ線の強度は単純に電子の総量に比例するので暗くなってしまふ。定量的には、逆コンプトン放射の種光子が宇宙マイクロ波背景放射の場合、ある高エネルギー電子によるシンクロトロン放射強度 P_{syn} と逆コンプトン散乱の放射強度 P_{IC} の比は磁場強度だけで決まり、

$$P_{\text{syn}}/P_{\text{IC}} = 9 \times 10^2 (B/0.1 \text{ mG})^2 \quad (6)$$

となる。しかし、ここまで大きな比を示す超新星残骸はない。したがって、強磁場と電子起源の逆コンプトン散乱ガンマ線放射は単純には両立しないのである。また、若い超新星残骸の周囲のターゲット密度程度では電子の制動放射は一般には暗い。

ところで、シンクロトロンX線フィラメントの天球面上での固有運動を測定することができる。数年の間隔をあけて同じ部分を観測すると、超新星残骸の膨張に伴ってフィラメントの位置も外側に移動しているのである。このことから衝撃波速度 u_s を見積もることができ、強い衝撃波に対する衝撃波接続条件

$$k_B T_d = (3/16) m_n u_s^2 \quad (7)$$

を用いて衝撃波下流の温度を推定できる。ここで、 k_B はボルツマン定数、 m_n はイオンの質量である。RCW 86という超新星残骸に対してこれを行うと $k_B T_d \sim 42$ keVとなる。一方で、これとは独立に、可視光バルマー輝線のドップラー幅から実際の衝撃波下流の温度を求めることができ、 $k_B T_d \sim 2$ keV程度である。論文[6]では、この差は衝撃波のエネルギーが宇宙線加速に使われて下流プラズマの温度が下がったためと解釈し、宇宙線の注入効率が極端に高いと結論付けた。しかし、この議論では、衝撃波が一般的な上流媒質中を球対称に膨張することが暗に仮定されている。実際の非一様な媒質中を伝播する衝撃波では波面はゆらぎ、ほぼすべての部分においてななめ衝撃波となることを考慮

すると、(7)式は適用できないために上述の結論は覆る可能性がある[7]。

2.1.3.2 ガンマ線観測による宇宙線加速への示唆

ここでは主にガンマ線スペクトルの測定結果とそこから得られる示唆について現状をまとめる。詳細なガンマ線スペクトルをもとにした議論が可能になったのは、H.E.S.S.やMAGIC等の地上チェレンコフ望遠鏡(2002年頃稼働開始)やFermi衛星(2008年打ち上げ)のデータが報告されるようになってからである。以下では幾つかの代表的な超新星残骸について観測結果とそれをもとにした議論を紹介する。

(A) Cas A

まずは年齢400年程度の超新星残骸であるCas Aのガンマ線スペクトルを図3に示す[8]。0.1 GeV以下に π^0 崩壊に特徴的なカットオフの兆候があることから陽子起源のガンマ線であることが示唆され、フラックスの絶対値から陽子宇宙線の総エネルギーは超新星爆発のエネルギーの数%程度であると推定される。Cas Aは全天で最も明るいシンクロトロン電波放射源の一つであり、さらに、シンクロトロンX線の時間変動も示すことから、増幅された磁場のもとで粒子加速が起こっており、陽子の最高到達エネルギー E_{max} もkneeエネルギーに届くと期待されていた。ところが、ガンマ線スペクトルは1 TeV以上にカットオフの兆候をもつため、陽子の E_{max} は10 TeV程度であると推定される。まだ年齢が若く、kneeエネルギーに到達するにはもう少し時間がかかるのかもしれない。もしくは、kneeエネルギーまで加速された宇宙線陽子たちは衝撃波付近からすでに逃げ出した後であるという可能性もある[9]。

(B) RX J1713.7-3946

年齢1000年程度の超新星残骸RX J1713.7-3946はX線やガンマ線の詳細観測が進んでいる数少ない天体の一つである。この超新星残骸のガンマ線の起源は長らく議論的であったが、Fermi衛星が1-100 GeV帯域で $\nu F_\nu \propto \nu^{0.5}$ という予想外のスペクトルを報告したことでさらに混沌とすることになった[10]。報告されたガンマ線スペクトルは $p=2.0$ をもつ電子の逆コンプトン散乱によるものに近かったのである。もし本当にガンマ線が電子の逆コンプト

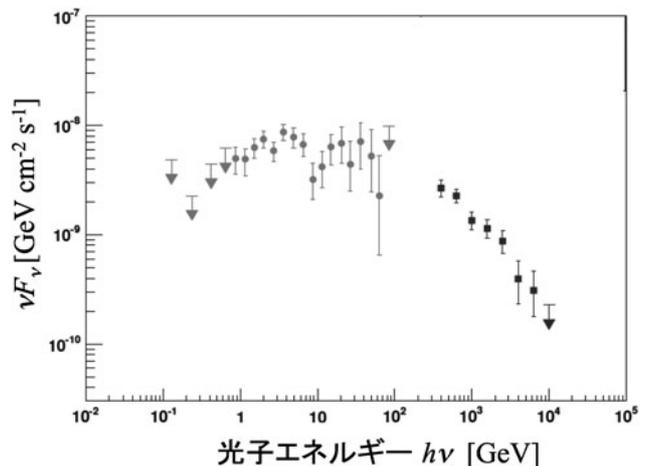


図3 Cas Aのガンマ線スペクトル[8]。

ン散乱起源だとすると、測定された $P_{\text{syn}}/P_{\text{IC}}$ 比と (6) 式から $B=10 \mu\text{G}$ 程度ということになる。一方で、この超新星残骸からもシンクロトロン X 線の細いフィラメントや時間変動が観測されており、 $B>0.1 \text{ mG}$ 以上の磁場強度が示唆される [5]。

この矛盾を解決する一つの方法は非一様な媒質中を伝播する衝撃波を考えることである [11]。実際、この超新星残骸は多くの分子雲 (高密度塊) に囲まれている。実は、(4) 式のスペクトルは宇宙線陽子にとって衝突の標的となるガスが一様分布しているときにのみ正しいのである。分子雲のように中心に近づくにつれて密度が増加するような標的の場合は事情が異なる。エネルギーの高い宇宙線陽子ほど分子雲の内部まで侵入することができるため、実効的にターゲット密度が大きくなり、結果として Fermi 衛星で観測されたガンマ線スペクトルは陽子起源の π^0 崩壊ガンマ線で説明可能となる。さらに非一様媒質中を伝播する衝撃波では Richtmyer-Meshkov 不安定により磁場も増幅されるため (本小特集 2.2 参照)、シンクロトロン X 線の観測結果も同時に説明できる。

しかし、ガンマ線スペクトルは Cas A と同様に 10 TeV 付近でカットオフをもつため、ガンマ線が陽子起源だとすると、この超新星残骸にも knee エネルギーの核子宇宙線が存在しないことになる。さらに、磁場が 0.1–1 mG と強い場合、シンクロトロン放射強度から宇宙線電子の総量を見積もると、宇宙線陽子の 10 万分の 1 以下程度と非常に少なくなってしまう、地球に降り注ぐ宇宙線電子のフラックスを説明できなくなってしまう。宇宙線陽子の存在の証拠を得たとたんに宇宙線電子の存在の証拠を失ってしまうのは皮肉なものである [3]。

(C) IC 443, W44

年齢 1 万年程度の複数の超新星残骸のガンマ線スペクトルも詳細に観測されている。それらのうち、IC 443 や W44 といった天体では 0.1 GeV 以下に π^0 崩壊特有のカットオフをもつため、ガンマ線放射は陽子起源であることが確定的である [12]。ところが、これらの超新星残骸のガンマ線スペクトルからも、陽子の最高到達エネルギーが knee に届いているという証拠は得られていない。また、ガンマ線が陽子起源だというだけでは、これらの超新星残骸で陽子が加速されているとは言えないことに注意したい。なぜなら

ば、これらの超新星残骸は高密度の分子雲と衝突しており、超新星残骸衝撃波が到達する前から星間空間に漂っていた宇宙線陽子が衝撃波によって掃き集められ、密度の高い標的に衝突してガンマ線を放射したとしてもガンマ線強度を説明可能なのである [13]。

2.1.4 まとめと今後の課題

「若い超新星残骸が knee エネルギーまで核子を加速して銀河宇宙線の起源になっている」というパラダイムは、最近の著しい観測的進展にもかかわらず、まだ検証されていないというのが現状である。その主な理由は、衝撃波での宇宙線加速への注入効率が不明なこと、加速・放射現場における磁場の値が不明確であるために電子の総量が定まらず、電子起源のガンマ線成分の分離が不十分なことによる。近い将来、次世代の国際地上チェレンコフ望遠鏡観測計画 CTA や、日本の次期 X 線天文衛星 ASTRO-H といった詳細観測装置による観測的進展と理論的計算の比較によって宇宙線物理の未解決問題が解明されると期待される。また、陽子起源の場合にのみガンマ線と同時に放射される高エネルギーニュートリノが検出されれば陽子加速の決定的証拠が得られるであろう。

参考文献

- [1] 小山勝二, 嶺重 慎(編): ブラックホールと高エネルギー現象, (シリーズ現代の天文学, 第 8 巻, 日本評論社, 2007), 第 4 章.
- [2] 福井康雄, 犬塚修一郎他(編): 星間物質と星形成 (シリーズ現代の天文学, 第 6 巻, 日本評論社, 2008), 第 5 章.
- [3] 山崎 了, 馬場 彩: 日本物理学会誌 64, 196 (2009).
- [4] 大平 豊 他: 日本物理学会誌 67, 832 (2012).
- [5] Y. Uchiyama *et al.*, Nature 449, 576 (2007).
- [6] E. Helder *et al.*, Science 325, 719 (2009).
- [7] J. Shimoda *et al.*, ApJ 803, 98 (2015).
- [8] S. Kumar *et al.*, arXiv:1508.07453 (2015).
- [9] Y. Ohira *et al.*, Astron. Astrophys. 513, A17 (2010).
- [10] A. A. Abdo *et al.*, ApJ 734, 28 (2011).
- [11] T. Inoue *et al.*, ApJ 744, 71 (2012).
- [12] M. Ackermann *et al.*, Science 339, 807 (2013).
- [13] Y. Uchiyama *et al.*, ApJ 723, L122 (2010).

小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

2. 無衝突衝撃波における宇宙線加速と磁場増幅の 観測・理論・シミュレーション

2. Observation/Theory/Simulation of Cosmic-Ray Acceleration and Magnetic Field Amplification at Collisionless Shock

2.2 衝撃波によって励起された Richtmyer-Meshkov 不安定による磁場増幅

2.2 Magnetic Field Amplification by the Richtmyer-Meshkov Instability Driven by Shock Waves

佐野 孝好

SANO Takayoshi

大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター

(原稿受付：2015年11月16日)

「磁場」と「乱流混合」が様々なプラズマ現象でホットなキーワードとなっている。ここでは、衝撃波によって励起される界面不安定である Richtmyer-Meshkov 不安定と磁気乱流の関係に着目する。磁化プラズマ中で界面不安定が成長することで、磁力線が引き延され磁場が効率的に増幅される。この特徴について、主に磁気流体シミュレーションを用いた解析結果を簡単に紹介する。

Keywords:

shock wave, interfacial instability, magnetic field, MHDsimulation, laser experiment

2.2.1 はじめに

Richtmyer-Meshkov 不安定 (RMI) [1, 2] は、非一様な密度分布をしている媒質中を、衝撃波が伝播する際に発生する流体力学的不安定性である。衝撃波通過後に、界面の揺らぎが増幅し、マッシュルーム型に成長する。この不安定成長は、接触不連続面に瞬間的に発生する渦度に起因していることが特徴となっている [3, 4]。

様々な分野において RMI などの界面不安定性と磁場との相互作用が、近年急速に注目を集めている。

その一つが、宇宙プラズマである。磁場は様々な天体現象の進化や構造に大きな影響を与えている。星の進化の最終段階で起こる超新星爆発では、星間空間に高速プラズマを放出し、無衝突衝撃波が生成される。この超新星残骸衝撃波の近傍で、局所的に非常に強い磁場が存在することが、X 線衛星の観測によって明らかにされた [5]。その強度は、平均的な星間磁場と比べて数100倍にも及んでいる。

超新星残骸衝撃波は、高エネルギー宇宙線の加速現場であると考えられている。したがって、強磁場領域の構造やその発生機構の解明は、天体物理学的に極めて意義のある問題である。その磁場増幅の原因として有力な機構一つが、超新星残骸衝撃波に付随する RMI である [6, 7]。

また、RMI による乱流混合は、核融合プラズマにおいて

も注目されている [8]。慣性核融合では、レーザーを用いて球殻状の多層ターゲットを爆縮させ、高温高密度状態を作り出す。ターゲットの層界面を衝撃波が通過する際に、もし RMI 駆動の乱流が発生してしまうと、圧縮率が下がるという大問題が生じる。実際、米国国立点火施設 (NIF) では、この乱流混合の制御を最重要課題とした、キャンペーン実験が組まれている程である [9]。

更に、大阪大学を中心に展開している高速点火方式では、追加熱用の高速電子の発散角度を抑えることなどを目的に、爆縮ターゲットに外部磁場の導入が積極的に検討されている [10, 11]。そのため、磁気流体的な乱流混合のモデル作りが急務となっている。

1960年代の発見以降、RMI は理論的にも実験的にも研究され続けている。しかしながら、磁化プラズマ中の RMI に関しては、まだまだあまり調べられていない [12, 13]。そのため、極めて基本的な系においてさえも、未着手の課題が多数残されている。これらの情勢を考慮し、我々は界面不安定による「乱流混合」と「磁場」の相互作用について、理論・実験の両面から迫る研究を進めている。

2.2.2 RMI のメカニズム

まず、不安定性のメカニズムについて簡単に説明してお

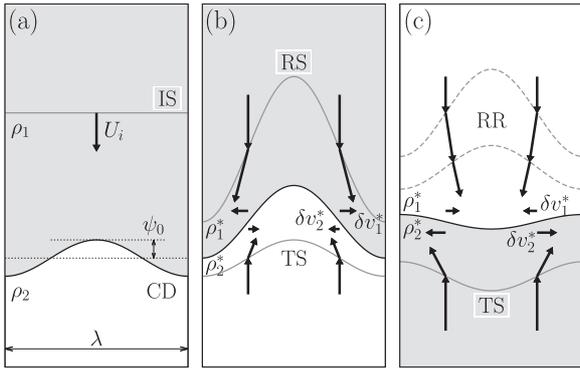


図1 (a)RMIのシングルモード解析の初期条件. 波長 λ , 振幅 ψ_0 で空間的に揺らいだ接触不連続面(CD)に向かって入射衝撃波(IS)が伝播している. ここで, ρ_1, ρ_2 は初期の密度, U_i は衝撃波速度である. 入射衝撃波通過前の圧力は一様 ρ_0 を仮定している. (b)密度の低い媒質から高い媒質へと衝撃波が侵入した直後の界面近傍の様子. 反射衝撃波(RS)と透過衝撃波(TS)の波面で, 接線方向の速度($\delta v_1^*, \delta v_2^*$)が発生することで, RMIの駆動源である界面を挟んだ速度シアアが生成されている. ちなみに, ρ_1^* と ρ_2^* は衝撃波通過後の界面の密度である. (c)密度の飛びが逆で反射希薄波(RR)が発生する場合の様子. 同じく速度シアアが発生しているが, その向きが逆になるため, 不安定成長の位相が逆転することになる.

く. RMIが起こるために最低限必要な要素は, 「空間的な擾乱を持った接触不連続面」と「そこに入射する衝撃波」の二つになる. そのため, 図1(a)で示すような初期条件を仮定した, シングルモード解析が通常よく用いられる. よく似た界面不安定である Rayleigh-Taylor 不安定とは異なり, RMIには重力の効果は不要であるため, ここでも重力は無視して考える.

媒質1を伝播していた衝撃波が界面に達すると, 今度は媒質2の中を透過衝撃波が伝播していく. もし媒質2の密度が大きい場合には, 媒質1側に戻っていく反射衝撃波も同時に発生する(図1(b)). この時, 元々の境界面が曲っていた場合には, 透過・反射衝撃波共に波面が曲ったりリップル衝撃波として伝播することになる. この点が, RMI発生の最も重要なポイントとなる.

斜め衝撃波として進行している波面に乗った系で見ると, 波面の前後で流れが屈折を起し, 波面に沿った方向の速度が発生することがわかる. この波面に沿った速度の向きは, 透過側と反射側で符号が異なるため, ちょうど界面を挟んで速度シアアが瞬間的に生成されたことになる. このシアアに伴う渦度(循環)が, RMIの駆動源になる.

RMIの面白い性質として, 密度の飛びが逆の場合(つまり, 媒質1の密度が媒質2よりも低い場合)でも, 界面擾乱は成長できる. この時, 反射側には希薄波が伝播することになるが, 反射衝撃波の場合と同様に, 界面を挟んで速度シアアが発生することになる(図1(c)). ただし, 反射希薄波の場合は, 擾乱の位相が逆転するという性質がある.

また, RMIの不安定成長は指数関数的ではなく, 時間に対して線形の成長を示すことも, この不安定性の特徴と言える. RMIの線形成長速度 v_{lin} は, 界面に発生したシアア速度 $\delta v_1^*, \delta v_2^*$ を用いて, 以下のような式で与えられる[14, 15].

$$v_{lin} = \frac{\rho_1^* \delta v_1^* - \rho_2^* \delta v_2^*}{\rho_1^* + \rho_2^*} \quad (1)$$

この成長速度は, 界面付近の物理量だけで与えられており, マッハ数がおおよそ2以下の弱い衝撃波の場合に非常に近い近似であることが知られている.

2.2.3 RMIの成長と磁場増幅

RMIにおける磁場の効果を調べるために, 二次元磁気流体シミュレーションを行った. 計算領域としては, 接触不連続面の近傍のみを考える. この接触不連続面が, 初期に波長 $\lambda = 2\pi/k$, 振幅 ψ_0 で揺らいでいるとする(図1(a)参照). そこに媒質1の中を進行しているマッハ数 $M = U_i/c_{s1}$ の衝撃波が, 時刻 $t=0$ で界面に衝突するという状況を考える. ここで, U_i は衝撃波速度, c_{s1} は媒質1の音速である. 磁場としては, 衝撃波面と直交する方向に一様磁場が予め存在しているとする.

シングルモード解析の初期条件は, たった4つの無次元パラメータで, あらゆる場合を完全に記述することができる. そのパラメータとは, 密度揺らぎの波長と振幅の比 ψ_0/λ , 密度比 ρ_2/ρ_1 , 衝撃波のマッハ数 M , 磁気圧とガス圧の比であるプラズマ β_0 (初期磁場の強度を決めるパラメータ)の4つである. 我々は様々な組み合わせについてモデル計算を行い, RMIに伴う磁場の構造や強度の進化を詳しく解析している[7, 16].

図2(a)はRMIの非線形成長段階での密度分布, 及び磁力線分布である. この図に示しているのは, 密度比 $\rho_2/\rho_1 = 0.1$, マッハ数 $M = 100$ の場合である. RMIの成長を長時間追うことができるように, シミュレーションでは接触不連続面と同じ速度で動いている系に乗って計算をしている. したがって, もし不安定成長がなければ, 接触不連続面は単に

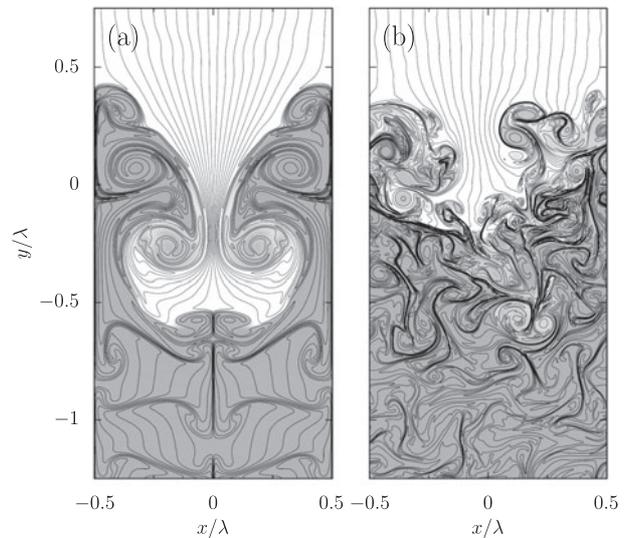


図2 RMIの非線形成長段階における密度(グレーカラー)と磁力線分布(実線). それぞれ初期擾乱が(a)シングルモードの場合と(b)マルチモードの場合の結果. モデルパラメータは, どちらも揺らぎの初期振幅が $\psi_0/\lambda = 0.1$, 密度比 $\rho_2/\rho_1 = 0.1$, マッハ数 $M = 100$, 磁場強度 $\beta_0 = 10^8$ である. どちらも規格化した時刻 $kv_{int}t = 10$ でのスナップショット.

$y=0$ に止まっていることになる。衝撃波は y の負の方向に伝播して、密度の低い領域($y < 0$)に衝突し、その後、透過衝撃波と反射希薄波となってそれぞれ逆向きに伝播する。図2はRMIの成長時間で規格化した時刻 $kv_{\text{lin}}t = 10$ でのスナップショットである。

この図から明らかなように、接触不連続面の初期揺らぎがRMIによって成長して、マッシュルーム型のスパイクが形成されている。衝撃波通過後の低密度領域に振幅は小さいが、複数のスパイクやバブルの成長が見られる。これは、通過衝撃波のリップルによって生じた渦度で駆動された、乱流運動の結果と考えられる。

初期の磁場は非常に弱いもの($\beta_0 = 10^8$)を仮定しているため、この場合の磁場の進化は、流体運動によって受動的に決まっていると考えてよい。元々様だった磁場がRMIの成長に伴い、複雑な磁力線構造になっている。磁力線の密集している場所が磁場強度の強い場所になるが、図からわかるように、マッシュルームの軸の部分や低密度領域に筋状に強い磁場が集中している。ここでの磁場強度は初期のおよそ100倍になっている。

図2(b)は同じモデルパラメータであるが、初期擾乱としてマルチモードを考慮した場合である。ここでは波数 $k=1$ から10までのモードを混在させている。透過衝撃波側は密度分布はほぼ一様であるが、RMIやバルク渦度によって複雑な磁場構造が形成されているのが見てとれる。

図3は増幅された磁場の最大値の時間発展を示している。まず、初期磁場が非常に弱い $\beta_0 = 10^4$ の場合を見てみると、規格化された時刻 $kv_{\text{lin}}t \approx 1$ で急速に磁場が増幅され、 $kv_{\text{lin}}t \approx 10$ 辺りで磁場の増幅が飽和している。様々なパラメータで計算した結果、このような振る舞いは、衝撃波のマッハ数 M 、密度比 ρ_2/ρ_1 、初期揺らぎの振幅 ϕ_0/λ にはほとんど依存していないことが明らかになった。

図3には、比較のため、初期の磁場強度を変えた場合の

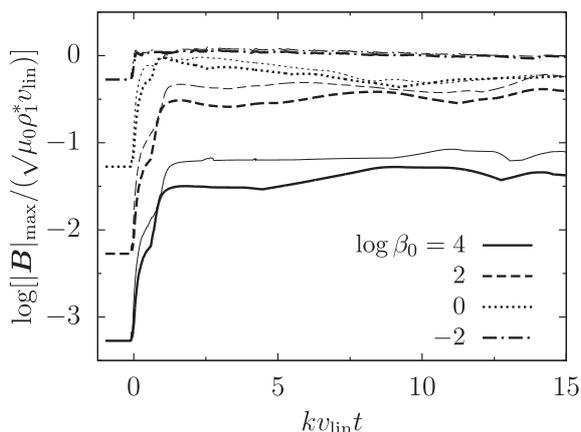


図3 RMIによって増幅された最大磁場強度の時間発展。初期の磁場強度が弱い場合($\beta_0 = 10^4$)から強い場合($\beta_0 = 0.01$)までを示している。太線と細線は解像度の違いで、細線の方がグリッドサイズが半分の高解像度シミュレーションの結果である。初期磁場が弱いと($\beta_0 \geq 100$)、磁場は約100倍まで増幅され、その値でほぼ飽和している。一方、初期磁場が強い場合は($\beta_0 \leq 1$)、増幅される磁場に上限があり、常に同じ値で飽和している。その飽和磁場強度は、衝撃波通過後の乱流の動圧とおおよそエネルギー等分配になる値である。

結果も示してある。初期の磁場が強くなると、磁場の増幅率に上限が出てくることがわかる。これは、磁場の効果によってRMIの成長が抑制され、磁場の増幅が止まってしまうことが理由である。このことから、磁場が増幅される上限値は衝撃波通過後の乱流の動圧とエネルギー等分配となる磁場強度と予想される。実際、我々のシミュレーション結果もまさにそのようになっている。ちなみに、図3には高解像度シミュレーション結果が点線で表されている。この図からは、増幅される磁場の上限値は解像度にも依存していないことがわかる。

さらに面白い結果として、図4に示したRMI成長後の磁場の確率密度分布の特徴がある。一般的な乱流磁場の分布とは異なり、RMIによって増幅された磁場の分布はべき乗則になっている。この結果は、図2で示したシングルモードの場合でも、マルチモードの場合でも、ほぼ似たような分布になっている。ここで注意してほしいのは、我々の計算ではRMIのたった一つのモードの進化の結果としても、図4のような分布が得られている点である。実は、この分布は、星間空間をより詳細に模擬した大規模数値シミュレーションの結果と、極めてよい一致をしている[6]。このことは、RMIによる磁場増幅が、実際に星間磁場の強度分布を決める素過程となっている可能性を強く示唆している。

さて、初期磁場が非常に強い場合には、今度は界面不安定性の成長を磁場が抑制することができる。実際、数値シミュレーションでも、磁場がある程度よりも大きくなると、界面に発生した渦度がAlfvén波によって両側に伝播してしまい、結果としてRMIの成長が起これなくなる[16, 17]。磁場の臨界強度は、RMI成長速度 v_{lin} とAlfvén速度 $v_A^* = B/(\mu_0 \rho^*)^{1/2}$ との比であるAlfvénマッハ数で表され、安定化の条件は経験的に

$$M_A = \frac{v_{\text{lin}}}{v_A^*} \leq 10 \quad (2)$$

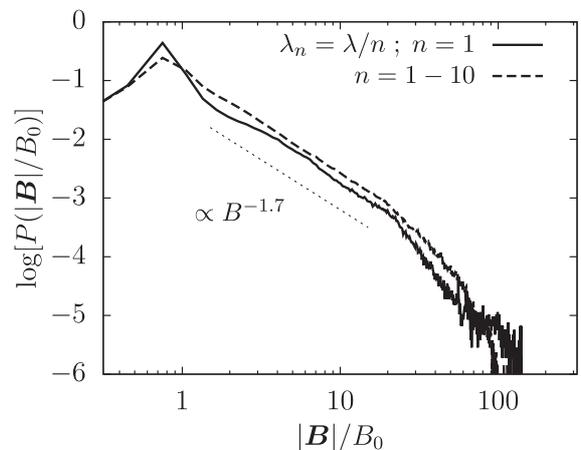


図4 磁場の確率密度分布。図2で示したシングルモードの場合(実線)とマルチモードの場合(破線)をそれぞれ示している。磁場がべき乗則分布をしていることが、RMIによって増幅された磁場の特徴と言える。この特徴は、星間磁場のより詳細な大規模シミュレーション結果とよい一致を示していることは興味深い。

と書ける．ここで、 μ_0 は透磁率である．この条件は、初期擾乱振幅や密度比、磁場の向きにも依存せずに普遍的に正しくなっており、非常にロバストな結果であると考えている．RMI 成長速度は大雑把に言って、侵入した衝撃波速度 U_i の10%程度に相当することを考慮すると[18]、上の条件式は $U_i \leq 100v_A$ と見做すこともできる．

2.2.4 まとめと今後の展開

我々は RMI が星間磁場の増幅過程として有効であることを、二次元磁気流体シミュレーションを用いて明らかにした[7]．また、磁場によって RMI が抑制される条件も導出できた[16]．今後は、理論面からだけでなく、RMI による磁場増幅過程を実験的に検証する試みにも挑戦していきたいと考えている．実験には例えば大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにある激光レーザーなどの大型レーザーを用いる．物質に高強度レーザーを照射することで発生する衝撃波を利用し、不均一な密度分布との相互作用による RMI の成長過程やそこでの磁場強度を計測し、磁場増幅過程を実験的にも確かめていきたい．

また、RMI は天体现象としてだけでなく、例えば慣性核融合の分野への応用も視野に入れて進めていきたい．期待される RMI の抑制という意味では、バルク渦度による効果を定量的に見直していくことも重要であろう[18, 19]．また、レーザープラズマの場合には、天体プラズマのような一流体的な扱いではなく、電子とイオンを区別した二流体的な解析が本質的になることが予想される．そこで今後

は、Hall 効果などを含めた数値解析に拡張していきたいと考えている．また、平板状の衝撃波の伝播だけでなく、球心衝撃波における RMI の振る舞いも爆縮過程では重要となるため[20]、幾何学的効果を組み込んだ解析も、今後取り組むべき面白い問題であると考えている．

参考文献

- [1] R.D. Richtmyer, Commun. Pure Appl. Math. **13**, 297 (1960).
- [2] E.E. Meshkov, Fluid Dyn. **4**, 101 (1969).
- [3] M. Brouillette, Annu. Rev. Fluid Mech. **34**, 445 (2002).
- [4] K. Nishihara *et al.*, Phil. Trans. R. Soc. A **368**, 1769 (2010).
- [5] Y. Uchiyama *et al.*, Nature **449**, 576 (2007).
- [6] T. Inoue *et al.*, ApJ **695**, 825 (2009).
- [7] T. Sano *et al.*, ApJ **758**, 126 (2012).
- [8] O.A. Hurricane *et al.*, Nature **506**, 343 (2014).
- [9] B.A. Remington, J. Plasma Fusion Res. **90**, 228 (2014).
- [10] S. Fujioka *et al.*, Phys. Rev. E **91**, 063102 (2015).
- [11] H. Nagatomo *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 093028 (2015).
- [12] R. Samtaney, Phys. Fluids **15**, L53 (2003).
- [13] V. Wheatley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 125002 (2005).
- [14] J.G. Wouchuk and K. Nishihara, Phys. Plasmas **3**, 3761 (1996).
- [15] J.G. Wouchuk and K. Nishihara, Phys. Plasmas **4**, 1028 (1997).
- [16] T. Sano *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 205001 (2013).
- [17] V. Wheatley *et al.*, Phys. Fluids **21**, 082102 (2009).
- [18] J.G. Wouchuk and T. Sano, Phys. Rev. E **91**, 023005 (2015).
- [19] J.G. Wouchuk, Phys. Rev. E **63**, 056303 (2001).
- [20] W. Mostert *et al.*, Phys. Fluids **27**, 104102 (2015).

小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

2. 無衝突衝撃波における宇宙線加速と磁場増幅の観測・理論・シミュレーション

2. Observation/Theory/Simulation of Cosmic-Ray Acceleration and Magnetic Field Amplification at Collisionless Shock

2.3 無衝突衝撃波とプラズマの局所相互作用：波動，多スケール物理，粒子加速・加熱

2.3 Local Interactions between Collisionless Shock and Plasma: Waves, Multi-Scale Physics, Particle Acceleration/Heating

松清修一

MATSUKIYO Shuichi

九州大学大学院総合理工学研究院

(原稿受付：2015年11月16日)

無衝突衝撃波では，プラズマ粒子間のクーロン衝突の平均自由行程に対して，遷移層の厚みがけた違いに小さく，衝撃波構造を維持するのにクーロン衝突が効かない．このことが，無衝突衝撃波の遷移層構造とそこで展開する物理過程を極めて複雑なものにすると同時に，研究者にとってチャレンジングな課題を多く提供してきた．本節では，いわゆる超臨界衝撃波に注目し，前半部で遷移層の多スケール構造と基本的なプラズマのダイナミクスについて解説する．後半では，遷移層近傍での局所的な粒子加速過程に関して，特に近年進展の著しい電子加速についての最新の知見を交えながら概観する．

Keywords:

collisionless shock, wave-particle interaction, multi-scale physics, micro-instability, plasma heating, particle acceleration, injection, numerical simulation

2.3.1 はじめに

プラズマ中に無衝突衝撃波が存在する可能性は1948年に初めて指摘され[1]，その後地球バウショックの in-situ 観測によって自然界での存在が確認された[2, 3]．今から半世紀以上も前のことである．その後今日まで，無衝突衝撃波の研究が連綿と続いてきている理由は多数あると思うが，あえて一言でいうと，そのエネルギー変換（散逸）機構の複雑さと，そこに含まれる普遍的物理の重要性にあるように思う．具体的には，遷移層が非平衡プラズマのさまざまな非線形緩和過程の宝庫であること，流体～イオン～電子の各スケールにまたがって発現する多スケール物理が系を支配していること，宇宙・天体物理学の最重要課題の一つとされる宇宙線の起源に深く関わっていると考えられていること，などである．すべてのカギを握るのが，無衝突のプラズマ過程，すなわち粒子同士の衝突を介さない，電磁場（波動）と荷電粒子の相互作用である．

図1は，無衝突衝撃波の基本的なジオメトリを表したものである．本節で対象とするいわゆる fast mode shock では，磁場はプラズマとともに圧縮されて下流で強くなる．

衝撃波面法線ベクトルと上流磁場ベクトル \mathbf{B}_1 のなす角 θ_{Bn} を衝撃波角と呼ぶ．観測者系では一般に， $\theta_{Bn} \neq 0$ である．この場合，プラズマは基本的に磁場に巻きついて（凍結して）流れるので，流れのベクトル \mathbf{U}_1 と磁場ベクトル \mathbf{B}_1 のベクトル積で定義される対流電場 \mathbf{E}_1 を伴う．後述のように，対流電場は遷移層でのエネルギー散逸や粒子加速

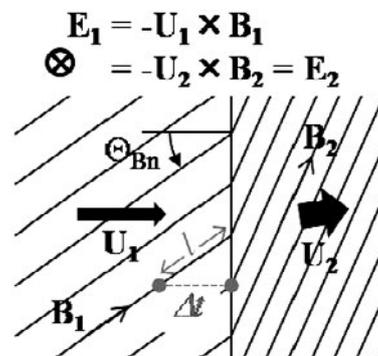


図1 無衝突衝撃波のジオメトリ．

に重要な寄与をする。

定常磁気流体衝撃波のジャンプ条件は、上流のマッハ数とプラズマベータ値（プラズマと磁場の圧力比）、衝撃波角の3つのパラメータによって完全に決定される。しかしながらこれで決まるのは、あくまで遷移層から十分離れた上流および下流のマクロな物理量の関係である。遷移層での散逸は、マッハ数が小さい間は電気抵抗だけで十分賄われるが、マッハ数の上昇に伴って遷移層構造が急峻化すると、粘性効果による散逸が重要になる。ミクロな視点で見ると、この時遷移層では、慣性の異なる電子とイオンが磁場構造の変化に対して異なるスケールで応答するため、ポテンシャルが形成されている。ポテンシャルはマッハ数とともに上昇し、いわゆる Alfvén マッハ数がたかだか3程度を超えるだけで、これを超えられずに衝撃波面で反射されるイオンが少なからず生成されるようになる。この状態は超臨界と呼ばれ、衝撃波の散逸過程を議論する際に、反射イオンの効果を陽に考慮する必要が出てくる。地球バウショックはほぼ常に超臨界だし、銀河宇宙線の最有力の加速源と考えられている超新星残骸衝撃波も当然超臨界衝撃波である。

本節では、複雑な超臨界衝撃波の遷移層構造とそれを支えるプラズマのダイナミクス、またその原因にも結果にもなる局所的なプラズマと電磁場（波動）の相互作用について、具体的な例（主に $\theta_{Bn} > 45^\circ$ の準垂直衝撃波）を挙げながら解説する。

2.3.2 超臨界衝撃波の基本構造

2.3.2.1 反射イオンとリフォーメーション

反射イオンの存在は、衝撃波の遷移層構造を理解する上で決定的に重要になる。話を単純化するため、準垂直衝撃波を例に、まずはイオンスケールの遷移層構造を見てみよう。反射イオンは上流磁場を感じて旋回運動しながら、対流によって再び衝撃波に押し戻される（図2 (d) (e)）。旋回運動をしている間、イオンは上流プラズマが運ぶ対流電場（ y 方向）によって加速され、最初に衝撃波面に到達したときには超えられなかったポテンシャルを超えて下流に透過する。この反射イオンの挙動を反映した遷移層のプラズマ密度分布は図2 (a) のようになる（fast mode shock では磁場強度と密度は正相関である）。反射イオンが上流にせり出して密度が少し高くなっている領域をフット、メインの衝撃波面をランプという。ランプで急減速されるイオンのうち、入射時の法線方向の運動エネルギーがポテンシャルエネルギーより小さいものが反射されるが、反射イオンはその法線方向速度を反転する間ランプ直後に長時間滞在することになるため、オーバーシュートが形成される。さらに、反射後に還流して下流に透過できた反射イオンは、もともとの透過イオンに比べてエネルギーが高いため、より大きな磁場旋回運動を行う。この旋回運動に対応して下流で密度の周期的変動が見られ、その極大点と極小点がやはりオーバーシュートとアンダーシュートとして観測される。

ここで、イオンの反射率が高くなると、興味深い現象が

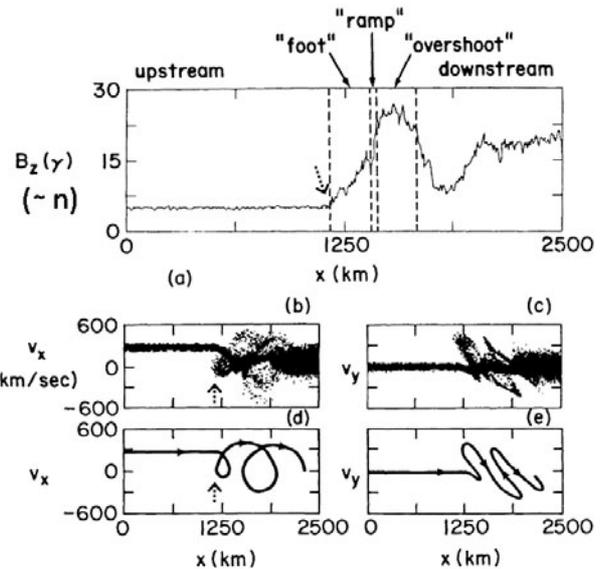


図2 1次元ハイブリッドシミュレーションで再現された超臨界衝撃波のイオンスケール構造。(a)磁場構造、(b)(c)イオンの位相空間分布、(d)(e)反射イオンの軌道。文献[4]より転載（破線矢印は筆者）。

見られる。反射イオンが磁場旋回運動を行う際、上流側で法線方向の速度が反転する位置に密度と磁場強度の極大点が見られる。上流からの入射イオンはここで強い磁場を感じて減速するのでさらに密度が上がり磁場も強くなる、というフィードバック効果が働いて、やがてこの位置（図2の破線矢印）に新たな衝撃波面が形成される。新たにできた衝撃波面で新たにイオンが反射され、その磁場旋回運動に伴って衝撃波面が再形成される、ということがほぼ周期的に起こる。この現象は衝撃波のセルフ・リフォーメーションと呼ばれ、上流プラズマが完全に定常であっても衝撃波面の非定常性が自発的に発現する機構として注目されている。リフォーメーションは80年代に粒子シミュレーションによって発見された現象で[5]、観測的実証をめざした取り組みが2000年代に本格化してそれなりの状況証拠がそろってきている[6]。しかしながら最近の知見では、多次元性を考慮すると競合する別の構造（リップル）との区別がつきづらいことも明らかになってきて、最終決着は持ち越されている。

2.3.2.2 遷移層のマルチスケール構造とプラズマ加熱

リフォーメーションの1周期内に起こる現象に着目してみるとさらに面白い。フット領域は、入射イオン、電子、反射イオンからなる多流体系とみなすことができる。反射イオンが作る法線方向電流を電子の減速によって打ち消すため、電子と反射イオン、電子と入射イオンの間に、それぞれ有限の速度差が生じる。これらの速度差を源として、さまざまなプラズマの微視的不安定性が励起される。不安定性はイオンの磁場旋回運動よりも時間的・空間的に小さいスケールで起こるため、実質的にイオンは磁化していないとみなせる。さまざまな不安定性のチャンネルがあり、上流のパラメータに依存して支配的な不安定性が変わる。無衝突衝撃波遷移層で起こり得る微視的不安定性については、80年代までに線形解析による調査がほぼ終わっている

[4]. しかしながら、不安定性の非線形発展が、遷移層でのエネルギー散逸や粒子加速にどのように寄与するかについて詳細な議論ができるようになってきたのは、高精度の粒子シミュレーションが可能になった2000年頃以降の話である。この時期に、それまであまり理解の進んでいなかった、遷移層での電子のダイナミクスや、電子スケールを含めた遷移層全体の多スケール物理の理解が進んだ。

一例として、太陽圏で通常観測される、Alfvén マッハ数10前後の衝撃波の場合について具体的に見てみよう。この場合、電子サイクロトロンドリフト不安定性 (ECDI) や変形2流体不安定性 (MTSI) がフット領域で励起されることが知られている[7]。ECDIは、電子静止系で見たときに、磁力線を横切る反射イオンビームが電子サイクロトロン高調波 (Bernstein 波) を励起するもので、波動の伝搬方向は磁力線垂直方向である。静電的な不安定性で、磁力線垂直方向の電子加熱に寄与する。MTSIは、同じく電子系で見た磁力線を横切るイオンビームが斜め伝搬の whistler 波を励起するもので、入射イオンビームと反射イオンビームの両方に起因するものがある。静電的性質と電磁的性質を併せ持つ不安定性で、主に磁力線平行方向の電子加熱に寄与する。励起される斜め伝搬 whistler 波の周波数は電子サイクロトロン周波数よりも低く、しばしば低域混成周波数のオーダーになる。そのため、波動が大振幅に至るとイオンの熱化にも少なからず寄与するようになる。反射イオンの磁場旋回運動よりも十分短い時間スケールでイオンの熱化が進むと、リフォーメーションが抑制されることが数値シミュレーションで確認されている[8]。

以上はフット領域の構造であるが、ランプ~オーバーシュートを含めるとさらに多様な構造が見られる。反射イオンは対流電場によって磁力線垂直方向のエネルギーを獲

得するため遷移層で温度非等方となり、これによって励起される波動は衝撃波面を波打たせるリップル構造 (図3のy方向の構造) として観測される。典型的なリップルの波長はイオン慣性長の数倍程度とされているが、遷移層では同様のスケールで背景のプラズマ密度や磁場が変化するため、いわゆる局所近似が使えない。そのため解析が困難で、リップルの成因はまだ完全に理解されていない。電子スケールに目を向けると、電子の温度異方性に起因する不安定性や、ランプを流れる電流起源の不安定性などが、衝撃波面接線方向のマイクロ構造に寄与する。そしてさらに、これらと前述のフット領域の構造が複雑に結合しあう。実際の衝撃波遷移層がいかに難解であるかが想像できよう。

2.3.3 遷移層における粒子加速と衝撃波構造

2.3.3.1 衝撃波 Fermi 加速の注入問題と粒子反射

前節で、反射イオンが超臨界衝撃波の構造に重要な役割を果たしていることを見てきた。衝撃波で荷電粒子が反射されるという現象は無衝突プラズマならではの現象だが、実はこれが衝撃波における宇宙線加速の謎を解くカギになっていると考えられている。無衝突衝撃波を介した粒子加速モデルとして最も有名なものは、衝撃波 Fermi 加速であろう。荷電粒子が衝撃波近傍の散乱体 (磁気流体波動) によって散乱されつつ、衝撃波を横切って往復するたびにエネルギーを得るというものである。荷電粒子を質点、散乱体を上流および下流プラズマによって運ばれる壁とみなすと、衝撃波近傍に停滞している質点は近づきつつある壁と壁の間で反射を繰り返しながら加速されることが理解できよう。詳しい解析により、この機構に基づく被加速粒子のエネルギースペクトルが、観測で得られる宇宙線のべき型スペクトルをよく説明することが知られている[10]。ところが、上の話はあくまで、衝撃波近傍に長時間停滞する間に、これを横切って何度も往復できるような荷電粒子の存在を仮定した場合の話であって、そのような粒子が都合よく存在している保証は実はない。衝撃波から十分離れた位置ではプラズマは熱平衡 (に近い) 状態にあると考えるのが自然であるが、そのようなプラズマが基本的に上流から下流に向かって流れ去る中で、ある程度の粒子は背景プラズマとは大きく異なる運動をしている必要があるのだ。そうした粒子は熱平衡分布から明らかに外れた成分であろう。この‘非熱的’粒子をどのようにして作るかについて、未だ定説はなく、衝撃波 Fermi 加速の最大のハードル、注入問題と呼ばれている。すでにおわかりのように、注入のための必須条件として、衝撃波面 (あるいは下流) から、上流に向けて背景プラズマに抗して逆流する粒子が存在する必要がある。つまり、反射粒子の存在はこの条件を満たすのである。反射粒子が存在できたとして、これが周囲の電磁場の影響で非熱的エネルギーにまで加速されるには、さらに具体的なシナリオが必要だが、少なくとも前述のように、超臨界衝撃波で常に反射イオンが存在することは確かである。このためイオンの注入問題については、(まだ完全には理解されていないものの) 最低限の条件はクリアしているようだ。しかしながら電子については少々厄介であ

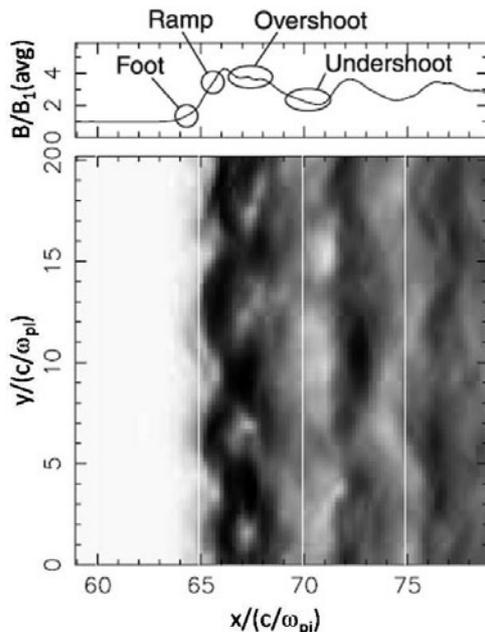


図3 2次元ハイブリッドシミュレーションで再現された超臨界衝撃波のイオンスケール構造。(上)y方向に平均化した磁場構造、(下)磁場強度の2次元空間構造。文献[9]より転載。

る。衝撃波面のポテンシャルは、イオンを反射させるが、電子に対しては反射を妨げる向きに作用するからである。

2.3.3.2 高マッハ数衝撃波での電子反射

まずはじめに、十分マッハ数の大きい準垂直衝撃波に対して、電子注入過程の具体的なモデルが提示された。マッハ数が100を超える超新星残骸衝撃波のような場合には、フットで大振幅の Buneman 不安定性（静電的不安定性で、この場合、反射イオンと入射電子間の速度差により、電子静止系で高域混成波が励起される）が励起されることが知られている。この不安定性によって作られるポテンシャルはかなり安定で、空間的には準平面的な構造を持つ（図4下）。電子の一部がこれに捕捉されるが、被捕捉電子のバウンス周期が磁場旋回周期よりも短いのが特徴で（図4上）、そのためこれらの電子は実質的に磁場の影響を受けない。背景プラズマが運ぶ対流電場 (E_y) は平面的なポテンシャル構造に沿う方向を向いているため、捕捉された非磁化電子はこれによってほぼ DC 的に加速され、短時間のうちに局所的に非熱的電子が作られる。加速は対流電場に反平行、すなわち磁場に垂直方向である。垂直方向にエネルギーを得た電子は大きなピッチ角を持つので、衝撃波磁場によって簡単にミラー反射（後述）される。このシナリオでは、波動を介した加速と衝撃波の構造的磁場によるミラー反射がセットになっている [12]。一方、マッハ数が10程度の衝撃波では、先述の ECDI や MTSI が Buneman 不安定性に取って代わる。これらの不安定性では被捕捉電子が磁化してしまうため、対流電場は加速に効きにくい。このことは一見、超新星残骸の観測では非熱的電子によるシンクロトロン放射がしばしば見られるのに対して、地球バウショックの in-situ 観測では顕著な電子加速がほとんど見られない、という観測事実と整合しているようでもある。

2.3.3.3 低マッハ数衝撃波での電子反射

ところが近年、太陽圏終端衝撃波 [13] や銀河団 merger 衝撃波 [14] など、かなりマッハ数の低い衝撃波での電子加速の観測例が相次いで報告されている。特に後者（図5）は、衝撃波上流にあたる intra-cluster medium の温度が a few ~ 10 keV にもおよぶ高ベータの衝撃波であると考えられている。このため、衝撃波のいわゆる fast mode マッハ

数は $M_1 \ll 10$ となり、かなり弱い衝撃波ということになる。一般に、衝撃波における粒子加速効率はマッハ数とともに上昇すると考えられており、これまで低マッハ数衝撃波が加速器として注目されることはほとんどなかった。ところが、実はこのような低マッハ数かつ高ベータの衝撃波では、古典的な機構で非常に効率よく相対論的な反射電子が生成されることがわかり、最近注目を集めている。我々はこれを相対論的衝撃波ドリフト加速と呼んでいる。

荷電粒子の基本的振る舞いとして、磁気ミラー運動がある。磁力線沿いにらせん運動している荷電粒子が、磁場の強い領域にさしかかると反射される現象だ。上流から下流にかけて磁場が上昇する衝撃波は、典型的な磁気ミラーである。しかも衝撃波の場合、反射によって粒子は加速される。上流の電子は、プラズマの流れとともに磁力線に巻きついた状態で衝撃波に入射する（図1の●）。時刻 t で上流にいる電子が時刻 $t + \Delta t$ で反射されるとすると、この間電子からみて、衝撃波は磁力線沿いに $l = U_1 \Delta t / \cos \theta_{Bn}$ だけ移動してきたことになる。つまり電子が感じる実効的な衝撃波速度は $-U_1 / \cos \theta_{Bn}$ となる。この速度は θ_{Bn} が90度に近くなるほど大きくなり、反射後の電子の速度もそれに応じて大きくなる。実はこれは、衝撃波面そのものによる Fermi 加速にほかならない（ドリフト加速の名は、加速を受ける間電子が遷移層で対流電場に反平行方向にドリフトすることに由来している）。反射が起こるかどうかは、観測者系での個々の電子のエネルギーとピッチ角で決まるが、総じてマッハ数や θ_{Bn} が大きくなると反射率は低くなる。地球バウショックでも同様の過程で電子反射が起こっているが、反射電子のフラックスはエネルギーが高くなると急激に減少するため、効率的な注入源にはなっていないようである。先の超新星残骸衝撃波では、マッハ数が高いので本来反射しにくいはずであるが、Buneman 不安定性によってあらかじめピッチ角の大きい非熱的電子を作っておくことで、反射率を高めることができています。

この機構を上述の銀河団 merger 衝撃波に適用してみる。この系の特徴は、低マッハ数かつ高温の上流プラズマにある。マッハ数が低いことで反射率を高く保つことができ、高温のため θ_{Bn} がかなり大きくてもそれなりの量の電子を反射することができるのである。 θ_{Bn} が90°に近づいて、電子からみた実効的な衝撃波速度が光速近くなる極限的な場合 ($-U_1 / \cos \theta_{Bn} \sim -c$) を考えると、反射電子のエネル

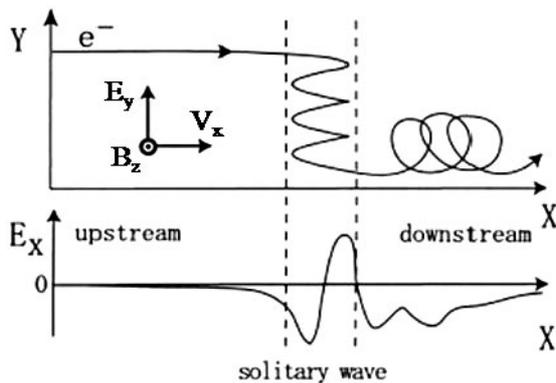


図4 高マッハ数衝撃波遷移層における Buneman 不安定性に伴う電子加速。文献[11]より転載。

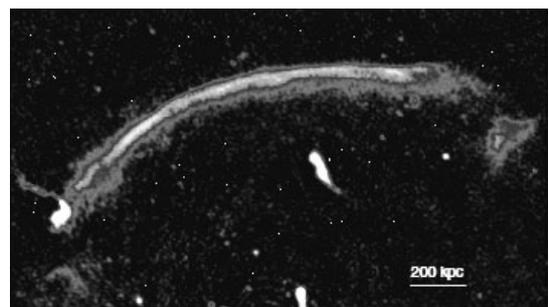


図5 銀河団 CIZA J2242.8+5301 からの電波放射。放射源は衝撃波で加速された相対論的電子と考えられている。文献[14]より転載。

ギーは相対論的になる。このような極限的な場合に有意な量の反射電子が存在できるための条件は、詳しい解析により $\eta = (B_1/B_{0s})^{1/2} / (v_{te}/c) \sim O(1)$ と見積もられる[15]。 B_1/B_{0s} は上流磁場とオーバーシュート磁場の強度比で、典型的に1/5~1/6程度と見積もられる。10 keVの電子の熱速度は $v_{te}/c \sim 0.14$ であるので、 $\eta \sim 3$ となる。太陽風や星間空間では $v_{te}/c \ll 1$ なので $\eta \gg 1$ となり、適用外である。

2.3.3.4 相対論的衝撃波ドリフト加速と電子注入

図6は、低マッハ数高ベータ準垂直衝撃波の1次元粒子シミュレーションの結果である[15]。衝撃波面で反射された電子が、相対論的な運動量を持って上流に逆流しているのがわかる(図6上)。反射電子は上流プラズマに対して相対論的な相対速度をもつため、波動を励起する。自己励起した波動によって散乱された反射電子が再び衝撃波に向かって戻っていく様子が、別途行われたシミュレーションによって再現されている(図6下)。衝撃波遷移層で初期加速、反射された電子が、上流で自己励起した波動によって散乱され、再び衝撃波に戻ってくる。一連の過程は衝撃波における電子注入過程の初期段階を再現していると考えてよさそうだ。以上は1次元シミュレーションの結果で、反射電子を生成する部分の計算と、その後反射電子が波動を自己励起して散乱される部分の計算は、別途行われている。別のグループによる多次元計算で、あるパラメータ域では上記の過程が自己無撞着に再現されている[16]。ただし一般には、多次元にするとリップル構造の影響が出てくるため、上のシナリオを修正する必要があることも指摘されており、今後の研究の進展が待たれる。

2.3.4 まとめと今後の展望

本節では、超臨界衝撃波の遷移層構造とそれに付随した局所的なプラズマ加熱、非熱的電子の生成過程について、準垂直衝撃波を具体例として、最新の知見を交えつつ概観した。衝撃波遷移層で展開される物理過程はかくも多様で複雑である。散逸した上流の流れのエネルギーが、下流の熱エネルギーだけでなく、様々な波動や非熱的粒子にも分配されることが無衝突衝撃波の特徴であり、すべてを包括的に捉えながら個々の過程の理解を深めていく必要がある。

後半部分で注目した電子注入過程については、いかにして対流電場から効率的にエネルギーを得るかがカギといえよう。ここでは衝撃波ドリフト加速が有力であることを見てきたが、注入効率の定量的評価は今後の課題である。地球パウショックの観測では、衝撃波ドリフト加速による高エネルギー電子の加速効率が、平面衝撃波での断熱過程を仮定した理論の見積りを大きく下回ることが知られている。不安定波動による遷移層の微細構造が、加速効率に影響している可能性がある。最近ではまた、遷移層の乱流場の中で起こる磁気リコネクションが加速に効くという報告もなされている[17]。いずれのモデルも、検証はこれからというべき段階にあり、今後新たなモデルも含めて広い視点からの研究が継続されるべきであろう。

話をできるだけ単純化するため、ここでは電子および単一のイオン成分から成るプラズマを念頭に議論したが、多イオン種の効果も興味深い。2004年と2007年にボイジャー探査機によってin-situ観測が行われた太陽圏終端衝撃波では、ピックアップイオンと呼ばれる星間物質起源のイオン種が、衝撃波構造を含め、散逸過程を劇的に変化させていることがわかっている。ピックアップイオンは太陽風プラズマに対して非熱的であるため、これを非熱的成分による衝撃波構造の変性と解することができる。同様に、流体スケールで見た時の衝撃波構造は、宇宙線成分による変性を受けると考えられている。これらのことは、無衝突衝撃波の構造と高エネルギー粒子の生成が本質的に不可分の関係にあることを示唆している。無衝突衝撃波が高エネルギー粒子の生成を前提として存在するものであるとすると、いわゆるテスト粒子的なアプローチには注意が必要である。

最後に、実験室宇宙物理による無衝突衝撃波の研究についてコメントしておこう。衝撃波の散逸機構を紐解くためには、系の大域的構造をとらえつつ、遷移層近傍のきわめて複雑な非平衡プラズマを高解像度でとらえることが重要である。例えば超新星残骸衝撃波などの遠方天体のリモートセンシングでは、時間分解能と空間分解能は基本的に分離しているが、実験ではわずか 10^{1-2} ns で計測対象領域を衝撃波が通過してしまうため、計測器の時間分解能が空間分解能を決めてしまうという難しさがある。また現在、世界の大型レーザー実験で、遷移層の局所的なプラズマ諸量の計測に主として用いられているのが協同トムソン散乱計測であるが、非平衡プラズマを想定した散乱理論の整備は十分になされていない。宇宙・天体プラズマ物理学の基盤研究ツールとして実験室宇宙物理を発展、定着させていく

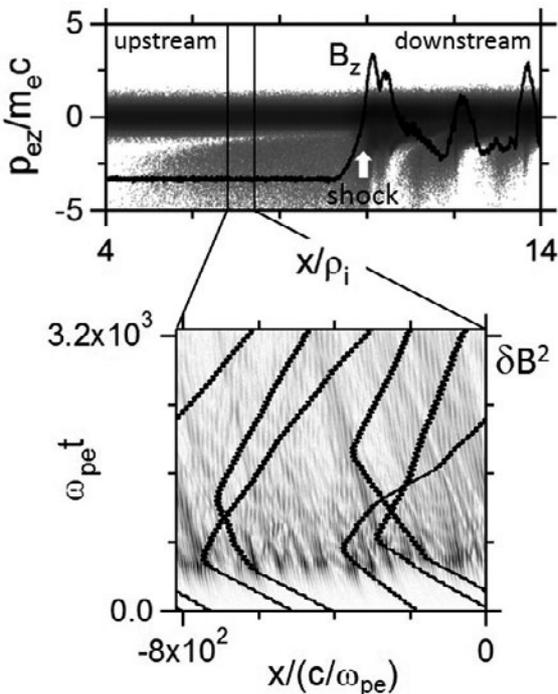


図6 低マッハ数高ベータ衝撃波による電子加速の粒子シミュレーション。(上)電子の位相空間分布と磁場波形、(下)反射電子による上流での波動励起と電子散乱。

ためには、計測面での技術的、理論的な革新についても真剣に取り組む必要がある。

参考文献

- [1] R. Courant and K.O. Fredrichs, *Supersonic flow and shock waves* (Interscience, New York, 1948).
- [2] C.P. Sonett and I. J. Abrams, *J. Geophys. Res.* **68**, 1233 (1963).
- [3] N.F. Ness *et al.*, *J. Geophys. Res.* **69**, 3531 (1964).
- [4] C.S. Wu *et al.*, *Space Sci. Rev.* **37**, 63 (1984).
- [5] B. Lembege and J. M. Dawson, *Phys. Fluids* **30**, 1767 (1987).
- [6] V.V. Lobzin *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **34**, L05107 (2007).
- [7] S. Matsukiyo and M. Scholer, *J. Geophys. Res.* **111**, A06104 (2006).
- [8] M. Scholer and S. Matsukiyo, *Ann. Geophys.* **22**, 2345 (2004).
- [9] D. Burgess, *ApJ* **653**, 316 (2006).
- [10] A.R. Bell, *MNRAS* **182**, 147 (1978).
- [11] M. Hoshino, *Prog. Theo. Phys. Suppl.* **143**, 149 (2001).
- [12] T. Amano and M. Hoshino, *ApJ* **661**, 190 (2007).
- [13] R.B. Decker *et al.*, *Nature* **454**, 67 (2008).
- [14] R.J. van Weeren *et al.*, *Science* **330**, 347 (2010).
- [15] S. Matsukiyo *et al.*, *ApJ* **742**, 47 (2011).
- [16] X. Guo *et al.*, *ApJ* **794**, 153 (2014).
- [17] Y. Matsumoto *et al.*, *Science* **347**, 974 (2015).

小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

3. 高出力レーザーを用いた無衝突衝撃波と磁場生成・増幅実験

3. Experiments on Collisionless Shock and Magnetic Field Generation/Amplification using High-Power Laser Systems

3.1 レーザー生成プラズマにおける磁場生成・増幅実験

3.1 Magnetic Field Generation and Amplification in Laser Produced Plasmas

蔵満 康浩

KURAMITSU Yasuhiro

國立中央大學物理學系

(原稿受付：2015年12月15日)

宇宙空間における磁場は無衝突衝撃波の生成や高エネルギー粒子・宇宙線の加速に本質的な役割を果たしている。しかし、そもそもなぜ宇宙のいたるところに磁場が存在するのか、どのように最初の磁場が作られ、それがどのように現在観測される値にまで増幅されるかは、宇宙物理における未解決の大問題である。近年のレーザー技術の進歩により、直接観測することが難しい宇宙の現象を実験的に検証することが可能になってきている。本節では近年我々が取り組んでいるレーザーを用いた宇宙の磁場に関する実験的研究の中から、磁場の起源、磁場が存在しない状態から有限の磁場を生成する実験、および、宇宙線の加速に必要なと考えられている磁場の増幅に関する近年の成果と今後の展開を俯瞰する。

Keywords:

magnetic field, collisionless shock, cosmic ray, instability, turbulence, laboratory astrophysics

3.1.1 はじめに

本小特集第2章にあるように、宇宙空間は磁場とプラズマに満たされており、これらの相互作用が様々な現象を引き起こす。無衝突衝撃波とそれに伴う粒子加速もその一つであり、特に無衝突衝撃波を介した Fermi 加速、いわゆる Diffusive shock acceleration (DSA) は宇宙線の起源の有力候補と考えられている。DSA では、プラズマの粒子が磁場で繰り返し散乱されることで加速されるため、磁場の存在が不可欠な要素となっている。我々が住む地球や、最も身近な恒星である太陽も星内部のダイナモによる磁場をもっており、恒星の集合である銀河や、その銀河の集合である銀河団なども、その構成要素の運動に伴うダイナモ効果による磁場を有している。さらには天体の存在しないボイドと呼ばれる領域にも磁場が存在することが知られている。磁場が存在しない状態から、どのように最初の種磁場をつくり、それをどのように現在観測される値まで増幅するかは、宇宙物理における未解決の重要な問題である。

このような「歴史的な」問題は一般に物理には現れないが、天文や地球物理ではしばしば「なぜこうなったか」という歴史が大きな問題になる。宇宙の進化や地球の磁場がその良い例で、なぜ現在のような宇宙になったか、どのよ

うに我々の住む惑星が形作られたかは、天文や惑星科学でも重要なテーマになっている。これらの問題に答えるためには、限られた痕跡を観測的に探るか、理論モデルを数値的に検証する方法がとられる。これらに加え、近年のレーザー技術の進歩により、直接観測できない宇宙の現象を、相似則を用いて実験室内で模擬し、実験的に検証することが可能になってきている。太陽・地球近傍の宇宙空間プラズマでは人工衛星を用いたその場観測により、プラズマや磁場の詳細な情報が得られるが、現象のどこを見ているのかは、ローカルな物理量の変化から類推するしかない。

一方、直接アクセスできない天体現象からはローカルな物理量は得られないが、望遠鏡などを用いた撮像によりグローバルな現象の描像を得ることができる。宇宙ではグローバルな物理量とローカルな物理量は同時に得られないが、レーザーを用いた実験室宇宙物理ではこれらを同時に計測することができる。

天体現象の撮像と同様に、実験室ではレーザー生成プラズマからの発光を捉えることで衝撃波の構造を受動的に撮像することが可能である。さらに、外部からのプローブ（可視光、X線、粒子線等）を用いてプラズマの密度分布や電磁場の分布を能動的に捉えることも可能である。これらプ

Department of Physics, National Central University, Jung-Li 32001 Taiwan

author's e-mail: yasu@ncu.edu.tw

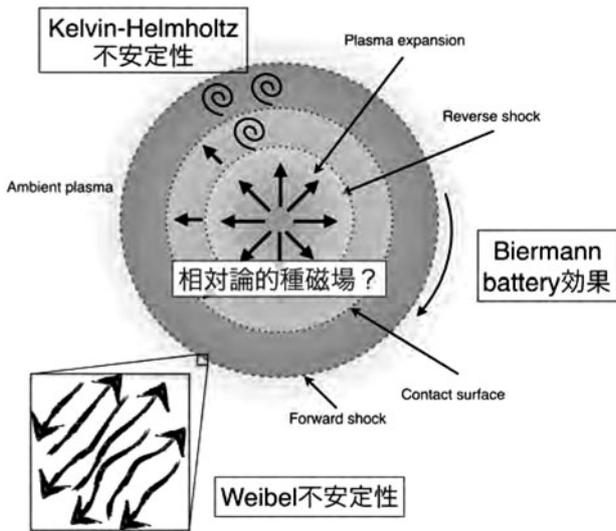


図1 宇宙における磁場の起源の模式図.

ラズマのマクロな構造に加え、磁気プローブやトムソン散乱計測を用いることで、磁場やプラズマのローカルな物理量も同時に得ることができる。これらは実験室宇宙物理のユニークで強力な特徴であり、我々はこれまで無衝突衝撃波を始め様々な問題を実験的に研究してきた（本小特集1, 3, および4章）。ここでは、近年我々が特に注目している宇宙の磁場に関する実験について紹介する。

3.1.2 磁場生成実験

A. 磁場生成の理論的背景

宇宙の磁場生成には幾つかのモデルがあるが、観測的にそれを実証することは極めて難しい。実験室宇宙物理では、このように直接観測的に実証できない宇宙の現象を、実験室で模擬することを目的としている。図1は超新星爆発のように、雰囲気プラズマ中でのプラズマの爆発的な膨張と、それに伴うであろう磁場の生成を模式的に示している。膨張するプラズマと雰囲気プラズマの相互作用によ

り、フォワード衝撃波とリバース衝撃波がそれぞれのプラズマ中に励起され、これらのプラズマをコンタクト面が隔てている。Biermann効果は、熱的なバロクリニック効果で、温度の勾配と密度の勾配がずれている場合に($\nabla T \times \nabla n \neq 0$)磁場が生成される磁気流体(MHD)的效果で、特に衝撃波面で有効だと考えられている。

磁場が存在しない系では、膨張するプラズマと雰囲気プラズマが対向流を形成し、Weibel不安定性により磁場フィラメントが励起される。不安定性の初期段階では、電子スケールの細かいフィラメントが形成されるが、フィラメントの統合により徐々に大きなフィラメントが形成され、イオンを捕捉できるくらいまで成長すると、プラズマの流れが散乱され衝撃波が形成される[1]。Weibel不安定性は、対向流系のような速度空間に異方性がある場合に有効で、運動論的な効果である。

また、広く知られているように2つの流体が接しており、そこに速度シアアがある場合は、Kelvin-Helmholtz不安定性が励起される。図1中のコンタクト面においても、速度シアアがある場合はKelvin-Helmholtz不安定性が成長しうる。近年の数値計算によると、Kelvin-Helmholtz不安定性に伴う電子の運動論的な効果で、磁場の無い状態から有限の磁場を生成されることが示唆されている[2]。この電子スケールの磁場がイオンのスケールを超えてグローバルなスケールまで成長しうるかは、今後の研究の展開を待たねばならない。

Kelvin-Helmholtz不安定性により磁場が生成されれば、衝撃波下流域全体にわたって磁場が存在することになり、Biermann効果やWeibel不安定性よりもより大きなスケールで磁場を生成することが可能である。さらに広い範囲に磁場を生成する可能性があるのが、相対論的なバロクリニック効果による種磁場生成である[3]。Biermann battery効果は熱的なバロクリニック効果で、密度と温度勾配にずれがある熱力学的な非平衡状態が磁場のソースになっているが、相対論的なバロクリニック効果では、プラズマ

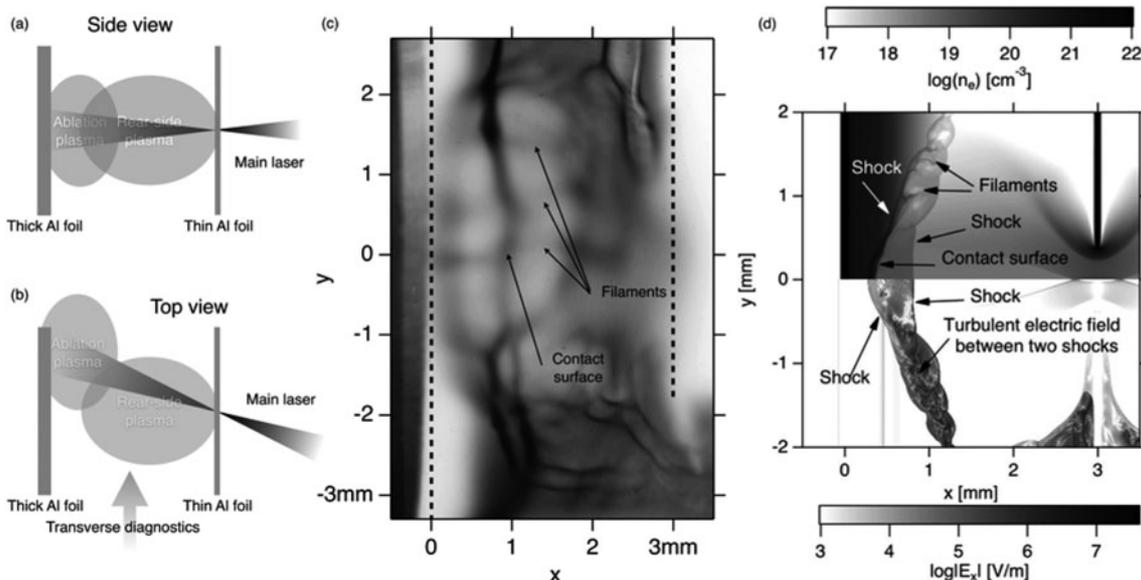


図2 二つの衝撃波の下流域を分けるコンタクト面に励起される Kelvin-Helmholtz 不安定性.

のローレンツ因子と熱力学量の勾配にずれがある場合に磁場生成され、熱力学的に準平衡な状態でも磁場を生成することができる。相対論的なプラズマの広がりがあれば、どこでも磁場を生成することが可能である。

B. 著者らがこれまで行ってきた実験結果

我々はこれまで衝撃波に伴う Biermann battery 効果による磁場生成実験を行った[4]。磁場が存在しない状態で、固体ターゲットを高出力レーザーで照射し、爆発的に膨張するプラズマを生成する。雰囲気媒質が存在する場合は衝撃波が生成される。計測はプローブレザーを用いた干渉計による衝撃波のイメージング、ストリークカメラを用いた衝撃波の伝搬の時間発展、磁気プローブを用いたローカルな磁場計測を行った。このような衝撃波などのプラズマのグローバルな構造と、ローカルな磁場の同時計測は、宇宙空間プラズマや天体プラズマでは不可能であり、実験室宇宙物理の大きな強みである。実験結果は磁場の無い状態でも、衝撃波があれば Biermann battery 効果により種磁場が生成されることを示している[4]。

Kelvin-Helmholtz 不安定性による磁場生成の一つの直接的な検証方法として、レーザーを用いた実験が行われている。図2は、フランスのLULIで行われた実験の(a)側面からの概念図、(b)上からの概念図、(c)プロトンビームを用いた電磁場のイメージ、(d)流体シミュレーションの結果を示している。プロトンのエネルギーは数MeVで、実験で生成される程度のプラズマの密度では、数メートルの平均自由行程を持つ。プロトンのイメージの濃淡は、プロトンの軌道がプラズマの電磁場構造で曲げられたことを示している。実験の詳細は[5]を参照してほしいが、レーザーを用いて高速の対向流を作り、その相互作用により2つの衝撃波を励起し、図1の一部を実験的に再現している。実験では1ビームのレーザーにより平行平板を照射し対向流を生成している[図2(a),(b)]。このため、左右のプラズマは速度や広がりにおいて非対称であり、コンタクト面に速度シアが存在する。このシアが Kelvin-Helmholtz 不安定性を励起し下流域に渦を生成する。これらは輻射流体コードと流体コードを組み合わせると数値的にも再現されている[図2(d)]。数値計算では、渦による圧力勾配と電場の準平衡状態を仮定することで、電場を見積もることができ、下流全域にわたって乱流的な電場が励起されることが示唆されている[図2(d)下]。プロトンのイメージに見られる横方向の擾乱は、Kelvin-Helmholtz 不安定性に起因する乱流電場によると考えられる[5]。

C. 著者らがこれから行おうとする実験計画

Weibel 不安定性を介した衝撃波生成は、世界最大のレーザーである米国国立点火施設(Natinal Ignition Facility : NIF)で検証が進められている。詳細は本小特集3.3章にあるが、NIF 実験では Weibel 不安定性を介した無衝突衝撃波の生成に焦点が当てられている。宇宙磁場の起源としては、磁場が励起される領域が比較的狭い衝撃波の遷移層に限られるという問題が残される。

衝撃波は超音速の上流の運動エネルギーを亜音速の下流の熱エネルギーに変換するマクロな構造で、一般のプラズ

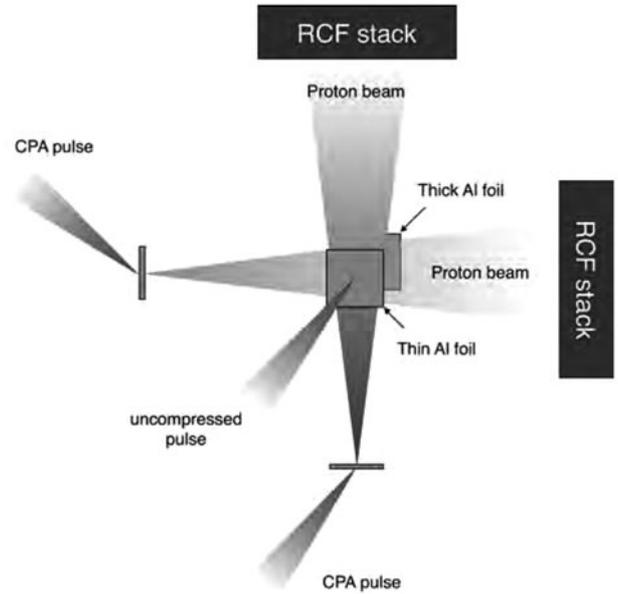


図3 電磁場の分離実験の模式図。複数のプロトンビームを用いることで電場と磁場を分離し、Kelvin-Helmholtz 不安定性にともなう磁場生成を実験的に検証する。

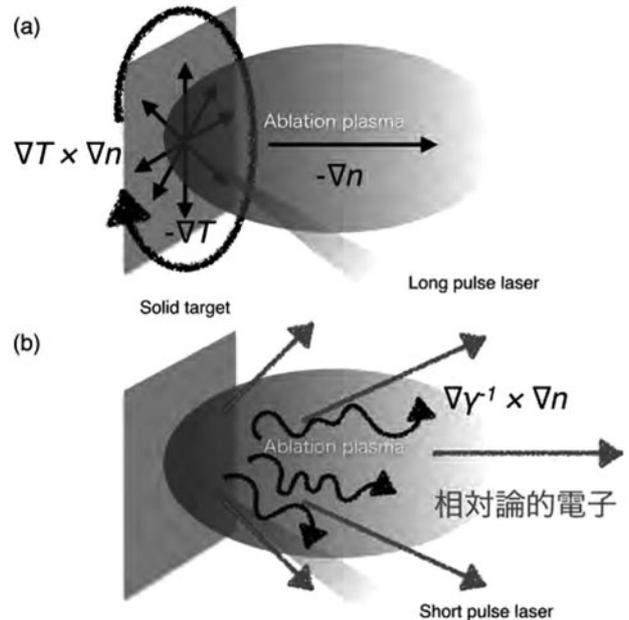


図4 (a)非相対論的なレーザーによる磁場生成と(b)相対論的なレーザーによる磁場生成の概念図。

マではクーロン衝突が無視できるため、プラズマ中の電磁場がこの変換を担っている。外部磁場が存在しない場合には、静電衝撃波[6]と Weibel 不安定性を介した衝撃波が励起されるが、数値計算による見積りによると Weibel 不安定性を介した衝撃波を励起するには NIF クラスのレーザーが必要になると考えられている[1]。このため、先に述べた Kelvin-Helmholtz 不安定性についての実験では、プロトンのイメージを解釈するために、電場を仮定したが、Kelvin-Helmholtz 不安定性により磁場が生成される可能性も残されている[2]。実験的に電磁場の分離を検証するためには、複数のプロトンビームを用いる必要がある。単純な静電場構造なら、静電場と直交する方向からプロトンを入射

しても得られるイメージに変化はない。しかし、磁場構造が存在する場合には、磁場に垂直に一つのビームを入射した場合と、例えばそれに180度の方向から入射した場合は、 $\vec{v} \times \vec{B}$ により粒子軌道のずれは逆になる。

現在、我々は台湾の国立中央大学（NCU）で稼働中の100 TW レーザー施設を用いた電磁場の分離実験を計画している。NCU 100 TW レーザーは3本のエネルギーと波長の異なるビームライン、ビームラインあたり2つの独立な短パルス、さらに4つのターゲットチャンバーを有しており、複数のプロトンビームを生成することもできる[7]。

図3は実験の概念図を示している。1本もしくは2本の非圧縮ビームで対向流プラズマを生成し、2本の短パルスで2方向からのプロトンを用いた電磁場のイメージングを行う。ディテクターは radiocromic film (RCF) のスタックを用い、プロトンの向きとエネルギーの違いによる、軌道のずれの違いから電磁場の分離を行う予定である。

また、NCU 100 TW レーザーを用いることで、相対論的な電子を生成することができる。図4は、(a)非相対論的な強度の（長パルス）レーザーで固体を照射した場合の磁場の生成と、(b)相対論的な強度の（短パルス）レーザーを用いた場合の磁場の生成を模式的に示している。真空チャンバーの中で固体を長パルスで照射すると、固体と垂直方向に広がるアブレーションプラズマが生成される。プラズマの密度はこの広がり方向に勾配を持つが、プラズマの温度は真空中の膨張なので、この方向にはほぼ等温で広がる。温度勾配はむしろ固体ターゲットにそって存在する。このため図4(a)に示すように、レーザーの照射面を取り囲むような磁場が生成される。一方短パルスで固体を照射する場合は、この熱的なバロクリニック効果に加えて相対論的な効果で磁場が生成されると考えられる。レーザーの電場で強制振動される電子のローレンツ因子(γ)は、規

格化されたレーザーの電場の振幅程度になる。NCU 100 TW レーザーを用いると、 $\gamma \sim 10$ 程度になり、この相対論的な電子の広がり起因する磁場の生成を実験的に検証する計画である。磁場の計測には先に述べた多ビームのプロトンを用いたイメージングを用いる。

プロトンビームの生成も、基本的には短パルスと固体の相互作用である。我々が計測に用いるように、プロトンビームの応用は広く、近年では医学的な応用をめざした研究も多くなされている。このためにはプロトンのエネルギーをさらに上げる必要があるが、一つの足かせになっていると考えられるのが、この短パルスと固体の相互作用による自己生成磁場である。プロトンのエネルギーを上げるために、レーザーの強度を上げると、この自己生成磁場も強力になり、プロトンを捕捉して加速を妨げると考えられる。超相対論的な強度のレーザーと固体の相互作用で生成される磁場を理解することは、プロトンビームの生成とそれを用いた応用に本質的に関わっている。

また、レーザーと固体との相互作用で生成される磁場は、レーザーを用いた磁気リコネクションの研究にしばしば用いられる[8-10]。これまでは、図4(a)の非相対論的なレーザーを2ビーム用いて、二つの膨張する磁場を用いてリコネクション実験を行ってきたが、これを相対論的なレーザーに置き換えることで、相対論的な磁気リコネクションを実験的に研究することができる。NCU 100 TW レーザーでは、磁場を生成するために2本の相対論ビームを用い、磁場の計測にさらに2本の相対論ビームを用いることができる。このように、NCU 100 TW レーザーは、複数本の相対論ビームを同時に使え、他に類を見ない多彩な実験を遂行することが可能である。

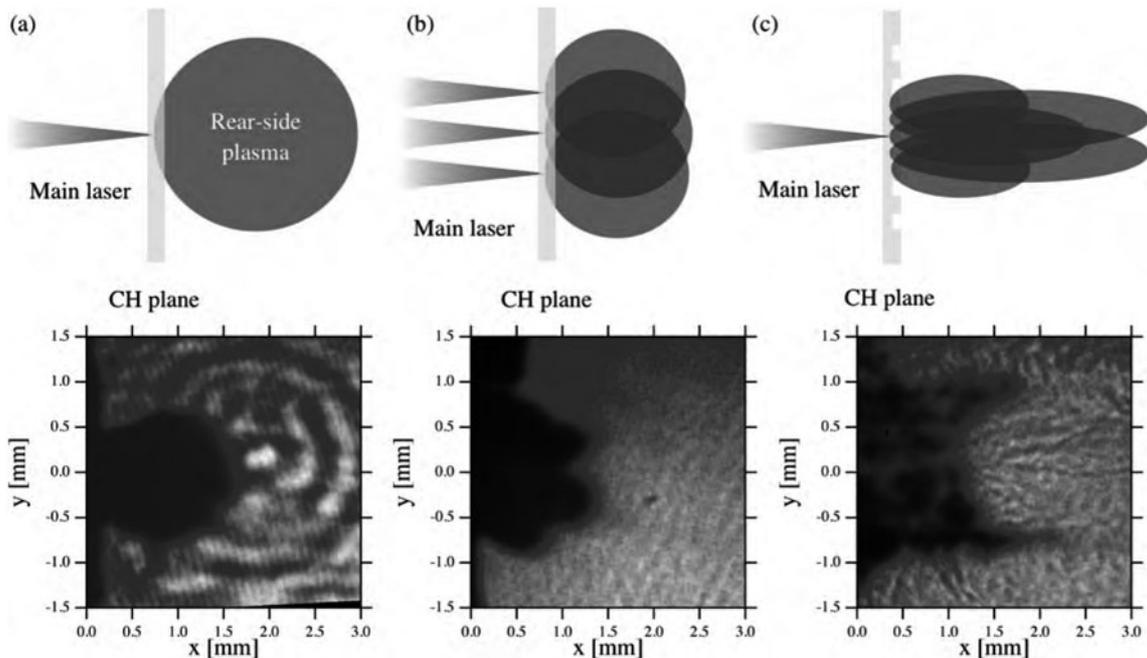


図5 側面からのレーザーとプラズマの概念図（上段）、及び側面からのシャドー計測の結果（下段）。(a)レーザーのオフセットなしの場合、(b)レーザーのオフセットがある場合、及び(c)ターゲットに複数のスリットがある場合。

3.1.3 磁場増幅実験

磁場をどのように増幅し維持するかは、地球磁場や太陽のダイナモや乱流などと関連して、実験室から宇宙論的大規模構造にわたる広い分野で活発に研究が行われている。また、先に述べたように粒子の加速には磁場が不可欠だと考えられており、さらにその効率を上げるためには、粒子の加速サイトで磁場が増幅されている必要があると考えられている。ここでは、その1例として、磁場の非一様と衝撃波を介した磁場増幅に関する、我々の取り組みを紹介する。

近年の超新星残骸の X 線計測によると、磁場が背景のレベルから100倍のオーダーで増幅されていることが示唆されている [11]。本小特集2.2章にあるように、MHD シミュレーションでは、密度の非一様と衝撃波により Richtmeyer-Meshkov 不安定性を介して数百倍の磁場の増幅が可能である [12, 13]。これを実験的に検証するために必要な要素は、衝撃波、外部磁場、さらに密度の非一様である。衝撃波に関する実験は本章や本小特集3.1章及び3.3章でも紹介されているように、すでに様々な実験が行われている。外部磁場を用いた実験も進められている [14]。図 5 は、大阪大学の Gekko XII レーザーを用いて行われた密度の非一様についての要素実験の概念図と結果である [15]。上段が側面から見たレーザーとプラズマの概念図を、下段が側面からのシャドー計測の結果を示している。図 5 (a) では一点にレーザーを集光した場合を表しており、比較的等方にプラズマが広がっている。図 5 (b) では複数ビームをずらして照射することで、複数のプラズマを相互作用させることでプラズマの広がりに構造をもたせてある。図 5 (c) ではターゲットに複数の溝を掘ってあり、ターゲットの薄いところからは比較的希薄で高速のプラズマが、ターゲットの厚い部分からは高密度で低速のプラズマが生成される。これらの相互作用からフィラメント状の密度構造が生成されていることがわかる。さらに、最近はこれらの3つの要素を統合した実験が行われており、詳細については著者によって専門誌上で報告の予定である。

3.1.4 まとめ

宇宙の磁場は、宇宙の様々な高エネルギー現象に本質的に関わっている。

特に本小特集で広く議論されているように、無衝突衝撃波とそこで生成される高エネルギー粒子・宇宙線の加速メカニズムには磁場が必要不可欠な要素となっている。この宇宙磁場がそもそもどのように生成され、どのように現在観測される値まで増幅されたかは未解決の問題であり、様々なモデルが考えられているが観測的な検証は困難である。

ここでは、それらの中からレーザーを用いて行われている検証実験と、今後の実験計画を紹介した。幾つかのモデルはすでに実験的に検証されており、また検証が進められている。これらの実験は、観測的には実証不可能な現象において、他で得られない実際のデータと知見を提供してくれる。

宇宙の磁場の起源を理解するために、レーザー生成プラズマ中の磁場の生成を理解することで、さらにその磁場を他の現象にも応用できる。レーザープラズマ中で磁場の生成をコントロールし、またその為に磁場の計測を開発・改良することで、今後はさらに、生成された磁場を用いた磁気リコネクションなどの実験を計画している。

参考文献

- [1] H. Takabe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124057 (2008).
- [2] E.P. Alves *et al.*, ApJ **746**, L14 (2012).
- [3] S.M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **105**, 095005 (2010).
- [4] G. Gregori *et al.*, Nature **481**, 480 (2012).
- [5] Y. Kuramitsu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 195004 (2012).
- [6] Y. Kuramitsu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 175002 (2011).
- [7] Y. Kuramitsu *et al.*, High Energy Density Physics **17**, Part A, 198 (2015).
- [8] P.M. Nilson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 255001 (2006).
- [9] J. Zhong *et al.*, Nature Phys. **6**, 984 (2010).
- [10] Q.-L. Dong *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 215001 (2012).
- [11] Y. Uchiyama *et al.*, Nature **449**, 576 (2007).
- [12] T. Inoue *et al.*, ApJ **695**, 825 (2009).
- [13] T. Sano *et al.*, ApJ **758**, 126 (2012).
- [14] H. Yoneda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 125004 (2012).
- [15] Y. Kuramitsu *et al.*, Ap&SS **336**, 269 (2011).

小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

3. 高出力レーザーを用いた無衝突衝撃波と磁場生成・増幅実験

3. Experiments on Collisionless Shock and Magnetic Field Generation/Amplification using High-Power Laser Systems

3.2 静電無衝突衝撃波生成実験

3.2 Experiments on Electrostatic Collisionless Shock Generation

森田太智¹⁾, 坂和洋一²⁾, 蔵満康浩³⁾, 高部英明⁴⁾

MORITA Taichi¹⁾, SAKAWA Youichi²⁾, KURAMITSU Yasuhiro³⁾ and TAKABE Hideaki⁴⁾

¹⁾九州大学大学院総合理工学研究院, ²⁾大阪大学レーザーエネルギー学研究中心, ³⁾国立中央大学物理學系,

⁴⁾Institute of Radiation Physics, Helmholtz Zentrum Dresden Rossendorf, 01314 Dresden, Germany

(原稿受付: 2015年11月16日)

出力エネルギーが数百Jほどの高出力レーザーを固体に照射することで、およそ数百-千 km/s にもおよぶ高速プラズマ流を生成できる。このプラズマ流同士の衝突を考えると、その相対速度が非常に大きいため互いにほぼ無衝突と考えることができる。こういった無衝突対向プラズマを用いて、宇宙で普遍的に観測されるような無衝突衝撃波を実験室に再現し、衝撃波の物理を詳細に調べる実験が行われている。ここでは磁場を介さない静電無衝突衝撃波生成実験について、実験手法やその計測手法、これまでの実験結果、今後の展望について述べる。

Keywords:

high-power laser, electrostatic collisionless shock, optical diagnostics, proton imaging, Thomson scattering

3.2.1 無衝突衝撃波実験

無衝突衝撃波とは、前章までに説明があるように無衝突プラズマ中に生成される衝撃波である。中性ガス中での衝撃波が粒子衝突を介して散逸を行うのに対し、無衝突衝撃波では粒子間の平均自由行程が衝撃波面に対して十分大きいため、衝撃波における電場や磁場が散逸に寄与する。そのような無衝突衝撃波には、磁場のない静電衝撃波や磁場を介する磁気流体衝撃波、磁気乱流による衝撃波などが存在する。このような衝撃波を実験的に研究するためには、(1)ほぼ無衝突な対向プラズマ流を相互作用させることで衝撃波を生成し、(2)衝撃波周辺のプラズマ状態や(3)無衝突衝撃波に特徴的な電磁場を計測する必要がある。

核融合研究に用いられるような数キロジュール以上の出力エネルギーをもつ大型レーザーを用いることで、例えば超新星残骸で観測されるようなおよそ1000 km/sにもなる高速プラズマ流を生成し、そのプラズマを用いた宇宙の高エネルギー現象を模擬できる可能性があることは以前から示唆されていた[1]。

そこで筆者らは大型レーザーシステムである神光II(中国・上海)および激光XII号(大阪大学)を用いた実験を行い、固体ターゲットにレーザーを集光し、高速プラズマ流生成とおよそ10-20 ns程度のプラズマ流同士の相互作用から衝撃波の生成に成功した[2, 3]。対向プラズマの相

対速度(～1000 km/s)から計算した対向プラズマ間の平均自由行程は計測した衝撃波構造に対して十分大きく、またおよそ4倍ほどの衝撃波下流における密度上昇は、高マッハ数($M \sim 10$)の無衝突衝撃波であることを示唆していた[2]。外部磁場のないプラズマ中での無衝突衝撃波としては、静電衝撃波と自己生成乱流磁場による衝撃波が考えられるが、実験で得られた衝撃波が、磁気乱流による衝撃波の数値計算が示唆するイオンスケールの幅に対して非常に狭い遷移領域を持ち、実験の分解能より狭い遷移領域(電子の慣性長 c/ω_{pe} 程度)を持つ静電衝撃波であることを示していた。この静電衝撃波のマッハ数は、プラズマの流体近似から得られる衝撃波解(マッハ数 $M < 1.6$)やダブルプラズマ装置を用いた実験[4, 5]で得られた衝撃波(マッハ数 $M < 1.2$)に対して非常に大きく、衝撃波面でのイオン反射など別の散逸機構が衝撃波生成のうえで重要であることを示している。

上で述べたように無衝突衝撃波であることを示すためには衝撃波の上流・下流でのプラズマの温度・密度上昇を実験的に求め、衝撃波条件を満たしていることを確認し、さらに衝撃波面において大きな電場が生成されていることを示す必要がある。そこで本節では、実際に大型レーザー(激光XII号:大阪大学, Jupiter:米国ローレンスリバモア国立研究所)を用いた静電衝撃波の生成からその計測手

法, これまでの研究成果と, 今後の展望について述べる.

3.2.2 実験手法

まず3.2.1節で述べた対向プラズマの生成について述べる. 大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光XII号レーザー(波長351 nm, 1ビームあたり出力エネルギー120 J, パルス幅0.5 ns)を3ビーム用い, 図1に示すように直径数百 μm 内に集光照射する. レーザーを照射した薄膜表面はレーザー電場により電離し, 高速プラズマ流として主に表面から垂直方向に噴き出す. もう一方の薄膜表面は, レーザーによって生成されたプラズマからの輻射によってプラズマ化するため, 互に対向するプラズマ流がおおよそ4.5 mmの空間に生成される. この対向プラズマ流の様子は文献[3]等に示されているが, レーザーを照射してから10 ns後には互いに相互作用し始め, 15–20 ns後には急峻な密度上昇を伴う衝撃波構造が捉えられている.

次に計測手法であるが, この高速対向プラズマは, 図1に示すように, ストリークカメラを用いたプラズマの自発光計測(Streaked Optical Pyrometry: SOP), 衝撃波による密度変化を可視化するためのシャドウグラフ計測(SG), およびプラズマの温度, 速度, 電離度を求めるためのレーザートムソン散乱計測(LTS)等を同時に行い, プラズマの伝搬から対向プラズマの相互作用, 衝撃波の生成, および衝撃波の性質を調べた.

また3.2.3.2節で述べるが, ローレンスリバモア国立研究所のJupiter Laser Facility (JLF)では, プラズマ流を生成するための長パルスレーザー(パルス幅1.5 ns)の他に短パルスレーザー(パルス幅0.7 ps)があり, この短パルスレーザーを薄膜に照射することで得られる(Target Normal Sheath Acceleration: TNSA加速)高エネルギー陽子ビームを用いた電場のイメージング計測を行った. ここではプラズマ伝搬方向に対して垂直方向から陽子ビームを照射し, 電場によって曲げられた結果として得られる陽子ビームの空間分布から, 衝撃波における電場強度を見積もるものである.

3.2.3 実験結果

3.2.3.1 衝撃波周辺のプラズマ計測

図2(a)はSOPによるレーザー生成プラズマの時間発展を示したものである. $z=0$ mm, 4.5 mmには薄膜があり, $z=0$ mmの位置に激光XII号レーザーを集光し高速プラズマが生成されている. また, $z=4.5$ mmの薄膜も, レーザー

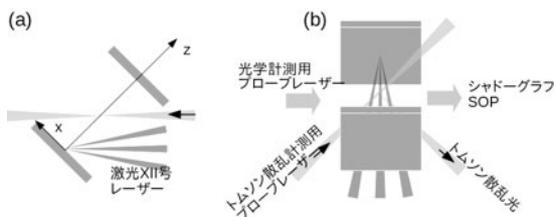


図1 激光XII号を用いた実験におけるターゲット薄膜, 照射レーザー, およびLTS計測用プローブレザーの配置図[(a)側面図, (b)上面図].

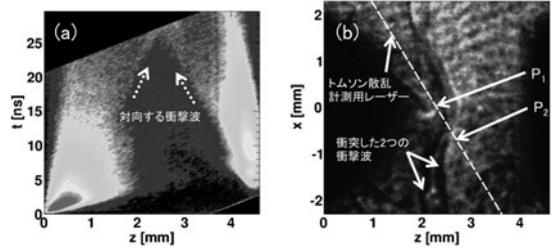


図2 (a)レーザー生成プラズマのストリークイメージ. $z=0$ mmにレーザーを照射し, 高速プラズマが生成される. $z=4.5$ mmの位置にあるもう一枚の薄膜からはプラズマからのX線や高速プラズマの衝突によって, プラズマが左側に噴き出す. (b) $t=30$ ns後のシャドウグラフの結果. 中心付近に衝撃波が存在し, 2つの急峻な密度変化があることを示している. Reprinted with permission from [6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

生成プラズマからのX線や高速プラズマ流によって, やはりプラズマ化し, 左に伝搬している. $t=15$ ns以降, 2つの急峻な輝度変化が観測され, それらが互いに近づく方向に伝搬している様子がわかる. また, $t=30$ ns後の様子をとらえたシャドウグラフ像が図2(b)である. 中央付近($z=2-2.5$ mm)に2つの急峻な構造が生成されているのがわかる. これらが図2(a)でも輝度変化として観測された衝撃波であると考えられる. また, 図2(b)には, トムソン散乱計測に用いたプローブレザーの照射位置と, 解析に用いた空間位置(P_1, P_2)を図示している.

対向プラズマが無衝突であるためには, 形成される衝撃波構造に対して平均自由行程が十分大きい必要がある. 対向プラズマの相対速度は, レーザー照射からの時間 t , 2枚の薄膜間の距離 L を用いて, $v=L/t$ となり, イオンの平均自由行程 λ_{ii} は,

$$\lambda_{ii} = 2\pi\epsilon_0^2 m_i^2 v^4 / (n_i Z^4 e^4 \ln\Lambda) \quad (1)$$

となる. ここで Z は平均イオン価数, $\ln\Lambda = \ln(4\pi\epsilon_0\lambda_D m_r v^2 / (Z^2 e^2))$ はクーロン対数, λ_D はデバイ長で, $m_r = (1/m_L + 1/m_R)^{-1} = m_i/2$, m_L, m_R はそれぞれ左右のプラズマに含まれるイオンの質量で, ここでは $m_L = m_R = m_i$ である. 衝撃波が生成されている $t=20-30$ nsでは, $\lambda_{ii} = 100 \mu\text{m}$ 程度であり, シャドウグラフ計測の計測限界程度である. 静電衝撃波の場合, 衝撃波の遷移領域は電子慣性長程度(～数 μm)であり, 生成されている衝撃波は無衝突衝撃波であると考えられる.

こういった光学計測は衝撃波のイメージング, 電子密度, 伝搬速度等を知るには優れているが, 局所的なプラズマ計測には向かない. そこで, プラズマの温度, 速度, 密度の局所情報を得るため, LTS法を用い, 協同トムソン散乱のイオン項を計測した[6]. 計測配置は図1で示したとおりである. 図3(a), 3(b)はそれぞれ図2(b)に示した点 P_1 および P_2 におけるトムソン散乱光のスペクトルである. 協同トムソン散乱光のイオン項では, 図に示すような2つのピークを持ち, この波長差 λ_{ac} に対応する周波数 ω がイオン音波の周波数に対応し,

$$\omega \sim k \sqrt{\frac{ZT_e + 3T_i}{m_i(1+k^2\lambda_D^2)}} \quad (2)$$

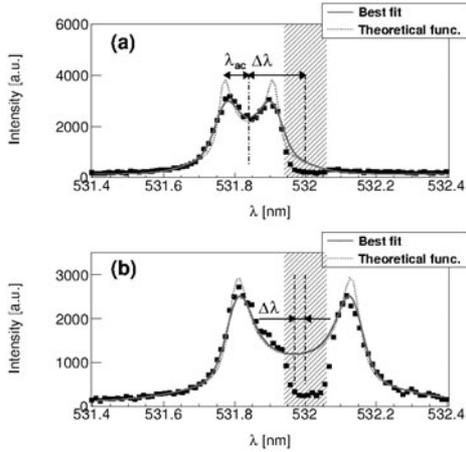


図3 図2 (b)に示した点P₁(a)およびP₂(b)における協同トムソン散乱光のイオン項スペクトル。空間分解能は、分光器から見て50-60 μm、奥行き方向に300 μm程度である。Reprinted with permission from [6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

を満たす。ここで、 T_e , T_i はそれぞれ電子温度，イオン温度である。つまりこのスペクトル広がりから音速 $c_s = \omega/k$ が、また、入射レーザー波長からのずれ $\Delta\lambda$ からプラズマ流速を、散乱強度から電子密度を求めることができる。このスペクトルのフィッティングから得られた電子温度，イオン温度，ドリフト速度は、2点P₁およびP₂においてそれぞれ $T_e \approx 24$ eV, $T_i \approx 20$ eV, $v_d \approx 89$ km/s, および $T_e \approx 100$ eV, $T_i \approx 71$ eV, $v_d \approx 18$ km/s となった。つまり、場所P₁ではドリフト速度が速く温度が低いため超音速流となり、P₂では逆に速度が遅く温度が高く亜音速流となっている。つまりP₁, P₂ はそれぞれ衝撃波の上流，下流に対応することがわかる。

3. 2. 3. 2 電場計測

無衝突衝撃波の場合、衝撃波周辺には比較的大きな電磁場が形成されるはずである。ここでは、静電無衝突衝撃波の電場計測について述べる。高強度レーザーを薄膜に照射すると、生成される高速電子によって、薄膜表面に存在する水分子などに含まれる陽子が電場によって加速される (Target Normal Sheath Acceleration: TNSA 加速)。この陽子ビームをプラズマに照射することで、プラズマ中に励起

された電磁場を計測する手法をプロトンバックライト法と呼ぶ。

本実験はローレンスリバモア国立研究所の Jupiter レーザーを用い、プラズマ生成のためにエネルギー 282 J、パルス幅 5 ns の長パルスレーザーを用い、波長 1057 nm、エネルギー 160 J、パルス幅 0.7 ps の短パルスレーザーを金の薄膜に照射することで計測用陽子ビームを生成した。図4 (a) - 4 (d) は陽子のエネルギーが 4.7 MeV, 7.0 MeV, 8.8 MeV, 10.4 MeV の場合の陽子ビームによるイメージである。2枚の薄膜は左右から保持しており、左側の薄膜にレーザーを照射してプラズマを生成した。4枚のイメージを見ると、縦方向に急峻な構造 (Caustic) が生成されているのがわかる。衝撃波周辺の電場によって陽子が曲げられた結果、この部分に多くの陽子が集まっていることになる。図4 (e) - 4 (h) は、それぞれの陽子エネルギーの場合に計測された Caustic 構造の z 軸に沿ったラインプロットである。高エネルギーの陽子ほど曲げられにくいため幅は狭くなり、RCF 上のどの場所に Caustic 構造ができるのかも変わる。

図5 (a) と 5 (b) はそれぞれ Caustic が生成される場所とその半値全幅を陽子エネルギーの関数として示したものである。1次元的なフラットトップ電場が生成されていると仮定した場合、電場による陽子の屈折角は $\alpha(x_0) = (e\phi_0 x_0 / 2W\sqrt{a\delta}) F(\xi) = (e\phi_0 (\xi\delta + a) / 2W\sqrt{a\delta}) F(\xi)$, のように示される [7]。ここで $\xi = (x_0 - a) / \delta$, δ は電

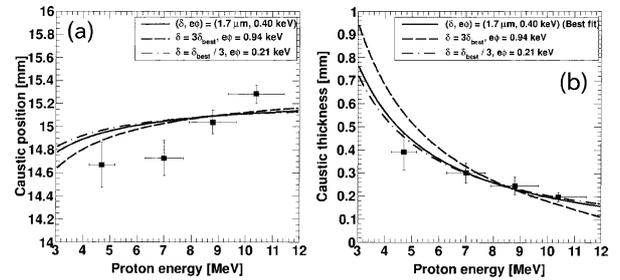


図5 CausticがRCF上に生成される(a)場所と(b)その半値全幅。フラットトップな1次元電場が生成されたとき過程し、電場の幅 δ , ポテンシャル $e\phi$ を変化させたときの理論式によるフィッティング結果を示す。

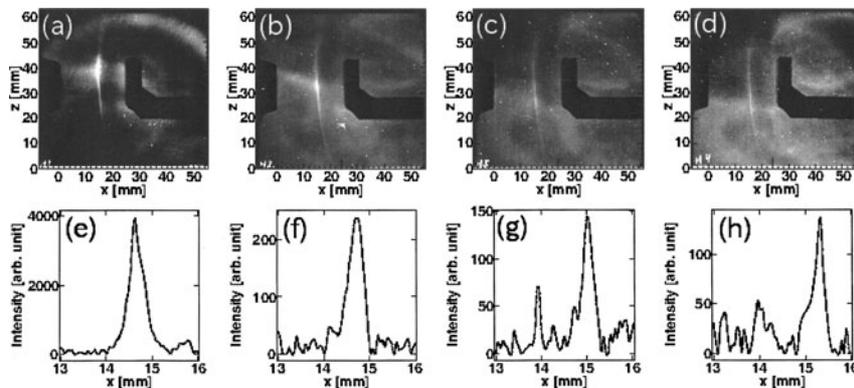


図4 TNSA 加速生成陽子ビームによるイメージング結果。(a) - (d) はそれぞれ陽子のエネルギー 4.7 MeV, 7.0 MeV, 8.8 MeV, 10.4 MeV に対応する。(e) - (h) はそれぞれの $x = 15$ mm でのラインプロットで、高エネルギーになるほど形成する幅が狭い様子を示している。

場構造の幅, a は電場構造の曲率半径, W は陽子エネルギー, $e\phi$ はポテンシャルエネルギー, そして $F(\xi) = (2/\pi) \int_{-\infty}^{\infty} d\eta / ((\eta^2 + \xi)^2 + 1)$ である. これにより Caustic の幅はエネルギーの関数として示すことができ, それによってフィッティングした結果が, 図 5 に示されている [8]. この解析結果から, 得られた陽子ビームのイメージを最も説明できる電場構造は $\delta \sim 1.7 \mu\text{m}$, $e\phi \sim 0.4 \text{ keV}$ という結果を得た. $1.7 \mu\text{m}$ という幅はほぼ電子の慣性長程度 ($\sim 2 \mu\text{m}$) であり, 生成された衝撃波は静電無衝突衝撃波である可能性が高い.

3.2.4 まとめと今後の展望

以上述べたように, 光学計測 (シャドウグラフ, 自発光計測, LTS 計測) や電場計測 (プロトンバックライト) を用いることで, 無衝突対向プラズマ中に生成された構造が無衝突衝撃波であり, その周辺には大きな電場構造があることが示された.

本節で述べた無衝突衝撃波は静電的衝撃波であるが, 一般的に宇宙で観測される無衝突衝撃波は磁場を介した衝撃波であると考えられる. また高エネルギー宇宙線の起源と考えられている超新星残骸における無衝突衝撃波は, 高速膨張するイジェクタと背景プラズマの二流体相互作用の結果励起される Weibel 不安定が原因だとする考えもある. この場合, Weibel 不安定による自己生成磁場が成長し, 衝撃波を形成する. 次章で述べるように, この衝撃波生成過程の実験的な検証が現在進行中である.

また, 本節で述べた静電衝撃波は衝撃波面に非常に大きな電場をもつため, この衝撃波でイオンを静電的に加速する試みもある. 例えば Haberberger らは H_2 ガス中に高強度レーザーを入射することで衝撃波を生成し, エネルギー 20 MeV, 1% 程度のエネルギー広がりをもつ, 単色に近い陽子ビームの生成に成功し, さらに粒子シミュレーションでは 200 MeV までの加速が可能であることも予想されている [9]. 静電無衝突衝撃波に関する研究は, 宇宙や実験室プラズマの基礎研究だけでなく, 今後はその工学・医療応用まで広がる可能性をもっている.

謝 辞

本節で紹介した研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究 (B) (21340172, 24340141), 特別研究員奨励費 (11J06987) およびレーザーエネルギー学研究センター共同利用・共同研究からの助成のもとで行われた. また, これらの成果は日本, 米国, 英国, フランス, 台湾, 中国との国際共同研究によって得られたものである. 大型レーザー運転に関しては, 大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光 XII 号レーザー, およびローレンスリバモア国立研究所の Jupiter レーザー施設の多くの技術者, 研究者に感謝致します. 九州大学の富田健太郎氏, 大阪大学の佐野孝好氏, 国立天文台の加藤恒彦氏, 米国ローレンスリバモア国立研究所の H.-S. Park 氏, B. Remington 氏, N.L. Kugland 氏, 台湾国立中央大学の森高外征雄氏, 英国 Oxford 大学の G. Gergori 氏, 英国 York 大学の N. Woosley 氏, 上海交通大学の Z. Zhang 氏, 中国科学院の Y. Li 氏, フランス LULI の M. Koenig 氏, フランスパリ天文台の C. Michaut 氏, に感謝します. またそれ以上に多くの学生の助けにより, 大型レーザー実験を行うことができました. 感謝いたします.

参考文献

- [1] H. Takabe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124057 (2008).
- [2] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 122702 (2010).
- [3] Y. Kuramitsu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 195004 (2012).
- [4] R. J. Taylor, Rev. Sci. Instrum. **43**, 1675 (1972).
- [5] H. Ikezi *et al.*, Phys. Fluids **16**, 2167 (1973).
- [6] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 092115 (2013).
- [7] N.L. Kugland *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 101301 (2012).
- [8] T. Morita *et al.*, "Proton imaging of an electrostatic field structure formed in laser produced counter streamin plasmas", J. Phys. Conf. Ser., *accepted* (2015).
- [9] D. Haberberger *et al.*, Nature Phys. **8**, 95-99 (2011).

小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

3. 高出力レーザーを用いた無衝突衝撃波と磁場生成・増幅実験

3. Experiments on Collisionless Shock and Magnetic Field Generation/Amplification using High-Power Laser Systems

3.3 Weibel 不安定性による磁場生成と無衝突衝撃波生成実験

3.3 Laboratory Experiments on Magnetic Field and Collisionless Shock Generation via Weibel Instability

坂和洋一

SAKAWA Youichi

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

(原稿受付：2015年11月16日)

大型レーザー（米国 Omega, Omega EP, NIF）を平行平板型（double-plane）ターゲットに照射することによって超音速の対向プラズマ流を生成し、Weibel 不安定性を励起して、その自発磁場による無衝突衝撃波生成を目的として実験を行っている。本節では、Weibel 不安定性の物理機構、粒子シミュレーション結果、Omega と Omega EP レーザー実験の結果、進行中の NIF レーザー実験の速報を示し、最後に考察と今後の展望をまとめる。

Keywords:

plasma astrophysics experiment, large-scale lasers, collisionless shock, Weibel instability, collective Thomson scattering, proton backlight, Biermann battery effect

3.3.1 はじめに

観測される宇宙線のエネルギースペクトルは $10^{15.5}$ eV 付近で折れ曲がっており（本小特集 1 章図 1 参照）、これ以下のエネルギーをもつ宇宙線は天の川銀河内で生成されたもの（銀河宇宙線）と考えられている [1]。銀河宇宙線の生成機構として有力視されているのが若い超新星残骸における衝撃波 Fermi 加速と呼ばれている機構であり、現在粒子加速の標準理論となっている [2]。この衝撃波は、イオン-イオンクーロン衝突の平均自由行程が衝撃波の遷移幅よりも遥かに長い、無衝突プラズマ中での衝撃波、無衝突衝撃波である。

宇宙物理では、1999年に Medvedev & Loeb がガンマ線バーストにおける相対論的衝撃波において、Weibel 不安定性によって強磁場が生成されることを示し [3]、その後多くの相対論的粒子 (PIC) シミュレーションが行われた [4]。2008年に加藤と高部は 2 次元 (2D) PIC シミュレーションを用いて、超新星爆発によって発生する 1,000–10,000 km/s の非相対論的高速プラズマにおいても二流体系で Weibel 不安定性を励起し、発生した強い自己生成乱流磁場によって粒子軌道が曲げられ、実効的なエネルギーの散逸がおきて無衝突 Weibel 衝撃波が形成されることを示した [5]。この結果は、若い超新星残骸等、高速の非相対論的プラズマ流が生成される条件下では、たとえ外部磁場がなくても、

無衝突衝撃波が生成される可能性を示唆している。

加藤と高部の示した外部磁場のない無衝突衝撃波生成のシミュレーション結果 [5] からスケーリング則を求め実験室プラズマに適用した結果、これまで我々が実験を行ってきた数 10 kJ のレーザーでは出力が不足しており、無衝突 Weibel 衝撃波を生成するには、世界最大のレーザーである、米国国立点火施設 (National Ignition Facility : NIF) レーザー (1.8 MJ/192 beam, 米国 LLNL 研究所) が必要であることがわかった [6, 7]。我々はこれまでに、日本 [8]、中国 [9]、ヨーロッパの高出力レーザーを用いて外部磁場なしで対向プラズマ流の相互作用による無衝突衝撃波生成実験を世界に先駆けて行ってきた。これらのレーザーで生成された衝撃波は電磁的 Weibel 衝撃波ではなく、無衝突静電衝撃波である。この静電衝撃波は前章 (3.2 節) で紹介されている。

我々は 2010 年に初めて行われた NIF レーザーを用いた実験公募 (NIF facility time proposal 2010) に "Collisionless Shock Generation Mediated by Weibel Instability in Counter-Streaming Ablation Plasmas by NIF" の提案を行い、採択され、2014 年に実験が開始された。

NIF 実験に先立ち、Omega と Omega EP レーザー (米ロチェスター大学) を用いた無衝突 Weibel 衝撃波生成の予備実験 (提案者 H.-S. Park, LLNL) の提案が採択さ

れ、2010年秋から実験が開始された。

本節では、Weibel 不安定性の物理機構、2D-PIC シミュレーション結果、世界の大型レーザー (Omega, Omega EP, NIF) を用いて高速対向プラズマ流の相互作用により Weibel 不安定性によって生成される乱流磁場中の無衝突 Weibel 衝撃波生成実験について述べる。

3.3.2 Weibel 不安定性の物理機構

図1に磁気不安定性である Weibel 不安定性の物理機構を示す。x 軸方向の対向流プラズマを考える。y 方向に変化する磁場擾乱 B があると、 $+x$ 方向への電子流は $-e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ の力で、(1)の面に集まり、反対に(2)の面では電子が発散する。その結果生じる電流擾乱 J は、 B を強める方向に流れる。 $+x$ 方向へのイオン流によっても B を強める方向に J が生じる。対向流の場合、 $-x$ 方向の流れも同じように B を強める方向に J が生じる。このような磁場擾乱を増幅させる不安定性を Weibel 不安定性と称する[3]。イオンが寄与する衝撃波生成では、イオンは質量比だけ電子より運動エネルギーが大きいためイオンの Weibel 不安定成長率が衝撃波生成時間を決める。

3.3.3 無衝突Weibel衝撃波PICシミュレーション

加藤と高部の行った無衝突 Weibel 衝撃波の 2D-PIC シミュレーション結果を図2に示す[5]。図2(a)にイオン数密度 (n_i/n_{e0}) の時間発展を示す。時間は電子プラズマ周波数 (ω_{pe}) で、長さは電子 skin depth ($\lambda_e = c/\omega_{pe}$) で規格化されている。左側から流入した高速プラズマ流が右の壁で反射して二流体領域が広がっていく。図2(b)-2(e)に、衝撃波が十分に形成された時刻 ($\omega_{pe}t = 2100$) における、イオン数密度の 2D (x - y) 分布、 y 方向に平均したイオン数密度、速度、電場・磁場エネルギー密度の x 方向分布をそれぞれ示す。図2(b)の左から右に Weibel 不安定が成長し、密度のみならず (ここでは示していないが) 電流、磁場のフィラメントサイズが右に行くに従って大きくなる。この乱流的磁気島のサイズがイオン流のラーモア半径程度になるとイオンは右に進めず、衝撃波が形成され、強い衝撃波極限である密度上昇が3倍 (2Dの場合。3Dでは4倍)

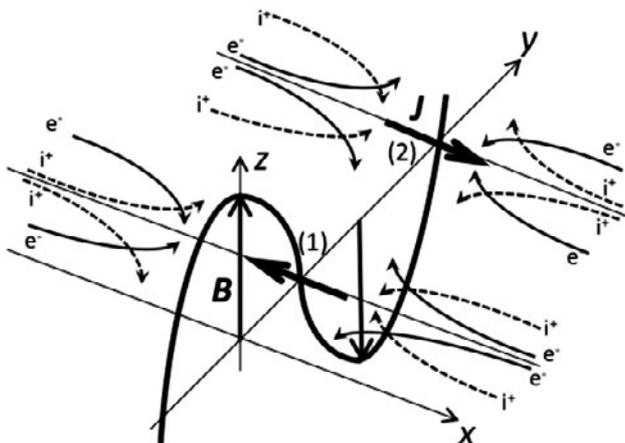


図1 Weibel 不安定性の物理機構[3].

まで衝撃波遷移領域を経て上昇している。このように、Weibel 不安定の線形成長、非線形構造形成、飽和を経て、磁場のエネルギー密度とイオン流体の運動エネルギー密度の比、すなわち磁化パラメータ $\sigma = B^2/\mu_0 m_i n_i v_i^2$ は約 1%にまで達している。

プラズマ流速 ($v/c = 0.45, 0.5, 0.1$) とイオン/電子質量比 ($m_i/m_e = 20, 50, 100$) に対する Weibel 衝撃波のスケールリング則を求めた結果、衝撃波遷移幅はこれらパラメータに依存せずイオン慣性長 (c/ω_{pi} , ω_{pi} はイオンプラズマ周波数) の約100倍となった[5]。実験室プラズマにこの結果を適用した結果、CHプラズマで約 1000 km/s の流速、 10^{20} cm^{-3} の電子密度が実現できれば、数 ns 程度で無衝突衝撃波が形成されることが示唆された[6, 7].

3.3.4 実験

3.3.4.1 Omega および Omega EP レーザーを用いた実験

我々の提案した NIF レーザーを用いた無衝突 Weibel 衝撃波の実験が採択されて以来、日本、米国、EU の総勢30名を超える研究者がこの研究に興味をもち、国際共同研究ネットワーク ACSEL collaboration (Astrophysical Collisionless Shock Experiments with Lasers) を結成し、国際協力のもとで実験を行った。

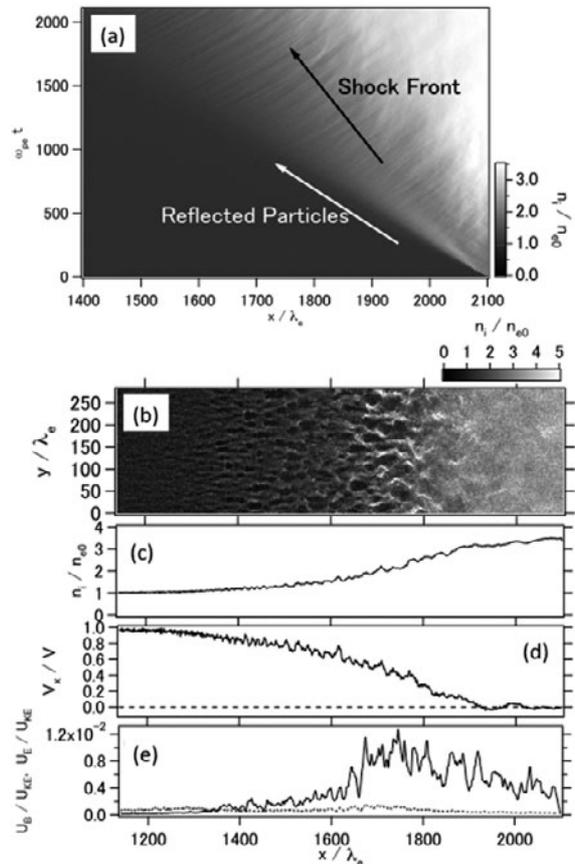


図2 2D-PIC シミュレーションの結果 ($v/c = 0.45, m_i/m_e = 20$). (a) y 方向に平均したイオン数密度 (n_i/n_{e0}) の時間発展、衝撃波が形成された時刻 ($\omega_{pe}t = 2100$) における (b) イオン数密度の 2次元 (x - y) 分布、 y 方向に平均した (c) イオン数密度、(d) 速度、(e) 電場 (点線) と磁場 (実線) エネルギー密度の x 方向分布[5].

実験方法：Omega レーザー (351 nm, 500 J/beam, 1 ns のフラットトップパルス) を 8 mm 間隔の CH 製平行平板型 double-plane (DP) ターゲットの内側に照射して (各ターゲットに ~ 8 kJ, 強度 $\sim 2 \times 10^{15}$ W/cm²) 対向プラズマを生成した. 同様に Omega EP レーザー (351 nm, 3 ns のフラットトップパルス, 各ターゲットに 2.2 kJ, 強度 $\sim 3 \times 10^{15}$ W/cm²) を用いた実験も行った. 計測は, 協同トムソン散乱計測と, プロトンバックライト計測を行った.

協同トムソン散乱計測では, Omega の 1 ビーム (527 nm, 40 J, 1 ns) をプローブ光として 2 つのターゲットの中間位置に照射し, ターゲット垂直方向に波数ベクトルをもつ電子プラズマ波 (電子項) とイオン音波 (イオン項) からの散乱光をストリークカメラによって同時計測した[10]. 電子項からは電子密度 (n_e) と電子温度 (T_e), イオン項からはプラズマ流速 (v_d) とイオン温度 (T_i) を導出することができる.

プロトンバックライト計測では, 数 MeV から数 10 MeV のプロトンをプラズマに入射し, 電場と磁場で偏向したプロトンのイメージを観測し, 得られたプロトン密度の濃淡から電場や磁場を導出する. 今回は, (a)短パルスレーザー生成プロトン (短パルス法) [11]と, (b)D-³He 核融合生成プロトン (核融合法) [12]の, 異なる方法で生成されたプロトンを用いた. (a)短パルス法では, Omega EP レーザー (1053 nm, 250 J, 10 ps, 強度 $\sim 2 \times 10^{18}$ W/cm²) を金の平板ターゲットに照射することによってプロトンを生成し, 5-15 MeV のプロトンのイメージを検出した. (b)核融合法では, D と ³He を充填した SiO₂球に Omega レーザー (351 nm, ~ 9 kJ, 1 ns) を照射することによって, 14.7 MeV の D-³He と 3 MeV の D-D 核融合生成単色プロト

ンを発生させ, 2 枚の検出器を用いて同時計測した.

実験結果：図 3 に協同トムソン散乱計測の結果を示す. メインレーザー照射後, single-plane (SP) ターゲットでは, $n_e > 5 \times 10^{18}$ cm⁻³, $v_d > 1000$ km/s, $T_e \sim 200$ eV, $T_i \sim 100$ eV が得られた [10]. それに対し DP ターゲットでは, v_d はほぼ変化せず, n_e は対向流のため 2 倍となり, 衝撃波は生成されていない. 一方, 電子とイオンは急激な加熱 ($T_e \sim T_i \sim 1$ keV) が観測された [10, 13]. 衝突の効果を入れた 1D-および 2D-PIC シミュレーションの結果, DP ターゲットを用いた対向プラズマ流生成時の加熱機構として, 電子加熱は対向するイオン流との衝突による加熱, イオン加熱は, 静電イオン二流体不安定性による無衝突加熱によってまずプラズマ流に垂直方向のイオン加熱 ($T_{i\perp} \sim T_e$) が起こり, その後イオン-イオン衝突によって $T_{i\parallel} \sim T_{i\perp}$ となる, と結論づけられた [10, 13, 14]. これらの結果は, プラズマ流内の電子とイオンの衝突は無視できないが, 対向するプラズマ流間のイオン-イオン衝突の影響はプラズマ流が高速であるために無視できることを示唆している.

Omega EP を用いた実験では, 短パルス法によるプロトンバックライト計測により, 初期の混沌とした磁場構造 (図 4 (a)) から, プラズマ流に垂直方向への構造形成 (図 4 (b)) が観測された [11]. これは, (1) 式に示す Biermann battery 効果

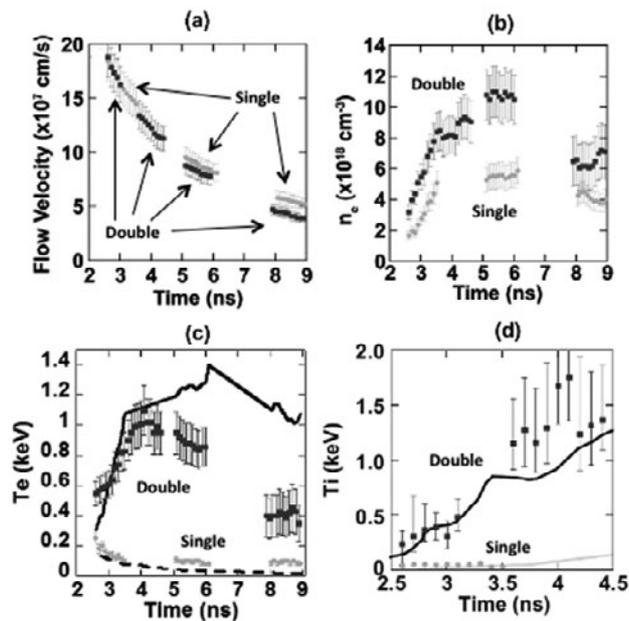


図 3 協同トムソン散乱計測から得られた double-plane (■) と single-plane (●) ターゲットの (a) プラズマ流速 (v_d), (b) 電子密度 (n_e), (c) 電子温度 (T_e), (d) イオン温度 (T_i) の時間発展 [10, 13, 14]. (c) と (d) に示された実線は衝突効果を入れた 2D-PIC シミュレーションの結果を示す.

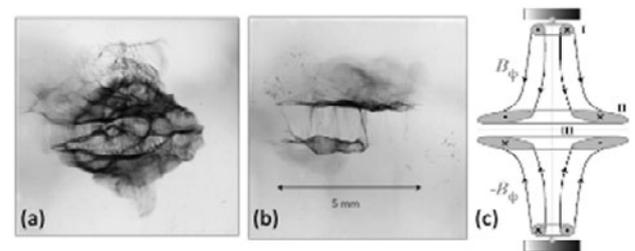


図 4 Omega EP を用いた実験における, メインレーザー照射後 (a) 3.7 ns, (b) 5.2 ns における 8.8 MeV プロトンを用いたプロトンバックライトイメージ. (c) Biermann battery 磁場 (B_ϕ) の移流による磁場構造の生成を示す概略図 [11].

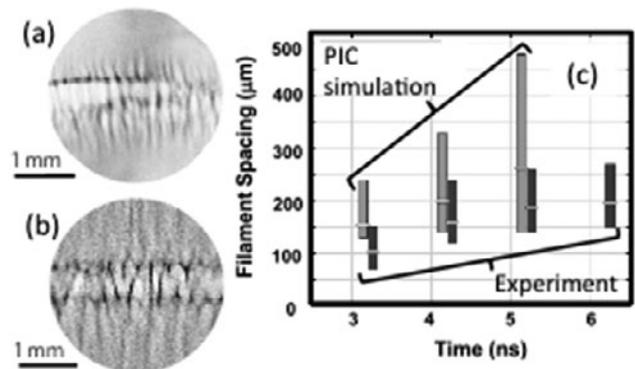


図 5 (a) 4.2 ns における D-³He 核融合生成 14.7 MeV プロトンバックライト計測結果と (b) 3D-PIC シミュレーション結果. (c) 実験とシミュレーションから得られたフィラメント間隔の時間依存性 [12, 13].

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times \left(\frac{1}{en_e} \nabla P_e \right) = -\frac{1}{en_e} \nabla n_e \times \nabla P_e \quad (1)$$

によってターゲット近傍 (図 4 (c)-I) で生成されたトロイダル磁場 ($B\phi$) が電子に凍り付いて移流し(II), 両ターゲットの中央で対向電子流が衝突することによって生成された (III) と結論づけられた[11].

図 5 (a) に図の上下に配置された CH 製 DP ターゲットに Omega レーザーを照射することによって生成された対向プラズマ流の, メインレーザー照射後 4.2 ns における 14.7 MeV プロトンバックライト計測結果を示す[12]. 図より, プラズマ流に垂直な方向 (横方向) に Biermann battery 効果によって生成された磁場に起因する構造が, またプラズマ流に平行な方向 (縦方向) にはフィラメント状の構造が現れているのがわかる. 図 5 (b) に, 3D-PIC シミュレーション結果を示す[12]. これは, 得られたプラズマ条件を用いて行った PIC シミュレーション中に点源からの 14.7 MeV プロトンを入射し, プラズマの 3 次元的な電場・磁場と相互作用したプロトンをプロットしたものである. 図 5 (c) は計算と実験から得られたフィラメント間隔の時間依存性を示す. 両者は良く一致しており, Weibel 不安定性によるフィラメント構造が生成されていることが明らかになった. また計算結果から得られた磁化パラメータ σ は約 1% となっており, 約 0.4 MG の磁場が生成されていることが示された. 同様のフィラメント構造は Omega を用いた別のグループによる実験でも報告されている[15].

実験結果と 3D-PIC 計算から Omega レーザーで実験できるのは予想通り, Weibel 不安定性によるフィラメントが生成されるまでの過程であり, Weibel 衝撃波生成には NIF 実験が必須であることがわかった[12, 13].

3.3.4.2 NIF レーザーを用いた実験

2014年に2回目のNIF実験公募を行い, 2016年から新規採択実験を実施するため, 2010年に採択されたテーマはすべて2015年度に実験を終了する事になった. そのため, 提案していた核融合法によるプロトンバックライト計測と協同トムソン散乱計測は, 計測器の準備ができておらず行うことはできなかったが, 限られた計測器で実験を開始した.

実験方法: Drive beam (351 nm, 5 ns のフラットトップパルス) を 6-8 mm 間隔の DP ターゲットに照射して (各ターゲットに 150-250 kJ) 対向プラズマを生成した. ターゲットとして, CD/CD と CD/CH の DP ターゲットを用いた. 計測は, DD 核融合によって生成された中性子計測とプロトンのイメージング, X 線のスペクトルおよびイメージング等を行った.

実験結果: 6 mm 間隔, 250 kJ/foil のショットでは, $\sim 4 \times 10^{10}$ 個の DD 核融合中性子が 5 ns パルス幅のレーザー照射終了となる, $t \sim 5.5$ ns に計測され, 同時刻に 2 つのターゲット間の中央部に強い X 線発光が観測された. DD 核融合プロトン強度分布は, X 線の分布と一致した. これらのことから, 衝撃波によって加熱された高温プラズマから DD 中性子・プロトンと X 線が生成されたものと考えられる.

3.3.5 考察および今後の展望

本節で示した Weibel 不安定性によって生成される無衝突衝撃波を, 宇宙における非相対論的な無衝突衝撃波である超新星残骸衝撃波と比べてみる. 外部磁場の値として宇宙背景磁場 $B \sim 3 \mu\text{G}$ を用いると, 超新星残骸 SNR1006 (プロトン密度 $n_i \sim 0.05 \text{ cm}^{-3}$, 衝撃波速度 $v_s \sim 4900 \text{ km/s}$) と, 最も若い超新星残骸である G1.9+0.3 ($n_i \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$, $v_s \sim 14000 \text{ km/s}$) の場合, それぞれ $\sigma \sim 4 \times 10^{-5}$ と 2×10^{-6} となる[16]. 加藤と高部はプラズマ流に垂直な外部磁場中 ($\sigma = 10^{-4}$) での 2D-PIC シミュレーションを行い, $t < \omega_{ci}^{-1}$ (ω_{ci} はイオンサイクロトロン周波数) の初期の衝撃波生成は Weibel 不安定性による乱流磁場によるものであることを示した[16]. このことから, 超新星残骸衝撃波においても, 超新星爆発後の初期の衝撃波生成には, 衝撃波速度が大きく $\sigma < 10^{-6}$ の領域で Weibel 不安定性が寄与している可能性がある. 一方, X 線衛星による観測結果から超新星残骸衝撃波の近傍では, 磁場の値が背景磁場から数 10~数 100 倍に増幅されていることが知られており[17, 18], SNR1006 での観測値 $B \sim 160 \mu\text{G}$ [18] を用いると, σ は 10% 程度となる. NIF 実験によって Weibel 不安定性による無衝突衝撃波が生成されれば, σ は数% 程度となると予想されており[13], 超新星残骸衝撃波のミクロな物理を解明するヒントが得られる可能性がある.

2 回目の NIF 実験公募において, 坂和が代表者としての提案 "Generation of collisionless shocks and magnetic fields on the National Ignition Facility" が採択され, 2016 年から 2017 年まで継続して NIF を用いた無衝突衝撃波と磁場生成の実験が行われる予定である. プロトンバックライト計測は 2016 年に, 協同トムソン散乱も 2017 年には使用できる予定となっており, 今後の実験で詳細なプラズマパラメータの計測, Weibel 不安定性の成長とフィラメント状磁場の時間発展, 無衝突衝撃波生成とそのミクロな物理を明らかにしていく.

謝辞

本節で紹介した研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究 (B) (21340172, 243401041), 基盤研究 (A) (15H02154), およびレーザーエネルギー学研究中心共同利用・共同研究からの助成のもとで行われた. またこれらの成果は, ACSEL 共同研究で得られたものである. 米国 LLNL の H.S.Park, C. Huntington, J.S. Ross, 米国 Lam Research Corp. の N.L. Kugland, ドイツドレスデン研究機構の高部英明, 国立天文台の加藤恒彦, 諸氏に感謝します.

参考文献

- [1] 山崎 了, 馬場 彩: 日本物理学会誌 64, 196 (2009); 星野真弘, 天野孝伸: 日本物理学会誌 64, 421 (2009).
- [2] R.D. Blandford and J.P. Ostriker, *Astro. Phys. J.* **221**, L29 (1978).
- [3] M.V. Medvedev and A. Loeb, *Astro. Phys. J.* **526**, 697 (1999).
- [4] A. Gruzinov, *Astro. Phys. J.* **563**, L15 (2001); K. Nishikawa

- et al.*, *Astro. Phys. J.* **595**, 555 (2003); L.O. Silva *et al.*, *ApJ* **596**, L121 (2003); J.T. Frederiksen *et al.*, *ApJ* **608**, L13 (2004); T.N. Kato, *ApJ* **668**, 974 (2007); A. Spitkovsky, *ApJ* **682**, L5 (2008).
- [5] T.N. Kato and H. Takabe, *ApJ* **681**, L93 (2008).
- [6] H. Takabe *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 124057 (2008).
- [7] Y. Sakawa *et al.*, *European Phys. J. Web of Conferences* **59**, 15001 (2013).
- [8] Y. Kuramitsu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 175002 (2011).
- [9] T. Morita *et al.*, *Phys. Plasmas* **17**, 122702 (2010).
- [10] J.S. Ross *et al.*, *Phys. Plasmas* **19**, 056501 (2012).
- [11] N.L. Kugland *et al.*, *Nature Phys.* **8**, 809 (2012); N.L. Kugland *et al.*, *Phys. Plasmas* **20**, 056313 (2013).
- [12] C.M. Huntington *et al.*, *Nature Phys.* **11**, 173 (2015).
- [13] H.-S. Park *et al.*, *Phys. Plasmas* **22**, 056311 (2015).
- [14] J.S. Ross *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 145005 (2013).
- [15] W. Fox *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 225002 (2013).
- [16] T.N. Kato and H. Takabe, *ApJ* **721**, 828 (2010).
- [17] Y. Uchiyama *et al.*, *Nature* **449**, 576 (2007).
- [18] H.J. Volk *et al.*, *A&A* **433**, 229 (2005)



小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

4. まとめ

4. Conclusion

坂和 洋一

SAKAWA Youichi

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

(原稿受付：2015年11月24日)

本小特集のまとめとして、本章では大型レーザーを用いた宇宙プラズマ物理研究の歴史と今後の展望について述べる。

1960年に誕生したレーザーは、発明当初から、将来の高出力・高強度化を見越して多くの応用が提案されていた。1963年には Basov & Krokhin がレーザー核融合に必要なエネルギーの計算を行った[1]。1964年には Dawson が数 ns のパルス幅を持つ約 10^{10} W のレーザーを用いることによって、keV 領域の粒子を生成することが可能となることを示した[2]。さらにその応用例として、対向するプラズマ流やプラズマ流と低密度プラズマとの相互作用による無衝突衝撃波の生成、外部磁場との相互作用によって地磁気と太陽風の相互作用によるバウショックの実験、等が可能であると述べている[2]。

1980年代の前半には、米国 Omega (1980)、日本激光 XII 号 (1983)、米国 NOVA (1985)、フランス Phebus (1986) と、世界各国で相次いで TW レーザーが建設されたが、宇宙物理に関連する実験はほとんど行われなかった。1980年代後半から1990年代にかけて、ようやく宇宙物理関連の実験が開始され、超新星残骸衝撃波や地球のバウショックを模擬した外部磁場中の無衝突衝撃波実験[3]や爆風波の不安定性の実験[4]等が行われていた。

しかし本格的には、1987年に爆発した超新星 SN1987A が流体不安定性を起こしていることを示すシミュレーション結果が示され[5]、それを模擬した流体不安定性 (Rayleigh-Taylor 不安定性および Richtmyer-Meshkov 不安定性) の実験が行われたことが大きな流れを作った[6]。

実験室宇宙物理の概念は、高部がいち早く慣性核融合と SN1987A の爆発における流体不安定性の相似性に着目し、1993年に本誌に解説記事を掲載し[7]、宇宙模擬実験の可能性を示唆し、国内外に提唱している。その後、上記 SN1987A 流体不安定性の模擬実験が行われ、その成果が弾みとなり、宇宙物理実験を行うグループが少しずつ世界に広がっていった。

1996年には第1回の高エネルギー密度実験室宇宙物理国際会議 (International Conference on High-Energy-Density Laboratory Astrophysics: HEDLA) が米国ローレンス・リバモア研究所で開催された。HEDLA はその後も継続して

隔年で実施されており、第11回の会議は2016年5月に米国 SLAC にて開催予定である。

次第に実験室宇宙物理に対する関心が高まり、1999年には、Remington[8]、Drake[9]、Ryutov[10]、Takabe[11]らによって高出力レーザーを用いた宇宙物理研究に関する実験提案やレビュー、宇宙流体现象と実験との相似性の基準等が発表され、世界的にレーザー宇宙物理のコミュニティが広がった。これらの論文で提案された実験テーマは、超新星爆発の流体不安定性、超新星残骸衝撃波の接触不連続面における流体不安定性や衝撃波と分子雲の衝突を模擬した実験、高強度レーザーを用いたガンマ線バーストにおける電子・陽電子生成と Fireball の模擬実験や光核反応、巨大惑星内部の状態方程式、等であった。

注目すべきは、我が国では1998年に、高部と野本による高強度レーザーを用いた実験室宇宙物理の解説記事や[12]、本誌では8名の著者による小特集が刊行されており[13]、その中で輻射流体力学、非平衡原子過程、衝撃波・流体不安定性、電磁流体プラズマ・リコネクション、相対論的プラズマ、等が宇宙とレーザー・プラズマの観点から検討されていることである。

このように、次第に実験室宇宙物理研究の裾野は広がっていき、大型レーザーのみならず、Zピンチ・パルスパワー装置[14, 15]、放電装置 (例えば米国 Large Plasma Device [16] や宇宙科学研究所の高密度定常プラズマ発生装置)、およびそれらを組み合わせた実験等が行われるようになった。

我が国ではいち早く高強度レーザーを用いた宇宙物理実験の提案がなされていたが、本格的に実験が行われるようになったのは、2006年に大阪大学レーザーエネルギー学研究センター (レーザー研) が全国共同利用施設化してからになる。それでも、当初は海外からの数件の実験提案とレーザー研の所内プロジェクトとしてのレーザー宇宙物理研究のみが実施されていた。

2010年にレーザー研が共同利用・共同研究拠点となりレーザー宇宙物理を含む所内プロジェクトも公募制になったのを契機に、レーザー研も含む国内外からの実験提案が増加し、2015年度には国内5件、海外8件の13件のレーザー宇宙プラズマ物理実験の提案があり、そのうち9件が

採択されて実験を行った。この中には本小特集で紹介した Richtmyer-Meshkov 不安定性の実験(佐野)や無衝突衝撃波生成実験(坂和)、主要な計測器である協同トムソン散乱システムの開発(九州大学 富田健太郎)や、磁気リコネクション(蔵満)のテーマも含まれている。

さらに、本小特集でも執筆していただいた宇宙線加速の観測・理論を専門としている山崎氏や、宇宙プラズマ物理学の理論・シミュレーションが専門の松清氏が、レーザーを用いた宇宙プラズマ物理実験に興味をもち実験提案を行い、学生を引き連れて激光 XII 号実験に参加していることは、特筆すべき点である。彼らとの共同研究によって、宇宙・天体プラズマ物理において今何がホットな話題なのか、理論・シミュレーションで得られた結果を実験で示すことはできないか、可能であればどういう実験が求められているのか等のインプットを得られるだけでなく、レーザー・プラズマの実験家とは違った視点からの新しいアイデアが生まれることもあり、ようやくレーザー・プラズマと宇宙物理の異分野間連携である「レーザー宇宙プラズマ物理」研究が本格化したと言えよう。

今後の展望の前に、nsパルス高エネルギーレーザーと ps, fs パルス高強度レーザー装置の現状と今後の動向をまとめる[17]。高エネルギー ns レーザーでは、米国の NIF に匹敵する176本、1.5 MJ のフランス LMJ (Laser Mega Joule) が2017年に運転開始の予定である。高強度 ps レーザーでは、高エネルギー ns レーザーに付随した ps レーザーとして、レーザー研 GXII / LFEX (4 kJ, 1 ps), 米国 Omega / Omega EP (5.2 kJ, 10 ps), NIF/NIF ARC (7.2 kJ, 30 ps) が稼働中で、フランスでは LMJ/PETAL (3.6 kJ, 500 fs) が建設されている。fs レーザーでは現在、世界各国で PW 級レーザーが稼働しており、さらに 10 PW レーザーの建設が進められている(例えば、フランス APOLLON, 英国 Vulcan 10 PW, チェコ ELI-Beamlines, ハンガリー ELI-Atosecond, ルーマニア ELI-Nuclear Physics, 中国 SSILS)。

これら世界のレーザー装置の動向からも、「レーザー宇宙プラズマ物理」研究の今後の展望としては、従来の ns パルスを用いた実験に加えて、ps や fs パルスレーザーを用いた相対論的プラズマ物理研究が注目されると思われる。宇宙物理の最も重要な課題の1つが宇宙線生成機構の解明であり、これを実験的に研究するためには、高強度レーザーが必要となる。本小特集でも取り上げられた、相対論的な衝撃波における Weibel 不安定性(3.3節)、相対論的バロクニック効果による磁場生成(3.1節)や磁気リコネクションは、今後の実験が期待される。相対論的無衝突静電衝撃波実験では、衝撃波上流のプロトンが衝撃波の静電ポテンシャルで反射・加速されて、数 10 MeV の準単色プロトンが生成されており、工学・医療応用の観点からも興味深い(3.2節)。また、早くから注目されていた高強度レーザーを用いた電子・陽電子生成では、2015年に電子と陽電子の数が等しくなる電子・陽電子プラズマの生成が報告され[18]、今後の進展が期待される。

ns レーザーを用いた実験では、これまでの kJ (激光 XII

号, 中国神光 II, 英国 Vulcan, フランス LULI2000) から数 kJ (Omega) のレーザーを用いて行って来た実験を, MJ の大型レーザー (NIF, LMJ) を用いることにより, より宇宙現象に近いパラメータでの実験や, これまでに実現できなかった現象をとらえることができる可能性がある。国際共同研究による大型レーザー実験は, 今後も注目されるであろう。また, ns レーザーをコイル型ターゲットに照射することにより, 約 10 MG (kT) の磁場生成が可能となった[19]。この超高強度磁場を用いることによる, これまで得られなかった新たなパラメータ領域での宇宙物理実験が注目される。

ns レーザー実験では, ps レーザーを用いた X 線バックライトやプロトンバックライトによる密度・電場・磁場等の詳細な計測が必要不可欠になりつつある。理化学研究所の X 線自由電子レーザー (XFEL) SACLA では, XFEL と同時照射が可能で 2 台の fs レーザー (500 TW × 2 台) が2016年に稼働予定である。fs レーザー生成プラズマの XFEL によるプローブ計測によって, 今後, 相対論的プラズマ物理の詳細が明らかになる可能性がある。

最後に, レーザー研は, 2016年度からも共同利用・共同研究拠点活動を継続して行うことになった。この利点を最大限に活用し, 色々な分野の研究者からのアイデアに満ちた新しい実験提案を受け入れ, 一緒に実験をデザインしてレーザー実験を行い, 成果を挙げていきたい。さらに, 例えば天文学会, 地球電磁気・地球惑星圏学会, 日本物理学会, プラズマ・核融合学会等, それぞれのホームグラウンドで成果が発表され, そこでの議論によって新たな提案・提案者が出てくるという正のフィードバックがかかって, 「レーザー宇宙プラズマ物理」研究がますます発展することを目標として, これからも共同研究を推進していく。

参考文献

- [1] N.G. Basov and O.N. Krohkin, *Proc. Conf. on Quantum Electronics, Parice* (1963).
- [2] J.M. Dawson, *Phys. Fluids* **7**, 987 (1964).
- [3] A.R. Bell *et al.*, *Phys. Rev. A* **38**, 1363 (1988).
- [4] J. Grun *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 12738 (1991).
- [5] E. Muller *et al.*, *A&A* **251**, 505 (1991).
- [6] B.A. Remington *et al.*, *Phys. Plasmas* **2**, 241 (1995); B.A. Remington *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 1994 (1997).
- [7] 高部英明: プラズマ・核融合学会誌 **69**, 1285 (1993).
- [8] B.A. Remington *et al.*, *Science* **284**, 1488 (1999).
- [9] R.P. Drake, *J. Geophys. Res.* **A 7**, 14505 (1999).
- [10] D. Ryutov *et al.*, *ApJ* **518**, 821 (1999).
- [11] H. Takabe *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, A75 (1999).
- [12] 高部英明, 野本憲一: 日本物理学会誌 **53**, 84 (1998).
- [13] 高部英明 他: プラズマ・核融合学会誌 **74**, 1254 (1998).
- [14] B. R. Remington *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 755 (2006).
- [15] 堀岡一彦: 日本物理学会誌 **67**, 252 (2012).
- [16] W. Geckelmann *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 2875 (1991).
- [17] 植田憲一: レーザー研究 **42**, 113 (2014).
- [18] G. Sarri *et al.*, *Nature Comm.* **6**, 6747 (2015).
- [19] S. Fujioka *et al.*, *Sci. Rep.* **3**, 1170 (2013).

小特集執筆者紹介



さか わ よう いち
坂和洋一

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター、准教授、Ph.D (工学)。専門はプラズマ物理学。大型レーザーを用いた宇宙物理実験に従事しており、世界の大型レーザーを用いた実験を行っている。家族は妻、2人の娘と1人の息子。趣味はテニス。練習する機会を増やし、もう一花咲かせたいと考えている。でもその前に減量か。



たか べ ひで あき
高部英明

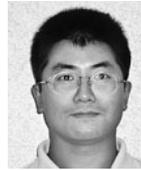
ドイツ・ヘルムホルツ研究機構上席研究員、大阪大学名誉教授。大阪大学で学位取得後、ミュンヘン、アリゾナで2年間研究の後、大阪大学助手(1981年)。日本物理学会理事(2004-2008)、アジア太平洋物理学会連合(www.aapps.org)理事など歴任(2004-2010)。主な研究分野はプラズマ物理学、実験室宇宙物理学、計算物理学。最先端基礎研究に挑戦すべく、大阪大学を早期退職。2015年10月よりドイツ・ヘルムホルツ研究機構ドレスデン(www.hzdr.de)にて欧州連合(EU)のXFEL(www.xfel.eu/)と高強度レーザーを組み合わせた大型プロジェクトHIBEF(www.hibef.eu)に参加。ドレスデン在住。趣味は中国歴史小説、科学政策調査など。

個人のHP: <http://homepage2.nifty.com/AkiTakabe/>
朝日デジタル・WEBRONZA(毎月寄稿): <http://webronza.asahi.com/>



やま ざき りょう
山崎了

青山学院大学理工学部物理・数理学科准教授。1977年2月生まれ。2004年京都大学大学院理学研究科、博士(理学)の学位取得。大阪大学理学研究科学振特別研究員、広島大学大学院理学研究科助手、同助教を経て2010年より現職。専門は高エネルギー宇宙物理学。



さ の たか よし
佐野孝好

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター助教。博士(理学)。1998年東京大学大学院理学系研究科天文学専攻博士課程修了。その後、国立天文台、メリーランド大学、ケンブリッジ大学でのポストドク研究員を経て、2003年より現職。最近の主な研究分野は、強磁場中のレーザー・プラズマ相互作用や界面不安定の数値実験。



まつ きよしゅう いち
松清修一

九州大学大学院総合理工学研究院助教。2002年九州大学大学院、博士(理学)。マックスプランク研究所研究員時代に衝撃波研究に魅せられる。理論・数値シミュレーション研究主体であったが、最近では高強度レーザー実験にも手を染めつつある。専門は宇宙プラズマ物理学。



くら みつ やす ひろ
蔵満康浩

国立中央大学物理系准教授。プラズマ物理、宇宙空間プラズマ、レーザープラズマ。写真は、子供達を遊園地に連れて行って、乗り物酔いでしばらくベンチで横になった後、作り笑いができる程度に回復したところ。最近特に歳を感じる。



もり た たい ち
森田太智

九州大学大学院総合理工学研究院・助教。2011年大阪大学大学院宇宙地球科学専攻・博士(理学)。高出力レーザーを用いて無衝突衝撃波や磁気リコネクション等の宇宙プラズマ現象の模擬実験を行う一方、プラズマを用いた宇宙推進器やレーザープラズマ計測などの応用研究を進めている。