

大振幅磁気流体波動による荷電粒子の加熱と加速

蔵満, 康浩
九州大学大学院工学研究科応用物理学専攻

羽田, 亨
九州大学大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

<https://doi.org/10.15017/17473>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 20 (3), pp.287-294, 1998-12-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

大振幅磁気流体波動による 荷電粒子の加熱と加速

蔵満康浩*・羽田亨**

(平成10年6月28日 受理)

Thermalization and Acceleration of Charged Particles by Large Amplitude MHD Waves

Yasuhiro KURAMITSU, Tohru HADA

By performing test particle simulations, we study the velocity space diffusion and acceleration of charged particles in the presence of large amplitude magnetohydrodynamic (MHD) waves. Three particular points to be discussed are, (1) deviation of the measured diffusion coefficients from the values expected from the quasi-linear theory, as the normalized wave power increases, (2) the effect of the phase correlation among waves with different wave numbers, and (3) the dependence of the diffusion coefficients on whether or not the waves are adiabatically introduced to the simulation system.

1. はじめに

粒子加速・加熱に関する研究は宇宙物理の様々な現象に関わる重要なトピックスの一つである。特に宇宙線の生成機構についての議論は古くからあり、Enrico Fermiは星空間の磁気雲と荷電粒子との衝突により、荷電粒子を加速するフェルミ加速¹⁾を提唱した。当時考えられたフェルミ加速では、宇宙線の生成をそのまま説明することはできないが、現在では衝撃波を介したフェルミ加速が効率のよい加速過程として宇宙線の生成過程を説明する有力な理論となっているようである。本研究も宇宙線の加速過程への発展を念頭においている。ここで考える粒子の加速機構は双方向に伝搬する磁気流体波動 (magnetohydrodynamic: MHD) と荷電粒子との相互作用の素過程で統計フェルミ加速と呼ばれるものである。

ここでは MHD 波動の中でも磁力線振動により伝搬する低周波の電磁波である Alfvén 波を考える。宇宙空間では、Alfvén 波はしばしば背景磁場と同等もしくはそれ以上の強度をもち、さらに異なる波数間の位相がランダムでないことが少なくない。これらの事実をふまえて、非線形磁気流体波動による粒子加速・加熱過程をテスト粒子シミュレーションにより議論する。ここでは特に、以下の3点について議論する。

(1) これまで磁気流体波動のもとでの荷電粒子の運動の統計は準線型理論により議論されてきた²⁾、ここには2つの基本的な前提がなされている。1つは波動

の振幅が十分小さいという前提である。そこで大振幅の磁気流体波動のなかで荷電粒子の運動を数値的に求め、得られる拡散係数が準線型理論から見積もられる値とどれほどの差があるかを議論する。

(2) もう1つの前提は異なる波数を持つ波の間の位相は「混ざって」おり、モード間の相関はない (random phase approximation: RPA) というものである。そこで異なる波数を持つ波の間の位相相関をパラメータとして与え、テスト粒子法を用いて粒子軌道を計算する。Alfvén 波のパワースペクトルはパワーロー型で与え、同じパワースペクトルを与えたうえで、異なる位相の相関を持たせる。位相相関がランダムな場合は実空間で波形はランダムとなり、位相がそろった場合は孤立波的波形となる。決定されたそれぞれの場の中で粒子軌道を追跡し、エネルギー拡散係数 (加速・加熱効率) を求め、位相相関の影響を調べる。

(3) シミュレーション系に MHD 波動を入れる際、初期値である波動の電磁場の振幅を与えるということは、そこで振幅に鋭いたちあがりを与えることになる実際の宇宙空間での物理現象は、関連する物理量 (ここでは MHD 波動の強度) の急激な変化を伴う現象もあるが、対照的に系の物理量がゆっくりと変化する現象もある。そこで、電磁場の立ち上がりに十分な時間をとることで波を「断熱的」に入れ、さらにシミュレーション時間の終わりでも波を静かに (断熱的に) 減衰させた場合と、そうでない非断熱的な波の導入をした場合で、拡散係数の評価にどのような影響があらわれるかを議論する。

*工学研究科応用物理学専攻修士課程
**大気海洋環境システム学専攻

2. 準線形理論とテスト粒子シミュレーション

2.1 準線形理論からのエネルギー拡散係数の導出

波動・粒子共鳴相互作用の準線形理論からエネルギー拡散係数を導出する。平均磁場 B_0 を $+x$ 方向として、空間的に等方で時間依存するイオンの分布関数を $f(v, \mu, t)$ とする。ここで v は速度の絶対値 ($[v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2]$), μ はピッチ角の余弦 ($\mu = v_x/v$) である。MHD 波動が小振幅で乱流波動であるとする。波動・粒子共鳴相互作用による分布関数の時間変化は次式で表される³⁾。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\pi q^2}{2m^2 c^2} \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{1}{v_{\perp}} G [v_{\perp}(\omega/k)^2 P_j(k) \delta(\omega - kv_{\parallel} - \Omega_i) Gf] \quad (1)$$

ここで q , m はイオンの電荷と質量であり, c は光速である。 G は演算子で,

$$G = \frac{v_{\perp}}{v} \left[\frac{\partial}{\partial v} + \left(\frac{k}{\omega} - \frac{\mu}{v} \right) \frac{\partial}{\partial \mu} \right] \quad (2)$$

と定義する。 $P_j(k)$ は波動の磁場のパワースペクトルであり, 添字の j は偏波の向きと伝搬方向を表す。右偏波で背景磁場に平行に伝搬する波を R^+ 波とし磁場と反平行に伝搬する波を R^- 波, 左偏波も同様に L^+ 波, L^- 波とする。 j によって k , ω の正負が決まることに注意する。さらに k と ω は分散関係, $\omega = \pm kV_A$ をみたく。ここで V_A は Alfvén 速度であり, $+$ の符号は背景磁場と平行, $-$ の符号は背景磁場と反平行に伝搬する波を表す。パワースペクトル $P_j(k)$ を次のように規格化する。

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_j(k) dk = \delta B_j^2 \quad (3)$$

それぞれの偏波・伝搬方向 j の波の乱流強度を δB_j^2 で表す。さらにパワースペクトル P がパワーロー型であるとして, j によらないとする。

$$P_j(k) = A_j |k|^{-\gamma} = \frac{1}{4} A |k|^{-\gamma} \quad (4)$$

最後に, $\omega \ll \Omega_i$ とする。これは, 共鳴条件で $v_{\parallel} \gg V_A$ とすることと等価であり, ここでは背景磁場に平行な粒子のドリフト速度は Alfvén 波の速度より大きい速度領域を考える。これらの仮定をもとに式(1)を積分すると次式を得る。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\pi q^2 V_A^2}{2m^2 c^2} \sum_j \frac{A_j}{v_{\perp}} G \left(\frac{(1 - \mu^2)^{1/2}}{|\mu|} \left| \frac{\Omega}{v\mu} \right|^{-\gamma} \right) Gf \quad (5)$$

また $v_{\parallel} \gg V_A$ のような場合はエネルギー拡散はピッチ角拡散に比べてずっとゆっくりと起こる。つまりピッチ角拡散によりピッチ角はすぐに等方的な分布になると考える。すると上の式は簡単化できて, μ について積分すると,

$$\frac{\partial F(v, t)}{\partial t} = \frac{\pi V_A^2}{\gamma(\gamma+2)} \left(\frac{q}{mc} \right)^{2-\gamma} B_0^{-\gamma} A v^{-2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^{\gamma+1} \frac{\partial F}{\partial v} \right) \quad (6)$$

を得る。これは次のように書けば,

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 D_{vv} \frac{\partial F}{\partial v} \right] \quad (7)$$

エネルギー方向への拡散方程式を表す。 D_{vv} は速度空間の動径方向への拡散係数である。これがエネルギー拡散係数と呼ばれるものであり, ここでは,

$$D_{vv} = \frac{\pi V_A^2}{\gamma(\gamma+2)} \left(\frac{q}{mc} \right)^{2-\gamma} B_0^{-\gamma} A v^{\gamma-1} \quad (8)$$

である。これから得られるエネルギー拡散係数の解析値と, 次の節に示すテスト粒子シミュレーションから数値的に求めたエネルギー拡散係数との比較を行う。

2.2 テスト粒子シミュレーション

テスト粒子シミュレーションは決められた外場を与え, その中でイオンの運動を追跡するものである。電磁場の下でのイオンの運動方程式は,

$$m \frac{dv}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (9)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}$$

であり, 空間を一次元 $\nabla = (\partial/\partial x, 0, 0)$, 電場を $\mathbf{E} = (0, E_y, E_z)$ とし, 磁場は $\mathbf{B} = (B_0, B_y, B_z)$ とする。背景磁場と平行な電場成分は 0 と仮定している (4 章参照)。磁場の摂動を円偏波の重ね合わせで記述し, 各成分 (y, z) で波数 (k) について重ね合わせ, さらに偏波の向きと伝搬方向の異なる波動成分 (j) について足し合わせる。

$$B_y = \sum_{j,k} B_k \cos(kx - \omega_k t + \phi_k^j) \quad (10)$$

$$B_z = \sum_{j,k} B_k \sin(kx - \omega_k t + \phi_k^j)$$

波数 k と周波数 ω は準線形理論で用いた分散関係をみたく。有限のシミュレーション系の長さ L_x のなかでモード数 m の波の波長は L_x/m であり, 波数 k は, $\delta k \equiv 2\pi/L_x$ をもちいて離散的に $m\delta k$ と書ける。 ϕ_k^j はそれぞれの成分の初期位相であり, 異なる波数の間

random / correlated phase

phase

magnetic profile

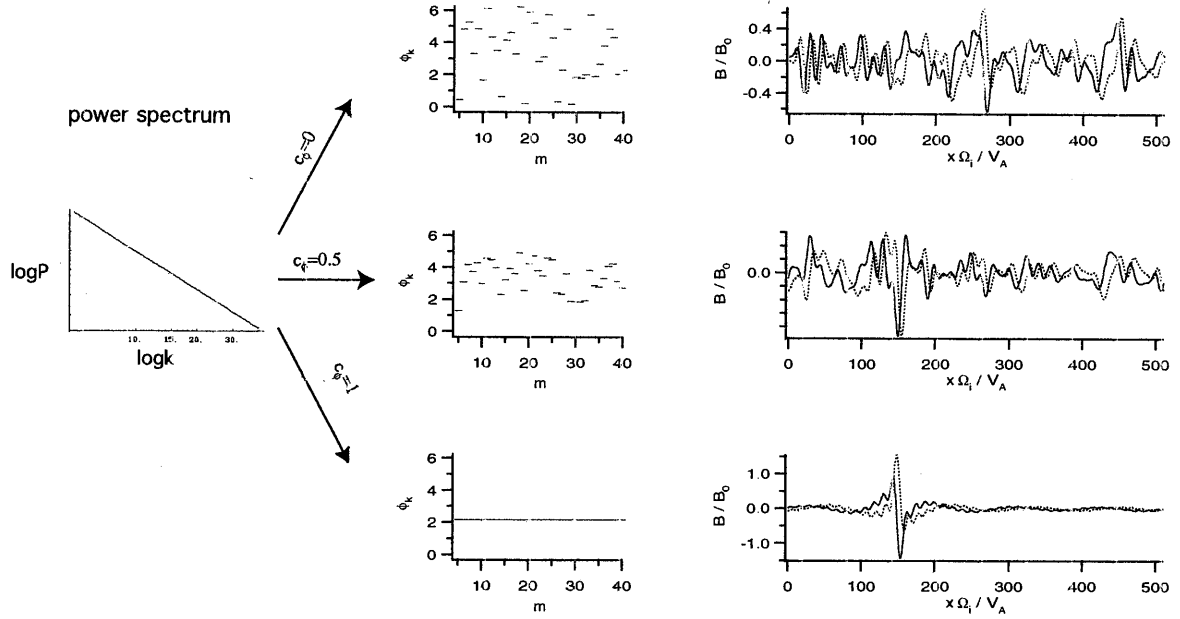


Fig. 1 The magnetohydrodynamic waves used in test particle simulations. The left panel shows the wave power spectrum density ($\phi(k)$), and the center panels are the wave phase (ϕ_k) with three different values of the phase correlation (c_ϕ), as defined by equation (11), both plotted versus the wave number, k . Corresponding wave forms in the real space are plotted in the right panels, in which the solid lines and the dashed lines represent the y and the z components of the normalized magnetic field, respectively.

の位相の関係を次式で与える.

$$\phi_k^j(m+1) = \phi_{ran} + c_\phi(\phi_k^j(m) - \phi_{ran}) \quad (11)$$

ここで ϕ_{ran} は0と 2π の間の一様乱数である. **Fig. 1** は、偏波・伝搬方向を示す j がある1種の場合の図である. 一番左の図がパワースペクトルで、同じパワースペクトルから c_ϕ を用いて異なる位相の相関を持たせる. 中央の3段になった図が、それぞれの c_ϕ の場合の各モードの位相の関係である. 縦軸が初期位相で、横軸がモード数 m である. さらに右の図はそれぞれの初期位相に対する実空間での磁場の波形である. $c_\phi = 0$ でモード間の位相はランダムになり、そのとき実空間でも波形はランダムに見える. 一方 $c_\phi = 1$ のときモード間の位相は全て揃い、実空間で波形は孤立波的になる. 異なる偏波・伝搬方向を持つ j の波動のそれぞれのモードの振幅 B_k^j はパワースペクトル P_j と次の関係を持ち、

$$[B_k^j]^2 = P_j(k)\delta k \quad (12)$$

$P_j(k)$ は準線形理論で仮定したように規格化し (式(3)), パワーロータイプとする (式(4)).

また Maxwell 方程式より電場と磁場は次の関係を満たす.

$$E_y^j = \pm \frac{V_A}{c} B_z^j \quad (13)$$

$$E_z^j = \mp \frac{V_A}{c} B_y^j$$

ここで \pm の符号は j の波の伝搬方向による. 得られた電磁場の中での粒子の運動は、

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \Omega_i \left(v_y \frac{B_z}{B_0} - v_z \frac{B_y}{B_0} \right) \\ \frac{dv_y}{dt} &= \Omega_i \left((\pm V_A - v_x) \frac{B_z}{B_0} + v_z \right) \\ \frac{dv_z}{dt} &= \Omega_i \left((\mp V_A - v_x) \frac{B_y}{B_0} - v_y \right) \end{aligned} \quad (14)$$

で決まる. 波動の全エネルギー B_w^2/B_0^2 (ここでは $B_w^2/4 = \delta B_j^2$) と位相相関 c_ϕ をパラメータとして与え、式(14)でシミュレーション系における粒子の運動を追跡し、速度空間における拡散係数(加速効率),

$$D_{vv} = \frac{\langle \Delta v^2 \rangle}{\tau} \quad (15)$$

等の統計量を調べる. ここで $\langle \rangle$ は集団平均を表し、 Δv は時間 τ の間の速度の変化である.

以下全ての数値計算で時間を Ω_i , 速度を V_A , 磁場を B_0 で無次元化する. さらにシミュレーション系の長さ $L_x = 512V_A\Omega_i$ として周期的境界とし、イオンの

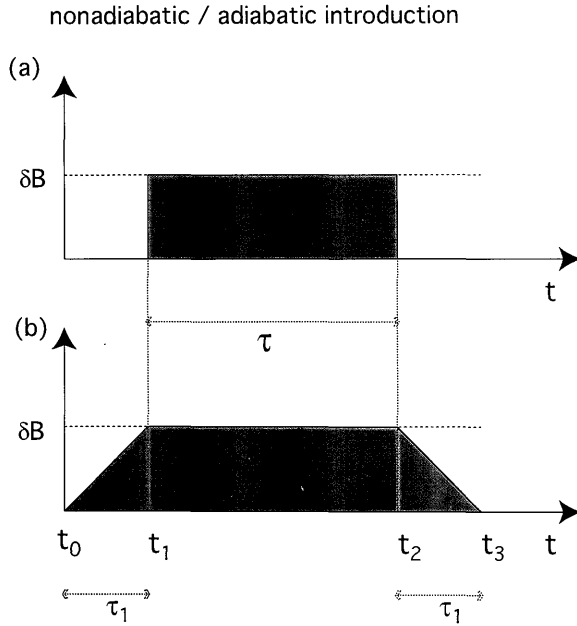


Fig. 2 Two methods of introducing the waves into the simulation box. (a) Nonadiabatic: the waves suddenly appear at $t=t_1$ and again suddenly disappear at $t=t_2$. (b) Adiabatic: the wave amplitude gradually increases from $t=t_0$ to $t=t_1$, stays at a constant level until $t=t_2$, and gradually decreases from $t=t_2$ to $t=t_3$.

初速度は $v_{\parallel} = 5V_A$, $v_{\perp} = 0$ とする. そしてパワースペクトルの指数 γ は 2 とし, 異なる偏波・伝搬方向を持つ j の 4 つの波全てに同じ強度を与えた.

2.3 波の断熱的導入

テスト粒子シミュレーションでシミュレーション系に波動を導入する際の立ち上がりの効果を抑え, 考えている波動の効果のみを見るために, 電磁場の立ち上がりに十分な時間をとることで断熱的に波を入れ, さらにシミュレーション時間の終わりでも波を断熱的に減衰させる (**Fig. 2**). ここで「断熱的」というのは, 粒子の旋回時間にたいして十分長い時間をかけるという意味で, **Fig. 2** で示した τ_1 が $1 \ll \tau_1$ となるように決めればよい. すなわち, 規格化前の表記では $\tau_1 \Omega_i \gg 1$ である. ここでは $\tau_1 = 100$ とした. さらに非断熱的波動の導入の場合 (**Fig. 2(a)**) は拡散係数の Δv は初期値 t_1 から t_2 までの変化で評価するが, 断熱的波動の導入の場合 (**Fig. 2(b)**) は拡散係数の Δv は t_0 から t_3 の変化で評価する. そのとき 2 つの波動の導入の仕方でシミュレーション系に与えた波動のエネルギーの総量 (作用) が等しくなるように拡散係数を次のように規格化する.

非断熱的波動の導入の場合 (**Fig. 2(a)**).

$$D_{vv} \equiv \frac{\langle (v_{t2} - v_{t1})^2 \rangle}{\tau} \quad (16)$$

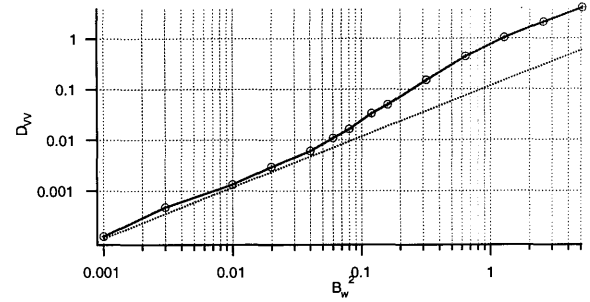


Fig. 3 The energy diffusion coefficient D_{vv} is plotted against the total wave energy B_w^2 in logarithmic scale. Parameters used in the simulation runs are: number of particles = 1000, $c_\phi = 0$ (random phase), and the wave number ranges as $5 \leq m \leq 68$. The solid line shows the result of the test particle simulations, while the dashed line represents the prediction by the quasi-linear theory.

断熱的波動の導入の場合 (**Fig. 2(b)**).

$$D_{vv} \equiv \frac{\langle (v_{t3} - v_{t0})^2 \rangle}{\tau + \frac{2}{3}\tau_1} \quad (17)$$

これらを比較し, 波動の導入の仕方で拡散係数等の統計量にどのような影響が現れるかを調べる.

3. 計算結果

3.1 準線形理論とテスト粒子シミュレーションの比較

準線形理論から解析的に得られるエネルギー拡散係数とテスト粒子シミュレーションから数値的に得られるエネルギー拡散係数を比較する. 波動が大振幅の場合の準線形理論の適応限界を調べる. テスト粒子シミュレーションでは, 準線形理論で用いる RPA ($c_\phi = 0$) を適用し, 加速効率の波動の強度に対する依存性を調べる. **Fig. 3** は波動の全強度 B_w^2 に対してエネルギー拡散係数 D_{vv} を対数スケールでプロットしたものである. 実線がテスト粒子シミュレーションから計算したもので, 破線が準線形理論の結果である. 理論値は式 (8) において, 速度 v として粒子のインジェクションの速度 ($v = 5$) を用いて評価した. テスト粒子の数は 1000 個で, 波動のモード数 m は偏波・伝搬方向の異なる j の波動それぞれに対して $5 \leq m \leq 68$ とした. **Fig. 3** によると, 磁気乱流波動のエネルギーが背景磁場の 10% 以下であれば, 数値実験の結果はほぼ準線形理論から得られる結果と一致している. 波動のエネルギーが上昇すると, 数値実験から得られる加速効率は準線形理論から得られる値を上回る結果を示す. 定性的には, 波動のエネルギーが小さい場合は MHD 波動のもとでの荷電粒子の運動の統計は準線形理論で説明できるという期待通りの結果が得られた.

3.2 ランダム位相 ($c_\phi = 0$) と位相が揃った場合 ($c_\phi = 1$) の比較

ここでは、加速効率に対する波動の位相相関の影響をテスト粒子シミュレーションを用いて調べ、さらに準線形理論と比較する。初期値 ($t=0$) でシミュレーション空間に粒子を一様に分布させ、粒子の実空間、速度空間での時間発展を調べる。まず、波動の強

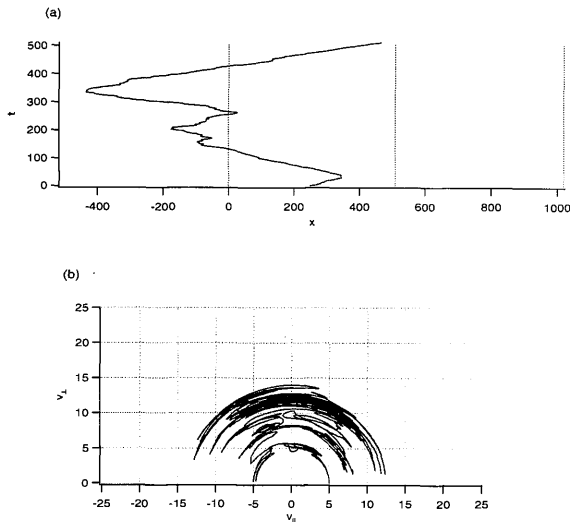


Fig. 4 Out of 1000 particles in a simulation run, we show trajectories of a typical particle which has gained a considerable acceleration, in (a) the $x-t$ phase space, and (b) the $v_{\parallel}-v_{\perp}$ phase space. Note that in (a), the actual simulation system is within $0 \leq x \leq 512$ with periodic boundary conditions, but the x axis is extended to aid the view. Parameters used in the run are: number of particles = 1000, $B_w^2 = 0.12$, $c_\phi = 0$ (random phase), and $5 \leq m \leq 68$.

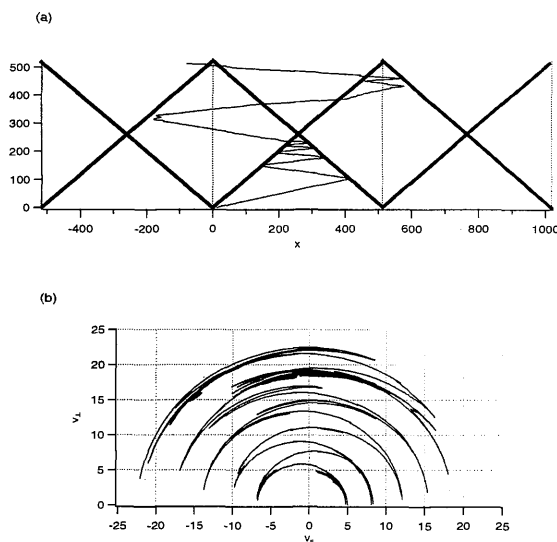


Fig. 5 The same as Fig. 4., with the same simulation parameters, except that $c_\phi = 1$ (the correlated phase). In (a), the oblique lines correspond to trajectories of the solitary waves. It is evident that the particle is efficiently accelerated as it successively collides with the solitary waves.

度が $B_w^2 = 0.12$ で、位相がランダムな場合 ($c_\phi = 0$) におけるテスト粒子シミュレーションの計算結果を示す。**Fig. 4** は粒子1000個の中で加速の大きかった1つの粒子の軌道を示している。(a) が、実空間の x 座標 (背景磁場方向) と時間 t における軌道を表し、(b) が速度空間 (v_{\perp} は背景磁場に垂直方向, v_{\parallel} は磁場と平行な速度を表す) 中の軌道を表す。**Fig. 4** (b) から、粒子は速度空間において、初速度5から双方向に伝搬する波動によりピッチ角散乱を繰り返しながら、動径方向 (エネルギー方向) に拡散していくのがわかる。これは、これまで考えられてきた磁気流体波動による粒子加速の典型的な加速過程である。

一方、**Fig. 5** は電磁場のモード間の位相が揃った場合 ($c_\phi = 1$) の計算結果である。その他のパラメータは **Fig. 4** の場合と同じである。ここでも、加速が大きかった1つ粒子の軌道を示している。(a) が実空間、(b) が速度空間における軌道である。**Fig. 5** (a) で直線で表されているのが、孤立波 (**Fig. 1** 参照) の軌道である。孤立波はシミュレーション空間の両端から、速度1で背景磁場に平行、または反平行に伝搬し、シミュレーション時間の間にちょうどシミュレーション空間の長さだけ進む。**Fig. 4** (a) 中の粒子がランダムに実空間の座標を進むのに対し、**Fig. 5** (a) では粒子は孤立波の軌道とぶつかる場所で反射されている。これに対応して、**Fig. 4** (b) では粒子はピッチ角散乱を繰り返しながら、じわじわとエネルギー拡散していくのと対照的に、**Fig. 5** (b) では粒子は孤立波により反射される毎に、一定の速度増加をしている。これは伝搬する孤立波との弾性衝突 (ミラー反射) により、孤立波の2倍の速度の加速を受けるためである。**Fig. 5** で得られた粒子の加速過程はこれまで考えられていたランダムな加速過程 (**Fig. 4**) と全く異なるものである。

Fig. 6 はエネルギー拡散係数 (上段) と速度のさらに高次の平均量 (中段は4次, 下段は6次のモーメント) を、波動のエネルギーに対してプロットしたものである。実線が位相が揃った場合 ($c_\phi = 1$) で、点線が位相がランダムな場合 ($c_\phi = 0$) である。上段の破線は準線形理論の結果である。位相がランダムな場合に比べ (さらに準線形理論と比較しても) 位相が揃った場合の方が加速効率が良い。

Fig. 6 の速度の高次の平均量から、位相が揃った場合の方が、より効率よく高エネルギー粒子が生成されている。これはミラー反射により加速された粒子ほど孤立波との衝突頻度が増すためである。非熱的な高エネルギー粒子を効率よく生成する素過程として、位相の揃った波動と粒子との相互作用は非常に興味深い。

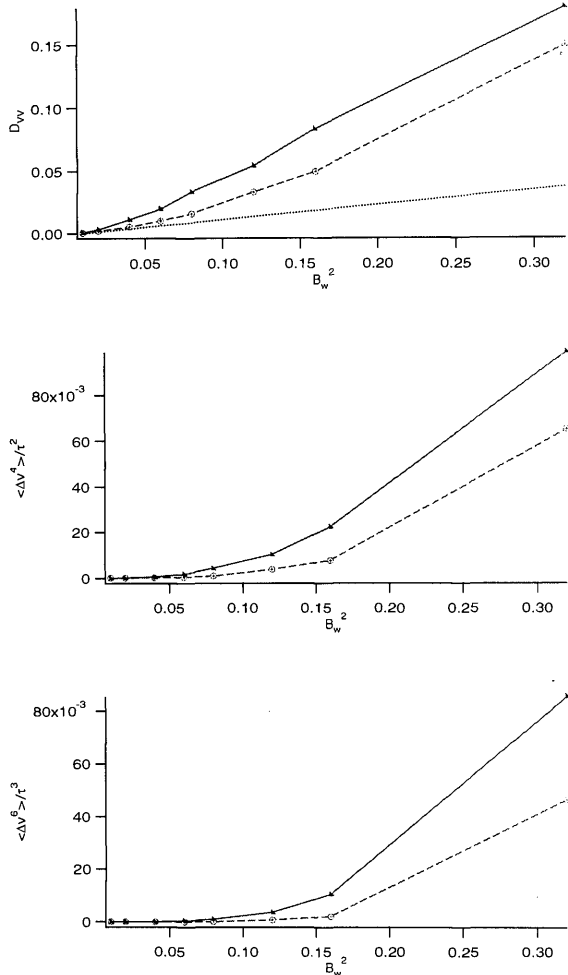


Fig. 6 The energy diffusion coefficient D_{vv} (upper panel), the 4th order velocity moment (middle panel), and the 6th order velocity moment (lower panel) plotted against the total wave energy B_w^2 in a linear scale. In all the panels, solid lines and dashed lines represent the cases with $c_\phi = 1$ (correlated wave phase) and $c_\phi = 0$ (random wave phase), respectively. In the upper panel, the dotted line represents the value expected by the quasi-linear theory. For the simulation, we have used 1000 particles with waves satisfying $5 \leq m \leq 68$.

3.3 波動を断熱的に導入した場合と非断熱的に導入した場合の比較

Fig. 7 はシミュレーション時間 τ にたいして上段がエネルギー拡散係数を、そして下段が4次のモーメントをプロットしたものである。ランダム場 ($c_\phi = 0$) で、粒子数は1000、波動のモード数は $5 \leq m \leq 40$ とし、波動の全エネルギーは $B_w^2 = 2.0$ とした。これはかなり大きなエネルギーであるが、波動を非断熱的に導入した場合 (**Fig. 7** 上, 下段とも破線で表されている) と、断熱的に導入した場合 (**Fig. 7** 実線) とで本質的な差違は見られない。2次, 4次のモーメントで時間が短いところで値が小さいのは拡散時間が短すぎたため、これはここでは本質的でない。波動の導入の方法による差違が現れないのは、波動の立ち上が

(a) : random phase , nonadiabatic introduction

⊗ : nonadiabatic

(b) : random phase , adiabatic introduction

+ : adiabatic

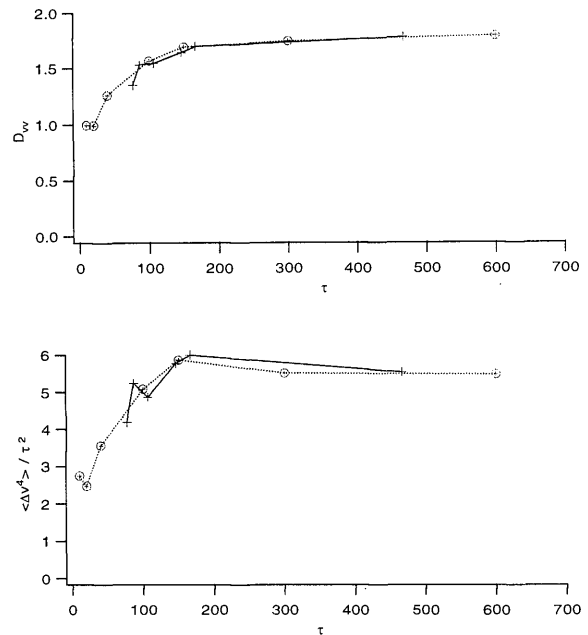


Fig. 7 The energy diffusion coefficient D_{vv} (upper panel) and the 4th order moment (lower panel) plotted against the length of the simulation run. Solid (dashed) lines represents the case when the waves are adiabatically (nonadiabatically) introduced. Parameters used in the run are: number of particles = 1000, $5 \leq m \leq 40$, $B_w^2 = 2.0$, and $c_\phi = 0$ (random phase).

りの効果より波動と粒子の共鳴の効果が支配的であったということである。もし共鳴成分を持たない波動のみを断熱的に導入すれば、粒子の拡散は起こらないはずである。そこでこれを確かめるために、それぞれの偏波と伝搬方向を持つ波動成分 j で非共鳴なモードしか持たない単色波の重ね合わせでテスト粒子シミュレーションを行った。

Fig. 8 は、非断熱的な波の導入をした場合の計算結果である。粒子数は1000、波動の全エネルギーは $B_w^2 = 0.32$ とし、全ての j でモード数は $m = 5$ とした。この場合 **Fig. 7** の場合と波1つあたりの強度はほぼ等しい。上段が速度の集団平均の時間変化を表しており、下段は初期値 ($v = 5$) からの変位の二乗集団平均の時間変化である。初速5の粒子は、モード数 $m = 20$ の R^+ 波と $m = 13 - 14$ の L^- 波と共鳴するため、これらの単色波は共鳴成分を持たない。しかし、どちらも振動しながら増加している。さらにモード数 $m = 5$ の波動は $v_{||} = \pm 15, \pm 17$ の粒子としか共鳴しないため、この計算結果の範囲では粒子は全て非共鳴である。

一方 **Fig. 9** は、断熱的な波動の導入をした場合の

計算結果である。パラメータは Fig. 8 の場合と全て同じであるが、波動の立ち上がりには $\tau_1 = 100$ をかけてゆっくり導入している。こちらも、上段が速度の集団平均の時間変化を表しており、下段は初期値 ($v = 5$) からの変位の二乗集団平均の時間変化である。

Fig. 8 と対照的に速度の集団平均はシミュレーション時間の終わりで初期値にもどっている。速度の変位の二乗集団平均も増えてはいるが非断熱的な場合に比べてオーダーが小さくなっている。エネルギー拡散係数(非断熱的な場合と断熱的な場合でそれぞれ式 (16), 式 (17) で評価した) を比較すると, Table 1 のようになる。

エネルギー拡散係数は速度の変位の二乗集団平均の傾きで与えられるから、加速効率も断熱的な導入の場合のほうがオーダーが小さくなっている。これらの結果は、断熱的波動の導入が与えた波動以外の周波数成分(立ち上がりの効果)を取り除くのに有効であることを示している。しかし、波の導入方法に対するこの議論はさらにずっと大きな強度を持つ単色波の重ね合わせには適用できず、粒子は共鳴領域に拡散してしま

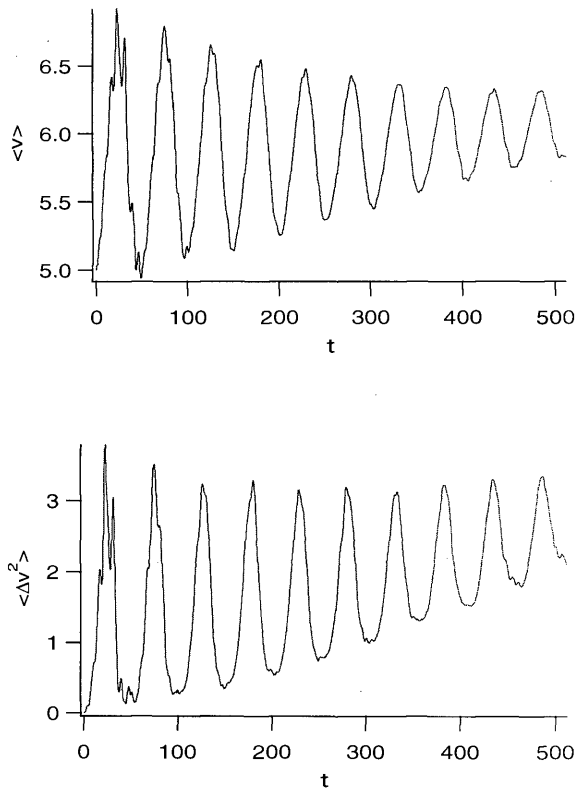


Fig. 8 Ensemble average of the velocity and the squared velocity of particles, plotted versus the length of the simulation. Only waves nonresonant with particles exist in the simulation runs. Parameters used in the run are: number of particles = 1000, $B_z^2 = 0.32$, $\tau = 512$, and the waves consist of four different monochromatic waves with $m = 5$, with either right or left hand polarization and with either parallel or anti-parallel propagation direction. The waves are nonadiabatically introduced to the system.

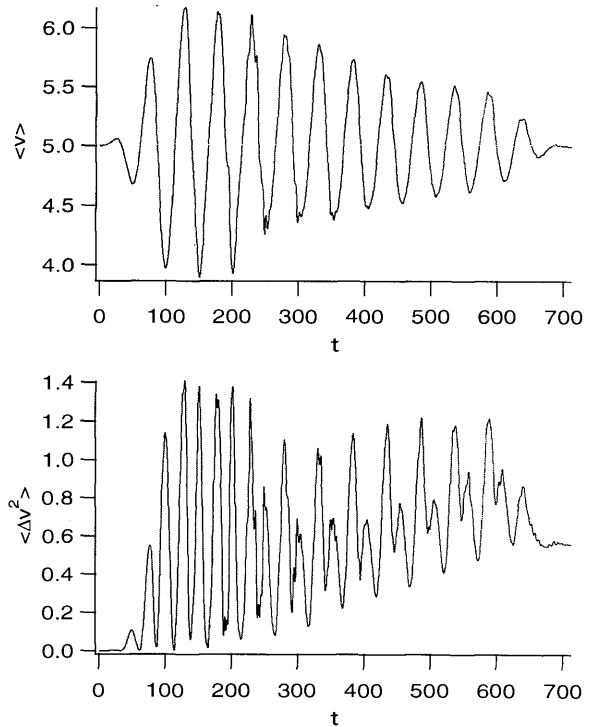


Fig. 9 The same as Fig. 8., with the same simulation parameters, except that the waves are introduced into the simulation system adiabatically with $\tau_1 = 100$.

Table 1 The energy diffusion coefficient evaluated with (a) nonadiabatic (b) adiabatic introduction of the waves.

	(a)	(b)
D_{vv}	0.96628×10^{-3}	0.41037×10^{-2}

い波動の導入方法の影響を見いだすのは困難になる。この問題についてはさらに広いパラメータ空間による議論が必要である。

4. 考 察

MHD 波動による荷電粒子の加熱・加速過程はこれまで準線形理論により取り扱われることが多かった。その1つの前提である、波動は小振幅であるということに対しては、波動の全エネルギーが背景磁場の約10%以下であれば、準線形理論はテスト粒子シミュレーションの結果を良く説明できるという結果が得られた。これは彗星のまわりの粒子加速についての寺沢⁴⁾の解析結果と一致している(ここでは準線形理論からの解析値のなかにある任意の係数を用いているが、今回用いた式(8)は準線形理論から得られる厳密な値である)。しかし、一概に準線形理論の適用範囲(非線形性が小さい範囲)は、波動のエネルギーが背景磁場の約10%以下の場合であると結論づけることはできない。エネルギー拡散係数の理論式(8)の形を

みればわかるように、この値はパラメータとして A (パワースペクトラムの強度を表す), γ (パワーローの指数), そして v (粒子速度) を含んでいる。特に今回行った数値実験では波動は線形波動の重ね合わせで記述されているため、粒子の軌道に現れる非線形性は波動一つ一つ (j, m) の強度に依存している。つまりパワースペクトルの強度を表す A によるところが大きい。今後は、さらに広いパラメータ空間で、数値実験と準線形理論との比較を行う必要がある。

波動の非線形性を考慮する際、波動の振幅の効果をとり入れる議論は一般的だが、波動のモード間の位相の相関について言及したものはこれまでなかった。これは準線形理論におけるもう1つの前提である RPA に関する問題で、今回得られた結果から、ランダム位相と位相が揃った場合とでは、本質的に異なる加速過程によって粒子は加速されることがわかった。この位相を揃える非線形効果は、波動のエネルギー密度の空間勾配に比例するいわゆるポンデラモーティブ力によるもので、大振幅波動においては重要な役割を果たすと考えられる。今回行った数値実験では、背景磁場に垂直な波動の電場成分しか考慮していないが、ポンデラモーティブ力を取り入れることで、今後は背景磁場に平行な電場成分まで含めて議論する。

波動の導入方法に対する議論は、数値計算の方法そのものに関する議論である。考えている現象が系の物理量の急激な変化を伴うものなのか、ゆっくりとした断熱的な変化なのかは、本来重要な問題である。今回得られた結果により、用いるパラメータによっては波

動の立ち上がりの効果が粒子の速度空間における拡散に本質的な差を生じさせる場合があることがわかった。波動の導入方法は考えている現象とそのパラメータに合わせて適宜選んでいく必要がある。

今後の課題として、以下の事柄を検討している。

位相が揃った波動による、粒子のエネルギー拡散過程を吟味し、モデル化を行う。また今回行ったテスト粒子シミュレーションには、荷電粒子の運動により生じる電流が Maxwell の方程式を介して波動に影響を与える効果が入っていないが、今後はこれを取り入れた自己無撞着なシミュレーションを行い、MHD 波動により粒子が加熱・加速される過程の、より正確な描像を得る。更に、荷電粒子が超高エネルギーに加速された際に重要となる相対論効果、異なる伝搬方向を持つ波動が混在する系を扱うための空間多次元性の効果を取り入れた議論を行う。

参 考 文 献

- 1) Fermi, E., On the origin of cosmic radiation, *Phys. Rev.*, 75, 1169, 1949.
- 2) Kennel, C. F., and F. Engelmann, Velocity space diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field, *Phys. Fluids.*, 285, 1217, 1970.
- 3) Isenbrg, P. A., Evolution of interstellar pickup ions in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 92, 1067, 1987.
- 4) 寺沢敏夫, 彗星のまわりの粒子加速: 統計的フェルミ加速について, 太陽系プラズマにおける大振幅アルフェン波の非線形現象, 昭和62~63年度文部省科学研究費補助金(一般研究(c)), 研究成果報告書, pp 69, 1989.