

地球の極域電離圏・磁気圏における イオン加熱と流出の研究

Study on ion heating and outflow
in the Earth's polar ionosphere and magnetosphere

北海道大学大学院理学研究科
地球惑星科学専攻
地球惑星大気物理学研究室

山田 学

Manabu Yamada

平成 13 年 5 月 13 日

要旨

極域電離圏のイオン流出現象は地球磁気圏に存在するイオンの供給源を議論する上で重要である。また現在, 過去, および未来の惑星大気進化を考える上で基礎となる現象の一つである。

荷電粒子が電磁気的作用を受けることで定常的に地球から逃げていく現象はポーラーウィンドとして古くから議論されている (Banks and Holzer, 1968; Axford, 1968 等)。 H^+ や He^+ 等の軽いイオンの散逸現象は 1970 年代以降 Explorer 31, ISIS 2 衛星等が実際に観測した。しかし, その後の衛星観測が発見した O^+ といった重いイオンの上向き流は, 双極性電場を主な区動力とするポーラーウィンド理論では説明が付かない。観測事実を説明するにはイオンにエネルギーを与える別な物理過程を考える必要がある。

多くの衛星・ロケット観測で得られるイオン粒子の特徴的な速度空間分布は, 高度数千 km でイオンが磁力線垂直方向に加熱されていることを明らかにした。しかし, イオン加熱領域の空間分布, 時間変化の詳細な描像は明らかとなっていない。また磁力線垂直方向へのイオン加熱は様々なプラズマ波動と共に観測されるが, 両者間の明瞭な関係もまだ良く解っていない。

本研究の目的はイオン加熱とプラズマ波動の関係を理解する基礎として, イオン加熱, イオン流出現象がいつ, どこで, どのように発生しているのかを明らかにすることである。イオン流出現象の全体像を得るために, あけぼの衛星観測データを用いた解析を行った。

イオン流出観測に使用したあけぼの衛星に搭載されたイオン質量分析機 (Suprathermal ion Mass Spectrometer: SMS) は 0–20 eV の低エネルギーイオン速度分布を計測できる。SMS が得た速度分布関数からプラズマパラメータを見積もる方法は Watanabe et al. (1992) による手法を改良したものである。約 10 年に及ぶ SMS 観測データから H^+ , He^+ , O^+ イオンのプラズマパラメータ (イオン速度, 密度, 温度) を計算し, 観測時の太陽活動度, 地磁気活動度といった情報とあわせてプラズマパラメータデータベースを作成した。これまで長期に渡る衛星を用いた低エネルギーイオン流出の粒子観測例はなく, 上記プラズマパラメータの時間的, 空間的分布を詳細に調べることで新たな見地を得た。その結果を以下に示す。

- 極域電離圏全体に 1 – 4 km/s 程度の速度で定常的なイオン上昇流が存在する。
- オーバル状の領域で流速が大きく、特にカスプ周辺で H^+ , He^+ , O^+ 上昇速度はそれぞれ 14, 11, 9 km/s の最大値を持つ。この領域は頻繁にイオン加熱が起こる領域に対応すると考えられる。
- 地磁気活動度が活発になると前述のイオン加熱領域が低緯度側へシフトする。例えばカスプ近辺の加熱領域は不変磁気緯度 78° ($K_p < 2^+$) から 75° ($K_p > 5^+$) へ変化する。
- イオン流出量の経年変化が太陽 11 年周期と正の相関をもつ。 H^+ 流出フラックスは太陽極大期から極小期で $10^{11} - 10^{10} \text{ ions} \cdot \text{m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と変化する。
- 1 日に流出する H^+ と O^+ の量は合わせて太陽極大期で 30 t, 極小期で 3 t 程度となり、およそ 1 桁の違いがあった。
- イオン加熱高度は夏期 ($> 4000 \text{ km}$) に比べ冬期 ($> 3000 \text{ km}$) ほど低高度で始まる。あけぼの衛星 VLF 観測結果では冬期に低周波ノイズ波動が多く観測されている。イオンが獲得するエネルギーの季節依存性との関係が示唆される。
- O^+ は高度 8000 km に上昇するまでに 8 eV のエネルギーを得ており、他イオンが 5 eV のエネルギーを得るのに比較して多くのエネルギーを得ている。
- あけぼの高度 (1000 km ~ 10,000km) に両極性電場以外のイオン加熱・加速プロセスが存在する。このプロセスがイオンに与えるエネルギーは分極電場から獲得できるエネルギーと同程度である。

目次

要旨		i
第1章	はじめに	1
1.1	本研究の目的と意義	1
1.2	地球磁気圏/電離圏	2
1.2.1	磁気圏	2
1.2.2	電離圏	4
1.3	磁気圏プラズマの起源	5
1.4	イオン流出現象の分類	6
1.4.1	ポーラーウィンド	6
1.4.2	Auroral bulk upflow	8
1.4.3	コニクスとイオンビーム	9
第2章	あけぼの衛星/SMS について	10
2.1	あけぼの衛星	10
2.2	低エネルギーイオン組成の観測装置 (SMS)	13
2.2.1	概要	13
2.2.2	センサーの構成	14
2.3	使用観測モード	16
2.3.1	ファーストスキャンモード	16
2.3.2	マススキャンモード	17
2.4	プラズマパラメータの計算とデータベース作成	17
2.4.1	プラズマパラメータ計算方法	17
2.4.2	データベース作成	19
第3章	解析結果	21
3.1	プラズマパラメータ計算例	21
3.2	イオンアウトフロー現象の空間分布	22
3.2.1	高度分布	22
3.2.2	磁気地方時-不変磁気緯度分布	25
3.2.3	イオンの獲得エネルギー	26
3.3	太陽活動との関係	36
3.4	季節変化	45
3.4.1	解析手法	45
3.4.2	解析結果	45
第4章	まとめと考察	56

4.1	分極電場の見積もり	56
4.2	加熱領域についての考察	57
4.3	まとめ	59
	謝辞	61
	参考文献	61

第1章 はじめに

1.1 本研究の目的と意義

極域電離圏のイオン流出によって輸送されるイオンの流出量を知ることは地球磁気圏に存在するイオンの供給源を議論する上で重要である。本研究の目的は磁気圏プラズマの起源を知るために、加熱や流出が”いつ”, ”どこで” 発生し, ”どれくらいの量” が流出しているのかを明らかにすることである。そこで 1989 年 2 月に打ち上げられてから現在まで観測を行っているあけぼの衛星が得た約 10 年間の膨大なデータからイオン流出量を計算し解析をおこなった。

衛星を用いたイオン上昇流の観測は 30 年以上にわたって行われて来た。しかし, DE-1 衛星 [Yau et al., 1985b; Kondo et al., 1990] や Viking 衛星 [Thelin et al., 1990] 等のデータを用いた研究は, イオン流出現象の発生頻度を議論したものであり, 流出量には注目していない。

Young et al. (1982) は磁気圏のプラズマ密度が太陽活動と共に変化することを示した。これは磁気圏にイオンを供給している電離圏からのイオン上昇流も太陽活動にともない変化することを予想させる。また電離圏のイオンを生成する太陽 EUV 放射も太陽活動にともない変化することから, 電離圏からのイオン上昇流に太陽活動との相関が期待できる。しかしこの点に関し研究した例はほとんどない。唯一 Yau et al. (1985b) は太陽極大期から極小期へ変化する 1981 年 9 月から 1984 年 5 月の DE-1 衛星データを用いた研究を行っているだけである。また衛星の寿命は普通数年であることから一つの観測器を使い太陽活動 1 周期分の観測を行うことはほとんどない。したがってあけぼの衛星の 11 年以上にわたる観測データは非常に貴重な見地を与えてくれる。

”なぜ”, ”どのようにして” イオン流出現象が起きているのかを知るために多くの研究が現在なされている。特にプラズマ波動との共鳴によって加熱された荷電粒子が注目されている。本研究が明らかにするイオン流出現象の発生場所や流出量から推測されるイオンへの供給エネルギーに関する情報はイオン加熱過程を理解する上で重要である。

他の惑星大気の進化を考える際, イオン流出現象が担う役割はほとんどわかっていない。特に太陽活動とイオン流出現象の関係がどのようなものであるかを知る必要があるが, この関係を知ることのできるデータは皆無である。太陽 11 年周期の変化にともなうイオン流出量に関する基本的な知識が得られることは惑星大気の変化, 変遷を議論する上

で非常に重要である.

1.2 地球磁気圏/電離圏

本研究は極域上空の高度数 100km から 1 万 km の領域に存在するイオンの振舞を議論する. この領域は電離圏, 磁気圏と呼ばれる領域であり, 温度や密度, イオンの成分から更にいくつかの領域に分類される. 本節ではこの電離圏, 磁気圏の概観を述べる.

1.2.1 磁気圏

太陽は常に太陽風と呼ばれる高速のプラズマ流を吹き出している. 太陽風プラズマは主に電子と H^+ で構成され, 太陽の磁場を惑星間空間に運びだしている. 地球付近での太陽風に関する諸量を表 1.1 に示す.

地球磁気圏は太陽風によって地球磁場が閉じ込められた鞘状の領域である. 図 1.1 に夕方側からみた地球磁気圏の模式図を示す. 太陽風は磁気圏の前面で衝撃波面 (ショックフロント) 状態遷移をし, 磁気圏を取り巻く磁気圏シースへと流れて行く. 磁気圏と磁気圏シースの境界領域は磁気圏界面と呼ばれ, 厚さ数 1000km ほどのこの境界より内側では地球磁場が支配的になる. 磁気圏の昼側境界は磁気圏シースと磁気圏の磁気圧・動圧のバランスできまり, およそ $10\text{--}12 R_E$ に存在する.

磁気圏の内側は磁力線の閉じた領域と開いた領域の二つの領域に大きく分けられる. 磁力線の閉じた領域は, 磁力線の両端が地球に根ざしており荷電粒子は地球から逃げにくい傾向にある. 高エネルギーの粒子が閉じ込められている放射線帯は $3\text{--}6 R_E$ 程度の位置にドーナツ状に存在する. 磁力線の開いた領域はローブと呼ばれ, 太陽と逆方向に引き延ばされている. 南北半球のローブは磁力線が反対向きであり, 引き延ばされた逆向きの磁力線の間にはプラズマシートとよばれる高温, 高圧の領域が存在し, 磁気圧とプラズマ圧が釣り合うことで反平行の磁力線を維持している. オーロラをつくり出す高エネルギーの粒子の一部はこの領域に存在している.

カスプ領域は昼側に延びる閉じた磁力線領域と夜側に引き延ばされた開いた磁力線の間にある領域である. カスプ領域は磁気圏シース領域にある太陽風粒子が直接入り込んで来るため, そこで観測される粒子の特徴はシースに存在する粒子に似た性質をもっている.

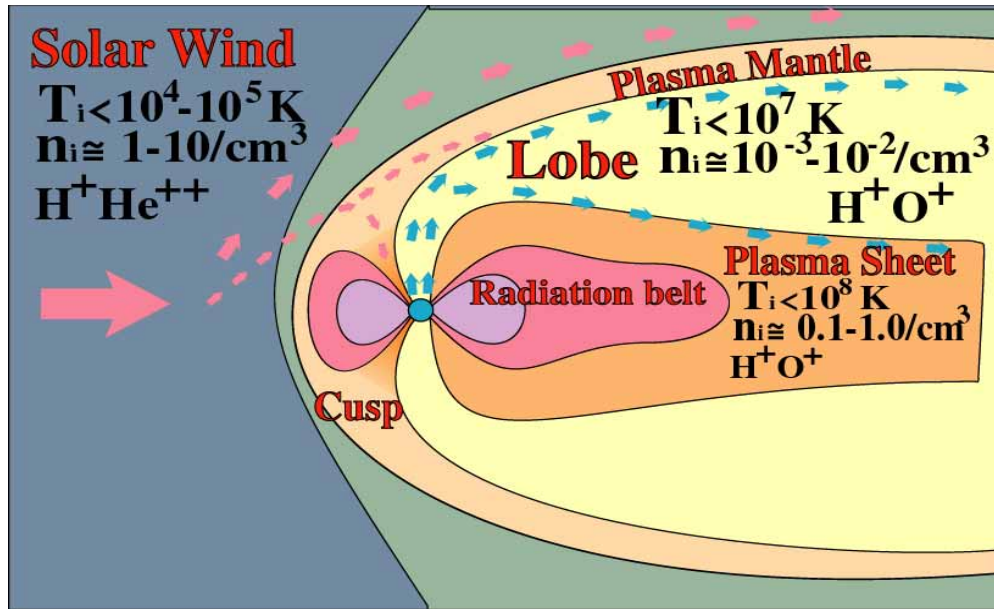


図 1.1: 地球磁気圏の構造概念図

	数密度	電子速度	陽子速度	電子温度	陽子温度
太陽風	$1 - 10 \text{ cm}^{-3}$	300–800 km/s	300–800 km/sec	$6 \times 10^4 - 3 \times 10^5 \text{ K}$	$2 \times 10^4 - 2 \times 10^5 \text{ K}$
磁気圏シース	$20 - 30 \text{ cm}^{-3}$	$\sim 200 \text{ km/s}$	$\sim 200 \text{ km/sec}$	$\sim 10^7 \text{ K}$	$\sim 10^7 \text{ K}$
ローブ	$10^{-3} - 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$	No data	No data	$< \times 10^5 \text{ K}$	$< \times 10^6 \text{ K}$
プラズマシート	$> 0.1 - 1.0 \text{ cm}^{-3}$	10–50 km/s	10–1000 km/sec	$> 10^6 \text{ K}$	$> 10^7 \text{ K}$

表 1.1: 太陽風および磁気圏のプラズマパラメータ.

1.2.2 電離圏

地球中性大気が太陽極端紫外線 (EUV) によって電離している高度 80 km 程度から 500–2000km までの領域を電離圏という。また極域ではオーロラ降下粒子も電離圏の構造に大きな影響をあたえている。電離圏は電子密度のプロファイルからいくつかの領域に分類される (図 1.2)。

高度 ~ 60km の電離圏最下層部から 90km までの領域を D 領域という。その上の高度 100km 付近の密度 $10^{11}/\text{m}^3$ 程度の極大をもつ領域を E 領域と呼んでいる。極域においてオーロラ現象が起きている領域は E 領域であり、 O_2^+ , NO^+ といった分子イオンが主要な成分を占める。高度 250–300km 程度で最大の密度 ($10^{12}/\text{m}^3$) をもつ、 O^+ が支配的な領域が F 領域である。また F 領域の密度ピークを境界として上側と下側を区別して呼んでいる。F 領域は高度があがるにつれ密度が減少し、 H^+ が支配的なプラズマ圏、さらには磁気圏へとつながっている。F 領域より下の高度数 100km までは電離大気と中性大気の衝突が重要で、太陽 EUV やオーロラ粒子によって電離したイオンは再結合や電荷交換反応といった化学反応によって消滅する。一方、F 領域の上側付近からは衝突の効果が少なくなり化学反応による効果だけでなく、力学的な輸送の影響が大きくなる。

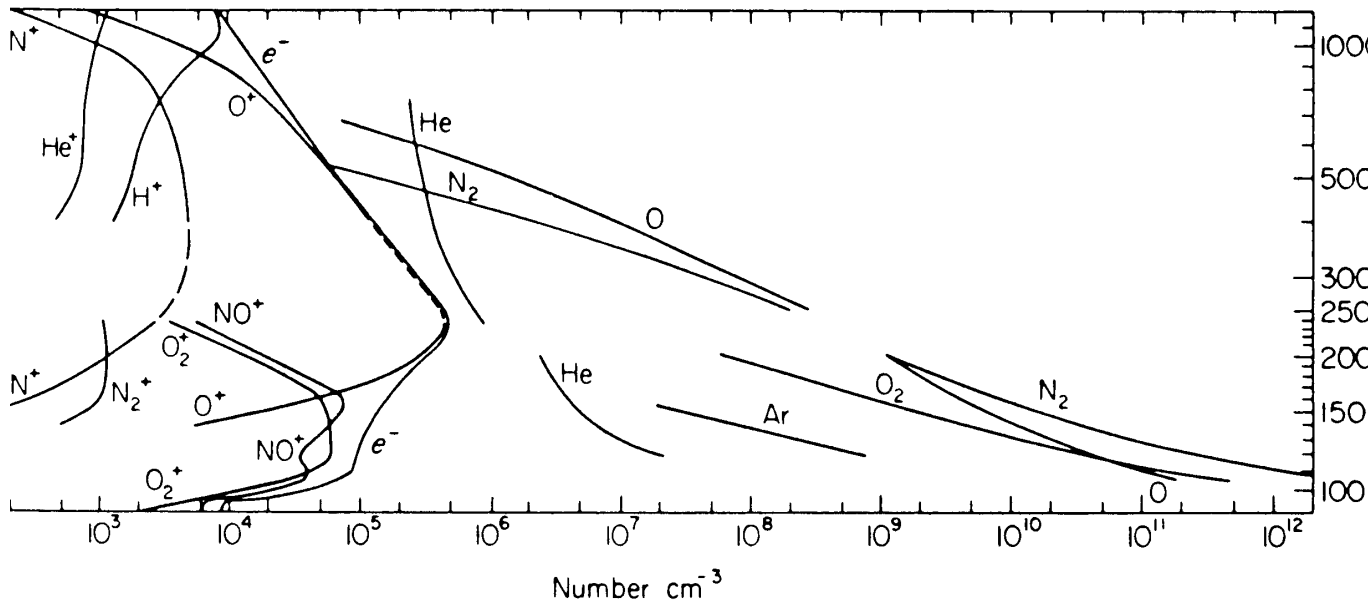


図 1.2: 国際静穏太陽年 (International Quiet Solar Year: IQSY) での大気成分. White Sands, New Mexico (32°N, 106°W) 上空の質量スペクトルメーター観測による。ヘリウムの分布は夜間の観測から得られている。250km より上での分布は Istomin (1966) が Elektron II 衛星から得た結果と、Reber and Nicolet (1965) が Explorer XVII から得た結果を基にしている。[Michael, 1989]

1.3 磁気圏プラズマの起源

イオン流出現象が磁気圏プラズマの起源として注目を浴び始めたのはここ 30 年程度の衛星観測技術の向上と関係している。本節では、これまで行われて来たイオン流出現象がどのように研究されてきたか、また磁気圏プラズマの起源として注目されてきた歴史を概観する。

そもそも 1960 年代以前に考えられていた磁気圏プラズマの供給源は太陽風起源の H^+ であった。当時, Dessler and Michel (1966), Bauer (1966) 等は電離圏の圧力が遠方の磁気圏テイルの圧力に比べて非常に大きいために H^+ や He^+ といった軽いイオンの一部が極域電離圏の開いた磁力線にそって継続的に脱出していることを示唆した。この極域電離圏におけるイオンの流出現象は Parker [1958] の太陽風 (solar wind) との類似性から Axford [1968] によって”ポーラーウインド” (polar wind) と命名され, Banks and Holzer [1969], Holzer [1969] によって理論的に詳しく研究された。しかし電離圏から polar wind によって輸送される H^+ が磁気圏に存在する高エネルギーのプラズマになるにはさらに加熱・加速を受ける必要がある。また電離圏起源のイオンが磁気圏にどの程度存在するのか不明であった。

Shelley et al. (1972) は 1971-089A 衛星を用いて磁気嵐の主相期に磁気圏内帯にて O^+ ($M/q \approx 16$) の高エネルギー (0.7–12 keV) イオンフラックスが存在するイベントを観測した。48 時間のイベント中に O^+ フラックスがプロトンのフラックスを上回る場合も観測された。確実に地球起源である O^+ イオンが磁気圏に多量に存在することが確認されたことで、磁気圏プラズマの起源として電離圏が注目されるようになった。一方、磁気圏に高エネルギー O^+ の存在が確認されたことで、電離圏に存在するイオンを磁気圏に輸送する過程や磁気圏でのエネルギーにまで加熱・加速する過程を考える必要がでてきた。

その後の衛星観測で磁気圏全体に電離圏起源のイオンが満ちていることが確かめられ、全体として磁気圏から電離圏へ流れるイオンの量よりも、電離圏から磁気圏へと流出するイオンの量が多いことがわかった。しかし当時の観測は数 keV 以上の高エネルギーの流れしか扱うことができず、ポーラーウインド理論で予想される数 eV のエネルギーのイオンを直接計測することはできなかった。

S3-3 衛星は高度 5000km 以上の極域上空で電離圏起源の 0.5 keV を越える高エネルギー H^+ , O^+ イオン流を観測した。イオン上昇流は観測されたイオンの速度空間上の分布の形状から大きく二種類に分類された。ひとつは速度空間において磁力線方向に分布の極大が存在する”イオンビーム” [Shelley et al., 1976] で、もう一つは極大が磁力線方向とある角度をもって分布する”イオンコニックス” [Sharp et al., 1977] である。

1980 年代には計測技術の向上により低エネルギーの現象をより精密に観測できるようになった。高度 8000–20,000km を飛翔する DE-1 衛星を用いた研究で Gurgiolo and Burch (1982) はイオン上昇流はイオンコニックスは衛星の観測高度よりも下の領域で磁力線に

対して垂直方向へ加熱された結果の分布であると解釈した。

あけぼの衛星は電離圏イオンが加熱・加速されていると考えられる極域電離圏の上側から磁気圏下部にかけた領域を観測した。Abe et al. (1993) はポーラーウィンドの速度プロファイルを調べた結果、 O^+ イオンの上昇流はポーラーウィンド理論では説明のできない速度をもっていることを明らかにし、特にイオンが磁力線と垂直方向へ加熱される現象が重要であることを示唆した。その後、Freja 衛星、Polar 衛星や SCIFER ロケット、EISCAT レーダーの観測などでも O^+ 上昇流が観測されており、プラズマ波動と粒子の共鳴が加熱機構として研究されている。

1.4 イオン流出現象の分類

磁気圏に存在する多くのイオンは電離圏から運ばれたものである。電離圏に存在するイオンの平均エネルギーは 0.1 eV 程度であり、磁気圏へ輸送するには 1~10 eV 程度の加熱・加速が必要となる。電離圏には、イオン加熱・加速を引き起こす複数の物理過程が存在し、その中のいくつかは複合的に作用して様々なイオン流出現象が引き起こされる。

極域電離圏でイオンを上昇させる区動力はイオンに対し磁力線方向上向きに働く力だけでなく、磁力線に垂直な方向へ働く力が重要な役割を担っている。地球磁場は発散しているので後者の力によって加熱・加速されたイオンも次第に磁力線方向の速度を持ち上昇することになる。

Yau and André (1997) は極域電離圏のイオン流出現象をイオン全体を加速するかという観点で大きく二つのカテゴリーに分類した。一つ目は”バルクアップフロウ”というイオン全体を数 eV 程度まで加速する現象で、ポーラーウィンド、Auroral bulk upflow が含まれる。もう一つはイオンコニクスやイオンビームといった現象で非常に高いエネルギーが一部のイオンに与えられる。図 1.3 に極域電離圏で起きる様々なイオン流出現象の模式図を示す。図には各領域で代表的なイオン流出現象名と関係するプラズマ波動が示してある。イオン流出現象はおのおのが独立ではなく、上昇して行く過程でいろいろな作用を受けて行くと考えられている。

以下に図 1.3 に示された代表的なイオン流出現象を説明する。

1.4.1 ポーラーウィンド

ポーラーウィンドは極冠領域内で起こる低エネルギー (~ 数 eV) イオンのバルク流である。ポーラーウィンドの構成粒子は電子、 H^+ 、 He^+ 、 O^+ で、その特徴は各イオンの流出速度は高度と共に大きくなり、軽いイオン程加速されやすいことにある (Abe et al., 1993a)。

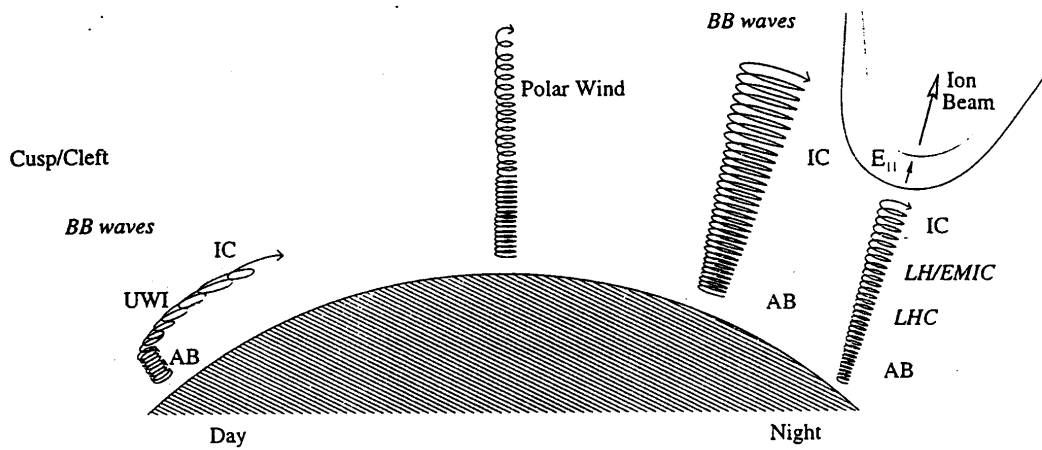


Figure 7. Schematic overview of some categories of high latitude ion upflow: polar wind, auroral bulk outflow (AB), upwelling ions (UWI), ion conics (IC) and ion beams. The parallel quasi-static auroral electric field ($E_{||}$) is indicated together with some wave phenomena causing energization perpendicular to the geomagnetic field: broadband low-frequency waves (*BB waves*, shaded regions), waves near the lower hybrid frequency (*LH*) and similar waves occurring in density cavities (*LHC*) and electromagnetic ion cyclotron (*EMIC*) waves below the proton gyrofrequency (Figure supplied by Patrik Norqvist).

図 1.3: イオン流出現象の模式図 [André and Yau, 1997].

加速源は以下の様な力が考えられる.

- 分極電場
- プラズマの圧力勾配
- 磁場によるミラーフォース
- 重力
- 中性粒子との衝突による抵抗力

ポラーウィンドの起源は極域電離圏の F 領域付近にあり, He^+ , O^+ は中性大気中の原子が光電離などをして生成されたものであるが, H^+ は



という電荷交換反応で生成される.

1.3 節で述べた Axford (1968) 等が考えたポラーウィンドは O^+ の流出を扱うことができず, 現在は”古典的”ポラーウィンドと呼ばれる. 一方 O^+ に十分なエネルギーを与えるために以下のような物理過程が提唱されている.

- 電離圏対流で動いて行く磁力線に巻き付いたイオンが遠心力を受けて加速される (Cladis, 1986; Swift, 1990; Horwitz, 1994).
- 光電子の影響で大きな電場ができる. (Abe et al., 1993b; Yau et al., 1995)

1.4.2 Auroral bulk upflow

Auroral bulk upflow は高度 400 ~ 15000 km のオーロラ領域上空で起こる O^+ や NO^+ のバルク流である. 速度は最大で 1 km/s 程度まで加速され, フラックスは 10^{13} O^+ ions/ m^2s 程度になる (Loranc et al., 1991; Wahlund et al., 1992). ポラーウィンドと異なり, Auroral bulk upflow だけでは脱出速度に達しないが, より高高度で起こる他のイオン流出にイオンを供給する役割を果たしている.

高度数百 km 以下の衝突が頻繁な領域で起こるフリクショナルヒーティングが Auroral bulk upflow を引き起こす重要な過程である. フリクショナルヒーティングとは 1) 磁力線に垂直な方向に数 100 mV/m を越える電場が掛かる, 2) 数 km/s でイオンが $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトをする, 3) 衝突の効果でイオンの磁力線垂直方向温度が数千 K まで上昇, 4) 最終的に磁力線方向のイオン温度が上昇する, 現象を表す (Heelis et al., 1993; Wilson, 1994). イ

オン温度が上ると圧力勾配を生じ、別の平衡状態になるまでスケールハイトが増加し、それに伴いイオンが磁力線にそって上昇する。

ただし、磁力線垂直方向の小さな電場しか存在しない時でも、オーロラ粒子が振り込んでいるとイオンが上昇する場合がある (Wahlund et al., 1992). この様な上昇流を説明するためのメカニズムが必要とされている。

1.4.3 コニクスとイオンビーム

10 eV から数 keV のエネルギーを持つイオンの上向き流。速度分布空間で磁力線方向にピークを持つような流れがイオンビームであり、磁力線方向とは角度を持った分布がコニクスである。また磁力線方向と 90° の角度にピークがある分布を TAI (Transversely Accelerated Ions) と呼ぶ。コニクスの様な非等方性の分布は、磁力線に垂直な方向へイオンが加熱されたのち、磁力線に巻き付きながら上昇することで形成される。つまり地磁場が地球から離れる程小さくなるために、磁力線に垂直な速度は磁力線に平行な速度へ転化される。

イオンビームやコニクスはロケットを用いた研究で高度数百 km 程度から観測されており (Whalen et al., 1978; Kintner et al., 1986; 1992; 1996), 衛星によって数地球半径以上離れた高度でも観測されている (Sharp et al., 1977; 1981; Klumpar, 1986; Burch, 1988; André et al., 1990; Lundin and Eliasson, 1991; Andre and Chang 1993; Miyake et al., 1996).

磁力線垂直方向へのイオン加熱はいろいろなプラズマ波長で起きる磁力線垂直方向の電場振動によって説明される。考えられる波は

- イオンサイクロトロン周波数以下の波 (Borovsky, 1984; Hultqvist, 1991)
- イオンサイクロトロン周波数程度の波 (Ashour-Abdalla and Okuda, 1984; Chang et al., 1986)
- 低域混成振動 (Chang and Coppi, 1981)
- 広帯域低周波 (André et al., 1988; 1990; Norqvist et al, 1996; Knudsen et al., 1998)

などが挙げられる。最近の観測結果では磁力線に垂直方向へのイオン加熱を引き起こす重要な波として広帯域低周波が注目を浴びている (André et al., 1998).

第2章 あけぼの衛星/SMS について

本研究はイオン加熱・イオンアップフロウの特性を調べるためにあけぼの衛星 (EXOS-D) に搭載された Suprathermal ion Mass Spectrometer (SMS) が計測したデータを使用した。この章ではあけぼの衛星と搭載された観測機器についての簡単な説明をし、SMS による非熱的イオンの計測方法とデータ処理について述べる。

2.1 あけぼの衛星

あけぼの衛星 (EXOS-D) は「オーロラ領域に存在するさまざまな現象を解明する」ことを目的とした科学衛星である。形状は半径 126cm, 高さ 95cm の 8 方柱で、重さは 295.4kg である。図 2.1 に衛星の外観を示す。1989 年 2 月 21 日 23:30:00UT に打ち上げられ、その後 11 年経った現在も観測を続けている。特徴はさまざまな視点からプラズマ環境を計測できる複数の観測器を搭載し、以下に述べるような特殊な軌道を飛行することでオーロラ粒子の生成メカニズムを明らかにできる点にある。

あけぼの衛星は離心率が 0.430 と非常に細長い楕円を描きながら傾斜角 75° の極軌道を飛行している。打ち上げ初期の近地点は 274 km, 遠地点は約 10,500 km であった。このような極端な軌道をとることで極域上空の広い領域にわたった計測を行なうことが可能となっている。

なお姿勢の制御は磁気トルクを用いて行われている。スピンレートは 7.5rpm で、スピン軸が太陽方向を指すような設計がされている。軌道周期は 3.5 時間、遠地点の位置は約 9 ヶ月で地球を一周する。

搭載された計測器は電磁場の計測器、プラズマ粒子の観測器、光学カメラと多岐にわたる。計測機器の一覧を表 2.1 に示す。これら計測器のオペレーションは衛星に取り付けられている DHU(Data Handling Unit) に入力されたプログラムを用いて実施される。衛星より送信されるテレメータデータは鹿児島、昭和基地 (南極)、プリンスアルバータ (カナダ)、キルナ (スウェーデン) の 4ヶ所の地上局で受信している。

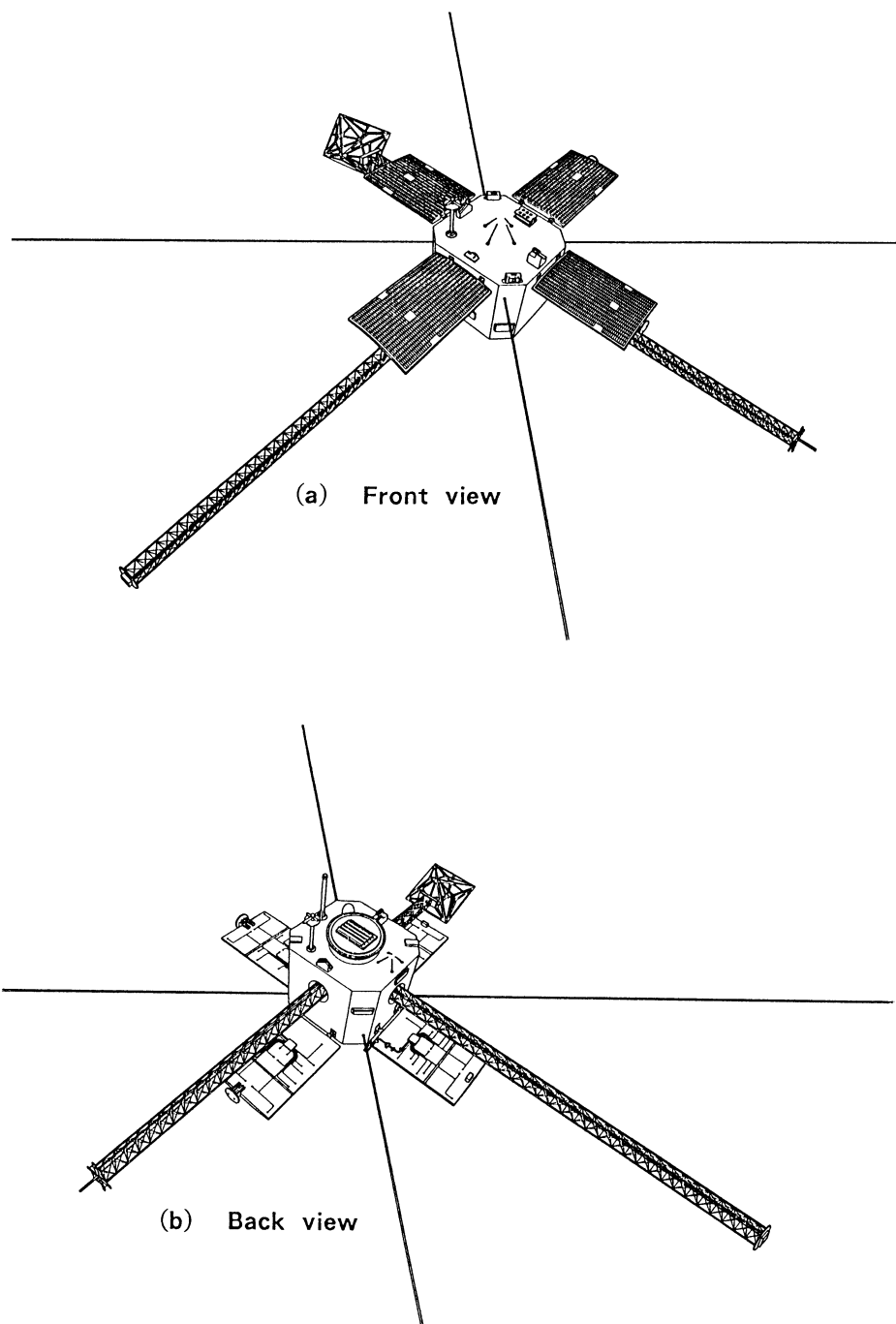


図 2.1: あけぼの衛星外観図.4枚の太陽電池パドル, 電場計測用ワイヤーアンテナ, 磁場計測用に 3m,5m のマストが装備されている. また通信用アンテナは衛星の表裏に取り付けてある.

観測機	観測内容
Mangetic field detector (MGF)	磁場観測
Electric field detector (EFD)	電場観測
Plasma wave detectors in high frequency range and sounder (PWS)	高周波プラズマ波動・サウンダー観測
Very low frequency plasma wave detectors (VLF)	低周波プラズマ波動観測
Low energy particle spectra analyzer (LEP)	エネルギー粒子観測
Suprathermal ion mass spectrometer (SMS)	低エネルギーイオン組成観測
Temperature and energy distribution of plasma (TED)	プラズマ温度観測
Auroral television camera (ATV)	オーロラ像テレビジョン観測

表 2.1: あけぼの衛星搭載機器

2.2 低エネルギーイオン組成の観測装置 (SMS)

2.2.1 概要

あけぼの衛星に搭載されたサブラサーマルイオン質量分析機 (Suprathermal Ion Mass Spectrometer:SMS) は高周波電圧を用いる質量分析機で、観測するプラズマ中にあるイオンの質量数とエネルギー、ピッチ角分布を測定する装置である。低高度磁気圏において、熱的なイオン (0-25eV) から比較的エネルギーの高い (suprathermal : 25eV-数 keV) イオンまでの分布関数を測定することができる。これは電離層に起源を持つイオンから、磁気圏の主成分となるイオンまでをカバーしている。質量分析にはイオンの飛行時間の違いを利用する“速度フィルター”を採用しており、イオンの入射角の測定は基本的に衛星のスピンの利用することでスピン軸に直行する方向における 360° の角度分布を得る。ただし、熱的なエネルギーのイオンに対してはスピン軸に平行な方向の角度分布の測定も限定された角度範囲で可能である。装置の外観を図 2.2 に示す。外形寸法は 200H×320W×200Dmm で、質量 8.2kg, 使用電力は最大 14.0W, 平均 12.0W である。

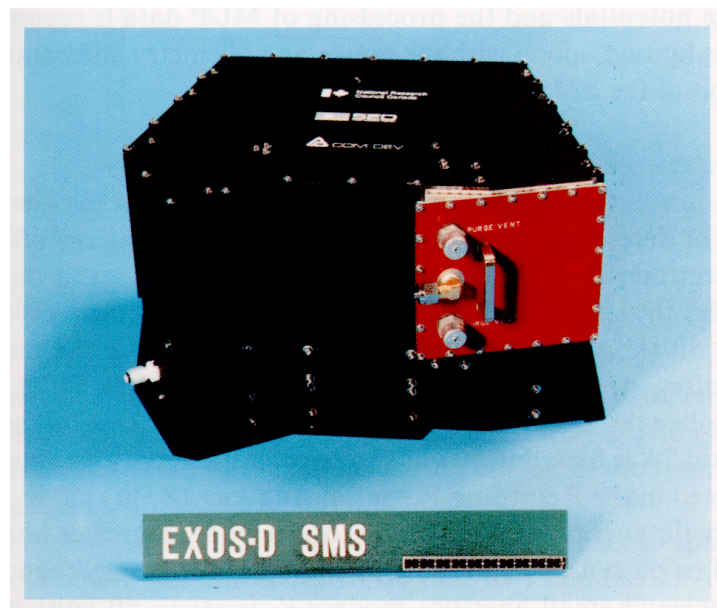


図 2.2: SMS 外観図 [Whalen et al., 1990]

SMS はマイクロプロセッサで制御されており、観測モードは地上からのコマンドによって完全に再プログラムすることが可能である。従って、地上でのデータ解析結果を観測モードに反映することが出来る。

2.2.2 センサーの構成

SMSのセンサー部を図2.3に示す。スペクトルメーター部は平板電極部(7,10,11,13)と薄くメッキの施されたグリッド部(破線で示された1,2,3等)から構成され、質量検出部は16個のコレクターを持つMCP(Microchannel Plate)からなる。低エネルギーイオンをプラズマ中で測定する際には電極の表面状態が測定に大きな影響を及ぼす。そのためSMSではプラズマに触れる部分の電極とイオンが通る部分にある電極は全てロジウムメッキが施されている。衛星本体の電位を基準とした入口部分の電位(V_1)は0Vから-10Vの間で4段階に調節が可能である。こうすることで衛星が正に帯電したときでも低エネルギーのイオンを測定できる。入口の後ろには先に述べたような多数のグリッドで構成されるイオン入射部がある。この部分では3種類の開口面積の異なるスリットを電気的に切替えてダイナミックレンジの拡大をはかっている。高エネルギーイオン(> 100eV)の測定には最大面積を持つスリットが用いられ、このときは100eV以下のイオンはグリッドを適当にバイアスすることで追い返される。低エネルギーのイオン(< 50eV)の測定ではプラズマの密度に応じて3つの大きさの異なるスリットを切替え使用する。高高度ではプラズマが薄いいため大きなグリッド(2)をRetarding Potential Analyser(RPA)として使用し、グリッド(2A)には低エネルギーのイオンが通過しないよう50Vの電位を印加する。低高度ではグリッド(2A)をRPAとして使用し、グリッド(2)に50Vの電位を印加する。グリッド(2A)付近の拡大図を図2.4に示す。グリッド(2A)を用いる際は(2B)にかける電位(50V)の有無でスリット全体を使用するか上部の小さなスリットのみを用いるかを定める。このスリットの切替えと高いカウントレートをもつMCPを組み合わせることで $10^3 \sim 10^6/\text{cm}^3$ の範囲にあるイオン密度を測定することが出来る。

(1)–(3)を通過したあるエネルギー以上のイオンは、グリッド(3)–(4)間の電場によって加速された後グリッド(5)–(7)間の電場で設定エネルギー以下のイオンは跳ね返されるため、最終的に設定バンド以上のエネルギーをもつイオンだけがここを通過できる。(8)–(10)が速度フィルターとなる折り畳まれた形状の3段ベネット型高周波質量分析器[Bennet, 1950]である。グリッド(5)とグリッド(9)の電圧を等しくし、グリッド(8)に高周波電圧をかけることで周波数で決まる速度を持ったイオンのうちで特定の位相のものだけが選択的に加速を受ける。イオンのパスを折り畳むことの利点にはセンサーの小型化のみならず、 S/N 比の改善があげられる。イオンの入射点と検出器が直線状に配置された場合は、荷電交換で生じる高速の中性粒子がノイズを増幅させるために高い S/N 比を期待できない。また通常のイオン検出器はUV光にも反応するため、折り畳まれた形状のほうが外光に対しても有利である。速度フィルターを3度通過したイオンはグリッド(9)–(12)間の電場により偏向され、円筒形のグリッド(12)から電極(13)の間の電場によって最終的に弁別されMCPで検出される。表2.2にSMSの性能を示す。

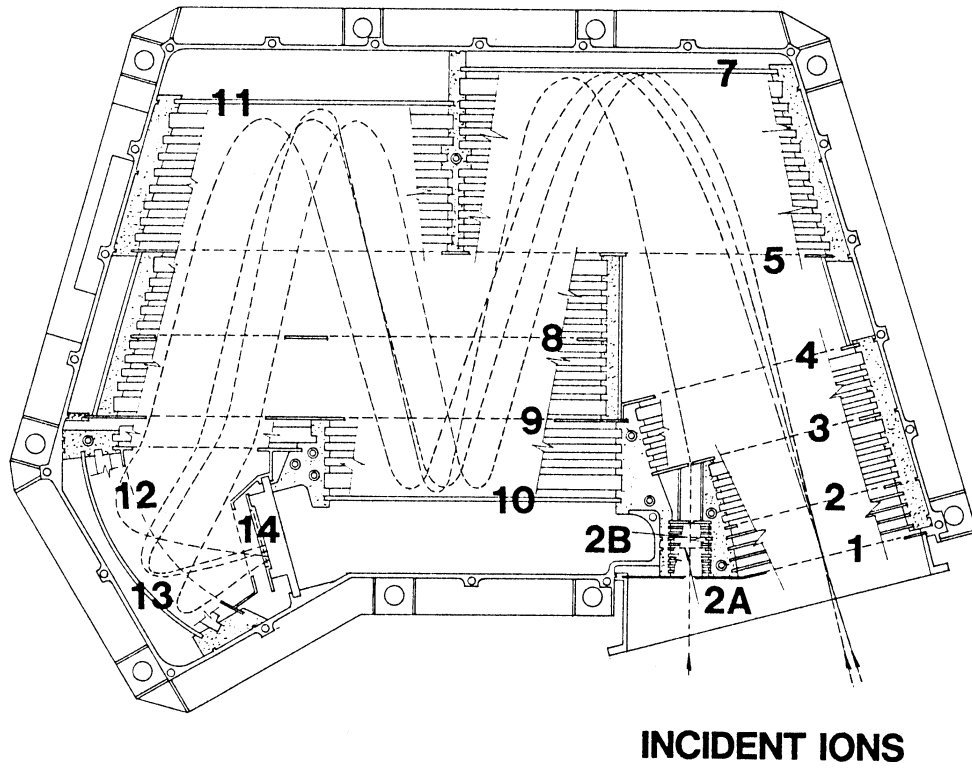


図 2.3: SMS センサー部 [Whalen et al., 1990]

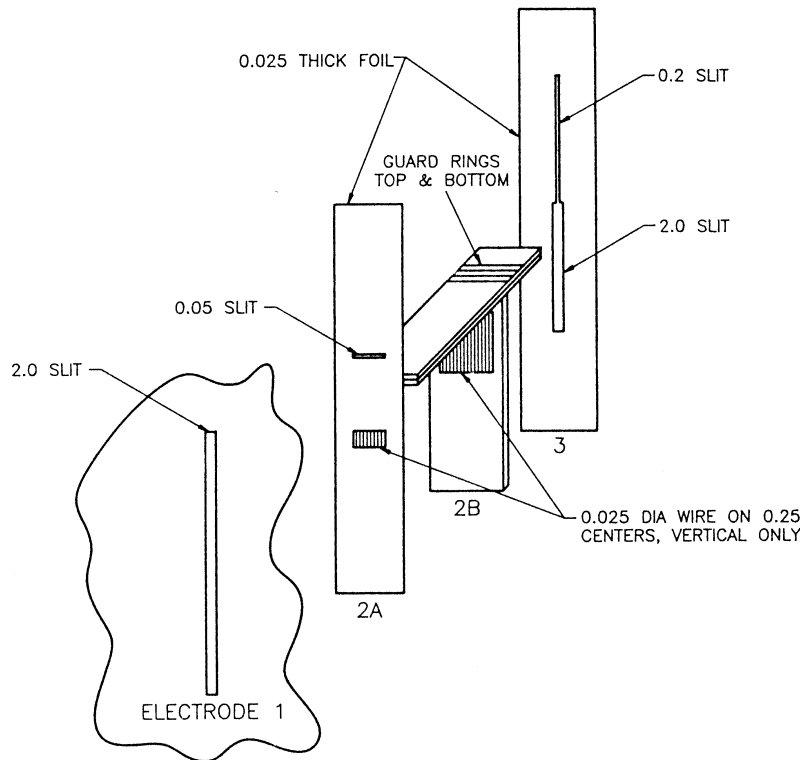


図 2.4: (2A) 付近の中小グリッド部の拡大図 [Whalen et al., 1990]

表 2.2: SMS の性能

エネルギー/単位電荷 (E/Q) 範囲	$0 \leq E/Q \leq 5\text{keV}$
質量/単位電荷 (m/Q) 範囲	$0.8 \leq m/Q \leq 60\text{AMU}/Q$
エネルギー分解能 (ΔE)	$0.05 \leq \Delta E \leq 0.2\text{KV}$, :再プログラム可能
質量分解能 ($\Delta m/m$)	$0.05 \leq \Delta m/m \leq 0.2$:再プログラム可能
Geometric factor ($Ad\Lambda \cdot \varepsilon$)	$4 \times 10^{-8} \leq Ad\Lambda \cdot \varepsilon \leq 2 \times 10^{-2}\text{cm}^2\text{sr}$:再プログラム可能
角度分解能	
スピンの軸と垂直平面内 ($\Delta\theta$)	$3^\circ \leq \Delta\theta \leq 90^\circ$:再プログラム可能, エネルギー・G-factor に依存
スピンの軸方向 ($\Delta\phi$)	$3^\circ \leq \Delta\phi \leq 90^\circ$:再プログラム可能, 低エネルギー $E/Q \leq 0.1\text{eV}$ のみ

2.3 使用観測モード

SMS には複数の観測モードが準備されており, 地上局からのオペレーションで観測方法を変えることができる. 各観測モードは質量分解能, エネルギー分解能, 角度分解能の組合せが異なり, 観測したい現象に合わせ選択する.

ファーストスキャンモードとマススキャンモードと呼ばれる観測モードで得られたデータを本研究で用いた.

2.3.1 ファーストスキャンモード

ファーストスキャンモードは観測領域のプラズマを構成する主要なイオンの熱的 (<15 eV) エネルギー領域での速度分布と非熱的 (>100 eV) エネルギー領域での速度分布を衛星 1 スピン毎に交互に測定するモードである. したがって 1 観測サイクルは 16 秒となる. このモードでは 1 スピン (8 sec) 内に 4 つのイオン (H^+ , He^+ , O^+ と He^{++} あるいは O^{++}) を 8 ステップのエネルギーレンジで測定し速度空間の 2 次元分布関数を計測する. 角度方向の分解能は約 12° (1/32 スピン) である.

計測できるイオンの種類は 4 種類と少ないが短時間 (16 sec) で高い分解能の速度分布関数を得ることができるのが利点である. 2.4 節で述べるような方法でプラズマパラメータの見積りに利用できる. 本研究のイオン流出現象の統計解析はこのモードで得られたデータを使用した.

2.3.2 マススキャンモード

マススキャンモードは観測領域に存在するプラズマの成分に注目するモードである。測定するイオンは 1 ~ 64 amu/q と広範囲に及ぶが、角度方向の分解能は約 45° (1/8 スピン) と粗い。

エネルギー方向のスキャンに時間がかかるため角度方向の分解能が低く、得られるデータからプラズマパラメータを導くことは困難である。しかし、ほとんど研究がされていない分子イオンの上昇流を調べる上で貴重な情報が得られる。?? 章の解析にはこのモードで計測されたデータを使用した。

2.4 プラズマパラメータの計算とデータベース作成

3 節の統計解析に使用した極域電離圏のイオン流出現象を調べるためのデータベースは 2.3 節で説明したファーストスキャンモードのデータを基にしている。データベース作成の流れを表したのが図 2.5 である。

本章ではまず、SMS が測定したバイナリデータから各イオンの物理量を計算する方法を述べたのち、データベースの内容を紹介する。

2.4.1 プラズマパラメータ計算方法

本研究で用いた SMS ファーストスキャンモードで測定したイオン速度分布関数 ($f_i(V, \phi)$) からイオンの磁力線平行方向速度 ($V_{i\parallel}$), 磁力線垂直方向速度 ($V_{i\perp}$), 密度 (N_i), 温度 (T_i) といったプラズマパラメータを見積もる方法は Watanabe et al. [1992] の方法を改良したものである。イオンのサイクロトロン運動を考慮することで SMS が観測するイオンの 2 次元速度空間分布関数を 3 次元速度空間で積分し、プラズマパラメータを求めた。また、10 年を超える長期の観測結果を比較できるように MCP の感度の補正を行った。なお本論文では、 $V_{i\parallel}$, $V_{i\perp}$, N_i , T_i をプラズマパラメータと表現する。

i 種類目のイオンのプラズマパラメータは速度分布関数を以下のように積分することで求めることができる。

$$N_i = \int f_i(V, \phi) V dV d\phi d\theta \quad (2.1)$$

$$V_{i\parallel} = \frac{1}{N} \int \mathbf{V} \cdot (\mathbf{s} \times \mathbf{t}) f_i(V, \phi) dV d\phi d\theta \quad (2.2)$$

$$V_{i\perp} = \frac{1}{N} \int \mathbf{V} \cdot \mathbf{t} f_i(V, \phi) dV d\phi d\theta \quad (2.3)$$

$$T_i = \frac{m_i}{2kN} \int (\mathbf{V} - \mathbf{V}_0)^2 f_i(V, \phi) dV d\phi d\theta \quad (2.4)$$

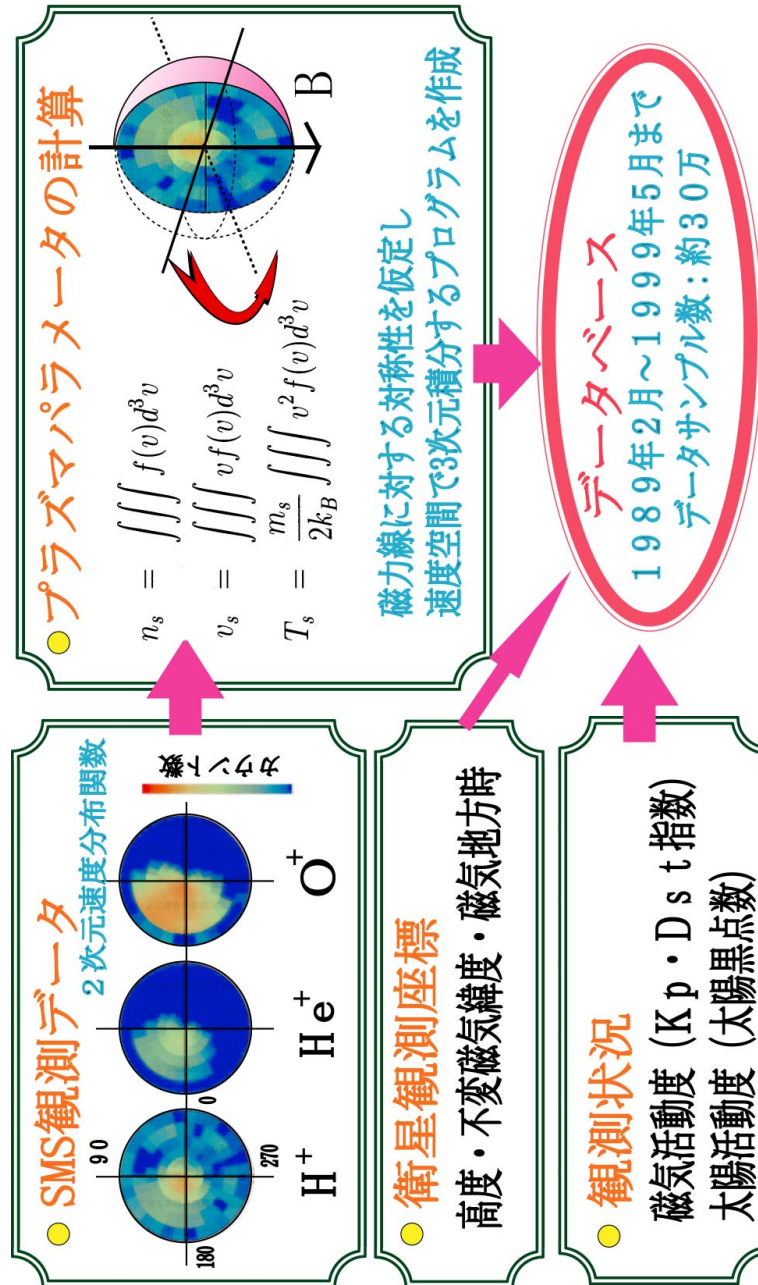


図 2.5: イオン流出現象解析用イオンパラメータデータベース作成概念図.

$$\mathbf{V}_0 = \mathbf{V}_{i\parallel} + \mathbf{V}_{i\perp} \quad (2.5)$$

ここで \mathbf{s} , \mathbf{t} はそれぞれ磁力線平行方向と磁力線垂直方向の単位ベクトル, k はボルツマン定数, m_i は i 種類目のイオン質量, V はそれぞれ衛星自転面内のイオン速度, ϕ, θ は磁力線方向からの角度 (ピッチ角) と磁力線周りの方位角である. 見積もられたイオン密度 N , イオン温度 T はそれぞれ, 実際のイオン密度の下限とイオン温度の上限を与えるものとなる. また $V_{0\parallel}$ は衛星自転面に磁力線を投影した方向であり, 完全な磁力線方向ではない. しかし, SMS が不変磁気緯度 60° 以上で観測を行っていることと, あけぼの衛星のスピンの軸は 1° 以内で太陽方向を指していることを考慮すると, 磁力線方向 \mathbf{s} と $V_{0\parallel}$ の間の角は十分小さい.

衛星電位を見積もる方法として $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ によるドリフト速度が質量に依存しないことを利用している. 測定対象のイオンの質量 (q_i/m_i) とドリフト速度の値から衛星電位を求めることができる. しかし, 衛星が大きく帯電している場合, イオンに $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 以外の外力が働いている場合や測定対象のイオン密度が小さい場合は衛星電位のフィッティング計算が収束せず, プラズマパラメータを見積もることができない場合がある. このような場合のデータは使用しない.

2.4.2 データベース作成

2.1 節で説明したようにあけぼの衛星の全データは4ヶ所の地上局で受信された後, 最終的に文部省宇宙科学研究所所有の大型計算機 (SIRIUS: Scientific Information Retrieval and Integrated Utilization System) に保存される. さらに SMS が計測したバイナリデータはここから郵政省通信総合研究所に移される. 本節はこのバイナリデータから作成したイオン流出現象を調べるためのデータベースについて述べる.

データベースに含まれる内容は以下の通り.

観測日時	: SMS がイオン速度分布を測定した年月日と時間 (UT).
衛星座標	: 測定時の衛星観測座標. 高度, 不変磁気緯度, 磁気地方時等.
プラズマパラメータ	: $\text{H}^+, \text{He}^+, \text{O}^+$ の各イオンに関する磁力線方向速度, イオン密度, イオン温度. 2.4.1 節で説明した方法で計算.
観測状況	: 観測時の周囲の磁気活動等を知るためのデータ. IMF, 太陽風速度, K_p 指数, 太陽黒点数, Dst 指数. NASA (National Aeronautics and Space Administrator) の NSSDC (National Space Science Data Center) より取得.

データベースに含まれる観測期間はあけぼの衛星が打ち上げられた 1989 年 2 月から 1999 年 6 月までの約 11 年間である. 各年毎に本研究で用いたデータ数を表 2.3 に記す.

打ち上げ直後の数年間の観測数が多い。南半球は地上局が1つしか無いため北半球に比べるとデータ数が少ない。1999年の南半球のデータ数が少ないのはデータベースを作成・更新した時点で昭和基地よりデータが運搬されていなかったためである。総データ数は現時点で40万弱である。

Year	北半球	南半球	合計
1989	4,439	2,408	6,847
1990	27,534	15,583	43,117
1991	55,220	41,933	97,153
1992	32,065	38,811	70,876
1993	25,468	5,728	31,196
1994	20,566	10,762	31,328
1995	10,466	7,790	18,256
1996	9,128	7,572	16,700
1997	15,149	2,684	17,833
1998	15,868	9,483	25,351
1999	16,277	41	16,318
合計	232,180	142,795	374,975

表 2.3: 本研究で使したデータ数の一覧。SMS の観測データからプラズマパラメータを見積もれたデータ全てを使用した。

第3章 解析結果

あけぼの衛星に搭載された SMS は 11 年の長きに渡って非熱的イオンを観測することで膨大なデータを得ている。これまでにこのような長期間の観測をおこなった衛星はほとんどない。2.4 節で説明したような処理を行い作成したデータベースは、イオン加熱・イオン流出現象の長期変動を調べるのに最適である。

本章で統計的にデータ解析した結果を示す。まずイオン加熱領域の空間分布を示し、その後イオン流出量の長期変動についての解析結果を示す。

3.1 プラズマパラメータ計算例

プラズマパラメータを用いた解析結果を示す前にあけぼの衛星軌道に沿って SMS が観測したイオン速度分布関数と 2.4.1 節に述べた手法で見積もったイオンパラメータを示す。昼間側のカスプ領域付近を通過した軌道と、夜側のオーロラ領域付近を通過した軌道で得たデータを示す。

図 3.1 は 1990 年 2 月 20 日の観測である。上から 3 つのパネルはそれぞれ H^+ , He^+ , O^+ の速度分布関数を時系列として並べてある。速度分布関数は横軸にエネルギー (0–25 eV)、縦軸に磁力線からの角度 (-180°–180°) を取った短冊状に描かれている。北半球では磁力線からの角度 0 度が下向きを表す。図の最下部に観測時刻 (UT) と対応する観測高度 (km)、不変磁気緯度 (MLAT)、磁気地方時 (MLT) が表示してある。この期間は地方時 11 付近から地方時 17 時付近へと高度を上げながら通過する軌道であり、下 3 つのパネルは上から順に磁力線に垂直なドリフト速度 v_{\perp} (km/s)、沿磁力線速度 v_{\parallel} (km/s)、イオン温度 T (K) を式 (2.2)–(2.4) を用いて見積もった値を縦軸にとっている。ドリフト速度は衛星電位の効果を見積もって差し引いた値であり、イオンの種類によらない。沿磁力線速度のパネルに書かれた "H", "4", "O" はそれぞれ H^+ , He^+ , O^+ を表しており、正の値は電離圏から磁気圏へ向かう速度を意味している。

1638–1643 UT 頃にあけぼの衛星がカスプ領域と考えられる領域を通過した。このとき H^+ , He^+ , O^+ の全てが磁力線垂直方向に加熱され、コニクスの分布となっている。見積もったイオン速度と温度はカスプ領域付近で他の領域に比べ大きな値であった。極冠領域 (> 1655 UT) ではポーラーウィンド的なイオン上昇流が観測された。途中でイオンパラメー

タが見積もれていない時間帯がある。これは 2.4.1 節で述べた様に条件によってプラズマパラメータの見積もりが破綻してしまうためである。特に磁力線方向に激しく加熱されている領域で見積もりがうまくできない場合が多い。

図 3.1 は 1993 年 3 月 16 日 17UT 頃の SMS 観測とプラズマパラメータを示している。図のフォーマットは図 3.1 と同様である。このときのあけぼの衛星は MLT 19 時付近から真夜中へ向かい、高度と緯度を上げながらオーロラ領域付近の上空を通過したのち MLT 3 時の低緯度へと抜けていく軌道であった。1735–1814 UT にあけぼの衛星がオーロラ領域付近と考えられる領域を通過した際、イオンの速度空間分布はイオンビームやイオンコニックスといった形になっている。見積もられた H^+ , He^+ , O^+ の上向き速度と温度は大きな値であった。

以上の様に SMS の観測ではたびたびイオン上昇流が観測されている。次節よりこのような極域上空のイオンの振舞についての情報が含まれる 2.4 節で説明したデータベースを統計的に調べた結果をしめす。

3.2 イオンアウトフロー現象の空間分布

あけぼの衛星は 2.1 節でも説明したように離心率 0.430 の極軌道で飛翔しているため遠地点や公転面が移動していく。したがって長期の観測を行っているが時期により観測している高度、磁気地方時、不変磁気緯度の領域が異なる。イオン流出量の長期変動を見積もるために平均的な空間構造を把握しておく必要がある。本章では 1989 年から 1999 年までのデータベースをもとに極域電離圏における非熱的イオンの密度分布、流出の様子を調べた結果を示す。

3.2.1 高度分布

図 (3.3) は 1989 年から 1998 年にかけて南北極冠領域で観測した H^+ , He^+ , O^+ イオンの磁力線に沿った方向の速度成分の大きさをプロットしたものである。ここで極冠領域とは地球磁場が確実に開いていることが予想される不変磁気緯度 75 度以上の領域をさしている。図中の赤色と緑色の点はそれぞれ北半球と南半球での観測点をあらわす。北半球における速度の向きはこの図では磁力線に沿って地球から離れる方向を速度正、地球に向かう方向を速度負と表している。また南半球での速度の向きはこの逆で定義する。したがって正の速度をもつ赤い点と負の速度をもつ緑の点は共に電離圏から磁気圏へと流れるイオンの流出速度流を表す。この図から両極冠領域においてイオン流出速度は高度が高いほど大きくなる傾向とより軽い H^+ イオンの方が低高度で大きな速度をもって上昇している傾向がわかる。高度 10,000km での H^+ , He^+ , O^+ の平均速度はそれぞれ ~ 10 km/s,

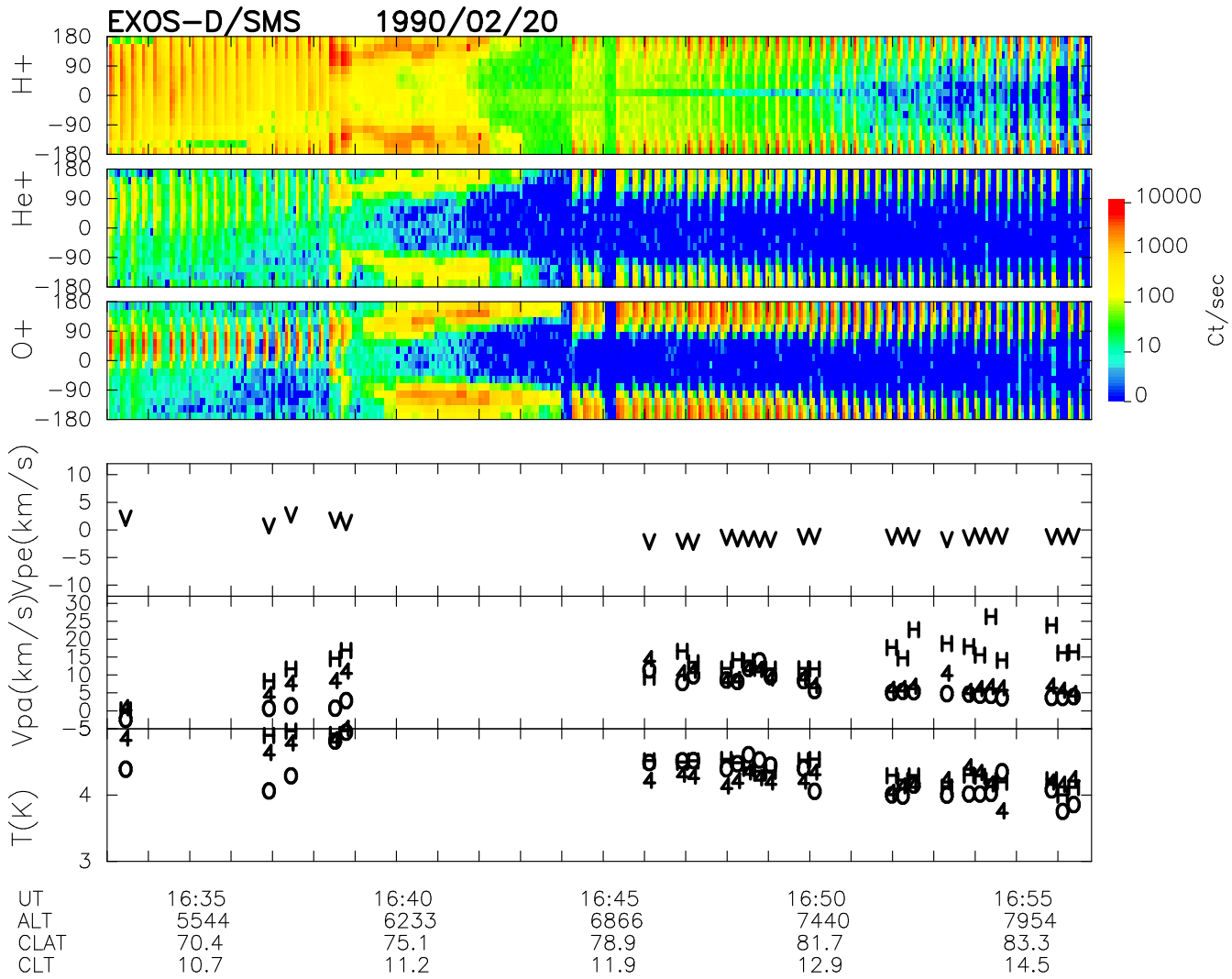


図 3.1: 1990 年 2 月 20 日 16UT 頃の北半球カusp領域付近を通過した軌道における SMS 観測サマリープロットとプラズマパラメータの見積もりを示した図. 1638–1643 UT にあけばの衛星がカusp領域と考えられる領域を通過した. このとき H⁺, He⁺, O⁺ の全てが磁力線垂直方向に加熱された分布を示した. 見積もったイオン速度と温度はカusp領域付近で他の領域に比べ大きな値であった. 極冠領域 (> 1655 UT) でポーラーウィンド的なイオン上昇流が観測された.

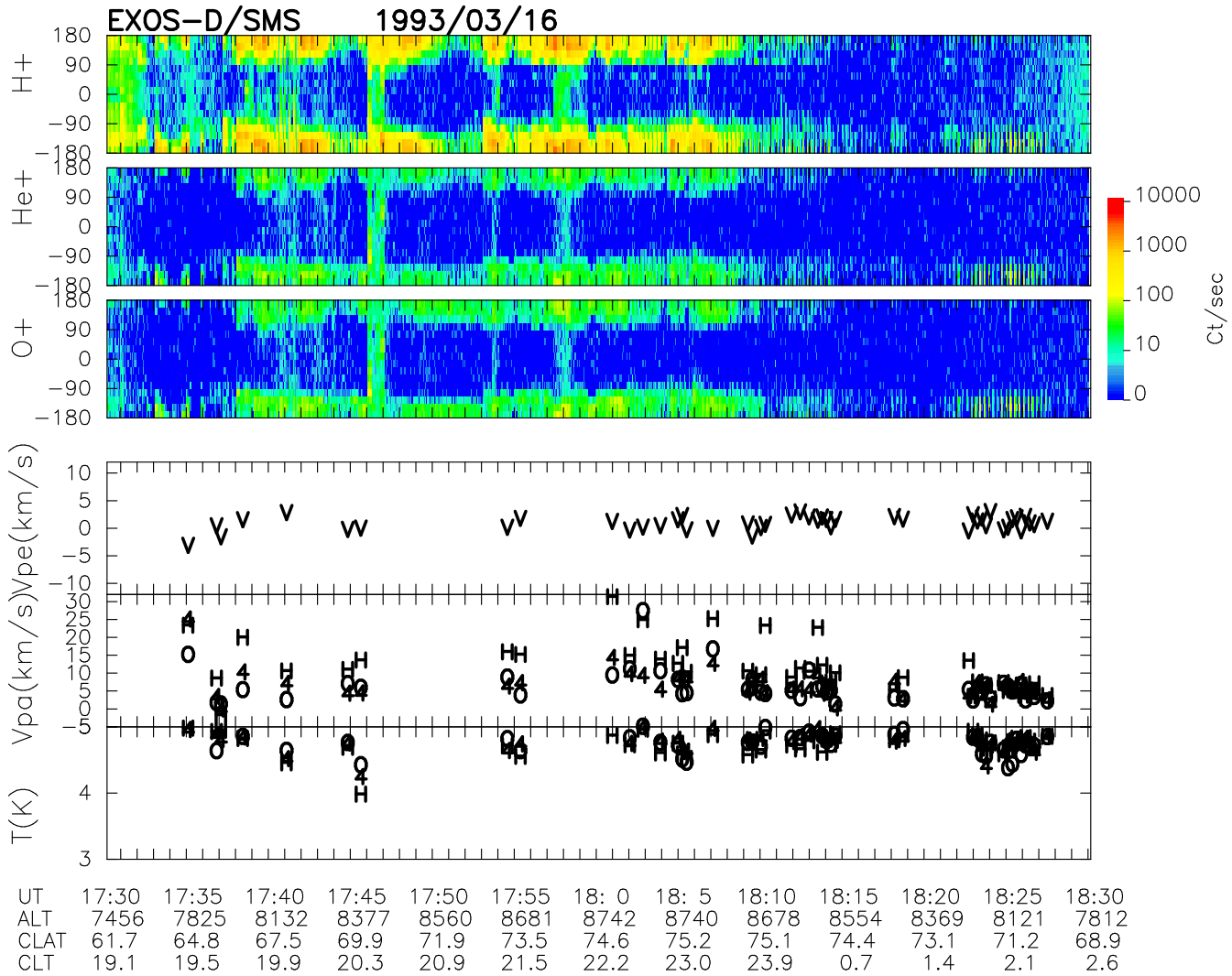


図 3.2: 1993 年 3 月 16 日 17UT 頃の北半球夜側オーロラ領域付近を通過した軌道における SMS 観測サマリープロットとプラズマパラメータの見積もりを示した図. 1735-1814 UT にあけぼの衛星がオーロラ領域付近と考えられる領域を通過した際, H^+ , He^+ , O^+ が大きな上向き速度と高温になっていたのが観測された.

6km/s, 3km/s であった.

図 (3.4) は 1989 年から 1998 年にかけて南北極冠領域で観測した H^+ , He^+ , O^+ イオンの磁力線に沿って地球から離れる方向へ向かうフラックス ($\log(m^{-2}s^{-1})$) の高度プロファイルを示している. なおここでのフラックス $F (m^{-2}s^{-1})$ はイオン密度 (N) と流体としてのイオン速度 (V) の積で定義される量である. 赤い点と緑の点は図 (3.3) と同様に北半球と南半球での観測点を表す. 図中の青い線は高度 1000km 毎の平均フラックス量である. 一方イオンフラックスが磁力線に沿って保存すると仮定し, 以下に述べるような方法で計算したフラックスのプロファイルが図中の黒い線である.

イオンフラックスが磁力線に沿って保存場合のプロファイルを以下のように求めた. イオンのフラックスが保存する場合以下の式が成り立つ

$$FA = \text{constant} \quad (3.1)$$

ここで A はある場所での磁場 (B) の断面積であり, フラックス (F) は SMS によって観測できる量である. SMS が観測している高度数千 km での地球磁場は双極磁場で近似できるので地球中心からの距離 R での断面積は $A \approx r^3$ と表せる. 地球中心からの距離 (R_0) である高度で観測された参照となるイオンフラックスを F_0 とすると, 任意の高度 (R) におけるフラックス (F) は以下のように計算できる

$$F = \frac{F_0 R_0^3}{R^3} \quad (3.2)$$

図 (3.4) 中の黒線は高度 9,000–10,000 km での観測量 $H^+ 2.1 \times 10^{10}$, $He^+ 3.4 \times 10^9$, $O^+ 1.0 \times 10^{10}$ を参照フラックス (F_0) として計算した. 実測の平均フラックス量を示す青線とフラックスが保存すると仮定することで得られる黒線は非常によく一致する. このことから SMS が観測する高度数千 km でのイオンアップフロウのフラックスは磁力線にそって保存されており, 上昇している間の光化学反応や衝突, $E \times B$ ドリフトによるフラックス量の変化は無視できると考えられる.

3.2.2 磁気地方時–不変磁気緯度分布

次に H^+ , He^+ , O^+ の磁力線に沿った上向き速度が北半球の不変磁気緯度 60 度以上の領域においてどのように分布しているのか, また磁気活動の変化によってその分布がどのように変化するのかを示す. 図 (3.5) は北半球の不変磁気緯度 60 度以上の領域における H^+ , He^+ , O^+ の速度分布を磁気活動の違いで比較したものである. 1989 年から 1999 年までの高度 6000km から高度 9000km の間で観測されたデータを使用した. 図 (3.5) (a),(d),(g) は静穏時 ($K_p \leq 2^+$) に観測された H^+ , He^+ , O^+ 上向き速度の分布を表している. 各々の図のカラーバーは上向き速度の大きさ (km/s) を示している. 3 種類のイオン全てが不変磁気緯度 60 度以上の高緯度領域の至るところで上向きに流れていること, またオーロラオー

バルのようなリング状の領域で速度が大きいことがわかる。(b),(e),(h)と(c),(f),(i)は磁気活動が中程度($3^- \geq K_p \geq 4^+$)と活発($K_p \geq 5^-$)である場合の H^+, He^+, O^+ 速度分布をあらわす。磁気活動度が異なる場合の速度分布を比較すると、磁気活動が活発になるほど先に指摘した速度の大きな領域が低緯度側へ移動することが見てとれる。この上向き速度が大きな領域は図3.1の磁力線方向と垂直向きに加速されている領域に対応している。

磁気活動度が異なる場合における H^+, He^+, O^+ の密度分布を図(3.6)にしめす。使用したデータは1989年から1999年までの期間に高度6000km~9000km、図の並びは図(3.5)と同様だがカラーバーは各イオン密度(ions/m³)の対数をとったものである。 H^+, He^+, O^+ ともに不変磁気緯度60~70度付近を境にして高緯度側で密度非常に小さくなっている。また昼側の不変磁気緯度70度~80度付近で密度が大きくなっている。これはカスプ領域における粒子の振り込みによる密度の増加、あるいは電離圏対流によって低緯度側のイオンが運ばれることによる密度の増加に対応する。磁気活動の変化にともない夜側高緯度領域のイオン密度が減少していることもわかる。

同様のフォーマットで H^+, He^+, O^+ のイオン温度(T°K)および磁力線に沿った上向きフラックス量(log(ions/m³))をそれぞれ図3.7, 図3.8に示す。温度についてはどのイオンもほぼ同じ程度の大きさで、不変磁気緯度70度付近に高温の領域が存在する。この領域は図3.5の速度の大きな領域と同様に磁気活動度が活発になると低緯度側に広がる。ただし、速度の大きな領域と比べると若干低緯度側に分布する傾向がある。フラックス量は密度が高く、速度も大きな昼側のMLT 12付近の領域で最大となる。一方、フラックス量は密度が低いことを反映して昼間に比べ小さな値となる。 H^+ の場合 10^8 ions/m³程度となり、昼間の最大値 10^{10} ions/m³と2桁もの違いがある。

3.2.3 イオンの獲得エネルギー

H^+, He^+, O^+ がエネルギー獲得する高度を調べた。図3.9に各イオンがもつエネルギーのプロファイルを示す。1989年から1998年に計測されたデータを使用した。左上の2枚のパネルが1組で北半球の H^+ のエネルギープロファイルである。縦軸は高度(km)で横軸不変磁気緯度である。ただし、2枚のパネルの間が不変磁気緯度85度以上を表し、左右の端がそれぞれ昼夜側の不変磁気緯度60度を表す。なお、図で夜側の緯度に負の値を付けて表示している。1つのイオン粒子が脱出速度に転化する全エネルギー(E)は運動エネルギー、熱、重力ポテンシャルエネルギー、電場によるポテンシャルエネルギーの和として以下のように計算できる。

$$E = \frac{1}{2}m\bar{v}_{\parallel}^2 + k_B T_i - G \frac{M_{Earth} m_i}{R} + (q_i \phi) \quad (3.3)$$

ここで、 \bar{v}_{\parallel} は磁力線に数直方向のイオン速度、 k_B はボルツマン定数、 T_i, m_i, q_i は*i*種類目のイオン温度、質量、電荷、 M_{Earth} は地球質量、 R は地球中心からの距離、 ϕ 電場ポテンシャルである。カラーバーで表している量はSMSで観測できる電場のエネルギー($q_i \phi$)を除

図 3.3: 不変磁気緯度 75 度以上の領域で計測された H^+ , He^+ , O^+ の磁力線上向き速度の高度散布図. 赤と緑の点はそれぞれ北半球と南半球のデータを意味する.

図 3.4: 不変磁気緯度 75 度以上の領域で計測された H^+ , He^+ , O^+ の磁力線上向きフラックスの高度散布図. 赤と緑の点はそれぞれ北半球と南半球のデータを意味する. 図中の青い線は 1000km 毎の平均値. 黒い線は $\frac{F_0 R_0^3}{R^3}$ を見積もった値. ここで, R は地球中心からの距離, $F_0 R_0^3$ は参照フラックスで, 高度 9000 km での値. 二つの線がほぼ一致しており, フラックスは保存している.

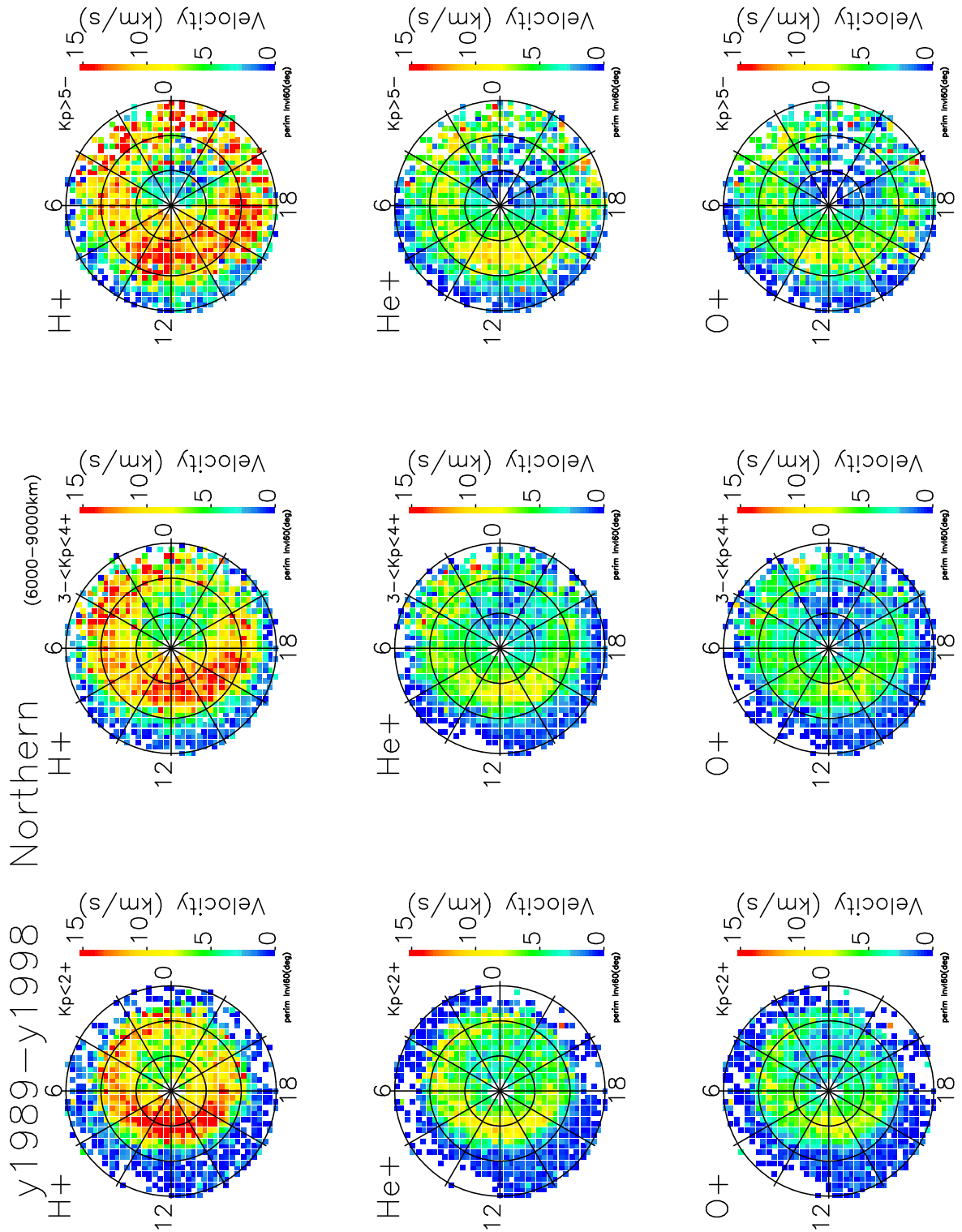


図 3.5: 北半球極域上空における H^+ , He^+ , O^+ 上向き速度の分布. 1989 年から 1998 年までに高度 6,000 – 9,000 km で計測したデータを使用. 磁気活動度の変化に伴う分布の変化を比較した.

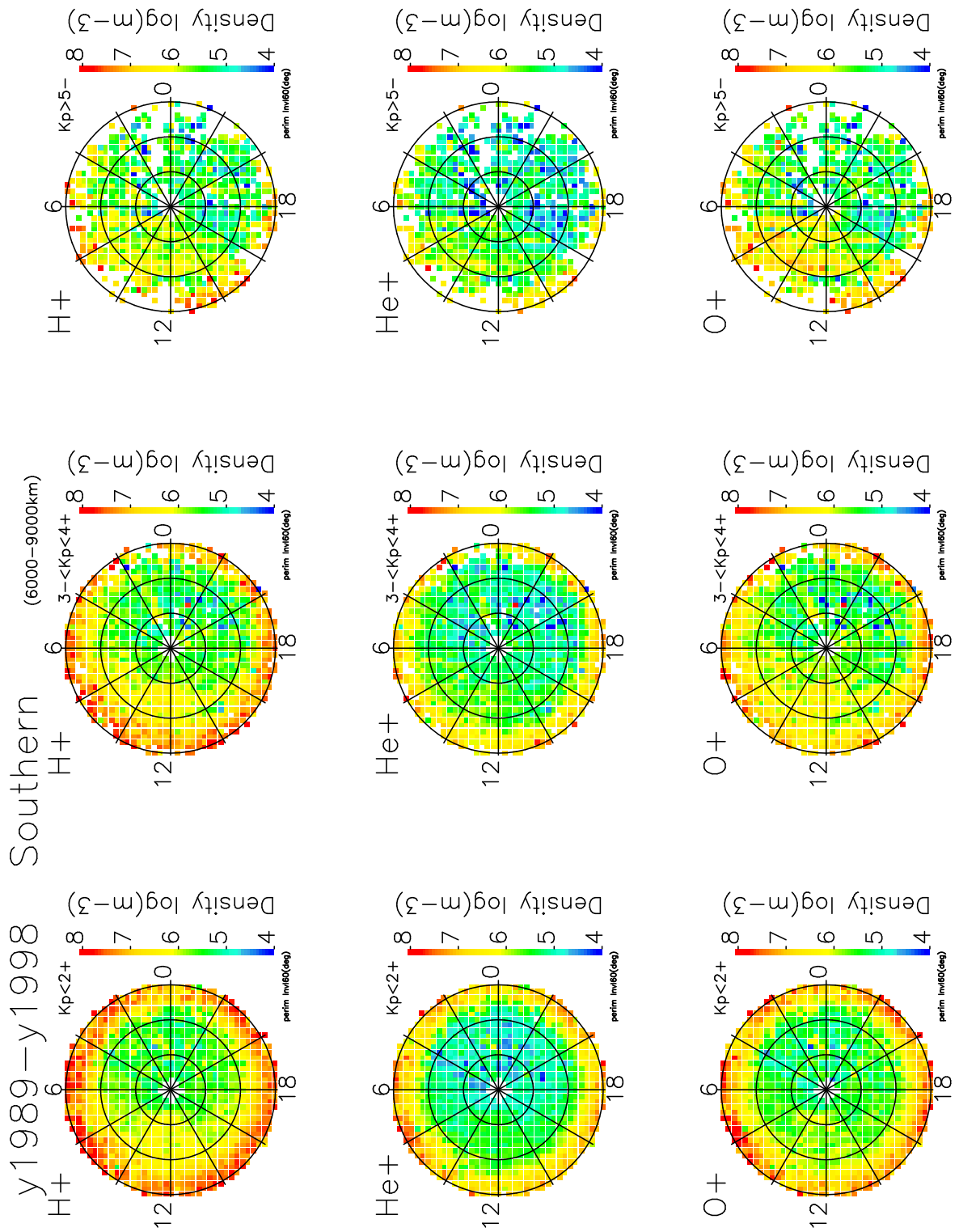


図 3.6: 北半球極域上空における H^+ , He^+ , O^+ イオン密度の分布. 1989年から1998年までに高度6,000–9,000 kmで計測したデータを使用. 磁気活動度の変化に伴う分布の変化を比較した.

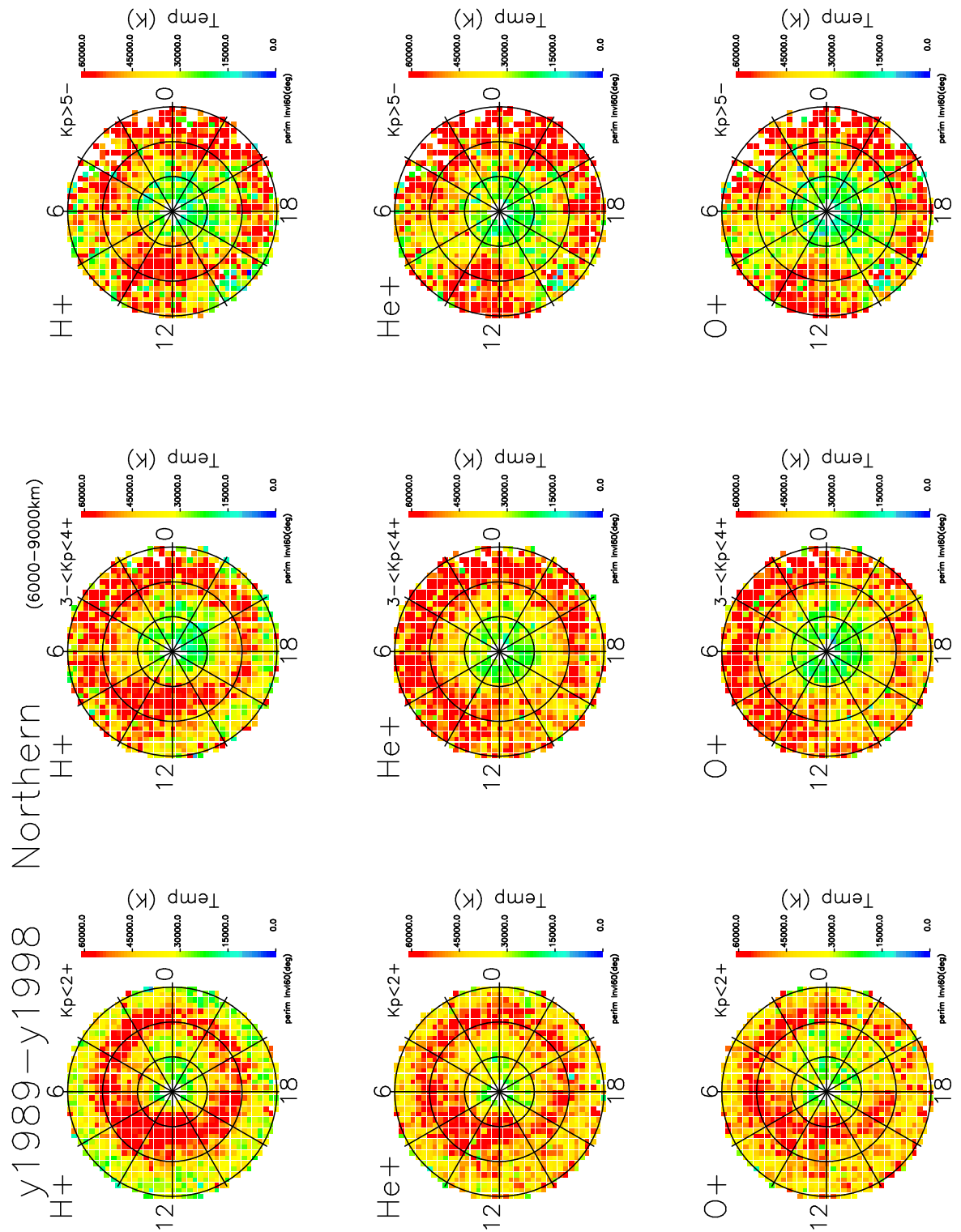


図 3.7: 北半球極域上空における H^+ , He^+ , O^+ イオン温度の分布. 1989年から1998年までに高度6,000-9,000 kmで計測したデータを使用. 磁気活動度の変化に伴う分布の変化を比較した.

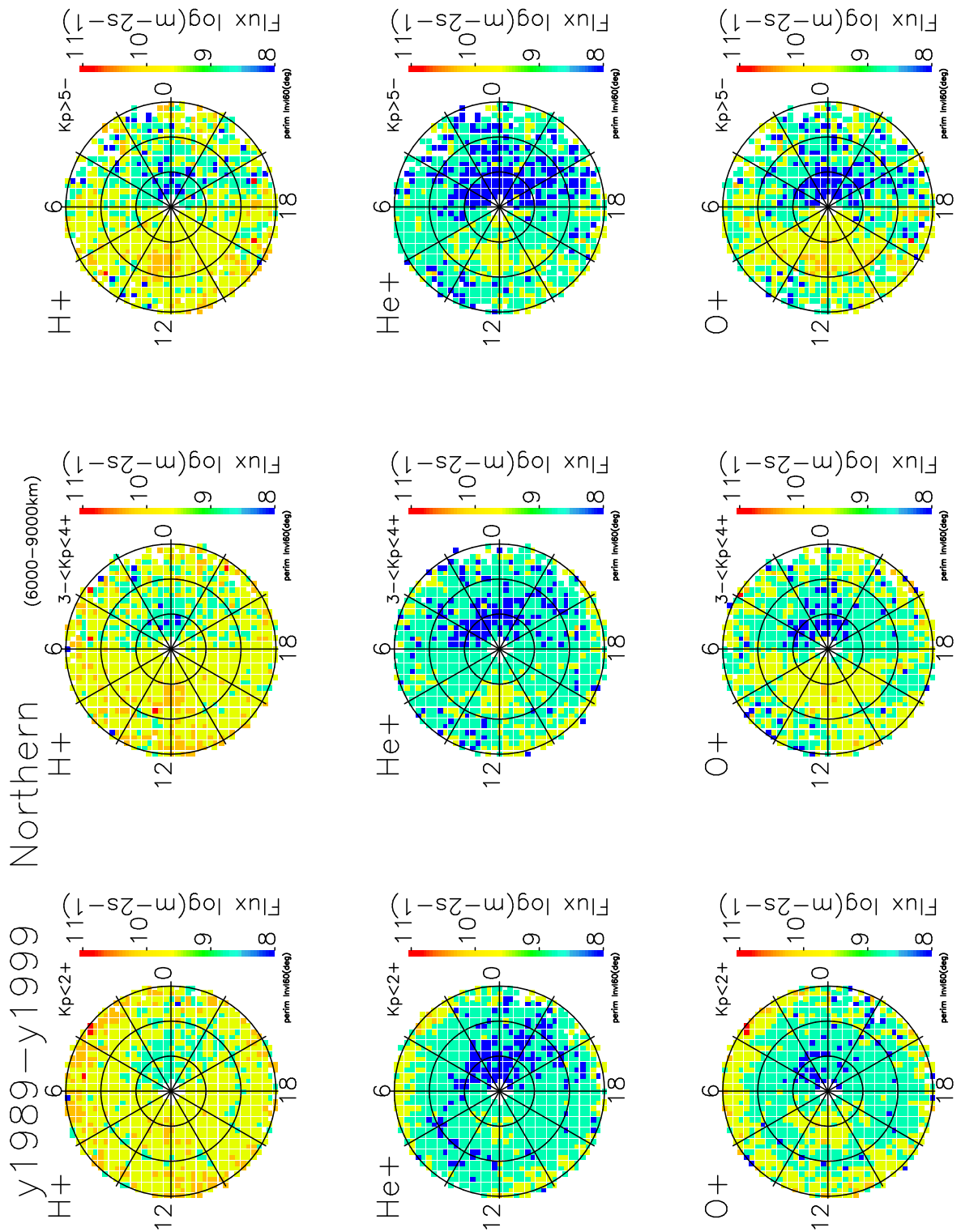


図 3.8: 北半球極域上空における H⁺, He⁺, O⁺ イオンフラックスの分布. 1989 年から 1998 年までに高度 6,000 – 9,000 km で計測したデータを使用. 磁気活動度の変化に伴う分布の変化を比較した.

いた量の和であり、重力ポテンシャルよりも残りのエネルギーが大きい場合に正の値をとる。

イオンは磁力線に沿って動くものとする、図内の同じ不変磁気緯度内のみをイオンは動くことができる。今、イオンに対しエネルギーの供給が無く段熱的に運動しているとすると、運動、熱、重力ポテンシャルエネルギーの和は一定であり磁力線に沿って一定値となるはずである。しかし縦軸方向にイオンの持つエネルギーは大きく変化している。したがって、各高度でイオンが持つエネルギーの差に相当するエネルギーが与えられなくてはならない。

北半球の H^+ のエネルギー高度変化をみると昼間側の不変磁気緯度 70 ~ 75 度および夜間側の不変磁気緯度 65 ~ 70 度程度の上空では他の緯度に比較して低い高度で 5 eV を越えるエネルギーに達している。右に比較して図示してある南半球の H^+ についても同様である。

更に下にあるパネルは He^+, O^+ について上記の H^+ と同様のフォーマットのプロファイルである。 O^+ の上向き速度は図 3.3 から数 km/sec 程度と他のイオンに比べて小さいが、高度 5000 km を越えると重力を振り切って脱出できるエネルギーを獲得している。

図 3.10 は図 3.9 中の不変磁気緯度 64–65, 73–74, 82–83 度のプロファイルを切り出したものである。一番左上の図は北半球昼側の不変磁気緯度 64–65 度のプロファイルで、縦軸に高度 (km)、横軸にエネルギー (eV) を取っており、エネルギーの正負の意味は図 3.9 のカラーバー同様で、重力ポテンシャルエネルギーを越えた場合に正の値をもつ。黒、赤、緑色のプロファイルはそれぞれ H^+, He^+, O^+ のエネルギーを示している。同じ段の図は全て不変磁気緯度 64–65 度のプロファイルであるが、一番左の北半球昼側の図から順に、北半球夜側、南半球昼側、南半球夜側での値をしめしている。また、2 段目と 3 段目はそれぞれ不変磁気緯度 73–74 度と 82–83 度について 1 段目と同様に並べた。

先にも述べたようにイオンは磁力線に沿って動くので、同じ不変磁気緯度上を動いていると考えられる。したがって図 3.10 のエネルギープロファイルの傾きが各イオン 1 粒子あたりが上昇中に受け取る平均的なエネルギーを表す。図 3.10 図の各パネルに共通した傾向は H^+ と He^+ のプロファイルが似ていて、 O^+ のプロファイルは他と異なっていることである。特に O^+ は高度 ~ 5000 km までの傾きが大きく他のイオンと比較して多くのエネルギーを受け取っている。 O^+ は高度 8000 km に上昇する間に 8 eV のエネルギーを得ているが H^+, He^+ イオンは 5 eV のエネルギーしか獲得していない。イオンにエネルギーを与える過程について 4.1 章で考察する。

以上が SMS のデータを用いて明らかとなった極域電離圏における非熱的イオンの平均的な空間構造である。磁気地方時、不変磁気緯度の異なる領域ではイオン流出の様子が異なることがわかった。次章ではこれを踏まえてイオン流出量の見積もり等を行う。

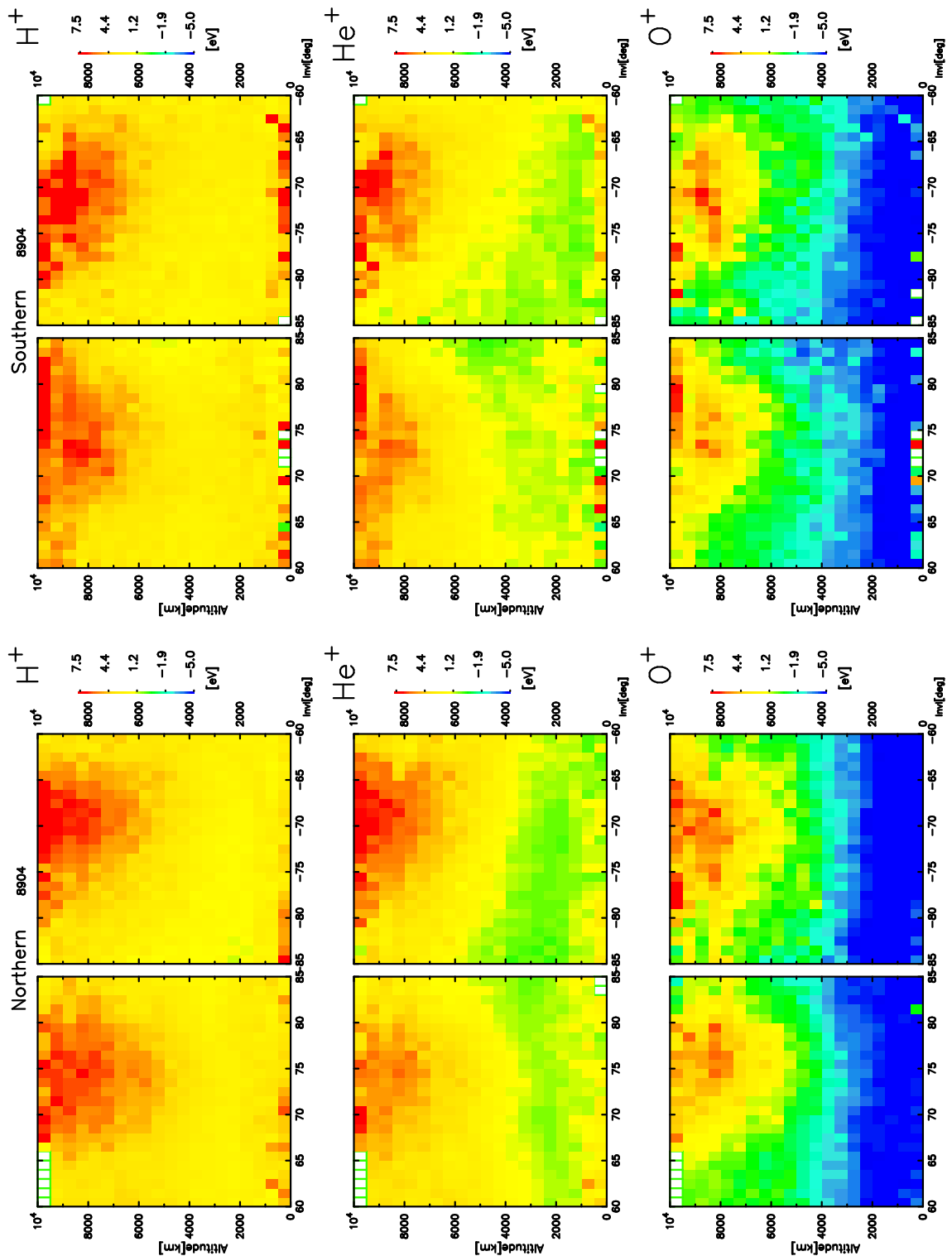


図 3.9: 1989 年から 1998 年のデータを用いた H^+, He^+, O^+ の運動, 熱, 重力ポテンシャルエネルギーの和の平均値を子午線面にマッピングした図.

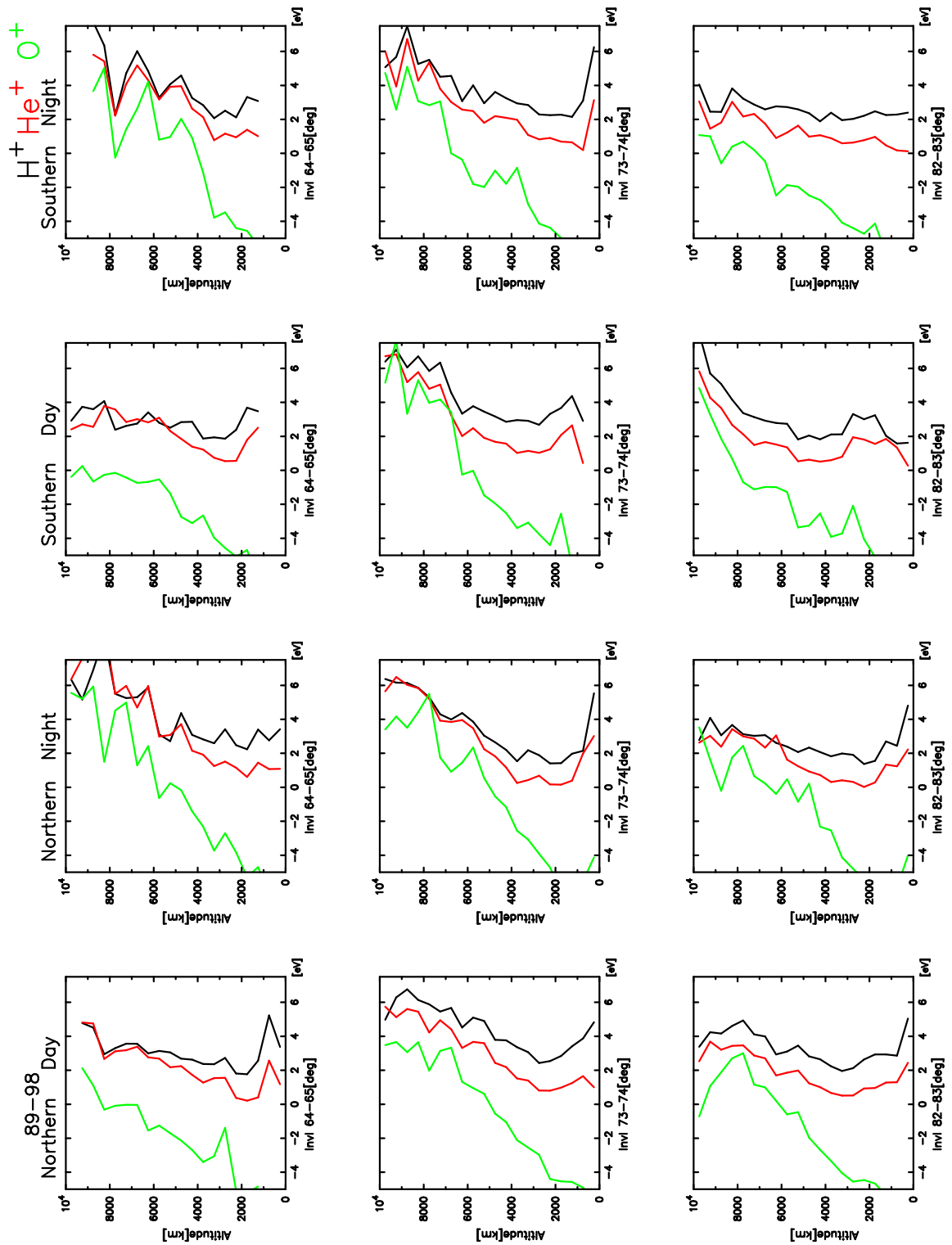


図 3.10: 1989 年から 1998 年のデータを用いた H^+, He^+, O^+ の運動, 熱, 重力ポテンシャルエネルギーの和の平均値. 最上段から順に不変磁気緯度 64-65, 73-74, 82-83 度のプロファイルを示している.

3.3 太陽活動との関係

1989年2月から1999年12月までのイオン流出量を見積るために以下の方法を用いた。全節で示したようにSMSの観測高度は数100kmから10,000kmと幅広く、高度によってフラックス量が変化する。図(3.4)より平均フラックスが1桁以内で収まる領域として南北半球の高度5,000–9,000kmで観測されたデータを使用する。イオンが流出するためには磁力線が開いている必要がある。磁力線が開いた領域を推定するのにイオンの流出状態に制限を加えた。Watanabe et al. [1995]によると磁力線に対し垂直方向へのイオン加熱(TIE: Transverse Ion Energization)が起きる領域は電離圏対流のシアが存在する領域と対応していて、この領域より極側では H^+ , He^+ , O^+ 全てのイオンがポーラーウィンド的に上向きに流れていることが報告されている。今、電離圏対流シアより極側では磁力線が確実に開くと仮定し、イオンが磁気圏へと流出するような領域であると考え。図3.5の流速が大きな領域はコニックスやTIEの発生領域とほぼ一致しており、この領域より極側で磁力線が開いているとみなす。実際は磁力線が開いた領域は時間と共に変化しているため、 H^+ , He^+ , O^+ の全てが上向きに流れている場合にその観測点は磁力線が開いた領域であるとする。実際の解析は不変磁気緯度60度以上で H^+ , He^+ , O^+ が全て上向きに流れていて、なおかつ O^+ の速度が2km/sec以上の場合の観測データを用いイオン流出量を見積もった。

上述の方法で磁力線が開いた領域における1/8年(45日)毎の平均イオン流出量を見積もった図が図3.11である。一番下のパネルは太陽黒点数をプロットしたものである。太陽活動は1990–1992年にかけて活発で、1994–1997は穏やかとなり、近年また活発になって来ている。上から3つのパネルは順に H^+ , He^+ , O^+ イオンの流出量($\log(\text{ions} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2})$)を示す。これら図中の赤い点と緑の点はそれぞれ北半球と南半球で観測されたデータから見積もったイオン流出量である。公転面が回転しながら遠地点と近地点の位置も移動し、約9ヵ月(270)日に入れ替わるため、各半球で観測する平均的な高度が変化してしまう。つまりイオン流出量の異なる高度・領域を観測することで、図における9ヵ月周期のイオン流出量変化が現れている。この図で注目すべきなのは11年間にわたる1桁程度の変動である。1990–1991年の太陽極大期のイオン流出量は $H^+ \sim 10^{11} \text{ions} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2}$, $He^+ \sim 10^{10} \text{ions} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2}$, $O^+ \sim 10^{10} \text{ions} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2}$, であった。イオン流出量は太陽活動度の低下と共に減少し、1993–1994年の太陽極小期のイオン流出量は $H^+ \sim 10^{10} \text{ions} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2}$, $He^+ \sim 10^9 \text{ions} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2}$, $O^+ \sim 10^9 \text{ions} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2}$, 程度まで落ち込み、太陽極小より前に流出量が増え始めたことがわかる。

図3.12と図3.13は前述のフラックス量と同様な方法でもとめた磁力線上向きイオン平均速度とイオン密度の経年変化を表している。イオン速度はオーダーでの変化は無いが、1997年前後の太陽極小期でやや大きな値をとっている。図3.13から分かるようにフラックスが11年間でオーダーの変化を見せたのは密度の変化が大きかったことによる。

図3.14は H^+ , He^+ , O^+ の密度の比がどのように変化したかを示している。 He^+ と O^+

の密度比はほとんど変化しない。これは He^+ と O^+ が両者とも光電離で生成されるため、太陽活動の変化に対し同様な応答をしめしたためである。一方 H^+ は太陽極小期に他のイオンと比較して密度が増加する傾向にあった。

次に極域電離圏から流出するイオンの総量を見積もった。ある限られた期間に片半球で観測できる領域は不変磁気緯度 60 度以上の領域全体をカバーできない。しかし 図 3.11 から高度 5,000–9,000km における南北半球のイオン流出量は大体同じ程度であることがわかったので、南北の同緯度、同磁気地方時の領域で観測されたデータを一緒に扱うことで不変磁気緯度 60 度以上の各領域におけるイオン流出量を見積もることができる。不変磁気緯度 60–90 度を 5 度ずつ 6 つに区切り、磁気地方時は 24 分割することで、不変磁気緯度 60 度以上の空間を 144 の領域に分け、一年間毎のデータを用いて各領域における単位面積あたりのイオン流出量の平均値 (\bar{f}_i) を計算した。ここで i は 144 に分けた i 番目の領域を表す。不変磁気座標系は湾曲した空間なので緯度が異なると単位緯度角と単位地方時角が張る面積が大きく異なる。したがって、双極子地球磁場を仮定し各領域高度 7500km において張る面積 (A_i) 計算することである年の平均的なイオン流出総量 (F_{total}) を次のように求めることができる。

$$F_{\text{total}} = \sum_i \bar{f}_i \times A_i \quad (3.4)$$

以上のようにして求めた値の一覧が表 3.1 と表 3.2 であり、イオン流出総量を kg/day あるいは ions/sec で表している。

Year	H^+	He^+	O^+
1989	2207	3253	37534
1990	2544	1258	27203
1991	2730	1559	19965
1992	1521	942	8305
1993	421	271	2963
1994	653	371	4215
1995	937	304	3166
1996	1387	456	6206
1997	1477	498	5976
1998	1915	770	8643
1999	10726	3421	30736

表 3.1: Total Flux (kg/day)

図 3.15 は表 3.1 を横軸に観測年を取って H^+ , He^+ , O^+ イオン流出総量 (kg/day) をグラフ化したものである。グラフの各点を結ぶ曲線はスプライン補間を行った。図 3.11 と同様に太陽極小期にあたる 1994–1997 年頃よりも前の 1993 年のイオン流出総量が最も減少した。その後、どのイオンについても 1998 年までに 1991 年頃の太陽極大期と同程度まで

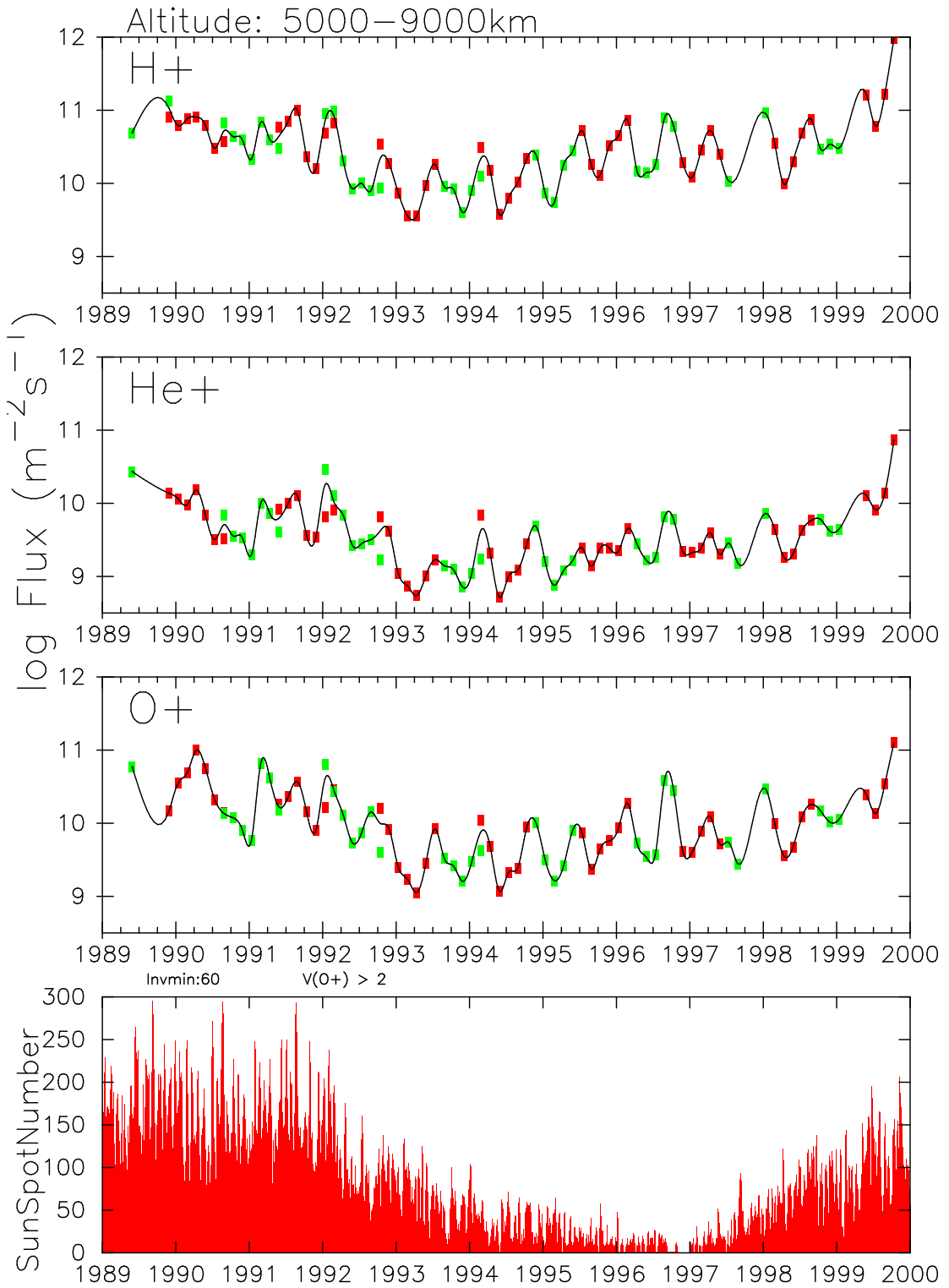


図 3.11: 1989 - 1999 年に高度 5000 - 9000 km の範囲で観測した H^+ , He^+ , O^+ イオンフラックスの経年変化. 赤, 緑の点はそれぞれ北半球, 南半球での観測を示している. 最下段のパネルは太陽黒点数を示す.

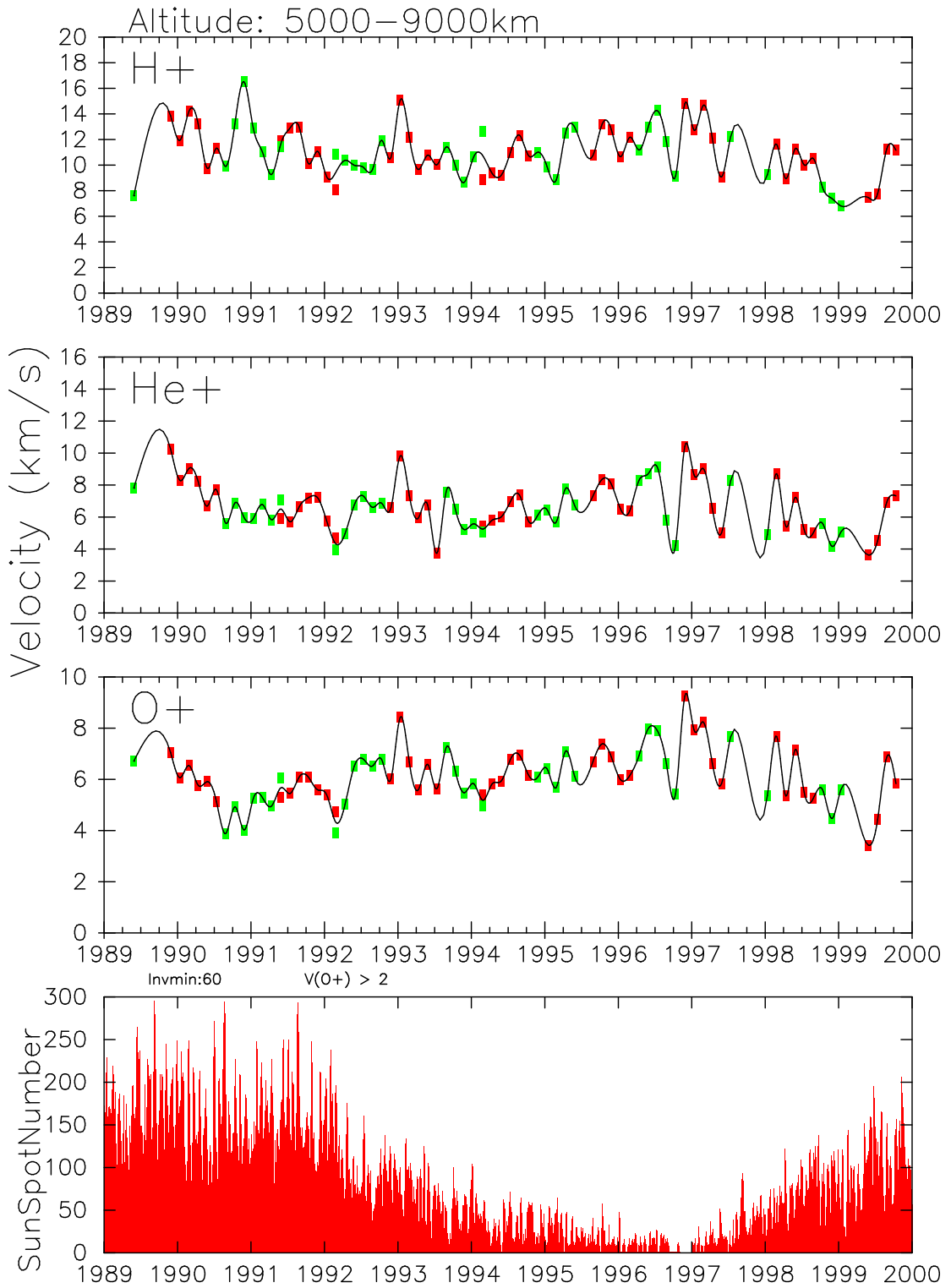


図 3.12: 1989 – 1999 年に高度 5000 – 9000 km の範囲で観測した H⁺, He⁺, O⁺ イオン平均流出速度の経年変化. 赤, 緑の点はそれぞれ北半球, 南半球での観測を示している. 最下段のパネルは太陽黒点数を示す.

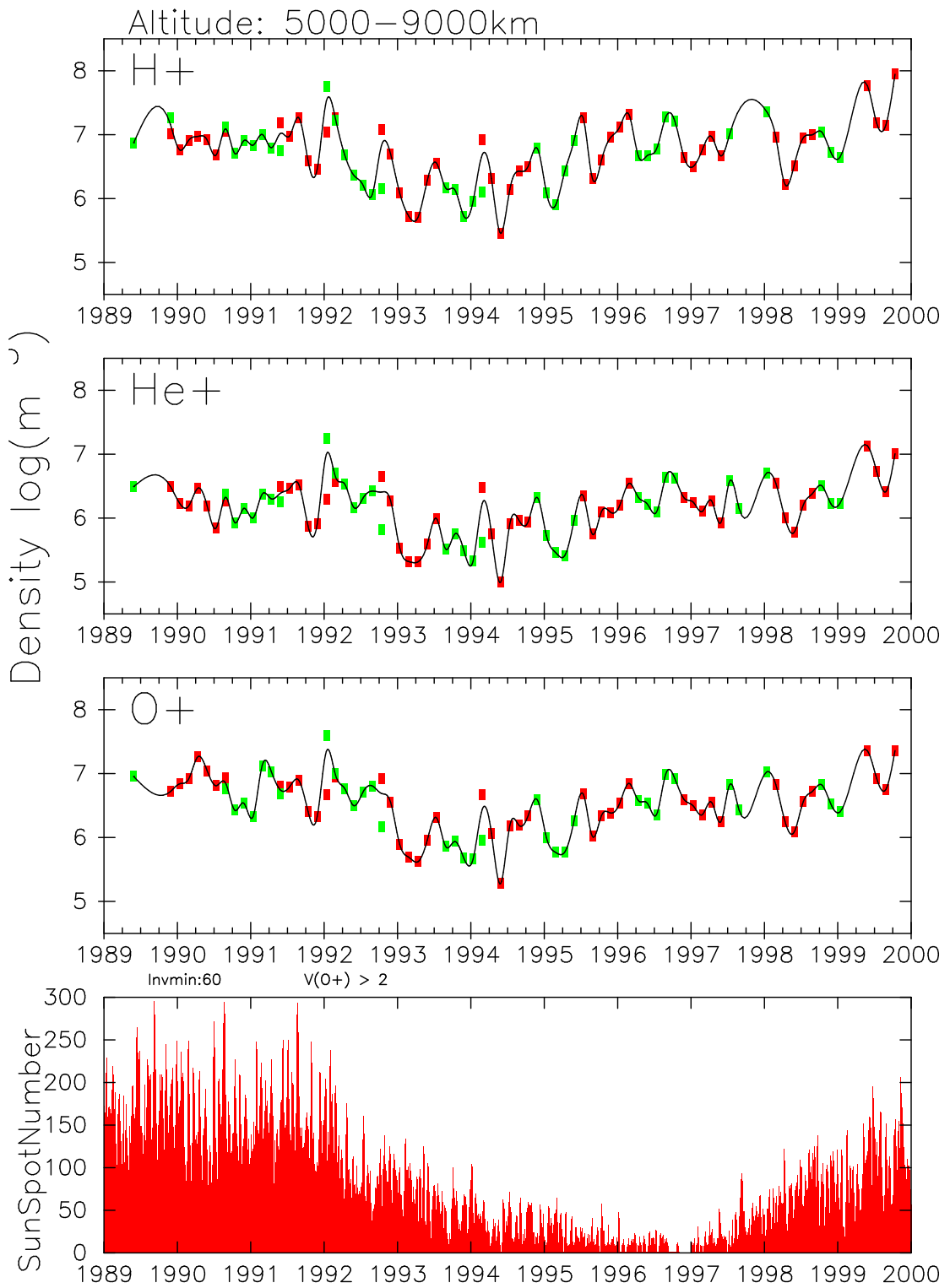


図 3.13: 1989 – 1999 年に高度 5000 – 9000 km の範囲で観測した H^+ , He^+ , O^+ イオン密度の経年変化. 赤, 緑の点はそれぞれ北半球, 南半球での観測を示している. 最下段のパネルは太陽黒点数を示す.

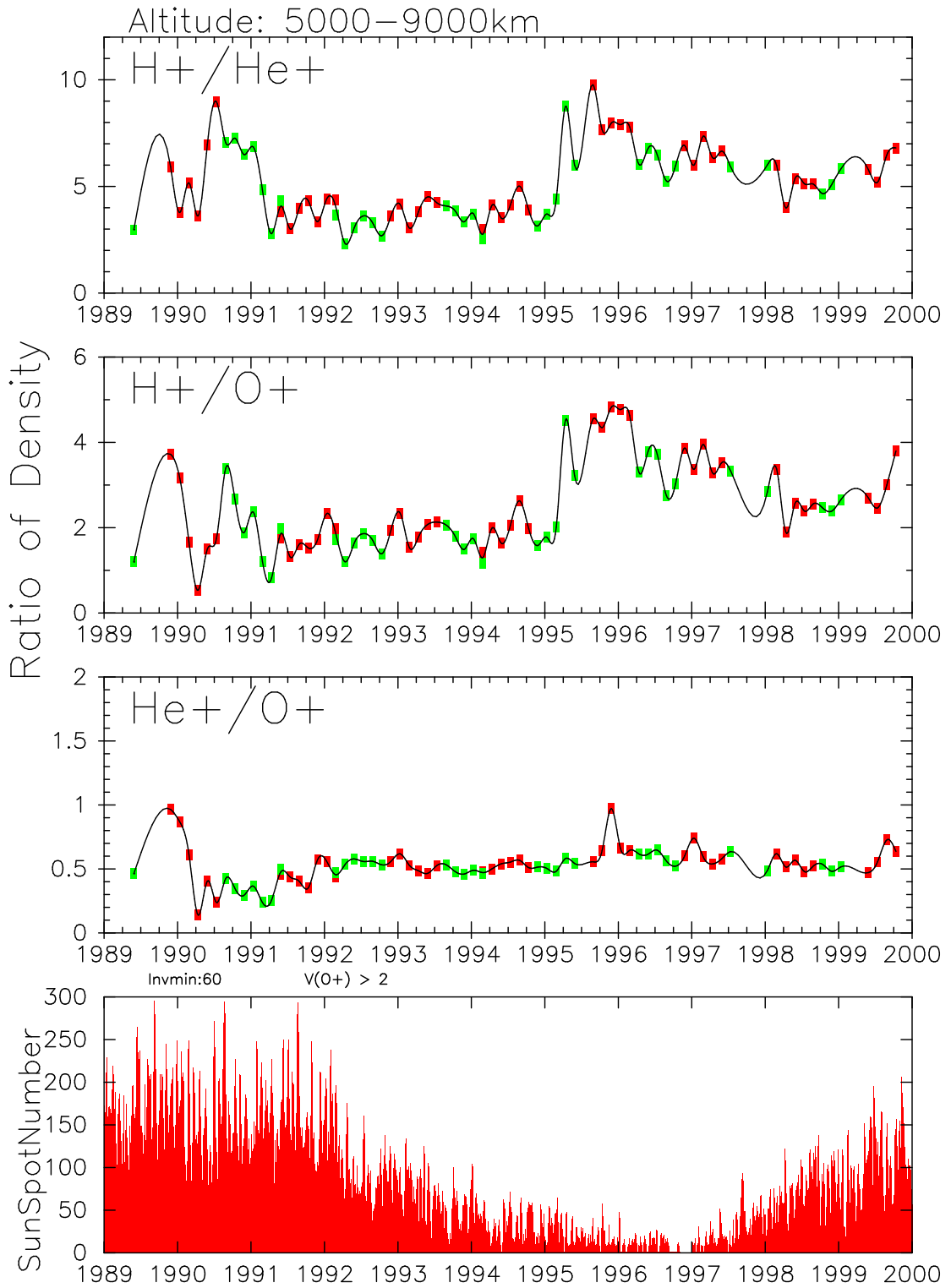


図 3.14: 1989 – 1999 年に高度 5000 – 9000 km の範囲で観測した H^+ , He^+ , O^+ イオン密度比の経年変化. 赤, 緑の点はそれぞれ北半球, 南半球での観測を示している. 最下段のパネルは太陽黒点数を示す.

Year	H ⁺	He ⁺	O ⁺
1989	7.650×10^{24}	2.819×10^{24}	8.129×10^{24}
1990	8.816×10^{24}	1.090×10^{24}	5.892×10^{24}
1991	9.461×10^{24}	1.351×10^{24}	4.324×10^{24}
1992	5.271×10^{24}	8.165×10^{23}	1.799×10^{24}
1993	1.459×10^{24}	2.354×10^{23}	6.418×10^{23}
1994	2.262×10^{24}	3.219×10^{23}	9.129×10^{23}
1995	3.248×10^{24}	2.640×10^{23}	6.858×10^{23}
1996	4.808×10^{24}	3.958×10^{23}	1.344×10^{24}
1997	5.120×10^{24}	4.320×10^{23}	1.294×10^{24}
1998	6.636×10^{24}	6.679×10^{23}	1.972×10^{24}
1999	3.717×10^{25}	2.964×10^{24}	6.657×10^{24}

表 3.2: Total Flux (ions/sec)

回復している. 1999年の見積もりがやや大きい値を取っているが,これはMCP効率の補正データが1999年3月までしか取得されていないため1999年以降の補正值をそれまで得られた補正值を延長して用いた結果であることが判明した.

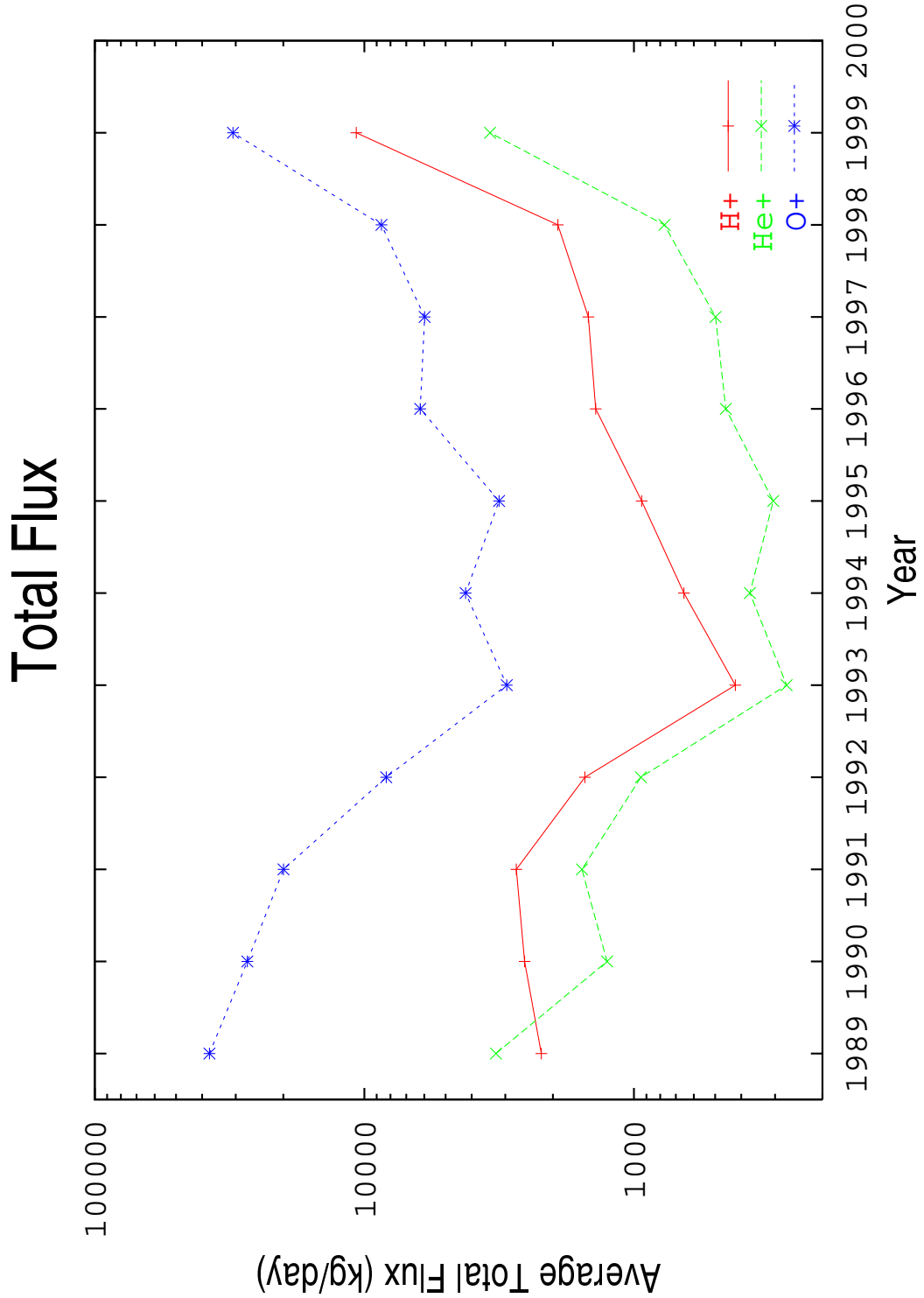


図 3.15: 極域電離圏から1日に流出していくイオンの質量.

図 3.16 はイオン流出総量の見積もりを磁気活動が穏やかな場合 ($K_p \leq 2^+$) と活発な場合 ($K_p \geq 3^-$) を比較したものである。H⁺, He⁺, O⁺ の磁気活動度が違うデータを元にした流出総量を同色のグラフでしめしている。図中右下に凡例が示されており、

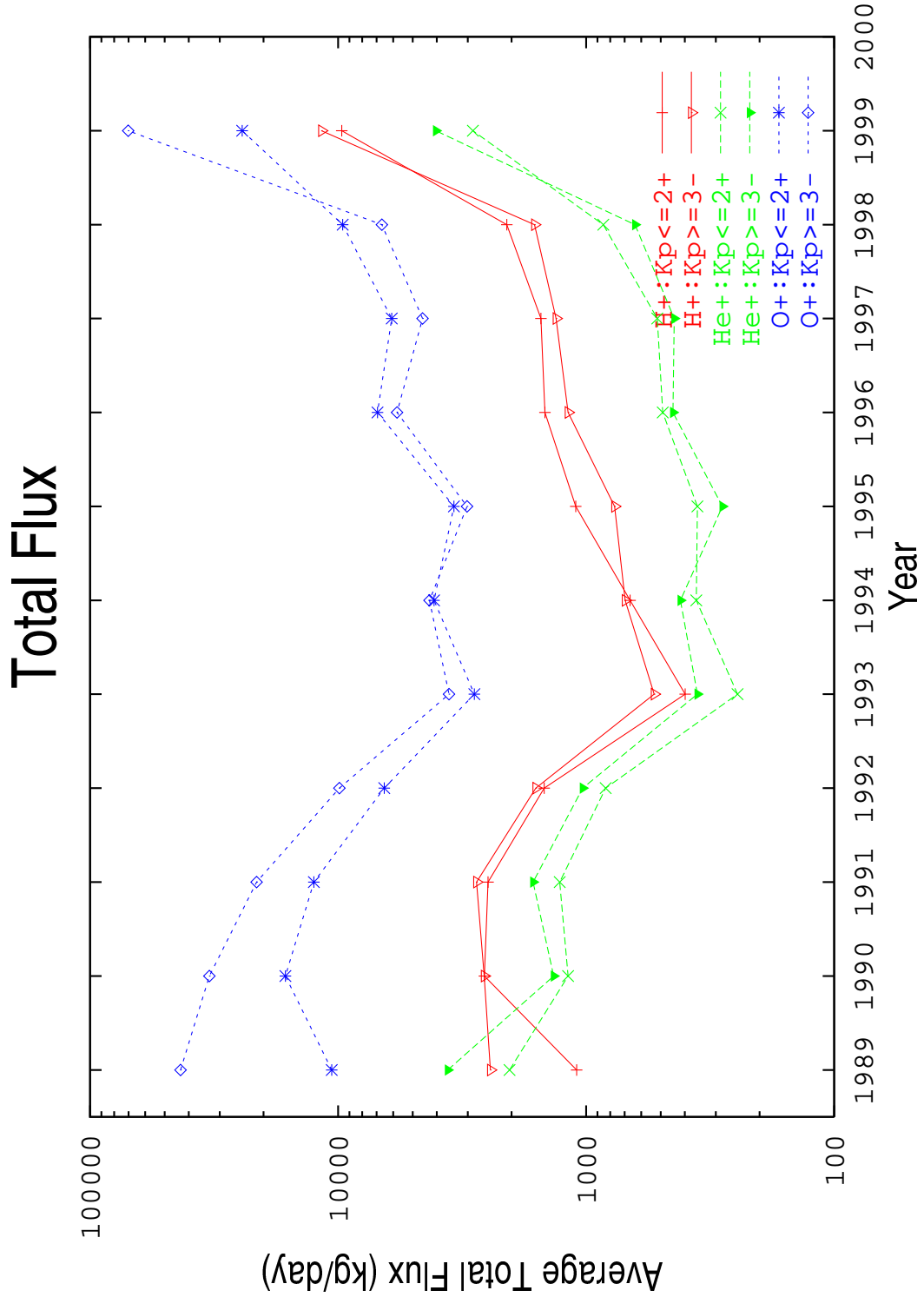


図 3.16: 磁気活動度が異なる場合に極域電離圏から 1 日に流出していくイオンの質量。

表 3.2 の単位時間あたりに流出する H^+ と O^+ の個数を比較するとおよそ $H^+ = 2 \times O^+$ となっている。したがって H^+ と O^+ の流出は H_2O の流出とも見ることができる。 H^+ と O^+ の流出量を足し合わせると太陽周期 11 年の間の太陽極大期付近で 1 日平均 30t 程度の H_2O が流出し、太陽極小期より前の期間に 1 日数 t 程度 H_2O が流出するという変動をしていたことが示唆される。

3.4 季節変化

前節でイオン流出量は太陽活動の変化と関係していることを示した。太陽活動の変化に伴い大きく変化する量として太陽 EUV フラックス量があげられる。太陽 EUV がイオン流出量の変化をつくり出す一因であるとする、地軸の傾きによって起きる単位面積あたりに振り込む太陽 EUV フラックス量の変化、つまり季節変化によってイオン流出量にも変化が起きることが推測される。本章でイオン流出現象の季節変化について調べた結果を示す。

3.4.1 解析手法

2.1 節で述べたようにあけぼの衛星の軌道は 75° の傾斜角をもちながら離心率 0.430 の極端な楕円軌道を描いている。このような軌道をもつ衛星の公転面と楕円長軸は回転している。あけぼの衛星の楕円長軸はおよそ 9 ヶ月で位相が 180 度ずれるので、観測日時に 6 ヶ月程度の開きがあると、観測点の地方時、高度が大きく異なってしまう。3.3 節で示したようにイオン流出量は 11 年程度の周期をもって 1 桁程度の変化をしている。したがって単純に違った時期の観測量の違いをもって季節による違いを示すことはできない。このような理由で季節による観測量の違いをみるのに何らかの工夫が必要となる。

いま調べたいのは太陽 EUV の強度とイオン流出量の関係である。そこで本研究では同じ時期の北半球と南半球でのイオン流出量の違いをもってイオン流出の季節による違いとする。ただし、観測高度が異なることによる違いを無くすため、図 3.17 のように軌道長軸が赤道面付近に来ている時期の観測データを使用する。あけぼの衛星の公転周期は 3.5 時間であり、太陽周期による EUV 変化の効果はほとんどないと仮定できる。

3.4.2 解析結果

3.4.1 小節で説明した条件を満たし、なおかつ多くの観測を行っていた時期は 1991 年の 5 月頃と 1994 年 11 月頃であった。図 3.18 は 1991 年 5 月、1994 年 11 月付近の観測データから求めた H^+ , He^+ , O^+ の上向き速度の平均値をポーラマップにしたものである。一番

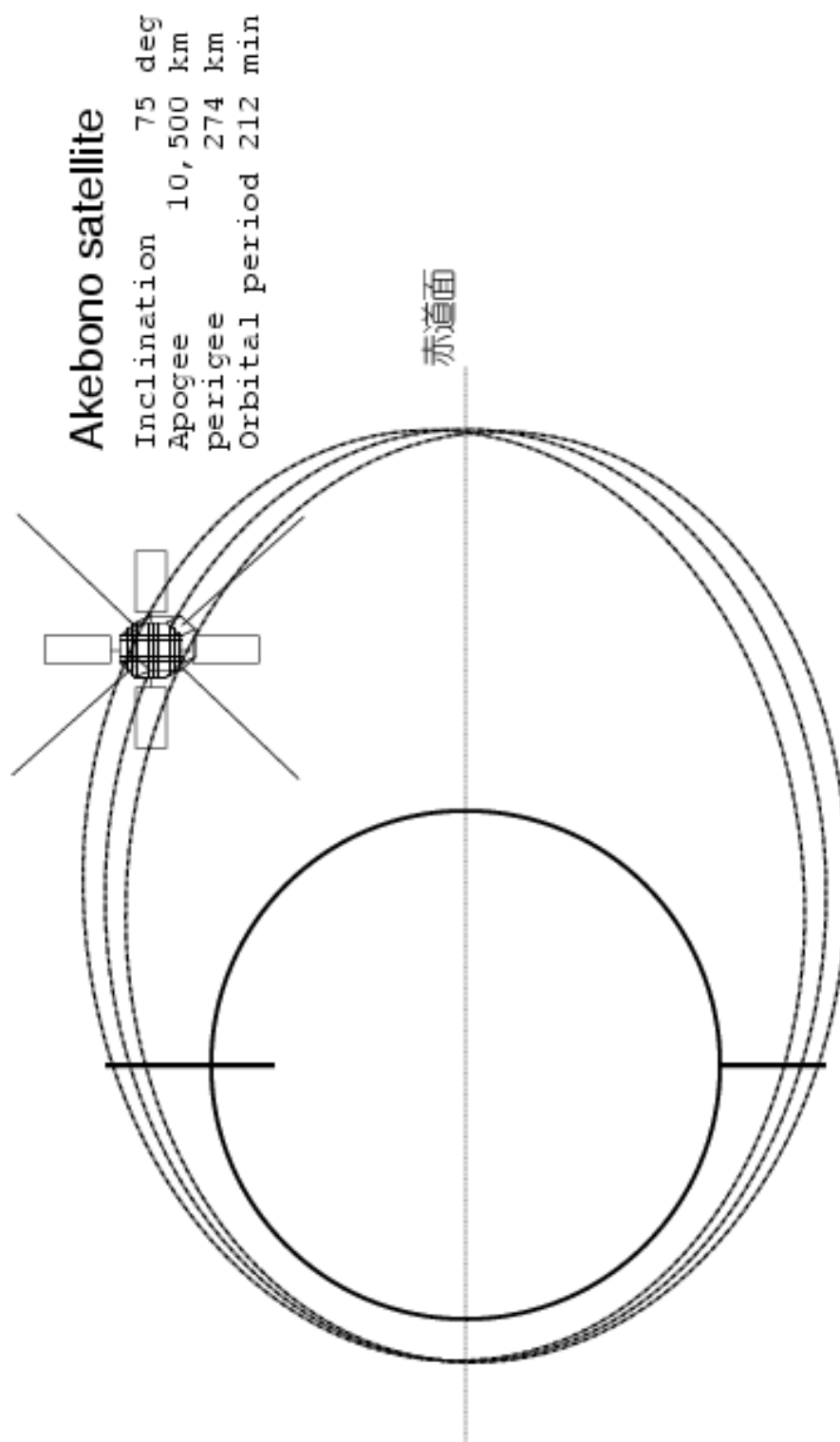


図 3.17: 季節によるイオン流出現象の変化をさせるために用いた衛星軌道の模式図.

左上の図は1991年5月付近、北(夏)半球のデータを用いた H^+ 上向き速度の値を示しており、図の縁は不変磁気緯度60度で、中心が90度を示す。周りに書かれた数字は磁気地方時を与えていて、上側が昼側(12時)、下側が夜側(0時)である。カラーバーは上向き速度の大きさ(0–15 km/sec)を示している。各グリッドこの時期に観測できた前データを使用している。遠地点が夜側にあるため観測している高度は夜側で4000–8000 km程度、昼側で2000–4000 km程度となっている。右隣の図は同じ時期の南(冬)半球での H^+ の平均速度である。これらの図の下に He^+, O^+ の上向き速度に関する図が、南北を比較して示してある。更に、図3.18の右半分にある残りの6つの図は、左半分と同様なフォーマットで1994年11月のデータを示しており、北半球が冬、南半球が夏である。なお、1994年11月の観測高度は1991年5月の場合と大体同じである。

同じ年の南北半球でプロットされている領域はほぼ対称な磁気地方時(MLT)の領域になっている。いま注目するのは、南北の図がつながるような領域、つまり1991年5月の場合、MLT 1~2と13~14である。南北のこういった領域同士は観測高度が等しく観測時期もほぼ同じであり、季節による影響を比較できると考えられる。各イオンの上向き速度の大きさを南北半球で比較すると夏半球と冬半球で大きな違いはないが、若干冬半球の速度が大きい。

図3.19は図3.18と同じフォーマットで観測領域のイオン密度をプロットしたものである。1991年5月の H^+ を例に取ると、昼側(MLT 13~14)の密度は同じ程度(10^8 ions/m³)であるが、夜中側(MLT 1~2)の密度は北(夏)半球は $10^7 \sim 10^8$ ions/m³程度で南(冬)半球の 10^6 ions/m³より大きな値をもっている。同年の He^+, O^+ についても同様に夜中側で夏半球の密度が大きい。1994年11月の H^+ のMLT 14~15時付近と2~3時付近では南(夏)半球のほうが大きな密度になっている。なお、1994年は1991年に比べ太陽活動度が低いいため観測領域全体として密度の値が小さい。

図3.20はイオン温度を示しており、図のフォーマットは図3.18と同様である。イオン温度に関しては冬半球のイオンの方が高い温度を示している。特に夜中の領域で顕著である。温度に関して1991年と1994年で太陽活動度の違いによる大きな違いはなく、両年の夏半球同士あるいは冬半球同士を比較すると似た様な分布となっている。

図3.21は上向きのイオンフラックス量を示しており、図のフォーマットは図3.18と同様である。1991年5月のMLT 1~2と13~14を南北半球で比較すると夏半球の方が大きなフラックスを示している。表3.3に図3.11と同様の方法でイオン上昇流のフラックス量を見積もった値を示す。1994年11月の値は必ずしも夏半球の方が大きな値を持っていない。これはフラックスの見積もり方によるものである。図3.11と同様のフラックスの見積りをおこなったが、この時期の高度5000 km以上の観測領域には北(冬)半球のみにフラックス量の多いカスプ領域が含まれている。一方1991年5月でも同様に南(冬)半球のフラックス量を見積もった領域にカスプ領域が含まれているにも係わらず、全てのイオンに付いて北(夏)半球のフラックス量が大きい。

イオン種	1991年		1994年	
	北(夏)半球	南(冬)半球	北(冬)半球	南(夏)半球
H ⁺	10 ^{10.72}	10 ^{10.51}	10 ^{10.41}	10 ^{10.35}
He ⁺	10 ^{9.86}	10 ^{9.65}	10 ^{9.52}	10 ^{9.66}
O ⁺	10 ^{10.23}	10 ^{10.19}	10 ^{10.01}	10 ^{9.99}

表 3.3: 1991年5月と1994年11月のイオン上昇流フラックス量の比較. 単位は $\text{ions}\cdot\text{m}^{-1}\text{s}^{-2}$ である. フラックス量の見積もり方は図 3.11 と同様の方法を用いた.

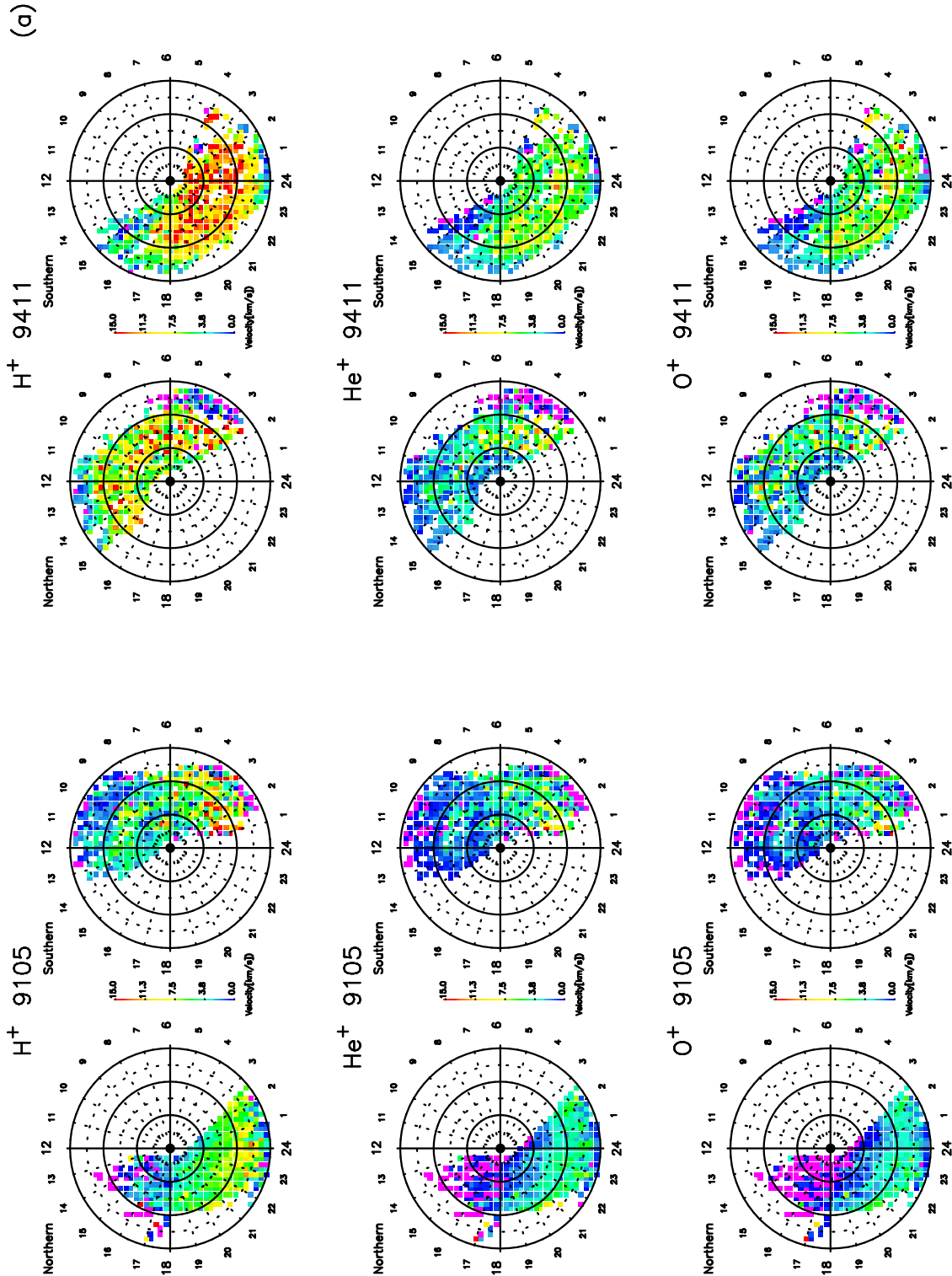


図 3.18: あけぼの衛星の遠地点が赤道面付近にあった 1991 年 5 月, 1994 年 11 月の観測. H^+ , He^+ , O^+ の上向き速度の平均値を南北半球で比較した.

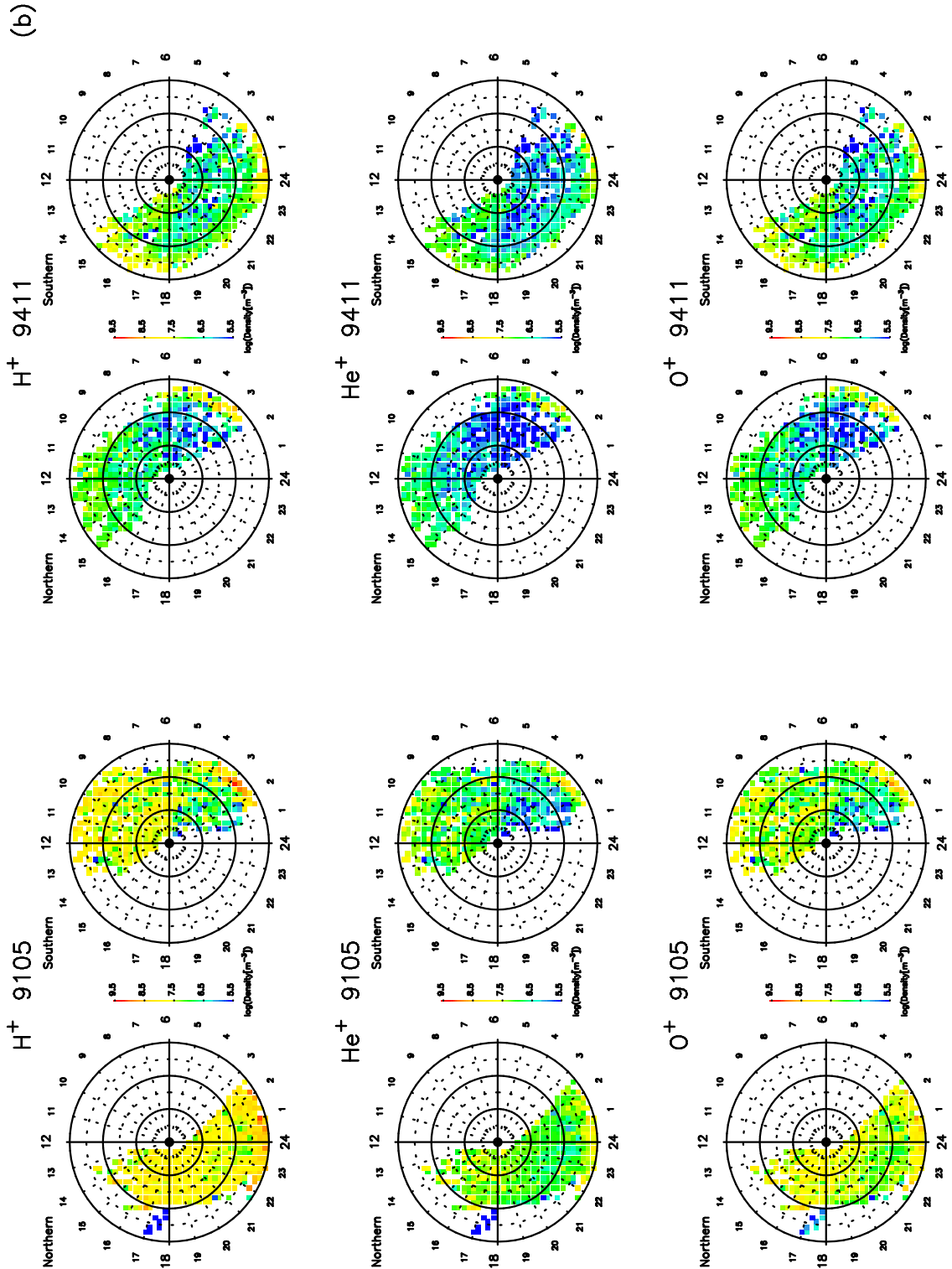


図 3.19: あげぼの衛星の遠地点が赤道面付近にあった 1991 年 5 月, 1994 年 11 月の観測. 1000 km 高度での値を見積もった H^+ , He^+ , O^+ の密度の平均値を南北半球で比較した.

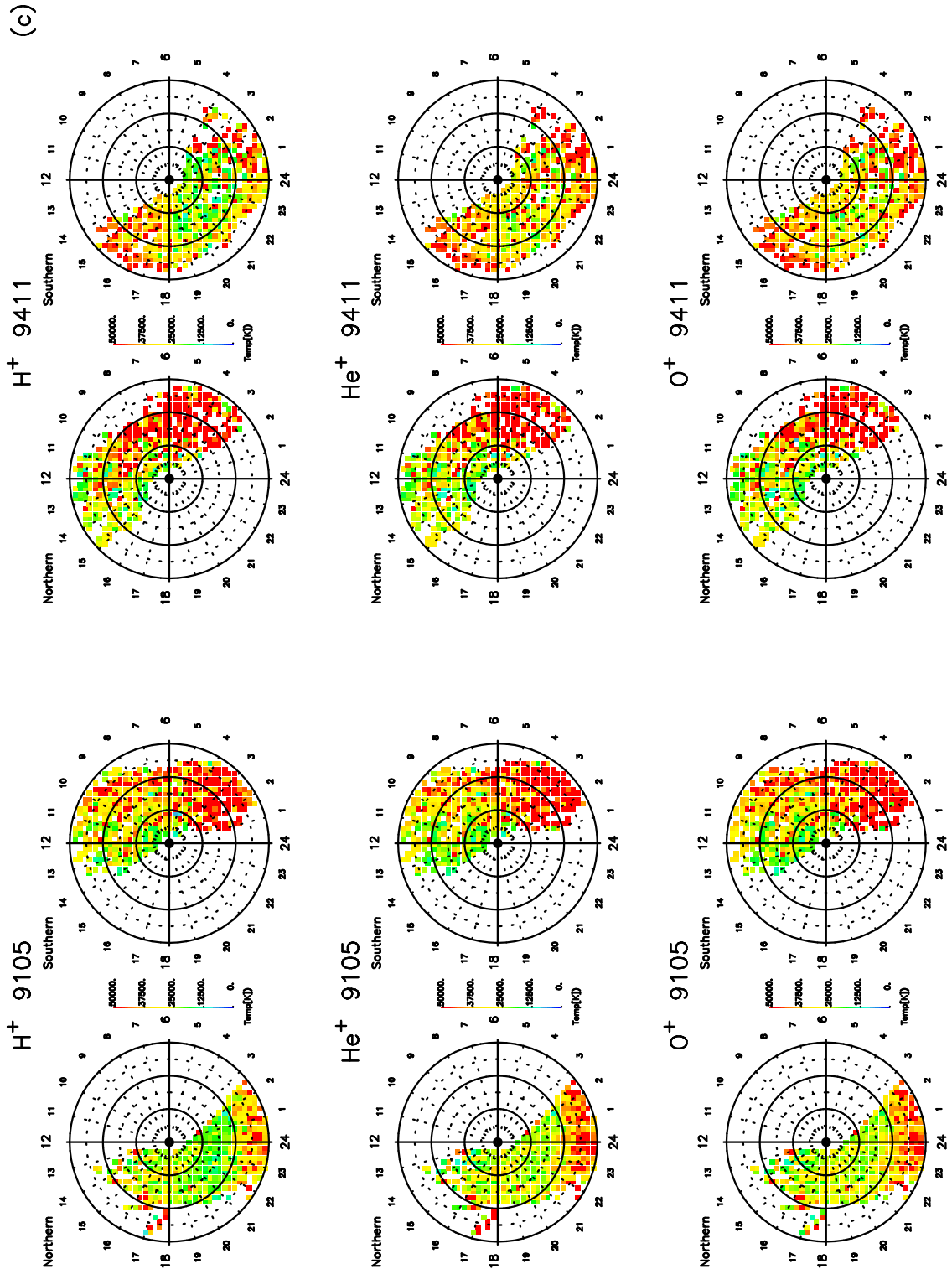


図 3.20: あけぼの衛星の遠地点が赤道面付近にあった 1991 年 5 月, 1994 年 11 月の観測. 1000 km 高度での値を見積もった H^+ , He^+ , O^+ の温度の平均値を南北半球で比較した.

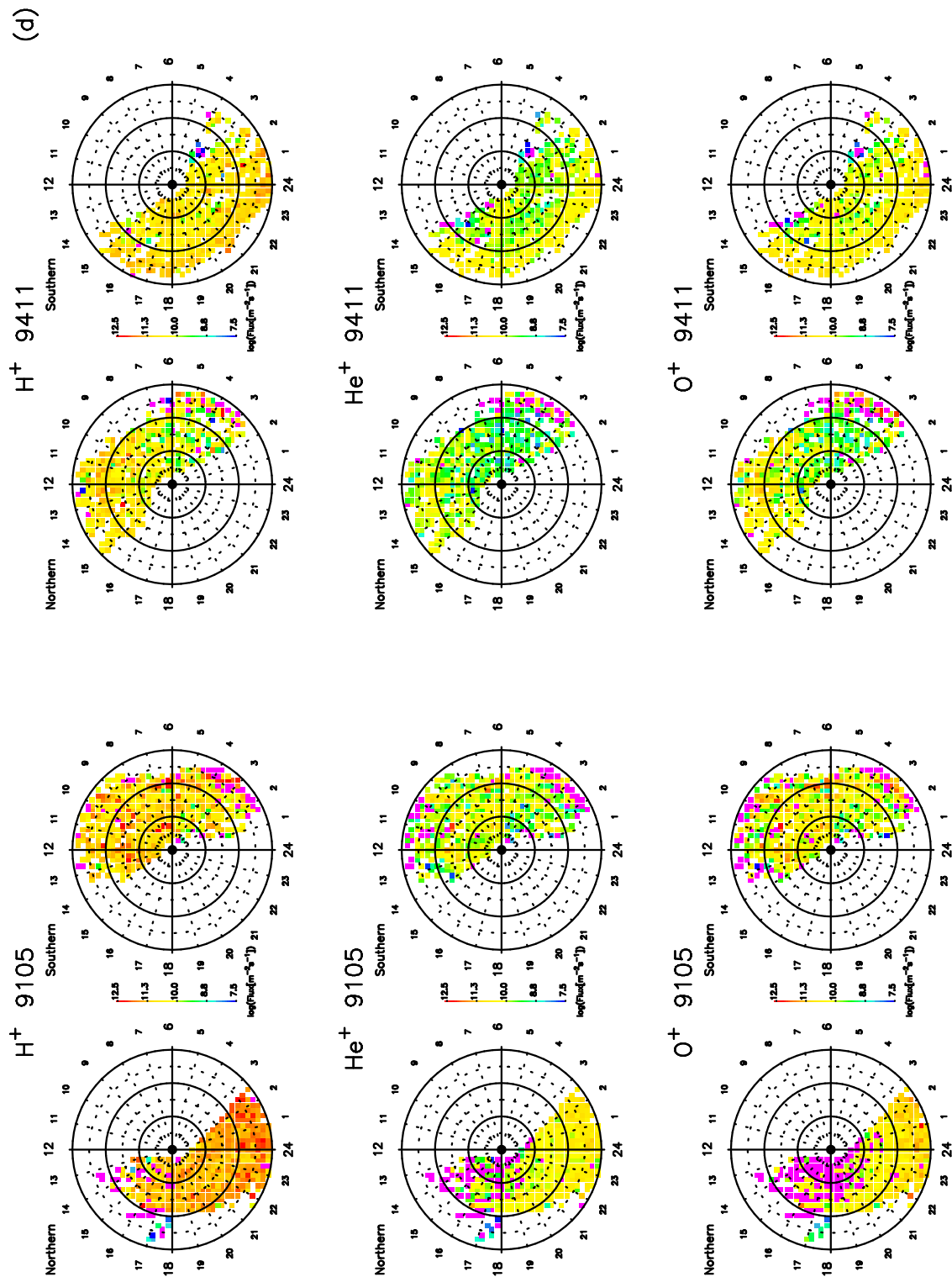


図 3.21: あけぼの衛星の遠地点が赤道面付近にあった 1991 年 5 月, 1994 年 11 月の観測. 1000 km 高度での値を見積もった H^+ , He^+ , O^+ のフラックスの平均値を南北半球で比較した.

図 3.22 と図 3.23 はそれぞれ 1991 年 5 月と 1994 年 11 月の観測データを使用した H^+ , He^+ , O^+ イオン 1 粒子が持っているエネルギーの高度プロファイルである。図のフォーマットは表 3.9 と同じである。同じ年の夏半球と冬半球のプロファイルと比較すると冬半球の方が夏半球に比較して低い高度で大きなエネルギーを獲得している。イオンが加熱される領域は夏期は 4000km 以上の高度だが、冬期は 3000km ほどの高度で始まる。

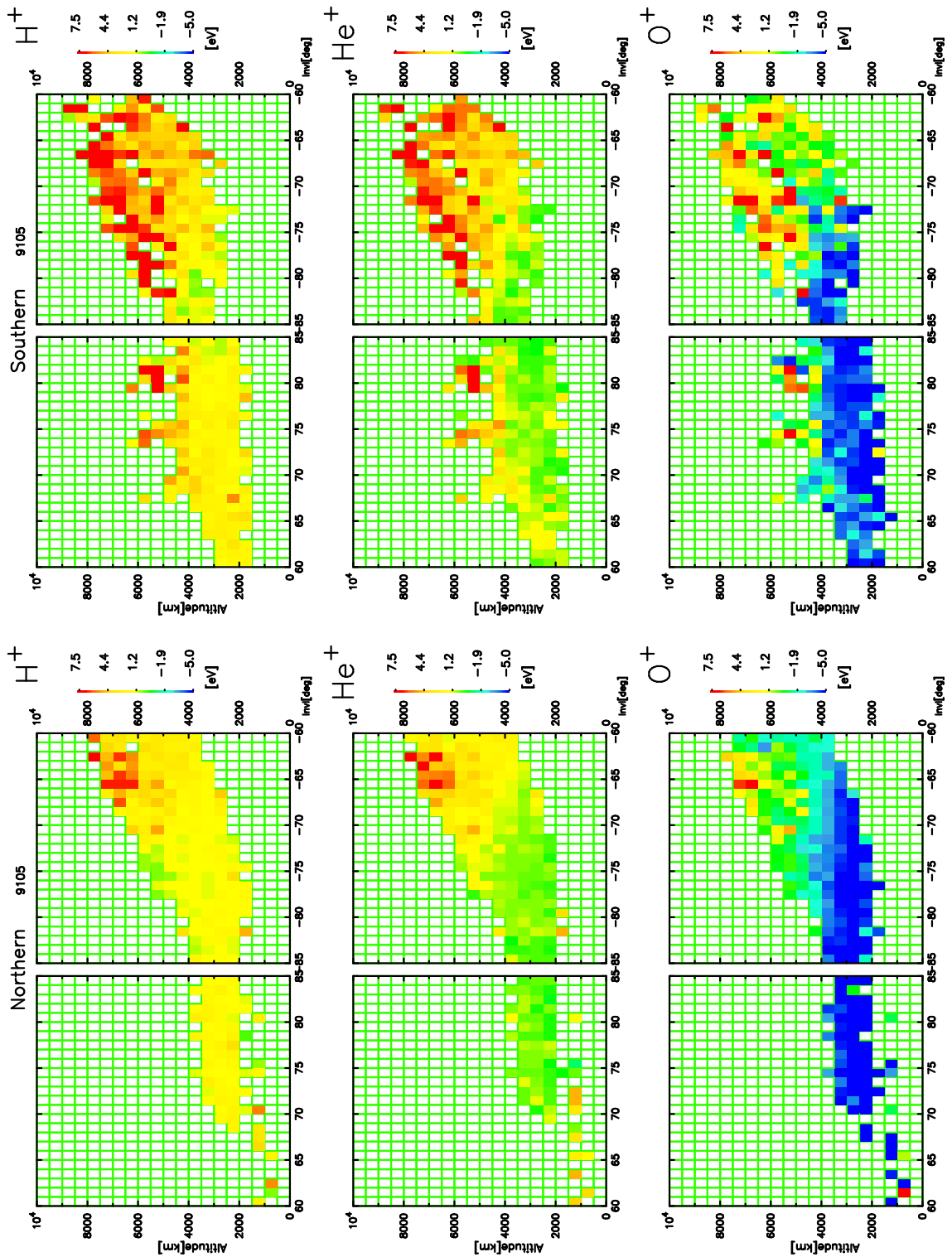


図 3.22: あけぼの衛星の遠地点が赤道面付近にあった 1991 年 5 月の観測. 運動エネルギー, 熱エネルギーと重力ポテンシャルを考慮した一粒子が持つエネルギーの不変磁気緯度・高度分布を示す. 横軸で不変磁気緯度が負の領域は夜側を表す. グリッド上下間のエネルギー差がイオンに供給されたエネルギーになる.

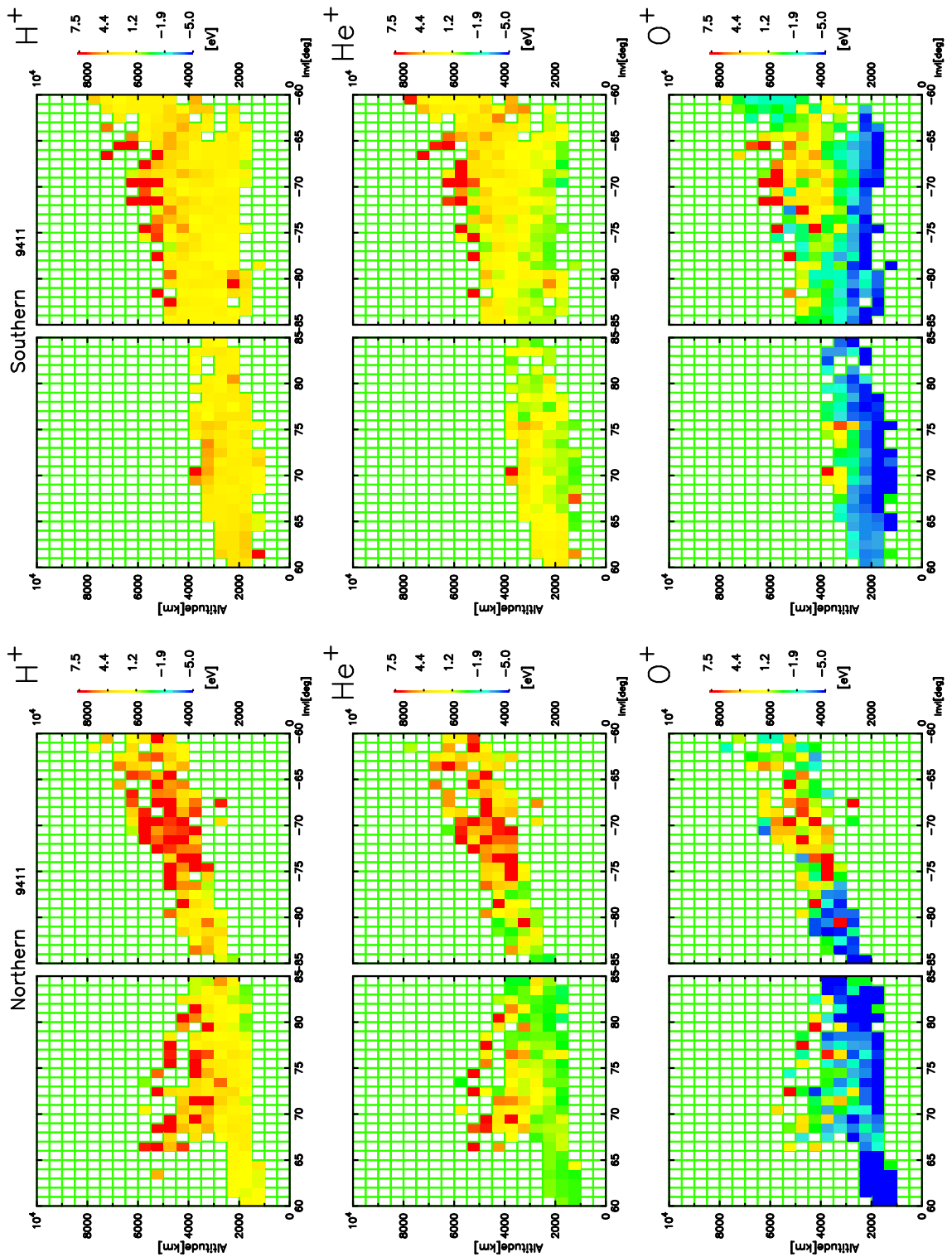


図 3.23: あけぼの衛星の遠地点が赤道面付近にあった 1994 年 11 月の観測. 運動エネルギー, 熱エネルギーと重力ポテンシャルを考慮した一粒子が持つエネルギーの不変磁気緯度・高度分布を示す. 横軸で不変磁気緯度が負の領域は夜側を表す. グリッド上下間のエネルギー差がイオンに供給されたエネルギーになる.

第4章 まとめと考察

4.1 分極電場の見積もり

本節では図 3.10 で明らかとなった O^+ が H^+ , He^+ と比較して 1 粒子あたりが獲得するエネルギーが多いという事実からイオン上昇流を引き起こす可能性がある物理過程を考察する.

古典的ポラーウィンド理論を用いて説明を試みる. 以下で古典的ポラーウィンド理論においてイオンを上向きに加速する区動力となる両極性電場を見積もり, 観測でみられたイオンのエネルギー変化と比較する.

古典的ポラーウィンドでの電子と i 種類目のイオンに関する運動方程式は以下のようになる.

$$n_e m_e \frac{Dv_e}{Dt} = -\frac{\partial p_e}{\partial s} - n_e m_e g_s - n_e e E_s - n_e m_e \nu_{en} (v_e - v_n) \quad (4.1)$$

$$n_i m_i \frac{Dv_i}{Dt} = -\frac{\partial p_i}{\partial s} - n_i m_i g_s + n_i e E_s - n_i m_i \nu_{in} (v_i - v_n) \quad (4.2)$$

ここで添字 e, i, n はそれぞれ電子, i 種類目のイオン, 中性粒子, また s は磁力線方向を表し, n は密度, m は質量, v は磁力線方向の速度, p は磁力線方向の圧力, g_s は重力加速度の磁力線方向成分, E_s 両極性電場の大きさ, ν_{jk} は j 粒子が k 粒子と単位時間あたりに衝突する回数 (衝突周波数) である. また電子-イオン間の衝突は微小量として無視した.

この方程式でイオンを上向きに加速するのは両極性電場である. いま定常状態を考え, 電子質量を含む項は微小量と考えると両極性電場の大きさを与えることができる.

$$E_s = -\frac{1}{en_e} \cdot \frac{\partial p_e}{\partial s} \quad (4.3)$$

$$= -\frac{kT_e}{en_e} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial s} \quad (4.4)$$

図 3.4 のフラックスプロファイルより $n_i v_{i||} \propto \frac{n_0}{r^3}$ を仮定し, さらに速度の高度変化の寄与が小さいことと電子密度がイオン密度の和であることを考慮すると $n_i \propto \frac{n_0}{r^3}$ として電子密度を見積れる. SMS が観測している極域上空では磁力線の方向がおおよそ地球半径方向であることから, 磁力線方向への偏微分を地球半径方向 (r) への偏微分に置き換えて以下の式を得る.

$$E_s = -\frac{3kT_e}{er} \quad (4.5)$$

したがって電位差は

$$\phi - \phi_0 = -\frac{3kT_e}{e} \ln \frac{r}{r_0} \quad (4.6)$$

ここで添字0は任意の参照高度を表す.

いま (4.6) 式を用いて高度 1000 km から 9000 km の間にかかる両極性電場の大きさを見積もると, 0.3 ~ 3.0 V 程度になる. 図 3.10 で高度 1000 km から 9000 km 間における H^+ , He^+ , O^+ のエネルギー変化量は数 eV であり, オーダーはこの見積もりで説明できる範囲である. しかし, もし分極電場でどのイオンも加速されているとすると O^+ のエネルギープロファイルだけが他のイオンと異なることを説明できない. したがって O^+ の加速は, 両極性電場以外の物理過程が存在する.

上記の内容と前章で明らかとしたことを総合して考えるとイオン加熱・加速領域において以下のことがいえる.

- あげぼの高度 (1000 km ~ 10,000km) に両極性電場以外のイオン加熱・加速プロセスが存在する.
- このプロセスがイオンに与えるエネルギーは分極電場から獲得できるエネルギーと同程度である.
- 高度 1000 km ~ 6000km で O^+ に効率的にエネルギーを与える.

ただし, 上記のプロセスは一つのプロセスであるとは限らない. むしろ複数のプロセスが関係していると考えるのが妥当であろう.

イオンを加速・加熱する物理過程として様々なプラズマ波動との共鳴が考えられている. 図 3.22 からイオンが冬半球の低高度で大きなエネルギーを獲得していることを示した. 一方, あげぼの衛星に搭載された ELF, VLF といったプラズマ波動を測定する計測器を用いた統計解析によると低周波ノイズ波動と呼ばれる波動の強度が冬期に強くなることが報告されており (Kasahara et al.), 今後この関係を調べる必要がある.

4.2 加熱領域についての考察

古典的ポーラーウィンド理論では H^+ や He^+ と比較して重い O^+ といったイオンは極域電離圏から流出しない. しかし, 本研究で述べて来たように実際は O^+ は H^+ や He^+ と共に流れている. O^+ を流出させる何らかの加熱・加速過程が起こっていることが想像される. しかし, この過程がどの高度で起きているかは大きな問題の一つである.

Arnoldy et al. (1996) は SCIFER ロケットを用いた観測で昼側クレフト領域の磁力線に垂直な加熱が高度 1200 km 前後で起こったことを示した. しかし, 4.1 節で議論したよう

に、高度数千 km の領域でもイオンの加熱が起きており、 O^+ の流出にとって重要である。イオン加熱は様々な高度で起きていると考えられるがあげほの高度において重要なイオン加熱が行われている領域は図 3.10 から ~ 5000 km 程度で行われていると考えられる。

一方、イオン流出量は 3.3 節で示したように太陽活動度の変化に伴いオーダーで変化するが 3.4 節で調べた季節によるイオン流出量の変化はそれほど大きく無かった。このことからイオン流出量に大きく係わる高度が季節に依存しない様な高度であると仮定する。地軸の傾き ($\approx 23^\circ$) による影響が無くなるような高度を見積もると、大体 2800 km より上となる。実際図 3.10 をみると O^+ にエネルギーが供給される高度は 2000 km 付近からはじまっている。数千 km から効果的に行われる種類の加熱が存在し、 O^+ の上昇流にとって重要であることが示唆される。

4.3 まとめ

極域電離圏のイオン流出現象は地球磁気圏に存在するイオンの供給源を議論する上で重要である。また現在, 過去, および未来の惑星大気進化を考える上で基礎となる現象の一つである。

本研究はイオン加熱とプラズマ波動の関係を理解する基礎として, イオン加熱, イオン流出現象がいつ, どこで起き, どれだけの量が磁気圏に流出しているのかを明らかにするために11年に及ぶ観測を続けているあけぼの衛星に搭載された低エネルギーイオンの測定器 (SMS) を使用してイオン流出の発生場所や流出量を見積もるための解析を行った。

これまで太陽周期に匹敵する長期間に渡って低エネルギーイオン流出を観測した例はない。極域電離圏 H^+ , He^+ , O^+ イオンのプラズマパラメータの時間的, 空間的分布を詳細に調べることで以下の新たな見地を得た。

- 極域電離圏全体に 1 – 4 km/s 程度の速度で定常的なイオン上昇流が存在する。
- オーバル状の領域で流速が大きく, 特にカスプ周辺で H^+ , He^+ , O^+ 上昇速度はそれぞれ 14, 11, 9 km/s の最大値を持つ。この領域は頻繁にイオン加熱が起こる領域に対応すると考えられる
- 地磁気活動度が活発になると前述のイオン加熱領域が低緯度側へシフトする。例えばカスプ近辺の加熱領域は不変磁気緯度 78° ($K_p < 2^+$) から 75° ($K_p > 5^+$) へ変化する。
- イオン流出量の経年変化が太陽11年周期と正の相関をもつ。 H^+ 流出フラックスは太陽極大期から極小期で $10^{11} - 10^{10} \text{ ions} \cdot \text{m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と変化する。
- 1日に流出する H^+ と O^+ の量は合わせて太陽極大期で 30 t, 極小期で 3 t 程度となり, およそ1桁の違いがあった。
- イオン加熱高度は夏期 (> 4000km) に比べ冬期 (> 3000km) ほど低高度で始まる。あけぼの衛星 VLF 観測結果では冬期に低周波ノイズ波動が多く観測されている。イオンが獲得するエネルギーの季節依存性との関係が示唆される。
- O^+ は高度 8000 km に上昇するまでに 8 eV のエネルギーを得ており, 他イオンが 5 eV のエネルギーを得るのに比較して多くのエネルギーを得ている。
- あけぼの高度 (1000 km ~ 10,000km) に両極性電場以外のイオン加熱・加速プロセスが存在する。このプロセスがイオンに与えるエネルギーは分極電場から獲得できるエネルギーと同程度である。

電離圏プラズマ流出は磁気圏プラズマの起源という観点からとらえることができる。本研究で見積もった電離圏プラズマの流出フラックスが磁気圏プラズマにどれだけ含まれているかを考えると、磁気圏プラズマの1～10%を地球起源のプラズマが占めることとなる。より詳細な見積もりが必要であるが、この1～10%という量は地球磁気圏を構成するプラズマのダイナミクスを考える上で無視できない量である。地球の中性大気、電離圏、磁気圏、を結びつける重要な情報である。

また、極域電離圏イオン流出現象が太陽11年周期と関係して変化していることが初めてあきらかとなった。地球以外の惑星を含め、電離圏からイオン流出量がどのように変化しているのかを調べた観測例は皆無である。本研究が明らかとしたイオン流出量変化についての情報は今後の惑星電離圏・磁気圏進化の研究にとって重要なものとなるであろう。

謝辞

本研究で使用したあけぼの衛星, SMS の作成, 運用に携わった方々に感謝の意を表します。また, SMS アーカイブデータ等を管理されている通信総合研究所の佐川永一さんに感謝いたします。

東北大学理学部福西研究室の吉田直文さんには SMS サマリープロットを作成, 現在取り組んでいる研究で様々な協力をしていただきました。宇宙科学研究所の阿部琢美助教授には NASA の OMNIWEB データを提供していただき, 貴重な助言を頂きました。京都大学の笠原禎也さんにはあけぼの衛星 VLF 等に関する情報を頂きました。これらの方々に感謝の意を表します。

林祥介教授, 倉本圭助手, には研究, 日常生活において様々な助言をいただきました。林研究室の小高正嗣さん, 豊田英司さん, 杉山耕一郎さん, 奥山尚範さん, 当研究室の丸山奈緒美さん, 徳山好宣さん, 横畠徳太さんには様々な点で協力して頂きました。心よりお礼申し上げます。

最後に, 研究のアプローチ方法や考え方など, 常に幅広い視点で御指導して下さった指導教官である渡部重十教授に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] Abe, T., B. A. Whalen, A. W. Yau, S. Watanabe, E. Sagawa, and K. I. Oyama, Altitude Profile of the Polar Wind Velocity and Its Relationship to Ionospheric Conditions, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2825–2828, 1993b.
- [2] Abe, T., B. A. Whalen, A. W. Yau, R. E. Horita, S. Watanabe, and E. Sagawa, EXOS D (Akebono) Suprathermal Mass Spectrometer Observations of the Polar Wind, *J. Geophys. Res.*, **98**, 11,191–11,203, 1993a.
- [3] André, M., H. Koskinen, L. Matson, and R. Erlandson, Local Transverse Ion Energization In and Near the Polar Cusp, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 107, 1988.
- [4] André, M. G., G. B. Crew, W. K. Peterson, A. M. Persoon, C. J. Pollock, and M. J. Engebretson, Ion Heating by Broadband Low-Frequency Waves in the Cusp/Cleft, *J. Geophys. Res.*, **95**, 20,809, 1990.
- [5] André, M., P. Norqvist, L. Anderson, L. Eliasson, A. I. Eriksson, L. Blomberg, R. E. Erlandson, and J. Waldemark, Ion energization mechanisms at 1700 km in the auroral region, *J. Geophys. Res.*, **103**, 4199, 1998.
- [6] André, M. and T. Chang, Ion Heating Perpendicular to the Magnetic Field, *Physics of Space Plasmas (1992)*, **12**, Scientific Publishers, Cambridge, MA, 35, 1993.
- [7] Arnoldy, R. L., K. A. Lynch, P. M. Kintner, J. Bonnell, T. E. Moore and C. J. Pollock, SCIFER — Structure of the cleft ion fountain at 1400 km altitude, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1869–1872, 1996.
- [8] Ashour-Abdalla, M. and H. Okuda, Turbulent Heating of Heavy Ions on Auroral Field Lines, *J. Geophys. Res.*, **89**, 2235, 1984.
- [9] Axford, W. I., The polar wind and the Terrestrial Helium Budget, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6855–6859, 1968.
- [10] Banks, P. M. and T. E. Holzer, High-Latitude Plasma Transport: The Polar Wind, *J. Geophys. Res.*, **74**, 6317–6332, 1969.

- [11] Bauer, S. J., The Structure of the Topside Ionosphere, in *Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere*, edited by J. Frihagen, p387, North-Holland, Amsterdam, 1966.
- [12] Borovsky, J. E., The Production of Ion Conics by Oblique Double Layers, *J. Geophys. Res.*, **89**, 2251, 1984.
- [13] Burch, J. L., Energetic Particles and Currents: Results From Dynamics Explorer, *Rev. Geophys.*, **26**, 215, 1988.
- [14] Chag, T. and B. Coppi, Lower Hybrid Acceleration and Ion Evolution in the Supraauroral Region, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 1253, 1981.
- [15] Chang, T., G. B. Crew, N. Hershkowitz, J. R. Jasperse, J. M. Retterer, and J. D. Winningham, Transverse Acceleration of Oxygen Ions by Electromagnetic Ion Cyclotron Resonance with Broadband Left-Hand-Polarized Waves, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 636, 1986.
- [16] Cladis, J. G., Parallel Acceleration and Transport of Ions From Polar Ionosphere to Plasma Sheet, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 839.
- [17] Dessler, A. J., and F. C. Michel, Plasma in the geomagnetic tail, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1421, 1966.
- [18] Gurgiolo, C., and J. L. Burch, DE-1 Observations of the polar wind — A heated and unheated component, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 945–948, 1982.
- [19] Heelis, R. A., G. B. Bailey, R. Sellek, R. J. Moffett, and B. Jenkins, Field-Aligned Drifts of Subauroral Ion Drift Events, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21,493, 1993.
- [20] Holzer, T. E., Effects of plasma flow on density and velocity profiles, in *The Polar Ionosphere and Magnetospheric Processes*, edited by G. Skovli, P. 209, Gordon and Breach, Newyark, N. J..
- [21] Horwitz, J. L., Ho, C. W., Scarbo, H. D., Wilson, G. T., and Moore, T. E., Centrifugal Acceleration of the Polar Wind, *J. Geophys. Res.*, **99**, 15,051, 1994.
- [22] Hultqvist, B., Review Paper: Extraction of Ionospheric Plasma by Magnetospheric Processes, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **53**, 3, 1991.
- [23] Kelley, M. C., *The Earth's Ionosphere : Plasma Physics and Electrodynamics*, Academic Press, Inc., 1989.
- [24] Kintner, P. M., J. LaBelle, W. Scales, A. W. Yau, and B. A. Whalen, Observations of Plasma Waves Within Regions of Perpendicular Ion Acceleration, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 1113, 1986.

- [25] Kintner, P. M., J. Vago, S. Chesney, R. L. Arnoldy, K. A. Lynch, C. J. Pollock, and T. E. Moore, Localized Lower Hybrid Acceleration of Ionospheric Plasma, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 2448, 1992.
- [26] Kintner, P. M., J. Bonnell, R. Arnoldy, K. Lynch, C. Pollock, and T. Moore, SCIFER — Transverse Ion Acceleration and Plasma Waves, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1873, 1996.
- [27] Klumpar, D. M., A Digest and Comprehensive Bibliography on Transverse Auroral Ion Acceleration, *Ion Acceleration in the Magnetosphere and Ionosphere*, American Geophysical Union, Washington D. C., 389, 1986.
- [28] Kondo, T., B. A. Whalen, A. W. Yau, and W. K. Peterson, Statistical Analysis of Upflowing Ion Beam and Conic Distributions at DE 1 Altitudes, *J. Geophys. Res.*, **95**, 12,091–12,102, 1990.
- [29] Knudsen, D. J., J. H. Clemmons, and J.-E. Wahlund, Correlation Between Core Ion Energization, Suprathermal Electron Bursts, and Broad-Band ELF Plasma Waves, *J. Geophys. Res.*, **103**, 4171–4186, 1998.
- [30] Loranc, M., W. B. Hanson, R. A. Heelis, and J.-P. St.-Maurice, A Morphological Study of Vertical Ionospheric Flows in the High-Latitude F Region, *J. Geophys. Res.*, **96**, 3627, 1991.
- [31] Lundin, R. and L. Eliasson, Auroral Energization Processes, *Annales Geophys.*, **9**, 202, 1991.
- [32] Miyake, W., T. Mukai, and N. Kaya, On the Origins of the Upward Shift of Elevated (Bimodal) Ion Conics in Velocity Space, *J. Geophys. Res.*, **101**, 26,961, 1996.
- [33] Norqvist, P., M. André, L. Eliasson, A. I. Erikson, L. Blomberg, H. Lühr, and J. H. Clemmons, Ion Cyclotron Heating in the Dayside Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **101**, 13,179, 1996.
- [34]
- [35] Sharp, R. D., R. G. Johnson, and E. G. Shelley, Observations of an Ionospheric Acceleration Mechanism Producing Energetic (keV) Ions Primarily Normal to the Geomagnetic Field Direction, *J. Geophys. Res.*, **82**, 3324, 1977.
- [36] Sharp, R. D., D. L. Carr, W. K. Peterson, and E. G. Shelley, Ion Streams in the Magnetotail, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4639, 1981.
- [37] Shelley, E. G., R. G. Johnson, and R. D. Sharp, Satellite Observations of Energetic Heavy Ions during a Geomagnetic Storm, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6104–6110, 1972.

- [38] Shelley, E. G., R. D. Sharp, and R. G. Johnson, Satellite Observations of an Ionospheric Acceleration Mechanism, *Geophys. Res. Lett.*, **3**, 654–656, 1976.
- [39] Sharp, R. D., R. G. Johnson, and E. G. Shelley, Observation of an Ionospheric Acceleration Mechanism Producing Energetic (keV) Ions Primarily Normal to The Geomagnetic Field Direction, *J. Geophys. Res.*, **82**, 3324–3328, 1975.
- [40] Swift, D., Simulation of the Ejection of Plasma from the Polar Ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **95**, 12,103.
- [41] Thelin, B., B. Aparicio, and R. Lundin, Observations of Upflowing Ionospheric Ions in the Mid–Altitude Cusp/Cleft Region with the Viking Satellite, *J. Geophys. Res.*, **95**, 5931–5939, 1990.
- [42] Wahlund, J.-E., H. J. Opgenoorth, I. Haggstrom, K. J. Winser, and G. O. L. Jones, EIS-CAT Observations of Topside Ionospheric Ion Outflows during Auroral Activity: Revisited, *J. Geophys. Res.*, **97**, 3019, 1992.
- [43] Watanabe, S., B. A. Whalen, and A. W. Yau, Thermal Ion Observations of Depletion and Refilling in the Plasmaspheric Trough, *J. Geophys. Res.*, **97**, 1081–1096, 1992.
- [44] Watanabe, S., T. Abe, E. Sagawa, B. A. Whalen, A. W. Yau, T. Mukai, and H. Hayakawa, EXOS–D Observation of Thermal Ion Energy Distributions in Transverse Ion Energization Regions, *J. Geomag. Geoelectr.*, **47**, 1161–1169, 1995.
- [45] Whalen, B. A., W. Bernstein, and P. W. Daly, Low altitude acceleration of ionospheric ions, *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 55, 1978.
- [46] Whalen, B. A., A. W. Yau, E. E. Budzinski, A. M. Pilon, I. Iwamoto, K. Marubashi, S. Watanabe, H. Mori, and E. Sagawa, The Suprathermal Ion Mass Spectrometer (SMS) onboard the Akebono (EXOS-D) Satellite, *J. Geomag. Geoelectr.*, **42**, 511–536, 1990.
- [47] Wilson, G. R., Kinetic modeling of O^+ upflows resulting from $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ convection heating in the high–latitude F region ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **99**, 17,453, 1994.
- [48] Yau, A. W., E. G. Shelley, W. K. Peterson, and L. Lenchyshyn, Energetic Auroral and Polar Ion Outflow at DE 1 Altitudes: Magnetude, Composition, Magnetic Activity Dependence, and Long–Term Variations, *J. Geophys. Res.*, **90**, 8417–8432, 1985.
- [49] Yau, A. W., P. H. Beckwith, W. K. Peterson and E. G. Shelley, Long–Term (Solar Cycle) and Seasonal Variations of Upflowing Ionospheric Ion Events at DE 1 Altitudes, *J. Geophys. Res.*, **90**, 6395–6470, 1985.

- [50] Yau, A. W., B. A. Whalen, T. Abe, T. Mukai, K. I. Oyama, and T. Chang, Akebono Observations of Electron Temperature Anisotropy in the Polar Wind, *J. Geophys. Res.*, **100**, 17,451, 1995.
- [51] Young, D. T., H. Balsiger, and J. Geiss, Correlation of Magnetospheric Ion Composition With Geomagnetic and Solar Activity, *J. Geophys. Res.*, **87**, 9077–9096, 1982.