The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

J. Plasma Fusion Res. Vol.84, No.11 (2008) 828-833

講座 衝撃波による粒子加速

6. 陽電子加速：磁力線に平行な加速

大澤幸治
（名古屋大学大学院理学研究科）

（原稿受付：2008年7月28日）

電子，陽電子，およびイオンから構成される3成分プラズマにおける磁気音波について簡単に説明し，磁気音波衝撃波における陽電子加速の理論とシミュレーションを紹介する．この機構では陽電子は衝撃波面に長時間滞在して，磁力線にほぼ平行に加速される．理論では加速陽電子のエネルギー増大率を導き，シミュレーションではγ～2000まで加速される例を示す．この加速は大変安定で，衝撃波の波形が崩れて加速が一旦停滞した後も，急峻な波形が回復するにつれ，加速も復活する．しかも，復活後の加速には，磁場に平行な加速に加えて，第4章で紹介した（波面で円状の軌道を描く）多段加速，および波面でサイクロイド状の軌道を描く加速の2種類が加わる．加速のパラメータ依存性についても触れる．

Keywords:
electron-positron-ion plasma, positron acceleration, shock wave, parallel electric field, particle simulation

6.1 序

陽電子を含むプラズマについては，宇宙分野ではかなり前から研究がなされている．Sturrock等によってパルサー周辺での陽電子の生成が理論的に示唆され[1]，またKennel and Coroniti等によって電子・陽電子プラズマの超高速のパルサー風の存在が予言された[2]．また最近では，活動銀河核からの相対論的ジェットが電子・陽電子プラズマを主な構成要素としているとの観測的報告がある[3,4]．一方，高強度レーザーの出現により，地上の実験室で陽電子を含むプラズマが生成されるようになり[5]，より現実的な問題として陽電子を含むプラズマが研究されるようになってきた[6-10]．また，プラズマを利用した加速器の実験でも陽電子加速が研究されている[11,12]．

私どもは，電子，陽電子，およびイオンからなる3成分プラズマにおける波動と粒子加速の研究を行った[13-19]．その結果，陽電子が衝撃波面近傍に留まり，磁力線に平行方向に加速される機構を見出し，エネルギー増大率に対する定量的な理論式も導出した[15,16]．さらに，相対論的電磁粒子シミュレーションでγ～2000への陽電子加速を実際に示した[18]．

Surfatron加速では加速される粒子は波面に沿って，磁力線を横切って動くが[20,21]，本機構で加速される粒子は波面に長時間留まり，磁力線とほぼ平行方向に動く．そのため，Surfatron加速のような強い電場は必要としない．また，波形が崩れて一旦加速がとまっても，衝撃波形が回復すれば，再び加速も始まるので，大変安定な加速機構であるといえる．

本稿ではその理論とシミュレーションについて述べる．

第2節で，電子・陽電子・イオンプラズマにおける磁気流体波について説明し，続いて第3節で磁気音波衝撃波による陽電子加速の理論を記述し，第4節で陽電子加速の粒子シミュレーションの結果を紹介する．最後に第5節でまとめを述べる．

6.2 電子・陽電子・イオンプラズマにおける磁気流体波

電子，陽電子に加えてイオンをも含む3成分プラズマ中の波の分散関係を**図1**に示す．陽電子密度が$n_{p0}/n_{e0}=0.1, 0.9, 0.99$の3つの場合が描かれている．ここで，伝播角度は$\theta=42^\circ$とし，$|\Omega_e|/\omega_{pe}=1$のコールド・プラズマを考えた．電子ジャイロ周波数$|\Omega_e|$よりも低い周波数領域に3つのモードが存在する．それらを高周波モード（曲線H），磁気音波モード（曲線M），およびアルヴェン波モード（曲線A）とよぶことにする．純粋な電子・陽電子プラズマでは1本の曲線で表されていた磁気音波が2本の曲線（MとH）に分裂している．それは2種イオン・プラズマの場合と同じであるが，正電荷の粒子種の1つが陽電子なので，高周波モードのカットオフ周波数はイオン・ジャイロ周波数よりもずっと高く，また，低周波モードの周波数領域も0から$\omega/\Omega_i\simeq 1000$にまで広がっている．そのため，ここでは低周波モードにあたるものを単に磁気音波モードとよんでいる．

電子・陽電子・イオンプラズマにおけるアルヴェン速度を

$$v_A=B_0/(4\pi\rho)^{1/2}, \qquad (1)$$

で定義し（ここで，$\rho=n_{e0}m_e+n_{p0}m_p+n_{i0}m_i$），変位電流の効果を含んだ速度を

Particle Acceleration Caused by Collisionless Shock waves 6. Positron Acceleration along the Magnetic Field

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

©2008 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research
NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

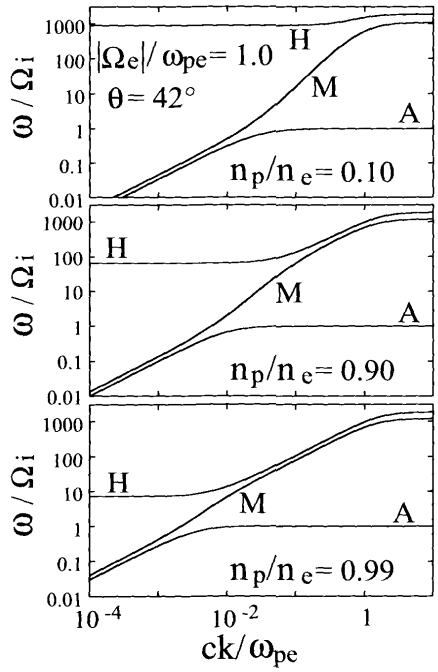

図1 電子・陽電子・イオンプラズマ中を磁場に対して42°の角度で伝播する磁気流体波の分散関係．3つの異なる陽電子密度の場合を示した．Aはアルヴェン波，Mは低周波の磁気音波，Hは高周波モードである．

$$\tilde{v}_{\mathrm{A}}^2=\frac{v_{\mathrm{A}}^2}{1+v_{\mathrm{A}}^2/c^2}. \tag{2}$$

で定義すると，長波長の極限での磁気音波の位相速度は $v_{\mathrm{mp0}}=\tilde{v}_{\mathrm{A}}$ で与えられる．(これはコールド・プラズマの場合である．有限温度の場合は文献[19]に記述がある．)陽電子は軽いためイオン密度がゼロに近くなると v_{A} は光速を超える可能性があるので，$\tilde{v}_{\mathrm{A}}$ を用いた．小さいが有限の k に対しては，位相速度は

$$\frac{\omega}{k}=v_{\mathrm{mp0}}(1+\eta_{\mathrm{m}}k^2), \tag{3}$$

と求まる．分散係数 η_{m} がゼロとなる角度 θ_c は，$n_{p0}=0$ のときは88°付近であるが，n_{p0}/n_{e0} が増すにつれて減少し(特に $n_{p0}/n_{e0}\gtrsim 0.8$ で急激に減少し)，$n_{p0}/n_{e0}=1$ でゼロとなる．$\theta_c<\theta\leq 90$ で $\eta_{\mathrm{m}}<0$，$0<\theta<\theta_c$ で $\eta_{\mathrm{m}}>0$ である．η_{m} の具体的な表式等，電子・陽電子・イオンプラズマの磁気音波に関するより詳しい記述は文献[13-15]を参照されたい．

純粋な電子・陽電子プラズマにおける磁気音波には縦電場は存在しない[6]．すなわち，電子と陽電子との電荷分離は生じない．一方，イオンを含むプラズマ中の磁気音波には縦電場ができる．このことは粒子加速に大きな影響を与える．文献[19,22]では平行電場 $E_\parallel[=(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B})/B]$ とその積分 $F=-\int E_\parallel \mathrm{d}s$ ($\mathrm{d}s$ は磁力線に沿った線素) が求められた．大振幅衝撃波の場合，

$$n_{e0}eF\sim(\rho v_{\mathrm{A}}^2+\Gamma_{\mathrm{e}}p_{\mathrm{e0}})\frac{n_{\mathrm{i0}}}{n_{e0}}\varepsilon, \tag{4}$$

である（小振幅パルスの場合はこれとはやや異なる表式である)．Γ_{e} は電子の比熱比，p_{e} は電子の圧力，ε は衝撃波の振幅である．純粋な電子・陽電子プラズマ（$n_{\mathrm{i0}}=0$）では $F=0$ である．

6.3 超相対論的陽電子の加速：理論

陽電子や電子は軽いので，その運動はイオンよりもずっと強く磁場に束縛される．また，式(4)で与えられる衝撃波の平行擬ポテンシャル F は大きな正値なので，容易に陽電子を磁力線に沿って反射する（第4章で述べたイオンの反射は，磁力線を横切って起こる)．そこで，衝撃波によって反射され，磁力線方向に加速される陽電子のモデルを考える[15-18]．

今までと同じように，外部磁場 $\boldsymbol{B}_0=B_0(\cos\theta,0,\sin\theta)$ の中を x 方向に波が伝播するとする．もしも，衝撃波の速さが

$$v_{\mathrm{sh}}\sim c\cos\theta, \tag{5}$$

であれば，反射されて $v\sim c$ となった陽電子は衝撃波とともに長時間動くことができる．このことは x 方向の（時間平均された）粒子速度が

$$\langle v_x\rangle\simeq v_\parallel\cos\theta, \tag{6}$$

で与えられることから理解できる．高速の陽電子は短時間で衝撃波領域を抜け出すことができない．なお，条件(5)は捕捉電子の加速[23]および高速イオンの加速[16,24]の場合と同じであるが，それぞれの機構で現れる粒子軌道はまったく異なる．

陽電子が衝撃波とともに動くと，その速度の x 成分は実験室系で

$$v_x\simeq v_{\mathrm{sh}}, \tag{7}$$

である．陽電子のスピードが光速 c に十分近い($\gamma\gg 1$)とし，

$$v\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t}\gg\gamma\left|\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t}\right|, \tag{8}$$

を仮定する．これは，速さ v が光速 c に十分近いと，v のわずかな変化が γ の大きな変化を引き起こすことに対応している．実際，

$$\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t}=\frac{\gamma^3}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{v^2}{c^2}\right), \tag{9}$$

であるから，$\mathrm{d}\gamma/\mathrm{d}t$ は $\mathrm{d}(v^2/c^2)/\mathrm{d}t$ の $\gamma^3/2$ 倍大きい．さらに，ほぼ磁力線に沿って加速されるので，v_y は他の2つの速度成分よりも小さいとする．

したがって，陽電子の相対論的運動方程式

$$m_{\mathrm{p}}\frac{\mathrm{d}(\gamma\boldsymbol{v})}{\mathrm{d}t}=e\left(\boldsymbol{E}+\frac{\boldsymbol{v}}{c}\times\boldsymbol{B}\right), \tag{10}$$

において $\gamma\mathrm{d}\boldsymbol{v}/\mathrm{d}t$ を $\boldsymbol{v}\,\mathrm{d}\gamma/\mathrm{d}t$ と比べて無視する．さらに，

$$\frac{v_{\mathrm{sh}}}{c}\sim\frac{v_z}{c}\sim\frac{B_{x0}}{B_0}\sim\frac{B_z}{B_0}\sim\frac{E_y}{B_0}\sim O(1), \tag{11}$$

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

$$\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}(\Omega_p t)} \sim \frac{v_y}{c} \sim \frac{B_y}{B_0} \sim \frac{E_x}{B_0} \sim \frac{E_z}{B_0} \ll 1, \tag{12}$$

とオーダリングをすると，最低次の式として

$$m_p v_{sh} \frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} = eE_x + e\frac{v_y}{c}B_z - e\frac{v_z}{c}B_y, \tag{13}$$

$$0 = e\frac{v_z}{c}B_{x0} - e\frac{v_{sh}}{c}B_{z0}, \tag{14}$$

$$m_p v_z \frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} = -e\frac{v_y}{c}B_{x0}. \tag{15}$$

を得る．ここで，波は定常的に伝播するとして，ファラデーの電磁誘導の法則から得られる関係式

$$E_y = (v_{sh}/c)(B_z - B_{z0}), \tag{16}$$

$$E_z = -(v_{sh}/c)B_y, \tag{17}$$

を用いて，E_y，E_z を消去した．波は定常的であると仮定したので，電磁場は $\xi = x - v_{sh}t$ のみに依存する． 式(14)は，これらの陽電子が $\boldsymbol{B}_0$ とほとんど平行に動くことを示している．

$$v_z/v_{sh} = B_{z0}/B_{x0}. \tag{18}$$

式(15)と(18)の助けを借りて，式(13)において v_y と v_z を消去すると γ の変化率を得る

$$\frac{1}{\Omega_p}\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} = \frac{c\cos\theta}{v_{sh}}\frac{(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B})}{(\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{B}_0)}. \tag{19}$$

式(7)より，粒子の位置 ξ，したがって $\boldsymbol{E}(\xi)$ と $\boldsymbol{B}(\xi)$ は一定である．粒子のエネルギーは一定の増大率で増える．

式(19)の $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$ を $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}_0$ で置き換えてもよい．式(16)と(17)を用いて，定常的に伝播する波に対して，$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B} = \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}_0$ が成り立つことを示すことができる．

文献[16]では $v_y/c \sim O(1)$ の場合をも含む形に理論が拡張されている．それによると

$$\frac{v_y}{c} = \frac{B_{x0}B_y\gamma_{sh}^{-2} - E_xB_{z0}(v_{sh}/c)}{B_{z0}B_z(v_{sh}/c) + B_{z0}^2\gamma_{sh}^2(v_{sh}/c)^3}, \tag{20}$$

である．ここで，$\gamma_{sh} = (1 - v_{sh}^2/c^2)^{-1/2}$ である．また同じ文献で，上のゼロ次の運動に対する1次の摂動理論も展開された．楕円軌道を描く摂動が可能で，その振動数は

$$\left(\frac{\omega}{\Omega_p}\right)^2 = \gamma_0^{-4}\left[\gamma_0^2\left(\frac{\boldsymbol{v}_0\cdot\boldsymbol{B}}{cB_0}\right)^2 + \frac{B^2}{B_0^2}\right], \tag{21}$$

であり（γ_0，$\boldsymbol{v}_0$ はゼロ次の γ と $\boldsymbol{v}$），楕円軌道の平面は次式で定義されるベクトル

$$\boldsymbol{U} = \gamma_0^2\left(\frac{\boldsymbol{v}_0\cdot\boldsymbol{B}}{cB_0}\right)\frac{\boldsymbol{v}_0}{c} + \frac{\boldsymbol{B}}{B_0}, \tag{22}$$

に直角である．γ_0 は大きいので，$\boldsymbol{U}$ はほぼ $\boldsymbol{v}_0$ に平行である．本稿では摂動についてこれ以上述べないが，この微小振動はシミュレーションでも観測され，理論的な振動数(21)との定量的比較もなされている．

6.4 陽電子の超相対論的加速：シミュレーション

6.4.1 加速の実証

衝撃波による陽電子加速のシミュレーション結果を示す．磁場の強さは平衡状態で $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 3.0$，電子のスキン・デプスを $c/\omega_{pe} = 4\Delta_g$，伝播角度を $\theta = 42°$，陽電子密度を $n_{p0}/n_{e0} = 0.02$（したがって $v_A/c = 0.301$）ととり，$v_{sh} = 2.42v_A$ の衝撃波を励起した．この衝撃波においては $v_{sh} \sim c\cos\theta$ が満たされている．

図2は衝撃波面近傍の陽電子の位相空間図(x,γ)を示す．実線は B_z のプロファイルである．衝撃波が来ると，その遷移領域において熱的な陽電子は正の F によって反射され，その後衝撃波とともに動き，波からエネルギーを吸収する．この例では陽電子が $\gamma \sim 2000$ にまで加速されている．加速はシミュレーション終了時（$\omega_{pe}t = 5000$）まで続いており，さらに長時間のシミュレーションを行えば，エネルギーはさらに高くなるものと思われる．

図3は $\gamma \sim 2000$ まで加速された陽電子の γ と $\boldsymbol{v}$ の時間変化を示す．v_x と v_z の図における水平の細線は $v_x = v_{sh}$ と

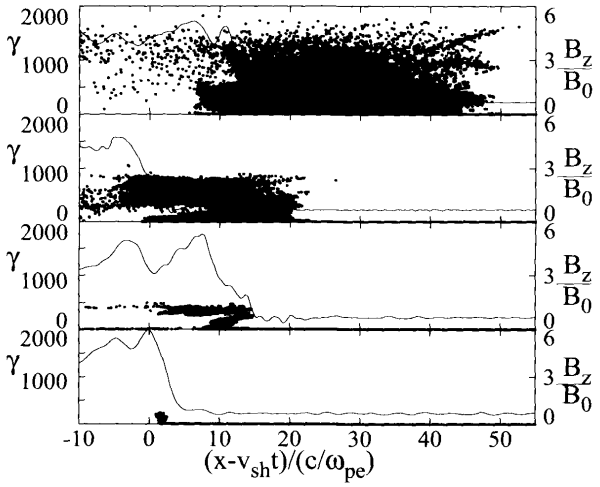

図2 衝撃波における B_z のプロファイルと陽電子の位相空間図(x,γ)．衝撃波面で陽電子が加速され，シミュレーション終了時までに γ~2000 まで加速されている．

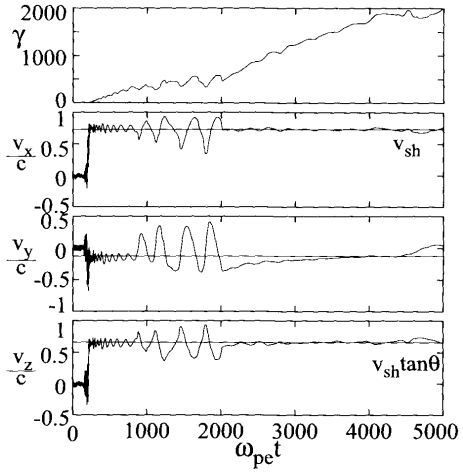

図3 磁力線にほぼ平行に加速された陽電子の γ と $\boldsymbol{v}$ の時間変化．$\omega_{pe}t \simeq 1000$ から2000の時間帯を除いて，速度はほぼ磁力線に平行であり，γ は時間とともに増大している．

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

$v_z = v_{sh}\tan\theta$ を表す．理論で予測したように，$v_x \simeq v_{sh}$ であり，$v_z/v_x \simeq B_{z0}/B_{x0}$ である．v_y は小さく，これも水平線で表されている理論式(20)に近い値である．粒子はほぼ磁力線に沿って動いている．γ は時間とともに増大する．

しかし，$\omega_{pe}t \simeq 1000$ から2000の時間帯ではγは停滞している．そしてこの時間帯で各速度成分が大きな振幅で振動している．**図4**で示すように，実はこのとき，衝撃波の形状が大きくゆがんで不鮮明となり，電場も弱くなっている．

この粒子の $(x-v_{sh}t, y)$ 平面における軌道を示したのが**図5**である．この粒子は点Sで衝撃波と出会い，しばらく波面に沿って動き，次に大きな半径で円状の軌道を数回描き（これは $\omega_{pe}t \simeq 1000$ から 2000 の時間帯），その後また，波面に沿って動いている．波面に沿って動いているときにγが上昇し，円状の軌道を描いているときは停滞している．つまり，波形がゆがんだ時に加速は中断するが，急峻な波形が戻った時に加速も復活したことが分かる．

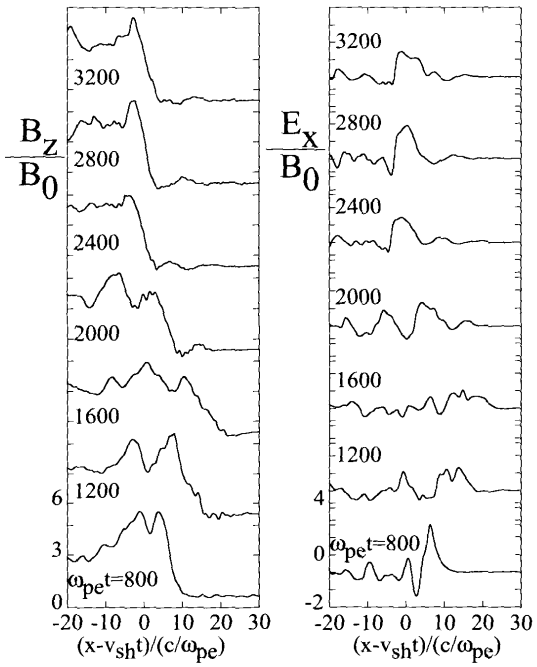

図4 B_z と E_x のプロファイル．$\omega_{pe}t$=1200 と 1600 では，遷移領域における B_z の立ち上がりは緩く，E_x は弱い．

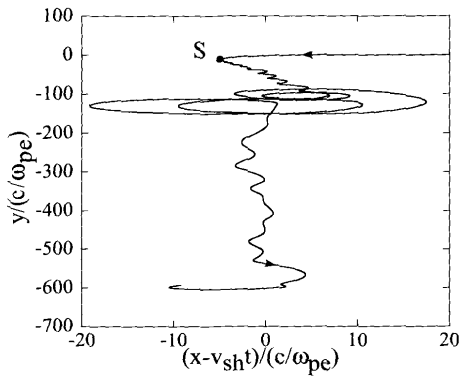

図5 磁力線にほぼ平行に加速された陽電子の$(x-v_{sh}t, y)$平面における軌道．点Sで衝撃波と出会い，波面に沿って負のy方向に動いた後，衝撃波形の乱れにより，円状の軌道となるが，波形の回復とともに，加速が復活している．

図6はγの時間変化を理論と比較したものである．γ_{HUO}は式(19)を粒子の軌道に沿って積分したγの値で（$\boldsymbol{E}$と$\boldsymbol{B}$は粒子位置におけるシミュレーション値を用いて積分した），シミュレーションで観測されたγと理論値γ_{HUO}は非常に近い．$W_\perp$は次式

$$W_\perp = \frac{e}{m_p c^2}\int \boldsymbol{E}_\perp \cdot \boldsymbol{v}\,dt, \tag{23}$$

で定義される．$\boldsymbol{E}_\perp$は磁場に直角な電場成分である．積分は粒子の軌道に沿って行う．この場合，$\boldsymbol{E}_\perp$の寄与は小さい．

波形が大きくゆがんだ時に磁場に直角方向の速度が大きくなり，別の加速機構に移る粒子もある．**図7**はそのような粒子の一例である．この粒子は点Sで衝撃波に出会い，しばらく波面に沿って動いた後，波形のゆがみによって，大きな円状の軌道に移行している．これに対応して，$W_\perp$の寄与が大きくなる．**図8**に示すように，$W_\perp$とγの時間変化はよく似ており，ともに階段状に増大している．γ_{HUO}はこれらに比べてかなり小さい．第4章で述べた高速イオンの多段加速と同じ機構が，ジャイロ半径の大きい$\gamma \gtrsim 500$の高エネルギー陽電子にも現れているのである．

図9は波形のゆがみの後，curtate cycloid状の軌道を描く粒子の例である．**図10**が示すように，この場合には$W_\perp$

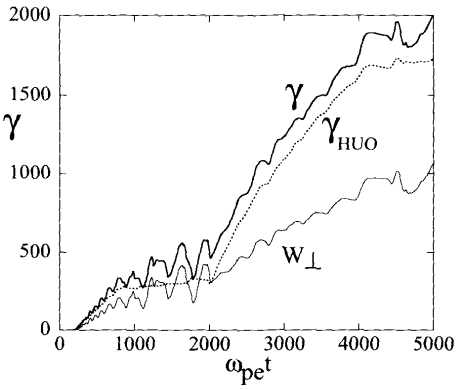

図6 磁力線方向に加速された陽電子のγの時間変化．γは$W_\perp$よりかなり大きく，理論値γ_{HUO}とよく似た時間変化を示す．

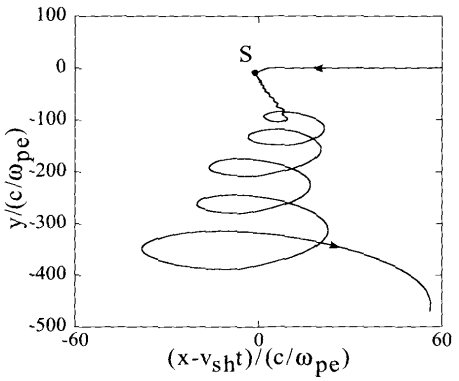

図7 加速された陽電子の$(x-v_{sh}t, y)$平面における軌道．点Sで衝撃波と出会い，磁力線にほぼ平行に加速された後，衝撃波形の変動により多段加速に移行している．

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

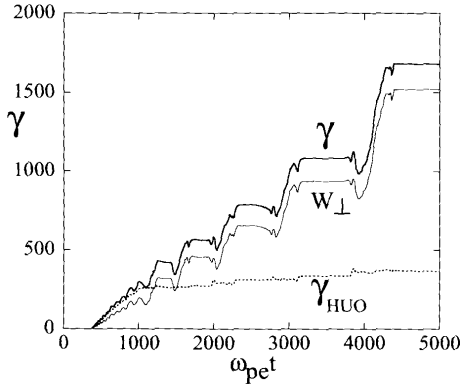

図8 加速された陽電子のγの時間変化．γ_{HUO}は小さく，γは$W_\perp$とよく似た時間変化を示す．$\omega_{pe}t\simeq1000$で多段加速に移行している．

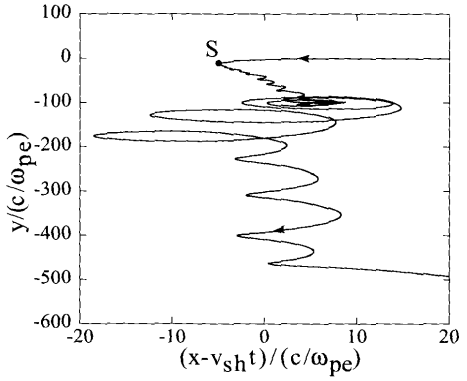

図9 加速された陽電子の$(x-v_{sh}t, y)$平面における軌道．磁力線にほぼ平行に加速された後，衝撃波形の変動による円形状の軌道への変化を経験し，さらにcurtate cycloid状の軌道に移行している．

が大きいが，γ_{HUO}もかなりの寄与がある．

なお，このシミュレーションにおいて，反射によるイオン加速[25]や捕捉電子の加速[23]も起こっていることを記しておく．

6.4.2 加速のパラメータ依存性

最後に陽電子加速のパラメータ依存性について簡単に述べる[17]．**図11**はγの最大値のθ依存性を示す．これらのシミュレーションでは衝撃波速度は$v_{sh}/c\simeq0.73$を満たすように設定してある．他のパラメータは上述のシミュレーションと同じであるが，シミュレーション時間はほぼ半分の$\omega_{pe}t=2400$までである．$v_{sh}\simeq c\cos\theta$を満たす角度（縦の点線）の近傍にγのピークがあり，$30^\circ\leq\theta\leq50^\circ$で$\gamma$が100を超えている．

角度θを固定して，v_{sh}を変化させてもやはり，$v_{sh}\simeq c\cos\theta$のあたりにγのピークがくる．また，v_A，v_{sh}およびθを固定して（実際に行ったシミュレーションでは上と同じ$v_A/c\simeq0.301$，$v_{sh}/c\simeq0.73$，$\theta=42^\circ$），質量比m_i/m_eを変化させると，γの最大値はほぼm_i/m_eに比例することも確かめた．

陽電子密度が高く，$n_{p0}\gtrsim n_{i0}$であるとき，この加速はあまり強くない．**図2**は陽電子密度が$n_{p0}/n_{e0}=0.02$，0.1および0.5であるときの位相空間図(x,γ)を示す．v_A，v_{sh}およびθは**図12**における値と同じである．

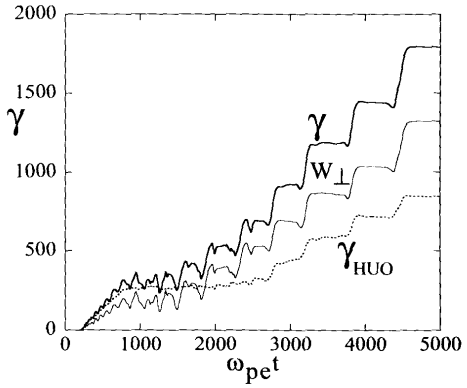

図10 加速された陽電子のγの時間変化．$W_\perp$の寄与が大きいが，平行電場の寄与もかなりある．

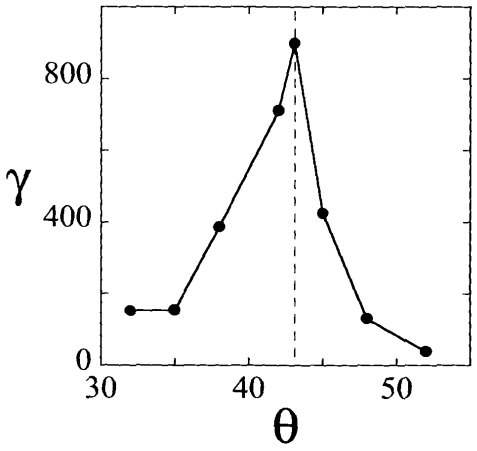

図11 γのθ依存性．シミュレーションでは衝撃波速度v_{sh}を$v_{sh}/c\simeq0.73$にほぼ固定し，伝播角度θを変化させた．$v_{sh}=c\cos\theta$（点線）のあたりで，ピーク値をとる．

$n_{p0}/n_{e0}=0.5$の時には，加速された陽電子の割合は少なく，エネルギーも低い（$\gamma\lesssim300$）．

$\boldsymbol{B}$に沿った加速が弱くなるのは，n_{p0}/n_{e0}が増大するにつれ，Fの値が小さく，かつ非定常的になるからである．非線形磁気音波において，n_{p0}/n_{e0}の増大とともにFが減少することはシミュレーションで確認されていたが[17]，最近，理論的にも証明された[19]．

6.5 まとめ

電子・陽電子・イオンプラズマにおける磁気流体波を概観し，磁気音波衝撃波における陽電子加速について述べた．陽電子加速の理論モデルを提示した後，相対論的電磁シミュレーションによって$\gamma\sim2000$に達する陽電子加速を示した．

陽電子は衝撃波の遷移領域付近に長時間留まり，ほぼ磁場に平行方向に加速され，そのエネルギー増大率は$E_\parallel$に比例する．陽電子加速は安定で，衝撃波の波形が一時的に崩れて加速が一旦停止しても，急峻な波形が回復するとともに，加速も復活する．復活後には，磁場に平行な加速に加えて，（すでにジャイロ半径が大きくなっているので）円状の軌道を描く多段加速やcurtate cycloid状の軌道を描いてエネルギーを得るものも現れる．

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

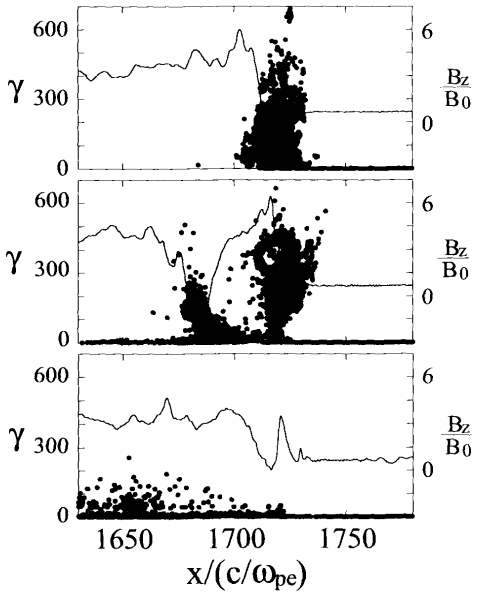

図12 n_{p0}/n_{e0}=0.02, 0.1 および 0.5 における陽電子の位相空間図 (x,γ). すべて, v_A/c=0.301, v_{sh}/c≃0.73, および θ=42°である. n_{p0}/n_{e0}が増えるにしたがって加速は弱くなる.

以上, 第1章から本章まで, 衝撃波の構造と電子, イオン, 重イオン, および陽電子の加速機構を見て来た. これらの加速は, 不安定性による乱れた電磁場ではなく, 衝撃波を構成する強い電磁場によって直接引き起こされるものである. この研究では, 様々な要素 (例えば, 大振幅波の発展, 波を形成する粒子の運動, 加速される粒子の運動等々) からなる非線形プラズマ現象を自己無撞着な方法で調べるために, 電磁粒子シミュレーションを強力な研究手段の一つとして用いている. 計算機能力の急激な向上により, 粒子シミュレーションによる宇宙線加速の研究はこれからますます発展し, プラズマ物理学の重要分野として成長するものと期待している. そのために本講座が少しでもお役に立てば筆者の大きな喜びである.

謝 辞

本章で述べたことは主に長谷川裕記氏, 宇佐見俊介氏, 入江伸輔氏, および加藤健氏との共同研究の成果である. なお, 編集委員の石黒静児核融合科学研究所教授に第1章から第6章までのすべての原稿を丁寧に閲読していただき, 不備な点を指摘していただきました. 最後になりましたが, 感謝の意を表します.

参 考 文 献

[1] P.A. Sturrock, Astrophys. J. **164**, 529 (1971).
[2] C.F. Kennel and F.V. Coroniti, Astrophys. J. **283**, 694 (1984).
[3] C.S. Reynolds, A.C. Fabian, A. Celotti and M.J. Rees, Mon. Not. R. Astron. Soc. **283**, 873 (1996).
[4] K. Hirotani, S. Iguchi, M. Kimura and K. Wajima, Publ. Astron. Soc. Japan **51**, 263 (1999).
[5] T.E. Cowan, M.D. Perry, M.H. Key *et al.*, Laser Particle Beams **17**, 773 (1999).
[6] C.F. Kennel and R. Pellat, J. Plasma Phys. **15**, 335 (1976).
[7] J.-I. Sakai and T. Kawata, J. Phys. Soc. Jpn. **49**, 753 (1980).
[8] M. Ashour-Abdalla, J.N. Leboeuf, T. Tajima, J.M. Dawson and C.F. Kennel, Phys. Rev. A **23**, 1906 (1981).
[9] G.A. Stewart and E.W. Laing, J. Plasma Phys. **47**, 295 (1992).
[10] G.S. Lakhina and F. Verheest, Astrophys. Space Sci. **253**, 97 (1997).
[11] C. Joshi, B. Blue, E. Clayton, E. Dodd, C. Huang *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 1845 (2002).
[12] W.B. Mori, P. Muggli, R. Siemann and D. WaltzPhys. Rev. Lett. **90**, 214801 (2003).
[13] H. Hasegawa, S. Irie, S. Usami and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas **9**, 2549 (2002).
[14] H. Hasegawa and Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 1764 (2004).
[15] H. Hasegawa, S. Usami and Y. Ohsawa,Phys. Plasmas **10**, 3455 (2003).
[16] S. Usami and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas **11**, 3203 (2004).
[17] H. Hasegawa and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas **12**, 012312 (2005).
[18] H. Hasegawa, K. Kato and Y. Ohsawa,Phys. Plasmas **12**, 082306 (2005).
[19] S. Takahashi, M. Sato and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas **15**, 082309 (2008).
[20] R.Z. Sagdeev and V.D. Shapiro, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. **17**, 387 (1973) [JETP Lett. **17**, 279 (1973)].
[21] T. Katsouleas and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **51**, 392 (1983).
[22] S. Takahashi and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas **14**, 112305 (2007).
[23] N. Bessho and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas **6**, 3076 (1999); *ibid.* **9**, 979 (2002).
[24] S. Usami and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas **9**, 1069 (2002).
[25] Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 2782 (1990).

NII-Electronic Library Service