

衝撃波によるフェルミ加速

寺 沢 敏 夫*

1. はじめに

多くの天体现象で、しばしば熱平衡にない状態が出現する。こうした非熱的現象の一つに粒子の加速現象がある。粒子加速の証拠は、電波銀河、超新星爆発から太陽面爆発(フレア)、更には惑星間空間衝撃波、地球磁気圏内の爆発的磁場エネルギー解放(サブストーム)等々、宇宙の広範な現象に関連して見出される。加速過程を研究することにより、こうした現象の動的描像をとらえることができる。粒子加速はしばしば、激しい物質移動や対象の構造変化に伴って起きるからである。この稿ではこうした加速過程の一例として、衝撃波によるフェルミ加速過程について論じたい。

衝撃波による粒子加速現象としてよく引き合いに出されるのは超新星遺跡外縁部の衝撃波に伴う現象である。超新星爆発により放出された物質は星間ガスの中を高速で膨張し、その前面に衝撃波を形成している。この衝撃波に伴って効率のよい粒子加速過程が働いていることは電波観測から知られている。図1にさまざまな超新星遺跡の電波強度地図を示した(ミルソ、森本による)。黒い部分が電波の強い部分を示す。電波強度は中心部が抜けたループ状をしていることが多い。これは球殻状に拡がった衝撃波が、周縁部では視線方向の厚みが大きいため、ループ状に見えるものと考えられている。この図の超新星遺跡のうち、最も若いものは約300年前に爆発したと思われるカシオペアA(図の最上段左端)である。爆発してから日が浅いため衝撃波球殻の大きさは図中最も小さいが、北天で最も強い電波源として知られている。さて、その電波のスペクトルは図2に示したように数十MHz以上でベキ型を示し次式であらわされる。

$$I(f) = 2.2 \times 10^{-22} (f/100 \text{ MHz})^{-\alpha} \quad \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (1)$$

ここで f は周波数、 α はスペクトル指数で $\alpha \approx 0.8$ となる。この電波は、磁場中の相対論的エネルギーをもつた電子の出すシンクロトロン輻射によるものと結論されている。シンクロトロン輻射の理論によれば、ベキ型のスペクトルをもつ電波を出す電子はベキ型のエネルギー・スペクトル

$$N(E) \propto E^{-\gamma} \quad (2)$$

を持つ。ここでエネルギー・スペクトル指数 γ は、電波のスペクトル指数 α により

$$\gamma = 2\alpha + 1 \quad (3)$$



図1 電波で見たいいろいろな超新星遺跡の姿。

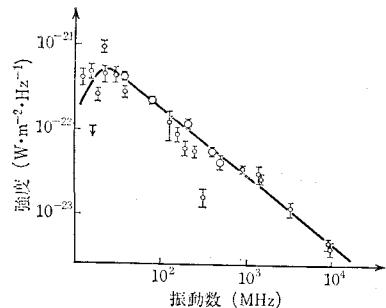


図2 超新星遺跡カシオペアAからの電波のスペクトル(ホイットフィールド, 1957による)。

* 東大・宇宙研 Toshio Terasawa: Fermi Acceleration by Shock Waves

とあらわされる。 $\alpha \approx 0.8$ より $\gamma = 2.6$ が得られる。このベキ型のエネルギー・スペクトルをもつ電子集團では、熱的分布をもつ電子集團に比べ、高エネルギーの電子の割合がはるかに高い。これは衝撃波に伴う加速過程の結果であると考えられている。

超新星遺跡の衝撃波は、上に述べた電波源としての高エネルギー電子を創り出すばかりではない。宇宙線として地球附近で直接観測にかかる、種々の高エネルギー粒子の加速過程としても大きな役割を果たしていることが近年明らかになってきた。宇宙線粒子のエネルギー・スペクトルもやはりベキ型であらわされ、スペクトル指数 γ は 1 GeV 程度から 10^{15} eV のエネルギーの範囲で約 2.7 であることが知られている。この値は上でカシオペア A の場合に見出された値と極めて近く、類似の加速過程によるものであることを示唆している。

上に述べたような粒子のエネルギー・スペクトルの特徴は加速過程を探る第一の手掛りである。以下ではフェルミ型加速のメカニズムについて簡単に述べ、最も単純な場合に期待されるエネルギー・スペクトルはベキ型になることを示す。最後に、地球前面の定在衝撃波(パウ・ショック)の場合について粒子加速の観測とフェルミ加速モデルの結果がよく一致することを示す。

2. フェルミ加速

宇宙は磁場をもったプラズマで満たされているが、このプラズマは多かれ少なかれ乱流状態にある。磁力線はこのプラズマに凍結しているので、プラズマの乱流は磁力線の乱れを作り出している(図 3)。宇宙線等の高エネルギー粒子は磁力線のまわりをらせん運動しているから、磁力線の乱れは、粒子の運動を乱す。すなわち、粒子はプラズマ内で散乱を受ける。プラズマが速度 v で動いているとき、速度 c の粒子がこのプラズマに衝突してはね返されると、エネルギーは、もとのエネルギーの $2v/c$ 倍だけ増加する。追突の場合には同じ分だけエネルギーを失う。正面衝突と追突を平均すれば差引きゼロになるように見えるが、正面衝突の頻度の方が追突に比べ

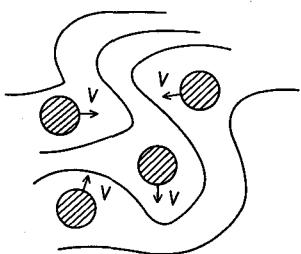


図 3 プラズマ内の乱流(代表的速度 v)と磁力線。ハッチした部分はプラズマ雲を、実線は磁力線をあらわしている。

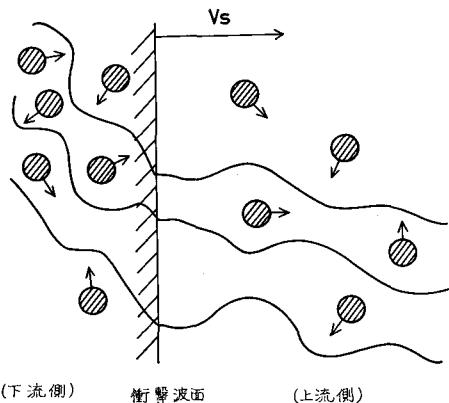


図 4 プラズマ乱流内を伝播する衝撃波。衝撃波の進む側(図の右側)を上流側、既に通り過ぎた領域を下流側と称する。

$(c+v)/(c-v)$ 倍高いので正味の加速効果が残る。このシナリオに従う加速過程は、フェルミにより提唱されたフェルミ加速とよばれている。ところで、この加速過程はプラズマ乱流の存在するときは必ず起こるものであるが、加速率が $(v/c)^2$ に比例するため、 $(v/c) \ll 1$ となる高エネルギー粒子にとってはあまり能率がよくない。

しかし、プラズマ内を衝撃波が伝搬している場合には事情が異なってくる(図 4)。衝撃波の速度 V_s が乱流速度 v に比べ十分大きいとき、衝撃波による反射に伴うエネルギー増加に比べ、乱流による散乱に伴うエネルギー変化は無視できる。一度衝撃波で反射された粒子は上流側での散乱により再び衝撃波に戻ることができる。反射・散乱の繰り返しにより、衝撃波面での多重反射が可能となるが、この間の追突による減速効果は小さいので、一方的に加速が起きることになり、加速効率は極めて高いものになる。なお、粒子のうちには衝撃波面を通り抜けたあと、下流側での散乱により再び上流側へ戻るものもあるが、この場合の正味のエネルギー増加は、衝撃波に

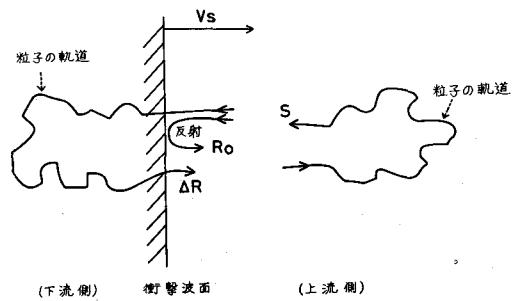


図 5 フェルミ加速過程。ジグザグの実線は粒子の軌道をあらわす。 R_0 は粒子が衝撃波面で直接反射される確率、 ΔR は一度衝撃波面を通り抜けたあと、下流側での散乱により再び上流側へ戻ってくる確率、 S は上流側の散乱効率をあらわす。

より直ちに反射された場合と殆ど変わらないことが知られている。

さて、こうした過程で得られるエネルギー・スペクトルについて考えてみよう。粒子が衝撃波面で直接反射される確率を R_0 、一度衝撃波面を通り抜けたあと再び上流側へ戻る確率を ΔR とする。正味の反射率は $R=R_0+\Delta R$ であると考えられる。一方、一度反射された粒子が散乱により再び衝撃波面に戻る確率（散乱効率）を S としよう（図 5）。（ $1-R$ ），（ $1-S$ ）はそれぞれ、粒子が下流側、上流側深くに行ってしまい衝撃波面に戻らない確率をあらわしていることに注意する。

さて、粒子が衝撃波で l 回反射される確率を P_l とすると、

$$P_l = (R \cdot S)^l \quad \dots \dots \dots (4)$$

とかかる。一方、 l 回反射後のエネルギー E_l は粒子がはじめに持っていたエネルギー E_0 に対し、

$$E_l/E_0 = (1 + 2V_s \cos \theta/c)^l \quad \dots \dots \dots (5)$$

とかかる。ここでエネルギーの増加率は粒子のピッチ角 θ に依存していることを考慮した。粒子の分布はほぼ等方的と考えられるから、衝撃波面に入射する粒子に対しては $\cos \theta = 0.5$ となる。こうして

$$E_l/E_0 = (1 + V_s/c)^l \quad \dots \dots \dots (5')$$

相対論的エネルギーの粒子については粒子速度 c は光速とみなしてよい。また反射率 R 、散乱効率 S がエネルギーによらない場合には（4）、（5') より l を消去でき、

$$\left\{ \begin{array}{l} P_l = (E_l/E_0)^{-\beta} \\ \text{ただし } \beta = -\left[\frac{\ln R + \ln S}{\ln(1+V_s/c)} \right] \end{array} \right. \quad \dots \dots \dots (6)$$

とかかる。ここで $R, S < 1$ であるから β は正である。

P_l は粒子が E_l 以上のエネルギーまで加速される確率をあらわしていることに注意すれば、エネルギー・スペクトル $N(E)$ との間に

$$P_l \propto \int_{E_l}^{\infty} N(E) dE \quad \dots \dots \dots (7)$$

の関係があることがわかる。（6）、（7）により、

$$N(E_l) \propto -dP_l \propto (E_l/E_0)^{-\gamma} \quad \text{ただし } \gamma = \beta + 1 \dots \dots \dots (8)$$

とかけ、エネルギー・スペクトルはベキ型になることがわかる。

さて、衝撃波面の前後で散乱が非常に強い場合を考えると $S=1$ 、 $R=1-V_s/c \cdot (1-R_0)$ とかけることが知られている。この場合には（6）、（8）より

$$\gamma = 2 - R_0 \quad \dots \dots \dots (9)$$

となる。 R_0 は粒子が衝撃波面で直接反射される率をあらわし通常 $0.7 \sim 0.8$ 程度の値をもつ。こうして、（9）より $\gamma = 1.2 \sim 1.3$ 程度を得る。ここで得たスペクトル指數 γ はカシオペア A や宇宙線粒子のもつ γ の値（ $2.6 \sim 2.7$ ）に比べ大分小さい。すなわち、現実の場合より高エ

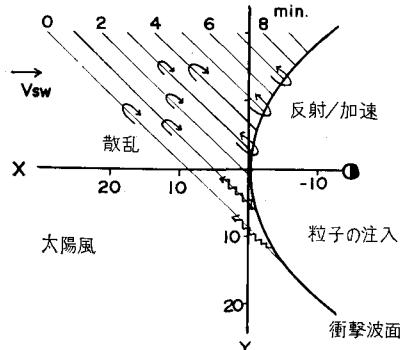


図 6 地球前面の定在衝撃波（パウ・ショック）におけるフェルミ加速過程。細い斜線は太陽風内の磁力線を示す。X 軸は地球・太陽を結ぶ直線、Y 軸は黄道面内で X 軸に垂直な方向に向いている。距離の単位は地球半径である。

ネルギー粒子が多過ぎる。このことは、これらの場合には散乱がそれほど強く効いていないのか、もしくは上の取り扱いでは無視した、追突によるエネルギー減や、粒子自身が乱流を励起するためにエネルギーを失う効果をとり入れなければならないことを示唆している。

3. フェルミ加速の具体例——地球のパウ・ショックの場合

太陽から吹き出すプラズマの流れ（太陽風）は超音速（ $\sim 400 \text{ km/s}$ ）であるため、地球磁気圏に衝突するとその前面に定在衝撃波を作り出す（パウ・ショック）。この衝撃波に伴って前節で述べたようなフェルミ加速過程が働いていることが明らかになってきた。数 keV 程度のエネルギーをもった粒子がパウ・ショックから太陽風側へ吹き出しているが、この粒子のもつエネルギー密度は太陽風内の磁場のもつエネルギー密度と同程度であるため、自ら不安定を起こし磁場の乱流状態を形成する。この乱流とパウ・ショックとの間でフェルミ加速が可能になる（図 6）。ただし、超新星遺跡等の場合と比べずっとスケールの小さい現象であるので加速される粒子のエネルギーは数十 keV から百五十 keV 程度までに限られている。また電子を有効に散乱する磁場の乱れが存在しないため、加速を受けるのは専ら陽子やアルファ粒子等の重い粒子に限られている。

簡単な計算により、数 keV の粒子が数十 keV まで加速されるにはパウ・ショックで 4~5 回加速されればよいことがわかる。太陽風内の磁場は太陽の自転のため、平均的には太陽・地球を結ぶ線から 45° 傾いている。そのため、一本の磁力線は 10 分程度でパウ・ショック前面の加速領域を通り抜ける。被加速粒子もこの磁力線に伴って加速領域から失なわれてしまう。この時間が粒子の

達しうるエネルギーの上限を決める。バウ・ショック上流側の乱流の観測に基いて加速に要する時間を見積ってみると、10分間の間に粒子は充分、数 keV から数十 keV まで加速されうることが示されている。

一方、時によると太陽風内の磁場が太陽・地球を結ぶ線に平行になることがある。このとき磁力線はいつまでも加速領域にとどまるから、加速過程は極めて有効に働く。実際、このような時に限り、被加速粒子のエネルギー・スペクトルが百 keV 以上にまで延びることが観測されている(図7)。ISEE衛星の観測によると、そのようなスペクトルに特徴的なことは、 $\exp[-E/E_0]$ もしくは $E \cdot \exp[-E/E_0]$ の関数形によく合うこと、及びこの関数形の特性エネルギー E_0 は粒子の種類で異なり、He, C 粒子では 10 keV/核子程度、陽子では 20 keV 程度の値をとることである。

理論的にこの現象を説明しようとするときは、関与するエネルギーが低いためエネルギー増加率 E_t/E_0 はエネルギーの関数となる。また反射率 R や散乱効率 S もエネルギーや粒子の種類に依存して変化する。このため、前節のような簡単な取扱いは許されない。こうした効果を取り入れた最近の計算(寺沢、1980)によれば、理論の結果は上述の観測結果をよく説明し、フェルミ加速過程の存在を実証している。

4. おわりに

衝撃波における加速過程について地球のバウ・ショックの場合には、理論的結果と観測はよい一致を示している。一方、超新星遺跡や他の天体現象における加速につ

いては情報が限られているためもあって、未だ結論が出ていない部分が多い。今後の観測の進展により更に現象の理解が進むことを期待したい。

学会だより

1. 東京天文台一般公開

東京天文台の一般公開(本会後援)が11月15日(土)に行われる予定です。台内諸施設の公開は午後2時から午後4時30分まで、月面観望は午後7時30分まで行われます。天候の都合により観望終了時刻を繰り上げることがあります。なお、雨天の際には中止され、当日参観を目的の自動車の構内乗入れは禁止されます。

幼児は必ず保護者の同伴をお願いします。

2. 「朝日賞」候補推薦について

表記の受賞候補者の推薦依頼が、学会宛に届いています。対象は原則として昭和55年1月1日から昭和55年12月31日までに完成または完成予定の業績ですが、長年にわたる業績も対象となります。推薦締切は9月30日となっていて、推薦票は学会庶務理事の所に保管しています。なお昭和54年度までの天文学関係の受賞者は下記の各氏及びグループです。

宮地政司、古在由秀、林忠四郎、藪内清、萩原雄祐、静止衛星開発グループ。

訂正

8月号 箕輪・川村氏の文およびアルバムのうち、p. 208 のアンセボリと p. 212 のアンセボリはアンボセリに訂正します。

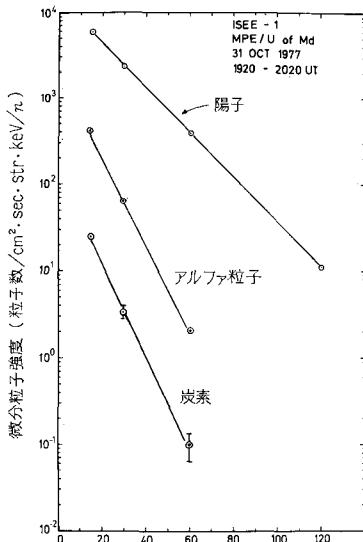


図7 バウ・ショックで加速された粒子のエネルギー・スペクトル。

