

1. 宇宙プラズマにおける粒子加速と無衝突衝撃波の概観

大 澤 幸 治 名古屋大学大学院理学研究科 (原稿受付:2008年5月25日)

衝撃波による粒子加速を記述する講座の第1回目として、本稿では、研究の背景と本講座の構成、宇宙線の エネルギーや発生場所等に関する基礎的事項、および、粒子加速機構の理解に必要な、非線形磁気音波の構造に ついて述べる.

Keywords:

particle acceleration, collisionless shock wave, cosmic ray, magnetosonic wave, particle simulation

1.1 はじめに

プラズマ中の粒子加速の研究は、宇宙線と加速器の2つ が強い動機となっている。宇宙線の研究は1912年のHess の実験にまで遡ることができるが、プラズマ利用加速器の 研究は比較的新しく、UCLAのDawsonグループ[1,2]が 1970年代末に口火を切った。プラズマ利用加速器の研究 は、物理過程について室内実験と理論・シミュレーション との詳細な比較検討が可能であるが、宇宙線の加速過程を 直接観測することは困難であり、その加速機構は未解明の まま残されている。粒子加速の研究には大振幅波の電磁場 構造とその中での超相対論的粒子の運動の解析が必要であ り、どちらも理論的解析は大変難しい。しかし、近年の計 算機の発達により、理論と自己無撞着な計算機実験との定 量的な比較ができるようになり、これから宇宙線加速理論 においても飛躍的な進展が期待される。プラズマの専門家 が多数参入してほしい.

高エネルギーに加速される(例えば,ローレンツ因子 γ が100を超えるような)機構を,宇宙プラズマを対象として,自己無撞着な粒子シミュレーションで実証した例は多くは無い.フェルミ加速モデルやDiffusiveShock Accelerationモデルはよく知られているが[3-5],筆者の知る限りそのような報告はない.不安定性と粒子加速とを結びつけたシミュレーションは数多くなされているが,加速粒子のエネルギーは非相対論的領域[6]であったり,あるいは $\gamma \leq 10$ に留まる程度である[7].計算機シミュレーションは新しい加速機構を発見するための強力な武器であるとともに,空想的理論を排除する厳しい検査官でもある.

無衝突プラズマにおける磁気音波衝撃波は、太陽フレア や超新星爆発などの強い擾乱に伴って、宇宙では頻繁に観 測されるものである.本講座では磁場中の無衝突衝撃波に よる粒子加速を主題として、私どものグループで得た研究 結果を中心に記述する(ごく短いレヴューとして文献[8]). ここで述べられる機構は,

- フェルミ加速モデルのような統計的なものではなく、衝撃波の中に形成された強い電磁場によって一部の粒子が直接加速されるものであり、さらに、
- 2. 理論だけでなく,大振幅波の発展と粒子加速とをあ わせて自己無撞着に解く相対論的電磁粒子シミュ レーションによって検証されている.

上記1の点は無衝突衝撃波のエネルギー散逸機構の観点からも興味深い.すなわち、「衝撃波の中に不安定性が起こり、その乱れた電磁場が粒子を散乱して波のエネルギーを散逸させる」という広く信じられた描像[9,10]とは明らかに異なる別の種類の散逸機構を提示している.また、2で触れられているように波の構造に基づいて粒子加速を論じているので、いくつかの異なる粒子加速機構が首尾一貫した体系的理論として構築されている.

本講座は全体で6つの章からなり,第1章(本稿)で宇 宙線について概観し、合わせて、第2章以下で説明される 加速機構の理解の基礎となる、無衝突衝撃波中の電磁場構 造について基本的事項を述べる. 第2章「捕捉電子の超相 対論的加速」では衝撃波の電子捕捉、および捕捉過程で起 こるγが100を超すような超相対論的加速について述べる [11,12]. 第2章およびそれ以降の章で共通に使われる相 対論的電磁粒子シミュレーションについても簡単に説明す る. 第3章「小パルスによる電子加速」では衝撃波中に生 成される小パルスによって引き起こされる超相対論的な電 子加速について述べる[13,14].第4章「反射によるイオン 加速と高速イオンの多段加速」では2つの機構、すなわち、 衝撃波反射による陽子加速(サーファトロン加速を含む) [15-19]と、非熱的高速イオンが波面近傍でジャイロ運動 することによってそのエネルギーが階段状に増大する多段 加速[20] について説明する。第5章「重イオン加速:波面 に平行、磁場に直角な加速」では、重イオンが衝撃波面を

Particle Acceleration Caused by Collisionless Shock Waves 1. Overview of Cosmic Rays and Nonlinear Magnetosonic Waves OHSAWA Yukiharu author's e-

author's e-mail: ohsawa@nagoya-u.jp

通過する時に横電場によって波面に平行方向に加速される 機構[21,22]について述べる.第6章「陽電子加速:磁力線 に平行な加速」では陽電子が磁場方向の電場によって波面 に長時間留まり,磁力線方向に加速される機構[23,24]に ついて述べる.

以下,第2節で宇宙線,第3節で非線形磁気音波に関す る基礎的事柄を説明する.

1.2 宇宙線

Hessは放射線が上空から飛来することを示した. すなわ ち,実験器具を携えて気球に乗り込み,気体を電離させる あるもの(放射線)が地表から高く上るほど多くなること を示した.宇宙から飛来する放射線が主に高エネルギー粒 子(宇宙線)であることを認識するようになったのは1930 年代であり,それから数十年の間は宇宙線観測が素粒子実 験の主要な手段となった.湯川の予言した中間子も,Dirac の予言した陽電子も宇宙線の中から発見された.現在で は,宇宙線として飛来する粒子には,陽子,重イオン(He, C,O,Fe等),陽電子,電子,中性子などがあることがわ かっている[25].

高エネルギー粒子そのものだけでなく,電磁波も宇宙線 加速に関する大事な情報源である.高エネルギー粒子は制 動放射,シンクロトロン放射,光子の散乱,あるいは核反 応を通して,電磁波(電波,エックス線,ガンマ線等)を 放射する.電磁波は,荷電粒子と違って,磁場があっても 直進するという特徴を有する(荷電粒子は磁場によって曲 げられるので,多くの場合,発生源の位置に関する情報を 与えない).

1.2.1 発生源とエネルギー

地球に最も近い宇宙線発生源は太陽である.太陽大気 (コロナ)ではフレアとよばれる爆発現象が起こるが,それ は太陽表面(光球)の下からコロナに張り出している磁力 管(その根元が黒点である)の磁場エネルギーが短時間で 大量に解放されるために起こると考えられている.フレア に伴って,衝撃波の生成,電波からガンマ線にいたる電磁 波の放射等々に加えて,強い粒子加速も発生する.加速さ れる粒子の最高エネルギーは電子が数十 MeV,イオンが1 -10 GeV 程度である.加速時間は数秒以下(観測の時間精 度以下)であることが1980年代にわかった[26-28](図1参 照).また,重イオンも加速されるが,加速された重イオン の組成は,平均すれば,コロナにおける重イオンの組成と ほぼ同じである[29,30].

大爆発を起こして星がその一生を終えることがある.地 球からは突然明るい星が出現したように見えるので,超新 星とよばれる.超新星爆発によって球殻状の衝撃波が形成 され,波面の内側には広大な高温プラズマの領域がつくら れる.超新星爆発の衝撃波は宇宙線源の一つである.実際, 衝撃波面に高エネルギー(~10¹⁴ eV)の電子が存在するこ とがエックス線観測とガンマ線観測からわかった[31-33].

なおこの場合,エックス線はシンクロトロン放射,ガン マ線は光子の散乱(逆コンプトン散乱)によってつくられる. パルサーは超新星爆発のときに星が圧縮されてできる超



図1 2.048 秒毎の光子数の時間変化.46-80 keV から 25-40 MeV まで5つのエネルギー帯の時間変化が描かれている.どのエネルギー帯も同じ時刻(点線)に最大となっている[28].

高密度(~10¹⁵ g/cm³)の半径10 kmほどの中性子星である. パルサーは強い磁場(~10¹² G)を持って高速回転(周期~ 1 秒程度およびそれ以下,有名な蟹パルサーは33 ms)して いるので,周囲に強い電磁場をつくる[34-36].パルサー周 辺は宇宙線発生源の候補と考えられてきたが[37],実際近 年,パルサー方向からのガンマ線が報告されている[38]. TeV ガンマ線は定常的に放射されているので,パルサー風 による宇宙線生成の結果であると想像されている.パル サーとは別の天体であるが,ガンマ線バーストとよばれる 正体のよくわからない天体[39]は宇宙線発生源の一つの候 補としても興味深い.

1.2.2 最高エネルギー

観測されている宇宙線のエネルギー・スペクトルはほぼ べき乗の分布で~10²⁰ eV まで伸びている (このくらいの高 エネルギーだと銀河内で陽子はほぼ直線運動をすると言え る). 銀河系外の宇宙論的遠方 (~1億光年以上遠方) でつ くられた超高エネルギーの宇宙線は地球に届くまでに、宇 宙背景放射の光子と相互作用してエネルギーの大半を失っ てしまう[40, 41]. そのため~ $0.5 \times 10^{20} \, \text{eV}$ で、スペクトル はカットオフを持つと予想される.しかし、AGASA の観 測によるとスペクトルはその理論の点線で示されるカット オフを超えて 10²⁰ eV 以上に伸びている[42] (図2参照). このことは比較的近傍(50 Mpc 以内:1 pc (パーセク)は 3.26光年)に宇宙線発生源があることを示唆するが、場所の 特定はできなかった.10²⁰ eV近傍の問題はまだ決着したわ けではなく、観測はまだ精力的になされている.2007年に 南米アルゼンチンの Auger Observatory は活動的銀河核の 方向に超高エネルギーの発生源を特定したと発表した [43]. この天文台は 10²⁰ eV 近傍のエネルギー・スペクト ルも観測しており、AGASA の結果との定量的比較が待た れる[44].

Lecture Note



図2 10²⁰ eV 付近の宇宙線のエネルギー・スペクトル.エネル ギーEの単位は eVで,この図は高エネルギー部分を見やす くするために縦軸は E³倍されている. 点線は我々の銀河外 に一様に宇宙線発生源が分布していると仮定したスペクト ルの理論線.黒丸は観測結果で,数字は観測事象の数,縦 線はエラーバー,矢印つきの縦線は上端以下であることを 示す(統計的な精度については文献[42]参照).10²⁰ eV を超 えてスペクトルがのびている.

1.3 非線形磁気音波の構造

プラズマ物理学の問題として粒子加速を考えるなら,ど のような電磁場の中で粒子がエネルギーを得るのか,定量 的に論じなければならない.その電磁場がプラズマ中に本 当にできるのかどうかも含めて考察する必要がある.私ど もはプラズマ中に生成される強電磁場構造の代表的なもの として,磁場中の衝撃波に着目し,その中で起こるいくつ かの粒子加速機構を研究した.本章の後半では,加速機構 の理解のために必要な,衝撃波の電磁場構造について説明 する.しかし,本講座は粒子加速に重点を置いているので, 波の説明は必要最小限にとどめている.さらに興味のある 方は引用文献等を通して調べていただきたい.

1.3.1 線形波

一流体の磁気流体力学(MHD)では、一様な媒質中で3
 種類の波が存在し、それらはアルヴェン波、速い磁気音波
 と遅い磁気音波である[45].アルヴェン波は非圧縮性の波
 で、磁場の張力で磁力線方向に伝わる.波の波数ベクトル
 を k、角振動数を ω とおくと、

$$\omega = k v_{\rm A} \cos \theta \,, \tag{1}$$

の関係がある. θ はkと外部磁場 B_0 との角度である. v_A はアルヴェン速度で、質量密度を ρ とすると、次式で与えられる.

$$v_{\rm A} = B_0 / (4\pi\rho)^{1/2}.$$
 (2)

一方, 音速

$$c_{\rm s} = (\Gamma p_0 / \rho)^{1/2}, \tag{3}$$

(ここで Γ は比熱比, p_0 は熱的圧力)と v_A とを用いて磁気 音波の分散式は

$$\omega^2/k^2 = (1/2) \{ (v_A^2 + c_s^2) \pm [(v_A^2 + c_s^2)^2 - 4v_A^2 c_s^2 \cos^2 \theta]^{1/2} \},$$
(4)

と書くことができる. ± の正符号が速い磁気音波, 負符号 が遅い磁気音波に対応する. 遅い磁気音波は多くの場合, 減衰が強い.本講座では主に速い磁気音波を対象とする. 以下,特別に断らない限り,速い磁気音波を単に磁気音波 と記す.

上の3つの波は MHD の範囲では分散がない (ω が k に比例する).しかし,イオンと電子とを別の流体として記 述する二流体モデルでは分散が現れる.磁気音波では長波 長領域で

$$\omega/k = v_{\rm mp0} (1 + \mu k^2), \qquad (5)$$

と書くことができる. v_{mp0} は式(4)の正符号で与えられる位 相速度である. 分散係数 μ は強い角度依存性を持ち, $\theta = 90^{\circ}$ の近傍で ~ $(c/\omega_{pe})^{2}$, 斜め[$\cos \theta ~ O(1)$] で~ $(c/\omega_{pi})^{2}$ であ る.ここで, c/ω_{pe} は電子のスキン・デプス, c/ω_{pi} はイオン の慣性長である. $c/\omega_{pi} = v_{A}/\Omega_{i}$ の関係があるので, 慣性長 はアルヴェン速度でイオンジャイロ周期程度走った距離で あることがわかる.

1.3.2 定常孤立波

1958年には既に磁場に直角に伝播する非線形磁気音波の 定常解が二流体モデルを用いて得られている[46,47]. こ の解には波列解と孤立波解が含まれている.孤立波解は $1 \le M \le 2(M$ は,伝播速度をアルヴェン速度で割った,ア ルヴェン・マッハ数)の範囲で存在し,磁場 **B** の最大値を B_m とすると, $B_m/B_0 = 2M-1$ の関係がある.M = 2のと き,磁場の最大値は外部磁場 B_0 の3倍となる.具体的に, z方向を向いた外部磁場 $B_0 = (0,0,B_0)$ の中をx方向に伝播 する波の場合,発生する電磁場は $B_z \ge E_y$,および E_x であ る. E_x は電荷分離によって現れる縦電場, E_y は磁場揺動と 関連する横電場である. E_x はMHD 理論では表面には現れ ない.衝撃波内に形成される電位 $\phi(E_x = -\partial\phi/\partial x)$ の大き さは

$$e\phi = 2m_{\rm i}v_{\rm A}^2(M-1), \qquad (6)$$

である.この大きさは、(波の静止系で見たとき)イオンが パルスに突入するときの運動エネルギー $m_i(Mv_A)^2/2$ と同 じオーダであること、しかも、それよりは小さいことに注 意しよう.前者は電位形成がイオンの運動エネルギーに起 因することを示唆し、後者は「平均速度(流体速度)で突 入してくるイオンを、電位は跳ね返すことができない」こ とを示す[48].

上述の定常解は波形を変えずに移動する波を表すが,波 の振幅 ϵ を小さい ($\epsilon \ll 1$) と仮定して,非定常な変動も含 めた波の振る舞いを記述する式を求めることができる. そ れは Korteweg-de Vries (KdV) 方程式で,まず1960年に磁 場に対して直角に伝播する波に対して得られ[49,50],更 に斜め伝播に拡張された[51-55].

大振幅になると粒子加速や不安定性などで,波のエネル ギーの一部が粒子や他の波に移される.すなわち,エネル ギーの散逸が起こる.波形も孤立波のsech²(x)のような左 右対称な形から波列が徐々に減衰する非対称な衝撃波とな る(これは無衝突プラズマの場合で,粒子間衝突が頻繁に 起こる流体における衝撃波では散逸は粘性を通して起こ り,波形は tanh(x) で近似される).解析的に無衝突衝撃波 の形を求めるのは難しいので,粒子シミュレーションで得 られた電磁場の波形を図3に示す[12].ここでは,外部磁 場 $B_0 = B_0(\cos\theta, 0, \sin\theta)$ (ただし, $\theta = 45^\circ$)のなかを衝撃 波がx方向に伝播している.一見してわかるように, B_z , E_y , ϕ はほぼ同じプロファイルをしている.これに対して, B_y は $\partial B_2/\partial x$ に比例する (ここには示していないが, E_x と E_z も同様である).このことは,小振幅波に対しては解 析的に示すことができるが,シミュレーションの結果は大 振幅波に対してもほぼこれが成り立つことを示す (大振幅 波における電磁場強度については文献[56,57]を参照).

1.3.3 平行電場

図3の最下段に示された物理量Fは磁場に平行方向の電場 E₁を磁力線方向に積分したもの

$$F = -\int E_{\parallel} \mathrm{d}s\,,\tag{7}$$

である.1次元的な波を考えているが, *E*_| は縦電場と横電 場を含むので, *F* を平行擬ポテンシャルとよぶことにす る.理想 MHD 理論では基礎方程式として

$$\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} / \boldsymbol{c} = 0, \tag{8}$$

を仮定しているので, $E_{\parallel} = 0$ である. 一般に高温プラズマ の MHD 的な現象では E_{\parallel} は弱く, したがって F はごく小さ いと思われてきたが, 最近, 必ずしもそうではないことが 明らかにされた[58]. 実際, 図に示された eF も電子質量エ ネルギー mec² のほぼ10倍になっている.

文献[58]の理論・シミュレーションによると、warm plasma における小振幅 ($\epsilon \ll 1$)磁気音波パルスの平行擬ポテンシャルは

$$eF \sim \Gamma_{\rm e} T_{\rm e} \epsilon$$
, (9)



図3 斜め衝撃波における電磁場のプロファイル. B_z, E_y, φ, F は似た形状を持ち, B_y はそれらの x 微分にほぼ比例する形 状を持つ.

cold plasma では

$$eF \sim m_{\rm i} v_{\rm A}^2 \epsilon^2, \tag{10}$$

である(より精密な表式については文献[58] 参照). すな わち,磁場が強いときにはFは磁場エネルギーに比例 し,振幅の2乗に比例する. さらに,大振幅波 [$\epsilon \sim O(1)$]のときには(衝撃波のときには),シミュレー ション結果は次の現象論的な式

$$eF \sim (m_{\rm i} v_{\rm A}^2 + \Gamma_{\rm e} T_{\rm e}) \epsilon, \qquad (11)$$

によく一致する.このことは磁場が強いと強い平行電場が できることを示す.

1.3.4 多種イオン・プラズマ

今までは、プラズマは電子と1種類のイオンとから構成 されているとして波の性質を述べてきた.しかし、宇宙の プラズマは主成分である水素に加えてヘリウム、炭素、酸 素、鉄等々(存在量は水素よりも少ないが)多くの種類の イオン(重イオン)を含んでいる.また、核融合プラズマ は(実用炉として最初のものは)重水素と三重水素(およ び核融合生成物)とから構成されるであろう.多種イオン プラズマは応用上非常に重要である.

直角伝播の磁気音波を考えよう. 1種イオンプラズマで あれば、その周波数 ω はゼロから低域混成周波数 $[\omega = (|\Omega_e|\Omega_i)^{1/2}]$ までの1本の分散曲線で表すことができ る.しかし、プラズマが2種類のイオンを含んでいれば、 その分散曲線は2本に分裂する.図4に、水素イオンとへ リウムとから成るプラズマにおける分散曲線を示した[21] (斜め伝播の場合は文献[59]参照).イオン・ジャイロ周波 数付近で低周波側の波と高周波側の波とに分かれている. それぞれを低周波モード、高周波モードとよぶことにする.

通常の逓減摂動法[52-55]を適用すれば、低周波モード に対してKdV方程式を導くことができる.高周波モードの 分散式は $(m_e/m_i)^{1/2} \ll c^2 k^2/w_{pe}^2 \ll 1$ の領域で、

$$\omega/k = v_{\rm h} \left(1 - \frac{c^2 k^2}{2\omega_{\rm pe}^2} \right), \tag{12}$$



図4 H-He プラズマにおける直角磁気音波の線形分散曲線.2種 イオンプラズマではイオン・ジャイロ周波数あたりで2つ に分裂している.

Lecture Note

と近似的に表すことができる (v_h は v_A よりやや大きな量). しかもこのように表せる周波数領域は,低周波モードの周 波数領域 (ジャイロ振動数程度) よりもずっと [$~(m_i/m_e)^{1/2}$ 倍] 大きい.このことに着目し,(m_e/m_i)^{1/2} < ϵ < 1 として,通 常の逓減摂動法とは少し異なる展開法を用いると,高周波 モードに対してもKdV 方程式を導くことができる[21].低 周波モードの孤立波の幅は ~ c/ω_{pi} ,高周波モードの孤立波 の幅は ~ c/ω_{pe} であり,後者の方が1種イオンプラズマに おける直角伝播の孤立波と似ている.

電子とイオンに加えて陽電子を含む electron-positronion (e-p-i) plasma では、磁気音波の線形分散曲線は**図**4と同 じように2つに分裂する[60,61]. 高周波モードのカット オフ周波数は伝播角度、陽電子と電子との密度比 n_{p0}/n_{e0} などに依存するが、 $n_{p0}/n_{e0} = 0.5$ のとき、およそ $100\Omega_i$ 程度 であり、その共鳴周波数は電子ジャイロ周波数のオーダで ある.

謝 辞

本講座の執筆の機会を与えてくださった編集部の方々, 特に企画の段階から貴重な助言と励ましのお言葉をいただ いた佐伯紘一静岡大学教授に深く感謝いたします.また, 第2章以下で述べられる加速機構は主に筆者の研究室の 樋田美栄子博士および大学院生の方々との共同研究の結果 です.これらの方々のご協力に感謝いたします.また,核 融合科学研究所および名古屋大学太陽地球環境研究所の共 同研究を通してスーパーコンピュータを用いたシミュレー ションを行いました.

参考文献

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979).
- [2] C. Joshi and T. Katsouleas, Physics Today 56, 47 (2003).
- [3] E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
- [4] R.D. Blandford and D. Eichler, Phys. Rep. 154, 1 (1987).
- [5] A.M. Hillas, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31, R95-R131 (2005).
- [6] M.E. Dieckmann, K.G. McClements, S.C. Chapman, R.O. Dendy and L. O'C. Drury, Astron. Astrophys. 356, 377 (2000).
- [7] M. Hoshino and N. Shimada, Astrophys. J. 572, 880 (2002).
- [8] Y. Ohsawa, Physica Scripta **T107**, 32 (2004).
- [9] N. Krall and P. Liewer, Phys. Rev. A 4, 2094 (1971).
- [10] E. Ott, J.B. McBride, J.H. Orens and J.P. Boris, Phys. Rev. Lett. 28, 88 (1972).
- [11] N. Bessho and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 6, 3076 (1999).
- [12] N. Bessho and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 9, 979 (2002).
- [13] M. Sato, S. Miyahara, and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 12, 052308 (2005).
- [14] M. Sato and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 13, 063110 (2006).
- [15] D. Biskamp and H. Welter, Nucl. Fusion 12, 663 (1972).
- [16] D.W. Forslund, K.B. Quest, J.U. Brackbill and K. Lee, J. Geophys. Res., [Oceans] 89, 2142 (1984).
- [17] R.Z. Sagdeev and V.D. Shapiro, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. 17, 387 (1973) [JETP Lett. 17, 279 (1973)].
- [18] T. Katsouleas and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 51, 392 (1983).

- [19] Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. 59, 2782 (1990).
- [20] S. Usami and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 9, 1069 (2002).
- [21] M. Toida, Y. Ohsawa, and T. Jyounouchi, Phys. Plasmas 2, 3329 (1995).
- [22] M. Toida and Y. Ohsawa, Solar Physics 171, 161 (1997).
- [23] H. Hasegawa, S. Usami, and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 10, 3455 (2003).
- [24] H. Hasegawa, K. Kato and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 12, 082306 (2005).
- [25] 西村 純:現代の宇宙論(早川幸男,佐藤文隆,松本敏 雄編)第9章(名古屋大学出版会,1988).
- [26] D.J. Forrest and E.L. Chupp, Nature (London) 305, 291 (1983).
- [27] H. Nakajima, T. Kosugi, K. Kai and S. Enome, Nature (London) **305**, 292 (1983).
- [28] S.R. Kane, E.L. Chupp, D.J. Forrest, G.H. Share and E. Rieger, Astrophys. J. Lett. 300, L95 (1986).
- [29] J.P. Meyer, Astrophys. J. Suppl. 57, 151 (1985).
- [30] J.P. Meyer, Astrophys. J. Suppl. 57, 173 (1985).
- [31] K. Koyama, R. Petre, E.V. Gotthelf, U. Hwang, M. Matsuura, M. Ozaki, and S.S. Holt, Nature (London) 378, 255 (1995).
- [32] F.A. Aharonian, A.G. Akhperjanian, K.-M. Aye, A.R. Bazer-Bachi, M. Beilicke *et al.*, Nature (London) **432**, 75 (2002).
- [33] T. Takahashi, T. Tanaka, Y. Uchiyama, J.S. Hiraga, K. Nakazawa *et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan **60**, S131 (2008).
- [34] T. Gold, Nature 218, 731 (1968).
- [35] P. Goldreich and W.H. Julian, Astrophys. J. 157, 869 (1969).
- [36] S. Shibata, Astrophys. J. **378**, 239 (1991).
- [37] S. Hayakawa, K. Ito and Y. Terashima, Prog. Theor. Phys. Suppl. **6**, 1 (1958).
- [38] F.A. Aharonian, A.G. Akhperjanian, J.A. Barrio, K. Bernlohr, H. Bojahr *et al.* Astrophys. J. **539**, 317 (2000).
- [39] T. Murakami et al., Nature 368, 127 (1994)
- [40] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16, 748 (1966).
- [41] G.T. Zatsepin and V.A. Kuz'min, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 4, 114 (1966) [JETP Lett. 4, 78 (1966)].
- [42] M. Takeda, N. Hayashida, K. Honda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 81, 1163 (1998).
- [43] A. Cho, Science 318, 896 (2007).
- [44] T. Yamamoto for the Pierre Auger Collaboration, 30th International Cosmic Ray Conference, ICRC07, p. 318.
- [45] H. Alfvén and C.-G. Fälthammer, *Cosmical Electrodynamics*, (Clarendon Press, Oxford, 1963).
- [46] J.H. Adlam and J.E. Allen, Philos. Mag. 3, 448 (1958).
- [47] L. Davis, R. Lüst and A. Schlüter, Z. Naturforsch. A 13, 916 (1958).
- [48] Y. Ohsawa, Phys. Fluids 28, 2130 (1985).
- [49] C.S. Gardner and G.K. Morikawa, Courant Institute of Mathematical Sciences Report No. NYO 9082, 1960 (unpublished).
- [50] C.S. Gardner and G.K. Morikawa, Commun. Pure Appl. Math. 18, 35 (1965).
- [51] Yu. A. Berezin and V.I. Karpman, Soviet Phys. JETP 46, 1880 (1964).
- [52] T. Taniuti and C.C. Wei, J. Phys. Soc. Jpn. 24, 941 (1968).
- [53] T. Kakutani, H. Ono, T. Taniuti and C.C. Wei, J. Phys. Soc. Jpn. 24, 1159 (1968).

Journal of Plasma and Fusion Research Vol.84, No.9 September 2008

- [54] T. Kakutani and H. Ono, J. Phys. Soc. Jpn. 26, 1305 (1969).
- [55] Y. Ohsawa, Phys. Fluids 29, 1844 (1986).
- [56] S. Nakazawa and Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. 66, 2044 (1997); *ibid.* 67, 2965 (1998).
- [57] S. Miyahara, T. Kawashima and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 10, 98 (2003).
- [58] S. Takahashi and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 14, 112305

(2007).

- [59] S. Irie and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 10, 1253 (2003).
- [60] H. Hasegawa, S. Irie, S. Usami and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas 9, 2549 (2002).
- [61] H. Hasegawa and Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. 73, 1764 (2004).

用語解説

超相対論的粒子:

ローレンツ因子γが1よりもずっと大きい粒子.

無衝突衝撃波:

衝突のほとんど起こらないプラズマにおける衝撃波. そ の構造とエネルギー散逸機構はプラズマ物理学の初期の時 代から大きな課題であった.

逆コンプトン散乱:

高エネルギーの電磁波(X線など)による粒子の散乱を コンプトン散乱とよぶ.電磁波を1つの粒子(光子)とみ なして、2つの粒子の弾性衝突として取り扱うことができ る.衝突の結果、光子はいくらかエネルギーを失い、粒子 はエネルギーを得る.逆コンプトン散乱はその逆の過程.す なわち、高エネルギーの粒子が低エネルギーの光子と衝突 して粒子はエネルギーを失い、光子は高エネルギーとなる.

パルサー風:

太陽からは太陽風とよばれるプラズマの放射があり、地

球も太陽風の中にある.パルサーからもパルサー風とよば れる高速のプラズマが放射されていると考えられている. パルサー風は電子・陽電子プラズマである可能性もある.

宇宙背景放射:

宇宙から等方的に飛来する電磁波で、そのスペクトルは 2.7 K の黒体放射に対応する.宇宙のビックバンの名残.

活動的銀河核(Active Galactic Nucleus):

銀河の中心部の極狭い領域から異常に高い光度の放射を している天体.太陽の10⁷~10¹⁰倍の質量を持つブラック ホールによってこの活動が生み出されていると想像されて いる.

AGASA :

山梨県明野に設置された宇宙線望遠鏡で, AGASA は Akeno Giant Air Shower Array の略. 超高エネルギーの宇 宙線が大気に突入したときに放つチェレンコフ光を観測す る. 第1章で使われた図2は AGASA の観測結果.