

研究種目：基盤研究（C）
 研究期間：2005年度～2008年度
 課題番号：17540219
 研究課題名（和文） 銀河団進化過程における衝撃波と乱流磁場による宇宙線の加速
 研究課題名（英文） MERGER SHOCK AND STOCHASTIC ACCELERATION OF NON-THERMAL PARTICLES IN THE DIFFUSE CLUSTER PLASMA: THE EFFECT OF TURBULENT ALFVEN WAVES
 研究代表者 大野 寛(OHNO HIROSHI)
 山形短期大学・総合文化学科・准教授
 研究者番号：70320611

研究成果の概要：

銀河団は、銀河が重力によって集まった天体です。銀河団内には銀河の他、高温・低密度のガス、磁場や宇宙線（エネルギーの高い電子や陽子）もあり、それらはX線・電波を用いた観測により研究されています。特に、宇宙線の起源はよくわかっていません。そこで本研究では、宇宙線が高エネルギーまで加速される物理過程について研究しました。その結果、従来の研究ではあまり考慮されてこなかった波長の長い磁場からの影響を考えると、より効率よく宇宙線を加速できる可能性のあることがわかりました。

交付額

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合計
平成17年度	700,000	0	700,000
平成18年度	500,000	0	500,000
平成19年度	500,000	150,000	650,000
平成20年度	500,000	150,000	650,000
年度			
総計	2,200,000	300,000	2,500,000

研究分野：数物系科学

科研費の分科・細目：天文学・天文学

キーワード：宇宙物理，天文，理論天文学

1. 研究開始当初の背景

銀河団においては、熱的X線の観測に加えて、宇宙線起源のシンクロトロン電波や硬X線の観測が進んできた。特に、ICM (Intra Cluster Medium) に付随し銀河団スケールのひろがりを持つ電波源が多く観測されるようになってきている。これらの電波源が観測される銀河団では、1) 熱的X線で明るい、2) ガス温度が高い、3) 他の銀河団との衝突が生じていることがX線・可視光の観測から示されてきている。しかし、シンクロトロン電波を放射する宇宙線電子の加速過程や

その銀河団進化過程との関係はわかっていない。

ICMに付随する電波源を持つ銀河団では銀河団同士の衝突が生じていることから、衝突に伴う衝撃波で宇宙線を加速するモデルが提案されている。従来のモデルでは、加速の素過程として衝撃波統計加速が用いられてきた。これによると、観測されている電波スペクトルを説明するためにはマッハ数3以上の強い衝撃波が必要とされた。しかし、熱的X線の観測から予測される銀河団中心領域における衝撃波のマッハ数は2程度であ

り、銀河団同士が衝突した場合、強い衝撃波が生ずるか否かははっきりしていない。さらに、銀河団内の磁場は乱流状態にあると考えられるので、銀河団における宇宙線加速過程では、乱流磁場中の弱い衝撃波における粒子加速過程を考える必要がある。

また、銀河団全体にひろがった電波ハローを説明するには、ICM中の再加速を考える必要がある。これは、宇宙線電子が銀河団全体に拡がる前に、シンクロトロン放射や逆コンプトン効果によりエネルギーを失ってしまうためである。Ohno, Takizawa and Shibata(2002)では、乱流磁場による宇宙線電子の加速がICM中で有効であることと加速の反作用が乱流磁場進化に影響する程度であることを示した。その後、Brunetti 達(2004)により、宇宙線加速の反作用で加速に必要な波長の乱流磁場がエネルギーを失い宇宙線加速が止むことが示された。これは、電波ハローが銀河団進化過程において一時的な現象であることを意味し、観測される電波ハローが稀な現象であることと一致している。このように、乱流磁場による再加速モデルは、電波ハローを説明する1つのモデルと考えられる。

2. 研究の目的

(1) 銀河団衝突に伴う衝撃波による粒子加速過程に関する研究。

① 衝撃波の形成と高エネルギー粒子の起源を探る研究。

銀河団プラズマは、温度 ~ 1 億度・ガス数密度 $\sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ で、磁場強度は 1μ ガウス程度であるため、プラズマベータ(ガス圧/磁気圧)は100のオーダーと高い。また、銀河団中心部でのサブストラクチャーの衝突は相対速度が $\sim 1000 \text{ km/s}$ (音速程度)でおきると考えられ、生じる衝撃波のマッハ数は小さい($M \leq 2$)と考えられる。そのような衝撃波がどのように生じ、また、その中で高エネルギー粒子が生成されるのか調べる。

② ある程度高いエネルギーを得た粒子が乱流磁場中の衝撃波によってどのように加速されるかを調べる。

衝撃波による粒子加速過程の1つは、衝撃波統計加速である。これは、衝撃波上・下流の乱流磁場により粒子が散乱され、上・下流を往復し加速されるものである。その加速率は、バルクフローの速度差と粒子の散乱効率に依存する。散乱効率はプラズマ準線形理論によるものが用いられ、それは、粒子とサイクロトロン共鳴する波数の乱流磁場エネルギーに関係する。一方で、共鳴波数より低波数の磁場も粒子を散乱し加速に影響する可能性があるためこれを調べる。

(2) 宇宙線のICM中での進化を調べる研究。

① 宇宙線はICM中の乱流磁場により加速されると考えられる。乱流磁場としてアルヴェン波を考えた場合、宇宙線はアルヴェン波とサイクロトロン共鳴しエネルギー拡散する。これが加速に相当する。プラズマ準線形理論によるとエネルギー拡散効率は、粒子と共鳴する波数領域に含まれる磁場エネルギーに比例する。一方で、共鳴波数より低波数のアルヴェン波も粒子を散乱しエネルギー拡散に寄与する可能性があり、これを考慮した加速効率を調べる。

② 銀河団中での宇宙線電子進化モデルで、乱流磁場による加速を考慮する場合、準線形理論による加速効率を用いてきた。本研究では、上記①による低波数アルヴェン波を考慮した加速効率を用いて宇宙線電子進化を調べる。

3. 研究の方法

(1)

衝撃波の形成とそれに伴う高エネルギー粒子生成を調べるために電磁粒子法によるプラズマシミュレーションを行った。基礎方程式は、運動方程式とマクスウェル方程式であり、粒子の速度ベクトル $\mathbf{u}=(u_x, u_y, u_z)$ と電磁場ベクトル $\mathbf{B}=(B_x, B_y, B_z)$, $\mathbf{E}=(E_x, E_y, E_z)$ の時間発展を解く。物理量の空間変化はx座標のみによるとした。

熱的粒子(電子・陽子)に対して初期に、x 右向きのパルク速度を与え、計算領域の右境界で粒子・電磁場を反射させて圧縮領域を形成し左方向へ伝播する衝撃波の形成を目指した。

(2)

乱流磁場による粒子加速・衝撃波統計加速について調べるためにテスト粒子法による粒子シミュレーションを行った。これは、仮定した電磁場中で荷電粒子の運動方程式を積分するものである。

乱流磁場はアルヴェン波の重ね合わせで表現した。乱流磁場のパワースペクトルは、パワーローを仮定し、波数範囲・指数・強度がパラメータになる。

衝撃波統計加速を調べる場合は、衝撃波静止系での運動方程式を解く。衝撃波伝播方向と平行・反平行に伝播する磁場の波を与え、かつ、衝撃波静止系であるため動電場成分も仮定する。また、仮定する圧縮率に応じて、衝撃波上流・下流での電磁場強度を変化させる。衝撃波上流系での速度空間で isotropic な粒子を注入しその時間発展を追う方法である。

(3)

宇宙線電子の進化は、加速とエネルギー損失を考慮したフォッカープランク方程式を数値的に解く。

ここでは準線形理論には含まれていない低波数アルヴェン波による加速効率を用いる。このためテスト粒子法でエネルギー空間での拡散係数を求め、それを補完したエネルギー拡散係数を用いる。

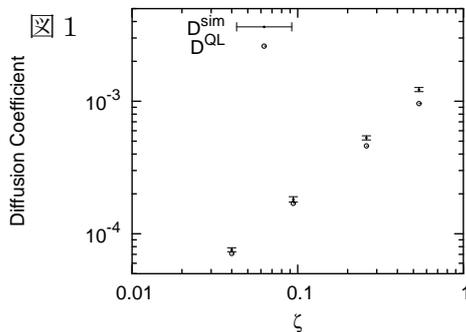
また、エネルギー損失機構としてクーロン損失・シンクロトロン損失・逆コンプトン損失を考える。

4. 研究成果

(1) 乱流磁場による粒子加速素過程の研究では、共鳴波数より低波数のアルヴェン波が加速効率を増加させる可能性を得た。

乱流磁場パワースペクトルを $P(k) \propto k^{-2}$ と仮定した。テスト粒子のローレンツ因子初期値を $\gamma_0 = 1.0$ とし、粒子がアルヴェン波と共鳴する波数 k_{res} が数 $m_{res} = 100$ になるよう系のスケールを設定した。数 m は、系のスケールに対応する波数で規格化した波数である。

波数範囲を共鳴波数以上の $m = 100 \sim 400$ にとり、この範囲に与える乱流磁場エネルギーを変化させた場合の結果を図1に示す。



縦軸はエネルギー拡散係数で、

$$D^{sim} = \frac{\langle (\gamma - \gamma_0)^2 \rangle}{2(t\Omega_{e0})}$$

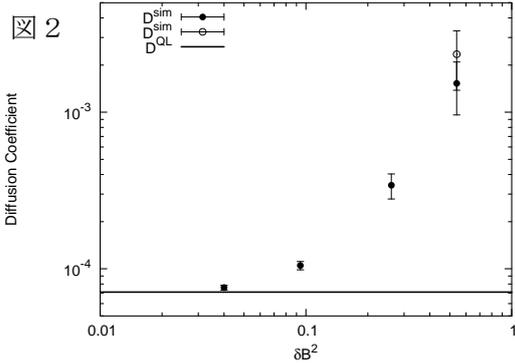
で評価した。横軸は、背景磁場で規格化した乱流磁場エネルギー密度 ζ である。誤差棒付きの点がシミュレーション結果で、時刻 $t\Omega_{e0} = 1000$ における拡散係数である。乱流磁場の初期位相によって拡散係数が変動するので初期位相を変えたシミュレーションを10回行いその平均を用いた。誤差棒はその標準偏差である。白丸は準線形理論による拡散係数で、

$$D^{QL} = \frac{\pi}{2} \frac{w-1}{w(w+2)} \tilde{v}_A^2 \gamma \zeta$$

で評価した、 v_A は光速で規格化したアルヴェン速度でここでは0.03である。

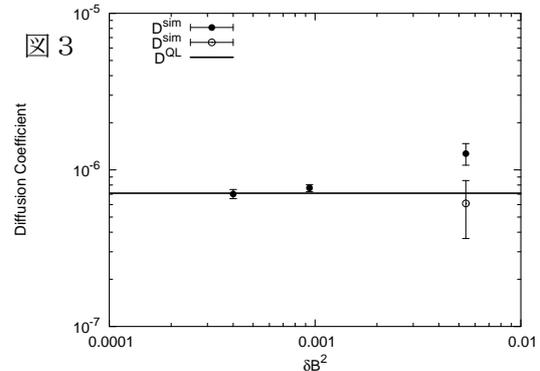
この場合シミュレーション結果は準線形理論による予測と一致している。 ζ が1に近づくにつれてシミュレーションと理論にずれが生ずる。これは非線形効果によるものであり過去の研究でも指摘されていた。

次に、最低波数を共鳴波数より低波数にのぼした場合を調べた。この際、共鳴波数以上にある乱流磁場のエネルギーは背景磁場エネルギーの4%に固定した。結果を図2に示す。



縦軸がエネルギー拡散係数で、横軸が最低波数以上の波数空間に含まれる乱流磁場のエネルギーである。最低波数を $m = 50, 20, 10$ と変えると、乱流磁場のエネルギーは背景磁場エネルギーの9%, 26%, 54%になる。実線は準線形理論による拡散係数である。準線形理論では共鳴波数以上の磁場エネルギーが寄与するがこのエネルギーを固定しているため一定値になっている。誤差棒付きの点がシミュレーションによる結果である。最低波数を低波数にのぼすほど、つまり乱流磁場のエネルギーが大きくなるほど、拡散係数の値は理論を越えて大きくなっている。これは、共鳴波数より低波数にあるアルヴェン波による非線形効果である。この場合、背景磁場エネルギー程度の大きなエネルギーを与えたため非線形効果が大きい。

仮定する乱流磁場エネルギーが小さい場合を図3に示す。



この場合共鳴波数域に与える磁場エネルギーは背景磁場の0.04%であり、対応する準線形理論の拡散係数が実線である。最低波数を低波数までのばし乱流磁場エネルギーを大きくしても強い非線形効果は見られなかった。

図3の白丸は共鳴波数より低波数にのみ磁場エネルギーを与えた場合である。共鳴領域に磁場エネルギーが無い場合でも非線形効果により、理論程度の拡散係数が得られる。

従来の研究は、固定した波数範囲での乱流磁場エネルギーを変化させ非線形効果を調べるものであった。この研究では、共鳴波数域にある磁場エネルギーを固定し、最低波数を共鳴波数より低波数にのばした場合の非線形効果を調べた。

観測との比較を目的とした宇宙線エネルギースペクトルの評価では、乱流磁場パワースペクトルを共鳴波数範囲より広く仮定した上で、準線形理論によるエネルギー拡散係数を加速効率とする場合がある。その場合、低波数のアルヴェン波による非線形効果で加速効率が理論を上回る場合があることをこの研究では示した。

(2) 銀河団における宇宙線電子加速モデルにおいて低波数アルヴェン波の効果を考慮した結果、宇宙線電子のスペクトル進化に影響することがわかった。

はじめに、シンクロトロン電波や硬X線放射に関するローレンツ因子が $\gamma \sim 10^3 - 10^5$ の宇宙線電子が共鳴波数より低波数のアルヴェン波で加速される効率をテスト粒子シミュレーションで評価した。規格化した共鳴波数は $k (c/\Omega_{e0}) \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ である。これより低波数の $k (c/\Omega_{e0}) \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ に乱流磁場エネルギー $\sim 10^{-18} \text{ erg/cm}^3$ 相当を仮定した。これは銀河団スケールにマイクロガウス程度の磁場エネルギーが供給され、パワースペクトル(ベキ指数-1.5)に従うとした場合の $k (c/\Omega_{e0}) \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ での乱流磁場エネルギー程度である。結果として、

$$D^{sim}(\gamma = 1000) \approx 2 \times 10^{-12}$$

$$D^{sim}(\gamma = 10000) \approx 7 \times 10^{-12}$$

を得たので、これを $D_\gamma = D_0 \gamma^w$ でフィットしたものを加速効率とした。

初期に $N(\gamma) \propto \gamma^{-2}$ のエネルギースペクトルを持つ宇宙線電子の10億年後のスペクトルを図4に示す。ここでは、エネルギー拡散は考慮していない。シンクロトロン放射と逆コンプトン効果によるエネルギー損失のため高エネルギー電子は失われ図のようなスペクトルになる。

エネルギー拡散を考慮したモデルの結果

を図5に示す。エネルギー拡散の効果で高エネルギー側の折れ曲がりには滑らかなものとなっている。しかし、観測されるギガヘルツ帯の電波放射に関する $\gamma \sim 10000$ の宇宙線電子を維持できるほど加速は強くはない。

$\gamma \sim 1000$ 付近のピークは、エネルギー拡散とエネルギー損失のバランスによると考えられる。これについては、乱流磁場や拡散係数の与え方に依るので今後詳細に調べる必要がある。

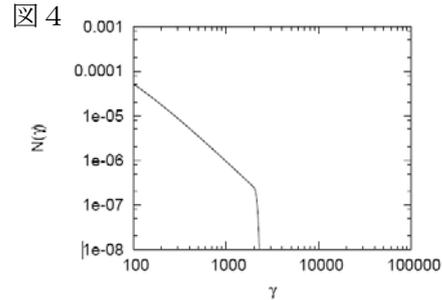
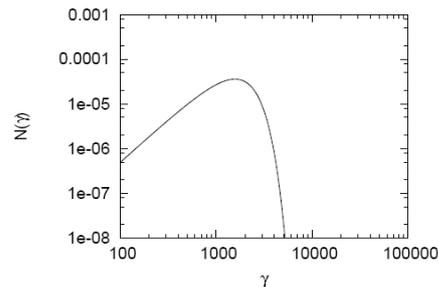


図4



従来のモデルでは考慮されていない共鳴波数より低波数のアルヴェン波によるエネルギー拡散が宇宙線電子のエネルギースペクトルに影響することを示した。今後は乱流磁場スペクトルの進化を考慮しながら、低波数アルヴェン波の効果を取り入れた宇宙線加速のモデルを構築したい。

(3) 衝撃波統計加速に関する研究では、低波数アルヴェン波による粒子散乱が加速効率を増加させる可能性がわかった。

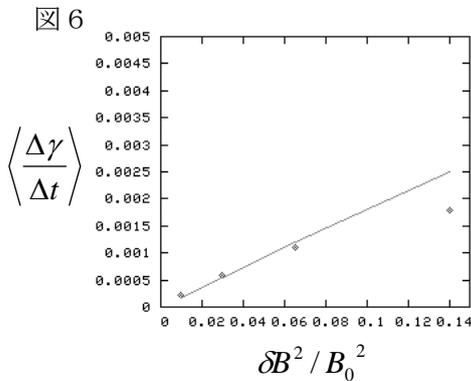
衝撃波統計加速理論による加速効率は次式になる、

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{3} \frac{\Delta U}{\frac{\kappa_1}{U_1} + \frac{\kappa_2}{U_2}} \gamma$$

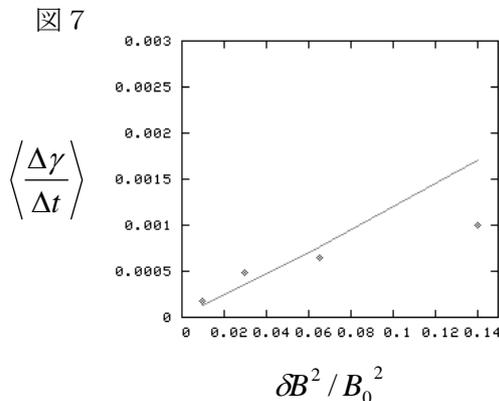
ここで κ は粒子の空間拡散係数、 U は衝撃波静止系でのプラズマ速度で、添え字1・2は衝撃波上流・下流を表わす。 ΔU は、衝撃波上流・下流でのプラズマ速度の差である。準

線形理論による空間拡散係数は粒子と共鳴する乱流磁場エネルギーに反比例する、 $\kappa \propto 1/\delta B^2$ 。したがって、加速効率は乱流磁場エネルギーに比例する。

確認のため、初期に $\gamma = 10$ の荷電粒子が衝撃波加速される様子をシミュレーションした。衝撃波上流の速度を光速の $1/10$ とし、強い衝撃波を想定し圧縮率を $r = 4$ とした。乱流磁場は指数2のパワースペクトルで与え、規格化した波数 m で100以上が粒子と共鳴する波数とした。共鳴波数域にのみ磁場エネルギーを与えた結果を図6に示す。横軸は背景磁場で規格化した乱流磁場エネルギーで、縦軸は粒子のエネルギー変化率(加速率)の平均である。平均の計算は、時刻 t $\Omega_0 = 1000$ において衝撃波上流に位置する粒子に対して行った。この計算で、乱流磁場の位相速度は0にしてある。図の点がシミュレーション結果で実線が理論値である。

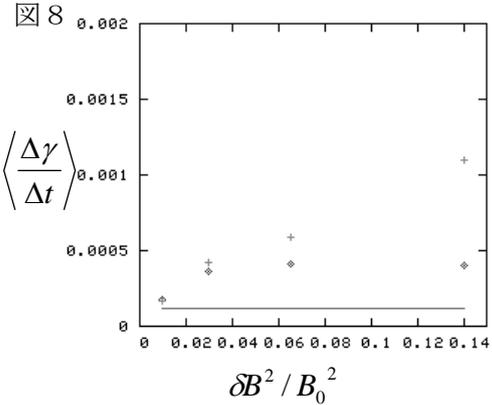


シミュレーションによる加速率は理論と一致し乱流磁場エネルギーに比例していることがわかる。乱流磁場エネルギーが0.14の場合、加速率が下がっている。これについて以下のように解釈している。加速が進み粒子のエネルギーが大きくなると共鳴波数は低波数になってくる。この計算では初期エネルギーと共鳴する波数にしか磁場を与えておらずエネルギーが大きくなった粒子は波から散乱されなくなり加速率が低下する。



銀河団中心部におけるサブストラクチャーの衝突に伴う衝撃波は弱く、 $r \sim 1.5$ 程度と考えられる。そこで、弱い衝撃波を想定し $r = 2$ の場合をシミュレーションした(図7)。先の $r = 4$ の場合同様、理論と一致した傾向を示している。

次に、低波数アルヴェン波の影響を見るため、最低波数を共鳴波数より低波数側にのぼしたシミュレーションを行った。結果を図8に示す。ここで、圧縮率は $r = 2$ とした。



このシミュレーションで、共鳴波数域($m \geq 100$)に含まれる磁場エネルギーを背景磁場の1%に固定した。横軸は、最低波数以上に含まれる乱流磁場のエネルギーである。最低波数を40, 20, 10と低くすると、乱流磁場のエネルギーは3%, 6.5%, 14%と大きくなる。図の実線は加速率の理論値である。共鳴波数域に与える磁場エネルギーを固定しているため一定値になっている。

図8の点がアルヴェン波の位相速度を0とした場合で、+が位相速度を $v_A = 0.01$ とした場合である。共鳴波数より低波数に乱流磁場スペクトルをのぼした場合、加速効率が增加している。これは、低波数アルヴェン波による粒子散乱が、衝撃波の上・下流を往復させる効率を上げているためと考えられる。また、位相速度を与えた場合の方がより高い加速率を示している。これは、乱流磁場による2次加速が効くためと考えられる。

このように、乱流磁場エネルギースペクトルが波数空間で広く分布する場合、共鳴波数より低波数のアルヴェン波により、衝撃波統計加速の加速効率が增加する可能性がある。これは従来の加速モデルでは考慮されていなかった点である。銀河団のように空間スケールが大きく、乱流磁場の波数範囲が広い場合、この効果が加速に影響する可能性があると考えている。

今回の研究では、計算方法の制約により、長時間の計算ができていない。このため、宇宙線エネルギースペクトルの評価には至らなかった。今後の課題は、シミュレーション方法を改善し、宇宙線エネルギースペクトル

の時間発展に対する低波数アルヴェン波の影響を調べることである。

(4) プラズマシミュレーションによって、銀河団を想定した高ベータプラズマ中での低マッハ数の衝撃波形成を目指した。しかし、衝撃波の形成には至らなかった。

従来の研究で用いられているピストン法 (injection method) によりシミュレーション領域の右境界側に圧縮プラズマ領域を作った。圧縮領域に生じる磁場の波によってプラズマ粒子が散乱・反射されることで衝撃波が形成されることを目指した。

プラズマシミュレーションで用いた陽子と電子の質量比は $m_p/m_e = 25$ 。電子に関してサイクロトロン周波数とプラズマ周波数の比は $|\omega_{ce}/\omega_{pe}| = 0.04$ 。電子と陽子の熱速度はそれぞれ 0.1 , 0.02 とした (光速を 1 とした)。この場合、プラズマベータは $\beta \sim 10$ となる。また、初期のプラズマバルク速度は、 0.02 とした。

シミュレーションサイズは、 $L \sim 400$ (長さを光速/電子プラズマ周波数で規格化) とした。このプラズマで生じるアルヴェン波の波長は $\lambda > 30$ である。

生じるアルヴェン波の強度が背景磁場程度と仮定すると、電子と陽子に対する散乱時間は、 $\tau_e \omega_{pe} \sim 8$, $\tau_p \omega_{pe} \sim 200$ と評価される。これより長い $\tau \omega_{pe} \sim 2000$ 程度までシミュレーションを行った。

結果として、反射壁がある右境界側に圧縮領域ができ、粒子密度の増加、バルク速度に垂直な方向 (y, z) の強い磁気波動がみられたものの、左方向へ伝わる衝撃波形成には至らなかった。

計算時間における圧縮領域の長さは 40 程度とアルヴェン波の最短波長程度である。そのため、粒子が多くの波から十分散乱される状況にはなっておらず粒子の反射に至っていないと考えられる。衝撃波形成には、空間的・時間的により長いシミュレーションが必要と考えられる。本研究で使用したプラズマコードでは精度等の問題でこれ以上の計算が困難であった。今後、コード等を改善し、高ベータプラズマ中における低マッハ数シヨックの形成について調べたい。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計 1 件)

① Hiroshi Ohno, EFFECTS OF SMALL WAVENUMBER ALFVEN WAVES ON PARTICLE ACCELERATION, Journal of Plasma and Fusion Research Series (掲載決定), 査読有

[学会発表] (計 4 件)

①

Hiroshi Ohno, EFFECTS OF SMALL WAVENUMBER ALFVEN WAVES ON PARTICLE ACCELERATION, KINETIC MODELING OF ASTROPHYSICAL PLASMAS, 2008年10月5日～9日, ポーランド・クラクフ

②

Hiroshi Ohno, EFFECTS OF SMALL WAVENUMBER ALFVEN WAVES ON PARTICLE ACCELERATION, the 14th International Congress on Plasma Physics, 2008年9月11日, 博多

③

大野 寛, 乱流磁場による粒子加速, 研究会「マクロでミクロな銀河団」, 2007年10月25日, 山形

④

大野 寛, 銀河団における乱流磁場による粒子加速, 日本天文学会春季年会, 2007年3月28日～30日, 東海大学

6. 研究組織

(1) 研究代表者

大野 寛

(2) 研究分担者

(3) 連携研究者