



講座 衝撃波による粒子加速

3. 小パルスによる電子加速

大澤 幸治

名古屋大学大学院理学研究科

(原稿受付: 2008年6月26日)

本稿では、衝撃波中にできる小パルスによって引き起こされる電子加速について述べる。シミュレーションでは粒子加速を起こす小パルスとして圧縮性、磁場反転型、およびアルヴェン波束の3つが確認されている。圧縮性小パルスは様な外部磁場中を伝播する衝撃波において発生し、磁場反転型は反転外部磁場を衝撃波が通過すると、磁場極性が逆転した新しい衝撃波面の後方にできる(圧縮性小パルスも新たに作られる)。アルヴェン波束は伝播角度が比較的小さいときに磁気音波衝撃波の後方にできる。これらの磁場プロファイルは一見、かなり異なるように見えるが、加速機構は共通の物理過程を含んでおり、小パルス内外の軌道と電場を考慮することにより統一的に理解できる。加速は $|\Omega_e|/\omega_{pe} < 1$ の弱磁場でも起こる。

Keywords:

electron acceleration, compressive small pulse, field-reversed small pulse, Alfvén wave packet, shock wave

3.1 序

第2章で述べた電子加速機構は

$$|\Omega_e| \geq \omega_{pe}, \quad (1)$$

という比較的強い磁場の中で $\gamma \gg 1$ となる電子を生成し、さらに、衝撃波速度が

$$v_{sh} \sim c \cos \theta, \quad (2)$$

の条件を満たすときに特に加速が強い。

太陽の磁力管は数千ガウスの磁場強度を持つが、惑星間空間や星間空間では磁場はもっとずっと弱い。惑星間空間では $\gamma \gg 1$ のような高エネルギー粒子はつくられないが、超新星爆発でできた衝撃波において 10^{14} eVの高エネルギー電子が観測されている[1-3]。超新星残骸の存在する星間空間の磁場は 10^{-6} ガウスのオーダーであり、 $|\Omega_e| \ll \omega_{pe}$ である。

2000年にDieckmann等が陽子ビームの存在する系での電子加速を調べた[4]。彼らは超新星残骸の衝撃波における電子加速に興味を持っていたので、磁場の弱い($|\Omega_e|/\omega_{pe} = 1/10$)条件で調べた。衝撃波ではイオンが反射される(反射されても磁場があるので、また戻ってくる)。そこで彼らは2つの陽子ビームが原因で発生する二流体不安定の発展とその結果生じる電子加速を電磁粒子シミュレーションで調べた。初期値として、様なプラズマ中に $6v_{Te}$ (v_{Te} は電子の熱速度)と $-6v_{Te}$ の陽子ビームが存在する場合、不安定性によって作られる電子の最高速度は非相対論的な $20v_{Te}$ 程度であった。

2002年にはHoshino and Shimadaが電子加速のシミュレーションを行っている[5]。彼らはシミュレーション

ボックスの左から $\gamma = 1.03$ のスピードのプラズマを入射し、その結果生じる不安定性和電子加速を調べた。観測された電子の最高エネルギーは $\gamma = 4 \sim 5$ 程度であった。これも超新星残骸の衝撃波を意識したシミュレーションで、弱い磁場 ($|\Omega_e|/\omega_{pe} = 1/19$)である。

本稿では

$$|\Omega_e| < \omega_{pe} \quad (3)$$

でも $\gamma > 100$ となる、2005年に発見された電子加速機構について述べる[8-10]。第2章で述べた捕捉電子の加速とは異なり、この機構は $|\Omega_e| < \omega_{pe}$ のような弱磁場でも、 $|\Omega_e| > \omega_{pe}$ の強磁場でも起こり、また、式(2)とは無関係である[6,7]。

衝撃波のプロファイルは完全に定常ではなく、さまざまな揺動が重なっている。本稿で述べる加速機構はそのような揺動の一つである小パルスによって引き起こされる。小パルスは衝撃波の内部(波面の後方)にあるので、小パルス内部だけでなく、その外側にも電場がある。小パルスに軌道を曲げられた電子がその電場によってエネルギーを得る。粒子加速を引き起こす小パルスとして、圧縮性[8]、磁場反転型[9]、およびアルヴェン波束[10]が観測されている。

以下、その3つに関して順番に、相対論的電磁粒子シミュレーションの結果と物理的機構の概略を述べる。

3.2 圧縮性小パルスによる電子加速

3.2.1 シミュレーション結果

様な外部磁場中を衝撃波が伝播するとき、衝撃波の中に生じる圧縮性の小パルスによって引き起こされる電子加速

Particle Acceleration Caused by Collisionless Shock Waves 3. Electron Acceleration Caused by Small Pulses Generated in a Shock Wave

OHSAWA Yukiharu

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

のシミュレーション結果[8]を最初に示す。図1は衝撃波における磁場の形状を、図2は電子の位相空間図(x, γ)である。それぞれ、2本の直線(右側の実線と左の点線)が引いてあるが、実線は衝撃波のフロント(遷移領域)の軌跡、点線は衝撃波中に生成された小パルスの軌跡を示している。この小パルスのあたりで B_z が強くなり、(図には示していないが)プラズマ密度も高くなっている。つまり、この小パルスは圧縮性である。図2からわかるように、小パルスの後ろに多数の高エネルギー電子が存在している。なお、このシミュレーションの外部磁場強度は $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 0.4$ 、伝播角度は $\theta = 60^\circ$ である。

この機構で加速される軌道の模式図を図3に示す。小パ

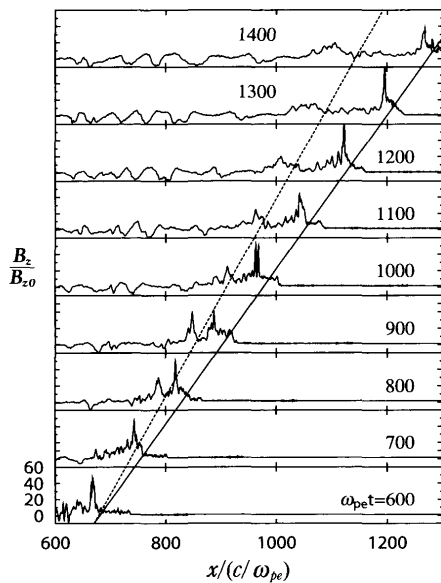


図1 弱磁場中の衝撃波の伝播。主パルス(軌跡を実線で示した)よりやや遅れて小パルス(軌跡は点線)が伝播している。

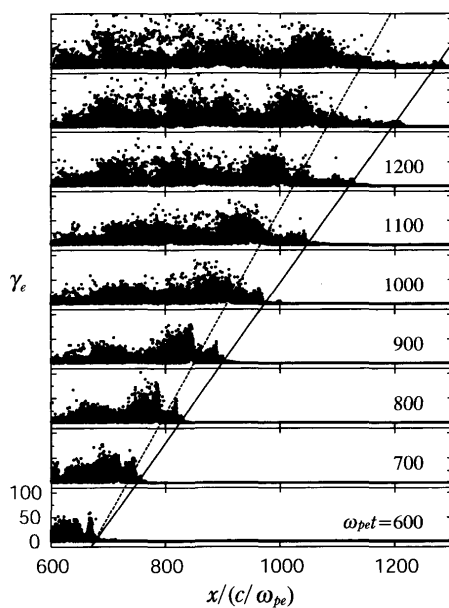


図2 弱磁場中衝撃波で加速された電子の位相空間図。主パルスではなく、小パルスの背後に高エネルギー電子が存在する。

ルスの波形を矩形で近似し、 $x_{bd} < x < x_{bd} + \Delta$ が小パルスの領域であるとする(上段の図)。圧縮性小パルスの伝播速度を v_{sh2} と記す。小パルスの後ろの境界 x_{bd} を何度か横切る電子が加速される。その粒子の実空間と運動量空間における軌道が図3の下段に描いてある。電子は小パルスの後ろの電場 E_{II} (その向きは y 方向)からエネルギーを得る(軌道BC, DE)。電子は小パルス内に存在するときは(軌道AB, CD)、内部の y 方向の電場 E_I によりエネルギーを失うが、両方の寄与を加えるとエネルギー増大が勝る。小パルスは衝撃波の影響下にあるので、小パルスの外でも電場 E_{II} が存在する。このことがこの機構において重要である。運動量空間では楕円軌道を描くが、エネルギーが増えるにしたがって、その半径が大きくなる。

図3でモデル的に描いた機構がシミュレーションで実際に起こっていることを示す。図4は加速された電子の x

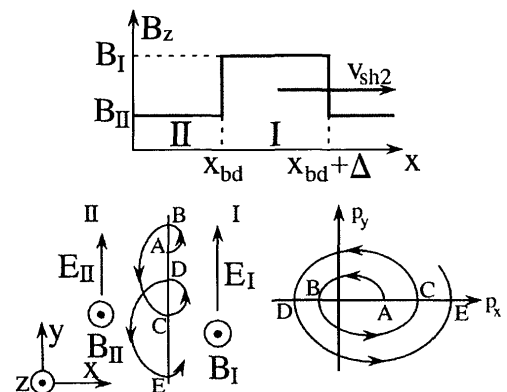


図3 小パルスにより加速される電子軌道の模式図。小パルスとその背後の領域を行き来する電子は実空間では回転しながら境界線に沿って移動し(下段左図)、運動量空間では徐々に半径を増す楕円軌道を描く。

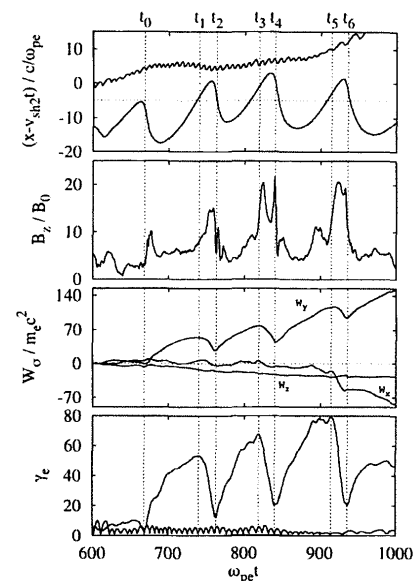


図4 加速された電子の $x - v_{sh2} t$, $B_z(x(t))$, $E_\sigma(\sigma=x, y, \text{ or } z)$ によってされた仕事 W_σ , および γ の時間変化。最上段と最下段の細かい振動は加速されなかった電子を示す(加速されない電子はジャイロ周期が短い)。圧縮性のパルスなので、電子が小パルス内にあるときは $B_z(x(t))$ は大きく、外にあるときは小さい。 W_γ と γ の時間変化はよく似ている。

座標 (正確には $x - v_{sh2}t$), 粒子の存在する位置での $B_z(x(t))$, 粒子が電場 E_σ ($\sigma = x, y$, or z) によってされた仕事 W_σ ,

$$W_\sigma = -e \int E_\sigma v_\sigma dt, \quad (4)$$

および γ の時間変化を示す。最上段の図で水平線(点線)は小パルスのおの境界 x_{bd} に相当する位置を表す。水平線の下が, 小パルスの外(後ろ)と思ってよい。 $x - v_{sh2}t$ が水平線の上下を振動しているということは粒子が小パルスへの出入りを繰り返していることを示す。粒子が水平線の下(小パルスの外)にいる時間帯で, B_z が小さく, γ が増大している。また, W_y と γ の時間変化がよく似ていることから, 粒子はエネルギーを E_y から得ていることが確認できる。図5はこの粒子の運動量空間における軌道を示す。楕円的な軌道を描きながら徐々にその半径を大きくしている。これらの特徴は, 前の段落で定性的に述べた加速の特徴と一致している。

この加速機構には式(2)のような条件はなく, また強磁場中でも弱磁場中でも起こる。磁場が強い場合には, 本機構と捕捉電子の加速[6,7]の両方が現れる。図6は比較的磁場の強い $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 2$ と $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 3$ の2つの場合に, 電子エネルギーをアルヴェン・マッハ数 M_A の関数として示した。伝播角度は 60° に取った。左側の縦の点線は $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 3$ において条件(2)を満たす伝播速度, 右側の縦線は $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 2$ において条件(2)を満たす伝播速度を表す。この場合には, M_A を大きくしていくにしたがって, 捕捉電子の加速が現れ, 次に本機構が現れる。

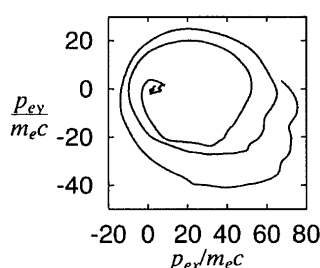


図5 加速された電子の運動量空間における軌道。図3右下の, 徐々に半径を増す楕円によく似ている。

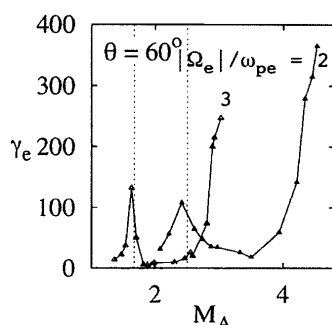


図6 比較的磁場が強いときの, 最大電子エネルギーの M_A 依存性。 M_A を大きくしていくと, まず捕捉電子の加速が現れ, 次に本機構が現れる。

3.2.2 理論の概要

ここで圧縮性小パルスによって引き起こされる電子加速の理論の概要を述べる[8]。定性的な, ごく簡単な物理的説明は図3でなされているが, それをもう少し詳しく説明する。簡単のために直角伝播の波を考える。図3のように小パルスの形を矩形で近似し, 内部の電磁場を

$$E_I = (0, E_I, 0), \quad B_I = (0, 0, B_I), \quad (5)$$

外部の電磁場を

$$E_{II} = (0, E_{II}, 0), \quad B_{II} = (0, 0, B_{II}), \quad (6)$$

と記す。内部の方が電磁場が強いので, $E_I > E_{II}$, $B_I > B_{II}$ である。小パルスのスピードは衝撃波のスピードより遅く, $v_{sh} > cE_{II}/B_{II} > cE_I/B_I > v_{sh2}$ となるのであるが, 詳しくは文献[8]を参照されたい。もしも電磁場が一様であるならば, 運動量 p_x , p_y は楕円軌道を描くことが, 相対論的運動方程式を解くことによってわかる。小パルス内部の電磁場(5)では

$$\frac{(p_x - P_I)^2}{a_I^2} + \frac{p_y^2}{(a_I/\gamma_{dl})^2} = 1, \quad (7)$$

である。ここで, 速度 v_{dl} を

$$v_{dl} = c \frac{E_I}{B_I}, \quad (8)$$

と定義すると, γ_{dl} は $\gamma_{dl} = (1 - v_{dl}^2/c^2)^{-1/2}$ で与えられる。楕円の中心は $(P_I, 0)$ である。 P_I と a_I は粒子速度の初期条件と E_I/B_I によって決まる(具体的な表式は文献[8]参照)。小パルスの外の電磁場(6)では

$$\frac{(p_x - P_{II})^2}{a_{II}^2} + \frac{p_y^2}{(a_{II}/\gamma_{dII})^2} = 1, \quad (9)$$

である。

小パルス内部から外部へ境界(図3の境界 x_{bd})を横切っていくときには楕円の式は(7)から(9)に替わる。外から内に行くときはその逆である。境界線をほぼ直角に横切るとき, 図3の下の方で示されるような軌道となる。粒子が小パルス内部に存在するとき, (p_x, p_y) 空間では上半面の軌道上にあり, 小パルスの外に出ているときは運動量空間の下半面の軌道上にある。点AからBに移動するときはエネルギーが減少し(運動量空間において点BはAよりも原点に近い), 点BからCに移動するときにはエネルギーが増える(点CはBよりも原点から遠い)。このようにして楕円の半径は増大していく。

点AからBに移動するときのエネルギーの減少は, およそ $2e\rho E_I$ である (ρ はジャイロ半径)。この量は E_I/B_I に比例する(それは式(8)にも比例する)。点BからCに移動するときのエネルギーの増大も同じ理由で E_{II}/B_{II} に比例する。 $E_{II}/B_{II} > E_I/B_I$ であるために, エネルギーは増大する。楕円の式(9)を利用して, 点Aのエネルギー $\gamma(A)$ から点Bのエネルギー $\gamma(B)$ を求めることができる。同様に, 式(9)を用いて, $\gamma(B)$ から点Cのエネルギー $\gamma(C)$

を求めることができる。点Bと点Cとのエネルギーを比べると、 $\gamma \gg 1$ であるとき

$$\gamma(C) \simeq \frac{1 + E_{II}/B_{II}}{1 - E_{II}/B_{II}} \gamma(B) \quad (10)$$

と近似できる。 E_{II}/B_{II} が1に近いとき、エネルギー増大率は特に大きくなる。 $\gamma(C)$ は $\gamma(B)$ に比例するので、初期値が大きいかほどエネルギー増大量も大きくなる。衝撃波が斜め伝播のときも、 p_z の変化が小さければ式(10)は適用できる。

3.3 磁場反転小パルスによる電子加速

ここまでは外部磁場が一様な場合について述べてきた。外部磁場が反転している場合でも、エネルギー増大量が式(10)で与えられる、よく似た加速機構が存在する[9]。前節と同じく簡単のために外部磁場は z 成分のみと仮定して、その機構を説明する。

反転している磁場構造が移動すると、Faraday の法則からすぐにわかるように、 E_y が生じる ($\partial B_z / \partial t = -c \partial E_y / \partial x$)。反転磁場の構造は磁気再結合理論でよく使われる Harris モデル[11]と定性的に似ているが、重要な違いは、伝播する磁場反転小パルスには反転する電場も付随しているということである。磁気中性面の近傍を蛇行する (meandering orbit) 粒子はこの電場 E_y からエネルギーを得ることができる。これを模式的に描いたのが図7である。上段は速度 v_{np} (添え字 np は neutral point の略) で伝播する磁場反転小パルスを表す。パルスの境界 x_{bd} の近傍で電子は meandering orbit を描き、 x_{bd} に沿って下に移動する。電場が存在するので、電子は領域Ⅰでエネルギーを失い、領域Ⅱでエネルギーを得る。(p_x, p_y) 空間で見ると、粒子は $p_y \simeq 0$ で急に向きを逆転させる (したがって、ほぼ下半面で振動する)。この場合でも $\gamma(C)$ は $\gamma(B)$ を使って、式(10)のように表すことができる。なお、速度の大小関係は、 $v_{sh} > cE_{II}/B_{II} > v_{np} > cE_I/B_I$ である[9]。

シミュレーションでは、外部磁場 B_{z0} は、 $x \leq a$ では一様で正、 $x \geq b$ では一様で負 (a, b は定数で $a < b$)、 $B_{z0}(b) = -B_{z0}(a) < 0$ であるとした。 $x = (a+b)/2$ で外部磁場は極性を変える。図8はこのような磁場反転領域を通過する衝撃波の発展を示すシミュレーション結果である。

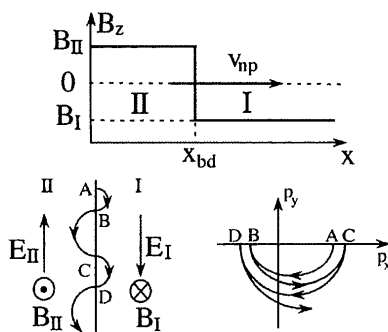


図7 磁場反転小パルスにおける電子加速の模式図。電子は $B_z=0$ の面に沿って meandering orbit を描き、(p_x, p_y) 空間では下半面における振動を示す。

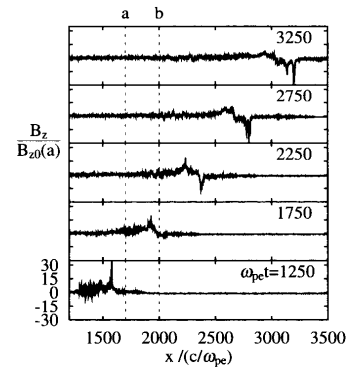


図8 磁場反転領域を通過する衝撃波の発展。 $x \leq a$ で $B_{z0}(x) = B_{z0}(a) > 0$ 、 $x \geq b$ で $B_{z0}(x) = -B_{z0}(a) < 0$ である。 $B_z > 0$ の衝撃波が外部磁場反転領域を通過後、消滅し、 $B_z < 0$ の衝撃波が形成されている。

($|\Omega_e|/\omega_{pe} = 0.4$)。衝撃波が磁場反転領域を通過して $B_{z0} < 0$ の領域に入ると、 $B_z > 0$ の衝撃波は徐々に減衰し (B_z は B_{z0} と揺動を含めた全磁場)、代わりに磁場極性が反対の ($B_z < 0$ であるような) 衝撃波が形成される。このとき反転磁場の構造も伝播するようになり (したがって電場も発生し)、その付近で粒子加速が起こる。

$x < a$ に衝撃波があるときは圧縮性小パルスにより高エネルギーの電子ができる。 $\omega_{pet} \geq 2000$ 以降の $x > b$ では、磁場反転小パルスによる加速と圧縮性小パルスによる加速の両方が起こる ($B_z < 0$ である圧縮性小パルスも新たにつくられる)。最上段 ($\omega_{pet} = 3250$) の時刻における、衝撃波と磁場反転小パルス付近の電磁場形状と電子の位相空間 (x, γ) を拡大して示したのが図9である。この時刻に、衝撃波の主パルスは $x/(c/\omega_{pe}) = 3200$ 付近に存在する。 $x/(c/\omega_{pe}) = 3140$ 付近に圧縮性小パルスがあり、その背後に高エネルギー粒子が存在する。さらに $x/(c/\omega_{pe}) = 3030$ 付近で B_z が反転しており、その前後にも高エネルギー粒子がつくられている。

図10は磁場反転小パルスによって加速された電子の軌道を表す。($x - v_{np}t, y$) 空間では meandering orbit を、(p_x, p_y) 空間では下半面における振動を示す。これらは模式的に描かれた図7の軌道を再現している。

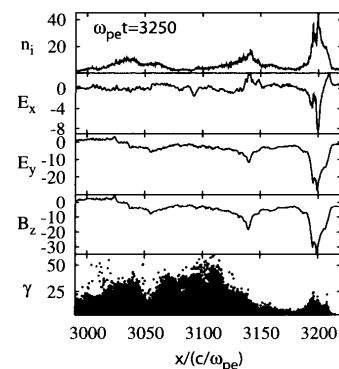


図9 磁場が反転した領域における衝撃波の構造と電子の位相空間 (x, γ)。主パルス領域 ($x/(c/\omega_{pe}) = 3200$ 付近) の後方で、圧縮性小パルスと磁場反転小パルスによって高エネルギー電子がつくられている。

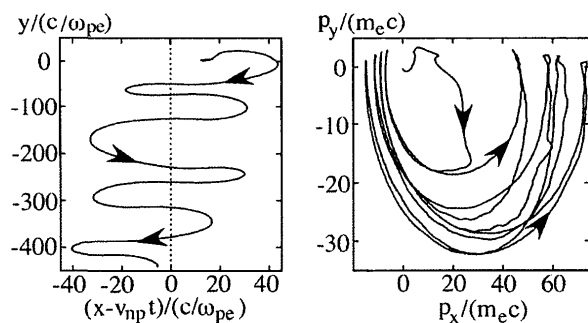


図10 磁場反転小パルスによって加速された電子の $(x-v_{np}t, y)$ 空間と (p_x, p_y) 空間における軌道。 $(x-v_{np}t, y)$ 空間では meandering orbit を、 (p_x, p_y) 空間では下半面の振動を示す。

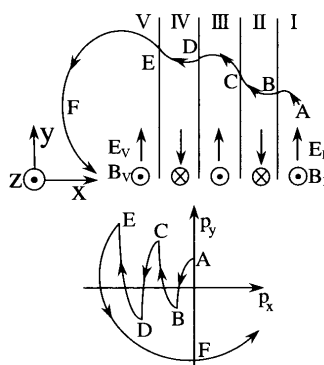


図11 B_z の符号が空間的に変化するときの実空間(上)と運動量空間(下)における軌道の例。領域 I, III, V では $B_z > 0$, 領域 II, IV では $B_z < 0$ である。

3.4 アルヴェン波束による電子加速

前節で紹介した磁場反転小パルスでは磁場極性が磁気中性面を境として1回だけ変化する。もしも磁場極性の変化が複数回起これば(隣同士の磁場極性が反対である層が複数個連続して存在すれば)、図11のような粒子軌道が存在し得る[10]。このように磁場極性が次々と変化するのは、例えば、大振幅のアルヴェン波において可能である(小振幅であると外部磁場で決まる極性を変えることはできないが、大振幅であると外部磁場も含めた全磁場は極性を変えることができる)。

強いMHD的擾乱があると、磁気音波だけでなくアルヴェン波も励起される。前者は衝撃波として擾乱の先頭の波面を形成する。後者は伝播速度が磁気音波よりも遅いので、その背後にアルヴェン波束として伝わるであろう。そのことを実際に、 $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 0.1$, $\theta = 30^\circ$ のシミュレーションで示す。図12の最上段 ($\omega_{pet} = 4000$) では、衝撃波が $x/(c/\omega_{pe}) = 1750$ 付近に存在し、その後方 $700 \leq x/(c/\omega_{pe}) \leq 1500$ にアルヴェン波束が伝播している。アルヴェン波束の領域に高エネルギー電子が存在する。前節のシミュレーションでは $\theta = 90^\circ$ だったのでアルヴェン波は励起されなかったが、ここでは $\theta = 30^\circ$ と、伝播角度が小さいので、アルヴェン波が立ちやすくなっている。

図13は加速された電子の (p_x, p_y) 空間と $(x-v_{Ap}t, y)$ 空間とにおける軌道を示す (v_{Ap} はアルヴェン波束の速度)。こ

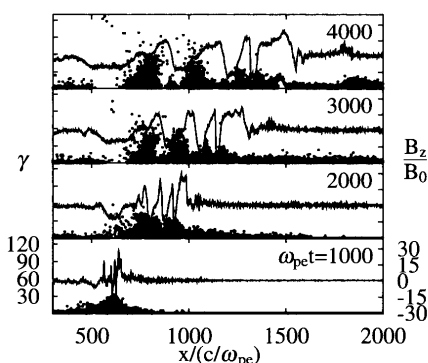


図12 B_z のプロファイルと電子の位相空間 (x, γ) 。磁気音波衝撃波の後方に大振幅アルヴェン波束が形成され、そこで高エネルギー電子が生成されている。

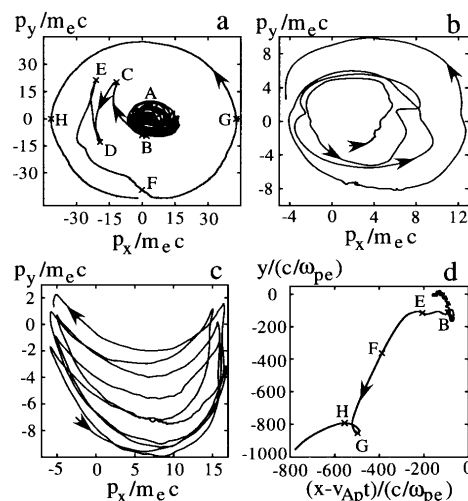


図13 加速された電子の (p_x, p_y) 空間と $(x-v_{Ap}t, y)$ 空間における軌道。図aのB→Fは模式図11の下段の軌道とよく似ている。図aの中心部の線が密集している部分は図bの楕円軌道と図cの下半面の振動を含む。図dは $(x-v_{Ap}t, y)$ 空間における軌道である。

の粒子は3種類の加速を経験している。 (p_x, p_y) 空間における、図13a(左上図)の中心部の線が密集している部分は、図13bの楕円軌道と図13cの下半面の振動を含んでいる。点BからHへの軌道は、アルヴェン波束における、交互に磁場極性が変化することによる加速である。[運動量空間の図から実空間の軌道を想像することは難しい。 $(x-v_{Ap}t, y)$ 空間で見ると、B→Eと比べて、E→Hの長さがずっと長い。]この粒子は磁気音波衝撃波面の後ろで、圧縮性小パルス、次に磁場反転領域の加速を受け、その後にアルヴェン波束による加速を受けている。それは模式図3, 7, および11と比較してみるとわかるであろう。したがって、アルヴェン波束領域に到達するまでにこの粒子はある程度高エネルギーとなっている。式(10)からわかるように、この種類の加速におけるエネルギー増大量は初期値に比例するので、このことは、その後のアルヴェン波束領域における加速で重要である。

3.5 まとめ

圧縮性小パルス、磁場反転小パルス、およびアルヴェン

波束による電子加速を概説した。これらはどれも弱磁場中でも起こる。これら3つの磁場構造はだいぶ異なるが、加速機構は共通性を持っている。特に大事な点は、これらの小パルスと波束は磁気音波衝撃波の影響下にあるので、その内外に電場が存在するということである。磁場による軌道のゆがみとその電場が組み合わさって電子加速をつくりだす。

圧縮性小パルスや磁場反転小パルスは非定常的なもので、その特性は既知の波の理論では理解し切れない。今までは主に粒子加速の面からこれらのパルスを見てきたが、これからは波としての研究も望まれる。アルヴェン波束が磁気音波衝撃波の背後に形成されることは既知のMHD理論からも予測されるが、それを粒子加速の観点から研究することは始まったばかりである。

謝 辞

本章で述べたことは主に佐藤正俊氏や宮原誠二氏との共同研究の成果である。

参 考 文 献

- [1] K. Koyama, R. Petre, E.V. Gotthelf, U. Hwang, M. Matsuura, M. Ozaki and S.S. Holt, *Nature (London)* **378**, 255 (1995).
- [2] F.A. Aharonian, A.G. Akhperjanian, K.-M. Aye, A.R. Bazer-Bachi, M. Beilicke *et al.*, *Nature (London)* **432**, 75 (2002).
- [3] T. Takahashi, T. Tanaka, Y. Uchiyama, J.S. Hiraga, K. Nakazawa *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **60**, S131 (2008).
- [4] M.E. Dieckmann, K.G. McClements, S.C. Chapman, R.O. Dendy and L.O'C. Drury, *Astron. Astrophys.* **356**, 377 (2000).
- [5] M. Hoshino and N. Shimada, *Astrophys. J.* **572**, 880 (2002).
- [6] N. Bessho and Y. Ohsawa, *Phys. Plasmas* **6**, 3076 (1999).
- [7] N. Bessho and Y. Ohsawa, *Phys. Plasmas* **9**, 979 (2002).
- [8] M. Sato, S. Miyahara and Y. Ohsawa, *Phys. Plasmas* **12**, 052308 (2005).
- [9] M. Sato and Y. Ohsawa, *Phys. Plasmas* **13**, 063110 (2006).
- [10] M. Sato and Y. Ohsawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 084502 (2008).
- [11] E.G. Harris, *Nuovo Cimento* **23**, 115 (1962).