

■S4 群（宇宙・環境・社会）－ 5 編（宇宙エレクトロニクス）

2 章 宇宙探査

■S4群-5編-2章

2-1 惑星圏観測科学衛星の今までとこれから

(執筆者：早川 基, 藤本正樹)

(執筆中)

■S4群-5編-2章

2-2 磁場計測

(執筆著者：松岡彩子) [2009年12月 受領]

人工衛星などの飛翔体を用いた宇宙空間における磁場の計測には様々な目的がある。

- (1) 地球をはじめとする太陽系の惑星、衛星、太陽などの天体のもつ磁性を調べることによって、天体の内部構造や表面、天体の進化の歴史に関する知見を得ることができる。
- (2) 宇宙空間のプラズマは、磁場に拘束されて運動する。プラズマの観測を行う時には、同時に磁場の測定を行い、磁場方向を基準とした座標系で解析と解釈を行う必要がある。
- (3) 宇宙空間のプラズマ現象は、しばしば大きな磁場の変動をとまなう。プラズマ現象の理解のためには、磁場の時間変動を観測が必要である。
- (4) 地球のように周辺の磁場が精度良くモデル化されている場合には、磁場を測定することによって飛翔体の姿勢を決定することが可能である。
- (5) 地球周回衛星においては、しばしば外部の磁場と衛星が発生する磁場との間に働く力によって、衛星の姿勢を制御することがある。目的の姿勢変更を行うために、外部の磁場を測定する必要がある。

宇宙空間における磁場の強度は、地球のごく近傍における数万 nT の比較的強いものから、磁気中性点(あるいは線)や太陽系の外縁における 1 nT 未満の微弱なものまで広範である。人工衛星の飛翔する領域や磁場測定の目的によって、計測のダイナミックレンジや測定精度、周波数帯を適切に設計する必要がある。


2-2-1 計測原理

人工衛星などの宇宙機に搭載する磁場計測器(磁力計)は、大きく分類して、絶対磁場強度を測定するスカラー磁力計と、ある感度軸に沿った成分の磁場を測定するベクトル磁力計がある。

スカラー磁力計には、プロトン磁力計、オーバーハウザー磁力計、ヘリウム磁力計などの種類がある¹⁾²⁾。これらは、ベクトル磁力計と組み合わせて宇宙機に搭載してベクトル磁力計のオフセットを機上較正するのに用いることがある。また、センサを3軸のコイルシステムの内部に入れ、センサ位置で磁場がゼロになるようにコイルに電流を流す制御を行うことによって、ベクトル磁力計として用いる場合もある。

一方、宇宙機への搭載用のベクトル磁力計はほとんどの場合、フラックスゲート磁力計が採用される。また、数 Hz 以上の交流磁場を測定するサーチコイル磁力計(2-4 節「電磁場計測」参照)もベクトル磁力計である。

本項では、近年の小型省電力化、性能の向上により、宇宙機に圧倒的に多くの場合で搭載されるフラックスゲート磁力計の原理を概説する³⁾。

フラックスゲート磁力計のセンサには、高透磁率をもつ磁性体(パーマロイなど)が用いられる。高透磁率磁性体は、 図 2-2-1 に示すように、磁界 H に対する磁束密度 B が、原点付近では急峻な傾きをもち、一方大きな H に対しては磁束密度が一定値 B_s (飽和磁

束密度)を取る性質をもつ。

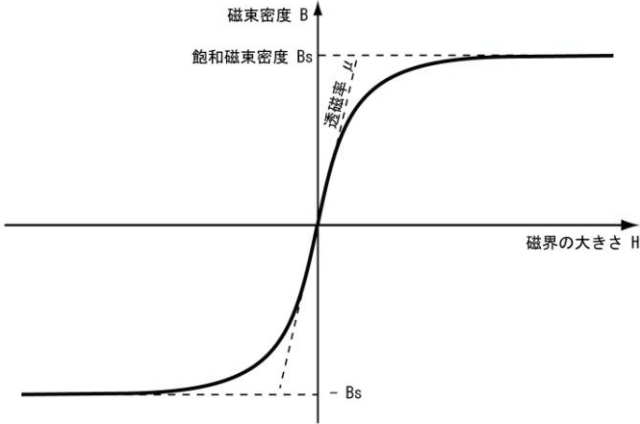
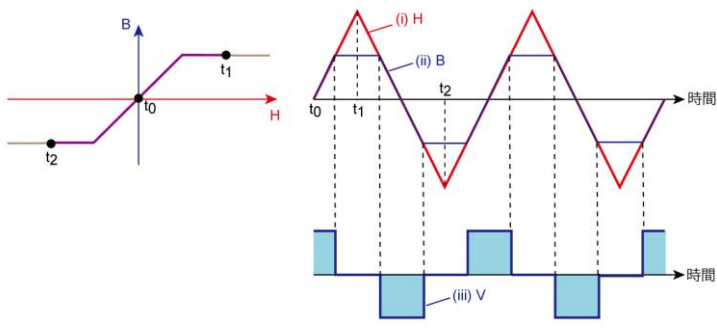
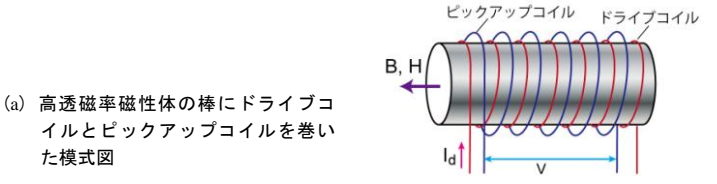


図 2-2-1 高透磁率磁性体中の磁界 H と磁束密度 B との関係 (B - H カーブ) を模式的に表したものの

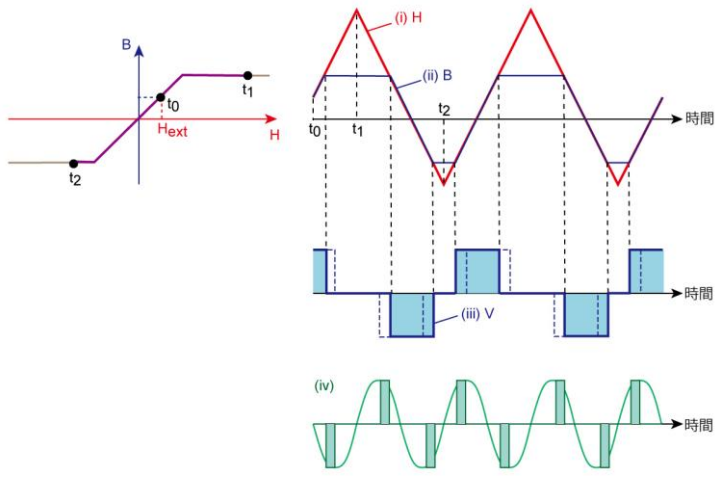
この B - H 特性をもつ棒状の磁性体を使って磁場を測定する原理を、図 2-2-2 で模式的に説明する。図 2-2-2(a) に示すように、磁性体にドライブコイルとピックアップコイルの二つのコイルを巻く。磁性体中の磁界 H が図 2-2-2(b) の(i) で表される時間変化をするように、ドライブコイルにドライブ電流 I_d を流すと、外部磁場がない場合には、磁性体の内部の磁束密度 B には(ii) のようにゼロ点を通過して増減する期間と飽和して一定値となる期間が交互に現れる。磁束密度の時間変化は、ピックアップコイルの両端に(iii) で示される起電力 V を生む。起電力は磁束密度の一次微分であるので、磁束密度が増減している期間は正負の値を、一定である期間はゼロの値をとる。

他方、外部にコイルの軸に平行な方向の磁場がある場合、ドライブコイルに同様の時間変化をもつドライブ電流を流すと、磁性体中の磁界 H (図 2-2-2(c) の(i)) は外部磁界 H_{ext} 分のオフセットをもつ。したがって、磁束密度 B は、(ii) に示すように、飽和するタイミングと飽和状態が継続する時間の長さが外部磁場のない場合とは異なる。(iii) に示された起電力 V の時間変化には、外部磁場がない場合とは異なるタイミングで正あるいは負の値が現れる。(iv) は、二つの場合の起電力の差を示す。この差はドライブ電流の周期の半分の周期で変化していることが分かる。この、ドライブ電流の周波数の 2 倍の周波数成分の振幅は、外部の磁場にほぼ比例する。

図 2-2-2(c) の(iii) に示される起電力の時間変化は、ドライブ電流と同じ周波数をもつ成分 (図 2-2-2(b) の(iii)) と、その倍の周波数をもつ成分 (図 2-2-2(c) の(iv)) との和である。実際の磁力計では、前者の成分が支配的であり、後者の成分を抽出することが困難であるため、次に述べるような方法でドライブ電流と同じ周波数をもつ成分を除去する。



(b) 外部に磁界がない場合の磁界 H , 磁束密度 B , ピックアップコイルに発生する起電力 V の模式図

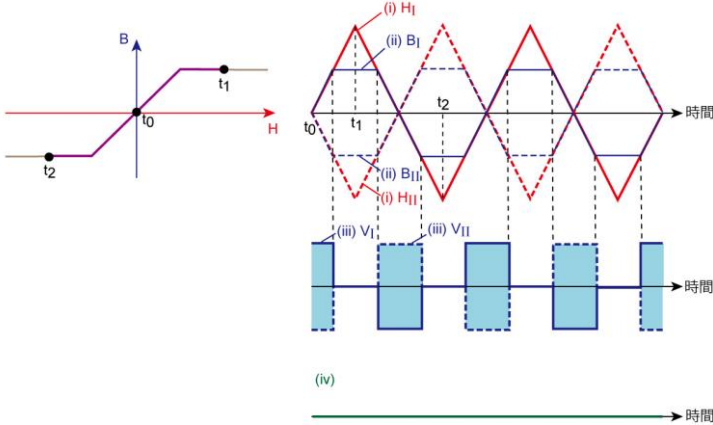
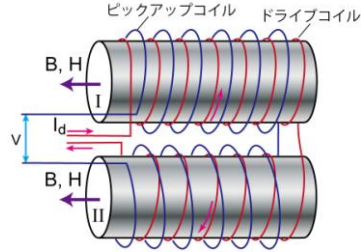


(c) 外部に磁界 H_{ext} がある場合の磁界 H , 磁束密度 B , ピックアップコイルに発生する起電力 V , 外部に磁界がある場合とない場合の起電力の差 (iv) の模式図

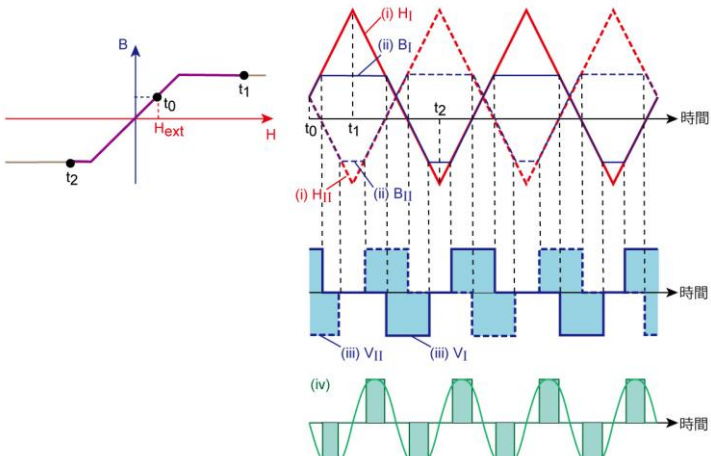
図 2-2・2 1 本の高透率磁性体による磁場測定概念図

ドライブコイルは I と II で互いに逆の方向に磁界をかけるように、ピックアップコイルは I と II で同じ方向の磁束密度変化を検知する方向に巻く

- (a) 高透磁率磁性体の棒 I および II にドライブコイルとピックアップコイルを巻いた模式図



- (b) 外部に磁界がない場合の、磁性体 I および II それぞれの磁界 H 、磁束密度 B 、ピックアップコイルに発生する起電力 V 、ピックアップコイル全体に発生する起電力 (iv) の模式図



- (c) 外部に磁界 H_{ext} がある場合の、磁性体 I および II それぞれの磁界 H 、磁束密度 B 、ピックアップコイルに発生する起電力 V 、ピックアップコイル全体に発生する起電力 (iv) の模式図

図 2-2-3 2本の高透磁率磁性体による磁場測定のご概念図

ここでは説明を分かりやすくするために、**図 2-2-3(a)**に示すように、二つの棒状の磁性体 I と II を平行に置いた場合を考える。それぞれにドライブコイルとピックアップコイルを巻くが、ドライブコイルは I と II で互いに逆の方向に磁界をかけるように、ピックアップコイルは I と II で同じ方向の磁束密度変化を検知する方向に巻く。ドライブコイルに、一本の磁性体センサを考えたときと同じように、磁界 H が**図 2-2-3(b)**の(i)のように変動するようなドライブ電流 I_d を流す。外部磁場がない場合、I 及び II 内部の磁束密度 B は**図 2-2-3(b)**の(ii)のように変化する。したがって、I と II それぞれのピックアップコイルの両端の起電力 V は**図 2-2-3(b)**の(iii)のようになる。磁性体 I に巻いたコイルの両端電位は、磁性体 II のそのの全く逆なので、その和であるピックアップコイル全体にかかる起電力(iv)は常にゼロとなる。

一方、外部にコイルの軸に平行な方向の外部磁界 H_{ext} がある場合、I と II とでは、内部の磁束密度が飽和するタイミングがずれ、**図 2-2-3(c)**の(ii)のように変化する。I と II それぞれのピックアップコイルの両端の起電力は**図 2-2-3(c)**の(iii)となり、その和であるピックアップ全体にかかる起電力は**図 2-2-3(c)**の(iv)となる。コイル両端の起電力は、ドライブ電流の周波数の成分は I と II で互いにキャンセルしてなくなるのに対し、ドライブ電流の 2 倍の周波数成分は強め合う。このようにして、外部磁場に比例して出現する、ドライブ電流の周波数の 2 倍の周波数成分のみを効率良く取り出すことができる。

2-2-2 ハードウェア

フラックスゲート磁力計の機能ブロック図を**図 2-2-4**に示す。ドライブ回路は、センサの磁性体に巻いたドライブコイルにドライブ周波数 f_0 のドライブ電流を流す。ピックアップ回路は、同じく磁性体に巻いたピックアップコイルの出力信号の、周波数 $2f_0$ 成分の振幅を出力する。この出力が外部磁場強度であるが、多くの場合には、出力結果を積分し、センサの磁性体にかかる磁場が総計でゼロとなるようにフィードバックを行い、このフィードバック量を外部磁場強度として出力する。フィードバックのために、磁性体の周りには第 3 のコイル (フィードバックコイル) が必要となる。

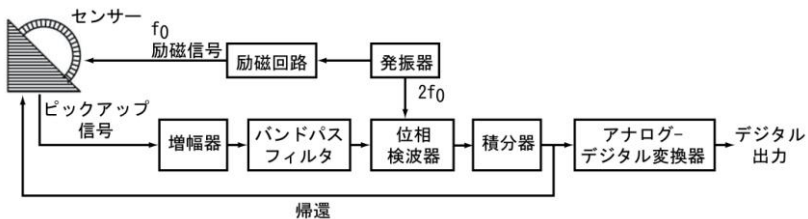
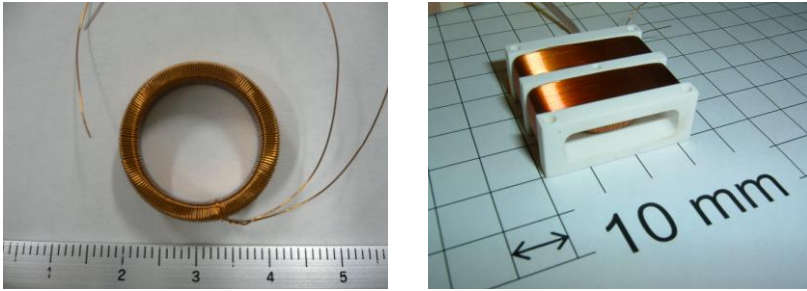


図 2-2-4 フラックスゲート磁力計の機能ブロック図

(1) センサ部

人工衛星に搭載されるフラックスゲート磁力計のセンサでは、多くの場合、円環の形状をした磁性体を用いる。**図 2-2-5(a)**の写真は高磁性体コアにドライブコイルを巻いた例である。これは、**図 2-2-3(a)**で説明に用いた、2本の磁性体の棒の端どうしをつない

で円環状にしたものとして解釈できる。図 2-2・5(b)の写真は、水星探査機 BepiColombo MMO 搭載磁力計 MGF-I エンジニアリングモデルセンサの写真で、磁性体をピックアップコイルの中に組み込んだ一軸のセンサである。MGF-I の場合には、ピックアップコイルはフィードバックコイルを兼ねている。三つのセンサの感度軸が互いに直交するように組み合わせると、3 軸の磁場を測定するセンサユニットとなる。



(a) 高磁性体コアにドライブコイルを巻いたもの (b) 水星探査機 BepiColombo MMO 搭載磁力計 MGF-I エンジニアリングモデル一軸センサ

図 2-2・5 フラックスゲート磁力計のセンサ

(2) 回路部

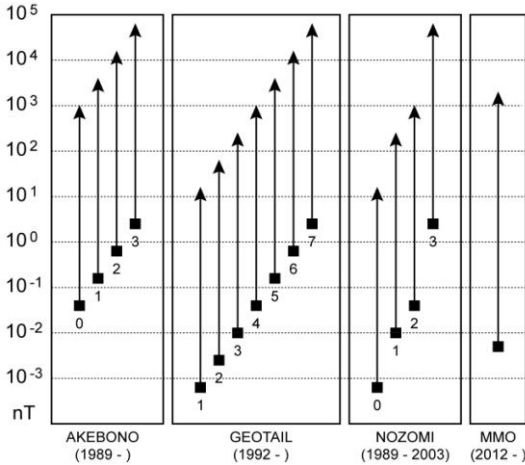
ドライブ電流の周波数は、多くの場合 10 kHz 前後である。一般的に、磁性体内部の磁束密度が飽和状態 (図 2-2・1 の B_0) に達するときの磁界に対して、十分に大きな振幅の磁界を与えることによって、ピックアップ信号に生じるノイズ (バルクハウゼンノイズ) を減らすことができることが知られている。

図 2-2・4 に示したように、ピックアップ回路では、ピックアップコイルの出力をアンプで増幅し、 $2f_0$ 周波数成分の振幅に比例した電圧レベルに変換するための同期検波を行う。フィードバック回路は、ピックアップ回路の出力を積分する積分器と、その結果の電位に比例した電流をフィードバックコイルに流すためのフィードバック抵抗で構成される。積分器出力の電圧範囲、フィードバック抵抗の大きさ、フィードバック電流がセンサにおいて生成する磁場の係数が、磁力計のダイナミックレンジ (計測できる磁場強度の範囲) を決定する。

ピックアップ回路とフィードバック回路をアナログ素子で構成した場合には、積分回路の出力をアナログ-デジタル変換して磁場データとして出力する。アナログ-デジタル変換の分解能が固定である場合、磁力計のダイナミックレンジを大きくすると磁場分解能が下がってしまう。本節の冒頭で述べたように、宇宙の磁場の強度は領域によって大きく異なり、また時間変化する。このため、1 台の磁力計で様々な強度の磁場をその時々に必要な分解能で測定するために、異なる値をもつ複数のフィードバック抵抗を搭載し、磁場の強度に応じて切り替える (レンジ切替え) ことがしばしば行われる。

一方で、近年では人工衛星に用いるアナログ-デジタル変換の分解能が向上されつつあり、レンジの種類を減少させる、あるいはレンジ切替え機能をもたないことが可能な場合も多い。図 2-2・6 は、日本でこれまでに打ち上げられた、あるいは今後打ち上げら

れる予定の科学衛星に搭載された磁力計の、ダイナミックレンジと分解能を示したものである。アナログ-デジタル変換の分解能の向上とともに、レンジの数が減少していることが分かる。



四角は1 digitの分解能、矢印の先はダイナミックレンジを示す。分解能の高いアナログ-デジタル変換器を使うほど、矢印を長くすることができる。

図 2-2-6 日本でこれまでに打ち上げられた、あるいは今後打ち上げられる予定の科学衛星に搭載された磁力計の、ダイナミックレンジと分解能を示したダイアグラム

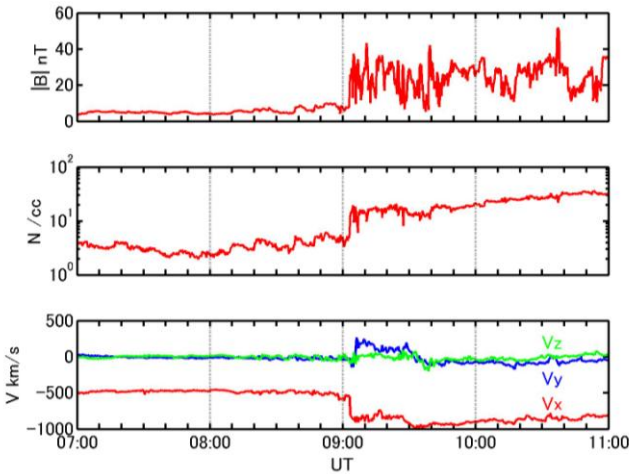
また、近年ではデジタルプロセッサの高性能化・小型化にともない、従来アナログ素子で行っていた信号処理の大半をデジタルプロセッサに置き換えた設計も採用されつつある⁴⁾。

2-2-3 観測成果

ここでは主に、宇宙プラズマ観測における磁場測定の結果について述べる。宇宙プラズマの観測的研究は、磁場とともにプラズマの種別、エネルギー、フラックス、波動の観測結果とともになされることが多い。宇宙プラズマ現象の中でも、特に磁場に明確な特徴が現れる、惑星間空間における衝撃波、磁気圏シース領域における低周波波動、磁気圏内部におけるフラックスロープ構造について紹介する。

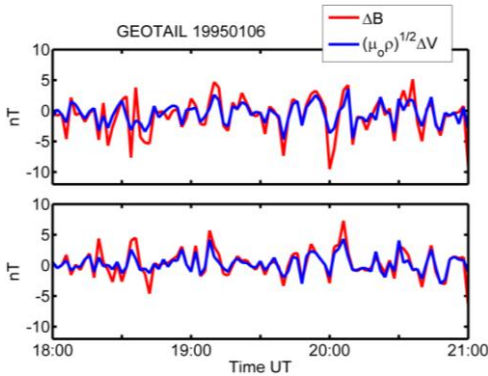
太陽から出るプラズマの風である太陽風は、秒速およそ 400 km で太陽系の中を放射状に広がっている。太陽からのコロナ質量放出 (CME) が起こると、高密度かつ高速の太陽風が、先行する薄くて低速の太陽風に衝突し、衝撃波を形成する。図 2-2-7 は、GEOTAIL 衛星によって観測された惑星間空間衝撃波の例である。世界標準時間 (UT) 9 時 3 分に、太陽風速度が約 450 km/s から 800 km/s に突発的に上昇し、同時に磁場の強度

は約 4 nT から 30 nT に、プラズマの密度は数個/cm³ から約 20 個/cm³ に上昇している。この観測例では、高周波まで及ぶ強い磁場変動が観測されたほか、イオンのみならず、電子においてもフェルミ加速の明確な証拠が得られた^{5),6)}。



一番上は磁場強度、2 番目はプラズマの密度の時間変化である。一番下はプラズマの速度を GSE 座標系で表したもので、 x は太陽方向、 z は黄道面垂直北向きで、 xyz は右手系を成す。

図 2-2-7 1994 年 2 月 21 日に GEOTAIL 衛星が観測した惑星間空間衝撃波の例

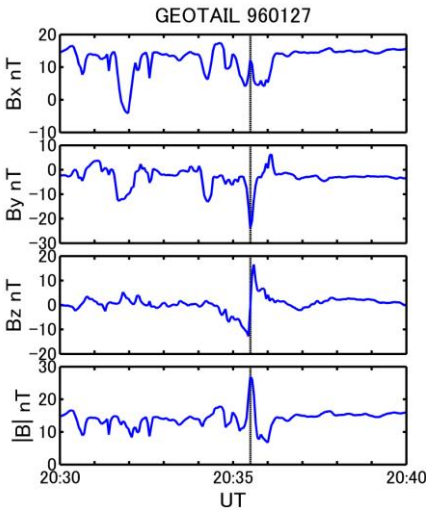


赤線は磁場の一次微分、青線はプラズマ速度の一次微分に $(\mu_0 \rho)^{1/2}$ (μ_0 は真空中の比透磁率、 ρ はプラズマの質量密度) 乗じたもの。上下二つのプロットは、背景磁場に垂直な平面内における、たがいに関交する 2 方向であり、上は背景速度に最も近い成分、下はそれに垂直な成分である。

図 2-2-8 1995 年 1 月 6 日に GEOTAIL 衛星が地球磁気圏シース領域で観測した磁気流体波（アルフベン波）の例

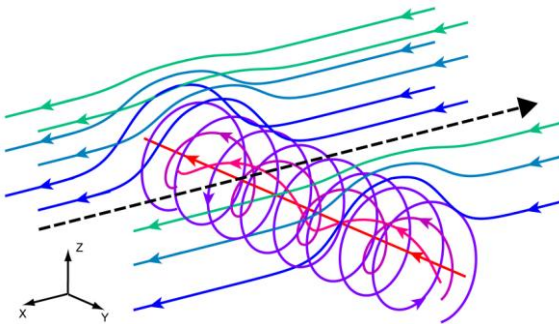
宇宙空間における衝撃波は、太陽風が地球磁気圏に衝突しても生じる。この衝撃波を弓型衝撃波 (Bow Shock) と呼ぶ。衝撃波面において太陽風中の磁場やプラズマの運動が大きく乱されるため、その下流の領域である磁気圏シース (Magnetosheath) では、磁場やプラズマの速度が大きく変動する。図 2-2・8 は、磁気圏シース内で GEOTAIL 衛星が観測した、磁場の一次微分およびプラズマ速度の一次微分の時系列プロットである。

二つの両者の間には大変良い一致があることが分かる。これは、プラズマ中を伝播する低周波波動 (磁気流体波: MHD Wave) に見られる特徴で、磁場と速度の変動成分の強度比から、非圧縮性のアルフベン波であることが分かる。また、関連の正負から背景磁場に対する波の伝播方向が分かる。磁気圏シース内におけるアルフベン波を統計的に調べたところ、アルフベン波は常に太陽から遠ざかる方向に伝播していることがわかった⁷⁾。



磁場の時間変化を GSM 座標系で表したもので、 x は太陽方向、 xz 面が地球の磁軸を含むように z を北向きにとり、 xyz は右手系を成す。

(a) 1996年1月27日に GEOTAIL 衛星が観測した Flux Rope の例



色のついた実線は磁力線を表す。黒の波線は、この構造の中を相対的に衛星が移動した経路を示す。

(b) Flux Rope 構造の模式図⁸⁾

図 2-2・9

夜側の地球磁気圏は、地球起源の磁場が反太陽方向に引き伸ばされている。このため、一般的には磁場は太陽方向に平行な方向となり、南北や東西成分は小さい。しかし、時々図 2-2・9(a)のように、東西方向や南北方向に大きな磁場変動が現れることがある。この観測例を更に詳細にみると、プロットされた期間の大半では磁場は X 方向（太陽方向）を向いているが、点線で示された時間に磁場の絶対強度 $|B|$ が極大値を取り、方向が $-Y$ 方向（東方向）に変わっている。更に、この時間をはさんで磁場の Z 成分（北方向）が一度負に変化した後、正に変化している。

この観測例は、図 2-2・9(b)のように、太陽方向 (X 方向) の磁場の中を、Y 方向に軸をもつらせん状の磁場構造 (Flux Rope) が X 方向に動いて行き、衛星を通過したものと結論されている⁸⁾。比較的地球に近い領域で起きた磁気再結合 (Magnetic Reconnection) によって Flux Rope が形成され、反太陽方向に移動したと解釈されている。Flux Rope は昼間側磁気圏境界面でもしばしば観測され、これも地球磁気圏磁場と太陽風磁場とが磁気再結合を起こして生じると考えられている。

■参考文献

- 1) Fritz Prindahl, "Scalar Magnetometers for Space Applications," in Measurement Techniques in Space Plasmas -- Fields: Geophysical Monograph 103, ed. Robert F. Pfaff, Joseph E. Borovsky and David T. Young, pp.85-99, American Geophysical Union, Washington, 1998.
- 2) Mario H. Acuña, "Space-based magnetometers," Rev. Sci. Instrum., vol.73, no.11, pp.3717-3736, 2002.
- 3) F. Prindahl, "The fluxgate magnetometer," Phys. E. Sci. Instrum., vol.12, pp.241-253, 1979.
- 4) H. U. Auster, A. Lichopoj, J. Rustenbach, H. Bitterlich, K. H. Fornacon, O. Hillenmaier, R. Krause, H. J. Schenk and V. Auster, "Concept and first results of a digital fluxgate magnetometer," Meas. Sci. Technol., vol.6, pp.477-481, 1995.
- 5) 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, "惑星間空間衝撃波による電子フェルミ加速," 宇宙科学研究所報告(第 98 号), 宇宙科学研究所, 1997.
- 6) N. Shimada, T. Terasawa, M. Hoshino, T. Naito, H. Matsui, T. Koi, and K. Maezawa, "Diffusive shock acceleration of electrons at an interplanetary shock observed on 21 Feb 1994," Astrophys. Space Sci., vol.264, pp.481-488, 1999.
- 7) Matsuoka, Ayako, David J. Southwood, Susumu Kokubun, and Toshifumi Mukai, "Propagation sense of low-frequency MHD waves in the magnetosheath observed by Geotail," J. Geophys. Res., vol.105, no.18, 361-18, 376, 2000.
- 8) J. A. Slavin, R. P. Lepping, J. Gjerloev, D. H. Fairfield, M. Hesse, C. J. Owen, M. B. Moldwin, T. Nagai, A. Ieda, and T. Mukai, "Geotail observations of magnetic flux ropes in the plasma sheet," J. Geophys. Res., 108(A1), 1015, doi:10.1029/2002JA009557, 2003.

■S4群-5編-2章

2-3 電界計測

(執筆者：岡田敏美，早川 基，松岡彩子，石坂圭吾) [2009年12月受領]

地球や惑星の磁気圏，及び惑星間空間には，主にはプラズマのふるまいに起因して，様々な時間スケールをもつ電界が存在する．ゆっくりとした時間スケールで変動する電界は，プラズマの大規模な輸送や加速過程に密接に関連している．一方，高い周波数をもつ電界の消長は，プラズマの密度や熱的特性，分布関数の特徴と関連している．また，電界が発生した地点から観測点までの伝播は，その間に存在する媒体であるプラズマの特性に依存する．このため，広い帯域で電界を測定することにより，宇宙におけるプラズマの物理的特性やそのふるまいを知ることができる．また，飛翔体と外部のプラズマの間には，プラズマの密度や熱的特性に依存した電位が生じるため，この電位を計測することも，その場でのプラズマの特性を知る有効な方法である．

実際には，飛翔体自身が局所的に電界を乱してしまうため，宇宙において自然の電界を測定することは困難をとまなう．本節では，静電場から高周波電場まで広い帯域の電界を測定するプローブ法と，静電場から比較的遅い変動成分までを測定する荷電粒子法について概説する．この二つの方法は長所と短所を補い合う関係にあるため，一つの科学衛星に両方の観測器が搭載されることも多い．

2-3-1 計測原理 (プローブ法)

磁気圏プラズマ中では導体 (すなわち，衛星本体及びプローブ) の表面から放出される光電子の方が周辺プラズマから流入してくる電子よりも多い．このため，導体は正に帯電し，それら導体の周辺には電子シースが生じる．ここで，周辺プラズマを基準とした導体の電位 (V_p) は，導体表面に流入出する電流の平衡条件により決定される．これを浮動電位 (Floating Potential) という．導体の表面に流入出する電流は，光電子電流 (I_{ph})，周辺プラズマからの電子電流 (I_e) 及びイオン電流 (I_i) である．したがって，導体表面における電流の平衡条件は

$$I_{ph} + I_e + I_i = 0 \quad (1)$$

となる．光電子電流，周辺プラズマからの電子電流は，それぞれ

$$I_{ph} = S_{ph} j_{ph} \exp\left(-\frac{eV_p}{\kappa T_{ph}}\right) \quad (2)$$

$$I_e = eSN_e \sqrt{\frac{\kappa T_e}{2\pi m_e}} \quad (3)$$

と表される．式(2)において， S_{ph} は導体に太陽光が照射する部分の断面積， j_{ph} 及び T_{ph} は導体表面から放出される光電子の電流密度及び温度であり，表面の物質によって決まる定数である．なお， e は単位電荷量， κ はボルツマン定数である．式(3)において， S は導体の全表面積であり， N_e ， T_e ， m_e は電子の密度，温度，質量である．

磁気圏内において、イオン電流は電子電流に比べて非常に小さいため、本節では無視すると、導体の浮動電位 (V_f) は式(1)～(3)より

$$V_f = -\frac{\kappa T_{ph}}{e} \ln \left(\frac{eSN_e}{S_{ph}j_{ph}} \sqrt{\frac{\kappa T_e}{2\pi n_e}} \right) \quad (4)$$

となる。

一方、プローブにバイアス電流 (I_b : 一定) を加えると、このプローブの周辺プラズマに対する電位は先に求めた浮動電位とは異なる。すなわち、プローブへの電流の流入に関する平衡条件は

$$I_{ph} + I_e + I_b = 0 \quad (5)$$

となる。よって、プローブの対プラズマ電位 (V_p) は式(2), (3), (5)より

$$V_p = -\frac{\kappa T_{ph}}{e} \ln \frac{eSN_e \sqrt{\frac{\kappa T_e}{2\pi n_e}} - I_b}{S_{ph}j_{ph}} \quad (6)$$

となる。

図 2-3-1 は、横軸に導体の電位、縦軸に電流値を取り、 I_{ph} , I_e , I_b 及び V_f の関係を模式的に表したものである。(a) バイアス電流がないときには、浮動電位付近において、電流の変動値 ΔI に対して電圧の変動値 ΔV が大きく、外部のプラズマの特性の微小な変動やプローブごとの特性が、ノイズとして電圧データに影響を及ぼしやすい。一方、(b) バイアス電流を流すことによって、 ΔI に対する ΔV が小さくなり、ノイズを小さくすることが可能となる¹⁾。

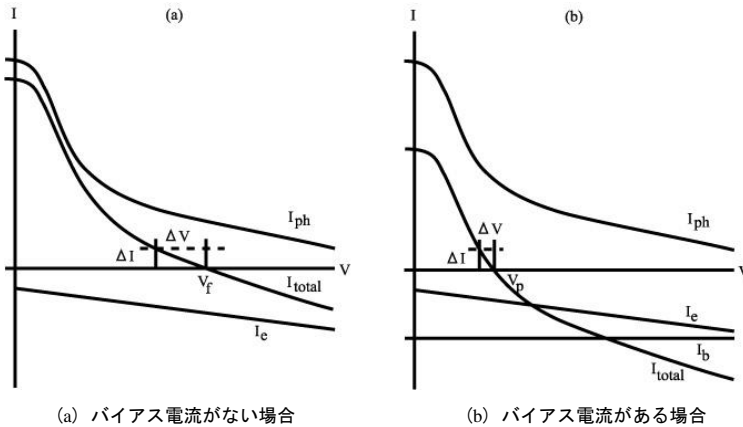


図 2-3-1 背景プラズマに対する導体の電位と、導体とプラズマの間を流れる電流との関係を表す模式図

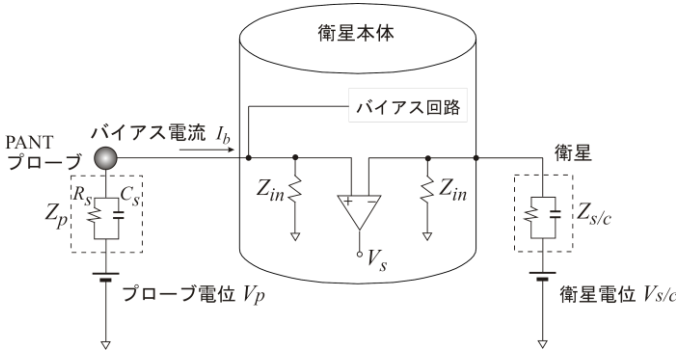


図 2-3-2 シングルプローブシステムの等価回路

図 2-3-2 に衛星電位を計測するシステムの等価回路を示す。衛星本体はシースインプीडダンス $Z_{s/c}$ を介して周辺プラズマと接しており、その電位（浮動電位）は $V_{s/c}$ で表される。衛星内の差動増幅器の左側の入力はプローブに接続され、他方の入力は衛星の共通グランドに接続される。プローブ側において、 Z_p はプローブ表面とプラズマの間に生じるシースインプीडダンス、 V_p はプローブの対プラズマ電位である。また、プリアンプの入ラインピーダンスを Z_m とする。実際に計測される量は、衛星電位に対するプローブ電位で

$$V_s = V_p \frac{Z_m}{Z_p + Z_m} - V_{s/c} \frac{Z_m}{Z_{s/c} + Z_m} \quad (7)$$

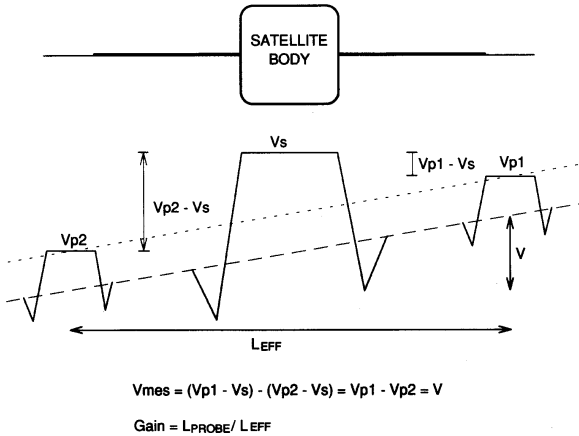
で与えられる。一般的には、 Z_p 、 $Z_{s/c}$ に比べて十分大きくなるように Z_m を取り、

$$V_s = V_p - V_{s/c} \quad (8)$$

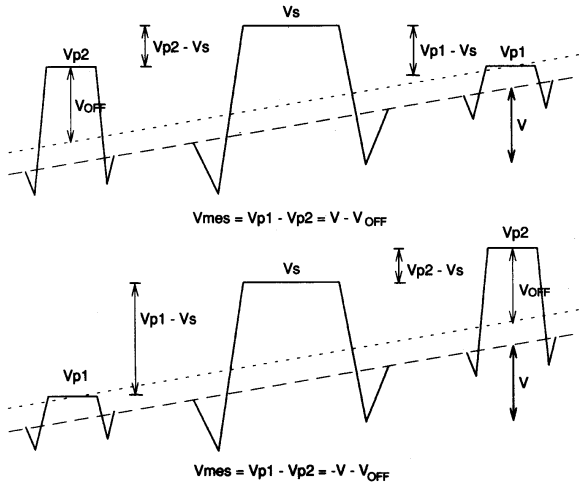
シングルプローブと呼ばれるモードでは、上記 V_s を測定する。 V_s は衛星やプローブの形状、各インピーダンス、周囲のプラズマの特性によって決定されるが、同一の衛星、同一のプローブで測定された場合、その変動の大部分は、電子密度 N_e と電子温度 T_e の変動によるものである。したがって、妥当な電子密度 T_e を仮定することにより、電子密度 N_e の良い指標とすることができる。

他方、科学衛星から対向する 2 方向に伸展した 2 本のシングルプローブデータの差を測定することによって、衛星電位の寄与を消すことができる。このようにして背景のプラズマの電位差、電場を測定することをダブルプローブ法と呼ぶ^{1), 2)}。図 2-3-3 にダブルプローブ法の概念図を示す。2 本のプローブの間に全く特性の差がない場合には、2 本のシングルプローブデータの差は、そのプローブの背景のプラズマ電位の差 V となる。しかし、2 本のプローブの間に特性の差があり、一方のプローブがオフセット電圧 V_{OFF} をもつ場合には、シングルプローブデータの差にはオフセット V_{OFF} が残り、 $V - V_{OFF}$ となる。例えば、あけぼの、GEOTAIL などの衛星のように、プローブの伸展方向に垂直にスピン軸をもって自転している場合には、スピン周期の半分の後には、2 本のプローブの位置が入れ替わり、ダブルプローブデータ出力は $-V - V_{OFF}$ となる。外部のプラズマ

電位 V の時間変動が衛星の自転周期に比べて十分遅いと仮定できる条件下では、衛星のスピンの利用してオフセット電位 V_{OFF} を取り除くことが可能である。



(a) 2本のプローブ間に特性の差異がない場合には、シングルプローブデータの差がそのままプローブ先端におけるプラズマ間の電位となる。



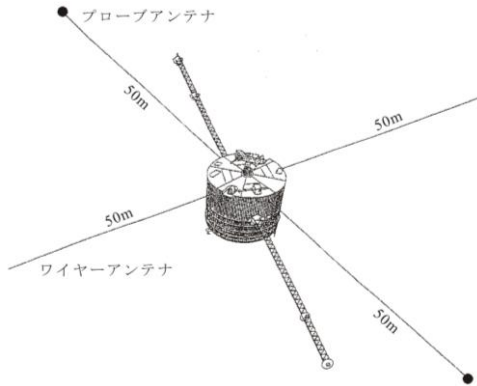
(b) 2本のプローブ間に特性の差異がある場合には、シングルプローブデータの差は、プラズマ間電位にオフセットがのったものとなる。スピン衛星の場合には、スピン半周期後のデータによってオフセットの除去が可能となる。

図 2-3-3 ダブルプローブ法の概念図

2-3-2 ハードウェア

図 2-3-4 は GEOTAIL 衛星の外観図である。GEOTAIL 衛星には、衛星のスピンの軸に垂

直な平面内に直交する tip-to-tip 100 m の 2 対のプローブアンテナ (Probe Antenna : PANT) 及びワイヤーアンテナ (Wire Antenna : WANT) が搭載されている。これらのセンサは、周辺プラズマに対する衛星の電位、プラズマ中の静電場及び電磁波動の電界計測に共用される³⁾。



衛星のスピン軸に直交な面内に直交するように伸展されている。

図 2-3-4 GEOTAIL 衛星の外観とプローブアンテナ (PANT) 及びワイヤーアンテナ (WANT) の展開模式図

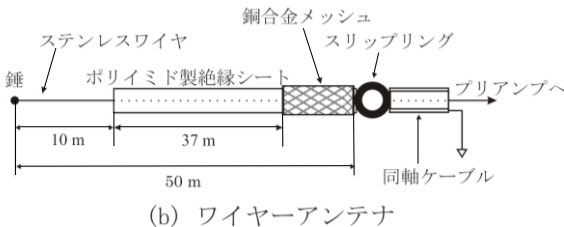
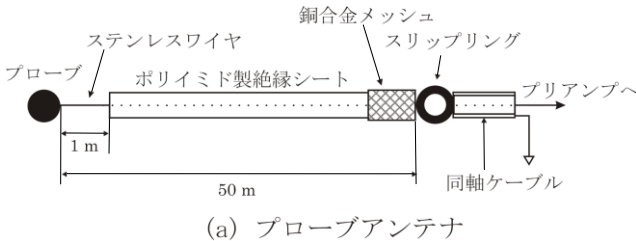


図 2-3-5 プローブアンテナおよびワイヤーアンテナの伸展後の構造

伸展された PANT の構造は、図 2-3-5(a) に示されるように長さ 50 m のステンレスワイヤ及びその先端に取り付けられた直径 105 mm のアルミニウム製の球殻から構成される。球殻及び球殻から 1 m のステンレスワイヤの部分には、太陽光線の照射による光電子の放射量を安定化させるために、図 2-3-6 の写真で示されるように炭素被膜塗料 (アク

アダッグ)でコーティングされている。一方、ステンレスワイヤの球殻から1 mの部分を除いた部分は絶縁度の高いポリイミド製の絶縁シートで覆われている。伸展前には、ワイヤは衛星構体の内側に設置された伸展機構部内のスリッピングによって巻き取られており、球殻とともに衛星の構体内に収納されている。スリッピングを経て、ワイヤの一端はプリアンプの入力端子に接続される。衛星からのノイズがセンサであるワイヤ部に伝搬することを抑制するために、スリッピングの外側44 cmの部分は銅合金メッシュでシールドされてプリアンプのシャーシに接続されている。



ソフトボールサイズの容量、厚さ1 mmのアルミ製の二つの半球殻を重ね合わせて球とする。ワイヤは穴より球殻の内側に入れて取り付けられる。炭素被膜塗料(アクアダッグ)でコーティングするため、球殻の表面は黒色となる。

図 2-3-6 PANT 球殻の構造

一方、WANTの構造は、図 2-3-5 (b)に示されるように、長さ50 mのステンレスワイヤ及び錘(Tip Mass)からなる。この錘は衛星のスピンのよる遠心力によってワイヤを伸展させるために必要である。ステンレスワイヤの先端から10 mの部分は炭素被膜塗料でコーティングされており、そのほかの部分はポリイミド製の絶縁シートで覆われている。PANTと同様に、衛星からのノイズを抑制するために、スリッピングの外側ワイヤ3 mの部分は銅合金メッシュでシールドされている。ただし、このワイヤ3 m部分の線間容量による高周波信号の減衰を少なくするために、シールド材は抵抗 R_g (1 k Ω)を介してプリアンプのシャーシに接続されている。

図 2-3-7 は、衛星の電位、静電場及び波動の電界を計測するためのセンサ及びアナログ信号処理部の構成を示す。

- (1) シングルプローブ法：PANT及びWANTの中の一つと衛星本体のグラウンド電位との直流的な電位差を測るものであり、その出力信号は図 2-3-7 中に Vs-1 及び Vs-2 として得られる。この電位差を図るためにはバイアス回路が不可欠である。
- (2) 静電場計測用のダブルプローブ法：対となる PANT (または WANT) の電位差を計測し、直流成分を求める。その出力信号は図 2-3-7 中の DC-E として得られる。この電位差をプローブ間の距離で割ることにより静電場とするものである。
- (3) 波動電場の計測用ダブルプローブ法：これは、通常のダイポールアンテナの構成と同じであり、対となる PANT (または WANT) の電位差の交流成分を計測し、プローブの実効長で割ることにより交流電界を計測するものである。その出力信号は図 2-3-7 中の AC-E として得られる。

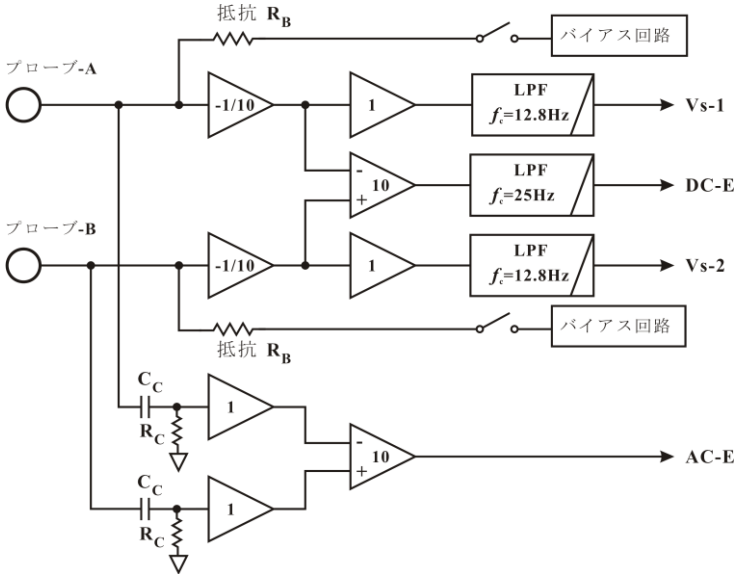


図 2-3-7 エレクトロニクス（アナログ）部の構成

衛星電位は、後節において説明するように、60 V 程度の電圧となるものと推定されるので、計測レンジを-90 V から+90 V としなければならない。一方、入手できる高入力インピーダンスの演算増幅器の動作範囲は-15 V から+15 V である。このため、図 2-3-7 において、Probe-A 及び Probe-B に直流的に接続される初段の回路では、演算増幅器（OP-41）を用いた負帰還増幅回路（入力抵抗 10 G Ω 、帰還抵抗 1 G Ω ）を用いて利得を-20 dB (1/10) とする。このような利得の演算増幅器の出力信号を用いる静電場の計測回路においては、利得 20 dB (10) の差動増幅回路を用いる。

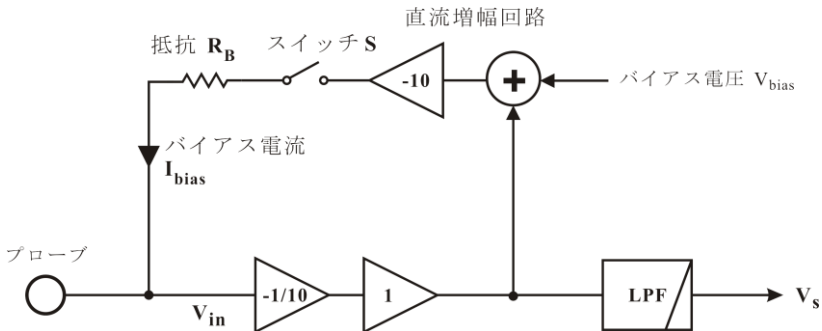


図 2-3-8 バイアス電流の印加回路の構成

図 2-3-7 に示されるバイアス回路（Bias Circuit）の詳細を図 2-3-8 に示す。バイアス電流を供給するために、バイアス電圧発生回路からの電圧 (V_{bias}) とプローブに発生する

電圧 (V_{in}) を加算回路によって加算し、直流増幅回路によって増幅する。そして、バイアス電流供給時にはスイッチをオンにし、抵抗 R_B を介してプローブに接続する。

スイッチがオンの場合、直流増幅器の電圧は ($V_{in} + 10 V_{bias}$) であり、抵抗 R_B の両端の電圧の差は ($10 V_{bias}$) となる。したがって、バイアス電流は $I_{bias} = 10 V_{bias}/R_B$ で与えられる。このバイアス電流は、プローブの表面からシース抵抗を通してプラズマ空間へと流れる。なお、この直流増幅回路は高電圧のダイナミックレンジ ($-100 V \sim 100 V$) で動作する必要がある。

2-3-3 荷電粒子法

宇宙空間における電場計測法としては、前項までに述べたプローブ法のほかに、1970年代に提唱された荷電粒子法がある。これは、磁場中での荷電粒子の運動が、電場が存在すると円運動からずれ、電場ドリフトを起こすことを利用し、そのドリフト運動を測定することによって電場を計測する方法である。磁場が存在する中でのドリフト運動の一般的な式を式(9)に示す。

$$\vec{V}_d = -\frac{\vec{F} \times \vec{E}}{q|E|^2} \quad (9)$$

ここでは、 \vec{V}_d 、 \vec{F} 、 \vec{E} 、 q それぞれドリフト速度ベクトル、荷電粒子に対する外力、磁場、粒子の電荷量を示す。電場ドリフトにおいては $\vec{F} = q\vec{E}$ であるため、式(9)は

$$\vec{V}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{E}}{|E|^2} \quad (10)$$

となり、ドリフト方向は電荷の符号に寄らず一定であることが分かる。

荷電粒子法では、衛星から射出された荷電粒子が再び射出点の近傍に戻ってきたところで検出することで、電場を計測する。一般に、荷電粒子のラーマー半径は衛星サイズに比べて十分大きくとることが可能であるため、プローブ法において問題となる光電子の分布の不均一性や、衛星形状の不均一性に起因する測定誤差を無視できる程度に小さくすることが可能であり、測定精度はプローブ法よりも高精度であると考えられている。荷電粒子としては、磁場が強い電離圏ではイオンが、磁場が小さい磁気圏では電子が用いられる。

Meltzner⁴⁾らは、GEOS-I, II衛星にこの原理に基づく観測器を搭載し、荷電粒子法によって電場計測が可能であることを示した。MeltznerらがGEOS-I, IIで使用した方法は、電子のドリフト量を直接測定するものであるため、ドリフトステップ法と呼ばれる。ドリフトステップ法の原理を図2-3・9に示す。ジャイロ中心から見た1周回後の粒子の位置の差を D 、荷電粒子の射出方向と直角な方向に設置した検出器との距離 d 、1ジャイロ周期でのドリフト量を D_0 とすると、位相角 Ψ に応じて D は、図2-3・9(b)のようにサイン波を描く。ここで、 $D_0 > d$ であれば、1スピン中に2回の戻り粒子を計測することができる。この戻り粒子を検出したときの位相角を Ψ_1 、 Ψ_2 とし、 $\Psi_2 - \Psi_1 < \pi/2$ となるように Ψ_1 、 Ψ_2 を決め、 Ψ_1 、 Ψ_2 において $D = d$ となり、 Ψ_1 、 Ψ_2 の間にピークがくるような

サインカーブを描くとその振幅は D_0 となり、ピークの位置がドリフトの方向を示す。

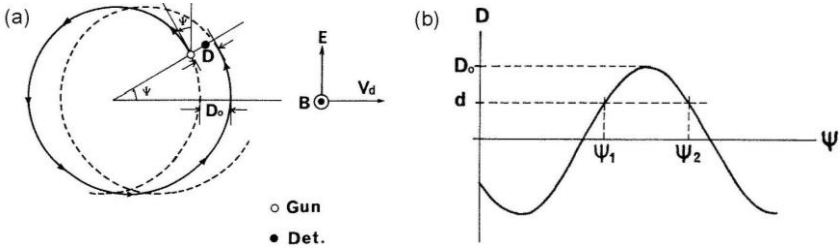
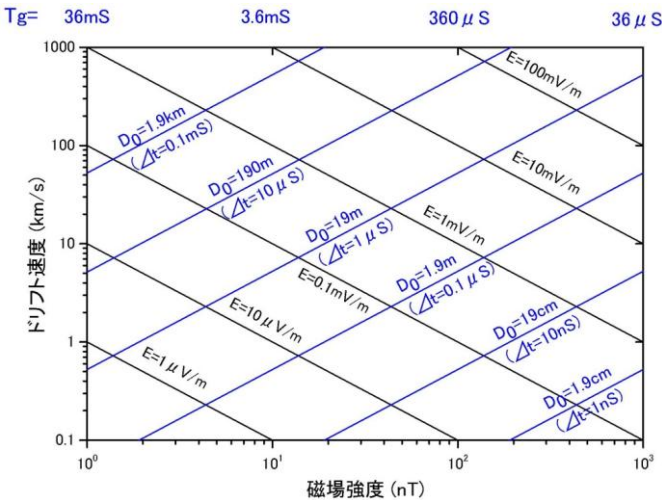


図 2-3-9 ドリフトステップ法の概念図

ドリフトステップ法では原理的には $D_0 > d$ であれば測定ができるが、 d は衛星からブームなどを伸展したとしてもたかだか数 m 程度であり、磁気圏尾部のように磁場の弱い(数十 nT)以下の領域では 0.1 mV/m の電場でも D_0 は 100 m を超えてしまうため、 Ψ_1 , Ψ_2 の位相差は $\pi/2$ に近づく。このため、 Ψ_1 , Ψ_2 の微小な誤差がサインカーブを描き、 D_0 を求める段階で大きく影響し、結果として精度が劣化して実用的ではなくなる。また逆に、 $D_0 < d$ の領域では何周回かのジャイロ運動をした後でしか計測できないために、計測そのものが困難である。



図上部に磁場に対応する電子のジャイロ周期を示してある。
青線については 1 keV の電子を用いたときの値を示してある。

図 2-3-10 磁場強度、ドリフト速度と電場(黒線)、ジャイロ周期からのずれ及びドリフト量(青線)との関係

図 2-3-10 に、磁場、ドリフト速度と電場の大きさ(黒線)、1 ジャイロでのドリフト量(青線)との関連を示す。図中の青字の Δt に関しては、後述する TOF 法(ブーメラ

ン法)に関して述べるところで説明をする. 図 2-3・10 は荷電粒子法の磁気圏への応用を念頭に, 磁場範囲として $1 \sim 10^3$ nT, ドリフト速度として $0.1 \sim 1000$ km/s の範囲を記している. また同様に, ドリフト量及び Δt は, 荷電粒子として 1 keV の電子を使用した場合の値が記してある. 図上部には電子のジャイロ周期を記載してある. ドリフトステップ法では d が数 m であるので, 実用範囲としては D_0 が数 m から数十 m の範囲が考えられるが, 例えば磁場強度が 10 nT であるとき, 0.1 mV/m の電場でも D_0 は数十 m となることから, 磁気圏尾部では誤差が大きく, 不適であることが分かる.

これらの問題を解決するために 2 種類の方法が考案された. 1 種類はドリフトステップ法進化したもので, 二つの電子銃を同時に用いることで $D_0 < d$ の領域においてもドリフト量の測定を可能にしたもので, トライアングル法と呼ばれる⁵⁾. もう一方は, 磁気圏尾部のように磁場の弱い領域でも測定できるように考案された方法で, ドリフト量を測定する代わりに荷電粒子が射出されてから検出されるまでの飛行時間を計測することによって, 磁場強度とドリフト速度を求める方法である. 飛行時間 (TOF : Time of Flight) 計測を行うことから TOF 法と呼ばれる^{5), 6), 7)}. この方法は射出点に粒子が戻ってきたところを検出することがブーメランを想像させることからブーメラン法とも呼ばれている.

図 2-3・11 にトライアングル法の原理を示す. 図 2-3・11 (a) では衛星上の 2 点に銃, 検出器のペア (G_1-R_1, G_2-R_2) が設置されており, G_1, G_2 からそれぞれ V_1, V_2 の方向に射出された粒子が R_2, R_1 で検出された状況を示している. 図 2-3・11 (b) はこの状況で R_1, R_2 を仮想的に同一点 R にもっていった場合を示す. また, 点 G は G_1, G_2 での射出された粒子の軌道を仮想的にバックトレースしたときの粒子軌道の交点である. すなわち, 点 G から別々の 2 方向に射出された粒子が共に点 R で検出されることとなる. ドリフト運動の性質上ある点からどの方向に粒子を射出しても, 1 ジャイロ周期後には D_0 だけ離れた点に収束する. このことから, 仮想的な点 $G-R$ 間のベクトルから, ドリフト量, ドリフト方向が求められることが分かる. 図 2-3・11 を見ても分かるように, ドリフトステップ法では問題となった $D_0 < d$ の場合が, トライアングル法では解消されている. しかしながら, $D_0 \gg d$ であるケースに関してはドリフトステップ法と同様の問題が残されており, 比較的磁場の強い領域での測定に適した方法である.

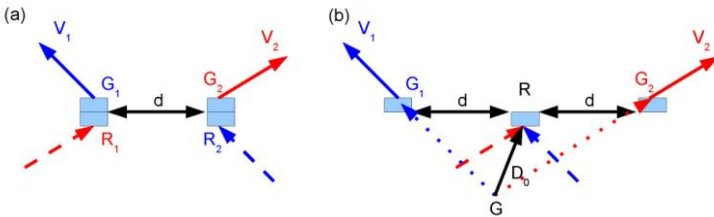
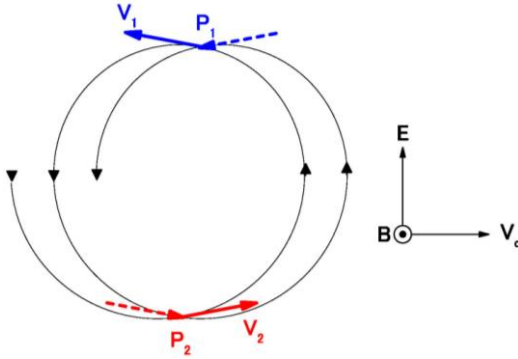


図 2-3・11 トライアングル法の原理

他方の TOF 法は, ドリフトステップ法やトライアングル法とは異なり, ドリフト軌道中で粒子が同一の点に戻ってくる (軌道の交差する点) までの時間を計測することでドリフト量を算出する方法である. 以下, 荷電粒子として電子を用いた場合について説明する. イオンを用いた場合でも計測の原理は同じである.



点 $P_1(P_2)$ で $V_1(V_2)$ の方向に射出した電子は1周回後に同一点に戻ってくる。

図 2-3・12 電子のドリフト軌道

図 2-3・12 に電子のドリフト軌道を示す。図 2-3・12 において、点 P_1, P_2 では軌道が交差して入ることから、点 $P_1(P_2)$ から $V_1(V_2)$ の方向に電子を射出すると、ほぼ 1 ジャイロ周期後に同一点に戻ってくることが分かる。このとき、電子の軌道は点 $P_1(P_2)$ では 1 ジャイロ周期で進む距離よりも少し長く（短く）、このため TOF はジャイロ周期 (T_g) よりも少し長く（短く）なる。この点 $P_1(P_2)$ での TOF を $T_1(T_2)$ とすると、簡単な計算により

$$T_1 = T_g (1 + \Delta) \quad (11)$$

$$T_2 = T_g (1 - \Delta) \quad (12)$$

と表せることが分かる。ここで、 T_g は電子のジャイロ周期、 Δ はドリフト速度 (V_d) と射出された電子の速度 (V_0) の比であり、1 keV の電子を用いると、磁気圏では 10^{-2} 前後の値をとる。式 (11)、(12) は Δ を微量と考え、 Δ の 2 次以上の項を無視することで得られる。式 (11)、(12) から分かるように、

$$T_g = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad (13)$$

$$\Delta = \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2} \quad (14)$$

となり、ブーメラン法では T_1, T_2 を同時に測定することにより、 T_g, Δ を求めることができる。ここで、電子の質量を m 、電荷量を e として、

$$T_g = \frac{z\kappa m}{eE} \quad (15)$$

$$\Delta = V_d / V_0 \quad (16)$$

であるから、結局 T_1, T_2 を同時に測定することにより、磁場の強度 (B) と、ドリフト速度 (V_d) が求められる。このとき、飛行時間計測に必要な時間精度は、 $T_g \Delta$ が測定できることである。図 2-3・10 の Δt はこの時刻精度を示している。 Δt として 100 nS は容易に達成できる値であることからブーメラン法は磁気圏のほとんどの領域で良い精度で電場を測定できることが分かる。また、ジャイロ周期を Δ のオーダーで決定できるために、

磁場計測器のオンボードキャリブレーションに使用することが可能である^{5),6)}。GEOTAIL 衛星に搭載された電場計測器と磁場計測器とのデータの比較からは、両者の感度の差は 0.8 %、磁場強度のオフセット量の差は 0.35 % と良い一致を示すことが報告されている⁶⁾。

ヨーロッパにより打ち上げられた CLUSTER-II 衛星には、ドリフトステップ法とブーメラン法を組み合わせた観測器 (EDI: Electron Drift Instrument) が搭載されており⁸⁾、互いの長所を生かせるようになっている。CLUSTER-II 衛星に搭載された EDI と磁場計測器 (FGM) との間でもオンボードのキャリブレーションが行われており、磁場計測器の精度として磁場強度が 100 nT 以下の領域ではおおよそ 0.1 nT、磁場強度が 100 nT 以上の領域では 0.1 % 以下の誤差であることが報告されている⁹⁾。

これまで、粒子のドリフトは電場によるものと仮定して話を進めてきたが、実際には粒子がドリフトを起す原因は圧力勾配、磁場の勾配・曲率など様々な原因がある。実際に予想されるドリフトの量を計算してみると、1 keV 程度エネルギーの電子を用いる範囲では電場ドリフトが支配的であるために上記の仮定は正しいといえるが、ほかの要因によるドリフト運動は測定の誤差要因とはなり得る。電場ドリフト以外のドリフト運動は粒子のエネルギーに依存するため、異なる 2 種類以上のエネルギーの粒子を用いて荷電粒子法を適応すると、電場ドリフトとほかの原因のドリフトを分離することも可能である。

荷電粒子法では荷電粒子を衛星から射出するため、この電流を補うだけの電流が周辺プラズマから供給できない場合には衛星の対プラズマポテンシャルが射出粒子のエネルギーにまで上昇し、ほかの観測器や衛星に危害を与える恐れがある。このため、衛星の対プラズマポテンシャルが変動しないように注意をする必要がある。また、衛星の対プラズマポテンシャルは測定の誤差要因ともなるため、反対の電荷をもつ粒子を同時に放出し、衛星の対プラズマポテンシャルをなるべく低い状態で一定に保つことが望ましい。この衛星のポテンシャル制御は運用上の制約となるが、一方で対プラズマポテンシャルを小さな一定値に保つことから低エネルギー粒子の観測に衛星の対プラズマポテンシャルの影響、衛星周辺の光電子の影響を抑えることができ、低エネルギー粒子の観測にとっても極めて有用である。

荷電粒子法のデータとプローブ法のデータの比較⁶⁾も行われているほか、最近では荷電粒子法のデータとプローブ法のデータを合わせて内部磁気圏の経験的電場モデルを導出する試みもなされている¹⁰⁾。

2-3-4 観測成果

ここでは、プローブ法による観測成果を紹介する。

衛星電位 V_{sc} と電子密度 N_e の関係は、シングルプローブシステムによって計測された衛星電位と、プラズマ波動計測装置 (PWI) によって観測されるプラズマ波動の特性から推定される電子密度を用いて調査する¹¹⁾。利用する波動は Continuum Radiation (CR) 及び Langmuir Wave (LW) である。前者は時間的に連続なスペクトル構造をもち¹²⁾、その低域カットオフ周波数は一般に衛星周辺の電子プラズマ周波数を表す。また、後者の波動は電子ビームにより励起され、その中心周波数が電子プラズマ周波数を表すと考え

られているからである¹³⁾。

上記の方法で調査した衛星電位と電子密度の関係 ($V_{sc}-N_e$) を図 2-3・13 に示す。縦軸は電子密度、横軸は衛星電位である。用いたデータは 1992 年 9 月から 1995 年 4 月までの期間、特に地球磁気圏遠尾部のローブ及びプラズマシート境界層領域の観測に基づいている。

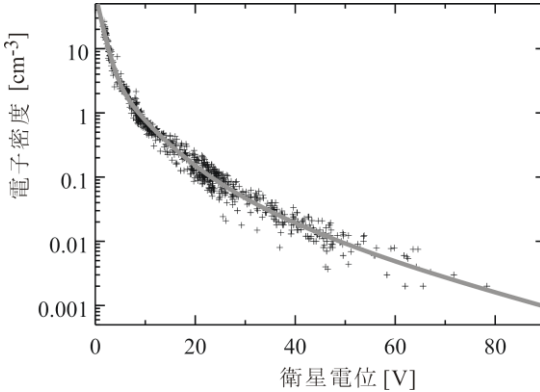


図 2-3・13 GEOTAIL 衛星のシングルプローブで計測された衛星電位 (V_{sc}) と電子密度 (N_e) の関係

図 2-3・13 において、“+”印は測定データであり、衛星電位が数 V から 80 V までの範囲を変化し、その電位に対応する電子密度が 0.002 cm^{-3} から 30 cm^{-3} の範囲で、衛星電位と良い相関をもって変化することが分かる。

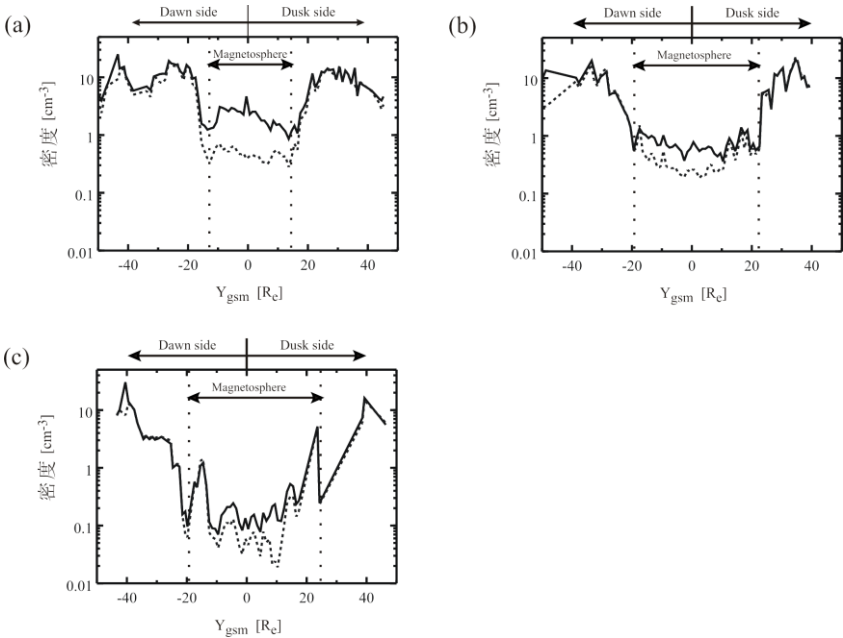
$V_{sc}-N_e$ 特性を求めるために、図中の観測データに最小二乗近似法で近似させた曲線の関数を求めると、式(17)で与えられる実験式が得られる¹⁴⁾。

$$N_e = 67.1 \exp\left(-\frac{V_{s/c}}{1.15}\right) + 4.8 \exp\left(-\frac{V_{s/c}}{4.35}\right) + 0.68 \exp\left(-\frac{V_{s/c}}{9.15}\right) + 0.07 \exp\left(-\frac{V_{s/c}}{20.8}\right) \quad (17)$$

実験式(17)で示される $V_{sc}-N_e$ の関係は、Escoubet ら¹⁵⁾が導いた $V_{sc} < 30 \text{ V}$ までの実験式を $V_{sc} \leq 80 \text{ V}$ までの広い範囲まで拡張したものと位置づけられる。実験式(17)はプローブの電圧-電子密度の較正曲線を示すものであり、プラズマ波動が観測されない場合でも、衛星電位のみから電子密度を求めることができるという利点を示すものである。すなわち、式(17)の実験式を用いることによって衛星電位から電子密度を $0.001 \text{ cm}^{-3} \sim 30 \text{ cm}^{-3}$ の範囲で計算することができる。ただし、実際の電子密度は統計的なばらつきがあるため、衛星電位-電子密度特性の実験式から求められる電子密度の推定の幅は(実験式の値) $\times (1.0 \pm 0.4) [\text{cm}^{-3}]$ である。

GEOTAIL 衛星搭載のプローブシステムによる $V_{sc}-N_e$ 特性を用いて地球磁気圏の電子密度分布を調べた結果を図 2-3・14(a), (b), (c) に示す。図中の横軸は GSM 座標系の Y_{gsm} 軸であり、縦軸は密度を示す。図 2-3・14(a) は、 $-15 < X_{gsm} < -5$ 、 $-10 < Z_{gsm} < 10$ として、 Y_{gsm} 軸方向の密度分布を調べたものである。同様に図 2-3・14(b) 及び図 2-3・14(c) は、それぞれ $-35 < X_{gsm} < -25$ 、 $-55 < X_{gsm} < -45$ としたものである。図中の実線は衛星電位から求められた電子密度、破線は GEOTAIL 衛星搭載の低エネルギー粒子計測装置

(LEP)¹⁶⁾ から得られるイオン密度である。更に、図中の垂直な点線は Magnetopause であると推測される位置を示したものである。



(a) $-15 \text{ Re} < X_{\text{gsm}} < -5 \text{ Re}$, (b) $-35 \text{ Re} < X_{\text{gsm}} < -25 \text{ Re}$, (c) $-55 \text{ Re} < X_{\text{gsm}} < -45 \text{ Re}$

図 2-3-14 磁気圏尾部における電子密度分布の観測結果

図 2-3-14(a), (b), (c) より、以下の点が理解できる。(1)地球から遠くなるほど磁気圏内の電子密度が減少する。(2)磁気圏内の Dawn Side の電子密度が Dusk Side の電子密度よりも大きい。このような電子密度分布は、太陽風プラズマが Dusk Side の Magnetopause よりも Dawn Side の Magnetopause の方を通過して磁気圏内に侵入していることを示すと考えられる¹⁷⁾。

図 2-3-15 は、1992 年 10 月 15 日 22 時 21 分に観測されたダブルプローブの出力波形 (AC-E) である。図中の実線は生データ波形であるが、スピン周期に同期した大きな変動成分とこれに重畳する微小変動がみられる。この大きな変動成分は衛星のスピンに同期した準直流成分であり、人工的な雑音であると弁別される。この雑音成分を生データから差し引くと、図 2-3-15 の点線で示す真の波動の波形が得られる。

図 2-3-16(a) は、1993 年 1 月 31 日 18 時 45 分に衛星がプラズマシートからローブへ移動するとき、プラズマシートとローブの境界領域で観測された PANT プローブで検出された強い波動の生データ波形である。これをフーリエ変換して求めたスペクトルを図 2-3-16(b) に示す。最も強い成分は 6.1 Hz に見られ、電界強度は $1.3 \text{ mV/m/Hz}^{1/2}$ である。また、この波動の振幅は衛星のスピンにともなって増減し、PANT プローブの伸展方向が地球磁場に対して直角になる方向で最大になることも分かる。この波動の周波数は観測地点

の低域混成周波数(13.0Hz)の0.47倍である。これらの周波数関係と偏波の特徴は、Lower Hybrid Drift Instability による波動と一致することが示された¹⁸⁾。また、プラズマシート及びプラズマシート境界において、Lower Hybrid Drift Wave が非線形発展したと考えられる非常に強いスパイク状の波動も観測された¹⁹⁾。

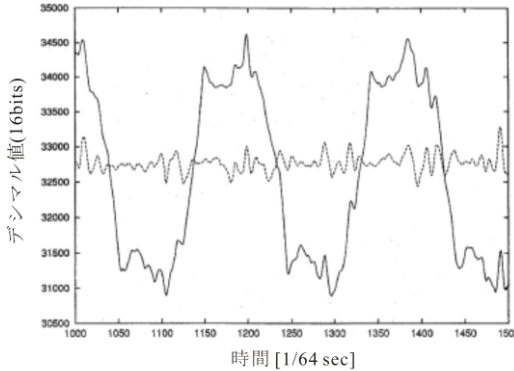


図 2-3-15 ダブルプローブの出力波形 (AC-E) の一例 (1992 年 10 月 15 日 22 時 21 分)

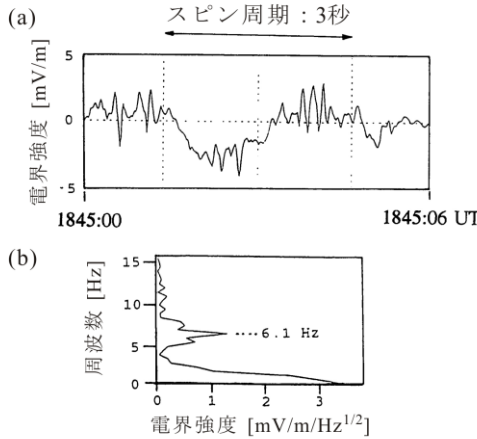
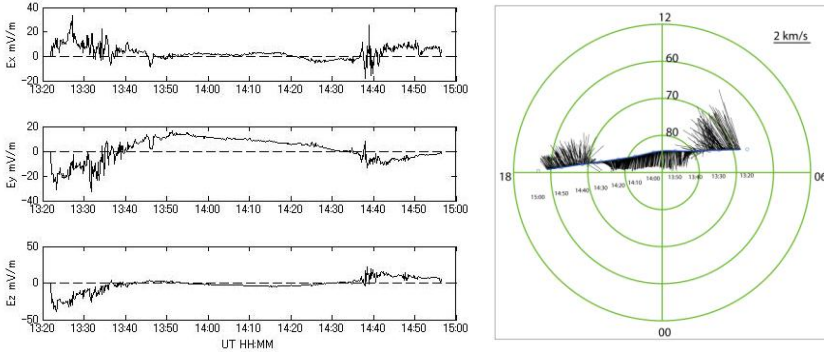


図 2-3-16 1993 年 1 月 31 日に観測された、(a) ダブルプローブの波形、及び(b) そのスペクトル

図 2-3-7 の DC-E 出力からは、DC~低周波の電場データが得られる^{20), 21)}。図 2-3-17(a) は、GEOTAIL と類似した電界測定器を搭載した「あけぼの」衛星の DC~低周波の電場データの観測例を表す²²⁾。「あけぼの」衛星は太陽指向姿勢であるので、プローブは太陽方向に直交する平面内に伸展されている。したがって、GSM 座標系の y 成分及び z 成分が、プローブによって直接測定された成分である。この例では、磁場方向の電場がゼ

ロであるという仮定を用いて、残りの1成分(GSM x 成分)を算出している。更に、同じく磁場方向の電場がゼロであるという仮定を用いると、高度7千~1万 km を飛行する「あけぼの」衛星の位置で測定した電場を、高度120 km (電離層高度)に投影することができる。図2-3-17(a)のデータを電離層高度に投影し、更にその電場によるプラズマのドリフト方向を表したものが図2-3-17(b)である。朝と夕方では太陽に向かう方向、昼では反太陽方向をもつプラズマの対流が表れている。



地球を北から見た図で、上が磁気地方時12時である。

図2-3-17 (a)1990年3月25日に「あけぼの」衛星によって測定された電場のGSM座標系プロット、
(b)同じ電場データを、120 km 高度に投影した結果を用いた、プラズマの電場ドリフト

■参考文献

- 1) A. Pedersen, C. A. Cattell, C. -G. Fälthammar, V. Formisano, P. -A. Lindqvist, F. Mozer and R. Torbert, "Quasistatic electric field measurements with spherical double probes on the GEOS and ISEE satellites," *Space Sci. Rev.*, 37, pp.269-312, 1984.
- 2) Nelson C. Maynard, "Electric Field Measurements in Moderate to High Density Space Plasmas with Passive Double Probes," in *Measurement Techniques in Space Plasmas - Fields: Geophysical Monograph 103*, ed. Robert F. Pfaff, Joseph E. Borovsky and David T. Young, pp.13-27, American Geophysical Union, Washington, 1998.
- 3) K. Tsuruda, H. Hayakawa, M. Nakamura, T. Okada, A. Matsuoka, F. S. Mozer, and R. Schmidt, "Electric field measurements on the GEOTAIL satellite," *J. Geomag. Geoelectr.*, 46, pp.693-711, 1994.
- 4) F. Melzner, G. Metzner, and D. Antrick, "The GOES electron beam experiment S329," *Space Science Instr.*, 4, pp.45-55, 1978.
- 5) G. Paschmann, C. E. McIlwain, J. M. Quinn, R. B. Torbert, and E. C. Whipple, "The Electron Drift Technique for Measuring Electric and Magnetic Fields," in *Measurement Techniques in Space Plasmas - Fields: Geophysical Monograph 103*, ed. Robert F. Pfaff, Joseph E. Borovsky and David T. Young, pp.29-38, American Geophysical Union, Washington, 1998.
- 6) K. Tsuruda, H. Hayakawa, and M. Nakamura, "Electric Field Measurements in the Magnetosphere by the Electron Beam Boomerang Technique," in *Measurement Techniques in Space Plasmas -- Fields: Geophysical Monograph 103*, ed. Robert F. Pfaff, Joseph E. Borovsky and David T. Young, pp.39-45, American Geophysical Union, Washington, 1998.
- 7) H. Vaith, R. Frenzel, G. Paschmann, and F. Melzner, "Electron Gyro Time Measurement Technique for Determining Electric and Magnetic Fields," in *Measurement Techniques in Space Plasmas - Fields: Geophysical Monograph 103*, ed. Robert F. Pfaff, Joseph E. Borovsky and David T. Young, pp.47-52,

- American Geophysical Union, Washington, 1998.
- 8) G. Paschmann, F. Melzner, R. Frenzel, H. Vaith, P. Parigger, U. Pagel, O. H. Bauer, G. Haerendel, W. Baumjohann, N. Scopke, R. B. Torbert, B. Briggs, J. Chan, K. Lynch, K. Morey, J. M. Quinn, D. Simpson, C. Young, C. E. McIlwain, W. Fillius, S. S. Kerr, R. Mahier, and E. C. Whipple, "The Electron Drift Instrument for CLUSTER," *Space Science Reviews*, 79, pp. 233-269, 1997.
 - 9) E. Georgescu, H. Vaith, K.-H. Fornaçon, U. Auster, A. Balogh, C. Carr, M. Chutter, M. Dunlop, M. Foerster, K.-H. Glassmeier, J. Gloag, G. Paschmann, J. Quinn, and R. Torbert, "Use of EDI time-of-flight data for FGM calibration check on cluster," in *Proceedings of the Cluster and Double Star Symposium – 5th Anniversary of Cluster in Space*, ESA SP, No.598, pp.535-541, European Space Agency, 2006.
 - 10) P. A. Puhl-Quinna, H. Matsui, V. K. Jordanova, Y. Khotyaintsev, and P.-A. Lindqvist, "An effort to derive an empirically based, inner-magnetospheric electric field model: Merging Cluster EDI and EFW data," *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70, pp.564-573, 2008.
 - 11) H. Matsumoto, I. Nagano, R. R. Anderson, H. Kojima, K. Hashimoto, M. Tsutsui, T. Okada, I. Kimura, Y. Omura, and M. Okada, "Plasma Wave Observations with GEOTAIL Spacecraft," *J. Geo- mag. Geoelectr.*, 46, pp.59-95, 1994.
 - 12) I. Nagano, S. Yagitani, H. Kojima, Y. Kakehi, T. Shiozaki, H. Matsumoto, K. Hashimoto, T. Okada, S. Kokubun, and T. Yamamoto, "Wave form analysis of the continuum radiation observed by GEOTAIL," *Geophys. Res. Lett.*, 21, pp.2911-2914, 1994.
 - 13) H. Matsumoto, H. Kojima, Y. Omura, and I. Nagano, "Plasma Waves in Geospace: GEOTAIL Observations," in *Radio Astronomy at Long Wavelengths: Geophysical Monograph*, 105, ed. Robert G. Stone, Kurt W. Weiler, and Melvyn L. Goldstein, pp.259-319, American Geophysical Union, Washington, 1998.
 - 14) 岡田敏美, 石坂圭吾, 向井利典, 鶴田浩一郎, 松本 紘, "衛星電位—電子密度の関係をを用いた地球磁気圏の電子密度構造の研究," *電子情報通信学会論文誌*, B, vol.J83-B, no.6, pp.885-893, 2000.
 - 15) C. P. Escoubet, A. Pedersen, R. Schmidt, P. A. Lindqvist, "Density in the magnetosphere inferred from ISEE 1 spacecraft potential," *J. Geophys. Res.*, 102, pp.17,595-17,609, 1997.
 - 16) 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. eoelectr.*, 46, pp.669-692, 1994.
 - 17) K. Ishisaka, T. Okada, K. Tsuruda, H. Hayakawa, T. Mukai, and H. Matsumoto, "Relationship between the GEOTAIL spacecraft potential and the magnetospheric electron number density including the distant tail regions," *J. Geophys. Res.*, 106, pp.6,309-6,319, 2001.
 - 18) T. Okada, K. Tsuruda, H. Hayakawa, M. Nakamura, T. Mukai, T. Yamamoto, A. Matsuoka, T. Terasawa, F. S. Mozer, S. Kokubun, and H. Matsumoto, "GEOTAIL observations of electrostatic waves in the lower-hybrid frequency range in the plasma sheet boundary layer," *Geophysical Research Letters*, 21, pp.2,931-2,934, 1994.
 - 19) C. Cattell, F. S. Mozer, K. Tsuruda, H. Hayakawa, M. Nakamura, T. Okada, S. Kokubun, and T. Yamamoto, "GEOTAIL observations of spiky electric fields and low-frequency waves in the plasma sheet and plasma sheet boundary," *Geophysical Research Letters*, 21, pp.2,987-2,990, 1994.
 - 20) H. Hayakawa, T. Okada, M. Ejiri, A. Kadokura, Y.-I. Kohno, K. Maezawa, S. Machida, A. Matsuoka, T. Mukai, M. Nakamura, A. Nishida, T. Obara, Y. Tanaka, F. S. Mozer, G. Haerendel, and K. Tsuruda, "Electric field measurement on the Akebono (EXOS-D) satellite," *J. Geomag. Geoelectr.*, 42, pp.371-384, 1990.
 - 21) T. Okada, H. Hayakawa, K. Tsuruda, A. Nishida, A. Matsuoka, "EXOS-D observations of enhanced electric field during the giant magnetic storm in March 1989," *J. Geophys. Res.*, 98, pp.15,417-15,424, 1993.
 - 22) A. Nishida, T. Mukai, H. Hayakawa, A. Matsuoka, K. Tsuruda, and H. Fukunishi, "Unexpected features of the ion precipitation in the so-called cleft/low-latitude boundary layer region: Association with sunward convection and occurrence on open field lines," *J. Geophys. Res.*, 98, pp.11,161-11,176, 1993.

■S4群-5編-2章

2-4 波動観測

(執筆者: 橋本弘藏) [2012年2月 受領]

はじめに、波動観測の意義について述べる。宇宙空間を満たしているプラズマ中を電磁波が伝搬する際には、プラズマを構成している荷電粒子の運動に影響を与え、それが電流となって電磁波に影響を与えるという相互作用により、屈折率が1である真空中とは異なった伝搬形態となる。この相互作用は粒子を加速、あるいは減速し、粒子と波動の間にエネルギーの授受が起こる。通常は伝搬中に波動は減衰するが、プラズマが平衡状態でない場合、波動にエネルギーを与えることがある。その結果として、宇宙空間で励起される多数の自然波動が存在する。これらの波動の観測を通じて、宇宙空間の物理現象を究明することに役立つ。粒子観測の結果も併用すると、相互作用がより明らかとなり、現象をより深く理解できる。

能動観測は、衛星から電波を放射して、磁気圏電離圏内のプラズマで反射された電波を受信し、その伝搬時間から、その経路内の媒体の情報を得るもので、リモートセンシングを可能とするものである。また放射した電波そのものがプラズマと相互作用させて生じる現象を解明する自然の実験室としても有用である。

今までは、粒子のエネルギーを貰って波動が励起されるだけと考えられてきたが、近年、波動が粒子を加速し、地球を取り巻く放射線帯(バンアレン帯)の高エネルギー粒子をつくり出していることが明らかとなってきた。格段に波動の重要性が増し、学会のホットトピックとなってきたので、その概要を紹介する。Summersら¹⁾は、地上でも受信でき、鳥のさえずりのように聞こえることからコーラスと名づけられた、磁気赤道で発生するVLF帯の放射が、電子を1MeV以上に加速されることを指摘し、謎とされていた放射線帯外帯の相対論的な高エネルギーの加速機構を提案した。三好ら²⁾は、磁気嵐時のNOAA衛星とあけぼの(EXOS-D)衛星の波動と粒子の観測結果を解析し、ホイスターモードのコーラスがプラズマポーズの外部で、波動粒子相互作用によって相対論的電子の生成に重要であることを明らかにした。それまでの関連の研究も同論文で紹介されている。笠原ら³⁾は、コーラスの観測データを統計的に解析して、磁気嵐時の高エネルギー粒子分布とコーラスの分布の空間的、時間的変化を明らかにするとともに、コーラスのエネルギーの方が、高エネルギー粒子の加速に要するものよりも1ケタ以上大きいことに言及している。

■参考文献

- 1) Summers, D., R.M. Thorne, and F. Xiao, "Relativistic theory of wave-particle resonant diffusion with application to electron acceleration in the magnetosphere," *J. Geophys. Res.*, vol.103, no.20, pp.487-20, 500, 1998.
- 2) Miyoshi, Y., A. Morioka, T. Obara, H. Misawa, T. Nagai, and Y. Kasahara, "Rebuilding process of the outer radiation belt during the November 3, 1993, magnetic storm. NOAA and EXOS-D observations," *J. Geophys. Res.*, vol.108, doi:10.1029/2002ja007542, 2003.
- 3) Y. Kasahara, H. Uchiyama, and Y.Goto, "Whistler Mode Chorus Observed around the Plasmapause during Magnetic Storms," *Frontiers of Magnetospheric Physics, COSPAR Colloquia Series, Elsevier*, vol.16, pp.228-234, 2004.

2-4-1 受動観測（電波観測）

（執筆著者：橋本弘蔵）[2012年2月 受領]

(1) はじめに

宇宙空間では、プラズマ中の波動粒子相互作用を起こす波動が存在する。科学衛星で波動や粒子を観測することにより、波動の発生原因、非線形を含む諸現象を理解することができる。波動受信機は、国内外の多数の衛星に搭載されているが、いくつかの衛星の例を紹介して、種々の観測方式を見ていく。

(2) あけぼの（EXOS-D）VLF 及び HF 波動受信機

(a) あけぼの VLF 波動受信機

あけぼの衛星に搭載された VLF 波動受信機のブロック図を **図 2-4-1・1** に示す¹⁾。センサは、全長 60 m のダイポールアンテナ 2 対、800 Hz 以上を対象とする 3 軸直交ループアンテナ、800 Hz 以下を対象とする 3 軸直交サーチコイルからなる。ループアンテナは 20 kHz 以下を受信し、20 kHz - 1 MHz までの磁界を受信する PWS（HF 波動受信機及び トップサイド・サウンド）と共用している。そのために、トランスによるネットワークを用いている最適化を行った²⁾。中央に示した、VIP などの箱は、サブシステムの名称である。次に示すとおり多くの機能を有している。

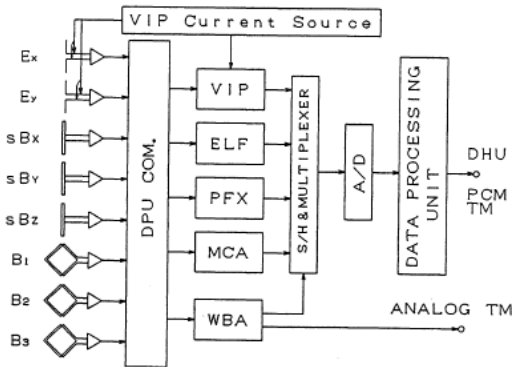


図 2-4-1・1 あけぼの VLF 波動受信機のブロック図¹⁾

VIP：アンテナに電流を印加し、アンテナのベクトルインピーダンス（Vector Impedance）を測定する。ダイナミックレンジを増やすためにインピーダンスに応じて印加電流を変えている。受信信号の絶対強度や、アンテナの実効長の絶対測定のための校正に重要である。

ELF：超低周波（ELF 帯）受信機で 50 Hz までの電界 1 成分とサーチコイルによる磁界 3 成分を送るモード（160 Hz, 8 bit サンプル）と、100 Hz までの電磁界各 1 成分を送るモード（320 Hz, 8 bit サンプル）の二つのモードがある。

PFX：100-12, 750 Hz のうち指定された周波数を中心とする帯域 50 Hz を地上に伝送す

る。中間周波数である $240 \text{ Hz} \pm 25 \text{ Hz}$ を 320 Hz , 12 bit サンプルでポインティングフラックス (Poynting FluX) を測定することを目的とするユニークなシステムである。215-265 kHz の信号をテレメータ伝送するが, 160 Hz 以下の減衰を大きくし, イメージ周波数にあたる $80 \text{ Hz} \pm 25 \text{ Hz}$ の減衰量は 55 dB 以上を確保しているので 320 Hz サンプルで十分である。

MCA: フィルタバンクによる多チャンネル受信機 (Multi-Channel Analyzer) で 3.16, 5.62, 10.0 と 17.8 [Hz] $\times 1$, $\times 10$, $\times 100$ 及び $\times 1,000$ を中心とする 30% の周波数帯域で 16 チャンネルを受信し, 電磁界各 1 成分の強度を毎秒 1, 2 または 4 回 8 bit で伝送する。帯域は広いが, 高時間分解能のスペクトルが得られる。伝送レートが低いので, 長時間のデータを蓄積できる。類似のシステムが米国の ISEE 衛星などにも搭載されている標準的な観測機器である³⁾。

WBA: 広帯域受信機で 50 Hz から 7 kHz または 14 kHz までの電磁界 1 成分を 20 kHz のサブキャリアで VSB 変調し, PM のアナログテレメータで伝送する。

これらの装置は, 特別に開発した, 自動的に 0 または 25 dB に利得を変えることができるアンプ 3 段からなる WIDA IC を用い 80 dB のダイナミックレンジを確保している。PFX を始め, WIDA IC, 随所に用いた bi-quad フィルタ内蔵の Filter IC などのより詳しい装置の説明は, 文献 4) に示されている。これはハードウェアの設計者を筆頭著者とする論文もあるべきだ, ということで IEEE 誌に投稿し受理されたものである。研究成果や論文についてもこの文献を参照されたい。

(b) あげぼの HF 波動受信機

図 2-4-1・2 にブロック図を示す HF 波動受信機は, アンテナを VLF 受信機と共用し, 能動観測 (2-4-2 項参照) である HF 波動受信機及びトップサイド・サウンド (PWS)⁵⁾ の受信部を利用して 20 kHz から 5 MHz までの周波数スペクトルまたは偏波の観測を 1 秒ごとに行う。第 1 中間周波数 25 MHz 帯域幅 10 kHz, 第 2 中間周波数 455 kHz で周波数分解能 1 kHz の掃引受信機である。また 50 kHz から 1.5 MHz の 8 点の周波数では 0.25 秒ごとに観測するほか, ポインティングベクトルを計算するために, 更に受信信号を 1kHz に変換し, サンプリング周波数 5kHz でテレメータ伝送する。

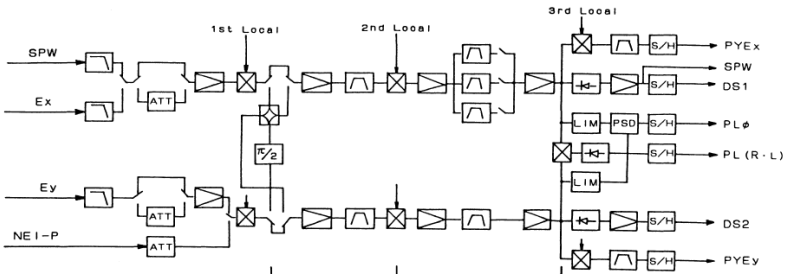


図 2-4-1・2 あげぼの HF 波動受信機の電界部分のブロック図⁴⁾

(3) GEOTAIL プラズマ波動受信機

GEOTAIL プラズマ波動受信機のブロック図を **図 2-4-1・3** に示す⁶⁾。センサは全長 100 m のダイポールアンテナ 2 対、1 kHz までの帯域で磁場計測器 (MGF) と共用の 3 軸 MGF サーチコイル、1-12 kHz の帯域で 30 cm のボビン 2 万回巻の 3 軸 PWI サーチコイルからなる。高性能のアンテナやサーチコイルと粘り強い干渉対策⁷⁾のおかげで、低雑音の高感度受信機となり、GEOTAIL の大きな成果に貢献している。

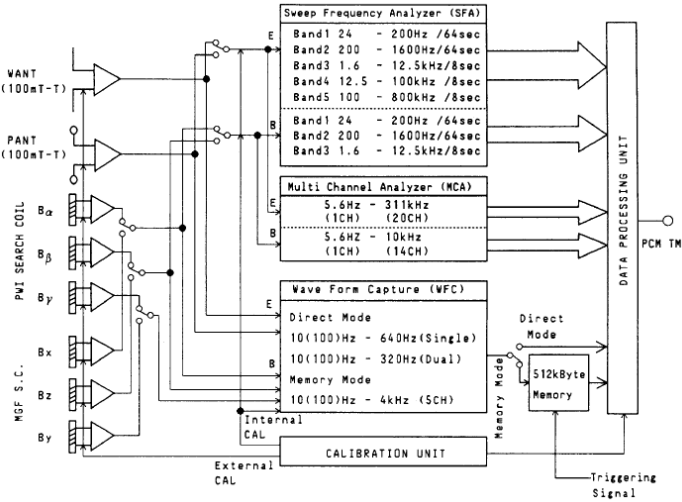


図 2-4-1・3 GEOTAIL プラズマ波動受信機のブロック図⁶⁾

掃引受信機(SFA)は24 Hzから800 kHzを[1] 24 Hz - 200 Hz, [2] 200 Hz - 1600 Hz, [3] 1.6 kHz - 12.5 kHz, [4] 12.5 kHz - 100 kHz, [5] 100 kHz - 800 kHzの五つのバンドに分けて、各バンドの帯域内を128分の1の周波数分解能で、バンド1, 2は64秒、3-5は8秒で掃引する高周波数分解能の受信機である。

多チャンネル受信機(MCA)は、前述の「あけぼの」と同様の周波数配列で、電界は5.6 Hzから311 kHzを20チャンネルで、磁界は5.6 Hzから10 kHzを14チャンネルで強度を250 msあるいは500 msごとにサンプルする高時間分解能受信機である。米国のアイオワ大学から提供された装置である。

波形捕捉受信機(WFC)は、アナログテレメータの代わりに搭載された。40 Hzから4 kHzの信号を12 kHzで12ビットサンプルし、更に8ビットに圧縮して512kバイトのメモリに8.7秒間蓄え、275秒あるいは375秒で地上に波形を伝送する。静電孤立波の発見⁷⁾という、粒子観測⁸⁾や計算機シミュレーションによる解釈⁹⁾も併せて発表され、内外の学会に大きな影響を与える成果をもたらした装置である。

(4) のぞみ (PLANET-B) 低周波波動受信機

火星探査機「のぞみ」に低周波波動受信機¹¹⁾ (LFA : Low Frequency Analyzer) が搭載された。周波数が 32 kHz 以下とはいえ、初めて DSP を搭載してフィルタや FFT を機上で処理を行った点で意義があり、ハードやソフトの開発は、かぐや搭載受信機の基礎になる貴重な経験となった。DSP には、旧式ではあるが衛星搭載用の製品があり、ソフトウェア開発が容易になる浮動小数点型の TI C320C31¹²⁾ を採用した。残念ながら軌道投入に至らず、アンテナを展開することすらできず、データは取得できなかった。頁数にも限りがあるので、詳しくは文献 11) を参照されたい。

(5) かぐや波動受信機

月レーダサウンダ (LRS : Lunar Radar Sounder)¹³⁾ は、能動観測 (2-4-2 項参照) を基礎に、4 - 6 MHz で掃引した電波を送信し、月の表面や地下数 km 位からの反射波の往復時間や強度を測定し、その地下構造を調べる。その受信部を利用した HF 受信機 (NPW : Natural Plasma Wave) と低周波受信機 (WFC : Waveform Capture)¹⁴⁾ がある。WFC のブロック図を図 2-4-1-4 に示す。WFC-L と呼んでいる 100 Hz - 100 kHz までの波形捕捉受信機と便宜上 WFC-H と呼ぶ 1 kHz - 1 MHz までの掃引受信機からなる。5 MHz 付近の電波の送信に重点を置いた 2 対の全長 30 m のダイポールアンテナ及び制御用計算機を LRS と共用している。DSP には、「のぞみ」と同じ 320C31 を採用し、開発環境や経験を流用した。今後の衛星などでは、より新しい DSP を採用すべきであろう。基本的な性能はロケット実験¹⁵⁾ で確認した経験を生かした設計となっている。

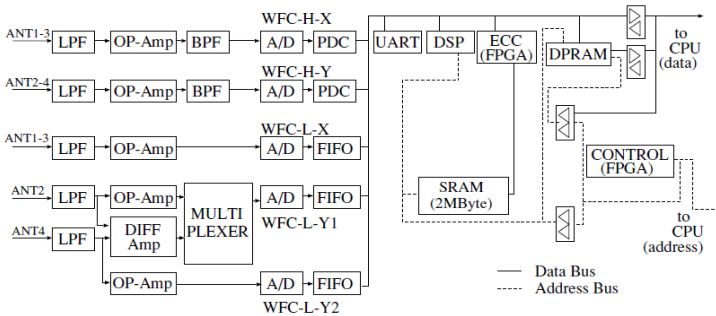


図 2-4-1-4 かぐやプラズマ波動受信機のブロック図¹²⁾

(a) NPW

サウンダの受信部を利用して 20 kHz から 30 MHz までの惑星電波を含む波動を受信する。X, Y アンテナで受信された波動のスペクトルや偏波を 20 kHz から 6 MHz までは周波数分解能 3 kHz で、6 - 30 MHz は 10 kHz の周波数分解能で、2 秒で掃引受信する。また、一方のアンテナで受信された波形を 25 MSPS (Msamples/s) で 100 m 秒ごとに 4096 点 (164 μ 秒) 観測する¹⁶⁾。

(b) WFC-L

WFC-H/L とともに X, Y の 2 対のダイポールアンテナとして用いるほか、WFC-L では、Y アンテナを二つのモノポールアンテナ Y1, Y2 として用い、受信された波動の時間差を用いて、伝搬速度などの測定をすることができる。AD コンバータは、16 ビット 8 倍オーバーサンプリング方式の AD9260 である。100 kHz まで受信時は 250 kHz の word rate (通常のサンプリングレートと考えるとよい)、50 kHz までの場合は 125 kHz としている。8 倍のオーバーサンプリングなので、950 kHz 以上の周波数で 70 dB 以上減衰するフィルタを用意しておけば、実際のサンプリング周波数を 2 MHz または 1 MHz に、クロック周波数を半分にするだけで、アナログフィルタは変更不要に簡略化できる。1 から 3 チャンネル同時サンプルし、容量 1.5 MB のメモリに保存する。1 チャンネルを 250 kHz サンプルした場合には 3 秒間保存できる。記録時間を延長するために、高い周波数成分が存在しない場合には、デジタルフィルタで自動的に上限周波数を下げるなど、記録時間を延長する工夫も行われている¹⁷⁾。

(c) WFC-H

GEOTAIL の項で述べた MCA の時間分解能と SFA の周波数分解能以上の性能を有する高速掃引受信機である。ソフトウェア受信機¹⁸⁾の技術を応用したもので、図 2-4-1-4 の WFC-H-X, Y で PDC と記した Programmable Down Converter¹⁹⁾ が本質的な要素である。そのブロック図を図 2-4-1-5 に示す。入力信号は、希望する周波数帯の中心周波数で、90 度位相の異なる二つの局部発信機で低周波に変換される。通常の変換と異なり、周波数の正負が独立しているので、ベースバンドに変換でき、ローパスフィルタを使用できる。両チャンネルを複素高速フーリエ変換すれば、子の周波数帯のスペクトルを得ることができる。順次中心周波数を変えて全帯域を掃引でき、高周波数分解能と高時間分解能を同時に実現している。ベースバンドに変換した波形を送る WAVE、周波数スペクトルを送り、位相情報が無いので時間分解能を上げられる FFT、2 チャンネルの周波数スペクトルと位相差を送る PHASE の三種のモードを有している。通常は、周波数軸は対数としてスペクトル表示しているの、周波数分解能は、低い周波数で高く、高い周波数では分解能を下げている。

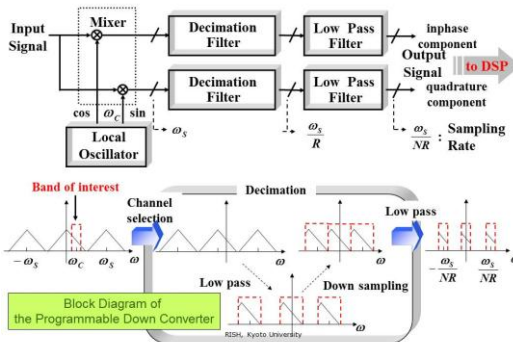


図 2-4-1-5 Programmable Down Converter のブロック図

(d) 観測結果

これまでの成果は文献 16) にまとめられている。残念ながら、ほかの機器から出る雑音は、ある程度認める方針で許容雑音レベルが決められたので、GEOTAIL ほど弱い信号は受信できない。WFC-H は、連側の受信された周波数スペクトルを表示しており、太陽風の陰に入るウェイクでも地球は可視なので、AKR も受かっており、波動の概観を知るのに有用である。WFC-L は静電孤立波 (ESW) の波形観測に成功しているほか、WFC-H で提供できない低周波のスペクトル観測にも応用されている。

(6) むすび

著者が関与してきた波動観測装置を中心に、概要と特徴的な点を紹介してきた。スペースの関係で詳しく紹介できなかったが、引用文献を読む参考として、今後の機器設計や機器の理解に少しでも役立つことを期待している。

■参考文献

- 1) Kimura, I., K. Hashimoto, I. Nagano, T. Okada, M. Yamamoto, T. Yoshino, H. Matsumoto, M. Ejiri and K. Hayashi, "VLF Observations by the Akebono (EXOS-D) satellite," J. Geomag. Geoelectr., vol.42, pp.459-478, 1990.
- 2) Okada, T., I. Nagano, K. Hashimoto, I. Kimura, H. Oya, and A. Morioka, "Design of a small loop antenna system for receiving waves in VLF and MF bands using a series-transformer network," Trans. IEICE, vol.E-70-6, pp.550-561, 1987.
- 3) Gurnett, D.A., F.L. Scarf, R.W. Fredricks, and E.J. Smith, "The ISEE-1 and ISEE-2 plasma wave investigation," IEEE Trans. Geosci. Electr., vol. GE-16, pp. 225-230, 1978.
- 4) Hashimoto K., I. Nagano, M. Yamamoto, T. Okada, I. Kimura, H. Matsumoto and H. Oki, "EXOS-D (AKEBONO) Very Low Frequency Plasma Wave Instruments (VLF)," IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol.35, pp.278-286, 1997.
- 5) Oya, H., A. Morioka, K. Kobayashi, M. Iizima, T. Ono, H. Miyaoka, T. Okada, T. Obara, "Plasma wave observation and sounder experiments (PWS) using the Akebono (EXOS-D) satellite - Instrumentation and initial results including discovery of the high altitude equatorial plasma turbulence," J. Geomag. Geoelectr., vol.42, pp.411-442, 1990.
- 6) Matsumoto, H., I. Nagano, R.R. Anderson, H. Kojima, K. Hashimoto, M. Tsutsui, T. Okada, I. Kimura, Y. Omura, and M. Okada, "Plasma Wave Observations with GEOTAIL Spacecraft," J. Geomag. Geoelectr., vol.46, pp.59-95, 1994.
- 7) Tsutsui, M., H. Kojima, I. Nagano, H. Sato, T. Okada, H. Matsumoto, T. Mukai, and M. Kawaguchi, "Magnetic radiations from harness wires of spacecraft," IEICE Trans. Commun., vol. E75-B, pp.174-182, 1992.
- 8) Matsumoto, H., H. Kojima, T. Miyatake, Y. Omura, M. Okada, I. Nagano, and M. Tsutsui, "Electrostatic Solitary Waves (ESW) in the Magnetotail : BEN Wave forms observed by GEOTAIL," Geophys. Res. Lett., vol.21, pp.2915-2918, 1994.
- 9) Kojima, H., H. Matsumoto, T. Miyatake, I. Nagano, A. Fujita, L.A. Frank, T. Mukai, W.R. Paterson, Y. Saito, S. Machida, and R.R. Anderson, "Relation between electrostatic solitary waves and hot plasma flow in the plasma sheet boundary layer: GEOTAIL Observations," Geophys. Res. Lett., vol.21, pp.2919-2922, 1994.
- 10) Omura, Y., H. Kojima, and H. Matsumoto, "Computer simulation of Electrostatic Solitary Waves: A nonlinear model of broadband electrostatic noise," Geophys. Res. Lett., vol.21, pp.2923-2926, 1994.
- 11) Matsumoto, H., T. Okada, K. Hashimoto, I. Nagano, S. Yagitani, M. Tsutsui, Y. Kasaba, K. Tsuruda, H. Hayakawa, A. Matsuoka, S. Watanabe, H. Ueda, Y. Kasahara, Y. Omura, K. Ishisaka, T. Imachi, and Y.

- Tateno, "Low frequency plasma wave Analyzer (LFA) onboard the PLANET-B spacecraft," *Earth Planets Space*, vol.50, pp.223-228, 1998.
- 12) Texas Instruments Inc., "SMJ320C31 data sheet, 2006. Texas Instruments Inc.," SMJ320C31 data sheet, 2006.
 - 13) T. Ono, A. Kumamoto, Y. Yamaguchi, A. Yamaji, T. Kobayashi, Y. Kasahara, H. Oya, "Instrumentation and observation target of the Lunar Radar Sounder (LRS) experiment on-board the SELENE spacecraft," *Earth Planets Space*, vol.60, pp.321-332, 2008.
 - 14) Yoshiya Kasahara, Yoshitaka Goto, Kozo Hashimoto, Tomohiko Imachi, Atsushi Kumamoto, Takayuki Ono, and Hiroshi Matsumoto, "Plasma wave observation using waveform capture in the Lunar Radar Sounder on board the SELENE spacecraft," *Earth Planets Space*, vol.60, no.4, pp.341-351, 2008.
 - 15) Hashimoto, K., H. Iwai, Y. Ueda, H. Kojima, and H. Matsumoto, "Software wave receiver for the SS-520-2 rocket experiment," *IEEE Trans. on Geoscience and Remotesensing*, vol.41, no.2638-2647, 2003.
 - 16) T. Ono, A. Kumamoto, Y. Kasahara, Y. Yamaguchi, A. Yamaji, T. Kobayashi, S. Oshigami, H. Nakagawa, Y. Goto, K. Hashimoto, Y. Omura, T. Imacahi, H. Matsumoto, and H. Oya, "The Lunar Radar Sounder (LRS) Onboard the KAGUYA (SELENE) Spacecraft," *The Kaguya Mission to the Moon* (Guest Editors: A. Matsuoka, C.T. Russell), *Space Science Reviews*, vol.154, 145-192, DOI:10.1007/s11214-010-9673-8, 2010.
 - 17) 後藤由貴, 笠原禎也, 橋本弘藏, "かぐや衛星搭載波形補そく器における高効率波形データ取得法," *電子情報通信学会論文誌 B*, vol.J91-B, no.5, pp.617-625, 2008.
 - 18) R. Baines, "The DSP bottleneck," *IEEE Commun. Mag.*, vol.33, pp.46-54, 1995.
 - 19) Intersil Corporation, "HSP50214B data sheet," 2000.

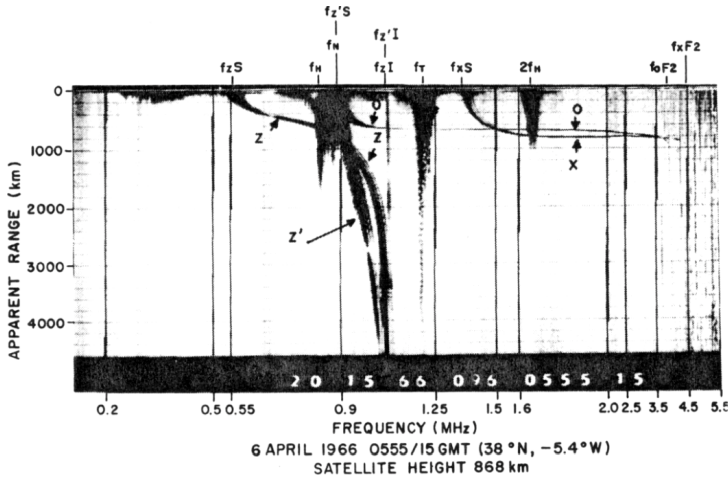
2-4-2 能動観測 (サウンド)

(執筆: 小野高幸) [2009年9月受領]

まず、サウンディングとは、電波、光、音波などを用いて、外から見ることでできない物体の内部構造を探る手段として一般に使われている。測定は、まず能動動作として電磁波や超音波などを送信し、内部から返ってくる信号をとらえることで、途中の伝媒媒質の構造や内部反射面の形を検出する方法によっている信号を対象にあてながら、返ってくる信号から情報を得る観測手法として、能動観測と呼ばれる。特に近年では、宇宙科学の分野とは異なるが、医学の分野で、超音波断層撮影により体内を調べたりすることに威力を発揮している。特に、胎児の発育の様子を実に詳しく見せてくれるのは両親を大きく励まして役立っている。

宇宙で実際に使われているサウンド観測には、プラズマの密度分布構造を得るプラズマサウンドと、表面並びに地下構造を得るレーダサウンドの二種類が存在する。

宇宙で行うプラズマサウンドの歴史は古く、電離層電子密度の全球分布を得る目的で1962年にスタートしたカナダならびに米国による、人工衛星による電離層の全球観測プロジェクト *Alouette/ISIS* 計画に端を発する。*Alouette* 衛星において衛星から発射される探査信号は、100マイクロ秒の長さをもつ高周波パルス信号である。



O, X, Zは、それぞれOモード、Xモード、およびZモードのエコートレースを示す。

図 2-4-2・1 Alouette 衛星によるサウンド観測イオノグラム例

電離層の上方（トップサイド）で発射された高周波パルス信号はプラズマ波動として電離層中を伝搬するが、下方に伝搬して行く成分についてみると伝搬媒質である電離層の電子密度は次第に上昇して、高周波パルスの周波数 f とプラズマの電子プラズマ周波数とが一致した場合、プラズマ波動の遮断（カットオフ）が起る。全反射を起こしたプラズマ波動は、元の経路に沿って伝搬し、再び人工衛星に戻るエコーを観測することになるのである。

ここで磁場がない場合、カットオフとなる電子プラズマ周波数は

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{Z^2 e^2 n}{\epsilon_0 m} \right)^{\frac{1}{2}}$$

である。ここで、 ϵ_0 , m , n , e はそれぞれ、真空の誘電率、電子質量、電子数密度、及び素電荷である。

周波数 f の高周波パルスを送信してからエコーが戻ってくるまでの時間 τ は、観測周波数 $\omega (= 2\pi f)$ の関数として

$$\tau(\omega) = 2 \int_{z_s}^{z_R} \frac{1}{V_g} dz = \frac{2}{c} \int_{z_s}^{z_R} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) dz \quad (1)$$

のように書ける。ここでは、 n は屈折率である。イオノグラムからは、式(1)の $\tau(\omega)$ が得られるが、この $\tau(\omega)$ より屈折率 n の z 軸分布 $n(z)$ を得るため、積分方程式(1)を解く方法（インバージョン）が提案されている。この解より直ちにプラズマ密度の分布が得られることになり、電離圏の電子密度分布はトップサイドサウンド衛星観測の登場によって全球的に得られるようになった。

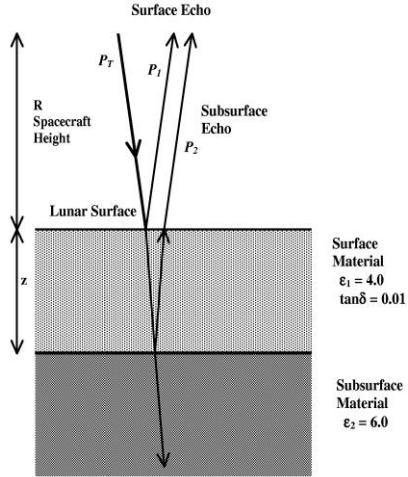
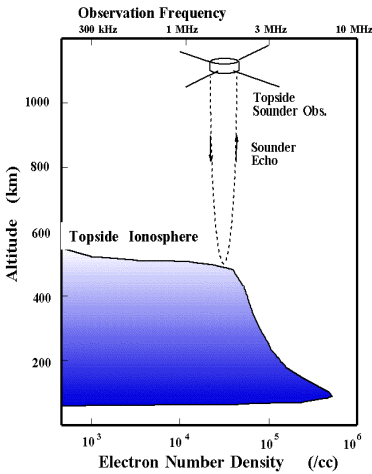


図 2-4-2・2 トップサイドサウンディング概念図 図 2-4-2・3 フレネルの電磁波の反射と透過ダイヤグラム

レーダサウンダは、近年の火星や月の内部構造探査の手段として応用されている。原理となるのは、図 2-4-2・3 のフレネルの電磁波の反射と透過の原理である。真空と接して表層物質 1 (誘電率 ϵ_1) が厚さ z で、その地下に物質 2 (誘電率 ϵ_2) が層状に分布しているとする。上方より電磁波が P_T の強度で入射したとすると、表面で反射する反射の強度 P_1 は

$$P_1 = \frac{P_T G^2 \lambda^2}{4(4\pi R)^2} r_{0,1}$$

ここで

$$r_{0,1} = \left\{ \frac{1 - \sqrt{\epsilon_1}}{1 + \sqrt{\epsilon_1}} \right\}^2$$

である。

また、表面より一部の電力は地中に浸透するが、地中に地下物質 2 (誘電率 ϵ_2) が分布する場合、いま表層物質と地下物質の境界において再び反射が起きるとき、その反射率は

$$r_{1,2} = \left\{ \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \right\}^2$$

であるが、進入した電波の電力は再び表層に到達し、再び地上 R の高度にある探査機の受信アンテナに到達する際の電力 P_2 は

$$P_2 = \frac{P_T G^2 \lambda^2}{4[4\pi(R + R_D)]^2} \{1 - r_{0,1}\}^2 e^{-x(\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\tau}_D \omega t + a \hat{\mathbf{u}})} r_{1,2}$$

となる．ここで $\tan \delta$ は表層物質の損失角の正接である．

この式により損失の小さな伝搬媒質であれば，月・惑星の地下に存在する物質の誘電率がジャンプする層を電波観測により検出することが可能となる．すなわち，地下の層状の地質構造を検出することができる．

図 2-4-2・4 に月周回探査衛星 Kaguya 搭載の月レーダサウンダ観測により，月面の晴れの海地下 300～500 m 付近において発見された地下にて層状に広がる地質構造の様子を示す．なお，**図 2-4-2・4** は図のコントラストを上げる SAR 処理が施されている．

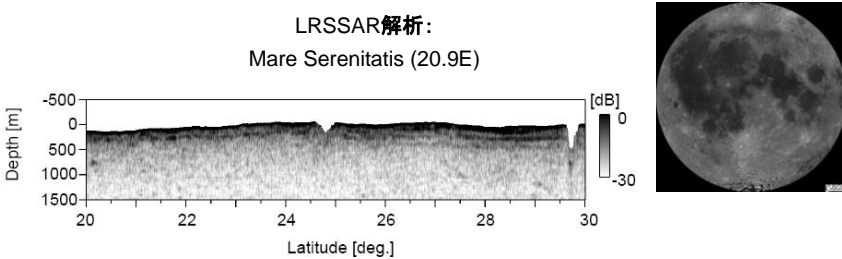


図 2-4-2・4 月周回探査衛星 Kaguya 搭載の月レーダサウンダ (LRS) 観測による晴れの海地下の地質構造の発見

2-4-3 波動センサ

(執筆者：岡田敏美，八木谷 聡) [2009年9月 受領]

(1) 磁気圏・電離圏中の電磁波動現象

地上約 60 km から 1000 km の領域は電離圏と呼ばれ，最大電子密度となる F 層で代表される電子密度の高いいくつかの電離した層が存在する．その上層にはプラズマ圏と呼ばれる低エネルギープラズマで満たされた空間が地球半径の約 6 倍の高度まで広がっている．更にその外側は，地磁気の支配領域である磁気圏と呼ばれる領域がある．この地球磁気圏に太陽風プラズマが衝突する宇宙空間には衝撃波であるバウショックが形成されている．

このような構造の磁気圏・電離圏の内外には非常に多様な電磁波動現象が見られる．バウショックの上流側では，電子プラズマ波をはじめとして，ホイスラモード波，磁気音波，アルペン波などが発生するが，これらの波動の帯域はおおよそ 1 Hz～10 kHz である．磁気圏の最外周であるマグネトシース領域では，太陽風プラズマのエネルギーが磁気圏へ流入するが，そのプロセスに関与する波動としてホイスラ乱流が考えられている．その周波数はおおよそ 10 Hz～500 Hz である．磁気圏尾部の中心部には高温のプラズマがシート状に分布しており，ここでは 1 kHz 以下の電子サイクロトロン波がプラズマ粒子の加速・加熱に関与していると考えられる．

プラズマシートから磁力線に沿って地球方向に降下する電子は，高緯度地方の上空約 3000 km～10000 km の領域で加速され，オーロラの発光にともなって 50 kHz～数 MHz 程度の電磁波の発生の原因ともなる．この電磁波は AKR (Auroral Kilometric Radiation) と呼ばれる^{1)~4)}．オーロラ領域で発生する ELF (Extremely Low Frequency) ～VLF (Very

Low Frequency) 帯のバンド状のノイズはヒスと呼ばれるが、このヒスは磁力線に沿って下降し電離層を突き抜けるため、地上で受信されることがある。オーロラヒスの発生メカニズムは AKR のそれと関連していると考えられている⁵⁾。また、地上で観測されるヒスの強度が磁力線の振動である Pc1 波動の周期で変調される VLF-ELF 結合現象も見られる。

磁気圏尾部の磁気中性面では、磁場のリコネクションに関与すると考えられる LHR (Lower Hybrid Resonance) ドリフト波やイオン音波、イオン・サイクロトロン波など数 10 Hz 以下の帯域に強い波動がある。一方、電子サイクロトロン波やホイストラモード波の帯域は 100 Hz～数 kHz となる。コーラスエミッションは VLF 帯で周波数が速く上昇する狭帯域の波動であり、プラズマ圏の赤道付近で数 keV のエネルギーをもつ電子との共鳴によって励起されるものと考えられる。また、このコーラスエミッションは放射線帯の超高エネルギー電子の加速・加熱に寄与する可能性が指摘されている^{6),7)}。

このように、太陽風や磁気圏のプラズマ中で発生する電磁波動は、0.1 Hz～数 MHz と非常に広い周波数帯域に広がっている。これらの波動の磁界センサとして、これまで受信帯域に特化した磁力計 (数 Hz 以下)、サーチコイル (数 Hz～数 10 kHz)⁸⁾、小型の空心ループアンテナ (数 kHz～数 10 kHz)^{9),10)} 及び大型の空心ループアンテナ^{2),11)} などが開発されてきた。

以下、衛星搭載電磁波動観測用磁界センサとしてのループアンテナ及びサーチコイルに関して、代表例を紹介しながらその概要を述べる。なお、これらのセンサの一般的な原理・特性などは文献 12), 13) に詳しく述べられており、特に衛星搭載用としての観点からは文献 14) にまとめられている。また、衛星による波動観測機器及びセンサのデータベースがまとめられている^{15),16)} ので、必要に応じて参照されたい。

(2) あけぼの衛星搭載の 3 軸ループアンテナシステム

1989 年 2 月 21 日、鹿児島宇宙センター (JAXA) から打ち上げられた科学探査衛星「あけぼの」には、100 Hz～3 MHz の波動を受信する 3 軸ループアンテナが搭載されている。あけぼの衛星のペイロード条件に適合する条件下で、広帯域化・高感度化と小型・軽量化を目指すループアンテナシステムの設計が行われた¹⁷⁾。そのモデル実験はロケットを用いて行われ¹⁸⁾、その成果に基づきあけぼの搭載の 3 軸ループアンテナが実現された。

図 2-4-3-1 は、ブームの先端に展開されたループアンテナの形状が示されている。ループ面を直交 3 次元構造にすることにより、電磁波の到来方向及び偏波を計測することができる。各ループの 1 辺の長さは、衛星に搭載可能な最大値 60 cm である。

各ループアンテナに誘起される信号はプリアンプで増幅された後、ブーム内のケーブルを介して衛星内の受信器へ導かれる。

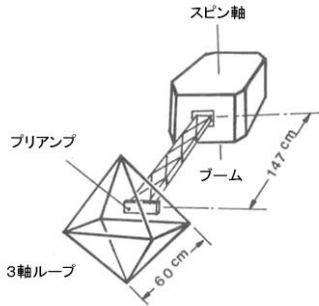


図 2-4-3-1 あけぼの (EXOS-D) 衛星に搭載された 3 軸ループアンテナシステムの展開図

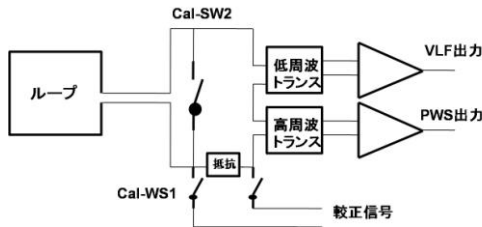


図 2-4-3-2 ループアンテナとプリアンプ部の回路構成

図 2-4-3-2 は、ループアンテナと受信機内の初段 (プリアンプ部) の構成を示す。広い帯域にわたって電磁波動の磁界を良好な信号対ノイズ比 (S/N) で計測するために、ループに誘起された信号は二つの帯域に分離して増幅される。すなわち、低周波チャンネルでは 20 kHz 以下の信号が増幅され、搭載機器である VLF (Very Low Frequency Wave Detector) へ伝送される^{19), 20)}。一方、20 kHz 以上の信号は高周波チャンネルで増幅され、搭載機器である PWS (Plasma Wave observations and Sounder Experiments) へ伝送される²¹⁾。

ループアンテナが正常に展開されたか否かを確認するために、ループの直流抵抗 (3.2 Ω) より十分小さな抵抗 (0.2 Ω) をループに直列に接続する。そして、結合トランスの一次側に校正信号を印加するためのスイッチ Cal-SW1 及び Cal-SW2 を設ける。具体的なチェック方法としては、図 2-4-3-2 において、Cal-SW1 及び Cal-SW2 を ON として校正信号を加えることにより、ループアンテナを除いた回路の利得を含めた動作が確認できる。また、Cal-SW2 を OFF の状態で Cal-SW1 を ON として校正信号を加え、VLF 及び PWS の出力信号レベルを測り、ループアンテナが展開した状態で予め地上試験により得られている値と比較することにより、ループアンテナが展開しているかどうか分かる。

ループアンテナ及びプリアンプとの結合回路の設計においては、それぞれの帯域において十分な実効長と SN 比が得られるように、ループの巻数、トランスの 1 次側巻数とステップアップ比、負荷インピーダンス、増幅器初段のノイズ定数を独立パラメータとして様々な組合せが検討された。その結果、VLF 及び PWS の両者の仕様を満たす組合せとして、ループアンテナのループ巻数は 10 回、低周波トランスの巻数は 1 次側 8 回、

2 次側 800 回であり、高周波トランスの巻数は 1 次側 12 回、2 次側 720 回である。

このようなパラメータを用いて製作されたループアンテナの実効長は図 2-4-3・3 に示すような周波数特性をもつ。図 2-4-3・3 における実線は、一定強度の磁場中において周波数を変えたときの相対的な出力電圧、及び、局電波 (NDT 局 17.4 kHz 及び NHK 局 873 kHz) を受信したときの受信レベルを用いて作成されたものである。図中の二つの丸印は電界強度測定器を用いて測定した受信レベルを用いて較正した値である。

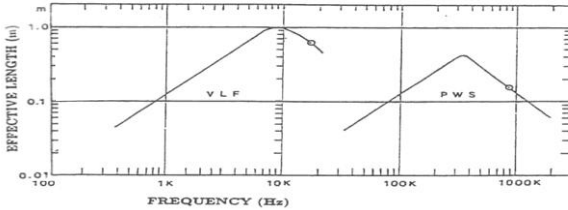


図 2-4-3・3 ループアンテナの実効長の周波数依存性

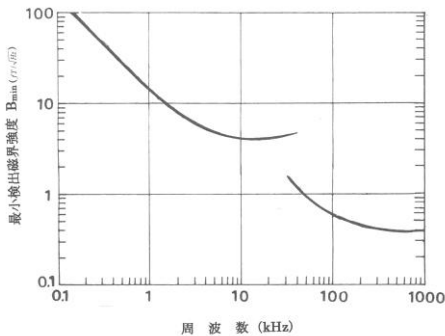


図 2-4-3・4 ループアンテナの最小検出磁界強度の f

一方、最小検出可能な磁界強度は図 2-4-3・4 に示すような周波数特性 (実測値) をもつ。例えば、1 kHz において $20 fT / \sqrt{\text{Hz}}$ であり、1 MHz においては $0.4 fT / \sqrt{\text{Hz}}$ である。この特性により、AKR やホイスラモード波のコーラスエミッションが十分な SN 比で計測可能である。

(3) ループアンテナによる VLF 波動の観測例

あけぼの衛星では、ループアンテナ及び電界計測用のワイヤーアンテナが正常に伸展されて以来、近日も正常に電磁波動観測が継続されている。搭載機器 VLF 及び PWS は多様な観測モードを有している。これらの観測モードを用いた VLF 帯波動の観測例を紹介する。

図 2-4-3-5(上)は、1989年3月24日10時53分に観測された10 kHz以下のダイナミックスペクトルであり、パルス性の空電及びホイスラが記録されている。また同図(下)は、ホイスラの磁界3成分の狭帯域波形(中心周波数6.0 kHz, 帯域幅50 Hz)を示す。この波形解析から波面法線ベクトルが求められた²²⁾。また、磁界3成分と電界2成分の同時計測により、オメガ電波の波面法線ベクトル計測²³⁾、オーロラヒスの波面法線ベクトル計測²⁴⁾、HIPAS 実験によって極域電離層を加熱することによって生ずる ELF パルス信号の伝搬特性も定量的に明らかにされた²⁵⁾。

以上に示すように、3軸ループアンテナは磁気圏プラズマ波動のスペクトル、伝搬ベクトル、ポインティングベクトルを計測し波動モードの決定や波源と発生メカニズムを研究するうえで極めて有効なセンサであることが理解される。

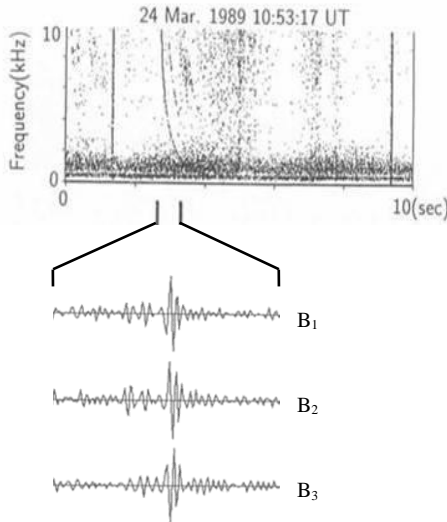


図 2-4-3-5 3軸ループアンテナによって観測されたホイスラのダイナミックスペクトル(上図)及び磁界3成分の波形(下図)

(4) 衛星搭載用サーチコイル

磁気圏・電離圏における電磁波動の交流磁界成分を観測するために、ループアンテナと並んでサーチコイル型のセンサが用いられる。衛星搭載用サーチコイルの観測周波数は一般に数 Hz~数十 kHz であり、ループアンテナ(数 kHz~数 MHz)よりも低い帯域をカバーする。サーチコイルは高透磁率の棒状磁性体コアに空間の磁束を集中させ、コアに巻かれたソレノイドコイルの電磁誘導起電力を計測するものである。衛星搭載用としては長さ10~30 cm, 直径数 cm 程度のセンサが用いられる。3本のセンサを直交させて配置することで磁界ベクトルを観測でき、電磁波動の伝搬方向や偏波、屈折率などの情報が得られる。ループアンテナと同様に、衛星からの磁界ノイズの影響を抑えるために、センサは長さ数 m の伸展マストやブームの先端に設置される。

衛星上での低周波磁界観測用としてのサーチコイルの歴史は古く、1960年代にはすで

に3軸サーチコイルにより地球磁気圏における低周波磁界(数kHz以下)の観測がなされており²⁶⁾, 現在まで数多くの地球磁気圏・電離圏探査衛星や惑星・惑星間空間探査機に搭載されている^{15), 16), 27)}. 特に日本ではあけぼの衛星²⁸⁾やGeotail衛星²⁹⁾に搭載され, 電離圏・磁気圏電磁波動の伝搬特性などの解明に大きく貢献している. 数年後に打ち上げられる日欧共同水星探査プロジェクトBepiColombo計画のMMO衛星にもサーチコイルが搭載され, 水星磁気圏における電磁波動の観測が行われる予定である³⁰⁾.

(5) サーチコイルの構成と特性

衛星に搭載される一般的なサーチコイルのブロック図を図2-4-3・6に示す. センサとしては高透磁率コアの周囲にメインコイルが巻かれており, センサ軸方向の磁界により誘起された電圧がプリアンプにより増幅されて出力される. 以下, センサ部とプリアンプ部を中心に, サーチコイルの原理と特性を述べる.

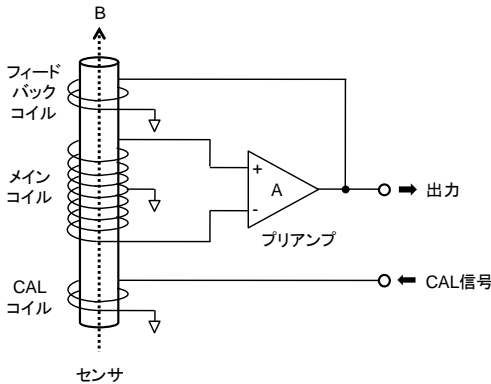


図 2-4-3・6 サーチコイルのブロック図

(a) サーチコイルセンサ

センサは, 図2-4-3・7に示すように, 軟磁性体コア材をボビンに挿入してソレノイドコイルを巻き, 外側を静電シールドで覆った構造になっている. 測定したい外部磁束密度 B [T] 中にセンサを置いたとき, コイルの両端に生じる誘導起電力 V_c [V] はファラデー (Faraday) の法則により,

$$V_c = -N \frac{d\Phi}{dt} = -j\omega NS \mu_{\text{eff}} B \cos \theta \quad (1)$$

となる. N はコイルの巻数, Φ はコイル内部の鎖交磁束 [Wb], ω は角周波数 [rad/sec], S はコアの断面積 [m^2], θ は B のベクトル方向とコイルの軸がなす角である. また, μ_{eff} はコアの実効比透磁率で, コアにより外部磁束が集められる結果, コイルとの鎖交磁束が実効的に μ_{eff} 倍になることを表している.

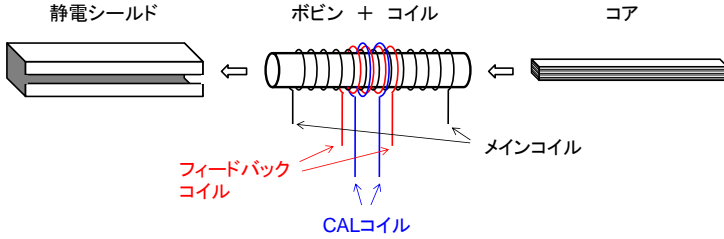


図 2-4-3-7 サーチコイルセンサの構造

コア材としては、鉄、ニッケル、コバルトなどの合金であるパーマロイや、それをアモルファス化あるいはナノ結晶化したもの、または酸化鉄（フェライト）が用いられる。前者の金属系コア材は、一般に非常に大きな初期比透磁率（ $\mu_i = 10^4 \sim 10^6$ ）をもつが、棒状に加工してセンサコアとして用いる場合、内部で反磁界が発生するために実効比透磁率 μ_{eff} は大きく減少する。 μ_i がある程度大きい（ $\sim 10^4$ 以上）場合、 μ_{eff} はコアの形状（長さとの直径の比）によりほぼ決まることが分かっている¹³⁾。比が大きい（細長い）ほど μ_{eff} は大きくなり、直径 5 mm、長さ 300 mm のコアの場合 $\mu_{\text{eff}} \sim 940$ 、長さ 100 mm では $\mu_{\text{eff}} \sim 160$ 程度になる。なお、金属系コア材を用いる場合、内部に生じる渦電流損を防ぐため、多数の薄層を絶縁積層してコアが形成される。

一方、フェライトは電氣的にほぼ絶縁体であるため、積層しなくても渦電流が発生せず高周波まで使用できる特長がある。しかし、初期比透磁率が $\mu_i = 10^2 \sim 10^3$ 程度と金属系材料に比べて小さく、それに応じて実効比透磁率も小さくなる。更に、コアの形状を単なる棒状ではなく、コア中心部を細く、両端を太く加工することで、実効透磁率を増大させることが試みられている³¹⁾。

コア（ボビン）の周囲に巻かれたメインコイルにより、式(1)に従い観測磁界に比例した誘導起電力が発生する。観測周波数帯域と利得とのバランスにより、ELF/VLF（数 Hz ～数十 kHz）帯のセンサでは一般に巻数 N は数万回となる。また、コアに磁氣的負帰還をかけて利得を安定化させるためにフィードバックコイルが用いられる場合がある（メインコイル及びフィードバックコイルについては、本章 2-4-3(5),(b)も参照のこと）。更に、CAL（Calibration）コイルには衛星搭載の信号源から基準電流が印加され、センサコア内に基準磁束を発生させることで、衛星の打ち上げ後でも必要に応じてセンサ及びプリアンプの特性を評価、較正することができる。

また、センサの外側には、電磁波の電界成分によりコイルに電圧が生じてしまうのを防ぐために、アルミなどの金属板により円筒型や角筒型の静電シールドが施される。静電シールドに渦電流が発生するのを防ぐために、通常その側面には図 2-4-3-7 のようなスリットが設けられる。

(b) プリアンプ

センサのメインコイルから出力される誘導起電圧は微弱なため、プリアンプにより増幅されてから、後段の波形受信機やスペクトル受信機に接続される。図 2-4-3-8 に代表的なプリアンプの回路構成を示す¹³⁾。

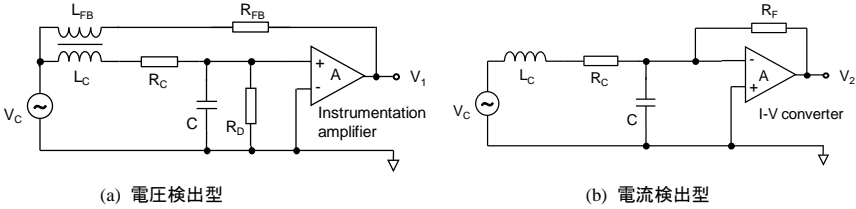


図 2-4-3-8 サーチコイル用プリアンプ回路

図 2-4-3-8(a)は電圧検出型であり、コイルの出力電圧を低ノイズ，高利得，高入力インピーダンスの計装アンプにより直接増幅するものである。 L_C [H] 及び R_C [Ω] はコイルのインダクタンス及び巻線抵抗を， C [F] はコイル巻線の浮遊容量とセンサープリアンプ間接続ケーブルなどの容量を合わせたものを表す。

ここで、プリアンプの利得を、センサの観測磁束密度とプリアンプ出力電圧との比 V_1/B で定義する。式(1)よりコイルの出力電圧は、周波数に比例するため $\omega L_C \ll 1/\omega C$ の低周波では利得も周波数に比例して増大する。利得は、共振周波数 $\omega_0 = 1/\sqrt{L_C C}$ で最大となり、それを超えると周波数に反比例して下がっていく。共振が鋭い (Q が高い) と発振の可能性があるため、ダンピング抵抗 R_D が挿入される。 R_D が小さいほど Q を下げられるが、小さくしすぎると計装アンプへの入力電圧が下がり、利得及び感度が悪くなる。そのため、プリアンプの出力からフィードバックコイル (L_{FB}) を通じてコアに磁氣的負帰還をかけることで、共振周波数付近での利得の増大を抑えて平坦な周波数特性を得る手法が用いられる。

また、共振周波数 $\omega_0 = 1/\sqrt{L_C C}$ を超えると急激に利得が下がるため、サーチコイルの観測周波数帯域を高周波側に広げるためには L_C 及び C をできるだけ小さくする必要がある。巻数 N やコアの実効比透磁率 μ_{eff} を減らせば L_C が下がる¹³⁾ が、式(1)より利得も下がってしまうので注意が必要である。また、コイル巻線の浮遊容量 C をできるだけ減らすためには、コイルの分割巻きなどが用いられる³²⁾。

一方、図 2-4-3-8(b)に示す電流検出型では、コイルの出力は低入力インピーダンスの電流-電圧変換アンプに接続される。この場合、 $\omega L_C \sim R_C$ となる周波数 ω_L 以上で利得をほぼ一定にできる。観測周波数の上限は電圧検出型と同様に共振周波数 ω_0 になるが、ELF/VLF サーチコイルでは $\omega_L \ll \omega_0$ とすることが可能なため、電流検出型を用いるとフィードバックをかけることなく、特に低周波側に広い平坦な周波数特性を得られる利点がある。

いずれの方式のプリアンプを使うにしても、センサとしての感度を上げる（できるだけ微弱な磁界を検出可能とする）ためには、回路で発生する雑音を最大限抑える必要がある。雑音源としては、コイルの巻線抵抗や回路の抵抗素子から発生する熱雑音、及び増幅器の電圧雑音、電流雑音などがある。プリアンプの設計においては、観測対象の周波数帯域において利得の周波数特性を最適化すると同時に、雑音の影響を極力小さくす

るように素子の選定を行う必要がある。電圧検出型プリアンプの場合、感度の周波数特性はおおよそ利得の逆数に比例した形状になるため、周波数によらず計測のダイナミックレンジをほぼ一定にできる。しかし、電流検出型の場合、感度は電圧検出型と同様の形状になるが、特に低周波側で利得が平坦な領域が広がるため、ダイナミックレンジが狭くなるので注意が必要である。

以上のように、センサの L_c や C 、及びプリアンプ方式などによりサーチコイルの観測周波数帯域は決まってしまうが、2種類の巻数の違うコイルを同じコアの周りに巻いて、それぞれ別のプリアンプに接続することで、低周波 (0.1 Hz ~ 20 kHz) 及び高周波 (10 kHz ~ 640 kHz) を同時に観測できるようにしたデュアルバンドサーチコイルも開発されている^{30), 33)}。

(c) サーチコイルセンサの3軸配置

衛星搭載機器からの磁界ノイズを抑えるために、センサは衛星から数 m 伸展されたマストまたはブームの先端に設置される。図 2-4-3・9 にマスト先端に設置する場合の構成を示す。

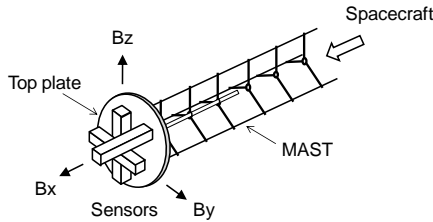


図 2-4-3・9 マスト先端でのサーチコイルセンサの3軸配置

マスト先端のトッププレート上に、3台のセンサが各々直交する形で配置され、磁界ベクトルの直交3方向(3軸)成分を計測できる。各センサは、できるだけ中心に近い部分で直交するように配置することで、軸間のクロストークを-40 dB程度に低減できる。このとき、指向性のずれは1度以内となり、電磁波動の伝搬特性を求める際に実質的な支障は生じない³²⁾。なお、トッププレートが金属の場合、渦電流がセンサの指向性や利得、感度などに影響を与えてしまうので、渦電流の発生を抑えるような加工が必要である。また、プリアンプは、一般にセンサ近傍(マスト先端)に設置されるが、マスト先端が電子回路の動作保証温度よりも高温になる場合は温度制御された衛星内に設置される。

(d) 衛星搭載サーチコイルの特性例

表 2-4-3・1 に Geotail 衛星³⁴⁾ 及び BepiColombo/MMO 衛星³⁰⁾ 搭載用 ELF/VLF サーチコイルの諸元を示す。

表 2-4-3・1 衛星搭載用サーチコイル諸元の例

衛星	Geotail	BepiColombo/MMO
観測周波数帯域	10 Hz ~ 12 kHz	0.1 Hz ~ 20 kHz
センサ (1 軸) サイズ	25×25×304 mm	16×16×105 mm
コアサイズ	5×5×300 mm	5×5×100 mm
材質	積層パーマロイ	積層パーマロイ

メインコイル	20000 回巻	16000 回巻
フィードバックコイル	2 回巻	なし
CAL コイル	2 回巻	2 回巻
プリアンプ方式	電圧検出型	電流検出型
設置場所	マスト先端	衛星内
マスト長	6 m	4.5 m

図 2-4-3-10(a)に、それぞれの利得の周波数特性 (1 nT の磁界計測時の出力電圧) を示す。Geotail 衛星搭載のプリアンプは電圧検出型であり、フィードバック (FB) をかけることで青実線のように数百 Hz ~ 10 kHz で平坦な特性が得られている。フィードバックがない場合は青点線のように共振のピークが生じる。一方、BepiColombo/MMO 衛星のプリアンプは電流検出型であり、フィードバックを用いなくても 100 Hz ~ 10 kHz でフラットな特性が得られている。

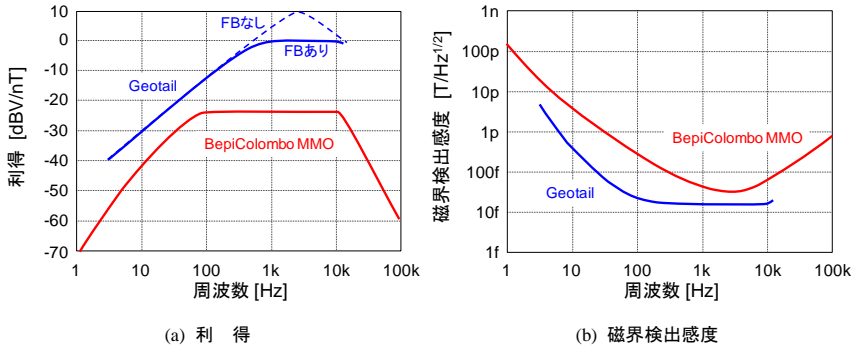


図 2-4-3-10 サーチコイルセンサの周波数特性

また、図 2-4-3-10(b)に、それぞれの磁界検出感度特性を示す。MMO 用サーチコイルは Geotail 用に比べてセンサを小型化しているため、利得及び感度の低下が若干見られるが、いずれも磁気圏電磁波動の ELF/VLF 成分を観測するためには十分な特性である。

これらの特性は、それぞれの衛星に搭載可能なサイズ、重量、電力の制約条件の下でセンサ及びプリアンプのパラメータを最適化して設計されたものである。例えば、Geotail 用サーチコイルの特性に対する各パラメータの設定法は文献 32) に詳述されている。

(6) サーチコイルによる磁気圏電磁波動の観測例

図 2-4-3-11 に、地球磁気圏昼間側で Geotail 衛星により観測されたコーラスエミッションの例を示す²⁹⁾。左図がコーラスエミッションの磁界成分の観測波形をもとに計算されたダイナミックスpekトルで、コーラスエミッションの特徴である、時間とともに周波数が上昇するライジングトーンや下降するフォーリングトーン、一度下降してから上昇するフックなどが観測されている。それぞれの図の上には観測時刻 (世界標準時: UT) が示してある。

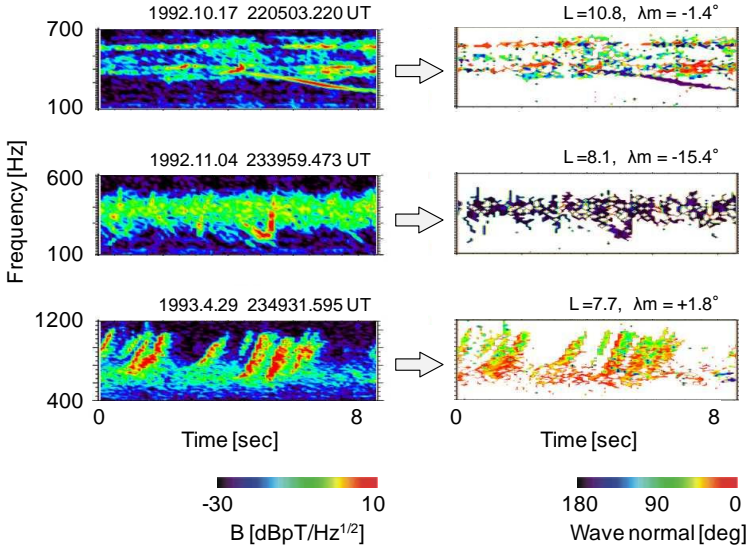


図 2-4-3-11 Geotail 衛星搭載 3 軸サーチコイルにより観測された磁気圏コーラスエミッションのダイナミックスペクトル図 (左) 及び伝搬方向 (右)

また、右図はそれぞれのコーラスエミッションの伝搬方向と地球磁力線とのなす角を計算し、色で表したものである。0 度 (赤) が地球磁力線の方向 (北向き) に、180 度 (青) が反対方向 (南向き) に、それぞれ伝搬していることを示す。また、それぞれの図の上には観測位置の L 値 (その場所を通る地球磁力線が赤道面と交わる点の地心距離を地球半径で規格化したもの) 及び磁気緯度 λ_m を示してある。一般的な傾向として、右中図のように、磁気緯度 λ_m が負 (衛星位置が南半球側) の場合は南向きの伝搬方向が、また右下図のように λ_m が正 (衛星位置が北半球側) の場合は北向きの伝搬方向が観測され、コーラスエミッションの発生源が磁気赤道 ($\lambda_m = 0$) 付近であることが示されている³⁵⁾。

しかし、右上図の例のように L 値が 10 以上と比較的大きくなる場所では、逆向きに伝搬するコーラスエミッションが同時に観測されることがある。 L 値が大きくなると地球磁力線がいわゆるダイポール型から大きく歪んで磁気赤道の位置がはつきりしなくなり、コーラスエミッションの発生源が南北両半球の高緯度側に移動することが示唆されており³⁶⁾、この場合はそれらの波動を同時に観測していると考えられる。

また一方では、外部磁気圏で観測された極めて大きな分散値をもつ珍しいホイストラ波動の伝搬特性の解析なども行われている³⁷⁾。このようにサーチコイルによる電磁波動の観測はその伝搬特性の詳細な解析を可能とし、磁気圏電磁波動の発生、伝搬メカニズムの解明に大きく貢献している。

謝辞

本項をまとめるうえで有益なコメントをいただきました京大大学生存圏研究所橋本弘蔵教授にお礼を申し上げます。あけぼの衛星及び Geotail 衛星プロジェクトにおける波動観測チームの皆様へ感

謝します。

■参考文献

- 1) D. A. Gurnett, "The earth as a radio source: Terrestrial kilometric radiation," *Journal of Geophysical Research*, 79, 28, pp.4227-4238, Oct. 1974.
- 2) S. D. Shawhan and D. A. Gurnett, "Polarization measurements of auroral kilometric radiation by Dynamic Explore-1," *Geophysical Research Letters*, 9, 9, pp.913-916, Sep. 1982.
- 3) H. Oya and A. Morioka, "Observational evidence of Z and L-O mode waves as the origin of auroral kilometric radiation from the Jikiken (EXOS-B) satellite," *Journal of Geophysical Research*, 88, A8, pp.6189-6203, Aug. 1983.
- 4) K. Hashimoto, "A reconciliation of propagation modes of auroral kilometric radiation," *Journal of Geophysical Research*, 89, A9, pp.7459-7466, Sep. 1984.
- 5) D. A. Gurnett, G. W. Pfeiffer, R. R. Anderson, S. R. Mosier, and D. P. Cauffman, "Initial observations of VLF electric and magnetic fields with the Injun 5 Satellite," *Journal of Geophysical Research*, 74, 19, pp.4631-4648, Sep. 1969.
- 6) N. P. Meredith, R. B. Horne, and R. R. Anderson, "Substorm dependence of chorus amplitudes: Implications for the acceleration of electrons to relativistic energies," *Journal of Geophysical Research*, 106, A7, pp.13165-13178, Jul. 2001.
- 7) Y. Omura, N. Furuya, and D. Summers, "Relativistic turning acceleration of resonant electrons by coherent whistler mode waves in a dipole magnetic field," *Journal of Geophysical Research*, 112, A06236, doi:10.1029/2006JA012243, Jun. 2007.
- 8) I. Nagano, M. Mambo, and I. Kimura, "Rocket measurements of lower ionosphere electron density by propagation characteristics of VLF waves," *Planetary and Space Sciences*, 26, 3, pp.219-227, Mar. 1978.
- 9) D. A. Gurnett and B. J. O' Brien, "High-latitude geophysical studies with satellite Injun 3 5. Very-low-frequency electromagnetic radiation," *J. Geophys. Res.*, 69, 1, pp.65-89, Jan. 1964.
- 10) I. Kimura, "VLF Doppler experiment for observation of the ionosphere by means of rocket," *Rep. Ionosph. Space Res., Japan*, 1, pp.173-185, 1967.
- 11) A. Iwai, T. Okada, and M. Hayakawa, "Rocket measurement of wave normal directions of low-latitude sunset whistlers," *Journal of Geophysical Research*, 79, 25, pp.3870-3873, Sep. 1974.
- 12) A. D. Watt, "VLF Radio Engineering," Pergamon Press, Oxford, 1967.
- 13) P. Ripka, "Magnetic Sensors and Magnetometers," Artech House, Norwood, 2001.
- 14) D. A. Gurnett, "Principles of space plasma wave instrument design," *Measurement Techniques in Space Plasmas: Fields, Geophysical Monograph 103*, R. F. Pfaff, J. E. Borovsky, and D. T. Young (Editors), pp.121-136, American Geophysical Union, 1998.
- 15) ELF/VLF 波動観測に関するデータベース : SEVEM (Survey of ELF and VLF Experiments in the Magnetosphere), <http://www.oma.be/sevem/>
- 16) 衛星・観測機器等に関するデータベース : NASA NSSDC (National Space Science Data Center) Master Catalog, <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/nmc/>
- 17) T. Okada, I. Nagano, K. Hashimoto, I. Kimura, H. Oya, and A. Morioka, "Design of a small loop antenna system for receiving waves in VLF and MF bands using a series-transformer network," *Trans. IEICE*, E70, 6, pp.550-561, Jun. 1987.
- 18) T. Okada and I. Nagano, "Rocket experiment of VLF and MF radio wave measurement by using a single loop antenna," *Trans. IEICE*, E73, 2, pp.237-244, Feb. 1990.
- 19) I. Kimura, K. Hashimoto, I. Nagano, T. Okada, M. Yamamoto, T. Yoshino, H. Matsumoto, M. Ejiri, and K. Hayashi, "VLF observations by the Akebono (EXOS-D) Satellite," *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 42, 4, pp.459-478, Apr. 1990.
- 20) K. Hashimoto, I. Nagano, M. Yamamoto, T. Okada, I. Kimura, H. Matsumoto, and H. Oki, "EXOS-D (AKEBONO) very low frequency plasma wave instruments (VLF)," *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 35, 2, pp.278-286, Mar. 1997.
- 21) H. Oya, A. Morioka, K. Kobayashi, M. Iijima, T. Ono, H. Miyaoka, T. Okada, and T. Obara, "Plasma

- wave observation and sounder experiments (PWS) using the Akebono (EXOS-D) satellite – Instrumentation and initial results including discovery of the high altitude equatorial plasma turbulence,” *J. Geomagnetism and Geoelectricity*, 42, 4, pp.411-442, Apr. 1990.
- 22) 山本正幸, 木村磐根, 長野 勇, 橋本弘蔵, 岡田敏美, 林 幹治, 澤田 晃, 伊藤嘉彦, 軒内栄一, 岸 洋司, 笠原禎也, “あけぼの (EXOS-D) 搭載 VLF 装置による初期観測結果,” 宇宙科学研究所報告, 特集第 25 号, pp.63-73, Jan. 1990.
 - 23) M. Yamamoto, Y. Itho, Y. Kishi, A. Sawada, I. Kimura, I. Nagano, E. Kennai, T. Okada, and K. Hashimoto, “k vector measurements of VLF signals by the satellite EXOS-D,” *Geophysical Research Letters*, 18, 2, pp.325-328, Feb. 1991.
 - 24) Y. Kasahara, K. Yoshida, T. Matsuo, I. Kimura, and T. Mukai, “Propagation characteristics of auroral hiss observed by Akebono satellite,” *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 47, 6, pp.509-525, Jun. 1995.
 - 25) I. Kimura, A. Wong, B. Chouinard, T. Okada, M. Maccarrick, I. Nagano, K. Hashimoto, R. Wuerker, M. Yamamoto, and K. Ishida, “Satellite and ground observations of HIPAS VLF modulation,” *Geophysical Research Letters*, 18, 2, pp.309-312, Feb. 1991.
 - 26) A. M. A. Frandsen, R. E. Holzer, and E. J. Smith, “OGO Search Coil Magnetometer Experiments,” *IEEE Trans. Geoscience Electronics*, 7, 2, pp.61-74, Apr. 1969.
 - 27) 最近の衛星搭載サーチコイルは, 例えば: A. Roux, O. Le Contel, C. Coillot, A. Bouabdellah, B. de la Porte, D. Alison, S. Ruocco, and M. C. Vassal, “The search coil magnetometer for THEMIS,” *Space Science Review*, 141, 1-4, pp.265-275, DOI 10.1007/s11214-008-9455-8, Dec. 2008.
 - 28) S. Kokubun, M. Takami, K. Hayashi, H. Fukunishi, I. Kimura, A. Sawada, and Y. Kasahara, “Triaxial search coil measurements of ELF waves in the plasmasphere: Initial results from EXOS-D,” *Geophysical Research Letters*, 18, 2, pp.301-304, Feb. 1991.
 - 29) H. Matsumoto, H. Kojima, Y. Omura, and I. Nagano, “Plasma waves in geospace: GEOTAIL observations,” *New Perspectives in Earth's Magnetotail*, *Geophysical Monograph* 105, A. Nishida, D. N. Baker, and S. W. H. Cowley (Editors), pp.259-319, American Geophysical Union, 1998.
 - 30) Y. Kasaba, J.-L. Bougeret, L. G. Blomberg, H. Kojima, S. Yagitani, M. Moncuquet, J.-G. Trotignon, G. Chanteur, A. Kumamoto, Y. Kasahara, J. Lichtenberger, Y. Omura, K. Ishisaka, and H. Matsumoto, “The Plasma Wave Investigation (PWI) onboard the BepiColombo/MMO: First measurement of electric fields, electromagnetic waves, and radio waves around Mercury,” *Planetary and Space Sciences*, doi:10.1016/j.pss.2008.07.017, Jul. 2008.
 - 31) C. Coillot, J. Moutoussamy, P. Leroy, G. Chanteur, and A. Roux, “Improvements on the design of search coil magnetometer for space experiments,” *Sensor Letters*, 5, 1, pp.167-170, Mar. 2007.
 - 32) 長野 勇, 筒井 稔, 岡田敏美, 小嶋浩嗣, 松本 紘, 八木谷聡, 佐藤義弘, “GEOTAIL 搭載 3 軸サーチコイルセンサの特性,” *信学技報*, A・P94-100, pp.31-38, Jan. 1995.
 - 33) C. Coillot, J. Moutoussamy, and G. Chanteur, “Principle of a dual-band search coil magnetometer: a new instrument to investigate magnetic fields fluctuation in space,” *IEEE Sensors 2007 Conf.*, pp.922-925, Oct. 2007.
 - 34) H. Matsumoto, I. Nagano, R. R. Anderson, H. Kojima, K. Hashimoto, M. Tsutsui, T. Okada, I. Kimura, Y. Omura, and M. Okada, “Plasma Wave Observations with GEOTAIL Spacecraft,” *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 46, 1, pp.59-95, Jan. 1994.
 - 35) I. Nagano, S. Yagitani, H. Kojima, and H. Matsumoto, “Analysis of wave normal and Poynting vectors of the chorus emissions observed by GEOTAIL,” *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 48, 3, pp.299-307, Mar. 1996.
 - 36) B. T. Tsurutani and E. J. Smith, “Two types of magnetospheric ELF chorus and their substorm dependences,” *Journal of Geophysical Research*, 82, 32, pp.5112-5128, Nov. 1977.
 - 37) I. Nagano, X.-Y. Wu, S. Yagitani, K. Miyamura, and H. Matsumoto, “Unusual whistler with very large dispersion near the magnetopause: Geotail observation and ray-tracing modeling,” *Journal of Geophysical Research*, 103, A6, pp.11827-11840, Jun. 1998.

■S4群-5編-2章

2-5 粒子計測

2-5-1 計測原理

(執筆中)

(執筆中)

2-5-2 プラズマ計測

(執筆中: 横田勝一郎) [2009年7月受領]

低エネルギー帯の電離気体を一口にプラズマと呼んでいるが、観測対象とするエネルギー帯によって幾つかの手法がある¹⁾。宇宙での粒子計測において高エネルギー帯とは通常～100 keV以上を指すので、ここでは100 keV以下の粒子計測について紹介する。

地球電離層でのプラズマ計測には、50年以上前の観測初期から現在でもラングミュアプローブ法が用いられている。「プラズマ」の命名者の名を冠したこの手法は、プラズマ中にあるプローブ(導体)の印加電圧を変化させ、電流の応答を計測することで周囲のプラズマの密度や温度、衛星の電位を得るものである。電子飽和電流を測定することで、電子の速度分布関数を獲得することも可能である。計測対象とするエネルギー帯は、熱的成分と称される数 eV までが一般的である。

減速電位形分析器(Retarding Potential Analyzer: RPA)は、ラングミュアプローブの対象とする熱的領域から数 keV までのプラズマ観測にしばしば用いられる。入射する荷電粒子を減速するように電圧をグリッドに掃引し、そのグリッドを通過する粒子を測定することでエネルギー分析を行う(図 2-5-2・1(左))。したがって、印加電圧の最大値を V 、荷電粒子の電荷を q とすると、 qV が計測するエネルギーの上限になる。RPA はエネルギー分解能や小形・軽量化に優れているため、太陽風や磁気圏プラズマの比較的低エネルギー成分の観測において特に実績が多い。宇宙の無衝突プラズマは、その非等方性に重要な物理機構の情報が含まれているため、温度ではなく速度分布関数を得ることがプラズマ計測器には要求されている。したがって、RPA には視野を広くして入射方向を分析する工夫も時代とともになされており、全球視野を確保して3次元速度分布関数を得るものも登場している。

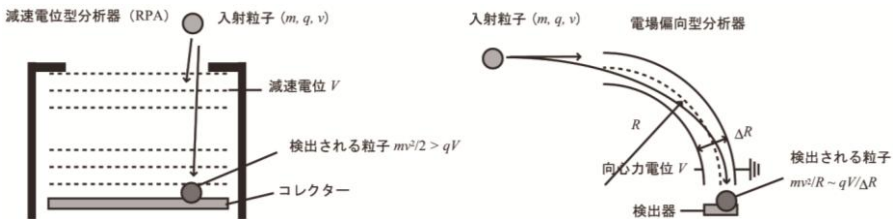


図 2-5-2・1 減速電位形分析器 (RPA) と電場偏向形分析器の模式図

電波計測からプラズマ計測への寄与についても簡単に触れておく。プラズマ周波数に

よって周囲の電子密度や電子温度が導出できるため²⁾、プラズマ観測衛星には電波観測は数多く利用されている。特に電子密度の絶対較正が可能になるので、現在も粒子計測器との組合せが必ず考慮される。

地球・惑星磁気圏でのプラズマ計測に最も有用とされているのが電場偏向形分析器である。平均曲率半径 R 、電極間 ΔR の電極一組を用意し、通過する荷電粒子に向心力を掛ける電圧 V を印加することでエネルギー分析を行う(図 2-5-2・1(右))。RPA との決定的な違いは、 qV に対しておよそ $2R/\Delta R$ 倍のエネルギーを選別する点にある。これは、広いエネルギー範囲を獲得するためには非常に有利で、様々なエネルギーの粒子が混在する磁気圏と相性が良いことを意味する。エネルギー分解能は $\Delta R/R$ で調整することが可能で、地球磁気圏の探査では 10% 程度の分解能が好まれる。電場偏向形は現在ではトップハット形と呼ばれるものに進化を遂げており、プラズマ観測衛星に高い頻度で搭載されている。

ここで、トップハット形について簡単に紹介する。トップハット形とは、エネルギー分析用に球殻上の電極一組を備え、その上に帽子のような形状で対称軸周りに 360 度の入射口をもったものである(図 2-5-2・2(左))。中心にある電極の形状によって、球形とトロイダル形の二つに大きく分けられる。日本では宇宙機用としては、火星探査衛星「のぞみ」に初めて搭載され、その後「れいめい」や「かぐや」にも搭載された。

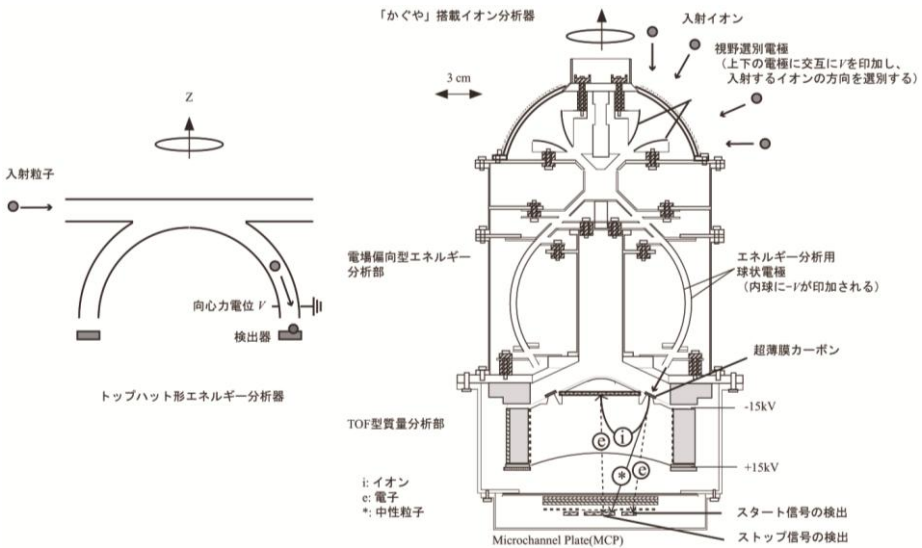


図 2-5-2・2 トップハット形エネルギー分析器の模式図とその例

図 2-5-2・2(右)に例として「かぐや」に搭載されたイオン分析器を紹介する³⁾。トップハット形は 360 度の視野をもつため、スピン衛星の場合は半周のスピンによって全視野が獲得できる。「かぐや」は 3 軸制御衛星なので、分析器は上部に視野選別電極を装備し、半球視野を確保している。下半部は質量分析を行う機構である。最下部には検出した粒

子を電気信号に変換するマイクロチャンネルプレート (Micro-Channel Plate : MCP) が粒子検出器として備わっている。

MCP は 2 次電子増倍管の一種で、トップハット形分析器には必ずといっていいほど利用されている。ガラス管にバイアス電圧を印加して、一つの荷電粒子から電気信号として検出可能な量の電子雲を作り出す (図 2-5-2・3)。MCP 上に落ちた荷電粒子は、落下位置の情報から入射した方向が調べられる。このようにしてトップハット形分析器とは、入射粒子のエネルギーと方向を広範囲にわたって分析することで、3 次元の速度分布関数を得るものである。

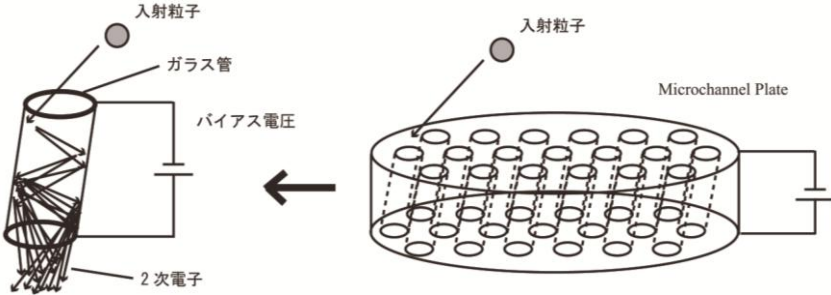


図 2-5-2・3 荷電粒子検出器 Micro-Channel Plate (MCP) の模式図

イオン観測では、エネルギー分析に加えてイオン種同定のために質量分析を必要とする場合がある。特に惑星圏近傍では、惑星起源の粒子が多種にわたって存在する。イオン種の同定は発生地点を特定することや発生地点そのものの情報を得ることにつながる。したがって、惑星圏探査におけるプラズマ計測では質量分析が必要不可欠になる場合が多い。質量分析の手法としては、磁場を利用した分析法と飛行時間 (Time-Of-Flight : TOF) 法などがあげられる。いずれもエネルギーが既知であることが必要で、エネルギー分析器との組合せなどが前提となる。

ここでは、近年利用頻度の高い TOF 法について述べる。図 2-5-2・2 に示した「かぐや」搭載イオン分析器も、トップハット形エネルギー分析器と TOF 形質量分析器を組み合わせたものである。TOF法は古くは高エネルギー粒子の計測法として発展してきたもので、センサ内でスタートとストップ信号を計測し、その差である飛行時間から質量を求めるものである。ストップ信号は荷電粒子を MCP で捕えることで得られるのに対し、スタート信号は入射粒子が超薄膜カーボンを通る際に放出する2次電子から得ている。薄膜技術の発展によって低エネルギー粒子でも TOF 法を利用することが可能となった。

TOF 法は構造が単純なために小形・軽量化に優れ、近年では「かぐや」の例のようにトップハット形との組み合わせたものがよく用いられている。一方で、TOF 法の質量分解能 $m/\Delta m$ はせいぜい 10 程度であり、惑星起源のイオン種を分別したい場合は不十分な場合が多い。超薄膜カーボンは通過する粒子にエネルギーや方向のばらつきを与え、粒子の飛行時間に分散を生じさせて質量分解能を制限してしまう。「かぐや」の場合は線形電場という特殊な電場を装置内に作り、飛行時間を収束する工夫がなされ、質量分解能はおよそ 20 まで向上した。惑星探査によっては同位体分析まで要求する計画もあり、更

なる質量分解能の向上は大きなテーマである。

次に、プラズマ計測の例として、かぐや衛星に搭載されたイオン分析器 (IEA, IMA) の観測結果を一つ紹介する (図 2-5-2・4)。IMA は常に月中心を向いていて、月から飛んでくるイオンを観測する。IEA は IMA の反対方向を向き、主に太陽風の観測を行う。

上は IEA, IMA で得られたエネルギースペクトルを時刻で並べたもので、*E-t* ダイアグラムと呼ばれている。全方向にわたって加算していたため方向の情報がないが、イベントを発見するうえでは十分なものである。そのため、*E-t* ダイアグラムはプラズマ分析器の結果を精査する最初の図として使われることが多い。ここでは、太陽風の直接観測と月面で散乱された太陽風イオンの観測が衛星の周回周期に同期して行われている。

下は IMA が TOF 法によって得た質量スペクトルで、月起源の様々なイオンが検出されたことが示されている。これらの観測結果は世界で初めて月周回軌道上でイオンを観測した例となった。

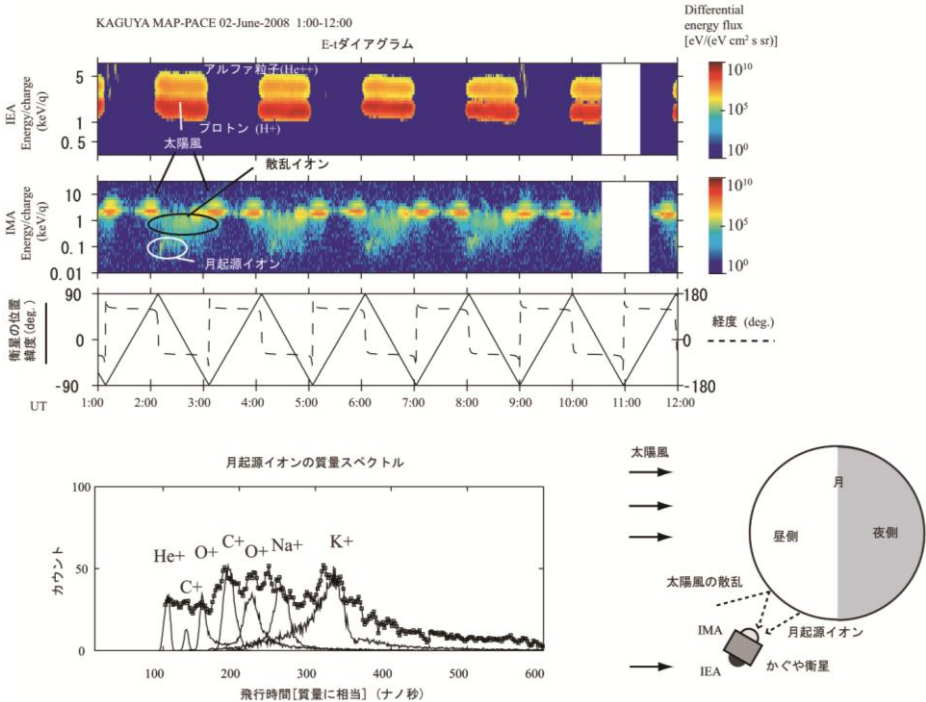


図 2-5-2・4 「かぐや」搭載イオン分析器 (IEA, IMA) によるイオン観測

最後に今後の課題として、10 keV～数 10 keV の電子と数 10 keV～100 keV のイオンを対象とする分析器の開発⁴⁾を紹介する。

このようなエネルギー帯を中間エネルギーと呼んでいる。中間エネルギー帯以下の低エネルギープラズマ計測ではトップハット形が活躍しているが、そのエネルギー上限は主に MCP の感度が中間エネルギー帯で極めて低くなることに起因する。また、100 keV

までをトップハット形で包括しようとする、分析器が大きくなりすぎる問題もある。

地球磁気圏において低エネルギーのプラズマが数 10 keV 以上まで加速される現象がしばしば観測されているが、中間エネルギー帯はプラズマ観測の空白地帯となっている。現在、日本が準備している地球磁気圏観測計画 ERG や SCOPE においては、中間エネルギー帯の観測は必須項目となっており、現在はカスプ形と呼ばれる電場偏向分析器や電子なだれ光ダイオード (Avalanche Photodiode : APD) という検出器を取り入れた新しい分析器が開発中である。

■参考文献

- 1) R. F. Pfaff, J. E. Borovsky, and D. T. Young, "Measurement techniques in space plasmas Particles," American Geophysical Union, Washington DC, 1998.
- 2) P. M. E. Decreau et al., "Multi-experiment determination of plasma density and temperature," Space Science Review, 22, pp.633-645, 1978.
- 3) S. Yokota et al., "Development of an ion energy mass spectrometer for application on board three-axis stabilized spacecraft," Review of Scientific Instruments, 76, 014501, 2005.
- 4) S. Kasahara, et al., "Medium Energy Ion Mass Spectrometer Capable of Measurements of Three Dimensional Distribution Functions in Space," IEEE Transactions on Plasma Science, 36, 3, pp. 841-847, 2008.

2-5-3 高エネルギー計測

(執筆者：高島 健)

(執筆中)

2-5-4 X線・ガンマ線計測

(執筆者：三谷烈史)

(執筆中)

■S4群-5編-2章

2-6 プラズマ圏イメージング

(執筆者：吉川一朗) [2011年1月 受領]

2-6-1 意義と成果

地球の高層大気の外側には、太陽の紫外線によって電離したプラズマが支配している領域（プラズマ圏）がある。質量の軽い水素イオンが数密度にして全体の約90%を占め、残りは約10%のヘリウム一価イオン、微妙の酸素イオンである。電子はイオンの総量と同じだけ存在する。この中で、ヘリウム一価イオンと酸素イオンは、太陽光中の特定の波長の極端紫外光を共鳴散乱する性質をもつ。この散乱光を映像にすることでプラズマ圏のイメージングが可能になる。

1970年代から人工衛星（科学衛星）が地球の周辺を飛翔し、プラズマ観測機（イオンや電子の密度や速度を測定する装置）が搭載され、プラズマ圏に関する理解が深まってきた。このとき行われていたのは、いわゆる“その場”観測であり、観測機の開口部から入射した粒子の密度や速度を調べる方法である。この方法では人工衛星の飛翔した経路にそった情報しかえることができない（“その場”観測）。地球を取り巻くプラズマの全体的な様子（形状）を知るには、外側から写真を取るのが有効である。イメージングの重要性がうたわれるようになった。

ヘリウム一価イオンが散乱する光（30.4 nm）を検出する技術は21世紀に入る直前に花開いた。日本の火星探査衛星に搭載されたXUV（eXtreme Ultra Violet Scanner）が、火星に向かう数か月前に、地球の周回軌道中にプラズマ圏の撮像に成功した。プラズマ圏の外側からプラズマ圏を見渡して映像にした世界で最初の成果である。2000年には、米国NASAが本格的な撮像衛星（イメージ衛星）の打ち上げに成功し、ヘリウムイオンによるプラズマ圏撮像は熟成期に入った。2007年には、日本の月探査衛星が月の周回軌道から地球プラズマ圏の撮像に成功した。2014年ごろには国際宇宙ステーション（ISS）からの観測も予定されている。

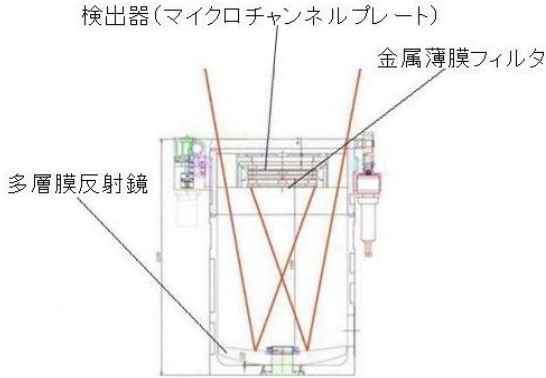
2-6-2 計測原理とハードウェア

光を集める主鏡、地球のジオコロナの光の混入を抑えるフィルタ、検出器とエレクトロニクスからなる（図 2-6-1）。

極端紫外線は物質の反射率が極めて低いため、集光するための鏡には工夫が必要である。そのために登場したのが多層膜コーティングである。鏡の表面に、重元素と軽元素を交互に積層した多層膜コーティングは、光の干渉の効果を利用し、特定の波長の光だけを効率良く反射することができる（図 2-6-2）。この技術が、地球のプラズマ圏イメージングを可能にした。

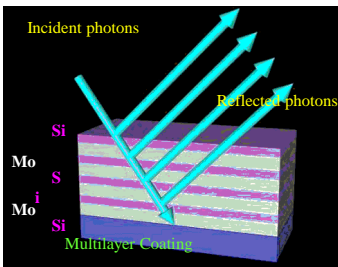
地球のジオコロナ（水素原子の共鳴散乱線 121.6 nm）は非常に明るく、プラズマ圏イメージングを成功させるには、この影響を取り除く必要がある。検出器の前面に金属薄膜フィルタ（材質はアルミとカーボンを用いるのが一般的）を使い、金属の吸収端を使うことでジオコロナの光の影響を軽減する。

検出器にはマイクロチャンネルプレート（MCP）を使うのが一般的である。2次電子の



極端紫外線を集める多層膜反射鏡, ジオコ罗纳の光の混入を抑える金属薄膜フィルタ, 検出器 (マイクロチャンネルプレート) からなる。

図 2-6・1 プラズマ圈イメージングを行う観測機の断面図



重元素 (この場合は Mo) と軽元素 (この場合は Si) を交互に積層する。光の干渉の効果により、特定の波長の光に対して反射率が增大する。

図 2-6・2 多層膜コーティングの概念図

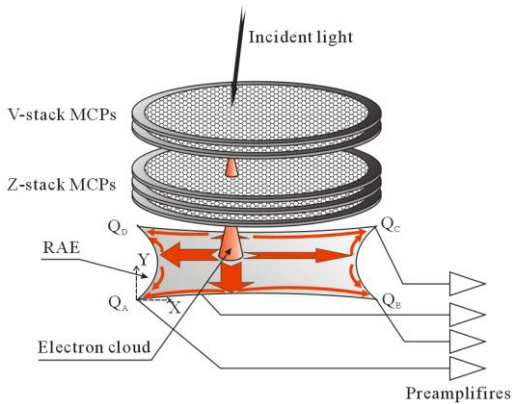


図 2-6・3 マイクロチャンネルプレート (MCP) とレジスティブアノード (RAE)

放出率を高めるため、MCPの初段の表面には光電物質(CsIかKBr)を塗布するのが常套である。MCPは3から5枚重ねて使用し、1枚当たりおおよそ1kVの電圧を印加する。初段のMCPの表面で光子が電子に変換された後、3~5枚重ねられたMCP内部で電子雪崩を起こし、電気信号として読み出せるレベル($10^6 \sim 10^7$ electrons)にまで総電荷量が増幅される。この電子雲の位置を特定するのがレジスティブアノードである(図2-6・3)。

レジスティブアノードは、一種の抵抗体であり、四隅には電荷を吸い込む電極がある。レジスティブアノードに落ちた電荷は、四隅の電極までの電氣的抵抗に反比例するように四つに配分され、それぞれの電極には電荷量を測定する電子回路が仕込まれている。このとき、レジスティブアノードの面抵抗と周囲の線抵抗の値を適切に選べば、四つの電極に集まった電荷量をもとに、簡単な計算をすることで、電子雲の落ちた位置を知ることができる。この位置情報を、光子が入力される度に計算し、それをもとに光の強度図を作れば、イメージングをすることができる。