

惑星間空間衝撃波による電子フェルミ加速

島田 延枝*・寺沢 敏夫*・内藤 統也*
松井 洋*・星野 真弘**・向井 利典**
山本 達人**・斎藤 義文**・國分 征***
町田 忍****

(1997年9月16日受理)

Electron Fermi Shock Acceleration by the Interplanetary Shock

By

Nobue SHIMADA*, Toshio TERASAWA*, Tsuguya NAITO*,
Hiroshi MATSUI*, Masahiro HOSHINO**, Toshifumi MUKAI**,
Tatsundo YAMAMOTO**, Yoshihumi SAITO**, Susumu KOKUBUN***
and Shinobu MACHIDA****

Abstract: A strong electron acceleration event is observed around the interplanetary shock on Feb. 21, 1994 on the GEOTAIL satellite. Behavior of the energetic electrons is consistent with the standard Fermi shock acceleration theory, if we include a modification due to the expansion effect of the downstream plasma flow. As far as we know, there has been no observational report which clearly indicates stochastic Fermi shock acceleration mechanism working on electrons at 1AU. We report here details of the electron acceleration phenomenon and related topics.

要 旨

1994年2月20日01 UTに発生した太陽フレアは、その伝播過程で強い惑星間空間衝撃波を生じた。太陽風中をモニターしていたGEOTAIL衛星は、翌日2月21日09 UTにこの衝撃波と遭遇し、粒子分布や磁場等のプラズマ状態を詳細に観測することができた。その結果、このイベントに幾つの特筆すべき現象がみられることが明らかになった。高周波まで及ぶ比較的強い磁場波動が観測された他、イオンのみならず、電子に於いても衝撃波フェルミ加速の結果といえる分布とエネルギースペクトルが得られた。1 AUに於いて電子の衝撃波統計的フェルミ加速のはっきりした証拠が得られることは、大変希である。本稿では、電子の衝撃波フェ

* 東京大学理学部
** 宇宙科学研究所
*** 名古屋大学太陽地球環境研究所
**** 京都大学理学部

ルミ加速現象の報告を中心に、それに関連する観測結果を述べていきたい。

1. はじめに

広く宇宙にみられる高エネルギー粒子の成因を説明する機構として最も注目されているものの一つに、衝撃波を多数回横切ることによって統計的に粒子が加速される、衝撃波フェルミ加速機構がある。統計的な衝撃波加速機構の理論は、平行衝撃波（衝撃波面法線ベクトルと背景磁場の方向がほぼ平行）において、衝撃波面前後の流れの圧縮を粒子が何度も受けることによって統計的に粒子が加速される場合に対して構築されたが [1] [2] [3]（付録 1 参照）、後に、同じく統計的な衝撃波ドリフトなどの効果も考慮されるようになった [4]。ここでは、圧縮効果とドリフト効果の両方を含めた広い意味での統計的な衝撃波加速を衝撃波フェルミ加速と呼ぶことにする。この機構の本質部分に粒子種の違いは関与しないので、イオン・電子共に理論が予言するエネルギー、空間分布を示すことが期待される。実際、観測されている $\sim 10^{15}$ eV までの宇宙線の高エネルギーイオンは、超新星爆発に伴う衝撃波によって統計的に加速されたと広く信じられている [5]。電子についても、超新星残骸からの電波放射は、衝撃波で非熱的に加速された電子によるシンクロトロン放射であると考えられており、この電子は 10^{14} eV に及んでいることが、最近の X 線観測によって示唆されている [6]。このような遠くの天体における高エネルギー電子の振る舞いは、それが放射する電磁波から推論され、分布関数などの細かい情報は得られないのに対し、地球近傍では電子加速の現場の直接観測を行うことができる、という利点がある。しかし 1 AU に於いては、イオンについて多くの観測例があるのに対し、電子については、統計的な粒子加速機構（衝撃波フェルミ加速）の証拠といえる観測例は殆どなかった [7]。（但し、 ~ 10 AU 以遠では、Voyager 1, 2 や Pioneer 10, 11 によってフェルミ加速の結果と思われる高エネルギー電子が観測されている。例えば [8] 参照。）今まで ISEE 等によって解析されてきた惑星間空間衝撃波に伴う電子は、ほとんどの場合衝撃波のところでスパイク状、もしくは衝撃波後面で不連続に増加する形に分布していた。そして加速機構として考えられていたのは主として、衝撃波による（統計的でない）反射、断熱圧縮と衝撃波通過時のドリフト運動であり、到達エネルギーも数 ~ 10 keV 程度であった [9] [10]。1 AU 近傍で、電子において衝撃波フェルミ加速の観測例が、ほとんど報告されていない理由として次のことが考えられる。

- ・電子とイオンで衝撃波近傍の擾乱との相互作用の仕方が違う、即ちイオンを効率良く散乱する擾乱があっても、電子を効率よく散乱する擾乱がない。

- ・上記の擾乱があってもその擾乱の条件下で、電子の初期エネルギーがフェルミ加速過程に投入されるためのエネルギー閾値に満たない。

本稿では、電子のフェルミ衝撃波加速の観測例である 94 年 2 月 21 日の惑星間空間衝撃波のイベントについて報告したい。この例は、衝撃波フェルミ加速から期待される電子の空間分布のプロファイルを伴っており、被加速電子の到達エネルギーも ~ 40 keV 以上に達した。以下では、まず衝撃波を特徴づけるパラメタと粒子観測の概要を述べ、次に電子の空間、エネルギー分布について議論する。

2. 1994 年 2 月 21 日に観測された惑星間空間衝撃波

2. 1. 衝撃波パラメタの決定

1994 年 2 月 20 日 01 UT に太陽で発生したフレアは強い電波バーストと衝撃波を生じた。そしてこの衝撃波は、およそ 32 時間後に地球近傍に到達して GEOTAIL 衛星に観測された。衝撃波通過前後のプラズマパラメタを図 1 に示す。上から太陽風速度、密度、磁場である。衝撃波通過時刻は 09:03:15 UT で、GEOTAIL 衛星の位置は GSE 座標系で $(-27, 61, -2)$ Re である。衝撃波通過時の衝撃波法線ベクトル (n) の方向は、探査機系の x, y, z 座標で $(-0.99, -0.66, -0.15)$ であり、背景磁場となす角（ショック角）は 68 度となる（磁場の解析には時間分解能 1/16 秒の磁場データを用いた [11]）。よってこの衝撃波は準垂直衝撃波のカテゴリーに分類さ

れる. GEOTAIL 衛星に搭載されたプラズマ計測器 [12] は磁気圏尾の希薄なプラズマ ($0.01 \sim 1/\text{cc}$) 密度に合わせて設計されており, 密度が数/cc を超える太陽風内での計測では誤差が大きくなる. そのため密度は, PWI 計測器 [13] から得られたデータからプラズマ周波数のカットオフを読み取って求めたものである. 衝撃波直前・直後の密度はそれぞれ $\rho_1 = 5.7/\text{cc}$, $\rho_2 = 21.8/\text{cc}$ となり密度比 (圧縮比) r は 3.8 となる. 衝撃波の GSE 系での速度 V_s は, 観測された上流 (1), 下流 (2) の密度 ρ , 速度 $V_1 = (-542, -29, -59) \text{ km/s}$, $V_2 = (-823, -81, -33) \text{ km/s}$ を用いて,

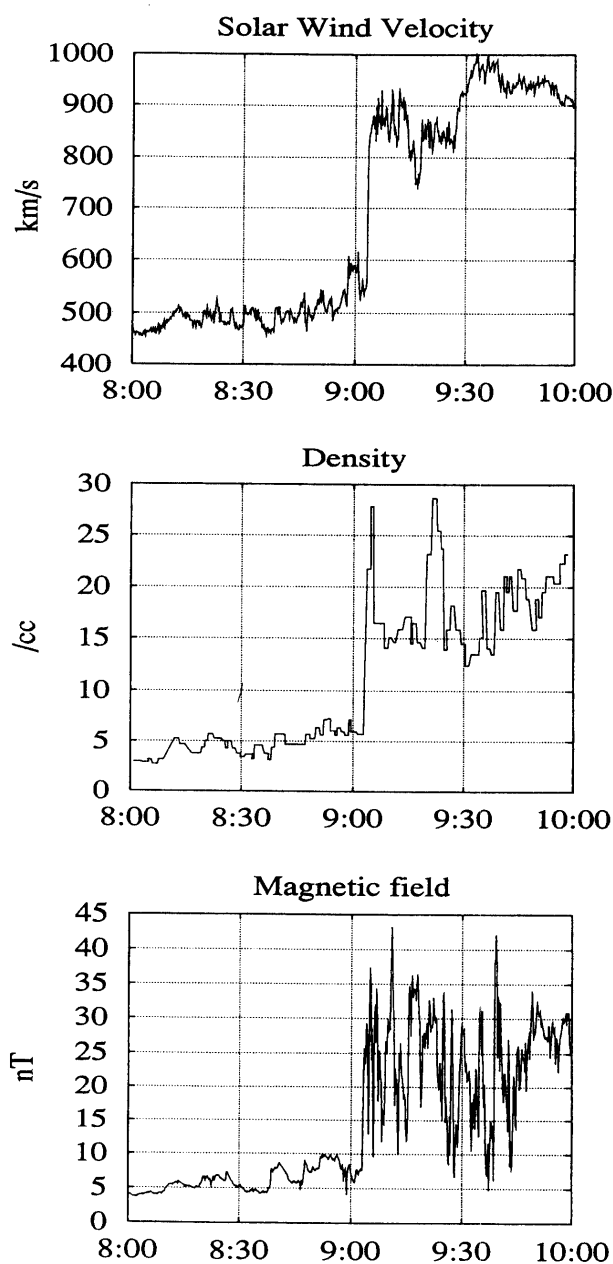


図 1. 1994 年 2 月 21 日に観測された惑星間空間衝撃波の, 上流から下流にわたるプラズマパラメタのプロファイル.

上から太陽風速度, 密度, 磁場である. 衝撃波通過時刻は 09:03:15 UT である. なお, 密度の値は PWI 計測器によって決められたプラズマ周波数のカットオフから求めた (本文参照).

$$V_s = \frac{(\rho_1 V_1 - \rho_2 V_2) \cdot n}{\rho_1 - \rho_2} \quad (1)$$

$$= (-908, -60, -137) \text{ km/s} \quad (2)$$

と求まり、 $V_s = 920 \text{ km/s}$ となる。(ここで速度はプラズマ計測器による。上記の密度の不定性にもかかわらず、速度は数 km/s ～ 十数 km/s の精度で求まっていることは、WIND 衛星との相互較正により確認されている。) この時、衝撃波静止系 (Normal Incidence Frame = NIF) でみた上流と下流の速度 u_1, u_2 は

$$u_1 = V_s - V_1 \cdot n = 370 \text{ km/s} \quad (3)$$

$$u_2 = V_s - V_2 \cdot n = 98 \text{ km/s} \quad (4)$$

である。また、上流のアルフヴェン速度は 65 km/sec なので、この衝撃波のアルフベンマッハ数 M_A はおよそ 5.8 である。

図 1 から、太陽風速度、密度が 8:50 UT 頃から徐々になくなっていくのが分かる。これは被加速イオンが、衝撃波構造を変化させる程の圧力勾配をもっていることの証拠と考えてよい。地球定在衝撃波においては、このような上流の構造はよく知られている [14] が、1 AU 近傍の惑星間空間衝撃波でこのような効果が観測されることは珍しい。上流の値として、この構造の外側、例えば 8:49 UT のプラズマ量を用いて同様の計算すると、 $V'_s = 936 \text{ km/s}$, $u'_1 = 427 \text{ km/s}$, $u'_2 = 114 \text{ km/s}$, $M'_A = 6.1$ が得られた。以下では上流側の太陽風に存在したかもしれない非一様性の影響をなるべく避けるため、最初に求めた衝撃波のごく近傍でのランキン・ウゴニオの保存則を用いた ("" のついていない) プラズマパラメータを用いることにする。なお、上流の値としてどちらの値を用いてもこれから述べる話の本質には影響しない。

プラズマ速度について 10 UT 以降もプロットしてみると (探査機の系 (SCF) での値、図 2(a))、衝撃波下流域では、大きな減速があるのが分かる。この減速は衝撃波の系 (NIF) でみると、下流へいくほど早い速度で衝撃波面から離れる、即ち膨張の効果をもっているといえる (図 2(b))。1 時間で 70 km/s 減速しているとして、この減速の特性時間を $\tau_2 \equiv (\Delta \cdot u_2)^{-1}$ で見積もると、

$$\tau_2 = \frac{V_s (\text{km/s}) \times 1 (\text{hour})}{70 (\text{km/s})} \sim 4.7 \times 10^4 \text{ sec} \quad (5)$$

となっている。このようにプラズマの速度が衝撃波の系で顕著に減速していることが、標準理論の舞台設定 (下流の速度 = 一定) と異なる点であり、この報告の主眼の一つである。このような速度場の構造をもつ領域におい

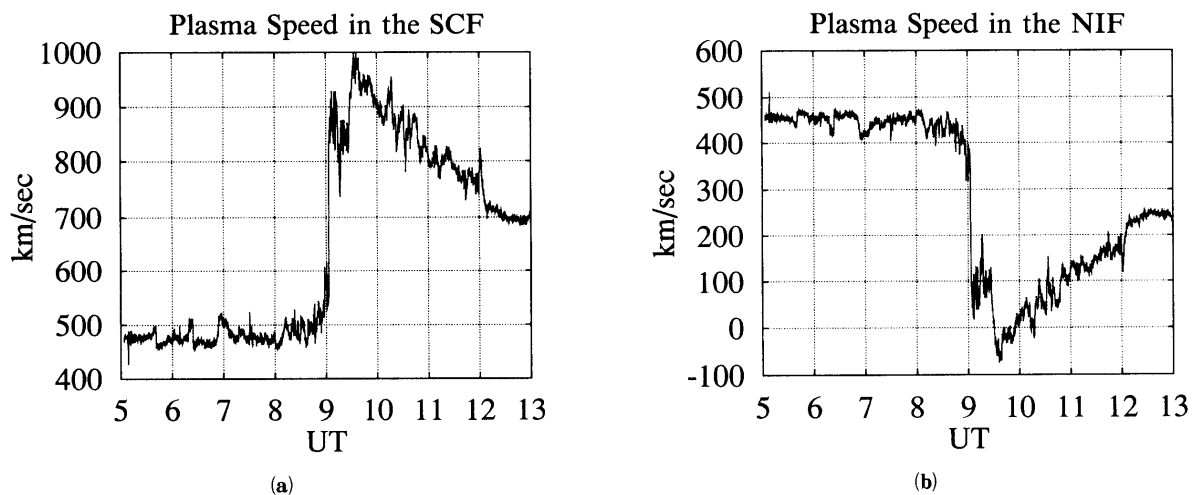


図 2. 太陽風速度プロファイルの長時間プロット。

(a) は探査機の系で観測された値で、(b) は衝撃波の静止系で求められた値である。下流では大きな速度変化 (それぞれ減少、増大) がみられる。

て起こる加速過程については、付録 2 で考察した。

2. 2. 衝撃波周辺の粒子分布

図 3 に LEP (Low Energy Particle) 計測器 [12] による 2 月 21 日の粒子のエネルギー別カウント数 ($E-t$ ダイアグラム) を示す。縦軸はエネルギー、横軸は UT で色はカウント強度を表す。一番上の 2 つのパネルは、それぞれ電子、イオンの全方向についてのカウント総数、次の 4 つのパネルは、イオンについて順に、夕方方向 (反地球公転方向)、太陽方向、明け方方向 (地球公転方向)、反太陽 (尾部) 方向 (流れの方向) のカウント数、最後のパネルは、太陽風イオンのカウント数を表す。電子については衝撃波通過の数時間前から緩やかなカウント数の増加がみられるが、イオンについてはこのエネルギー範囲に於いて類似の分布はみられない (この $E-t$ ダイアグラムにおいて 03 UT から見られるイオンのバックグラウンドの増加は、フレア起源の高エネルギープロトン (数〜数十 MeV) によるものである。また、0120, 0150, 0255, 0400~0540 UT 頃に見られる明け方・尾部方向へのバースト的増加は地球バウショック起源の diffuse ions である)。この衝撃波に伴って加速されたイオンは、衝撃波上流においては、LEP が計測するエネルギー範囲ではなく、GEOTAIL 衛星に搭載された HEP (High Energy Particle) 計測器 [15] のエネルギー範囲 (>40 keV) に於いてのみ観測され、電子と同じく上流域数時間にわたって、穏やかにカウント数が増大していることが解っている ([16] 参照)。この、特徴的なイオンの振る舞いは、背景太陽風イオンが衝撃波通過時に衝撃波ドリフト加速を強く受け、LEP 計測器のエネルギー範囲を越えるエネルギーまで一気に加速されたことを示しており、このイベントでは、ドリフト過程が加速に重要な役割を果たしていることが確認できる。

2. 3. 電子の実空間分布

図 4 の実線は電子のカウント数変化を UT に対して、エネルギー別にプロットしたものである (エネルギー範囲については図中に記述)。電子の観測に用いられた全エネルギー範囲と、それぞれの重心エネルギーは表に示される通りである。点線はフィッティング曲線であり 3 章で論ずる。衝撃波通過時刻 09:03 UT を境に左側が上流域、右が下流域である。上流域に於いて穏やかなカウント数の増加がみられ、下流域ではおよそ 300 eV 以上では、徐々に減少している。この空間変化は (観測から得られるのは時間変化であるが、衝撃波速度で運ばれる空間変化をみていると考えられる)、拡散方程式を衝撃波の境界条件を考慮して求めた解と一致し (付録 1, 3 参照) これらの電子が衝撃波フェルミ加速により加速されたことを強く示唆する。一方、およそ 300 eV 以下の電子のプロファイルは、衝撃波通過時に大きなフラックス増加を示し、すぐに減少した後、2 時間ほどフラックスが増えている等、これ以上のエネルギー範囲とは明らかに異なる分布を示す。磁場観測から衝撃波の厚さの上限 (δ_{max}) を見積もると 388 km となった (磁場観測は 1/16 秒ごとに行われているが、衝撃波通過時に数点のデータギャップ (0.562 秒) が存在する)。これは熱的プロトン (~ 100 eV) のラーモア半径 ~ 64 km の 6 倍だが、熱的電子 100 eV のラーモア半径 ~ 1.5 km の 260 倍となる。低エネルギー電子に見られる衝撃波通過時のシャープな立ち上がりも、ラーモア半径が小さいことが一因と思われる。この低エネルギー電子に対する加熱、加速機構はフェルミ過程へのインジェクションとも関連し、重要な研究課題の一つである。

2. 4. 電子のエネルギースペクトル

図 5(a) は衝撃波面前後を含む幾つかの時間帯での 2 分平均のエネルギースペクトルである。上流ではほぼ幅型、下流でも数 keV 以上で幅型だが、それ以下のエネルギーでは、幅よりソフトな形となっている。また、いずれのプロファイルにも、およそ 20 keV 以上でスペクトルはソフトになる傾向が見られる。図 5(b) は、下流の C, D の時刻のスペクトルについて、C は 3 つ目の点以上、D は 2 つ目の点以上についてマクスウェル分布 (点線) と幅型 (実線) 分布の和とみなしフィッティングしたものである。マクスウェル分布は C, D の時刻でそれぞれ 170 eV, 109 eV の温度に対応した。C, D とともに最低エネルギー部分の観測を含めると (それぞれ 134.3, 76.6 eV 以下) 「マクスウェル分布 + 幅分布」という関数形ではフィッティングが収束しない。これは ~ 100 eV 以下の電子にはより低い温度を持ったマクスウェル分布の成分があることを示唆するが、ここで用いたデータだけでは、結論を

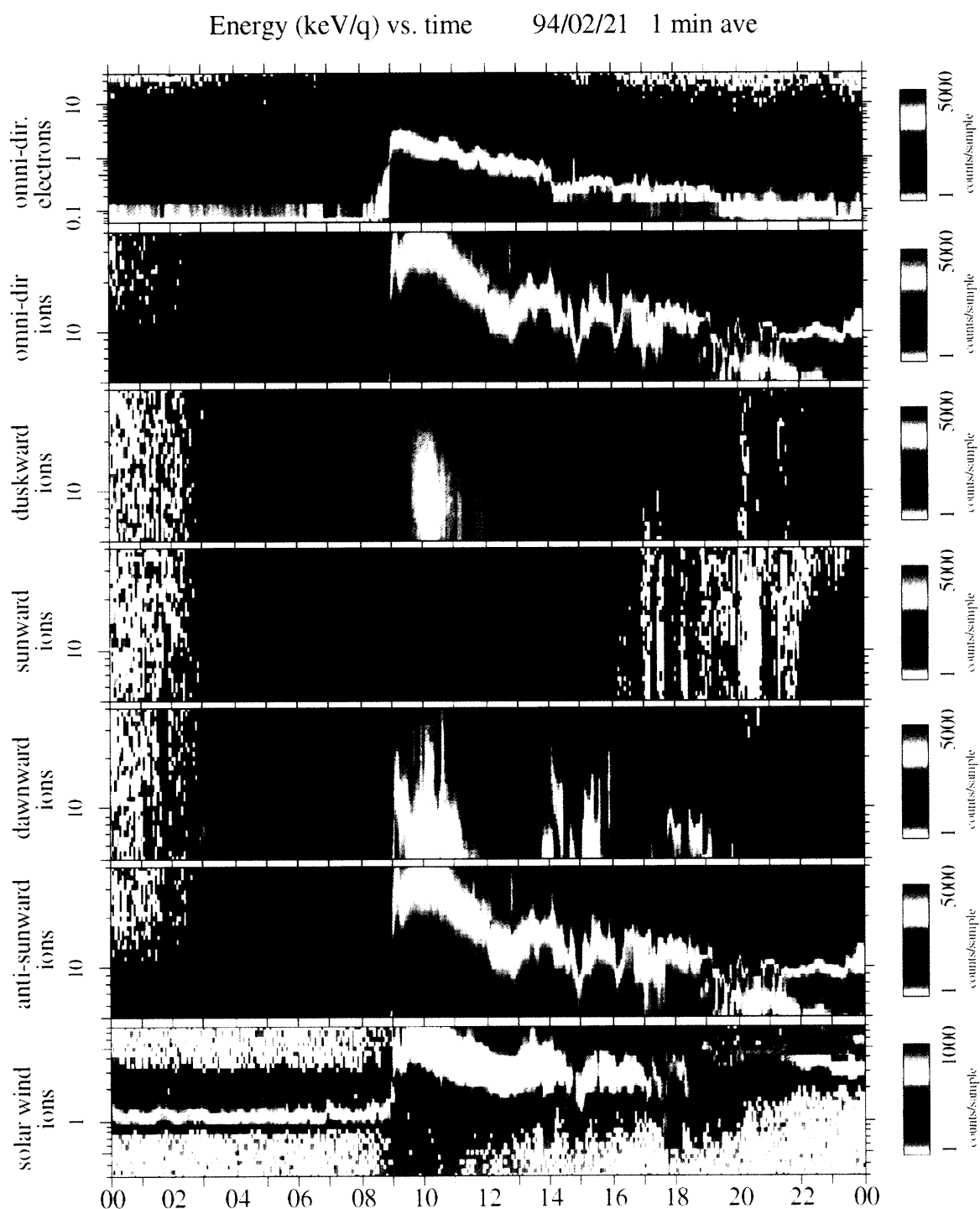


図3. LEP計測器によるエネルギー別カウント数変化 (E-t ダイアグラム)。

縦軸はエネルギーの対数表示, 横軸はUT, 色はカウント強度で2/21の一日分を表示している。それぞれのパネルは上から, 電子の総カウント数, イオンの総カウント数, 夕方方向, 太陽方向, 明け方方向, 反太陽方向の流れを持つイオンのカウント数, 太陽風イオンのカウント数を表している。03 UT頃から見られるイオンのバックグラウンドの増加は, MeV以上のフレア起源の高エネルギー粒子によるものである。明け方・反太陽方向に時折見られるイオンのバースト的増加は地球定在衝撃波起源のdiffuse ionsである。

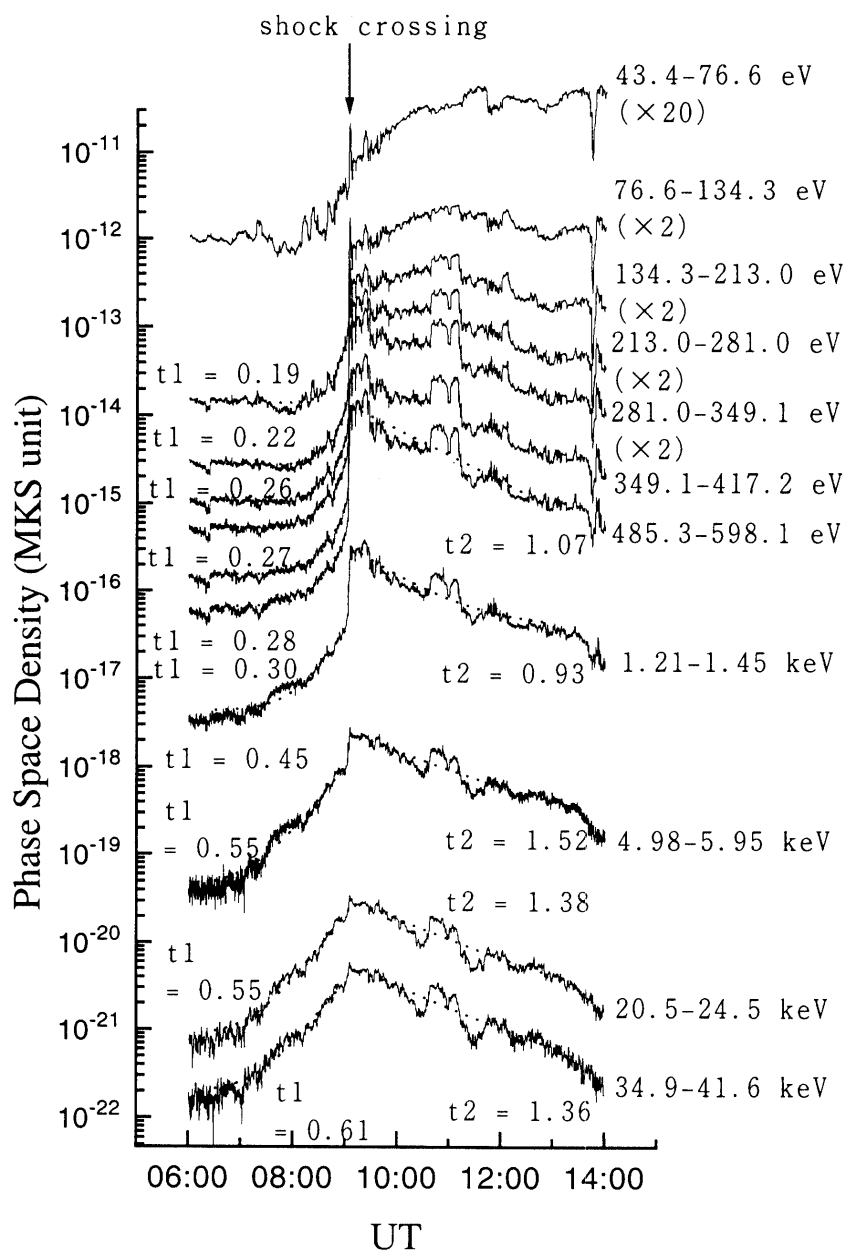


図 4. 観測時の最低・最高エネルギー範囲を含む、分布関数 (PSD) のエネルギー別時間変化。一番上のプロファイルは PSD の値を 20 倍、次の 4 つは 2 倍して表示した。重ねて指数関数によるフィッティング曲線 (点線) を示す。t1, t2 は指数曲線の特性時間である (本文参照)。

出すことができない。高エネルギー部の幅指数は C, D でそれぞれ、3.17, 3.21 であった。非相対論的電子のスペクトル指数は、標準理論によると (付録 1 参照),

$$f_e(v) \propto v^{-\sigma'} \propto E^{-\sigma'/2} = E^{-\sigma}, \quad \sigma' = \frac{3r}{r-1} \quad (6)$$

となり、 $r=3.8$ に対して予測されるエネルギースペクトル指数は 2.0 である。ところが、上流の幅型分布のエネルギースペクトル指数は 2.7~2.9, 下流については 3.0~3.2 であり予想よりソフトである。この点については、4 章で議論する。

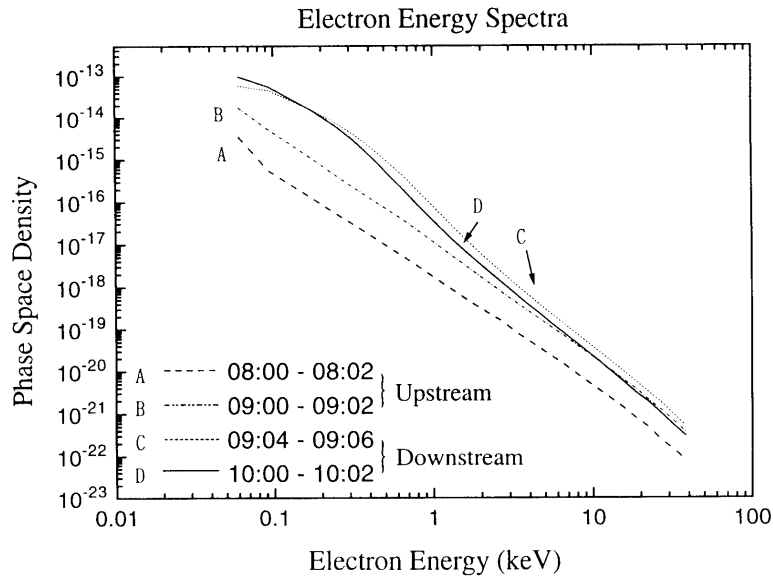


図 5 (a)

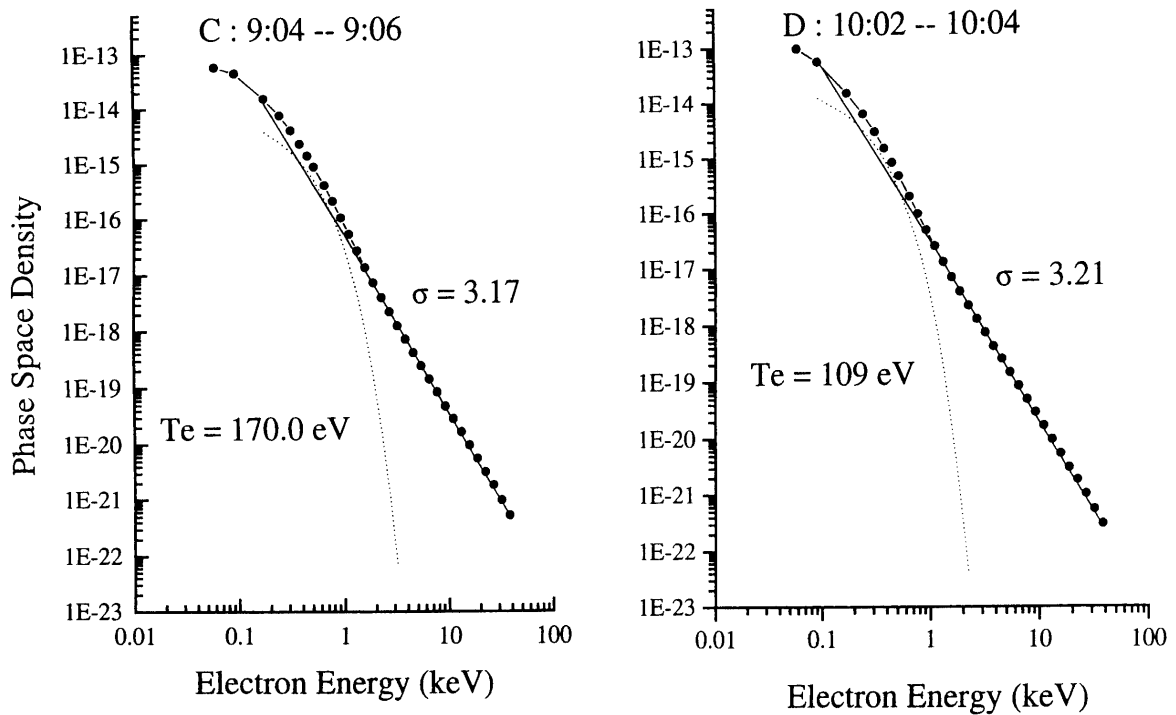


図 5 (b)

図 5. (a)上流 (A : 0800-0802, B : 0900-0902), 下流 (C : 0904-0906, D : 1000-1002) でのエネルギースペクトル.

上流はほぼ幅型, 下流は高エネルギー部ではほぼ幅型, 低エネルギー部では幅型に別の関数形を足したような形になっている. (b)下流のエネルギースペクトルを C では 134.3eV 以上, D では 76.6eV 以上でマクスウェル分布+幅とみなしてフィッティングすると温度として, それぞれ 170 eV, 109eV が得られた.

2. 5. 電子分布の方向性

図 6 に衝撃波近傍の上流域 (8 : 55 UT の 1 分間) での電子の速度分布関数 $f(v)$ を等高線表示で示す. 矢印は赤道面に投影した背景磁場の方向である (この時の磁場の緯度角は 30.3° であった) 80 eV から 1 keV のエネ

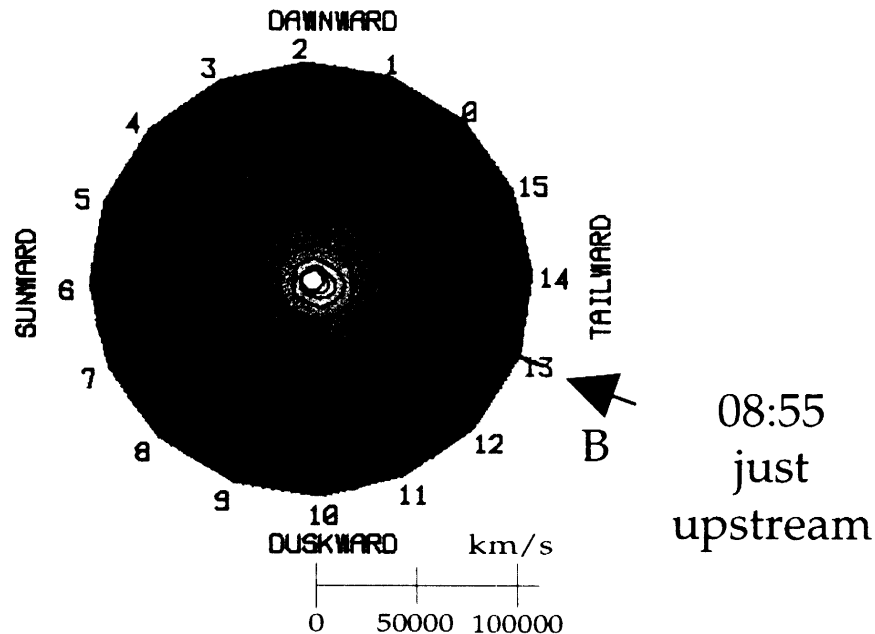


図 6. 衝撃波近傍の上流 0855 UT での電子速度分布関数の赤道面内での等高線表示。等高線は半幅ごとに描かれている。なお、速度 2 次元空間は速度に対してリニアに描かれている。50000, 100000 km/s はそれぞれ 7.1, 28.5 keV のエネルギーに相当する。矢印は背景磁場の赤道面内への投影方向を示す。

Electron Anisotropy in the Solar Wind Frame

08:40:12 - 09:00:23, 21 Feb 1994

fitting: $A\mu + b$

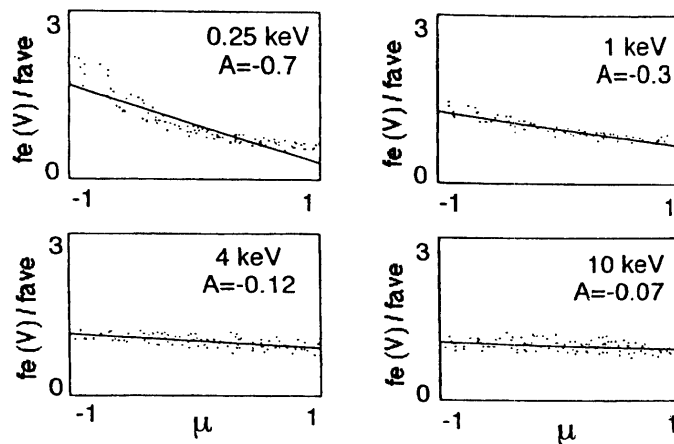


図 7. 0.25, 1, 4, 10 keV の電子の分布関数を、ピッチ角のコサイン(μ)に対してプロットした。分布関数は μ についての平均値で規格化されている。直線は観測値をフィッティングしたもので A はその傾きであり、ピッチ角分布の異方性を表す。低エネルギー程 A の値が大きく異方性も大きい。表示されたデータは衝撃波上流 08:40:12~09:00:23 のものである。

ギー範囲では、磁場に沿って衝撃波から上流へ向かう向きに強いフラックスが観測されている（中心から二つ目までの等高線でこの傾向が見られる）。このような上流に向かう電子の流れ（熱流束）は衝撃波面によって電子が強く加熱されていることを示唆している。また、観測された最低エネルギー範囲 43.4~76.6 eV の電子では、このような熱流束は見られないため、衝撃波面で加熱された電子は典型的には 100 eV 以上であることが分かる。およそ 2.5 keV 以上のエネルギー範囲では、ほぼ等方な分布が見られるが、以下にみるように衝撃波から流れ出る異方性

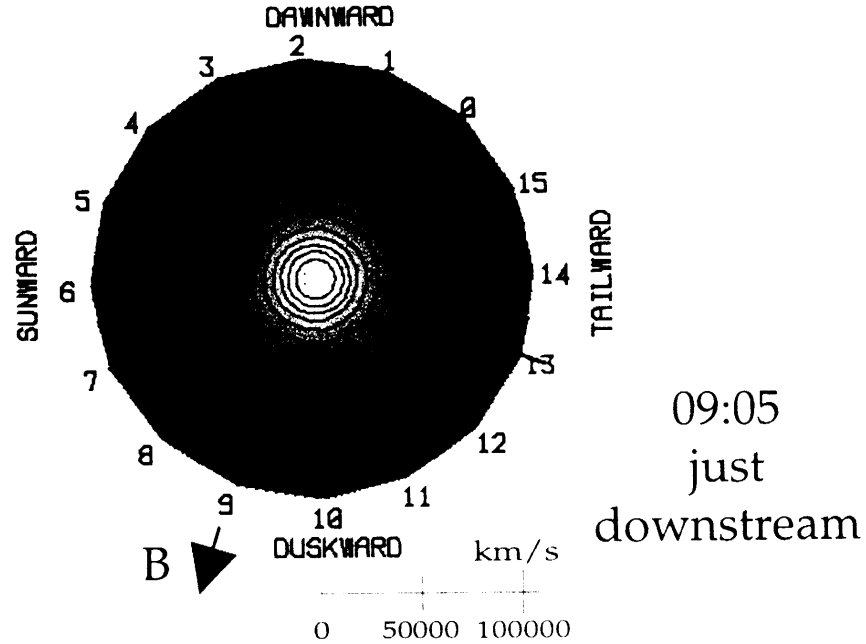


図 8. 下流 0905 UT での電子速度分布関数の赤道面内での等高線表示.
図のフォーマットは図 6 と同じ.

を持つ. ピッチ角分布の異方性を定量的に示してみると次のようになる. 速度空間分布関数 $f(v)$ を μ (ピッチ角のコサイン) の 1 次関数として表してみると, $f(v)$ の μ に対する平均値を f_{ave} として,

$$f(v) = (1 + A\mu)f_{ave} \quad (7)$$

と書ける. ここで A が異方性を表す定数である. 図 7 は 0.25, 1, 4, 10 keV の電子について, 太陽風プラズマの静止系で μ に対する $f(v)/f_{ave}$ をプロットしたものである. 用いたデータは衝撃波直前の 08:40:12–09:00:23 のものであり, 今の場合 $\mu < 0$ が衝撃波から上流へ向かう方向である. A の値は上の 4 つのエネルギーに対して, -0.7 , -0.3 , -0.12 , -0.07 となっていて, 高エネルギー電子程異方性は小さいが零ではないことが分かる. 図 8 は, 下流 (9:05 UT の 1 分間) の電子速度分布関数 $f(v)$ の等高線表示である (図の形式は図 6 と同じ). 下流に関しては衝撃波直後から, 全エネルギー範囲で, 太陽風プラズマの静止系ではほぼ等方に分布している.

3. 衝撃波近傍の電子拡散係数の決定と考察

付録 2 から, 衝撃波上流の粒子分布は定数 f_{u0} を用いて,

$$f_u = f_{u0} \exp \left[\frac{u_1}{D_1} x \right] + C_1 \quad (8)$$

と書ける. 観測された電子分布関数をこの式に対応させて, 上流の拡散係数 D_1 を求めることを考える. 6:30 から 9:00 までの電子の分布を, 時間 t (hour) の関数として,

$$f_u = f_{u0} \exp [(t - 6.5)/t_1] + C_1 \quad (9)$$

と仮定し, 観測値にフィッティングしてみる. ここで t_1 はフィッティングによって決定される定数であり, D_1 の情報を含む. 衝撃波からの距離 x は V_s (衝撃波の速度) を用いて, $x = V_s(t - 6:30)$ と表されることを用い, 式 (8) と式 (9) を比較して, 拡散係数

$$D_1 = t_1 u_1 V_s \quad (10)$$

が得られる. 図 4 中に観測値 (実線) に式 (9) によるフィッティング曲線 (点線) が重ねて表示されている. それぞれのエネルギーについて t_1 の値も図中に表示する. 93 eV から 38 keV までの電子について同様のことを行っ

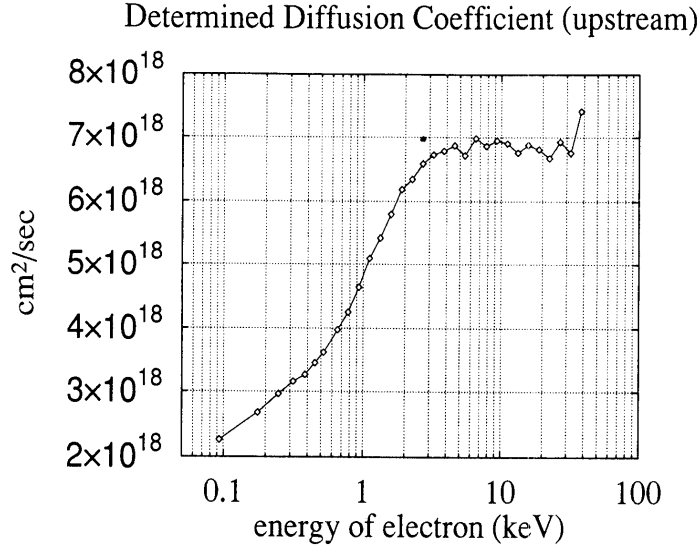


図 9. 電子の分布を指数関数でフィットすることにより求められた上流の拡散係数の値 (本文参照).
横軸エネルギーは対数表示, 縦軸拡散係数はリニア表示である.

て得られた拡散係数を図 9 に示す. ここで, $u_1=370$ km/s, $V_s=920$ km/s とした. 横軸は電子のエネルギーを keV で, 縦軸は拡散係数 D_1 を cm^2/sec で表す. 3 keV までの電子については, エネルギーが大きくなる程, 拡散係数も大きくなっているのが分かる. 3 keV 以上のエネルギーの電子については, 拡散係数はほぼ一定値 $6.8 \times 10^{18} \text{cm}^2/\text{sec}$ である.

次に下流の電子の拡散係数 D_2 を求めることを考える. 下流側でのプラズマの膨張 (2.1. 章) を考慮に入れると, 衝撃波下流の粒子分布は付録 2 から,

$$f_d = f_{d0} \exp \left[- \left(-\frac{u_2}{2D_2} + \frac{1}{D_2} \sqrt{\frac{u_2^2}{4} + \frac{SD_2}{\tau_2}} \right) x \right] + C_2$$

$$\equiv f_{d0} \exp(-h_2 x) + C_2 \quad (11)$$

と表される. ここで f_{d0} は定数, τ_2 は 2.1. 章で定義した膨張の特性時間, S はエネルギー E と分布関数 f を用いて,

$$S = -\frac{2}{3} \frac{d \ln f}{d \ln E} \quad (12)$$

である. 図 4 によると一般に上流, 下流の定数 $f_{u0} \neq f_{d0}$ であり, 特に低エネルギー側でこの二つの値の差が大きい. フェルミ過程の標準理論 (付録 1) では, $f_{u0} = f_{d0}$ であるから, この観測は, フェルミ過程とは別に衝撃波面近傍での加熱過程などにより, 局所的にフラックスが増加していることを示唆している. 上流の時と同様に, 9:06 から 13 時までの電子分布関数の観測値を用いて次の式でフィッティングしてみる.

$$f_d = f_{d0} \exp[-(t - 9.1)/t_2] + C_2 \quad (13)$$

図 4 中には, 上流と同じく式 (13) によるフィッティング曲線 (点線) とそれぞれのエネルギーでの t_2 の値が描かれているのである. (但し, 低エネルギー電子については, 時間変化が上に凸の形をとり, 上式でフィッティングできないので行わなかった. 0.38 keV までこの傾向が見られるので, t_2 の値は 0.45 keV 以上で決められた.) 下流域の 10:30 から 11:15 に見られるフラックスの一時的増加は, 式 (13) の定常モデルでは説明できない時間, 空間変化である. この「こぶ」を両脇の値でならした分布を用いて得られた t_2 は, もとの分布を用いて得られた値と殆んど変わらなかったのので, 以下では, この「こぶ」についてなにも補正せずに解析を進める. 再び, 衝撃波からの距離 x は V_s を用いて, $x = V_s(t - 9:06)$ と表されることを用いると, 式 (11) と式 (13) から

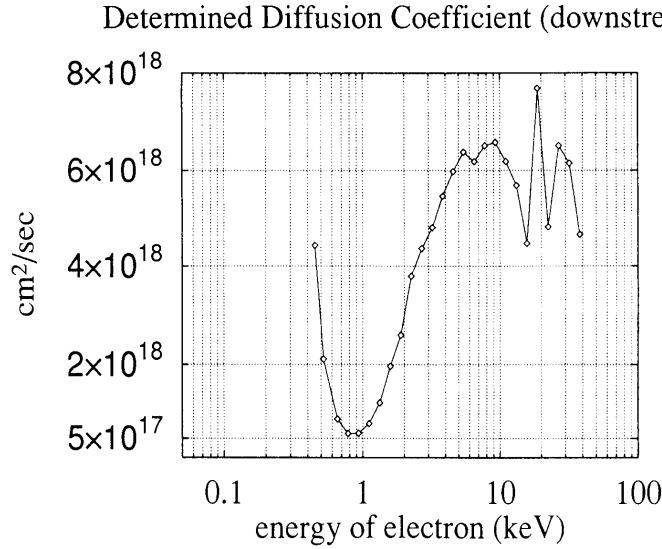


図 10. 電子の分布を指数関数でフィットすることにより求められた下流の拡散係数の値 (本文参照).
横軸エネルギーは対数表示, 縦軸拡散係数はリニア表示である.

$$h_2 = \frac{1}{V_s t_2} \quad (14)$$

となるので, フィッティングによって求められた t_2 , 式 (14), 式 (11) の引数部分を用いて, 下流の拡散係数 D_2 は

$$D_2 = \frac{1}{h_2^2} \left(\frac{S}{\tau_2} - h_2 u_2 \right) \quad (15)$$

と求まる. 図 10 は, 0.45 keV から 38 keV までの電子について D_2 を求めた結果である. 0.7 keV 以下の値が急に大きくなっているのは, ここで行われたフィッティングがこのエネルギー領域で適切でないことを示していると思われる. 0.7 keV 以上では上流の図 9 と似た傾向を示す. 下流の場合も求められた拡散係数は, 3 keV 以上ではおよそ 6×10^{18} (cm²/sec) である.

上流, 下流のそれぞれにおいて ~ 3 keV 以上の電子についてはほぼ一定値 (上流では, 7×10^{18} cm²/sec, 下流では, $4 \sim 8 \times 10^{18}$ cm²/sec) が得られ, その差はあまりないことが分かった. 一般に, 拡散係数 (D) は次の依存性を持つと考えられる [5].

$$D \propto \left(\frac{k W_k}{B_0^2 / 8 \pi} \right)^{-1} \quad (16)$$

ここで B_0 は背景磁場の大きさ, W_k は波数 k をもつ波のパワーであり, 磁場擾乱の振幅 δB と次の関係がある.

$$\frac{\delta B^2}{8 \pi} = \int_0^\infty W_k(k) dk \quad (17)$$

各周波数ごとに, 観測で得られたパワーをその時刻の B_0^2 で割った値を便宜的に $R(f, t)$ と定義し, 上流の 8:00~9:00, 下流の 9:06~10:00 において 1 分ごとにその値を計算してみる. この際, 上下流とも衝撃波から離れる向きの波動を考え, 一律に $\theta_{kV_{sw}}$ (太陽風と波動の伝播方向のなす角) = 45° と仮定してドップラーシフトの効果を除いた. まず各時刻で, およそ 10 keV 以上の高エネルギー電子が共鳴する 0.1 から 0.5 Hz の波動に渡って平均した値 $R(0.1 \sim 0.5 \text{ Hz}, t)$ を求める (図 11). さらに各時刻で求めた $R(0.1 \sim 0.5 \text{ Hz}, t)$ を上流, 下流について時間平均し, $R(0.1 \sim 0.5 \text{ Hz}, \text{UP})$, $R(0.1 \sim 0.5 \text{ Hz}, \text{DOWN})$ を求めるとそれぞれ, 3.7×10^{-4} , 4.6×10^{-4} となった. また, その比 $R(0.1 \sim 0.5 \text{ Hz}, \text{DOWN}) / R(0.1 \sim 0.5 \text{ Hz}, \text{UP})$ は 1.24 である. このように, 上流と下流で, 背景磁場 (の 2 乗) で規格化された波のパワーの大きさに殆ど相違がないことが, 上流, 下流の拡散係数の値がほとんど変わらない理由の一つであろう.

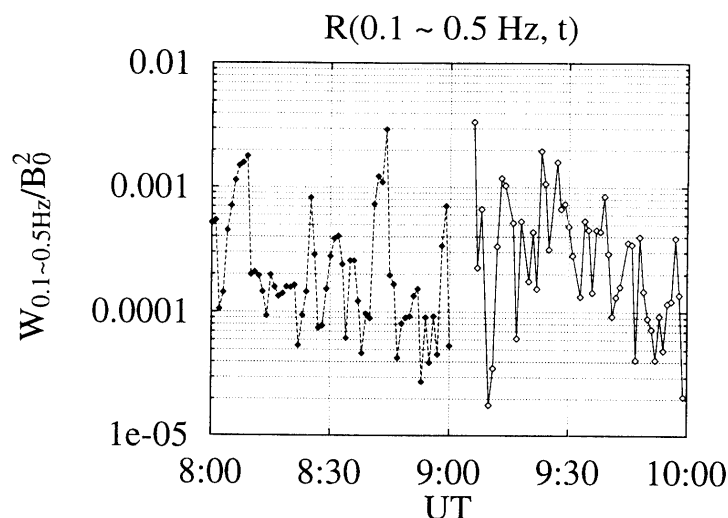


図 11. 0.1~0.5 Hz の波動のパワーの平均をその時刻の背景磁場の 2 乗で割った値を各時刻 (図中の各ポイント) について求めてプロットした. 黒の四角は上流, 白抜き四角は下流の点である. 縦軸は対数表示である.

4. 観測されたソフトなスペクトルに対する解釈

本稿で報告した電子の加速は, 衝撃波フェルミ機構によるものであると考えているが, 観測されたエネルギースペクトルが標準理論の予測よりかなりソフトである等, 観測と標準理論の間には幾つかの不一致がある. ここでは, この不一致の解釈を試みたい. 標準理論で用いる粒子の散乱過程には, 擾乱と粒子の波動-粒子相互作用は含まれていないので, 適用限界があるのかもしれない. 同じく標準理論には, (電子で特に重要になると思われる) 衝撃波面での粒子のマイクロな振舞は含まれていないので, そこに問題があるかもしれない. しかし, このような問題は複雑であり簡単には議論できないので, ここでは標準理論の枠内で解決できると仮定した場合, どう説明できるかを考えてみたい. 散乱体を推定した標準理論の枠組みに対する補正については, 次章で少し触れることにする.

4. 1. 加速の定常状態に達していない?

加速過程が十分に発達しておらず, 定常状態に達していない場合, エネルギースペクトルは定常に達した時よりソフトになると考えられる. 加速が定常状態になるための特性時間 (τ_{acc}) を求めてみよう. 観測から求められた拡散係数 $D_1 = 7.0 \times 10^{18} \text{ cm}^2/\text{sec}$ と NIF でみた上流の速度 $u_1 = 370 \text{ km/s}$ を用いて,

$$\tau_{acc} = \frac{D_1}{u_1} \sim 2.0 \text{ hour} \quad (18)$$

フレアが発生してから 1 AU に到達するまでに 32 時間経過しており, これは τ_{acc} に比べ十分長いため, 加速は定常状態に達していると考えられる. よってこの考えは, エネルギースペクトルをソフトにしている要因とは言えないことになる.

4. 2. 衝撃波の膨張による減速?

惑星間空間衝撃波が太陽表面から球対称に膨張することにより, 被加速粒子がエネルギーを失うことが考えられる. このエネルギー変化の時間スケール τ_{expand} は衝撃波速度を一定と仮定して,

$$\left(\frac{1}{3} \text{div } V_s \right)^{-1} = \left[\frac{1}{3} \frac{1}{R^2} \frac{d}{dR} (R^2 V_s) \right]^{-1} = \frac{3R}{2V_s} \sim 68 \text{ hour} \quad (19)$$

となる. ここで $R = 1 \text{ AU}$ とした. $\tau_{expand} \ll \tau_{acc}$ であるから, 膨張の効果は殆ど効いていないことになる.

4. 3. 不十分な散乱？

上流では下流に比べて擾乱のパワーが小さいため、上流の電子が衝撃波に戻る向きに十分に散乱されず、上流へ逃げていく効果が卓越して、その結果スペクトルがソフトになることが考えられる。粒子の異方性と空間勾配の関係は速度 v_e の電子について、

$$A = - \frac{\left(\frac{3D}{v_e} \cdot \frac{\partial f}{\partial s} \right)}{f} \quad (20)$$

と表される [17]。ここで、 f は電子の分布関数、 D は空間拡散係数、 s は磁力線に沿って測った距離である。 A は μ (ピッチ角のコサイン) についての速度空間分布関数の異方性で、式 (7) に対応するものである。式 (20) に標準理論から得られる散乱が十分存在するときの上流での分布関数の形 f_{noFEB} (付録 1 参照) と上流に散乱領域が十分存在しない場合 (Free Escape Boundary \equiv FEB がある場合) の分布関数の形 f_{FEB} (付録 3 参照)

$$f_{noFEB} = f_0 \exp\left(\frac{s V_{sHT}}{D}\right) \quad (21)$$

$$f_{FEB} = f_0 \exp\left(\frac{s V_{sHT}}{D}\right) \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{L_1 u_1}{D_1}\right)} \quad (22)$$

を代入すると、

$$A_{noFEB} = - \frac{3 V_{sHT}}{v_e} \quad (23)$$

$$A_{FEB} = - \frac{3 V_{sHT}}{v_e} \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{L_1 u_1}{D_1}\right)} \quad (24)$$

が得られる。ここで、 f_0 は衝撃波面での分布関数の値、 V_{sHT} は de Hoffmann-Teller 系での (上流太陽風に対する) 衝撃波の速度であり、 L_1 は衝撃波から FEB までの距離である。FEB が存在する時、エネルギー・スペクトル

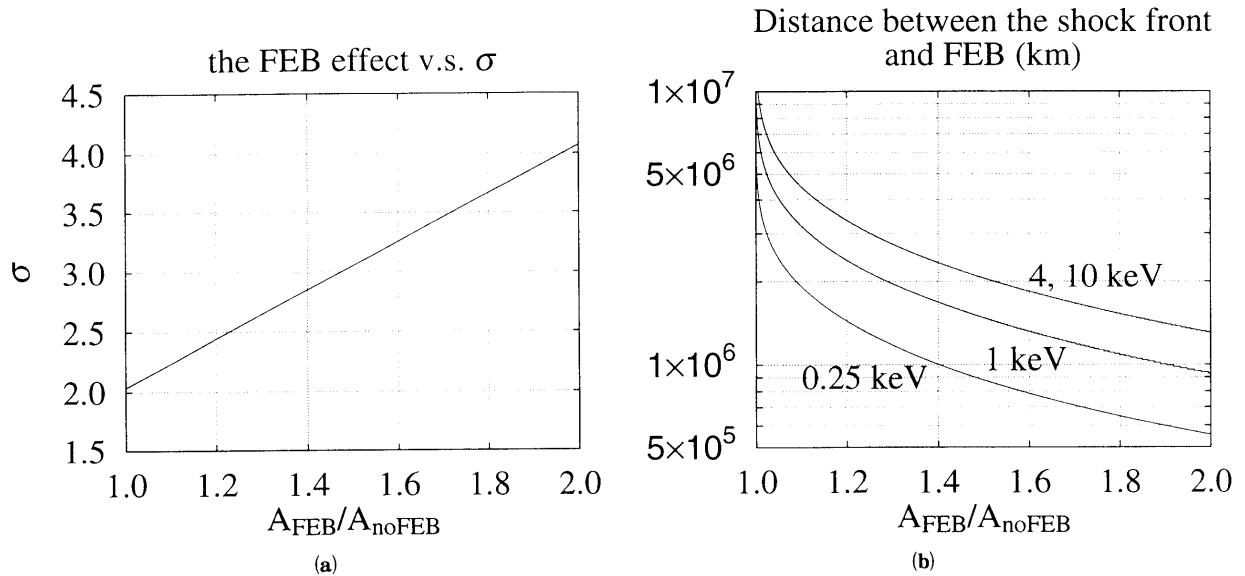


図 12. (a) 上流で粒子が逃げていく効果を Free Escape Boundary (FEB) で代表し、FEB の効果による異方性の大きさとエネルギー・スペクトル指数 σ の関係を表示した。横軸は FEB のある時 (A_{FEB}) と、ないとき (A_{noFEB}) の異方性の比である。(b) は (a) と同じ横軸に対して衝撃波から FEB までの距離 L_1 をプロットしたものである。

の指数 σ も式 (6) とは異なりソフトになる (付録 3 参照). 図 12(a) は A_{FEB} の A_{noFEB} からのずれ, A_{FEB}/A_{noFEB} に対するスペクトル指数 σ の値をプロットしたものである (0.25, 1, 4, 10 keV の電子についてプロットしてあるが線の太さの範囲で一致する). なお, A_{noFEB} が決める σ の値は 2.03 である. 図 12(b) に横軸 A_{FEB}/A_{noFEB} に対応する L_1 の値を示す. 距離 5×10^5 , 1×10^7 は探査機が遭遇する時間に直すと, それぞれ衝撃波から上流の 10 分, 180 分前に相当する. 観測された A ($\equiv A_{obs}$ (図 7)) が FEB で説明できるとすると, $A_{obs}/A_{noFEB} = 1.3 \sim 1.4$ であれば, $\sigma = 2.8 \sim 3.0$ となり観測を説明できる. $V_{SHT} = u_1 \sec 68^\circ \sim 1000 \text{ km/s}$ であるとして A_{obs}/A_{noFEB} を計算してみると, 0.25, 1, 4, 10 keV の電子に対してそれぞれ 2.2, 1.9, 1.5, 1.4 となった. これらの値を信じると, エネルギーースペクトルは, エネルギーが小さくなるにつれて徐々にソフトになるはずであるが, 実際にはそのような傾向は見られていない. 但し, ここでの評価は V_{HT} が正確に決まっていることが前提となっているが, 実際には不定性は避けられないであろう (衝撃波法線方向と背景磁場のなす角 θ_{Bn} 自体に不定性がある可能性と, 得られた角度が定常的なものかどうか判断するのが難しい). 例えば, θ_{Bn} が 75° の時, A_{noFEB} の値は上の 4 つのエネルギーの電子に対して, -0.46 , -0.23 , -0.12 , -0.07 となり, 観測値に近くなる.

4. 4. 下流のプラズマ流速の減速?

次に下流に注目してみる. 標準理論では, プラズマの流速変化は衝撃波面のみで起こるとしている. ところが, このイベントでは下流側の速度の減速が著しい (図 2(a)). 探査機系での下流の減速は衝撃波の系では下流の膨張 (速度増加) に相当する (図 2(b)). このことを考慮することで, 標準理論の予測よりソフトなエネルギーースペクトルを説明できるか検証してみたい. この解釈は標準理論において実効的な圧縮比が, ランキン-フゴニオ条件から求まる値より小さいことに相当する. 付録 2 の下流域での拡散係数の式 (76) から, 観測された下流のスペクトル指数 $\sigma = 2.8 \sim 3.0$ (このとき $S = 1.87 \sim 2.00$) を説明するためには, 2. 1. 章で求められた観測値を用いて $D_2 = 8.5 \times 10^{18} \sim 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^2/\text{sec}$ であれば良い事が分かる. 図 10 の結果からこの D_2 は数 keV 以上で $4 \sim 8 \times 10^{18} \text{ cm}^2/\text{sec}$ なので, やや大きめの値ではあるが, この結果は良い一致であるといえる.

4. 5. エネルギーースペクトルに関する議論のまとめ

この章では, エネルギーースペクトルの標準理論からのずれについて四つの可能性を議論した. まず加速が定常に達していない可能性であるが, 加速の特性時間 (~ 2 時間) に比べ現象のタイムスケール (フレア発生から 32 時間後の観測である) の方が十分長いので, 1 AU での観測は定常的な現象を見ていると考えてよい. また, 膨張による減速の特性時間 (~ 68 時間) も加速の特性時間より十分に長いため, この効果も無視できる. 次に, 散乱領域が十分かどうかを, 粒子の異方性から検討したが, 10 keV 以下では観測された異方性が与えるスペクトル指数のほうが, 実際のスペクトル指数よりソフトになってしまう等問題がある. (しかし, この結果はエネルギーの違いによって散乱領域が異なることを示唆しているかもしれない.) 最後に述べた下流のプラズマ流の減速は, この解釈をとることで下流の電子の空間分布 (徐々にカウントが減少する) も同時に説明することが出来る (付録 2, 式 (71) 参照) など, エネルギーースペクトルがソフトになった理由として有望であるといえる. 今後は太陽からの伝播過程や下流の膨張, 異方性等を含めた加速のモデルを基に, 数値計算を行う予定である.

5. まとめと考察

1 AU で観測された, 惑星間空間衝撃波による電子の衝撃波フェルミ加速現象について報告した. ここで衝撃波フェルミ加速とは, プラズマ粒子が複数回衝撃波を通過することにより, プラズマ粒子群が統計的な意味で加速を受けることを意味する. LEP (low energy particle) 計測器によりその最低エネルギー ($\sim 60 \text{ eV}$) からエネルギーレンジの上限 ($\sim 40 \text{ keV}$) に渡って電子のフラックスの増加が観測された. 電子加速現象はさらに高エネルギーにまで伸びていると思われる. この時得られた電子の空間, エネルギー分布は, 今までに提唱されている衝撃波フェルミ加速の標準理論で大筋は解釈することができる. 例えば標準理論に加えて, 観測された下流のプラズマ流速の著しい減速を考慮すれば, 高エネルギー部 (ここでは, 1 keV 以上とする) の下流での時間変化

(カウント減少)や標準理論よりソフトなエネルギースペクトルを定量的に説明できる。しかし、下流で観測されたエネルギースペクトルや空間分布から、～数百 eV 以下においてはフェルミ加速以外の機構も大きく寄与していることが示唆される。衝撃波面、もしくは下流域で強い加熱過程が存在する証拠として、低エネルギー電子が磁場に沿って衝撃波上流へ漏れだしていることが観測され(熱流束)、～2.5 keV 電子までこの傾向がみられる。全てのエネルギー領域での総括的な解釈は今後の課題であるが、このイベントで、高エネルギーに及ぶ電子のフェルミ加速が起こったのは、十分量の熱的電子が、広範囲に存在するおよそ(探査機の系で)1 Hz 以下の低周波波動と相互作用できる 10 keV オーダーまで、何らかの機構で加速されたからであろう。Levinson は文献 [18] の中で、平行衝撃波(衝撃波面法線ベクトルと、背景磁場のなす角が平行な衝撃波)の場合の電子のフェルミ過程へのインジェクションについて考察しており、上流のホイッスラー波動が低エネルギー電子を散乱し、衝撃波へ戻すことでフェルミ過程が起こり得るとした。今回報告した惑星間空間衝撃波でも、上流 2 時間半に渡ってホイッスラー波が観測されている。これらホイッスラー波は理論的にも観測的にも上流に伝播するので、同じく上流に向かう電子とは相互作用しないように思われるが、Levinson は斜め伝播のホイッスラー波を考えると、衝撃波から逃げる電子の散乱も起こすことができる、と考えた。しかし、今回の観測から得られたホイッスラー波動は背景磁場に対して 20° をピークとする、ほぼ平行伝播波動である。この状況下では、平行衝撃波の場合、衝撃波から逃げる電子の散乱効率は、衝撃波へ向かう電子の散乱効率の 500 分の 1 程度となる(磁場となす角度が 30 度までの斜め伝播のホイッスラー波を考えた場合)。ところが、ここで報告された衝撃波のように上流のローカルな磁場が衝撃波面と平行な成分を持つ場合には、この散乱効率の比は劇的に小さくなるので、これら上流のホイッスラー波が電子の散乱体である可能性は非常に高い。ホイッスラー波によって散乱を受け、衝撃波で加速され、数十 keV 以上に達した電子は、衝撃波周辺に広範囲に存在する低周波波動(<1 Hz)によって強いフェルミ加速を受けることが可能である。ホイッスラー波動と相互作用できるエネルギー(数百 eV 以上)まで加熱、加速する機構としては、衝撃波ポテンシャルが有力である。実際、keV 以下の電子の空間分布は衝撃波のところで強い飛びをもつ(図 4 参照)など、衝撃波面自体にフラックスを増加させる機構があることが観測からも示唆されている。以上電子加速の流れを簡単に述べたが、標準理論の枠内で話を進めてきたことについて、補足が必要である。標準理論では、散乱体の上下流での速度差はプラズマ上下流の速度差に等しいとしており、かつ衝撃波面でのエネルギー変化(衝撃波ドリフト等)を考慮していない。しかし上に述べた、散乱体であると考えられるホイッスラー波の位相速度はプラズマ流速度に対して無視できない大きさを持ち、しかも伝播方向は衝撃波から離れる向きである。この場合、標準理論でいうところのプラズマ上下流の圧縮による加速は起らない。しかし、衝撃波面のドリフトを考慮することで、正味の加速が生じ、その大きさは圧縮による加速に換算すると圧縮比約 3.1 (5～40 keV の電子についての平均)に相当する。この実効的な圧縮比を用いると観測された下流の拡散係数 $D_2 = (6 \pm 2) \times 10^{18} \text{ cm}^2/\text{sec}$ に対して、 $\sigma = 2.7 \sim 3.0$ が得られ(付録 2 参照)、さらに観測値と良い一致を示す。下流については、まだ解析が進んでいないが、擾乱による 2 次のフェルミ過程の加速、加熱への寄与など、波動粒子相互作用の詳細も調べる予定である。

6. 謝 辞

衝撃波周辺の密度の決定にあたり、PWI 計測器によって測られたプラズマ周波数のカットオフを使用しました。データを使用させて頂いた PWI グループの松本紘先生、小嶋浩嗣先生に感謝致します。また、宇宙科学研究所の篠原育氏には LEP データの取り扱い等指導して頂き、ここに感謝の意を表します。

7. 付録 1: 衝撃波フェルミ加速の標準理論

ここでは、Drury [19] に従って、衝撃波フェルミ加速の基礎となった平行衝撃波の場合について述べる。(平行でない場合については、Bell [2] を参照) 平行衝撃波では、衝撃波の磁場と流れが平行なので粒子のピッチ角

μ は衝撃波面の法線と粒子速度のなす角に等しい。

7. 1. マクロなプラズマの分布からの描像

初めに、衝撃波の周りの実空間の粒子分布をみるため拡散方程式を考えよう。以下、本文と同じ記号で表記する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = \left[D(x, p) \frac{\partial f}{\partial x} \right] \quad (25)$$

ここで簡単のため、定常状態を仮定し拡散係数 D は一定値をとるものとする、

$$u \frac{\partial f}{\partial x} = D \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \quad (26)$$

となる。十分上流での背景分布関数を $f_1(p)$ とすると、十分下流で分布関数が有界な（有限正味のフラックスがある）ことから解は、

$$f(x, p) = \begin{cases} f_1(p) + g_1(p) \exp(u_1 x / D) & x < 0 \\ f_2(p) & x \geq 0 \end{cases} \quad (27)$$

となる。ここで $g_1(p)$ は p の任意関数、添字 1, 2 はそれぞれ上流, 下流を表す。上流では、拡散係数とプラズマの流れの大きさに即した分布をとり、これは結局粒子の加速の効果と、逃げ出す効果の釣合から決まっている。

衝撃波の静止系（以下衝撃波系）で粒子の分布が求められたので、次に同じく衝撃波系でフラックス保存の式を作ることを考える。ここで、粒子はプラズマと一緒に運動している系（以下プラズマ系）で等方に分布している（ μ によらない）、即ちプラズマ系で弾性散乱される場合のみ扱う。このプラズマ系での粒子分布 $F(x, p, \mu)$ を衝撃波系の等方分布 $F(x, p)$ で表すと、一次のオーダーで、

$$F(x, p, \mu) \sim f(x, p) - \delta x \frac{\partial}{\partial x} f(x, p), \quad \delta x = \mu \lambda \quad (28)$$

と表せる。ここで、 λ は平均自由行程であり、 D と粒子速度 v を用いて、

$$\lambda = \frac{3D}{v} \quad (29)$$

となる。式 (28) を空間分布の式 (27) に代入すると、上流 ($x = -0$)、と下流 ($x = +0$) でそれぞれ、

$$F(x, p, \mu) \sim \begin{cases} f_1(p) + g_1(p) - \mu \frac{3u_1}{v} g_1(p) & x = -0 \\ f_2(p) & x = +0 \end{cases} \quad (30)$$

となる。さらに、プラズマ系の運動量 (p) を衝撃波系の運動量 (p_s) で表すと、 u/v の 1 次のオーダーで分布の非等方性が生じて、

$$p = p_s - \mu \frac{u}{v} p_s \quad (31)$$

と変換される。これを式 (30) に代入して、

$$F(x, p, \mu) = \begin{cases} f_1(p_s) + g_1(p_s) - \mu \left(\frac{u_1}{v} p_s \frac{\partial}{\partial p_s} (f_1(p_s) + g_1(p_s)) + \frac{3u_1}{v} g_1(p_s) \right) & x = -0 \\ f_2(p_s) - \mu \left(\frac{u_2}{v} p_s \frac{\partial}{\partial p_s} f_2(p_s) \right) & x = +0 \end{cases} \quad (32)$$

が得られる。従って、衝撃波系でみたフラックスの保存は

$$f_1 + g_1 = f_2 \quad (33)$$

$$u_1 p \frac{\partial}{\partial p} (f_1 + g_1) + 3u_1 g_1 = u_2 p \frac{\partial}{\partial p} f_2 \quad (34)$$

と表せる。そこで、上式から

$$p \frac{\partial f_2}{\partial p} = \sigma' (f_1 - f_2) \quad \sigma' = \frac{3r}{r-1} \quad (35)$$

が得られる。ここで、 $r = u_1/u_2$ (圧縮比) である。これを解くと、

$$f_2(p) = \sigma' p^{-\sigma'} \int_0^p p'^{\sigma'-1} f_1(p') dp' + \text{constant} \times p'^{-\sigma'} \quad (36)$$

となるので、被加速粒子の運動量に対するスペクトル指数

$$\sigma' = \frac{3r}{r-1} \quad (37)$$

が得られる。

以上のような取り扱いを1つの式にまとめたものが、次式で表される拡散対流方程式と呼ばれる輸送方程式であり、(やはり u/v の一次のオーダーで正しい式である) 頻繁に用いられている。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D(x, p) \frac{\partial f}{\partial x} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial x} p \frac{\partial f}{\partial p} \quad (38)$$

この式からもスペクトル指数を求めてみる。 $x = -0$ から $x = +0$ まで積分すると、式(27)を代入して (式(38)は $x \neq 0$ であれば、式(25)と同じである)、

$$u_1 g_1 = -\frac{1}{3} (u_1 - u_2) \frac{\partial g_1}{\partial \ln p} \quad (39)$$

$$(40)$$

従って、

$$\frac{\partial \ln g_1(p)}{\partial \ln p} = -\frac{3u_1}{u_1 - u_2} \quad (41)$$

となり、やはり運動量に対するスペクトル指数 $\sigma' = 3r/r-1$ が得られる。

なお、微分密度 Ndp に対する指数 σ_N は、

$$Ndp = \int_p^{p+dp} 4\pi p'^2 f(x, p') dp' \quad (42)$$

から

$$\sigma_N = \sigma' - 2 = \frac{r+2}{r-1} \quad (43)$$

となる。

また、エネルギースペクトル σ は、

$$\sigma = \sigma'/2 = \frac{3r}{2(r-1)} \quad (44)$$

である。

7. 2. 単一粒子からの描像

以上の取り扱いでは加速機構の本質が分かりにくいので、単一粒子の運動を積分して具体的に加速と損失の釣合を求めることで、スペクトル指数を求めてみたい。

図13のよう初期運動量 p_0 の粒子のAからDまでの運動を1サイクルとする。1サイクルで平均 δ の運動量増加があったとすると、 n サイクル後の運動量は、

$$p_n = (1 + \delta)^n p_0 \quad (45)$$

また、1サイクルあたりの加速系からの損失確率を η とすると、 η サイクル後に系に残っている確率 R_n は

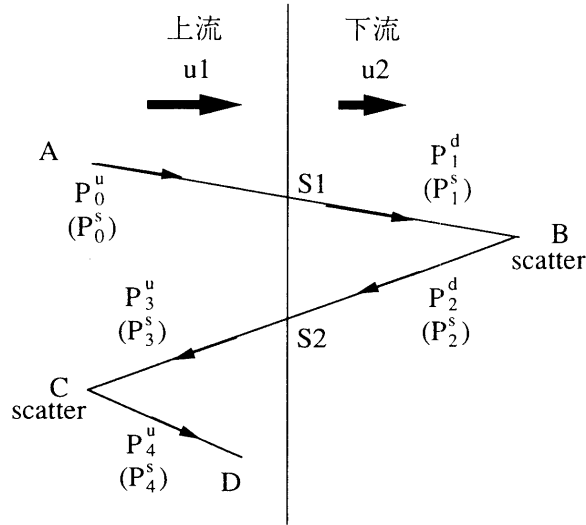


図 13. 衝撃波周辺の模式化した粒子軌道の例.

粒子は上流 C 点, 下流 B 点で散乱され, S1, 2 で衝撃波を通過する. 上流プラズマ系, 下流プラズマ系で測った粒子運動量 P はそれぞれ, 上添え字 u, d で, 衝撃波静止系で測った運動量は上添え字 s で表されている.

$$R_n = (1 - \eta)^n \quad (46)$$

であり, 式 (45), (46) の対数をとって n を消去すると,

$$R_n \propto \left(\frac{P_n}{P_0} \right)^{-\alpha}, \quad \alpha = -\frac{\ln(1 - \eta)}{\ln(1 + \delta)} \sim \frac{\eta}{\delta} \quad (47)$$

が得られる. ここで, η, δ はそれぞれ 1 に比べて小さいとした. また, 数密度 N と R_n の関係

$$R_n = \int_{pn}^{\infty} N(p) dp \quad (48)$$

から $N(p)$ に対する運動量スペクトル指数 σ_N は

$$\sigma_N = \alpha - 1 = \frac{\eta}{\delta} - 1 \quad (49)$$

となる.

まず, エネルギー増加 δ について考察する. ここでも「プラズマ系で等方分布」を仮定する. 図 13 において衝撃波上流 A にいた粒子は, 衝撃波を横切って (S1) 下流のプラズマ系で弾性散乱され (B) て衝撃波に戻され (S2), さらに上流のプラズマ系で弾性散乱される (C). 先程考えた 1 サイクルはこれらの運動からなっている. エネルギー増加は, 平行衝撃波の場合衝撃波系でみた流れの速度差 $u_1 - u_2$ からきている. 即ちそれぞれのプラズマ系で弾性散乱された粒子は, その流れの差を感じることができて, エネルギーを受け取ることになる. 図中で上添字 s の運動量は衝撃波系で測った運動量であり, 上添字 u, d はそれぞれ上流と下流のプラズマ系で測った運動量である. 次にこれらの量の関係をみても. 今, 平行衝撃波を考えているので粒子のプラズマ系でのピッチ角 μ は衝撃波面法線と粒子速度のなす角に等しい. 式 (31) を用いて,

$$p_1^d = p_1^s \left(1 - \mu_1 \frac{u_2}{v} \right) \quad (0 < \mu_1 < 1) \quad (50)$$

$$p_2^d = p_2^s \left(1 - \mu_2 \frac{u_2}{v} \right) \quad (-1 < \mu_2 < 0) \quad (51)$$

$$p_3^u = p_3^s \left(1 - \mu_3 \frac{u_1}{v} \right) \quad (-1 < \mu_3 < 0) \quad (52)$$

$$p_4^u = p_4^s \left(1 - \mu_4 \frac{u_1}{v} \right) \quad (0 < \mu_4 < 1) \quad (53)$$

が得られる。平行衝撃波では衝撃波面での磁力線変化によるドリフトがないので、S1、S2を通過することによる衝撃波系でのエネルギー変化はない。

$$p_0^s = p_1^s, \quad p_2^s = p_3^s \quad (54)$$

また、プラズマ系で弾性散乱を考えているので、

$$p_1^d = d_2^s, \quad p_3^u = p_4^u \quad (55)$$

である。従って、

$$\delta = \frac{p_4^s - p_0^s}{p_0^s} = \frac{(1 - \mu_3 u_1/v)(1 - \mu_1 u_2/v)}{(1 - \mu_4 u_1/v)(1 - \mu_2 u_2/v)} - 1 \quad (56)$$

$$\sim -\mu_1 \frac{u_2}{v} + \mu_2 \frac{u_2}{v} - \mu_3 \frac{u_1}{v} + \mu_4 \frac{u_1}{v} \quad (57)$$

となり、これをピッチ角 μ と方位角 ϕ についての平均、即ち、

$$\frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 \mu_1 \left(\mu_1 \frac{u_2}{v} d\mu_1 \right)}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 \mu_1 d\mu_1} = \frac{2 u_2}{3 v} \quad (58)$$

などと各項に行って、

$$\delta = \frac{4 (u_1 - u_2)}{3 v} \quad (59)$$

が得られる。

次に、粒子フラックスの見積もりから、損失確率 η を求める。上流からの入射フラックス ($0 < \mu < 1$) を F_1 とすると、

$$F_1 = \frac{n \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 d\mu v_s}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d\mu} = \frac{2 \pi n (v/2 + u_1)}{4 \pi} \quad (60)$$

$$= \frac{n v}{4} + \frac{n u_1}{2} \quad (61)$$

$$\text{ここで, } v_s = \mu v + u_2 \quad (62)$$

ここで、 n は被加速粒子の密度である。

十分下流でのフラックス F_2 は等方分布している粒子が u_2 で運ばれていると考えられて、

$$F_2 = \frac{n \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d\mu v_s}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d\mu} = \frac{2 \pi n (0 + 2 u_2)}{4 \pi} \quad (63)$$

$$= n u_2 \quad (64)$$

$$\text{ここで, } v_s = \mu v + u_2 \quad (65)$$

となる。 F_2 が逃げて行くフラックスなので

$$F_2 = \eta \times F_1 \quad (66)$$

より、 η の2次以降は無視すると、

$$\eta = \frac{n u_2}{\frac{n v}{4}} \sim \frac{4 u_2}{v} \quad (67)$$

となって、式 (49) に δ, η を代入して、同じく

$$\sigma_N = \frac{r+2}{r-1} \quad (68)$$

が得られることになる。

8. 付録 2：下流の膨張を考慮した時の粒子分布と拡散係数

1 次元の定常な拡散対流方程式は、断熱膨張に伴う減速を表す項 $\tau = (\nabla \cdot \mu)^{-1}$ を用いて、

$$u \frac{\partial f}{\partial x} - D \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{S}{\tau} f = 0 \quad \text{ここで} \quad S = -\frac{1}{3} \frac{\partial \ln f}{\partial \ln p} = -\frac{2}{3} \frac{d \ln f}{d \ln E} \quad (69)$$

の形に書ける。左辺第 3 項が存在するのは衝撃波面と下流のみとする。ここで u は衝撃波静止系からみたプラズマ流速であり、 E, p は粒子のエネルギーと運動量、 x は 0 を衝撃波面、負の方向を上流とした座標である。また添字 1, 2 は、それぞれ上流と下流を表すものとする。式 (6) のスペクトル指数 σ と上式の S は、 $f \propto E^{-\sigma}$ の形のエネルギースペクトルを仮定すると $S = 2\sigma/3$ の関係で結ばれている。方程式 (69) の解を求めると、上流、下流域でそれぞれ、

$$f_1 = f_0 \exp \left[\frac{u_1}{D_1} x \right] + C_1 \quad (70)$$

$$\begin{aligned} f_2 &= f_0 \exp \left[- \left(-\frac{u_2}{2D_2} + \frac{1}{D_2} \sqrt{\frac{u_2^2}{4} + \frac{SD_2}{\tau_2}} \right) x \right] + C_2 \\ &\equiv f_0 \exp(-h_2 x) + C_2 \end{aligned} \quad (71)$$

となる。 C_1, C_2 は定数である。さらに衝撃波面での Compton-Getting フラックスの保存から、

$$\left[D \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{up}{3} \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{-0}^{+0} = 0 \quad (72)$$

$$f_1 = f_2 = f_0 \quad (x = 0) \quad (73)$$

上 2 式から、

$$\left[D \frac{\partial f}{\partial x} \right]_{-0}^{+0} + (u_1 - u_2) S f = 0 \quad (74)$$

が得られる。左辺に式 (70), (71) を代入して計算すると、

$$u_1 - \frac{u_2}{2} + \sqrt{\frac{u_2^2}{4} + \frac{SD_2}{\tau_2}} = (u_1 - u_2) S \quad (75)$$

となり

$$D_2 = \frac{\tau_2}{S} [u_1(u_1 - u_2) + S^2(u_1 - u_2)^2 - S(u_1 - u_2)(2u_1 - u_2)] \quad (76)$$

が得られる。

9. 付録 3：Free Escape Boundary (FEB) が存在する時の分布関数の形とエネルギースペクトル

拡散対流方程式 (付録 1 参照) を次の形に書く。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[u f(x, p) - D \frac{\partial f(x, p)}{\partial x} \right] = \frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial}{\partial p} [p f(x, p)] \quad (77)$$

本文中では上流でのみ FEB が問題となると考えるが、ここでは一般に上流 $x = -L_1$ 、下流 $x = L_2$ に FEB が存在

するとし, $x = -L_1$ から L_2 まで積分すると,

$$-D_2 \frac{\partial f_2}{\partial x} \Big|_{x=L_2} + D_1 \frac{\partial f_1}{\partial x} \Big|_{x=-L_1} = \frac{u_2 - u_1}{3} \frac{\partial}{\partial p} [pf(p)] \quad (78)$$

が得られる.

上流 ($x < 0$) で式 (77) を解くと,

$$u_1 f_1 + g(p) = C \exp\left(\frac{u_1}{D_1} x\right) \quad (79)$$

ここで $g(p)$ は運動量 p の任意関数, C は定数である. 境界条件 $x=0$ で $f_1=f(p)$, $x=-L_1$ で $f_1=0$ から,

$$u_1 f(p) + g(p) = C \quad (80)$$

$$g(p) = C \exp\left(-\frac{u_1}{D_1} L_1\right) \quad (81)$$

これを解いて,

$$f_1 = \frac{f(p)}{1 - \exp(-u_1 L_1/D_1)} \left(\exp\left(\frac{u_1}{D_1} x\right) - \exp\left(-\frac{u_1}{D_1} L_1\right) \right) \quad (82)$$

同様に,

$$f_2 = \frac{f(p)}{1 - \exp(u_2 L_2/D_2)} \left(\exp\left(\frac{u_2}{D_2} x\right) - \exp\left(\frac{u_2}{D_2} L_2\right) \right) \quad (83)$$

得られた f_1 , f_2 を式 (78) に代入して,

$$-f(p)\alpha = \frac{\partial}{\partial p} [pf(p)] \quad (84)$$

$$(85)$$

ここで,

$$\alpha = \frac{3}{u_1 - u_2} \left(\frac{u_1 \exp\left(-\frac{u_1}{D_1} L_1\right)}{1 - \exp\left(-\frac{u_1}{D_1} L_1\right)} - \frac{u_2 \exp\left(\frac{u_2}{D_2} L_2\right)}{1 - \exp\left(\frac{u_2}{D_2} L_2\right)} \right) \quad (86)$$

$L_2 \rightarrow \infty$ ならば,

$$\alpha = \frac{3}{u_1 - u_2} \left(\frac{u_1 \exp\left(-\frac{u_1}{D_1} L_1\right)}{1 - \exp\left(-\frac{u_1}{D_1} L_1\right)} - u_2 \right) \quad (87)$$

が得られる. この α により

$$f(p) \propto p^{-\alpha-1} \quad (88)$$

となる. 観測で得られている分布関数 F は f と

$$f(x, p) dp = F(x, p) d^3 p = 4\pi p^2 F(x, p) dp \quad (89)$$

の関係にあるから (強い非等方性は考えていない), 文中の運動量スペクトル指数 $-\sigma'$ に相当する値 $-\sigma'_{FEB}$ は

$$\sigma'_{FEB} = (\alpha + 1) + 2 = \alpha + 3 \quad (90)$$

で表される. $L_1, (L_2) \rightarrow \infty$ とすると, 圧縮比 r を用いて

$$\sigma' = \alpha + 3 = \frac{3r}{r-1} \quad (91)$$

となり, 通常の結果が得られる.

参 考 文 献

- [1] Axford, W. I., E. Leer and G. Skadron, *Proc. 15th. Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv 11*, p132-137, 1977.
- [2] Bell, A. R., The acceleration of cosmic rays in shock fronts-I, *Month. Not. R. Astron. Soc.*, **182**, p147-156, 1978.
- [3] Blandford, R. and J. Ostriker, Particle acceleration by astrophysical shocks, *Astrophys. J. Letter*, **221**, pL29-L32, 1978.
- [4] Jokipii, J. R., Rate of energy gain and maximum energy in diffusive shock acceleration, *Astrophys. J.*, **313**, p842-846, 1987.
- [5] Blandford, R. D. and Eichler, D. Particle acceleration at astrophysical shocks, *Phys. Rep.*, **154**, 1987.
- [6] Koyama, K. R. Petre, E. V. Gotthelf, U. Hwang, M. Matsuura, M. Ozaki and S. S. Holt, Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006, *Nature*, **378**, p255-258, 1995.
- [7] Melrose, D. B.: Plasma Astrophysics (NY, Gordon, Breach), p166, 1980.
- [8] Lopate, C., Electron acceleration to relativistic energies by traveling interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.*, **94**, p9995-10010, 1989.
- [9] Potter, D. W., Acceleration of electrons by interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.*, **86**, p11,111-11,116, 1981.
- [10] Tsurutani, B. T. and R. P. Lin, Acceleration of $>47\text{keV}$ ions and $>2\text{keV}$ electrons by interplanetary shocks at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, **90**, p1-11, 1985.
- [11] Kokubun, S., T. Yamamoto, M. H. Acuña, K. Hayashi, K. Shiokawa and H. Kawano, The GEOTAIL magnetic field experiment, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, p7-21, 1994.
- [12] Mukai, T., S. Machida, Y. Saito, M. Hirahara, T. Terasawa, N. Kaya, T. Obara, M. Ejiri and A. Nishida, The low energy particle (LEP) experiment onboard the GEOTAIL satellite, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, p669-692, 1994.
- [13] Matsumoto, H., I. Nagano, R. R. Anderson, H. Kojima, K. Hashimoto, M. Tsutsui, T. Oakada, I. Kimura, Y. Omura and M. Okada, Plasma wave observations with GEOTAIL spacecraft, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, p59-95, 1994.
- [14] Bonifazi, C., A. Egide, G. Moreno and S. Orsini, Backstreaming ions outside the earth's bow shock and their interaction with the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **85**, p3461-3472, 1980.
- [15] Doke, T., M. Fujii, M. Fujimoto, K. Fujiki, T. Fukui, F. Gliem, W. Güttler, N. Hasebe, T. Hayashi, T. Ito, K. Itsumi, T. Kashiwagi, J. Kikuchi, T. Kohno, S. Kokubun, S. Livi, K. Maezawa, H. Moriya, K. Munakata, H. Murakami, Y. Muraki, H. Nagoshi, A. Nakamoto, K. Nagata, A. Nishida, R. Rathje, T. Shino, H. Sommer, T. Takashima, T. Terasawa, S. Ullaland, W. Weiss, B. Wilken, T. Yamamoto, T. Yanagimachi and S. Yanagita, The energetic particle spectrometer HEP onboard the GEOTAIL spacecraft, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, p713-733, 1994.
- [16] Terasawa, T., M. Hoshino, A. Nishida, N. Shimada, T. Mukai, Y. Saito, M. Hirahara, S. Machida, T. Koi, K. Maezawa, M. Fujimoto, B. Wilken, K. Nagata, N. Hasebe, T. Doke, S. Livi, T. Yanagimachi, H. Murakami, T. Nagai, T. Yamamoto and S. Kokubun, An electron Fermi acceleration event at an interplanetary shock wave on Feb. 21, 1994: GEOTAIL observation, *Proc. 24th. Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv 4*, p391, 1995.
- [17] Gleeson, L. J. and W. I. Axford Cosmic rays in the interplanetary medium, *Astrophys. J.*, **149**, p. L115-L118, 1967.
- [18] Levinson, A., Electron injection in collisionless shocks, *Astrophys. J.*, **401**, p73-80, 1992.
- [19] Drury, L. O'C., An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas, *Rep. Prog. Phys.*, **46**, p973-1027, 1983.