

## 2-3 L5 ミッション用太陽風プラズマ計測器

### 2-3 Solar Wind Plasma Instrument for the L5 Mission

三宅 互 風間洋一

MIYAKE Wataru and KAZAMA Youichi

#### 要旨

L5 ミッションに搭載を検討中の太陽風プラズマ計測器は、太陽風イオンと電子のエネルギー・角度分布を計測するとともに、太陽風の流速、密度、温度の導出及び太陽風中の大規模な擾乱の検出を行い、その構造や伝搬に関する情報から、地磁気嵐の予報に役立てるものである。また、イオンや電子のミクロな速度分布関数から、惑星間空間における粒子加速、波動粒子相互作用、加速された粒子の伝搬などの解明にも資するものである。このプラズマ計測器に関して、3軸姿勢制御の衛星を想定した全天視野掃引機能を持つ静電エネルギー分析器の数値モデルを構築し、計測器に入射する荷電粒子の軌道を数値計算で求めた。この計算結果を基に、計測器のエネルギー・入射角度特性及び感度について定量的に検討を行い、太陽風プラズマの計測に見通しを得た。

The objectives of the solar wind plasma instrument for the L5 mission are to forecast the geomagnetic storms by means of the measurement of solar wind parameters for identifying the disturbances, and to study the particle acceleration processes, wave-particle interactions and propagation of accelerated particles in the interplanetary space. The instrument has a set of electrostatic deflectors for  $2\pi$  str field of view and a spherical electrostatic analyzer. We developed a numerical model to obtain the energy-angle characteristics and the geometrical factor of the instrument. We conclude that the instrument under consideration is suitable for the solar wind plasma measurement.

#### 【キーワード】

L5 ミッション, 太陽風プラズマ, 静電分析器

L5 mission, Solar wind plasma, Electrostatic analyzer

## 1 はじめに

太陽の東側 60 度に位置する L5 点は、将来の定常的な宇宙天気監視衛星を配置する格好の地点の一つと考えられる[1]。この L5 太陽定観測衛星では、CME 撮像装置などに加えて太陽風プラズマ計測器の搭載を検討中である。本稿では、このプラズマ計測器について、現在までの概念検討の結果を紹介する。

## 2 太陽風プラズマ観測の目的

### 2.1 地磁気擾乱の要因

太陽風プラズマは、太陽・地球間の惑星間空

間を満たし、地球磁場を閉じ込めて磁気圏を形成するとともに、その磁気圏の活動を支配するエネルギー源である。それゆえ、太陽風の変動は磁気嵐をはじめとする磁気圏内の擾乱を予測する上で、本質的な重要性がある。地磁気嵐の太陽風中の要因としては、CME (Coronal Mass Ejection) とコロナホールからの高速太陽風の二つが知られている[2]。地球に向かって飛翔する CME の監視・追跡は、L5 ミッションの最大の目的であり、広視野撮像装置による観測で達成される[1]。

これに対し、L5 点における太陽風プラズマ計測器の最大の目的は、高速太陽風の定常的な先行監視である(図 1)。L5 点における観測により、

太陽風の影響が地球に及ぶ約4日前に、太陽風  
の特性・構造を知ることが可能となり、コロナ  
ホール観測と27日前の地球軌道での太陽風デー  
タを基にした回帰性に頼った現在の宇宙天気予  
報に、飛躍的な精度向上をもたらすと期待され  
る。

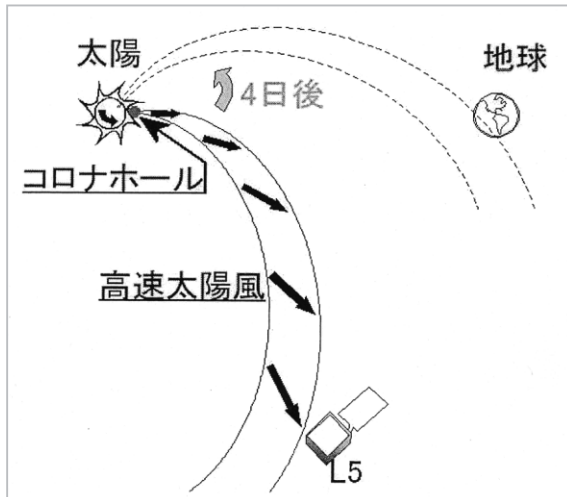


図1 L5点における高速太陽風先行監視の概念図

また、衝撃波や擾乱の地球軌道への伝搬のモ  
デル化や高エネルギー粒子の伝搬予測において  
必須となるバックグラウンドの太陽風構造の把握  
に、L5点での太陽風プラズマ観測は大切なデー  
タを提供する。L5点で時系列として計測された  
太陽風は、CMEなどの突発的な擾乱を除けば、  
そのまま太陽地球間の太陽風構造に焼き直すこ  
とができる。この太陽風構造の中をCME等の擾  
乱は伝搬して地球に到達する。太陽風プラズマ  
のその場一点のデータとしての意義に加え、電  
子の非熱的成分の観測は、太陽に閉じた惑星間  
磁場構造の検出・同定に利用でき[3][4]、地球近  
傍及びL5点での磁場観測と合わせ、太陽風構造  
の推定を容易にする。

CMEに伴う衝撃波や擾乱は、先行する太陽風  
と相互作用しながら、地球軌道にまで伝搬・到  
達する。例えば、この相互作用により、衝撃波  
の速度は太陽近傍から地球軌道に到達するまで  
に減速することが知られている[5]。また、太陽近  
傍で撮像されるCMEの速度と地球近傍でのC  
ME中の太陽風速度との比較からは、バックグラ  
ウンド太陽風との相互作用の結果、バックグラ

ウンド速度への同化が進行することが知られてい  
る[6]。このような擾乱の伝搬のモデル化・地球  
への到来時刻の予測に、太陽地球間バックグラ  
ウンドの太陽風構造の把握は必須であり、L5点で  
の太陽風プラズマの観測は極めて重要である。

また、この相互作用の結果、先行するバック  
グラウンドの太陽風がCMEの前面に圧縮され、衝  
撃波とCMEの間にシース領域が形成される。こ  
のシース領域が、これに続くCME本体と同等に、  
磁気嵐の原因となり[7]、特に大きな磁気嵐の発  
達にはその特性が大切であることが知られてい  
る[2]。このことから、CMEに先行するバック  
グラウンドの太陽風構造の把握には重要な意味が  
ある。

## 2.2 高エネルギー粒子加速

太陽風中の衝撃波や共回転相互作用領域  
(CIR: Co-rotating Interaction Regions)は、惑星  
間空間における高エネルギー粒子発生源[8]とし  
ても重要な観測対象である。太陽風プラズマは、  
これら高エネルギー粒子へと加速されるソース  
粒子としての側面もある。衝撃波による粒子加  
速には、しきい値となるエネルギーが存在し、  
衝撃波に注入される以前にそのエネルギーを超  
えている粒子のみ有効に加速されるため、衝撃  
波での粒子加速効率を知る上から、太陽風プラ  
ズマ中の非熱的成分の観測は重要である。非熱  
的速度分布成分の存在は、近年のACE、WIND、  
Ulyssesの太陽風プラズマ観測により明らかとさ  
れてきたもので[9][10][11]、衝撃波によらない  
0.1 MeVまでのイオン加速が惑星間空間に存在す  
ることを示しているが、いまだその詳細は不明  
である。

また、これら非熱的成分には、星間空間や内  
部太陽系起源のピックアップイオンも含まれて  
おり、科学的にも観測意義は大きい。星間空間  
の中性粒子のうち、1 AUの内側まで侵入し得る  
のは電離ポテンシャルが高いHeのみである。内  
部太陽系におけるHe<sup>+</sup>の変動は太陽活動度によ  
っているはずであるが、詳細は今後の課題であ  
る。また、微量ながらS<sup>+</sup>やC<sup>+</sup>といった星間空間  
起源では説明がつかないピックアップイオンの  
存在が知られており、内部太陽系のダスト起源  
が提唱されている[12]が、これの解明も今後に残

された問題である。これらピックアップイオンは太陽圏終端衝撃波において加速され、宇宙線異常成分となって再び内部太陽圏に達すると考えられているが[13]、その加速・生成機構にはいまだ未解明の問題もあり、この関連からも注目される観測対象である。

また、衝撃波やCIRで生成される高エネルギー粒子のスペクトルの最下端に、太陽風中の重イオン・非熱的イオンのエネルギーレンジは相当する。高エネルギー粒子計測器のデータと合わせ、加速粒子の全体のスペクトルを把握することが可能となり、衝撃波やCIRにおける高エネルギー粒子加速機構の解明に資することができる。

## 2.3 太陽風のソース領域

太陽風プラズマ中のイオン組成と電離状態は、その太陽風プラズマの太陽における起源についての重要な情報を持っている[14]。電離状態は、太陽風源であるコロナの「温度計」とも言われ、太陽風がコロナから離れた後では、プラズマはほとんど無衝突であり、電離・再結合などの過程は進行しないため、電離状態はコロナでの状態のまま「凍結」している。また、その組成は、低速風とコロナホールからの高速風とでは、明らかな違いが知られており、その源のコロナの違いを反映している。特に、CME等の擾乱時に観測される特異なイオン組成と電離状態[15][16]は、下層コロナ領域における放出領域の推測と物理機構の理解にとって大切なデータとなる。また、重イオンの異常な増大や電離状態は、CME等太陽からの放出物の領域の同定にも利用され、太陽風擾乱の大規模構造の研究にも必須のデータといえる。これら太陽風中のイオンの組成・電離状態は、衝撃波で加速された高エネルギー粒子の組成・電離状態との比較により、高エネルギー粒子の加速・輸送機構に関して貴重な検証データとなる。

太陽風プラズマ中の非熱的電子(halo/strahl)は、その磁力線沿いの易動性から、惑星間空間における磁力線のトレーサーとして重要である[3][4]。双方向性の非熱的電子分布からは、太陽に付け根を持つ閉じた磁場構造が推測される[17]。また、インパルスフレアに伴う電子流の観測からは、

太陽面上の対応領域との磁力線上のつながりが示唆される[18]。これらから、太陽風のソースに関する推測が可能となり、磁気雲などの太陽からの放出、構造及び伝搬に関する情報を得ることができる。

## 2.4 波動現象との関係

type II 太陽電波バーストは衝撃波発生の証拠として、太陽風擾乱発生の重要な指標となっている。同様に、地上では電離層のため観測できないkm波帯のtype II 太陽電波バーストは、惑星間衝撃波により加速された電子から放射されていると考えられており、L5ミッションのプラズマ波動受信器の重要な観測対象となる。この電磁波放射機構を検証するとともに、type II 電波バーストの衝撃波モニターとしての有効性・制約条件を知る上で、非熱的電子の観測は大切である。また、惑星間空間type III 電波バーストはインパルスフレアに伴う電子流により生成されるとされるが[19]、その電磁波放射機構の研究にも資する。太陽風中のラングミュア波やホイスラーモード波などのプラズマ波動現象や波動粒子相互作用の理解において、電子の分布関数の情報が必要となる。特に、衝撃波における電子加速にはホイスラーモード波が、イオン加速におけるMHD波と同様の、反射・捕捉体としての役割を果たすものとして重要であると考えられるが、その観測例は限られており[20]、定量的な解明は今後の課題である。

また、太陽風中のMHD波動は磁場データとイオン観測データから同定される。衝撃波における粒子加速では、加速された粒子自身による波動励起とその波動による粒子の散乱・捕捉により、より高いエネルギーへと加速が進展すると考えられている[8]。また、近年注目されている衝撃波によらない $\sim 0.1$  MeVまでのイオン加速にも、波動の関与が考えられるが、これも今後の課題である。

## 3 太陽風プラズマの特徴

### 3.1 熱的プロトン

熱的プロトンの計測は太陽風のマクロな基本パラメータである、バルク速度、密度、温度を算

出する上で必要不可欠である。これらの基本パラメタにより、太陽風中のCMEに起因する衝撃波と擾乱、CIR、高速太陽風を検出・同定する。また、これら基本パラメタの振動は、磁場データと合わせ、太陽風中のMHD波の検出・同定にも使用され、イオンのピッチ角散乱・加熱・加速についての基本情報をもたらす。

図2に太陽風中のイオンのエネルギー・到来方向分布を示す[21]。図中、太陽方向が $0^\circ$ であり、黄道面内の角度分布を示している。太陽風プロトンは超音速流であり、粒子カウント数は大きく、計測器の感度という点では計測しやすい対象と言える。その一方で、バルク速度(数百km/sec)に比較して熱速度(数十km/sec)は低く、速度分布関数を得るのに必要な詳細なエネルギー・角度分布を取得するためには、磁気圏内のイオン計測に比べて高いエネルギー・角度分解能が要求される。

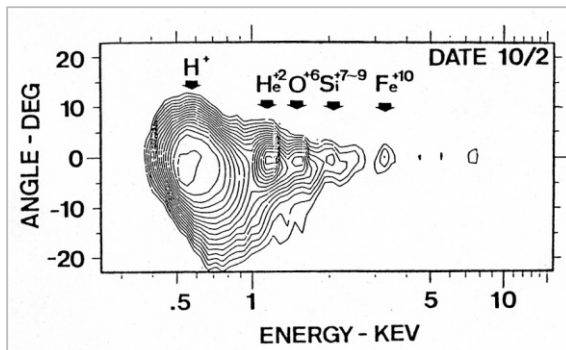


図2 太陽風イオンの典型的なエネルギー・角度分布

### 3.2 重イオンと非熱的速度分布

図2の1keV以上に見えているピークが太陽風中の重イオンである。太陽風ではその流速がプロトンと重イオンではほぼ等しいため、このE/qの分析器による観測では、イオンのM/qに応じた分布となる。すなわち、 $\text{He}^{++}$ はプロトン( $\text{H}^+$ )のほぼ2倍にピークがくる。惑星間空間衝撃波で加速・生成される高エネルギー粒子のソースとしてと、その組成・電離状態からCMEなどの太陽における起源を探る上での、二つの大きな観測意義を持つ。ACEやWINDなどの、地球近傍での現役の衛星でも観測が行われており、今後の諸外国の衛星計画における太陽風プラズマの観測でも必須となるであろう。

太陽風中の重イオンで最も多いものは $\text{He}^{++}$ ( $\alpha$ 粒子)であるが、その密度は太陽風プロトンの20%以下であり[22]、その他の重イオンは更に少ない。このため、現在までに3次元速度分布関数が求められているのはプロトンと $\text{He}^{++}$ のみであり、その他の重イオンは到来角度方向を積分したエネルギー分布が求められているだけである[11]。

### 3.3 熱的・非熱的電子

惑星間空間の大規模な磁場構造の推測に大切である。また、太陽風中のプラズマ波動現象の解釈にその速度分布関数は必要である。さらに、インパルスフレアや衝撃波における粒子加速機構の解明にも資する。一般には、太陽風の電子はおよそ30eVまでの等方的熱的コアと磁力線沿いに数百eVまで伸びた高エネルギーテイルのハローからなっている[23]。さらに、フレアなどに加速された電子は、主として磁力線方向に数百eV以上のエネルギーを持って、伝搬してくる[18]。

上記の観測対象についての特性を以下の表1にまとめる。

## 4 分析器数値モデル

### 4.1 計測器概要

現在までに、太陽風プラズマの観測を目的又は考慮した計測器は、日本において開発、衛星に搭載されたものは3例ほどあり、 $270^\circ$ 球型静電分析器[21][24]、とトップハット型静電分析器[25]が使用されてきた。しかし、これらはすべて、スピン安定型の姿勢制御を行う衛星であった。上記の計測器は1次元の角度分解能しかなく、その1次元の視野がほぼ衛星自転軸を含む平面内に置くことで、衛星の自転と、この1次元の角度分解能を組み合わせることで、直交2成分の角度分布を計測し、エネルギー分布の計測と合わせて3次元速度関数を求めている。

L5ミッションのイオンセンサーは、測定E/Q範囲は0.3~60keV/q、M/Q範囲は1~10を目標として想定している。太陽風中の多荷の重イオンを、プロトンや $\alpha$ 粒子の高エネルギーテイルから分離し観測を可能とするため、エネルギ

表1 主たる観測対象の特性

	熱的プロトン	重イオン・非熱的イオン	熱的・非熱的電子
E/Q	0.4—3keV/q	0.8—60keV/q	熱的：—50eV/q 非熱：50eV-数十 keV/q
M/Q	1	2—8	—
Flux	~10 <sup>8</sup> /cm <sup>2</sup> s str eV	<10 <sup>7</sup> /cm <sup>2</sup> s str eV	<10 <sup>7</sup> /cm <sup>2</sup> s str eV
角度分布	太陽方向±10°	重イオン：太陽方向±5° 非熱的：unknown	太陽風電子：全方向 フレア粒子：磁力線±30°

一/電気量 (E/Q) の分析を行う静電分析器と速度の分析を行う TOF (Time-Of-Flight) 分析器を組み合わせた構成とする。また、衛星は撮像系のミッションを基本としており 3 軸制御を想定しているため、静電的に視野方向を振って角度分布を求める。これが、今までの日本の衛星に搭載されてきた分析器との違いとなる。

図3にイオンセンサーの概要図を示す。太陽風中のイオンは、まず、上部のラッパ状の視野掃引部で入射方向の選別を受ける。ここを通過したイオンは、フラックスの絶対量が極度に違う熱的プロトンと重イオン・非熱的成分の観測を両立させるための感度調整電極を通過し、フ

ラックスの「しぼり」を受ける。この後、球型静電分析器でE/Qの選別を、さらにカーボン薄膜を用いたTOFの分析を受ける。このTOF分析は、イオンが薄膜を通過する時に放出する電子の検出時刻と、通過した後に検出器に到達した時刻との差を計測するものである。粒子の検出器には1次元位置検出のためのMulti-AnodeのMCPを使用し、導入部の視野掃引と合わせて、イオンの角度分布を2次元で決定する。特に、太陽方向にイオン分布は集中することから、太陽方向に対応するAnodeは、細かく分割されている。

電子センサーは測定エネルギー範囲は0.02~20 keV/qを想定している。電子センサーは、基本的にはイオンセンサーから、カーボンフォイル以下のTOFによるM/Q分析部と、感度調節電極を除いた構成とする。電子はその角度分布が広く、また磁力線に関して双方向性の非熱的成分の検出には全視野角の計測が必要となる。このため、2台のセンサーの搭載により全視野を確保することが望ましい。

#### 4.2 静電分析器の数値モデル

図3で示したようなセンサー内の粒子運動を詳細に解析することで、そのセンサーの持つ感度、測定エネルギー範囲・分解能、視野範囲、角度分解能など、その性能が太陽風プラズマの測定に適したものかの評価が可能となる。ここでは、イオン・電子両センサーの共通部として、球型静電分析器の出力までの数値モデルを立て、電極に電位を与え、空間の静電場分布を求め、粒子軌道を追跡し、E/Q分析器としての特性を調べた。

境界条件と空間電荷分布が既知であれば、ポアソン方程式からある閉空間内の静電ポテンシャル分布を求めることができる。ここで検討す

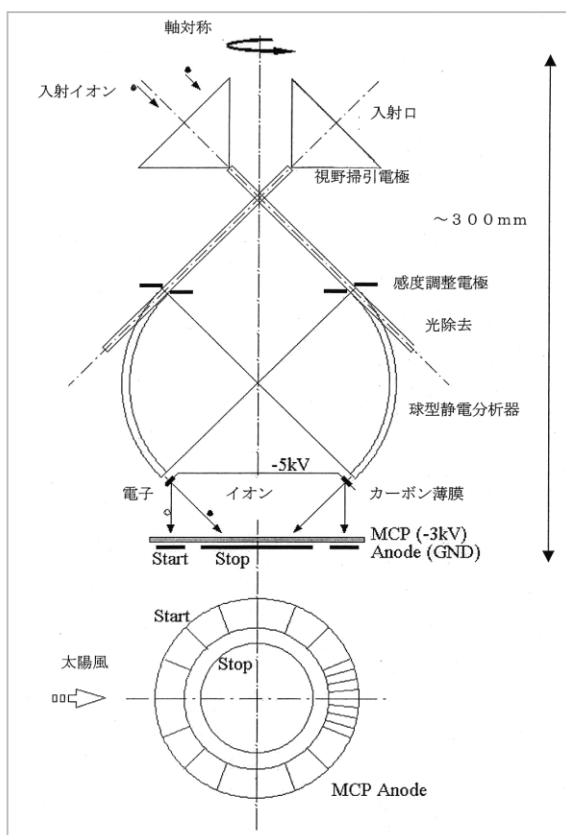


図3 イオンセンサー概要図

る分析器の場合、空間電荷は極めて微少であり、通常の分析器の設計においては無視される。この場合、解くべき方程式はラプラス方程式となる。分析器が軸対称形であるので、円筒座標系を用いることで、問題は2次元とすることができ、以下ようになる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0$$

この数値解法としては差分法を用い、緩和法の一つである Successive Over Relaxation (SOR) 法によった[26]。等間隔に格子点を取り、(1)を差分化すると、格子(i,j)上の静電ポテンシャルは

$$\Phi_{i,j} = \frac{(\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i,j+1} + \Phi_{i-1,j} + \Phi_{i,j-1})}{4} + \frac{(\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i-1,j})}{8i}$$

を満たす。SOR法により、現在の値から新しい値を計算し、繰り返しにより収束させる。第k回目の格子点における値からは以下の式により第k+1回目の値が得られる。

$$\Phi_{i,j}^{(k+1)} = \omega(\tilde{\Phi}_{i,j}^{(k+1)} - \Phi_{i,j}^{(k)}) + \Phi_{i,j}^{(k)}$$

ここで $\omega$ は緩和係数であり、 $1 < \omega < 2$ の範囲で与える。また $\tilde{\Phi}_{i,j}^{(k+1)}$ は以下で定義される。

$$\tilde{\Phi}_{i,j}^{(k+1)} = \frac{(\Phi_{i+1,j}^{(k)} + \Phi_{i,j+1}^{(k)} + \Phi_{i-1,j}^{(k)} + \Phi_{i,j-1}^{(k)})}{4} + \frac{(\Phi_{i+1,j}^{(k)} - \Phi_{i-1,j}^{(k)})}{8i}$$

数千回の反復計算の後、すべての格子点においてほとんど値が変動しなくなる。

このようにして求められた、各電極に電位を与えた場合の等ポテンシャル分布の例を図4に示す。この数値モデルで電位を与える部位は影を施して示している。制御電圧はVpu、Vpl、Vl、Vso、Vsiの五つである。図4の例では、粒子入射部の上部電極(Vpu)を10Vに、同じく下部電極(Vpl)を0Vとしている。一般に電源の極性を反転させるのは面倒なため、この分析器では、Vpu、Vpl両者共に正の極性とし、片側に電圧を与える際には、他方は0Vとして偏向のための電場を作る構成としている。また、感度調整用の電極(Vl)も、この例では10Vの場合の電位分布を示した。球型静電分析器の内球(Vsi)には-5V、外球(Vso)には+5Vを印加しており、正

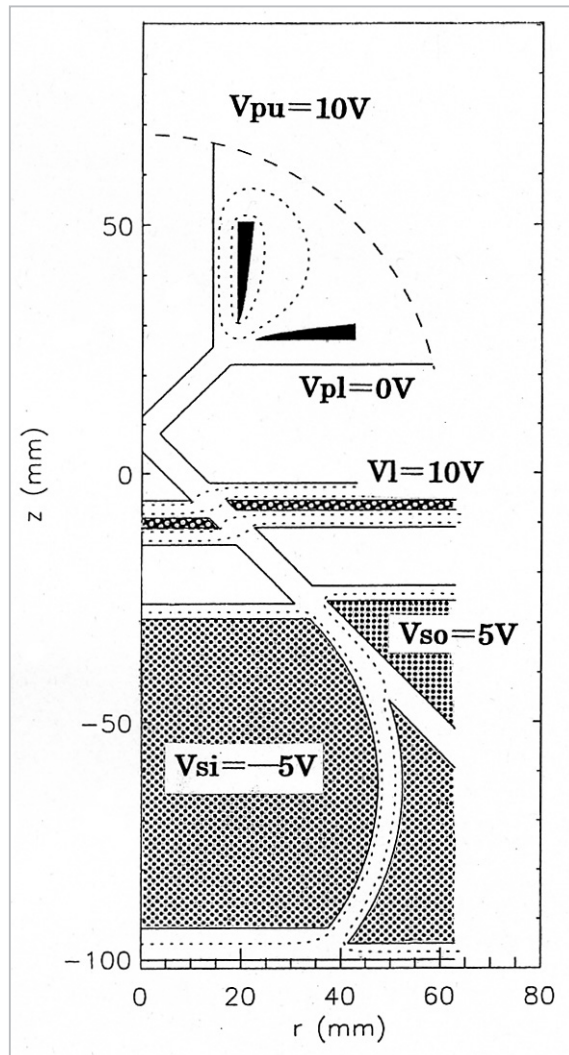


図4 モデル計算に使用したセンサー構成と静電ポテンシャル分布解の一例

の電荷を持つイオンを想定している。

このポテンシャル分布から、電場の2成分、 $E_r(r,z)$ 、 $E_z(r,z)$ を求め、荷電粒子の運動方程式を、連立常微分方程式の初期値問題として、差分化して解いた。電場分布までは2次元問題であるが、粒子軌道計算は3次元の問題となる。様々な入射条件を与えた荷電粒子の、出口(検出器)までの通過・不通過を調べ、分析器の分解能・感度に関する検討を行った。

$$\begin{cases} \frac{dv_r}{dt} = \frac{q}{m} E_r + \frac{v_\theta^2}{r} \\ \frac{dv_\theta}{dt} = -\frac{v_r v_\theta}{r} \\ \frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{m} E_z \end{cases}$$

## 5 粒子軌道計算結果

### 5.1 静電入射角掃引器特性

図5に静電入射角掃引器部での粒子軌道の例を示す。入射角掃引電極への引加方式は、片側電極へ入射粒子と同じ極性を加えた。ここで粒子の入射角(Incident Angle)は、分析器の対称軸(円筒座標の $z$ )方向を $0^\circ$ とし、これに垂直( $x-y$ 面)方向を $90^\circ$ として定義した。左側の(a)(c)が入射角が $15^\circ$ の粒子が分析器内へと導入される例であり、右側(b)(d)が入射角 $75^\circ$ の粒子が分析器内へと導入される場合である。上の二つの図は $r-z$ 面をしめし、下の二つは $x-y$ 面への投

影である。

図5(a)(b)の偏向電極の外側の破線は電場が計測器外部へ漏れ出ることを防ぐためのメッシュであり、 $z=0$ での位置を下図に破線で書き込んである。このメッシュのすぐ外側から左方向に粒子を入射させている。入射粒子は $y$ 方向に1mmおきに12個配置している。入射粒子の軌道のうち分析器へ導入されるもの、すなわちこの図の原点近くまで到達するものを実線で、途中で壁に当たり透過できないものを点線で示した。ここでの偏向電極に掛けた電位の入射粒子エネルギーに対する比率は0.5である。静電的な構造のため比例則が成り立ち、(a)の場合、入射粒子

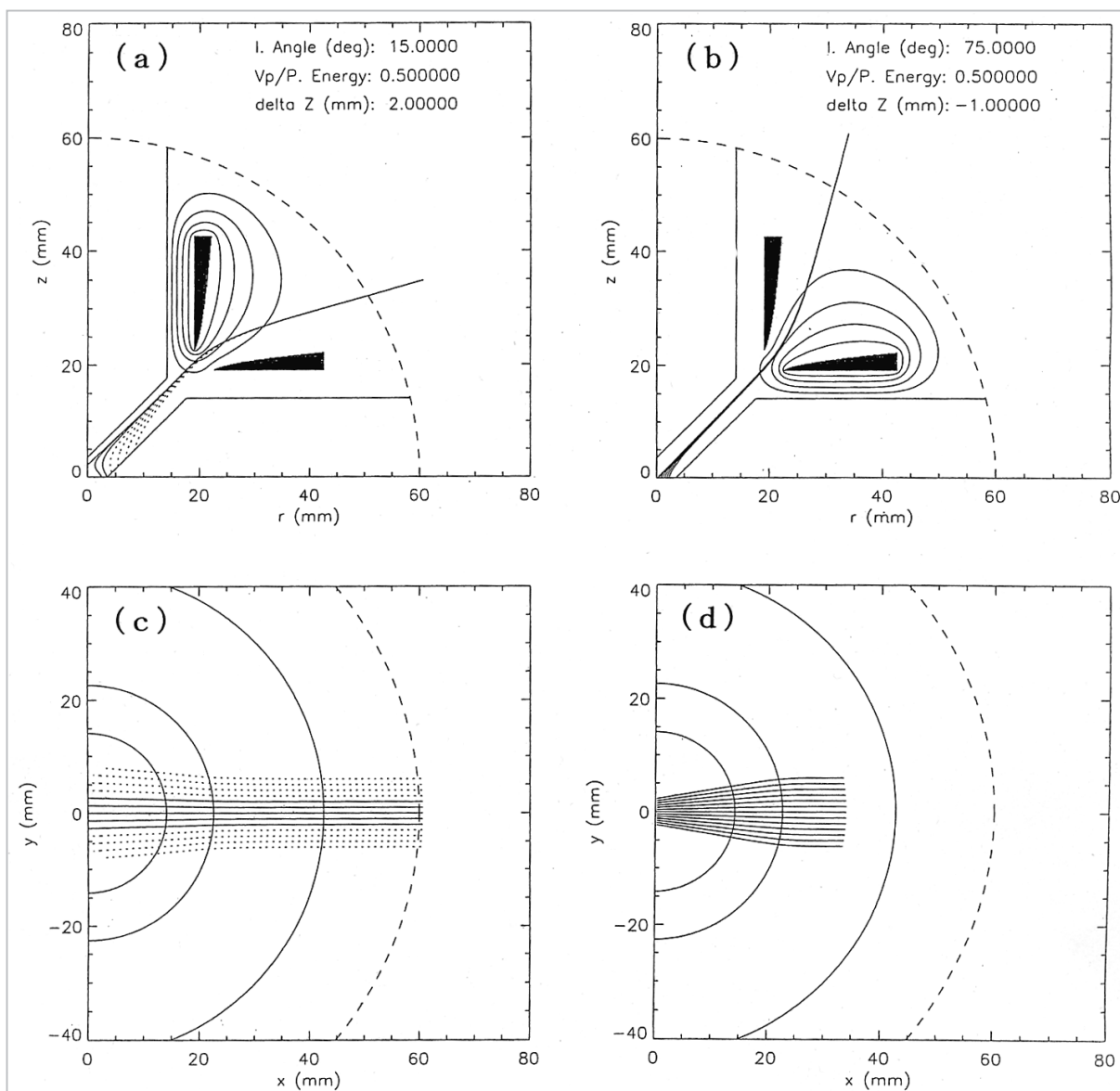


図5 静電入射角掃引器部での粒子軌道の例

が100 eVならば  $V_{pu} = 50V$  であり、入射粒子が2keVならば  $V_{pu} = 1kV$  に対応する。

図5 (a) (b) の  $r-z$  面内のプロットでは、 $45^\circ$  を挟んで対称の構造のように思われるが、3次元的には上部偏向電極は円柱に近く、下部偏向電極は平面に近い。このため、形成されるポテンシャル構造は、上部変更電極に印加した場合は凸面鏡、下部偏向電極に印加した場合は凹面鏡のように働く。したがって、平行入射した粒子軌道は(c)においては発散し、(d)においては収束している。この発散/収束効果のため、 $75^\circ$  入射の粒子のほうが $15^\circ$  入射の粒子よりも多く原点近傍まで透過してきている。

図6に3種の偏向電極を採用した場合の、入射角—偏向電極電圧の関係を示す。(a)には図4と図5と同じ形状・大きさの偏向電極を使用した場合を示す。ここでは、入射粒子を図5(c)(d)のように  $y$  方向に複数位置するとともに、入射粒子の初期軌道とこの  $y$  方向の両者に垂直な方向 ( $Z_p$  と定義する) にも複数配置して粒子の透過数を調べ、等高線表示している。すなわち、 $Z_p$  方向とは入射角が  $0^\circ$  の場合は  $z$  軸と一致し、 $90^\circ$  の場合は  $x$  軸と一致する。今、等間隔に粒子を配置しているため、この透過粒子数は分析器の実効的な開口面積に比例する。等高線は外側からそれぞれ、 $0.15$ 、 $0.15$ 、 $0.25 \text{ cm}^2$  に対応する。縦軸の  $V_p$  は、 $45^\circ$  よりも小さいところでは  $V_{pu}$ 、大きいところでは  $V_{pl}$  を意味する。この図から、上部電極、下部電極に印加した場合ともに、入射角と偏向電極の電位はほぼ線形の関係であることが分かる。また、最大でも粒子エネルギーに一致するだけの電位が与えられれば、 $0^\circ$  から  $90^\circ$  までの視野をカバーできることが確認される。さらに上部電極に印加した場合 ( $< 45^\circ$ ) と下部電極に印加した場合 ( $> 45^\circ$ ) では、下部電極に印加した場合のほうが偏向が大きい(低い電圧値で同程度の偏向が得られる) ことが分かる。これも図5の(c)と(d)の違いと同様に、ポテンシャル構造が発散性が収束性かの違いにより偏向の効き方に違いが生じているものと思われる。なお、前述の図5の(c)と(d)の比較から分かるように、入射粒子の発散/収束の関係から、入射角が大きいところほど、粒子はこの静電偏向電極部をよく透過することが分かる。

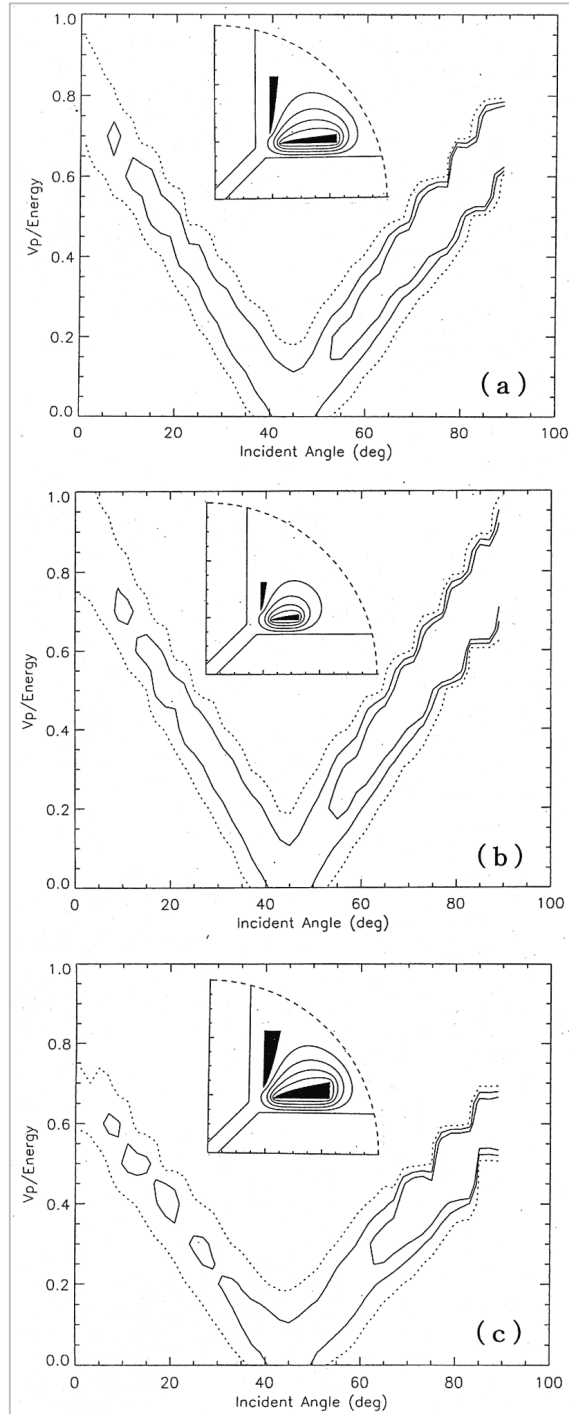


図6 粒子の入射角と偏向電極電圧の関係

次に、偏向電極の形状、大きさを変えた場合を(b)と(c)に示した。(b)は電極の長さを半分にカットした場合であり、(c)は電極の厚さを増した場合である。まず、(b)の偏向電極を小さくした場合、同じ入射角に対して、与えるべき偏向板への電圧が大きくなっている。つまり、偏向の効き方が落ちている。これは、電極が小さくなったため、ポテンシャルの広がる空間が小



小さくなり、電場の分布する空間がこれに応じて小さくなる。粒子軌道の最終的な曲がり軌道に沿っての積分であるため、積分範囲が小さくなることで偏向の効き方が落ちたためと思われる。また、(c)では逆に小さい電圧で、大きな偏向を達成している。これは電極の厚みが増したため、両電極間の間隔が縮まり、電場が大きくなったため、より粒子軌道が曲げられたためと思われる。このように、電極の形状や大きさで若干の違いが生じ得るものの、基本的には $0^\circ$ から $90^\circ$ までの、天球の半分を視野としてカバーできることが可能であることが分かった。

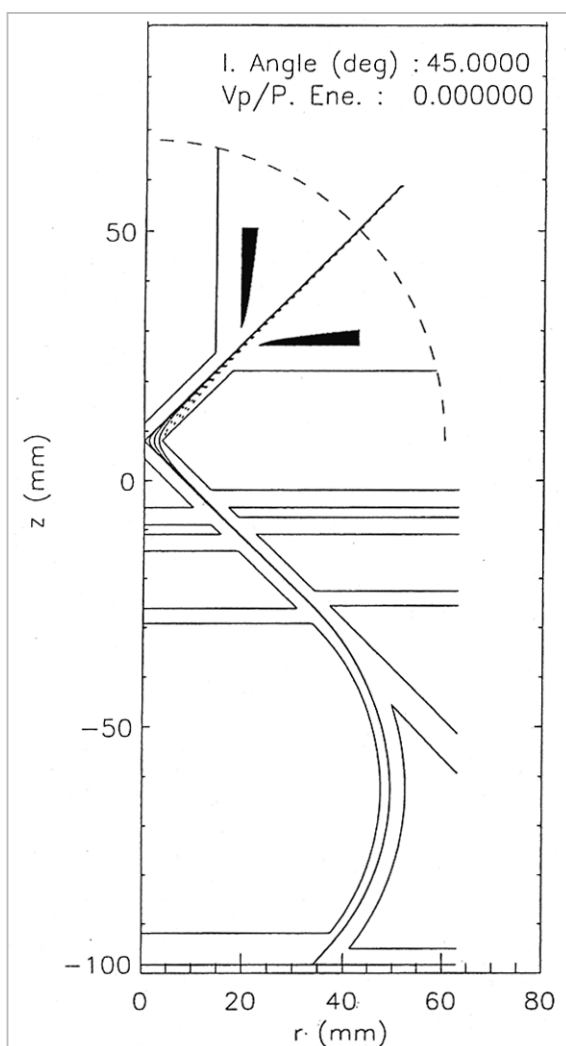


図7 検出器面まで到達する粒子軌道の例

### 5.2 分析器エネルギー・角度特性

次に、静電分析器までを通した特性について調べる。図7に示したのは、偏向電圧  $Y_{pu} = V_{pl} = 0V$  とした場合の、 $45^\circ$  入射粒子の軌道を

検出器面まで示した。入射粒子は図8の場合と同様に、 $y$  方向に複数配置し、途中で壁に当たり検出器面まで透過できない場合は点線で示してある。この場合の分析器の内球と外球の電位の与え方は、粒子エネルギー  $K_0$ 、電気量  $q$  に対して、 $K_0/(q \cdot V_{so}) = -K_0/(q \cdot V_{si}) = 8.8$  である。

この場合の粒子軌道の  $x-y$  面への投影を示したのが図8である。上図(a)が入射角  $45^\circ$  の場合で、図10に対応する。球形分析器の特徴として、平行入射した粒子束は、分析器角  $90^\circ$  と  $270^\circ$  の地点に焦点を持つ。このため、この地点に位置分解能を持つ検出器を配置することで、粒子の入射方位角 ( $\phi = \tan^{-1}(y/x)$ ) を分析することが可能となる。

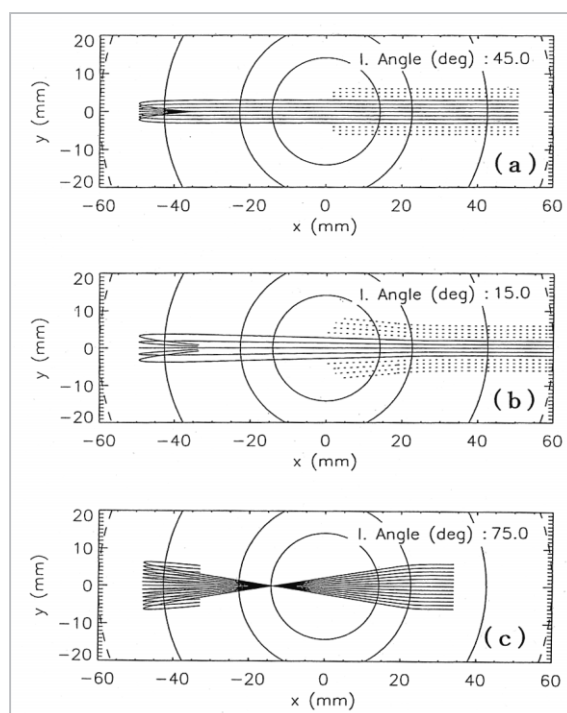


図8 粒子軌道の  $x-y$  面投影

入射角度が  $15^\circ$  の場合と  $75^\circ$  の場合をそれぞれ (b) と (c) に示す。既に図5から明らかのように、静電偏向電極により  $15^\circ$  の場合は発散、 $75^\circ$  の場合は収束するように、静電分析器に入射する時点で粒子軌道が曲げられている。このため、(b) では分析器内での収束が遅れ、検出器面に到達した時点ではまだ完全に一点に集まっていない。一方、(c) の場合、収束点がかなり前にきており、検出器面に到達した時点ではむしろ粒子束が大きく広がった状態となっている。このことは、

入射角度が90°に近づくほど、方位角方向の分解能が低下することを意味する。しかし、実際の意味のある角度分解能としては入射角度( $a$ )による補正として、 $\cos a$ をかける必要がある。つまり、90°の入射角の場合、粒子は検出器面のすべてのアノードに落ちてくる。この場合、方位角分解能は全くなくなるのだが、そもそも90°とは計測器の対称軸方向のただ一つであり、方位角自体意味を持たない。

静電分析器の性質はエネルギー・角度特性として記述される。図9に静電偏向電圧を、 $V_{pu} = V_{pl} = 0V$ とした場合の、入射角・エネルギー特性を示す。この等高線は図9と同様に実効的開口面積を表したもので、この図内のピーク値に対して、75%、50%そして25%を示す。縦軸の基準化に用いた値の $V_s$ は、 $V_s = 2|q \cdot V_{so}| = 2|q \cdot V_{si}|$ である。この図から、偏向電圧をかけない場合の透過中心入射角は確かに45°であり、 $\pm 2^\circ$ 程度の半値幅を持つことが分かる。図6から示唆される半値幅はこれよりも大きい。図6は入り口の静電偏向部のみの角度特性であり、分析器まで含めた角度特性は図9のとおりである。

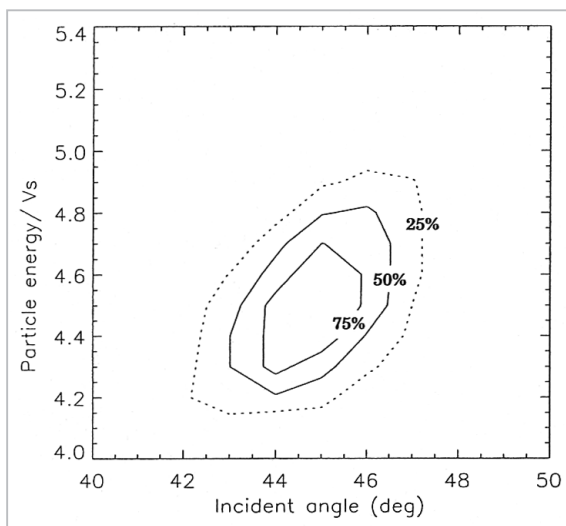


図9 入射角45°近辺でのエネルギー・入射角特性

球形静電分析器の場合、電位は同心円中心からの距離の逆数に比例するため、内・外球の中心で半径50mmの円軌道を描いて透過する粒子のエネルギーは、外球半径を $R_o$ 、内球半径を $R_i$ として、 $K_o = q(V_{so}R_o^2 - V_{si}R_i^2) / (R_o^2 - R_i^2)$ で

与えられる。これに $V_{so} = -V_{si}$ 、 $R_i = 47.5\text{mm}$ 、 $R_o = 52.5\text{mm}$ を代入すると、 $K_o / (q \cdot V_{so}) = 10.025$ となる。印加電圧のおよそ10倍のエネルギーの粒子まで測定できることを意味する。つまり最大出力 $\pm 3\text{kV}$ の高圧電源を用いれば、 $30\text{keV}/q$ の粒子まで測定できることになる。

上記の $V_s$ については9.48の半分となり、 $K_o/V_s = 4.74$ であり、この値の近辺が透過粒子のエネルギー条件となるはずである。図9では透過中心エネルギーは $K_o/V_s = 4.5$ 程度であり、ほぼ一致するが若干低めである。これは、球形分析器のはじめ部分についている光トラップによりその部分の電場が完全な同心球の場合よりも弱くなっているため、若干低目のエネルギーに透過中心がずれているためと思われる。また半値幅はおよそ $\pm 6\%$ 程度であり、これがこの分析器のエネルギー分解能となる。

粒子計測器の感度は、通常Gファクター(GはGeometricの頭文字)で表され、これをGとすると実際に計測される毎秒ごとのカウント値Cと粒子の微分フラックス $F$ ( $/\text{cm}^2 \text{sec str eV}$ )には $C(K_o) = \epsilon \cdot G \cdot F(K_o)$ の関係がある。ここで $\epsilon$ は検出器の検出効率であり、 $K_o$ は測定される粒子のエネルギーである。今、検出器面における方位角1°当たりのGを図9の結果を積分して求めると、 $2.4 \times 10^{-5} \text{cm}^2 \text{str eV}$ となる。ちなみに、x-y面上の検出器のアノードが3°の広がりを持てば、Gファクターはこの3倍の値となる。

図10には、静電偏向電極に電圧を印加し、入射角を振った場合のエネルギー・入射角特性の変化を示す。それぞれ、ある一定値の偏向電圧を与えた場合の4例である。入射角を大きく振り、45°からずらすと透過角度幅が広がるのが分かる。(a)の場合入射角度の半値幅は $\pm 6^\circ$ 近くにまで広がり、(d)でも $\pm 3^\circ$ にはなっている。これは大きく入射角を振ったところでは、角度分解能が低下することを意味する。一方、透過中心エネルギーとその半値幅は、ほとんど変化がないことが分かる。

### 5.3 感度調整リミッター特性

図11に感度調整電極の電圧( $V_l$ )を変えた場合の透過特性を、粒子エネルギー・入射角度の関数として示した。(a)が $V_l = 4.4 V_s/q$ ( $V_s$ は前述

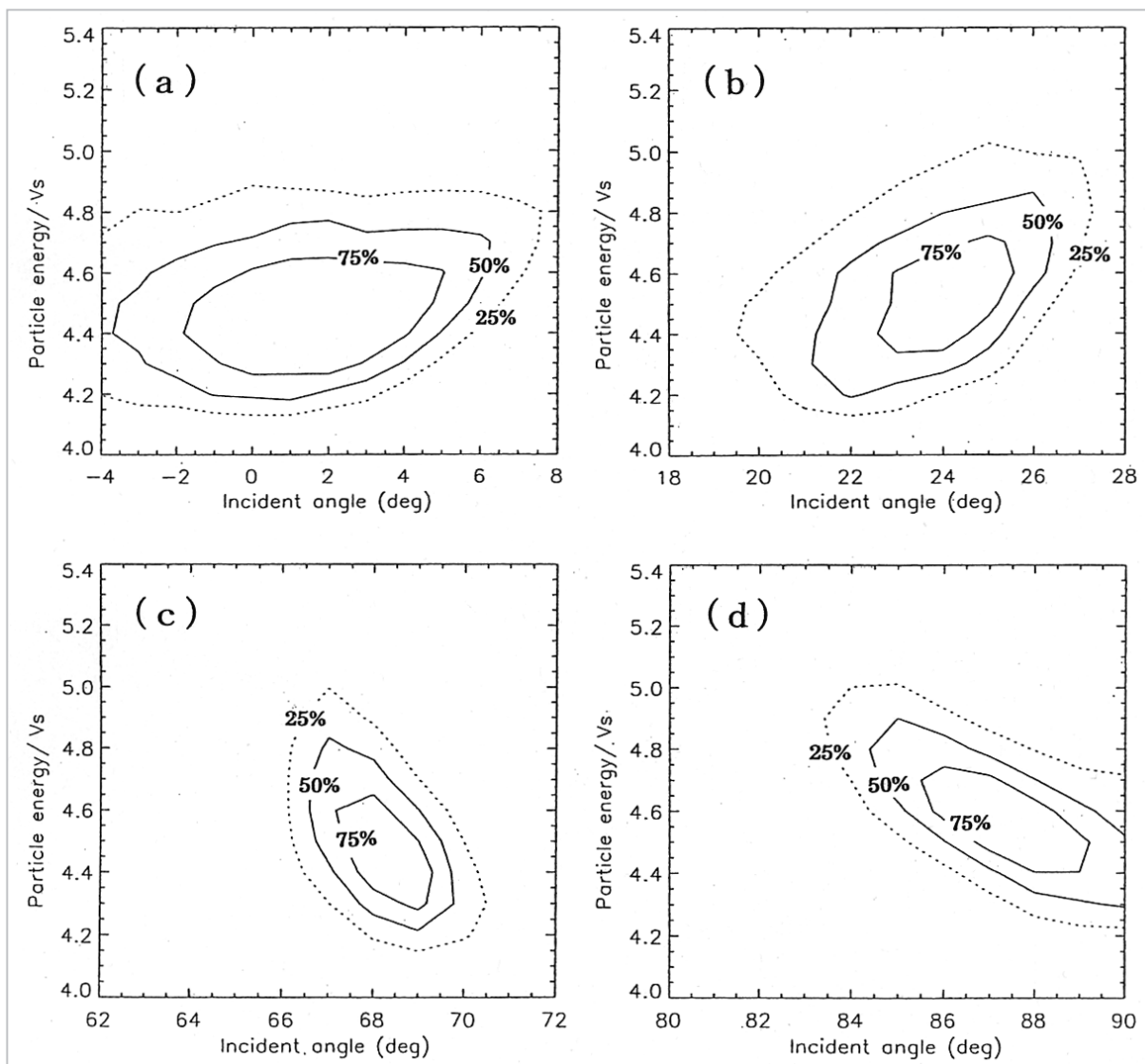


図10 静電偏向電極に電圧を印加して入射角を大きく振った場合のエネルギー・入射角度特性

の定義と同じ)、(b)が $V_1 = 4.6\text{Vs}/q$ の場合であり、両者共に $V_{pu} = V_{pl} = 0\text{V}$ であり、感度調整電極の電圧 $0\text{V}$ ならば、 $45^\circ$ を中心とした入射角度分布(図9)となる場合である。等高線の値は比較のために図9のピーク値を基準として示してある。図中、破線で書いてあるのが $q \cdot V_1$ の値である。基本的にこの値よりも大きなエネルギーの粒子が透過対象となる。ただし、分析器通路の中心付近では $V_1$ よりも電位は若干低いので、あくまで目安である。

図中右上に書き込んであるのがこのエネルギー・角度面内での積分値を $V_1 = 0\text{V}$ の場合(図9)の積分値で割った値であり、どの程度の感度の「しぼり」をしたことになるかを示した指標である。(a)ではおよそ18%、(b)では9%に感度を

調整したことになる。このことから感度を10%程度調整することは十分に可能であるといえる。ただし、注意を要するのは、中心透過エネルギーと中心入射角度が、 $V_1$ の印加に伴ってずれることである。また、これに伴い、透過エネルギーと入射角度の半値幅も小さくなり、(b)ではエネルギー幅は $\pm 2\%$ 程度、入射角度幅は $\pm 1.5^\circ$ 程度になっている。

図11(a)(b)を図9と注意深く比較してみると、単に図9の分布から図11の破線よりも下のエネルギーの低い部分を切り取ったという単純な変化ではなく、破線よりも上のエネルギーの高い粒子についてもかなり透過数が減っていることが分かる。これは、 $V_1$ による電場が単に粒子を減速・反射するのではなく、偏向によって軌道

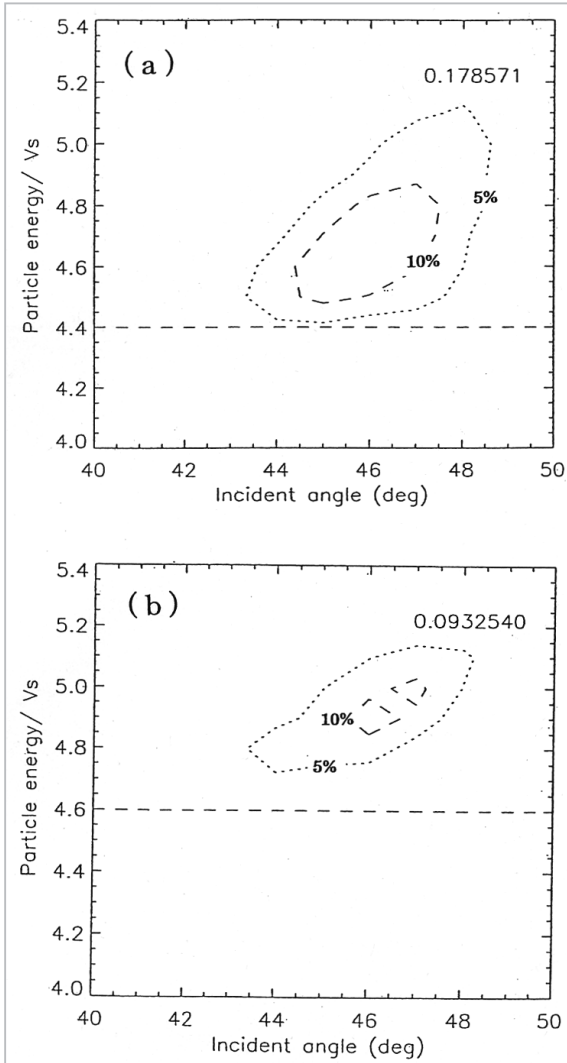


図 11 感度調整リミッターを働かせた場合のエネルギー・入射角度特性

を変え、感度調整電極以後の部分の透過に、不利に働くことを示唆している。

この静電感度調節部の粒子軌道に及ぼす影響を見るために、図 12 には入射粒子の初期空間分布と最終透過粒子の検出器面における空間分布を示す。(a) と (b) は  $V_I = 0\text{V}$  の感度調節を働かせない場合を示した。(a) が初期分布であり、図 6 のところで説明した  $y - Z_p$  面内に、 $1\text{mm} \times 1\text{mm}$  で分布させている。このうち検出器面まで到達した粒子位置はひし形で、途中で壁に当たり透過できない粒子位置は点で示している。このひし形の位置から出発した粒子の検出器面での最終位置は (b) のとおりであり、図 8 で前述したように分析器角  $90^\circ$  の地点は平行入射した粒子束の焦点となっている。また、単に  $y$  方向 (正確に

は方位角方向) の焦点になっているだけでなく、 $x$  方向 (正確には  $r$  方向) の焦点にもなっている。これは球型静電分析器の特徴である。

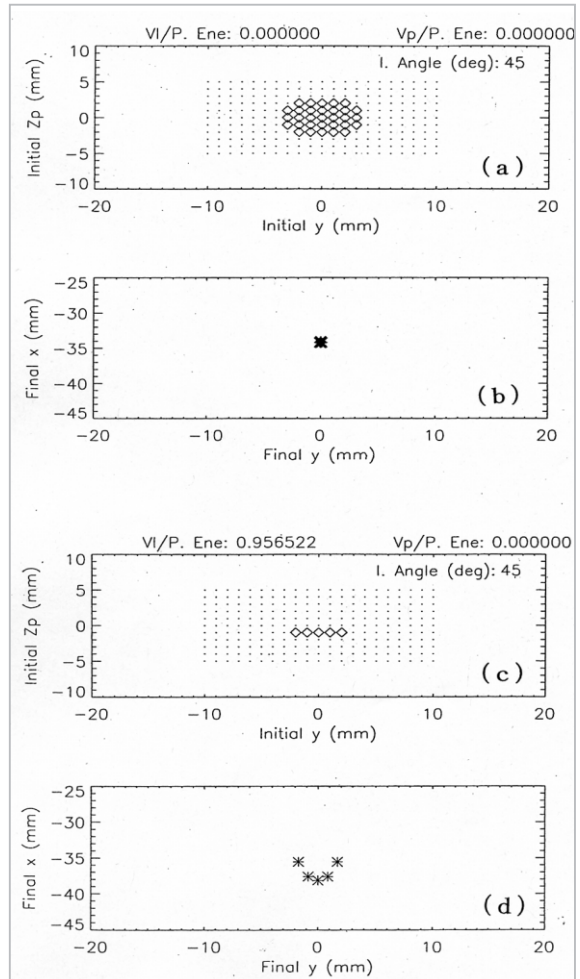


図 12 入射粒子の初期分布と検出器面での最終分布

これに対し、(c) と (d) は粒子エネルギー  $K_0$  に対し、 $V_I = 0.956 K_0/q$  の電圧を印加した場合で、(c) は (a) と、(d) は (b) と、それぞれ同じフォーマットである。この場合、透過粒子は (c) のように限定され、その検出器面における最終位置は (d) のように分布する。感度調節電極による電場で軌道が乱され、分析器角  $90^\circ$  の焦点がボケていることが分かる。方位角の分布の半値幅としておよそ  $\pm 3^\circ$  程度に相当する。前述したように、実際の分解能として意味のあるのはこれに  $\cos \alpha$  ( $\alpha$  は入射角) をかけた値で、この  $45^\circ$  の場合、約  $\pm 2^\circ$  となる。

## 6 まとめと考察

以上の計測器の数値モデルによる検討結果をまとめると、以下ようになる。

(1) 入り口の静電偏向電極により入射角度は、ほぼ最大可能印加電圧×電気量までのエネルギーの粒子について、 $0^\circ$ から $90^\circ$ までを振ることが可能であり、全天球の半分を視野に納めることができる。

(2) 静電分析器を透過する粒子の中心エネルギーはほぼ $9q \cdot V_{so}$ であり、エネルギー分解能は12%、 $45^\circ$ 入射の角度分解能はほぼ $4^\circ$ 程度である。また、 $45^\circ$ 近辺での入射粒子に対するGファクターは、検出器面方位角度幅 $1^\circ$ に対して、 $2.4^{-5} \text{cm}^2 \text{str eV}$ である。

(3) ほぼ粒子のエネルギー／電気量までの電圧を静電感度調節器に印加するにより、10%程度の感度の調節は簡単に実現可能である。また、これに伴って、エネルギー・入射角度分解能も絞られる。

(4) 一方、入り口の静電偏向電極や感度調整電極に電圧を印加した場合、球型静電分析器における粒子束の収束に影響を与え、方位角方向の分解能に変動が生じる。

ほぼ全天にわたる視野が欲しい電子計測に関しては、計測器2台で十分にカバーできる見通しを得たと言える。また、全天を視野に納める限界として高圧電源の最大出力(数keV)が目安となるが、 $45^\circ$ の円錐に沿っての分布は最大計測エネルギーまで得られる。電子の場合、磁力線に対するピッチ角のみに依存する分布が想定されるため、この円錐面と磁力線が平行な場合は全ピッチ角がカバーされる。

$4^\circ$ から $10^\circ$ 程度の角度分解能と12%程度のエネルギー分解能については、電子の場合は全く問題はなく、十分に熱的電子の温度やその異方向性が計測される。また、表1からは太陽風の電子の数フラックスは最大 $10^7/\text{cm}^2 \text{sec str eV}$ 程度である。仮に方位角分布をとるアノードの幅を $30^\circ$ とすると、入射角 $45^\circ$ 近辺のGファクターは $7.2 \times 10^{-4} \text{cm}^2 \text{str eV}$ となる。これからカウント数を求めると、最大 $10^4/\text{sec}$ 程度となる。検出器全面への総カウント数は $10^5/\text{sec}$ 程度である。

太陽風中のイオンの到来方向は、太陽方向に

強く収束している(図2)。このため $0^\circ$ から $90^\circ$ までに至る静電偏向電極による半天の掃引は必要なく、太陽近辺の範囲が振れば十分である。一方、衝撃波での反射・加速粒子やピックアップイオンの検出には、ある程度の視野角の掃引が望ましい。この分析器では、最大出力3kVの高圧電源使用時には、10keV以上の粒子の視野角は $45^\circ \pm 15^\circ$ 程度以下に限られる。 $45^\circ$ の円錐面に沿っての方位角方向の情報は得られるので、ある程度のカバーにはなると思われる。

太陽風プロトンは、図2で示したように太陽方向に収束しており、カウントピークのエネルギーに比較してその広がりも狭い。入射角 $45^\circ$ 近辺のエネルギー分解能12%、角度分解能 $4^\circ$ は、共にプロトンの速度分布関数をどうにか得られる値といえよう。一方、プロトンのエネルギーフラックスは、表1からはおよそ $10^8/\text{cm}^2 \text{sec str eV}$ の桁に達している。したがって、仮に $1^\circ$ の方位角幅を仮定したGファクターからは、 $10^4/\text{sec}$ 程度の桁のカウント数が想定される。現実には $1^\circ$ 幅のアノードを並べるのは非現実的であり、 $3^\circ$ から $5^\circ$ 程度が限界と想定される。また、太陽風プロトンの角度の広がりから、検出器全面への総カウント数は $10^5/\text{sec}$ の桁になる。

太陽風中の重イオンに関しては、 $\text{He}^{++}$ でプロトンの1桁以上、それ以外のものではプロトンの2-3桁以上低いカウントとなる。また、太陽方向に強く収束している(図2)。このため $45^\circ$ 近辺のエネルギー分解能と角度分解能では、互いを識別し各々の総フラックスを得ることは可能であるが、その速度分布関数の情報を得るのは難しいといえる。

検出器に使用するMCPは出力電流(つまりカウント数)が大きくなりすぎると、利得が低下する[27]。この飽和特性は、MCPの抵抗値にもよるが、 $10^6/\text{sec}$ 程度が目安と考えられる。また、MCPの寿命はMCPから放出された総電荷量によってもされている[26]。このため、感度調整電極への電圧印加により、 $10^5/\text{sec}$ を超えるようなカウント数が入らないような運用が求められる。現状ではプロトンのピーク近傍がこの状態に相当すると予想される。感度調整電極への印加により、方位角方向の分解能は低下するが(図12)、実際の検出器のアノードでの分解能と同程度な

ので、これは問題にはならない。むしろ、エネルギー分解能が向上し(図11)、プロトンのエネルギー分布がより詳細に見えてくるものと期待される。

ここまでの検討から、限界はあるものの、基本的には測定対象を十分にカバーできる見通しを得たと言える。特に、電子の計測に関しては、このままの設計でも問題はないと言える。残る問題の一つは、イオンの最大計測エネルギーで、現状では30 keV/q程度が限界となる。これを60 keV/qあたりまで伸ばすための方策としては、粒子通路間隔を現状の5mmに保ったまま、球型静電分析器の半径を大きくすることがある。ちなみに、内球半径を87.5 mm、外球半径を92.5 mmとすれば、±3kVの高圧に対し、約60 keV/qの計測が可能となる。しかし、これは計測器全体の大型化を招く問題がある。また、もう一つのイオン計測における今後の課題としては、

TOF法を用いた質量選別機能の検討がある。

## 7 おわりに

本研究により、3軸制御の衛星において、太陽風イオン・電子の計測実現の基本的な見通しを得た。NASAのLWS計画<sup>[28]</sup>によって地球近傍からL5点を含めた広大な空間に太陽風プラズマ観測点が配置されれば、共回転高速太陽風、CMEに伴う衝撃波や擾乱、関連現象の広がりが多観測されるようになる。さらに様々な地点からの太陽近傍の撮像観測データなどと合わせ、太陽風擾乱の空間構造とその伝播、高エネルギー粒子の生成と伝播などの理解が大きく進み、宇宙天気予報へのフィードバックが期待される。L5ミッションにおける太陽風プラズマ計測も、その一翼を担うものとして強く期待されている。

### 参考文献

- 1 秋岡眞樹、"L5ミッション計画"、本特集。
- 2 B. T. Tsururani and W. D. Gonzalez, "The interplanetary causes of magnetic storms: a review", in 'Magnetic Storms', Geophysical Monograph, Vol. 98, 77, 1997.
- 3 S. J. Bame, J. R. Asbridge, W. C. Feldman, J. T. Gosling and R. D. Zwickl, "Bi-directional streaming of electrons 80 eV: ISEE evidence for a closed-field structure within the driver gas of an interplanetary shock", Geophys. Res. Lett., Vol. 8, 173, 1981.
- 4 J. T. Gosling, D. N. Baker, S. J. Bame, W. C. Feldman and R. D. Zwickl, "Bi-directional solar wind electron heat flux events", J. Geophys. Res., Vol. 92, 8519, 1987.
- 5 S. Watari and T. Denton, "In situ local shock speed and transit shock speed", Ann. Geophys., Vol. 16, 370, 1998.
- 6 N. Golpalswamy, A. Lara, P. Lepping, M. L. Kaiser, D. Berdichevsky, and O. C. St. Cyr, "Interplanetary acceleration of coronal mass ejections", Geophys. Res. Lett., Vol. 27, 145, 2000.
- 7 B. T. Tsurutani, W. D. Gonzalez, F. Tang, S. I. Akasofu, and E. J. Smith, "Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978-1979)", J. Geophys. Res., Vol. 93, 8519, 1988.
- 8 D. V. Reames, "Particle acceleration at the sun and in the heliosphere", Space Sci. Rev., Vol. 90, 413, 1999.
- 9 G. Gloeckler, L. A. Fisk, T. H. Zurbuchen and N. A. Schwadron, "Sources, injection and acceleration of heliospheric ion populations", in 'Acceleration and transport of energetic particles observed in the heliosphere: ACE 2000 symposium', 221, 2000.
- 10 L. A. Fisk, G. Gloeckler, T. H. Zurbuchen and N. A. Schwadron, "Ubiquitous statistical acceleration in the solar wind", in 'Acceleration and transport of energetic particles observed in the heliosphere: ACE 2000 symposium', 229, 2000.

- 11 T. H. Zurbuchen, L. A. Fisk, N. A. Schwadron and G. Gloeckler, "Observations of non-thermal properties of heavy ions in the solar wind", in 'Acceleration and transport of energetic particles observed in the heliosphere: ACE 2000 symposium', 215, 2000.
- 12 G. Gloeckler and J. Geiss, "Interstellar and inner source pickup ions observed with SWICS on ULYSSES", *Space Sci. Rev.*, Vol. 86, 127, 1998.
- 13 H. Fichtner, "Anomalous cosmic rays: messengers from the outer heliosphere", *Space Sci. rev.*, Vol 95, 639, 2001.
- 14 R. von Steiger, J. Geiss and G. Gloeckler, "Composition of the solar wind", in 'Cosmic winds and the heliosphere', 581, 1997.
- 15 G. Gloeckler, L. A. Fisk, S. Hefti, N. A. Schwadron, T. H. Zurbuchen, F. K. Ipavich, J. Geiss, P. Bochsler and R. F. Wimmer-Schweingruber, "Unusual composition of the solar wind in the 2-3 May 1998 CME observed with SWIDS on ACE", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 26, 157, 1999.
- 16 R. M. Skoug, S. J. Bame, W. C. Feldman, J. T. Gosling, D. J. McComas, J. T. Steinberg, R. L. Tokar, P. Riley, L. F. Burlaga, N. F. Ness and C. W. Smith, "A prolonged He<sup>+</sup> enhancement within a coronal mass ejection in the solar wind", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 26, 161, 1999.
- 17 S. Shodhan, N. U. Crooker, S. W. Kahler, R. J. Fitzenreiter, D. E. Larson, R. P. Lepping, G. L. Siscoe, and J. T. Gosling, "Counterstreaming electrons in magnetic clouds", *J. Geophys. Res.*, Vol. 105, 27261, 2000.
- 18 R. P. Lin, "WIND observations of suprathermal electrons in the interplanetary medium", *Space Sci. Rev.*, Vol. 86, 61, 1998.
- 19 R. E. Ergun, D. Larson, R. P. Lin, J. P. McFadden, C. W. Carlson, K. A. Anderson, L. Muschiette, M. McCarthy, G. Parks, H. Reme, J. M. Bosqued, C. d'Uston, T. R. Sanderson, K. P. Wenzel, M. Kaiser, R. P. Lepping, S. D. Balle, P. Kellog and J. L. Bougeret, "Wind spacecraft observations of solar impulsive electron events associated with solar type III radio bursts", *Astrophys. J.*, Vol. 503, 435, 1998.
- 20 N. Shimada, T. Terasawa, M. Hoshino, T. Naito, H. Matsui, T. Koi, K. Maezawa and the GEOTAIL/LEP/MGF/HEP teams, "Diffusive shock acceleration of electrons at an interplanetary shock observed on 21 Feb. 1994", *Astroph. Space Sci.*, Vol 264, 481, 1999.
- 21 T. Mukai, W. Miyake, T. Terasawa and K. Hirao, "Observations of solar wind ions by the interplanetary spacecraft Suisei (Planet-A)", *J. Geomag. Geoelectr.*, Vol. 39, 377, 1987.
- 22 G. Borrini, J. T. Gosling, S. J. Bame and W. C. Feldman, "Helium abundance enhancements in the solar wind", *J. Geophys. Res.*, Vol. 87, 7370, 1982.
- 23 W. C. Feldman and E. Marsch, "Kinetic phenomena in the solar wind", in 'Cosmic winds and the heliosphere', 617, 1997.
- 24 T. Mukai, 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.*, Vol. 46, 669, 1994.
- 25 S. Machida, Y. Saito, Y. Ito and H. Hayakawa, "Instrument characteristics of the electron spectrum analyzer (ESA) onboard the Planet-B mission and observational perspectives of the electron measurements", *Earth Planets Space*, Vol. 50, 207, 1998.
- 26 戸川隼人, 数値解析とシミュレーション, 共立全書 211, 1976.
- 27 MCPアッセンブリ技術資料, 浜松ホトニクス株式会社, 1991.
- 28 <http://lws.gsfc.nasa.gov/>



み やげ わたる  
**三宅 亙**

電磁波計測部門宇宙天気システムグループ主任研究員 理学博士  
宇宙天気

かざ ま よういち  
**風間洋一**

スウェーデン宇宙物理研究所研究員  
博士(理学)  
宇宙空間プラズマ物理学