

超新星残骸衝撃波における電子注入

天野 孝伸

〈名古屋大学太陽地球環境研究所 〒464-8601 名古屋市千種区不老町〉

e-mail: amanot@stelab.nagoya-u.ac.jp

宇宙空間には超高エネルギーの荷電粒子（宇宙線）が普遍的に存在している。このような宇宙線を加速している起源天体として、現在最も有力と考えられているのは超新星残骸の衝撃波である。衝撃波におけるフェルミ加速は、宇宙線加速を説明する標準的な理論となっているが、一方で注入問題と呼ばれる理論的困難が現在まで未解決のまま残されている。本稿ではこのフェルミ加速の注入問題に関して、最新の数値シミュレーションから得られた理論的進展を概説する。

1. はじめに

宇宙から地球に降り注ぐ高エネルギーの荷電粒子（宇宙線）は、20世紀初頭にヘスの気球実験によって初めて発見された。現在ではその最高エネルギーは 10^{20} eV にも達し、エネルギースペクトルは熱的なマックスウェル分布とは大きく異なったべき型の分布 ($N(E) \sim E^{-\gamma}$) をしていることがわかっている。このような熱的分布から大きく外れた高エネルギー粒子は、一般的に「非熱的」粒子と呼ばれ、宇宙の至る所で普遍的に観測されている。宇宙線の中でもとくに $10^{15.5}$ eV 以下の粒子の起源天体は、われわれの銀河内の超新星残骸であると考えられている。これは、古くから超新星爆発のエネルギーの 10% 程度が宇宙線の加速に使われたと仮定すると、地球で観測される宇宙線のフラックスを説明できることから予測されてきた。現在では電波から X 線、ガンマ線に至る非常に広い波長領域で超新星残骸からの非熱的放射が観測されており、少なくとも 100 TeV (10^{14} eV) 程度のエネルギーをもった宇宙線が超新星残骸衝撃波で生成されている観測的証拠が得られている。衝撃波における粒子加速についてはフェルミ加速機構¹⁾が標準理論となっているが、この機構には

提唱当時から知られるいくつかの未解決問題が現在に至るまで残されたままとなっている。なかでも最重要と考えられるのが「注入問題 (injection problem)」である。ここではこの長年の大問題に関連して、数値シミュレーションから得られた最新の研究成果を紹介する。

2. 無衝突衝撃波とフェルミ加速

フェルミ加速機構は 1970 年代後半に定式化された衝撃波における粒子加速理論である。この理論では衝撃波の上流と下流に磁気流体乱流の存在を仮定し、そのような乱流場の下で高エネルギーの荷電粒子がどのようにエネルギーを得るかを考える。高エネルギー粒子は磁気流体波動と共鳴することによって散乱を受けるが、これは障害物によって粒子が反射される過程とみなすことができる。ここでは簡単のため、散乱体である磁気流体波動が背景のプラズマに流されているとし、衝撃波から上流向きに運動する粒子を考えよう。このとき粒子は、上流の磁気流体波動と正面衝突することになり、衝突の結果エネルギーが増大する。逆に下流向きに運動する粒子は、下流の磁気流体波動に追いつく形で衝突するため、衝突後のエネルギーは減少する。衝撃波の前後では圧縮によ

て流体速度が変化するため、粒子が上流と下流を1往復すると速度差の分だけトータルでエネルギーを得る。もちろんこの過程は一部の運の良い粒子についての考察であるが、下流の流体に流されて加速領域から逃げ出すフラックスを考慮すると、最終的に得られるエネルギースペクトルはべき型になることが知られている。スペクトルのべき指数 γ は、衝撃波の散逸過程や高エネルギー粒子の拡散係数などにはよらず、強い衝撃波の極限で $\gamma=2$ に漸近する。このように、フェルミ加速は解析的に扱いやすい簡潔な理論であり、また太陽圏内の「その場」観測による実証を経て^{*1}、広く受け入れられるようになった。

ところが、フェルミ加速はあらかじめ存在する高エネルギー粒子の加速を説明する理論であり、その種となる粒子がどのように生成されるかについては問題としていない。したがって、フェルミ加速過程だけを考えている限り、スペクトルのべき指数は予測できても被加速粒子の絶対量はわからないのである。実際には、観測される非熱的粒子のフラックスを説明するには、熱的粒子をフェルミ加速が効率的になる中間エネルギーまで加速する何らかの機構が必要になる。これが注入問題として知られ、現在まで未解決のまま残されているフェルミ加速理論における最大の問題点である。電子の注入はとくに理論的に困難を極めている。なぜなら、注入に必要なとされるエネルギーが典型的には0.1-1 MeV程度であるのに対して、超新星残骸衝撃波の下流における電子温度は1 keV程度でしかない(図1参照)。このため、単純に考えると電子のフェルミ加速はとても起こりそうにない。実際に、太陽風と惑星磁気圏の相互作用によって生じるバウショックや、太陽フレアに伴って発生する惑星間空間衝撃波の「その場」観測においては、電子のフェルミ加速の観測例は非常に

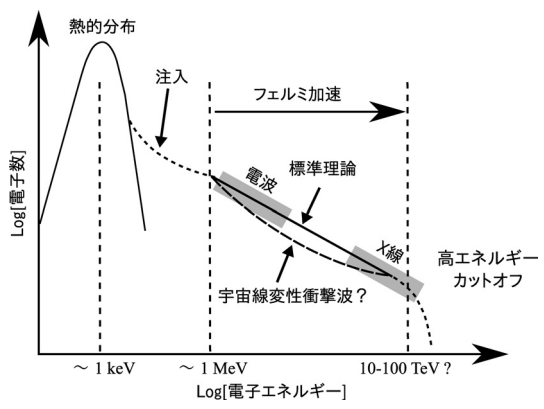


図1 超新星残骸衝撃波における電子のエネルギースペクトルの模式図。1 keV程度の熱的分布に加えて、非熱的なべき型のスペクトルがTeV領域まで伸びている。電波でGeV、X線でTeV程度のエネルギーからのシンクロトロン放射が観測されている。熱的エネルギーからフェルミ加速に必要な1 MeV程度のエネルギーに注入する何らかの加速機構が働いていると考えられている。

まれでしかない²⁾。一方で、超新星残骸衝撃波からは超相対論的電子のシンクロトロン放射が普遍的に観測されていることから、超新星残骸衝撃波において、われわれの理解が及ばない何らかのメカニズムによってフェルミ加速の種粒子が生成されていることはほぼ間違いない。この問題を解決する鍵となるのが、衝撃波面でのマイクロな熱化の過程である。

フェルミ加速では衝撃波前後の速度差からエネルギーを得るため、衝撃波自身を不連続面とみなし、衝撃波のマイクロな物理過程については考える必要がなかった。しかし注入問題の解決には、衝撃波自身の素過程の理解が必須となってくる。マイクロに見れば衝撃波にも有限の厚みがあり、その狭い領域(遷移層)で加熱が起きている。例えば空気中の衝撃波では、遷移層の幅は物質を構成する粒子(分子)の平均自由行程と同程度と考えら

^{*1} 実際には、惑星間空間衝撃波や地球前面のバウショックにおいては、理想化されたフェルミ加速では観測を説明できない。これは、時間依存性や衝撃波のサイズが有限である効果などが無視できないためであり、フェルミ加速にこれらの効果を含めた結果との比較・議論が行われている。

れる。これは、衝撃波の遷移層で上流の冷たい物質と下流の熱い物質が接し、粒子同士の衝突によってエネルギー交換（衝撃波による加熱）が起こるためである。ところが、そもそも粒子間の衝突が十分に起こる場合には、粒子のエネルギー分布は熱的なマックスウェル分布となってしまう、一部の粒子が選択的に高エネルギーに加速されるようなことは起こりえない。粒子加速が起こるためには、衝撃波が「無衝突衝撃波」でなければならぬ。一般的に高エネルギー粒子の生成現場である宇宙空間は、高温・希薄なプラズマ（電子および陽子）に満たされている。典型的な宇宙プラズマでは、荷電粒子間のクーロン衝突の平均自由行程は系の典型的な空間スケールよりも長く、衝突による緩和が系のダイナミクスに対して無視できる。このようなプラズマを「無衝突プラズマ」と呼び、無衝突プラズマ中の衝撃波を「無衝突衝撃波」と呼んでいる。無衝突プラズマにおいては、粒子間のエネルギー・運動量交換はプラズマ波動を介して起こり、クーロン衝突よりも十分速い時間スケールで散逸（エントロピー増大）が起きる。つまりプラズマ波動が粒子同士の実効的な衝突を引き起こし、電気抵抗や粘性などの担い手となっている。このため、中性流体の場合は衝撃波の厚みは平均自由行程と同程度であったが、観測される無衝突衝撃波の厚みは平均自由行程に比べて桁違いに薄い*2。これはプラズマ波動を介した散逸によって無衝突衝撃波が形成されているからにほかならない。無衝突衝撃波においても上流の冷たいプラズマは衝撃波で熱化されランキン・ユゴニオ関係式（上流と下流の間の物理量の保存則）を満たしているが*3、無衝突プラズマにおける散逸は衝突によるエネルギー等分配とは異なるため、

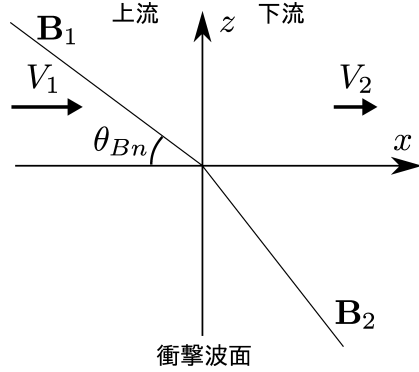


図2 衝撃波前後の磁場やプラズマの流速の関係。

その結果が必ずしもマックスウェル分布になるとは限らない。衝撃波による散逸の結果として、熱的成分（マックスウェル分布）に加えて少数の超熱的成分（典型的にはべき型分布）が生成され、その超熱的成分の一部がフェルミ加速の種粒子となる可能性がありうる。したがって、フェルミ加速の注入問題の研究とは、無衝突衝撃波の散逸過程の研究とってしまっても過言ではないのだ。

一口に無衝突衝撃波といっても、その「顔つき」はパラメーターによって大きく変わることがわかっている。図2に示すような流体速度が衝撃波面の法線と平行になる衝撃波の静止系を考えよう。ここで衝撃波面の法線と上流の磁力線とのなす角度として衝撃波角 θ_{Bn} を定義する。衝撃波角の違いによって衝撃波の構造が大きく変わることから、通常 $\theta_{Bn} < 45^\circ$ のときを準平行衝撃波、 $\theta_{Bn} > 45^\circ$ のときを準垂直衝撃波とそれぞれ区別している。地球前面のバウショックの観測からわかっていることは、準垂直衝撃波においては比較的シャープな磁場のジャンプが観測されるのに対して、準平行衝撃波では上流に大振幅のアルベーン波が励起され、準垂直衝撃波のようなシャープな

*2 太陽風中では平均自由行程が 1 AU (1.5×10^8 km) 程度なのに対して、観測される衝撃波の厚みは 1,000 km 程度である。

*3 非熱的粒子に分配されるエネルギーが熱的エネルギーに対して無視できないほど大きくなった場合には満たされない。下流の非熱的粒子は簡単に上流に逃げ出すことができるため、流体的には熱流束などの高次モーメントが存在する場合に相当している。

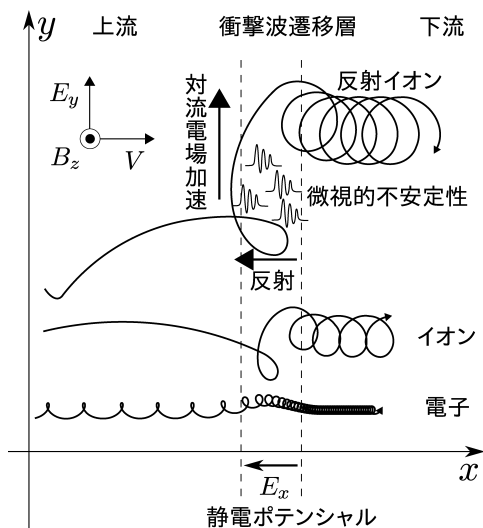


図3 衝撃波遷移層近傍での粒子運動の模式図。一部のイオンが遷移層中に発生する静電場によって反射される。

ジャンプは見られないということである。しかし、どちらにおいても上流の冷たいイオンの一部が衝撃波で反射され、散逸に重要な役割を果たしていることは共通している。衝撃波での散逸を理解するために、ここでは簡単のため衝撃波角が90度の垂直衝撃波の場合を考えよう(図3)。上流の粒子は衝撃波に到達すると徐々に減速されることになるが、イオンと電子では質量の違いから減速のされ方が異なる。電子は遷移層に到達すると急激に減速されるが、イオンは慣性があるため遷移層の奥まで侵入することができる。このため電荷分離が生じ、上流向きの静電場(衝撃波ポテンシャル)が発生し、この電場によってイオンの一部が反射される。衝撃波で反射されたイオンは、上流の対流電場($\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$)によって衝撃波面に沿って(図3のy方向に)加速される。最初に衝撃波に侵入したときにはポテンシャルに勝てずに反射されたイオンが、上流の電場で加速されることによってエネルギーを得て、下流に到達する。大雑把には、この反射イオンが対流電場から得たエネルギーが下流の流体的な圧力を担い、ラ

ンキン・ユゴニオ関係式を満たしているのである。以上が垂直衝撃波の基本的な構造であるが、実際の衝撃波で起きていることはもっと複雑である。というのもこの衝撃波構造は決して安定ではなく、多くのプラズマ不安定性が励起され得る状況になっているからである。例えば1984年に出版されたレビュー論文³⁾によれば、準垂直衝撃波近傍で起こると考えられる不安定性の候補は何と16種類も存在する(実際にはもっと多いかもしれない)。しかもこれらはいつでも励起されるわけではなく、パラメーターによって不安定となるモードは大きく変わる。これが無衝突衝撃波が難しいと思われるゆえんであり、専門家以外の人間を混乱させる元になっているのである。これらの多くの不安定性が複雑にからみ合い、また多くの場合において非線形性が重要になってくるため、解析的な理論ですべてを理解することはほとんど不可能となっている。そうすると数値シミュレーションが無衝突衝撃波を理解するための大きな武器となる。無衝突プラズマは速度空間にも自由度をもつため、無衝突衝撃波の数値シミュレーションには膨大な計算量が必要となる。しかし、近年の計算機能力の発展に伴い、ようやく電子スケールのマイクロな物理まで扱うことが可能になり、無衝突衝撃波の物理過程の理解は大きく進展してきた。次節以降ではこのようなシミュレーション研究から解決の糸口が見えてきた、フェルミ加速への電子注入過程について紹介しよう。

3. 準垂直衝撃波における電子注入

3.1 サーフィン加速とドリフト加速

図4に示したのは、1次元の相対論的電磁粒子コード⁴⁾による無衝突衝撃波(衝撃波角が80度の準垂直衝撃波)のシミュレーション結果である。電磁粒子コードとは、個々の電子・イオンの運動方程式を解きつつ、それらが作る電流による電磁場の時間発展を自己無撞着に扱う手法であり、無衝突プラズマの数値シミュレーションに広く用い

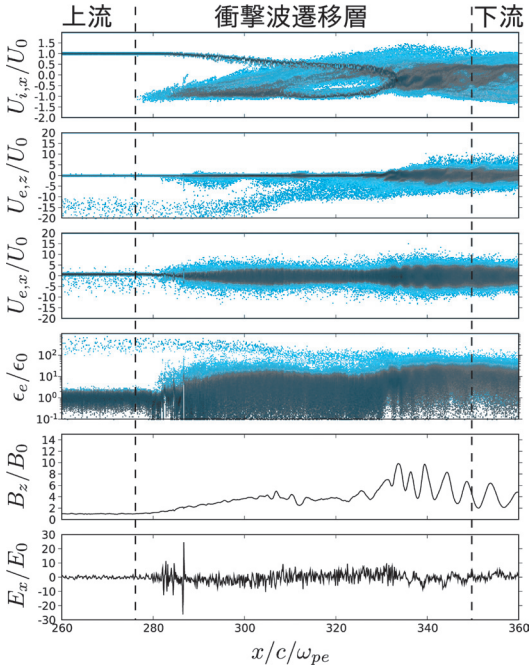


図4 1次元粒子シミュレーションにより得られた衝撃波角80度の準垂直衝撃波の構造(左側が上流)。上から順にイオンのx方向の速度、電子のz方向、x方向の速度、電子のエネルギー、磁場、電場。上の四つのパネルにおいて、色は各ビン中の粒子数を表している。

られている。図4の1番上のパネルは縦軸にイオンのx方向の速度をとった位相空間図であり、衝撃波の遷移層($x/c/\omega_{pe} \geq 280$)において、一部の負(上流向き)の速度をもっているイオンが存在していることがわかる。この成分が前節で説明した衝撃波面で反射されたイオンである。この反射イオンと上流から衝撃波に流れ込む電子との間に2流体不安定性^{*4}が起き、衝撃波遷移層の先端部分で大振幅の静電波動が励起される。上から4番目に示した電子のエネルギースペクトルから、この大振幅波動が励起されている領域で、上流の冷たい電子が強く加熱・加速されていることがわか

る。さらにこの電子のエネルギースペクトルからは、より高エネルギーの成分が存在していることも見て取れる。これに対応し、上から2番目のパネルに示した電子のz方向の速度成分にも負の大きな速度をもった電子が存在していることがわかる。ここでz方向は磁力線とほぼ平行になっており、負の速度は衝撃波から上流に向かう向きとなっている。これは、衝撃波で一部の電子が磁力線平行方向に加速され、最終的には上流に反射していることを意味する。

ここで見られた電子の加速過程は大きく2段階に分けることができる。一つは大振幅静電波動を介した加速であり、これはサーフィン加速^{5),6)}として知られているものである。前節で説明したように、衝撃波の遷移層には上流向きの静電場が存在し、一部の正に帯電したイオンは反射される。電子の場合は電荷が逆なため、この衝撃波ポテンシャルによる反射は起こらないが、2流体不安定性の結果励起された大振幅の静電波によって一部の電子が反射される。反射された電子は、イオンの場合と同じように対流電場によって(イオンと逆方向に)加速される。この反射が何度も起こると粒子はあたかもサーファーのように衝撃波面に沿って走りながら加速されるため、この加速過程はサーフィン加速と呼ばれている。サーフィン加速は短時間(電子のサイクロトロン周期程度)のうち非常に高エネルギーの粒子を作ることができる効率的な機構であり、この機構による電子注入の可能性が示唆されていた⁶⁾⁻⁸⁾。このサーフィン加速は粒子の第1断熱不変量^{*5}保存が満たされない非断熱的な加速過程であるが、ここではさらに、ドリフト加速^{9),10)}と呼ばれる比較的ゆっくりとした断熱的な加速機構が働き、粒子を加速している。ドリフト加速とは、粒子が磁気ミラー力によって反射される過程と考えることができる。上

*4 2流体不安定性といっても、パラメータによって励起されるプラズマ波動のモードは大きく異なる。この場合はブンネマン(Buneman)不安定性と呼ばれ、静電波動(ラングミュアー波のブランチ)が励起される。

*5 磁気モーメントとも呼ばれる。粒子のサイクロトロン運動に対応する断熱不変量。

流プラズマの静止系で考えると、反射によって粒子が得る運動量は $\Delta p = 2mV_{\text{shock}}/\cos\theta_{Bn}$ と見積もることができる（ここで、 m と V_{shock} はそれぞれ粒子の質量、上流系で見た衝撃波速度）。したがって、衝撃波速度が大きく、衝撃波角が 90 度に近い衝撃波では、ドリフト加速から得られるエネルギーは非常に大きくなる。しかし、磁気ミラー反射はある程度エネルギーの高い粒子に対してしか起こらず、今考えているパラメーターにおいては上流の熱的電子の反射はそもそも起こり得ない。詳しくシミュレーション結果を解析してみると、反射された電子はサーフィン加速によって遷移層に突入したときに強い加速を受けた粒子であった。つまり、本来は反射が起きないはずの粒子がサーフィン加速によって加速され、その結果としてドリフト加速での反射に必要なエネルギーを得たのである。このように、サーフィン加速とドリフト加速の 2 段階の過程を経て生成された高エネルギー電子が、選択的に上流に反射されることになる。

3.2 電子注入

さて、上流に反射された高エネルギー電子であるが、果たしてフェルミ加速への注入に十分なエネルギーをもっているのだろうか？すでに電子の注入に必要なエネルギーは典型的には 0.1-1 MeV 程度であると述べたが、ここではもう少し詳しい見積もりをしてみよう。

フェルミ加速では、高エネルギー粒子が磁気流体波動によって散乱され、局所的な流体の静止系で等方化されると仮定する。ここで散乱体となる波の起源を考えてみよう。衝撃波の散逸に伴って磁気流体波動が励起されると仮定することは、それほど悪くないだろう。衝撃波で作られた波は流体に流されるため、下流では散乱体の存在を仮定できる。しかし上流の流速は超音速であるから、波は上流向きには伝播できない。フェルミ加速に

は別の波動励起源が必要となるが、通常は上流向きに逃げ出す高エネルギー粒子が磁気流体波動を励起し（自己励起）、自分自身の散乱体を作り出すと考える。したがって、被加速粒子が乱流場を自己励起できる条件がフェルミ加速への注入条件とみなすことができる。

衝撃波で反射された粒子は磁力線に沿って上流に逃げ出すため、上流のプラズマから見るとビーム成分が存在していることになる。沿磁力線方向のビーム成分は、ある条件を満たすとアルペーン波を励起することが知られている。詳細は省くが、磁気流体近似が成り立つ長波長領域*6においてサイクロトロン共鳴条件 $\omega - kv_{\parallel} = \Omega_{ce}$ （粒子の静止系にドップラーシフトした波の周波数がサイクロトロン周波数 Ω_{ce} と一致する条件）が満たされることがアルペーン波励起の条件である。反射電子のビーム速度 v_{\parallel} はドリフト加速の理論から決めることができ、アルペーン波の分散関係 $\omega = kv_A \ll \Omega_{ce}$ (v_A はアルペーン速度) と合わせると、アルペーンマッハ数 M_A についての条件式

$$M_A \geq \frac{1}{2} \frac{1}{\cos\theta_{Bn}} \frac{m_i}{m_e} \tag{1}$$

が得られ、これが注入に必要な条件となる。ただし m_i/m_e はイオンと電子の質量比である。この式は、ある臨界マッハ数を超えるとドリフト加速（ミラー反射）によって上流に反射された電子がフェルミ加速の注入条件を満足する、ということの意味している。図 5 にはこの臨界マッハ数を衝撃波角の関数として示した。この図から、衝撃波のマッハ数が数百程度を超えていれば、このメカニズムによってフェルミ加速への電子注入を説明できることがわかる。典型的な超新星残骸衝撃波のマッハ数は 100-1,000 程度と考えられており、このメカニズムによる注入が十分に期待できる。一方で、太陽圏内で観測されている衝撃波のマッハ数はせいぜい 20 程度以下であるため、電子注

*6 短波長になると運動論効果による減衰が強効き、不安定性が励起されないため。波数が $kv_A/\Omega_{ci} \leq 1$ を満たしていれば磁気流体近似が成立していると考えてよい (Ω_{ci} はイオンのサイクロトロン周波数)。

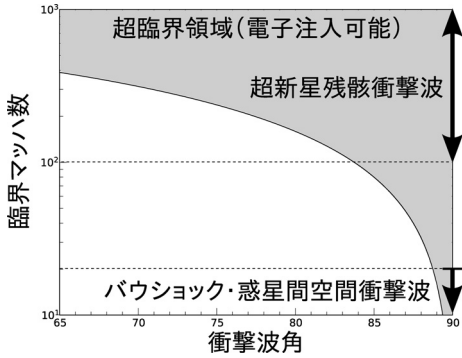


図5 臨界マッハ数の衝撃波角依存性. 灰色の超臨界領域において電子注入が可能となる.

入はあまり期待できない. 太陽圏の衝撃波では電子のフェルミ加速はまれであるにもかかわらず, 超新星残骸では超相対論的電子が普遍的に見られるという観測事実は, この注入機構と矛盾しない.

ここまでは電子注入に必要な条件を議論してきたが, それでは実際に注入条件を満たす粒子数は全体の何%程度であろうか? シミュレーション結果からこの機構の加速効率を理論的に評価し, 実際のパラメータを用いてフェルミ加速に注入される粒子数(注入効率)を見積もったところ, 得られた値は熱的電子の粒子数の0.02%程度であった¹¹⁾. 超新星残骸のシンクロトロン放射から, 観測的には注入効率は0.01-0.1%程度^{12), 13)}と見積もられているから, 理論予測と観測はよく合っていると見えるだろう. このメカニズムはエネルギーの必要条件についても, 注入される粒子数についても, 観測を自然に説明することができる.

この電子注入機構において鍵となっているのは, 衝撃波遷移層での非断熱的な電子の加速である. ここでは大振幅静電波動によるサーフィン加速が重要であったが, 注入を説明するためにはサーフィン加速は必ずしも必要ではない. ある程

度以上の非断熱的な加速効率が達成できれば, サーフィン加速以外の機構であってもドリフト加速が誘発され, 電子注入が達成できることに注意していただきたい. つまり遷移層内部での加速効率さえわかれば, 直ちにフェルミ加速への注入効率を再評価できるのである. ここでわれわれが得た注入効率は1次元の数値シミュレーションに基づいたものであり, またシミュレーションでは計算機コストを減らすために非現実的なパラメータを用いている. しかし, 今後の研究で多次元のシミュレーションや現実的なパラメータを用いた結果が得られれば, より精密な注入効率の予測が可能になる. ここで求めた注入効率は決して最終的な値ではなく, むしろわれわれの研究は電子の注入効率を予測するための基本的な指針を示したと考えていただくのが良いかと思う.

4. 多次元性の効果

1次元の場合は, サーフィン加速による効率的な加速が起こり電子注入が達成されたが, 果たして多次元ではどうであろうか? ここではわれわれの最新の2次元シミュレーション結果¹⁴⁾を簡単に紹介したい.

図6には2次元の垂直衝撃波の粒子シミュレーションから得られた電磁場構造を示している. ただし, 背景磁場はシミュレーション平面に垂直(z 方向)としている. 図からは衝撃波遷移層の先端部分($x \sim 105/c/\omega_{pe}$)において大振幅の静電波動が励起されていることがわかる. これも1次元の場合と同じく反射イオンが励起する2流体不安定性であるが, 1次元的な構造ではなく y 方向に非一様性を持ち, また E_x だけでなく E_y 成分も同程度の振幅をもっていることがわかる*7. サーフィン加速では1次元的な静電場によって粒子の反射が何度も起こると考えていたため, このような多次元的な電場構造での効率的な加速は期待できな

*7 このように多次元的な電場構造をもつことは不安定性の線形解析から予測され, また過去の数値シミュレーションでも確認されている¹⁵⁾.

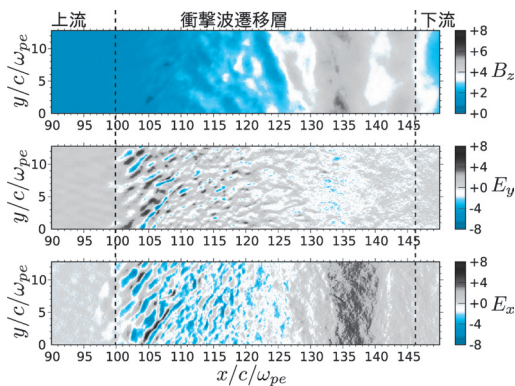


図6 2次元の粒子シミュレーションで得られた垂直衝撃波の構造(左側が上流). 上から磁場 B_z , 電場 E_y, E_x .

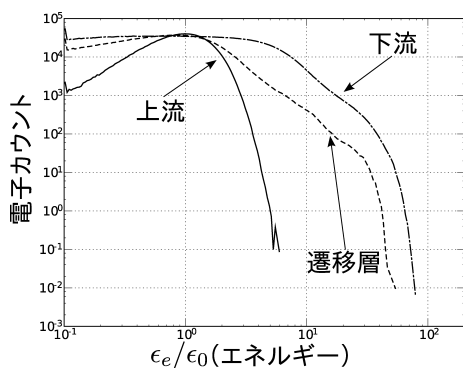


図7 衝撃波近傍の電子のエネルギースペクトル.

そうである。しかし、実際の電子のエネルギースペクトル(図7)を見ると、遷移層で予想外に効率の良い加速が起き、べき型の分布が形成されていることがわかる。この場合でも、加速された電子の軌道を解析してみると、電子が上流に反射されていることがわかった。ただしここでの反射は決して一つのポテンシャルによる反射ではなく、いくつもの隣り合うポテンシャルを縫うように移動しながら結果的に上流に反射されているようである。この電子加速過程は複雑であるため詳細が明らかになったわけではないが、多次元においても効率の良い電子加速が期待できるかもしれない。電子注入問題の解明に向けて、より詳しい解析や理論の構築、さらに将来の3次元の数値シミュ

レーションも含めて今後のさらなる研究が待たれる。

5. まとめと展望

本稿では、無衝突衝撃波での粒子加速に関して最新の数値シミュレーション結果を紹介し、電子注入問題の理論的進展を概説した。フェルミ加速への電子注入は、これまで理論的には非常に困難であると考えられてきたが、われわれの数値シミュレーションはその解決に向けて大きな手がかりとなりうるものである。無衝突衝撃波の物理は高度に非線形なプラズマ過程に支配されているため、そのすべてを理解することは非常に難しい。しかし、本稿を通して粒子加速の理解には無衝突衝撃波の複雑な物理過程が重要であることを実感していただけたのではないと思う。現状では電子注入問題に関して新しい可能性が見えてきた段階であるが、今後数年間でとくに多次元性に関して大きな進展があるものと予測している。

また、ここでは非相対論的な衝撃波の物理を考えてきたが、パルサー風、活動銀河核、ガンマ線バーストなどでは相対論的な無衝突衝撃波の存在が予測され、最高エネルギー宇宙線 ($> 10^{19}$ eV)の起源と考えられている。そのような相対論的衝撃波についても、近年のシミュレーション研究によって大きな進展が見られる^{16), 17)}。本稿では扱えなかったフェルミ加速への注入条件の議論から相対論衝撃波まで、最近の衝撃波粒子加速の発展を概観した日本語の解説記事¹⁸⁾も参考にしていただきたい。

最後に、注入問題と並ぶ衝撃波粒子加速の最重要課題である非線形衝撃波の問題意識にも簡単に触れておこう。標準のフェルミ加速では被加速粒子は背景プラズマに対して影響を及ぼさない「テスト粒子」と仮定されているが、この取扱いは正確ではない。近年の観測によって、超新星残骸衝撃波近傍において磁場が通常の星間空間の値から10-100倍程度に増幅されている可能性が指摘さ

れるようになっているが^{19), 20)}, 衝撃波で加速された宇宙線が励起する不安定性によってこの磁場増幅を解釈する説がある^{21), 22)}. この説の妥当性についてははまだ決着はついていないが, 加速された宇宙線粒子全体のもつエネルギーが熱的エネルギーと同程度になる可能性は十分にあり*⁸, そのような場合には宇宙線粒子から背景プラズマへの反作用効果は到底無視できない. このような非線形衝撃波の問題においても注入問題の理解は必須となってくる. なぜなら注入効率がそのまま宇宙線のもつエネルギーに結びつき, その大小は非線形衝撃波の構造に大きく影響を与えると考えられるからである. 宇宙線による磁場増幅の効率も含め, 今後は注入問題とともに非線形衝撃波の研究が宇宙線加速の謎の解明に重要となってくるだろう.

謝 辞

本稿は筆者の東京大学大学院理学系研究科における博士論文研究の一部をまとめたものです. 長年にわたり指導していただいた星野真弘氏(東京大学)に感謝いたします. 寺沢敏夫氏(東京工業大学), 横山央明氏(東京大学)の両氏には度重なる議論にお付き合いいただきました. また簗島 敬氏(名古屋大学)には本稿に関して貴重なコメントをいただきました. 上記の方々に感謝します.

参 考 文 献

- 1) Blandford R., Eichler D., 1987, *Phys. Rep.* 154, 1
- 2) Shimada N., Terasawa T., Hoshino M., Naito T., Matsui H., Koi T., Maezawa K., 1999, *Ap&SS*, 264, 481
- 3) Wu C. S., Winske D., Tanaka M., Papadopoulos K., Akimoto K., Goodrich C. C., Zhou Y. M., Tsai S. T., Rodriguez P., Lin C. S., 1984, *Space Sci. Rev.* 37, 63
- 4) Birdsall C. K., Langdon A. B., 1985, *Plasma Physics via Computer Simulation* (McGraw-Hill, Inc., New York)
- 5) McClements K. G., Dieckmann M. E., Ynnerman A.,

- Chapman S. C., Dendy R. O., 2001, *Phys. Rev. Lett.* 87, 255002
- 6) Hoshino M., Shimada N., 2002, *ApJ* 572, 880
- 7) Schmitz H., Chapman S. C., Dendy R. O., 2002, *ApJ* 579, 327
- 8) Dieckmann M. E., Chapman S. C., McClements K. G., Dendy R. O., Drury L. O., 2000, *A&A* 356, 377
- 9) Wu C. S., 1984, *J. Geophys. Res.* 89, 8857
- 10) Leroy M. M., Mangeney A., 1984, *Ann. Geophys.* 2, 449
- 11) Amano T., Hoshino M., 2007, *ApJ* 661, 190
- 12) Allen G. E., Petre R., Gotthelf E. V., 2001, *ApJ* 558, 739
- 13) Bamba A., Yamazaki R., Ueno M., Koyama K., 2003, *ApJ* 589, 827
- 14) Amano T., Hoshino M., 2009, *ApJ*, 690, 244
- 15) Lampe M., Haber I., Orens J. H., Boris J. P., 1974, *Phys. Fluids* 17, 428
- 16) Hoshino M., 2008, *ApJ* 672, 940
- 17) Spitkovsky A., 2008, *ApJ* 682, L5
- 18) 星野真弘, 天野孝伸, 2008, 物理学会誌, 印刷中
- 19) 馬場 彩, 山崎 了, 2004, 天文月報 97, 679
- 20) Uchiyama Y., Aharonian F. A., Tanaka T., Takahashi T., Maeda Y., 2007, *Nature* 449, 576
- 21) Lucek S. G., Bell A. R., 2000, *MNRAS* 314, 65
- 22) Bell A. R., 2004, *MNRAS* 353, 550

Electron Injection at Supernova Remnant Shocks

Takanobu AMANO

Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Furo-cho, Chigusa-ku, Nagoya 464-8601, Japan

Abstract: It is generally believed that high-energy charged particles (cosmic rays) are produced by shock waves in supernova remnants. The standard theory for the shock acceleration of cosmic rays is the 1st order Fermi acceleration mechanism proposed in the late 1970s. However, the theory still involves several unresolved critical issues, including the most important injection problem. We review recent theoretical progress on this subject obtained from kinetic numerical simulations of collisionless shocks.

*⁸ 標準フェルミ加速で作るエネルギースペクトルのべき指数は $\gamma=2$ であるため, 非熱的粒子のもつエネルギーは無限大に発散する. 実際には最高エネルギーカットオフがあり有限にとどまると考えられるが, それでも衝撃波の運動エネルギーの数十%が宇宙線加速に使われる可能性が指摘されている.