

修士論文

EISCAT-FPI同時観測データを用いた地磁気擾乱時 における下部熱圏大気ダイナミクスの研究

名古屋大学 大学院理学研究科

素粒子宇宙物理学専攻 宇宙地球物理系

(太陽地球環境研究所)

久保田 賢

平成22年度

要旨

極域超高層大気は、下層大気から上方に伝搬してくる大気重力波や大気潮汐波による運動量供給を受けるとともに、磁気圏からの物質輸送や電場印加による降下粒子加熱、ジュール加熱、イオンドラッグ等により、温度・風系場が変動する。これらエネルギー注入に伴う大気変動は、極域の磁気圏—電離圏—熱圏間で、様々な時間発展や空間分布に特徴付けられたエネルギー授受や運動量輸送の物理過程を、解明する上で重要な課題の一つである。オーロラ活動の活発化に伴い数分で発達する下部熱圏風速の急激な変動がいく例が報告されている。この下部熱圏風速の急激な変動の成因は、降下粒子加熱、ジュール加熱が引き起こす局所的な温度変動による熱膨張または圧力勾配力と、イオンドラッグによる運動量輸送と考えられている。しかし、これら降下粒子加熱、ジュール加熱、イオンドラッグがどのくらい大気を加熱または大気に運動量を輸送し、下部熱圏風速を変動をさせるか定量的に説明できておらず、未解明な課題である。

本研究では、ノルウェー・トロムソ(北緯 69.6 度, 東経 19.2 度) に設置されている欧州非干渉散乱 (EISCAT) レーダー、ファブリペロー干渉計 (FPI)、フォトメーター、全天カメラを用いてオーロラの空間構造の時間発展、電離圏電子密度・温度・速度の時間変化や高度プロファイル、さらに下部熱圏風速を独立かつ同時に観測することに成功した 2009 年 1 月 26 日のイベントを解析した。特筆すべき解析結果を以下に列挙する。1 月 26 日 00:23 UT に発生したオーロラブレイクアップに伴い 30 kR 以上に達したオーロラの極側およそ 100 km の下部熱圏を FPI(波長 557.7 nm) で観測した。観測領域の発光強度は約 1.5 kR であった。測定された風速は、約 3 分間に上向き 17 m/s、北向きに 29 m/s の速度変化を示した。EISCAT レーダーで観測した電離圏物理量から、ジュール加熱率、粒子加熱率、ローレンツ力による風速加速度を計算した。この計算には、電場や電子密度に定常状態の仮定を適用した。その仮定のもと導出された加熱率と加速度は FPI の観測結果を説明するのに 1-2 桁以上小さいことがわかった。一方、振動電場を考慮したジュール加熱率計算の結果、もし周波数 10 Hz 振幅 25 mV/m で振動する電場を仮定すると、ある程度風速変化を説明することができた。上記の風速加速度計算のために、FPI の観測高度を以下の 2 つの方法で推定した。オーロラ粒子の降込みに伴う電離・励起過程に関する連続の方程式から推測される電子密度と発光強度の関係から、発光高度を推定する方法。もうひとつは励起状態にある酸素原子が 557.7 nm の光を放射する前に中性大気粒子と衝突し低いエネルギー準位に遷移する現象 (quenching 効果) を利用する方法である。その結果、風速変動が観測された時間帯の発光強度 (557.7 nm) は、およそ 120 km~150 km と推定された。

久保田 賢

目次

第1章 序章	3
1.1 地球大気の鉛直温度構造と大気の安定・不安定性	3
1.2 極域超高層大気におけるエネルギー供給・運動量輸送	6
1.2.1 極域電離圏電流によるジュール加熱	6
1.2.2 オーロラ粒子によるエネルギー供給	11
1.2.3 イオン-中性大気粒子の運動量輸送	12
1.3 研究目的	13
第2章 観測機器	16
2.1 EISCAT UHF レーダー	16
2.1.1 IS レーダーによる物理量の導出	16
2.1.2 パルスコード	17
2.2 ファブリペロー干渉計	20
2.2.1 FPIの観測装置	20
2.2.2 ファブリペロー干渉計の原理	21
2.3 4波長分光型フォトメーター	26
2.3.1 フォトメーターの絶対値感度校正	27
2.3.2 427.8 nm と 557.7 nm のノイズレベル	28
2.4 全天デジタルカメラ	29
2.5 多波長全天イメージャ	29
2.6 EISCAT と FPI の観測領域	30
第3章 観測結果	31
3.1 オーロラの空間分布	31
3.2 オーロラブレイクアップ時に観測された下部熱圏風速と電離圏物理量の時間変化	35
第4章 考察	38
4.1 オーロラの発光高度の推定	39
4.1.1 方法1(電離圏連続の式の応用)	39
4.1.2 方法2(quenching 効果の応用)	39
4.1.3 方法1と方法2の結果	40
4.2 TMAの結果	41

4.3	ジュール加熱率と粒子加熱率の推定	45
4.4	熱膨張による鉛直風の推定	45
4.5	イオンドラッグによる水平風加速度の推定	48
4.6	振動電場による加熱	49
第5章	まとめと結論	53
付録 A	quenching 効果を用いた発光高度推定方法	54
	参考文献	59
	使用する記号	62
	謝辞	66

第1章 序章

1.1 地球大気の鉛直温度構造と大気の安定・不安定性

大気の中で最も温度が低い中間圏界面よりも高い高度は熱圏と呼ばれる領域である。熱圏は高度 200 km くらいまでは高度が上がるに従って、温度が増加する為、大気の鉛直運動が起こりにくく、成層した大気である。しかしながら、極域の熱圏には、数メートルから数十メートルの鉛直風が存在することが、報告されている。本節では、本研究の目的である風速の変動を議論するのに必要な知識となる地球大気の温度構造また圧力構造を説明する。

高さによって大気の温度構造は異なり、その特徴によって区分される。また温度構造が変わる境界を界面と呼ぶ。図 1.1 に大気密度モデルの 1 つである NRL-MSIS 2000¹ を用いて計算した大気温度の高度分布とそれによる領域分布をまとめた。

対流圏には、太陽が放射する電磁波のうち、可視光と赤外光が主として入射する。この電磁波は水蒸気や炭酸ガスによって一部吸収される。また、海面などからの水の蒸発による、潜熱輸送により加熱されるが、大部分の放射エネルギーは地表で吸収される為、地表が対流圏の熱源となる。その結果対流圏の温度は高度上昇とともに約 6.5K/km の割合で減少する。

成層圏では、高度上昇とともに温度が高くなる。この高度領域に存在するオゾン (O_3) が 200 nm から 300 nm の紫外線を吸収し、成層圏を加熱するためである。窒素分子 (N_2)、酸素分子 (O_2) を主とする大気主要成分と比べると、 O_3 はかなり希薄である。

中間圏では二酸化炭素 (CO_2)、 O_2 が放出する $15 \mu m$ と $9.6 \mu m$ の放射冷却と、力学的な断熱膨張によって、高度上昇に伴い温度が低下する。特に極域では夏の方が冬よりも温度が低い、これは大気の断熱膨張が原因である。また、中間圏界面温度は大気の中で最小値をとる。

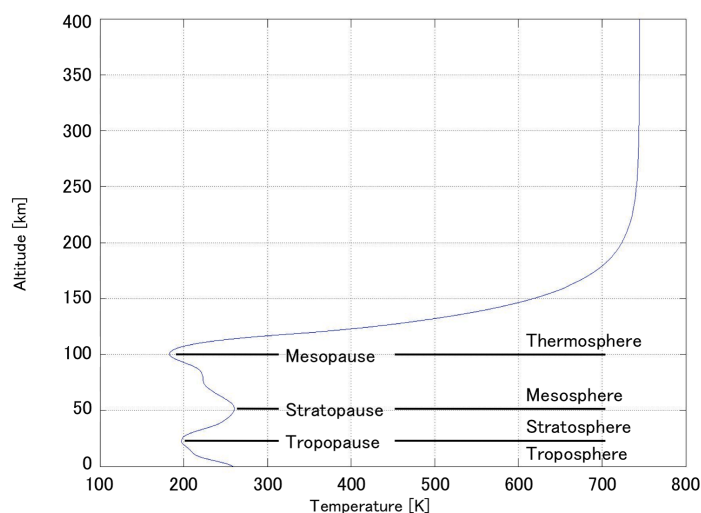


図 1.1: ノルウェー・トロムソにおける 2009 年 1 月 26 日 00:00 (UT) の大気の鉛直温度分布。NRL-MSIS 2000 を用いて計算した。

¹http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html

高度約 90 km 以上の熱圏では、大気を冷やす有効な冷却手段がない。また、高度が上がるに従って大気密度が減少することにより熱伝導が上がる。そのため、下層の大気に比べて、少ない熱量でより大きく温度が上昇する。高度 90 km から 170 km では、 O_2 が Schumann-Runge 連続吸収帯 (135 nm~175 nm) の光を吸収して、光解離し下部熱圏の熱源となる。また、高度 170 km 以上では、100 nm 以下の極端紫外線による、 N_2 , O_2 , O の電離が熱源となる。200 km 付近より上では熱伝導度が支配的になり、熱圏上部の温度を一定にする。したがって、これら加熱過程によって高度 90 km から 200 km の領域では正の温度勾配が形成される。このことにより、一般的には上下方向の対流が起こりにくい。また、地球大気の圧力構造は大気密度の高度分布の影響が大きく、図 1.2 の左側の図に示すように指数関数的に減少する。地球大気の圧力は、圧力と重力が釣り合う静水圧平衡と仮定することができる。したがって、高さ z における圧力を p とし、高さが微少量 dz だけ高いところでの圧力を $p + dp$ とすれば、2 点間の圧力差 dp はその間にある大気の重さとなる。このことを式で書くと

$$\begin{aligned} p + dp + m_n n_n g dz &= p \\ dp &= -m_n n_n g dz \end{aligned} \quad (1.1)$$

となる。ここで、 m_n は中性大気の実効分子質量、 n_n は中性大気粒子の数密度、 g は重力加速度である。気体の状態方程式 ($p = n_n k_B T_n$, k_B はボルツマン定数、 T_n は中性大気の絶対温度) を使って、(1.1) 式の n_n を消去すると

$$\frac{dp}{p} = -\left(\frac{m_n g}{k_B T_n}\right) dz \quad (1.2)$$

となる。(1.2) 式を地表 ($z = 0, p = p_o$) から高度 z まで積分すると圧力 p は

$$p = p_o \exp\left\{-\int_0^z \frac{dz}{H}\right\} \quad (1.3)$$

と表される。ただし、ここで $H \equiv k_B T_n / (m_n g)$ である。 H は長さの単位をもつ量であり、スケールハイトと呼ばれる。 T_n や m_n が高さによって変わるので、スケールハイトも一般的に高さの関数である。スケールハイトの高度変化を図 1.2 の右側の図に示す。スケールハイトの意味は、ある高度の圧力が $1/e$ となる高度までの高度差を表していて、その高度範囲では、同じ物理現象が起こっていると考えることができる。静水圧平衡を仮定している熱圏では、局所的にみると圧力の等圧面は地表に平行である。等圧面に沿った大気の流れを考えると、風速の鉛直成分はない。しかし先に述べたように極域では、水平風に匹敵する鉛直風の変動が観測されている。このような風速の鉛直成分には 2 つのパターンが考えられている。1 つは、図 1.3 に示しているように地磁気擾乱時のエネルギー注入によって、局所的に温められた空気塊が等圧面を横切って熱膨張する場合である。2 つは、図 1.4 のようにエネルギー注入に伴い歪められた等圧面上を大気が流れることで、見かけ上、風速の鉛直成分が観測される場合である。次の節では、磁気圏起源の電磁気学的作用に伴うエネルギー注入と運動量輸送について理論的説明を行う。

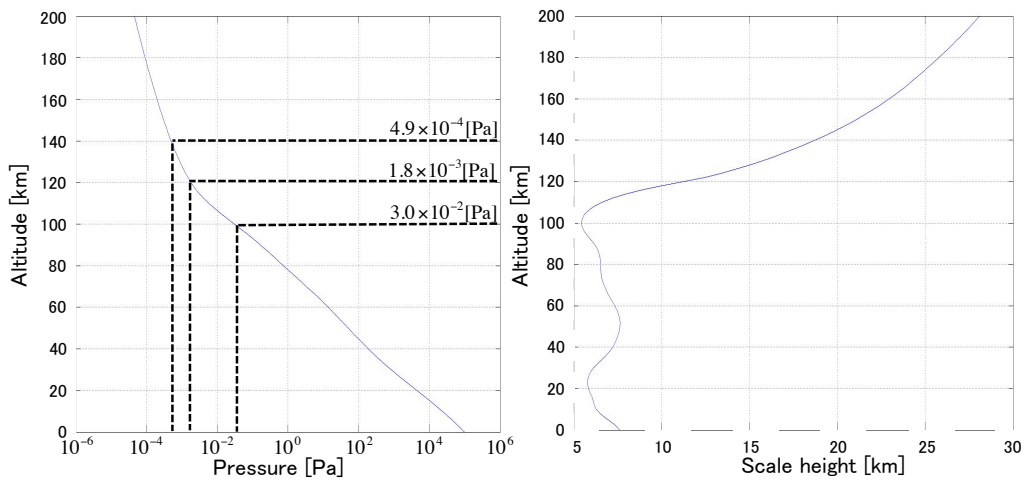


図 1.2: ノルウェー・トロムソにおける 2009 年 1 月 26 日 00:00 (UT) の鉛直圧力構造とスケールハイト。NRL-MSIS 2000 を用いて計算した。

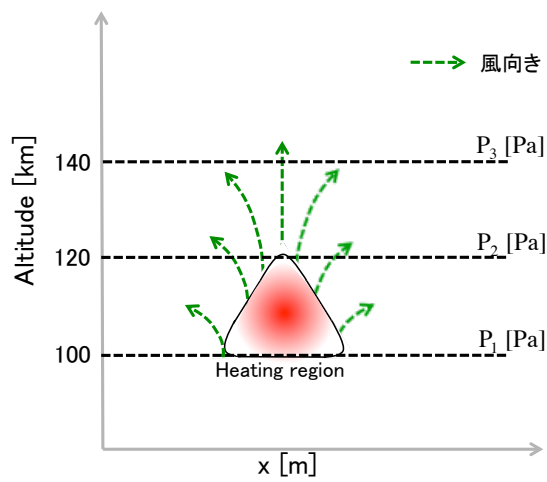


図 1.3: エネルギー注入により熱膨張する空気塊 (赤色部分) と大気の流れ (緑破線) を表した模式図。黒破線は等圧面を表す。

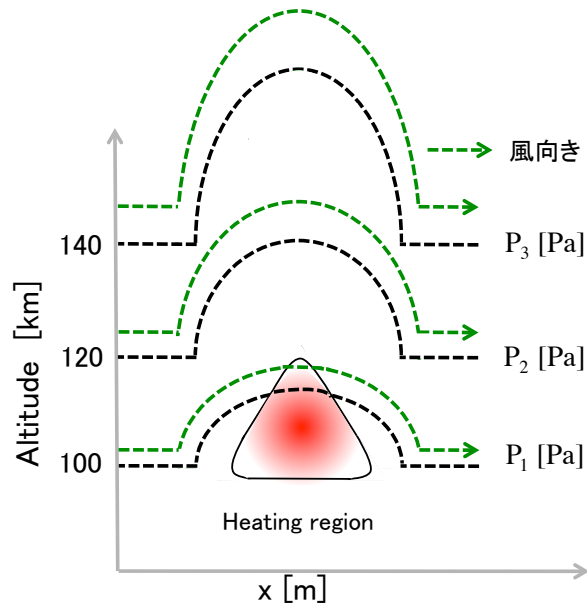


図 1.4: エネルギー注入により歪んだ等圧面 (黒破線) とその上を流れる大気 (緑破線) を表した模式図。

1.2 極域超高層大気におけるエネルギー供給・運動量輸送

超高層大気では、太陽紫外線や極端紫外線などの短波長による直接加熱に加えて、下層から上方に伝搬してくる大気重力波が、上部中間圏で碎波して運動量が供給される。さらに極域では、磁気圏起源の電磁エネルギー、粒子エネルギーの注入があり、運動量をイオンから中性大気粒子に輸送する過程も存在する。これら電磁エネルギー、粒子エネルギー、運動量輸送について詳細を述べる。

1.2.1 極域電離圏電流によるジュール加熱

電離圏とは中性大気が極端紫外線や X 線等の短波長電磁波を吸収して部分的に電離し、磁気圏と電磁氣的に結合している高度 60 km から 1000 km の領域である。極域においては、日照の他に磁気圏から流入してくる高エネルギー電子およびプロトンも重要な電離源となっている。電離圏における高度 90 - 130 km 付近の領域は E 領域と呼ばれる。E 領域の重要な特徴は、イオンが中性大気と衝突し電子と異なる運動をすることである。図 1.5 はイオンと電子のジャイロ角周波数と中性大気粒子との衝突周波数の高度分布である。

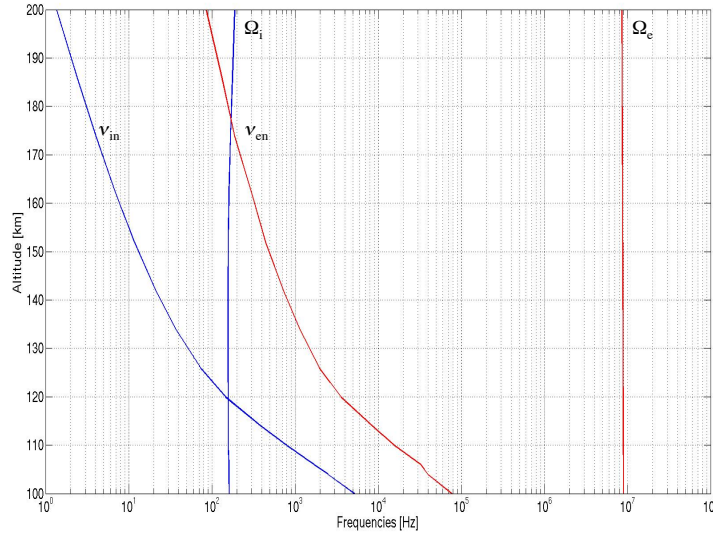


図 1.5: ノルウェー・トロムソにおける 2009 年 1 月 26 日 00:00 (UT) のイオンと中性大気粒子 (ν_{in}) および電子 (ν_{en}) との衝突周波数およびジャイロ角周波数の高度プロファイルを示す。NRL-MSIS 2000 を用いて計算した。

この E 領域ではイオン-中性大気衝突周波数がイオンジャイロ角周波数より高い為、イオンの運動は中性大気の運動に大きく影響を受ける。背景風また電場以外のその他の力がない場合、衝突周波数とジャイロ周波数がおおよそ等しい高度では、イオンは電場から見て半時計周りに 45° の方向に運動する。その高度よりも低い高度になると中性大気粒子との衝突が卓越し、電場とイオンの運動方向のなす角度は小さくなる。E 領域よりも低い高度では、イオンと中性大気粒子の運動方向はほぼ同じである。しかし一方で、電子-中性大気衝突周波数は電子ジャイロ角周波数より低い為、中性大気との衝突の効果は極めて小さく、電子は電場ドリフトによる運動を行っている。電離圏のイオンと電子の運動方程式は

$$m_j n_j \frac{d\mathbf{V}_j}{dt} = -\nabla p + m_j n_j \mathbf{g} + q_j n_j (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) - m_j n_j \nu_{jn} (\mathbf{V}_j - \mathbf{u}_n) \quad (1.4)$$

と表される。下つきの添字 j は粒子の種類を表している。 m_j は粒子の質量、 n_j はプラズマ粒子の数密度、 \mathbf{V}_j はプラズマ粒子の速度、 p は圧力、 \mathbf{g} は重力加速度、 q_j は粒子の電荷、 \mathbf{E} は電場、 \mathbf{B} は磁束密度、 ν_{jn} はプラズマ粒子からみた中性大気粒子との衝突周波数、 \mathbf{u}_n は中性風の速度である。右辺各項は左から圧力勾配、重力、ローレンツ力、衝突項である。E 領域のイオンと電子は、中性大気粒子との衝突により受ける力 (中性ドラッグ) と電磁気力によってほぼ支配されているので、圧力項、重力項は無視できる。また、左辺の加速項の応答時間 ξ とローレンツ力項と衝突項の反応時間 Ω_j^{-1} 、 ν_{jn}^{-1} の大小関係が、 $\xi \gg \Omega_j^{-1}$ 、 ν_{jn}^{-1} を満たす場合は、左辺の加速項を無視することができる。 Ω_j はジャイロ角周波数 ($q_j B / m_j$)、 ν_{jn} は衝突周波数である。このことから (1.4) 式は書き直すことができ、

$$\mathbf{V}_j = \mathbf{u}_n + \frac{q_j}{m_j \nu_{jn}} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) \quad (1.5)$$

で表される。ここで、中性風とともに移動する基準座標系で測った電場とイオンの速度を利用する。

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{u}_n \times \mathbf{B} \quad (1.6)$$

$$\mathbf{V}'_j = \mathbf{V}_j - \mathbf{u}_n \quad (1.7)$$

(1.6) 式と (1.7) 式から (1.5) 式は、

$$\mathbf{V}'_j = \frac{q_j}{m_j \nu_{jn}} \mathbf{E}' + \frac{q_j}{m_j \nu_{jn}} \mathbf{V}'_j \times \mathbf{B} \quad (1.8)$$

となる。いま、 $|\mathbf{E}'|$ が $|\mathbf{u}_n \times \mathbf{B}|$ より十分大きく、中性風の効果を無視できると仮定すると、イオンまた電子の速度は

$$\mathbf{V}_j = \frac{k_j}{B} \mathbf{E} + \frac{k_j}{B} \mathbf{V}_j \times \mathbf{B} \quad (1.9)$$

ここで、 $k_j = \Omega_j / \nu_{jn}$ である。(1.9) 式を \mathbf{V}_j について解くために、(1.9) 式から $\mathbf{V}_j \times \mathbf{B}$ をつくり、次式を得る。

$$\mathbf{V}_j \times \mathbf{B} = \frac{k_j}{B} \mathbf{E} \times \mathbf{B} + \frac{k_j}{B} (\mathbf{V}_j \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} - k_j B \mathbf{V}_j \quad (1.10)$$

また、(1.9) 式から次のことが分かる。

$$\mathbf{V}_j \cdot \mathbf{B} = \frac{k_j}{B} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \quad (1.11)$$

ゆえに、(1.10) 式、(1.11) 式から (1.9) 式は

$$\mathbf{V}_j = \frac{1}{1 + k_j^2} \left[\frac{k_j}{B} \mathbf{E} + \left(\frac{k_j}{B} \right)^2 \mathbf{E} \times \mathbf{B} + \left(\frac{k_j}{B} \right)^3 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \right] \quad (1.12)$$

となる。前述で述べたように E 領域のイオンと電子は運動する方向が異なる為、速度差が生じ他の領域に比べて大きな電流が流れる。流れる電流の密度は、

$$\mathbf{j} = n_j e (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) \quad (1.13)$$

n_j はプラズマ粒子の数密度、 e は電荷素量である。イオンと電子の速度を表す (1.12) 式を (1.13) 式に代入することにより、電離圏を流れる電流密度 \mathbf{j} が得られる。電流密度は磁力線方向と磁力線に対して垂直方向のベクトル和で表される。

$$\mathbf{j} = n_j e \left\{ \left(\frac{k_e}{1 + k_e^2} + \frac{k_i}{1 + k_i^2} \right) \frac{\mathbf{E}_\perp}{B} - \left(\frac{k_e^2}{1 + k_e^2} - \frac{k_i^2}{1 + k_i^2} \right) \frac{\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B}}{B^2} + (k_e + k_i) \frac{\mathbf{E}_{//}}{B} \right\} \quad (1.14)$$

$$\mathbf{j} = \sigma_P \mathbf{E}_\perp - \sigma_H \frac{\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B}}{B} + \sigma_{//} \mathbf{E}_{//} \quad (1.15)$$

ここで、 \mathbf{E}_\perp は磁力線に対して垂直方向の電場、 $\mathbf{E}_{//}$ は磁力線に平行の電場である。 σ_P はペダーセン (Pedersen) 電気伝導度、 σ_H はホール (Hall) 電気伝導度、 $\sigma_{//}$ は磁力線方向の電気伝導度である。

$$\sigma_P = \frac{n_j e}{B} \left(\frac{k_e}{1 + k_e^2} + \frac{k_i}{1 + k_i^2} \right) \quad (1.16)$$

$$\sigma_H = \frac{n_j e}{B} \left(\frac{k_e}{1 + k_e^2} - \frac{k_i}{1 + k_i^2} \right) \quad (1.17)$$

$$\sigma_{//} = \frac{n_j e}{B} (k_e + k_i) \quad (1.18)$$

電気伝導度の高度分布の例を図 1.6 に示す。(式 1.15) の右辺第一項がペダーセン電流、第二項がホール電流、第三項が沿磁力線電流である。ペダーセン電流は電場方向のイオンと電子の速度差によって流れ、主なキャリアはイオンである。ホール電流は電場ドリフト方向のイオンと電子の速度差によって流れ、主なキャリアは電子である。この例ではオーロラ活動が比較的低い時と高い時ともに σ_P は高度 120 km 付近に最大値をもつ。一方 σ_H は低活動時に高度 115 km、活動時に高度 110 km 付近に最大値をもつ。

E 領域は電磁エネルギーの散逸であるジュール加熱によるエネルギー供給が最も高くなる領域である。ジュール加熱は電流のキャリアを担うイオンが中性大気粒子と衝突することによって加熱される現象である。イオンとの衝突による中性大気粒子へのエネルギー輸送率は、

$$\dot{Q}_n = \frac{\rho_n \nu_{ni}}{m_n + m_i} \left[3k_B(T_i - T_n) + m_i(\mathbf{V}_i - \mathbf{u}_n)^2 \right] \quad (1.19)$$

となる。逆に中性大気粒子との衝突によるイオンへのエネルギー輸送率は、

$$\dot{Q}_i = \frac{\rho_i \nu_{in}}{m_n + m_i} \left[3k_B(T_n - T_i) + m_n(\mathbf{V}_i - \mathbf{u}_n)^2 \right] \quad (1.20)$$

である。 ρ_n と ρ_i は中性大気粒子とイオンの単位体積当たりの質量密度である。 m_n は中性大気の質量と m_i はイオンの質量である。 k_B はボルツマン定数、 T_i と T_n はイオン温度と中性大気の温度、 \mathbf{V}_i と \mathbf{u}_n はイオン速度と中性大気速度である。今、 $T_i = T_n$ と仮定する。この仮定では、エネルギー流入によるイオン温度の増加時に、衝突過程を介してイオンと中性大気粒子の温度は等しくなったものの、依然両速度には相対速度がまだ残っている状態を考えている。熱運動が粒子のランダム運動であるのに対し、相対速度が 0 [m/s] になるためには、バルク運動の方向がイオンと中性大気粒子で揃う必要があることを考えると、 $T_i = T_n$ かつ $\mathbf{V}_i \neq \mathbf{u}_n$ となる状況はありえる。この仮定の下では (1.20) 式は (1.21) 式となる。

$$\dot{Q}_i = \frac{\rho_i \nu_{in}}{m_n + m_i} m_n (\mathbf{V}_i - \mathbf{u}_n)^2 \quad (1.21)$$

$\rho_i = m_i n_i$ の式 (n_i はイオンの数密度) と中性風とともに動く座標系で観測されるイオン速度 (1.7) 式を利用すると、(1.21) 式は再度書き直される。

$$\dot{Q}_i = \frac{m_n m_i}{m_n + m_i} \nu_{in} n_i (\mathbf{V}'_i)^2 \quad (1.22)$$

\dot{Q}_i を (1.22) 式とは異なる表現で記述するために、圧力勾配の項と重力項を無視したイオンの運動方程式を用いる。

$$m_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = q_i (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - m_i \nu_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{u}_n) \quad (1.23)$$

となる。(1.23) 式の右辺に (1.6) 式と (1.7) 式を用いると

$$m_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = q_i(\mathbf{E}' + \mathbf{V}_i' \times \mathbf{B}) - m_i \nu_{in} \mathbf{V}_i' \quad (1.24)$$

となる。イオン速度が中性粒子速度よりも激しく変動している電離圏では

$$\frac{d\mathbf{V}_i}{dt} \approx \frac{d\mathbf{V}_i'}{dt} \quad (1.25)$$

となる。(1.25) 式を用いて (1.24) 式を再構成すると、

$$\Omega_i \frac{\mathbf{V}_i' \times \mathbf{B}}{B} - \nu_{in} \mathbf{V}_i' = \frac{d\mathbf{V}_i'}{dt} - \Omega_i \frac{\mathbf{E}'}{B} \quad (1.26)$$

となる。ここで、イオンのジャイロ周波数 $\Omega_i = q_i B / m_i$ を導入した。(1.26) 式を二乗し $\mathbf{V}_i' \cdot (\mathbf{V}_i' \times \mathbf{B}) = 0$ であるとすれば、(1.26) 式は

$$(\Omega_i^2 + \nu_{in}^2)(\mathbf{V}_i')^2 = \left(\frac{d\mathbf{V}_i'}{dt} - \Omega_i \frac{\mathbf{E}'}{B} \right)^2 \quad (1.27)$$

したがって、相対速度の 2 乗の $(\mathbf{V}_i')^2$ は

$$(\mathbf{V}_i')^2 = \frac{\Omega_i^2}{\Omega_i^2 + \nu_{in}^2} \left(\frac{1}{\Omega_i} \frac{d\mathbf{V}_i'}{dt} - \frac{\mathbf{E}'}{B} \right)^2 \quad (1.28)$$

(1.28) 式を用いると (1.22) 式は次式のように書き直される。

$$\dot{Q}_i = \frac{m_n m_i}{m_n + m_i} \nu_{in} n_i \frac{\Omega_i^2}{\Omega_i^2 + \nu_{in}^2} \left(\frac{1}{\Omega_i} \frac{d\mathbf{V}_i'}{dt} - \frac{\mathbf{E}'}{B} \right)^2 \quad (1.29)$$

電離圏電流の主要な部分が流れている E 領域では、電子と中性大気との衝突を無視できる。したがって、(1.16) 式のペダーセン電気伝導度は近似的に次式のように書き直すことができる。

$$\sigma_P \sim \frac{n_i e}{B} \frac{k_i}{1 + k_i^2} = \frac{n_i e}{B} \frac{\Omega_i \nu_{in}}{\Omega_i^2 + \nu_{in}^2} \quad (1.30)$$

(1.30) 式を (1.29) 式に代入すると、

$$\dot{Q}_i = \frac{m_n m_i}{m_n + m_i} \sigma_P B^2 \left(\frac{1}{\Omega_i} \frac{d\mathbf{V}_i'}{dt} - \frac{\mathbf{E}'}{B} \right)^2 \quad (1.31)$$

$$= \frac{m_n m_i}{m_n + m_i} \left\{ \sigma_P (\mathbf{E}')^2 + \sigma_P B^2 \left(\frac{1}{\Omega_i} \frac{d\mathbf{V}_i'}{dt} \right)^2 - \frac{2\sigma_P B}{\Omega_i} \frac{d\mathbf{V}_i'}{dt} \mathbf{E}' \right\} \quad (1.32)$$

となる。 \dot{Q}_n と \dot{Q}_i の関係は、 $T_i = T_n$ と $\nu_{in} = \nu_{ni}$ を仮定したとき

$$\dot{Q}_n = \frac{n_n}{n_i} \dot{Q}_i \quad (1.33)$$

である。よって、(1.32) 式はイオンとの衝突による中性大気粒子へのエネルギー輸送率に書き直される。

$$\dot{Q}_n = \frac{m_n m_i}{m_n + m_i} \frac{n_n}{n_i} \left\{ \sigma_P (\mathbf{E}')^2 + \sigma_P B^2 \left(\frac{1}{\Omega_i} \frac{d\mathbf{V}'_i}{dt} \right)^2 - \frac{2\sigma_P B}{\Omega_i} \frac{d\mathbf{V}'_i}{dt} \mathbf{E}' \right\} \quad (1.34)$$

このエネルギー輸送率は3つの部分から成り立っている。1つ目の項はジュール加熱率、2つ目の項は電場の振動に関係している。また、3つ目の項はエネルギーが流入することによって変動した中性大気粒子がイオンに仕事をするためのエネルギーである。定常状態(即ち $d\mathbf{V}'_i/dt = 0$)を仮定すると熱輸送率は(1.35)式のように表され、ジュール加熱の式のみとなる。(1.21) 式は摩擦加熱の概念を表す式であり、(1.21) 式から導出された(1.35) 式は抵抗のある媒質内(いまの場合は中性大気)を電流が流れることによって起こるジュール加熱の式である。この両式はイオンと中性大気粒子の粒の衝突という微視的観点からは同じ現象を記述している。

$$Q_J = \sigma_P \mathbf{E}'_{\perp}^2 \quad (1.35)$$

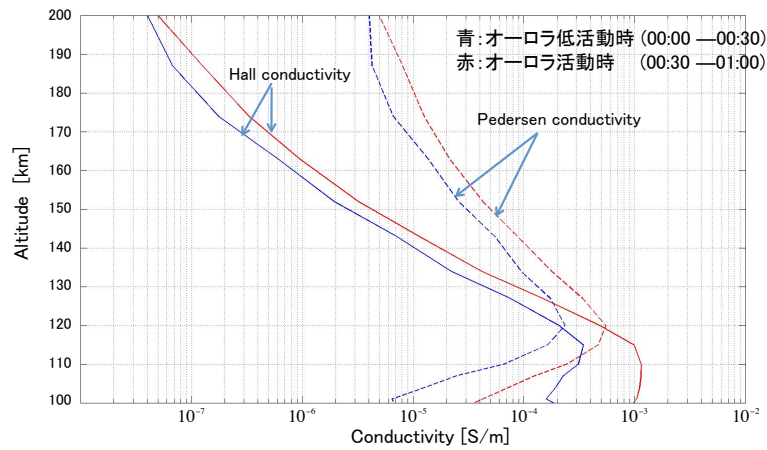


図 1.6: ノルウェー・トロムソにおける 2009 年 1 月 26 日 00:00~01:00 (UT) のペダーセン電気伝導度とホール電気伝導度の高度プロファイル。青線が 00:00~00:30 UT、赤線が 00:30~01:00UT の 30 分平均値を示す。両時間帯ともにオーロラが発生していたが、前者より後者がより活発であった。

1.2.2 オーロラ粒子によるエネルギー供給

オーロラを発生させる磁気圏から流入する高いエネルギーを持った電子は、中性大気粒子と衝突して中性大気粒子を励起、あるいは電離させる。電離過程によって生じたイオンは周辺の電子と再結合して中性状態に戻る。その際放出される熱エネルギーを降下粒子エネルギー (Q_p) と呼び、(1.36) 式のように表される [Vickrey et al., 1982]。

$$Q_p (\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}) = 5.6 \times 10^{-6} \int_{90\text{km}}^{160\text{km}} \alpha_{eff}(z) n_e^2(z) dz \quad (1.36)$$

単位は cgs 単位系で表記されている。 n_e は電子密度、 z は高度 (km) を表している。 α_{eff} は有効再結合係数で、次式で定義されている。

$$\alpha_{eff} = 2.5 \times 10^{-6} \exp(-z/51.2) \quad (1.37)$$

再結合係数の高度プロファイルを図 1.7 に示す。酸素分子イオン (O_2^+) と一酸化窒素イオン (NO^+) の再結合係数の高度プロファイルは、実験室の測定と大気モデルを用いた結果である。その他の結果は、チャタニカ IS レーダー、ロケットや衛星による観測から得られた結果である。本研究では、[Vickrey et al., 1982] の結果を採用した。

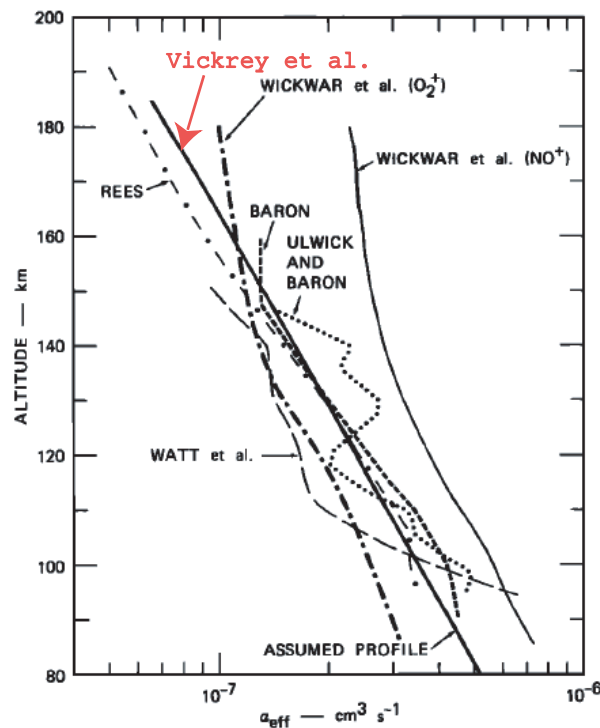


図 1.7: 再結合係数の高度プロファイル [Vickrey et al., 1982]。

(1.36) 式の導出には次の 4 つの条件を仮定する。(1) 用いるデータの積分時間の間は電離圏が定常状態であること、(2) イオンの拡散が無視できる高度 160 km 以下を対象とすること、(3) 降下粒子がイオン生成の唯一のソースであること、(4) 電離エネルギーは 35 eV である。これらの仮定に従い、本研究では対象高度範囲を 90 km から 160 km とした。次の節では、イオンが中性大気粒子に運動量輸送を行うことで風速の変動を起こす過程を説明する。

1.2.3 イオン-中性大気粒子の運動量輸送

極域の電離圏にはプラズマ対流を作る電場が磁気圏から投影される。それに加えて、電子をキャリアとする沿磁力線電流が電離圏へと流れ込む。キルヒホッフの法則 (電流生成・

消滅がない場合、単位体積・単位時間あたりに流入する電流量と流出する電流量は同じである)より、電流系を閉じるために磁力線に対して垂直な電場が増大し、ペダーセン電流が流れる。同時にプラズマは $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 力によって加速される。しかしイオンは中性大気粒子と衝突し減速される一方、中性大気粒子に運動量を輸送する。この運動量により中性大気粒子が加速/減速され風速は変動する。この過程はイオンドラッグと呼ばれる。イオンドラッグの式を導く為に、中性大気粒子とイオンの運動方程式を考える。中性大気粒子の運動方程式は、

$$\rho \frac{d\mathbf{u}_n}{dt} = -\nabla p + \rho_n \mathbf{g} + \eta \nabla^2 \mathbf{u}_n - 2\rho (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_n) + m_n n_n \nu_{nj} (\mathbf{u}_n - \mathbf{V}_j) \quad (1.38)$$

η は粘性係数、 $\boldsymbol{\Omega}$ は地球の自転の速度、 ν_{nj} は中性大気粒子からみた衝突周波数である。右辺の左から圧力勾配力、重力、粘性力、コリオリ力、イオンドラッグを示す。イオンの運動方程式は (1.4) 式に記述してある。電離圏 E 領域において (1.4) 式は、

$$\begin{aligned} q_j n_j (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) &= m_j n_j \nu_{jn} (\mathbf{V}_j - \mathbf{u}_n) \\ q_j n_j \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} &= m_j n_j \nu_{jn} (\mathbf{V}_j - \mathbf{u}_n) \end{aligned} \quad (1.39)$$

と書き直すことができる。 $q_j n_j \mathbf{E} \ll \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ の場合、(1.39) 式は

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = m_j n_j \nu_{jn} (\mathbf{V}_j - \mathbf{u}_n) \quad (1.40)$$

となる。(1.38) 式の右辺の第五項と (1.40) 式の右辺は作用・反作用の関係であり、中性大気粒子の運動方程式 (1.38) 式は

$$\rho \frac{d\mathbf{u}_n}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \eta \nabla^2 \mathbf{u}_n - 2\rho_n (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_n) + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.41)$$

となる。(1.41) 式の右辺の第五項がイオンドラッグの項である。

1.3 研究目的

これまでの先行研究の [Oyama *et al.*, 2008; Kurihara *et al.*, 2009; Tsuda *et al.*, 2009] において、極域下部熱圏の風速の変動について定量的評価が行われていた。しかし、風速推定における空間的・時間的一様性の仮定が、オーロラの実際の空間構造や時間発展と比較して整合性が取れていない可能性があった。また、磁気圏からのエネルギー注入領域とその水平分布、および風速測定ポイントとの相対距離の推定が十分に検証されていなかった。本研究では高い時間分解能を持つ熱圏・電離圏・オーロラ情報を複数の装置で捉えることに成功した DELTA-2 キャンペーン時のデータを使用して定量的な評価を行うことにする。さらにこれらデータの複合解析によって、課題である電磁エネルギーの注入領域と熱圏観測領域との相対距離について検証した。Dynamics and Energetics of the Lower Thermosphere in Aurora -2 (DELTA-2) キャンペーンは、2009年1月14日から2009年1月28日にノルウェー北部で実施された、ロケット・地上観測装置が参加した電離圏・熱

圏総合観測キャンペーンである。特にオーロラ現象に伴う下部熱圏大気の変動を定量的に理解することを目指している。図 1.8 はキャンペーンに参加した観測装置とそれらの配置の模式図を示す。トロムソの西側 126 km の位置にあるアンドーヤロケット射場から発射されたロケットは自発発光する TMA(trimethylaluminium) をパッチ状にまくことにより、高度 100~150 km の風速を観測した。TMA の写真を図 1.9 に示す。パッチ状 TMA は拡散して連結し、時間とともにトレイル状になる。その時の写真を図 1.10 に示す。風速を観測する FPI はキルナとトロムソに設置されていた。本研究ではキルナの FPI データは解析しないが、トロムソの FPI は先行研究と比べて狭い空間領域を観測するモードで運用されていた。このことにより、オーロラアーク近傍やオーロラの発光領域内の水平風・鉛直風を同時に直接観測することを可能とした。また、トロムソに設置してあるフォトメーター、多波長全天イメージャーも稼働しており、多波長全天イメージャーにより、高い時間分解能をもってオーロラと EISCAT・FPI の観測地点の相対距離の関係を把握することができた。この DELTA-2 キャンペーン時のデータを利用して、オーロラの時間・空間変動、オーロラの発光領域・またその付近の下部熱圏大気の変動・電離圏物理量を総合的に解析することで、オーロラ発生時に下部熱圏風速の変動を引き起こる物理過程を定量的に評価することを本研究の目的とする。

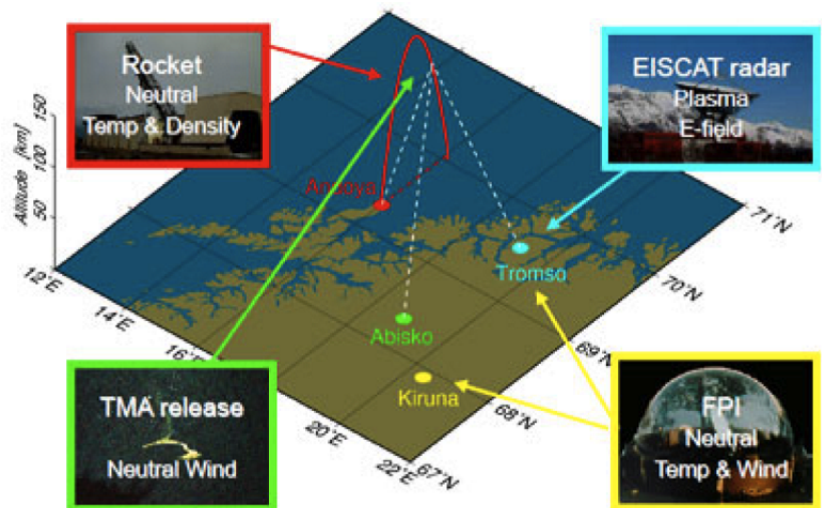


図 1.8: DELTA-2 キャンペーンの概要。

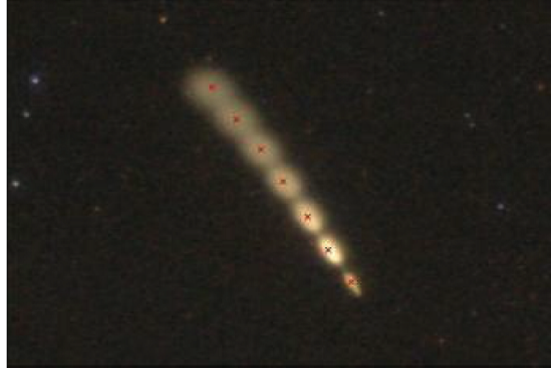


図 1.9: パッチ状の TMA。赤点は各パッチの輝度中心である。

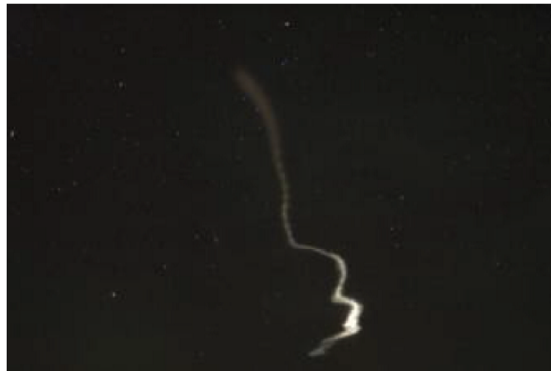


図 1.10: トレイル状の TMA。パッチ状の TMA が連結したことにより、トレイル状となる。

第2章 観測機器

2.1 EISCAT UHF レーダー

EISCAT(European Incoherent SCATter) レーダーは、フィンランド、ドイツ、スウェーデン、イギリス、ノルウェー、中国、日本及び准加盟国のウクライナ、ロシアで運営するEISCAT協会によって運用されている非干渉散乱(IS)レーダーシステムである。EISCATレーダーシステムはUHF(Ultra High Frequency)レーダー、VHF(Very High Frequency)レーダー、ESR(Eiscat Svalbard Rader)の3つのシステムによって構成されている。

2.1.1 IS レーダーによる物理量の導出

ISレーダーは電離圏の電子からのトムソン散乱を利用している。EISCATのUHFレーダーで用いる電波の波長は、約0.32 m(送信周波数930 MHz)である。ここで電離圏の電子密度を $n_e \cong 10^{11} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度を $T_e \cong 1000\text{K}$ とするとデバイ長は

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \sim 6.87 \times 10^{-3} \text{ m} \quad (2.1)$$

となる。 ϵ_0 は真空の誘電率、 k_B はボルツマン定数、 e は電荷素量である。ISレーダーでは電子のデバイ長より長い波長で観測していることがわかる。この電波の波長スケールで観測した場合、非干渉散乱波を生じる電子はイオンに束縛された運動をしているため、ISレーダーではイオンの速度や温度を測定することになる。この散乱波は、送信波長の λ_0 の半波長の電子密度ゆらぎと干渉し、後方散乱強度が増幅される。受信する散乱スペクトル線は、イオン音波の位相速度(2.2)式

$$V_+ = \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)} \quad (2.2)$$

から $\pm 2V/\lambda_0$ だけずれたところで受信される。

$$f = \pm \frac{2}{\lambda_0} \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)} \quad (2.3)$$

ISレーダーが受信する散乱波のパワースペクトルの模式図を図2.1に示す。図のようにイオンの熱運動によってスペクトルの幅が広がり、イオンのバルク運動によって中心周波数がシフトする。この受信した散乱波のパワースペクトルから、電離圏物理量である電子密

度、電子温度、イオン温度、レーダー視線方向のイオン速度を導出することができる。(1) 電子密度は、スペクトルの面積とシステム係数の積から導出する。(2) 電子温度は、イオンラインのピーク間の深さから導出する。(3) イオン温度は、熱的運動によって広がるイオンラインの幅から導出する。(4) イオン速度は、パワースペクトルの中心 (F 領域の場合には凹部) の周波数と送信周波数のずれから、視線方向のイオン速度を導出することができる。さらに、中性大気モデル、地球磁場モデルなどを組み合わせて、電離圏電場、中性風速度、電流、電気伝導度などを間接的に求めることが可能である。

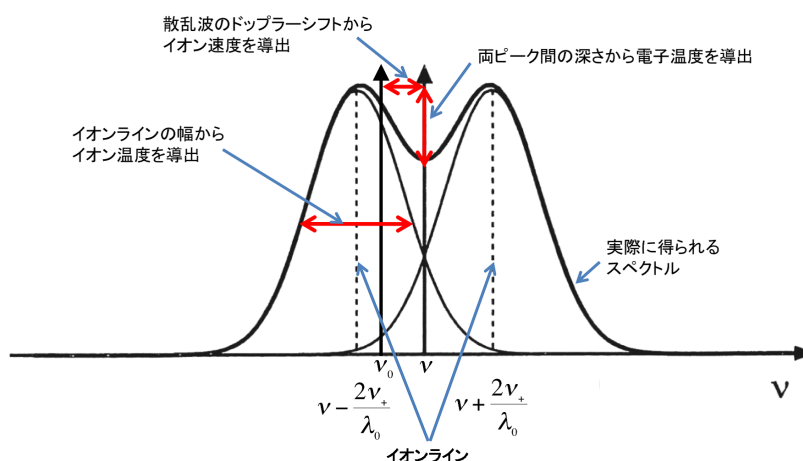


図 2.1: 実際に受信するスペクトルの模式図 [Introduction to incoherent scatter measurements より]。 ν_0 は IS レーダーの送信周波数、 ν はイオン全体のバルク運動によって起こる ν_0 からのドップラーシフト。

このようにして電離圏物理量を求めるのだが、観測データの高度分解能、時間分解能は送信される電波のパルス長やコーディングに依存する。具体的には、パルス長を短くすればするほど空間分解能は上がるが、散乱波が弱くなるため、データの SNR (Signal to Noise Ratio : 信号に対するノイズ (雑音) の量を $dB = 10 \cdot \log_{10} x$ で表した値) は小さくなる。それに対して、パルス長を長くすると SNR は大きくなりデータの信頼性は上がるが、空間分解能は低くなる。SNR と分解能を両立させるためには、送信電波の位相を変調する必要がある。この送信電波を変調する規則を「パルスコード」と呼ぶ。次の節では「パルスコード」についての説明を行う。

2.1.2 パルスコード

IS レーダーは観測データの空間分解能を上げるため、パルスコードに従い変調した電波を送信している。このパルスコードには複数あり、EISCAT レーダーはオルタネーティングコードと呼ばれる複数ビットのパルスコードのパターンを採用している。以下では、beata と呼ばれる観測モードのときのオルタネーティングコードを説明する。beata は本研究で解析した EISCAT レーダーデータを取得した際に採用されたパルスコードである。EISCAT レーダーが送信する beata のパルス長は $640\mu s$ であり、32 ビットの位相の組み合わせを

持つ。1ビット当たりの時間長をボード長と呼ぶが、beataのボード長は $20\ \mu\text{s}$ ($640 \div 32$)である。位相は 0° または 180° であり、これをバイナリーコーディングと呼ぶ。以下、位相 0° を1とし、 180° を-1と表すことにする。受信信号の散乱高度を特定するためにレーダーは一定の間隔を置いてパルスを送信する。時間間隔は $5580\ \mu\text{s}$ であり、この間隔をIPP(interpulse period)と呼ぶ。

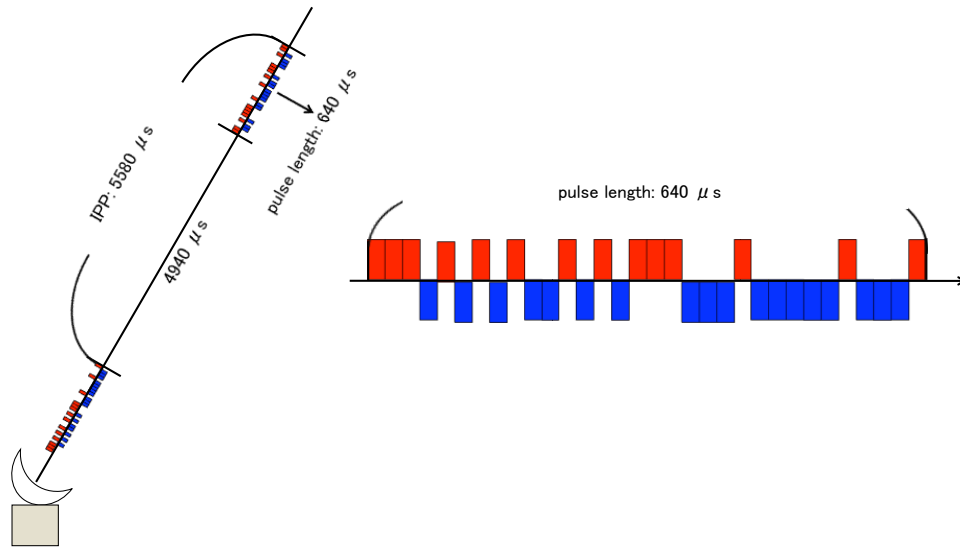


図 2.2: IS レーダーはパルスコードに従い、電離圏に電波を送信する。赤色が位相 0° 、青色が位相 180° を表している。

オルタネーティングコードでは、位相の組み合わせがそれぞれ異なる64個のパルスを1組としている。beata時に使用される64個のパルスを図2.3に示している。赤色が位相の1、青色が位相の-1を表している。

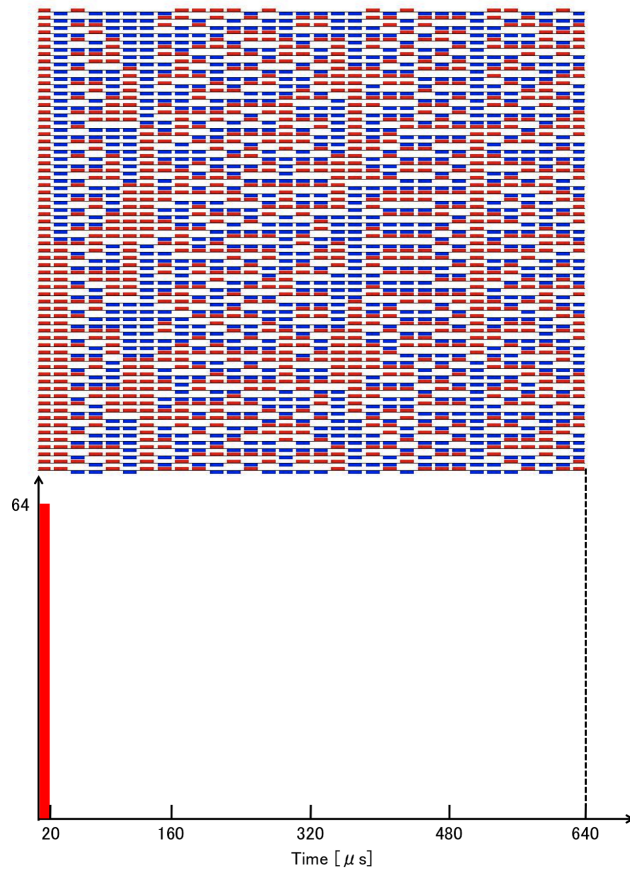


図 2.3: $640\mu\text{s}$ の長さをもった 64 組のパルス。ビット列ごとに足し合わせると、1 ビット目のみが 64 となり、その他のビット列はすべて 0 となる。

電離圏で後方散乱した 64 組のパルスを同じビット列で足し合わせると、最初の 1 ビットのみが 64 となり、その他のビット列では異なる位相同士が相殺し合い 0 となる。このような操作により、 $20\mu\text{s}$ に相当するレンジ分解能 (3.0 km) で電離圏の情報を得ることができる。このことから、コーディングを利用する方が位相変調をしない方法よりも高度分解能に優れているコーディングといえる。

DELTA-2 キャンペーン時の EISCAT レーダーの観測モードを表 2.1 にまとめる。

表 2.1: EISCAT の DELTA-2 キャンペーン時の観測モード

観測物理量	電子密度、電子温度、イオン温度、イオン速度
観測方向 (方位角、仰角)	(180, 90), (193.5, 64.0), (226.7, 61.6), (185.8, 77.4)
積分時間	1 分, 1 分, 55 秒, 50 秒
観測サイクル時間	6 分

2.2 ファブリペロー干渉計

本研究で用いるファブリペロー干渉計 (FPI: Fabry-Perot Interferometer) は 2009 年 1 月から EISCAT レーダーと同じくノルウェー・トロムソ (69.6° N, 19.2° E) に設置されている。この観測機器の特徴は、大気光またはオーロラ光を分光することにより、発光体 (主に中性大気粒子) の風速を直接観測できることである。下記に FPI の観測装置の詳細を記述する。

2.2.1 FPI の観測装置

図 2.4 は FPI の全体図である。スカイスキャナーは、FPI の方位角また天頂角を調整する装置である。フィルターホイールは、円形の板に特定の波長の光を通す光学フィルターが装着されている。円形の板が回転することで観測サイクルに従って光学フィルターの切り替えを行っている。エタロンは入射平行光を多重反射させ光路差が波長の整数倍となった光だけを透過させる装置である。冷却 CCD は、エタロンを通過した光を 2 次元画像として取得する装置である。図 2.5 は、FPI を制御する装置群である。図中にふられている番号の装置の役割は以下の通りである。

- ①はフィルターホイールの制御装置である。
- ②はキャリブレーション用のレーザーのシャッターを ON, OFF する装置である。
- ③はレーザーの ON, OFF かつレーザーの周波数を一定に保つ装置である。
- ④はスカイスキャナーの制御装置である。
- ⑤はキャリブレーション用のレーザーを生成する装置である。
- ⑥はエタロンの間隔を制御する装置である。
- ⑦は CCD を冷却するペルチエ素子を制御する装置である。FPI はペルチエ素子の他に水を循環させることによる水冷も行っている。このペルチエ素子と水冷で、-80° C の温度を保っている。

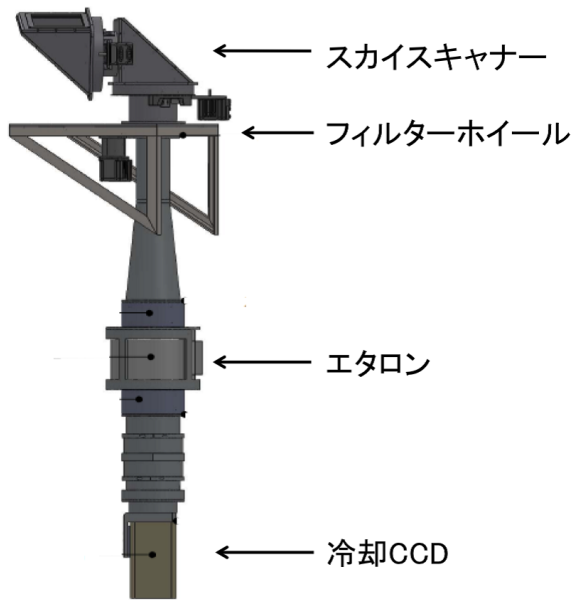


図 2.4: FPI の全体図

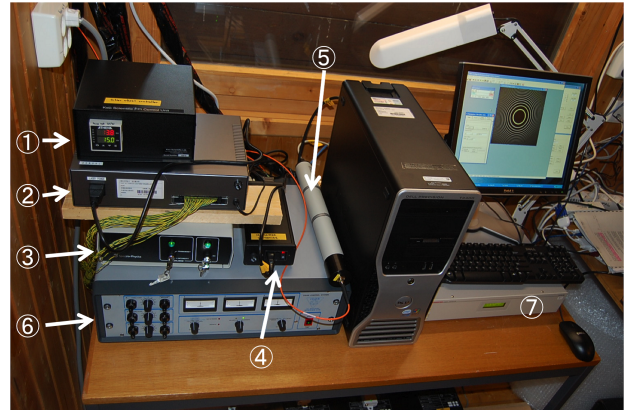


図 2.5: FPI の制御装置

2.2.2 ファブリペロー干渉計の原理

FPIは大気光やオーロラの輝線のドップラーシフトから風速を導出する装置である。この節ではFPIがどのような原理で光の分光を行い、風速を導出するかを説明する。図2.6のように、2枚の平行板の間に設置してあるエタロンの間隔を d として、エタロンに光が入射してきたとする。図2.6では $n' > n$ としている。この時の光路差 $n(AB+BC+CD) - n'AE$ はスネルの法則から CD の光路長と AE の光路長が等しくなるため ($nCD = n'AE$)

$$AB + BC = 2nd \cos \theta_n \quad (2.4)$$

で与えられる。波長 λ の光の場合、隣合う2本の入射光の位相差 Φ は

$$\Phi = \left(2\pi/\lambda\right)2nd \cos \theta_n = 4\pi nd \cos \theta_n/\lambda \quad (2.5)$$

となる。このエタロンに振幅1の光が入射したとする。エタロン板の振幅透過率を t_a 、振幅反射率を $r_a e^{i\chi}$ とすると、干渉計からでる光の振幅 τ_a は

$$\tau_a = t_a^2 + t_a^2 (r_a e^{i\chi})^2 e^{i\Phi} + t_a^2 (r_a e^{i\chi})^4 e^{2i\Phi} + \dots \quad (2.6)$$

$$= t_a^2 / (1 - r_a^2 e^{i(\Phi+2\chi)}) \quad (2.7)$$

となる。ただし、反射の際の位相変化を χ とする。ここで振幅を強度に置きかえる為に $t_a^2 = T$ 、 $r_a^2 = R$ とおく。よって、 T はエタロン板の透過強度、 R は反射強度となる。 $\delta = \Phi + 2\chi$ とすると

$$\tau_a = T / (1 - R e^{i\delta}) \quad (2.8)$$

となる。エタロン全体の透過強度 T_{FP} は、振幅透過率の2乗、つまり $T_{FP} = \tau_a \tau_a^* = |\tau|^2$ で表されるので

$$T_{FP} = T^2 / (1 + R^2 - 2R \cos \delta) \quad (2.9)$$

となる (* は共役を表わす)。各反射光の位相がそろったとき、つまり $\delta = 2m\pi$ (但し $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) の時に透過強度は最大 ($T_{FP} = 1$) になる。また、 $\delta = (2m + 1)\pi$ の時最小になる。光源の面積が十分に大きければ透過率最大で焦点面上で明るくなる部分は図 2.7 のようにリング状になる。このリングをフリンジと呼ぶ。

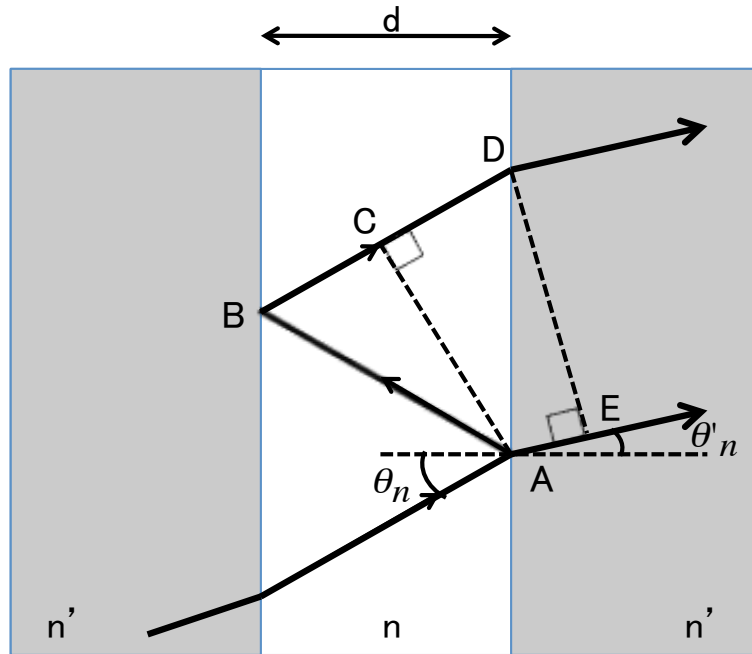


図 2.6: ファブリペロー干渉計の原理。図において $AC \perp BC$ 、 $DE \perp AE$ である。AE と法線のなす角度 (屈折率) を θ'_n とすると、スネルの法則より、 $\sin \theta_n / \sin \theta'_n = n' / n$ となる。一方、 $CD = AD \sin \theta_n$ 、 $AE = AD \sin \theta'_n$ より $CD / AE = \sin \theta_n / \sin \theta'_n = n' / n$ したがって、 $nCD = n'AE$ となる。

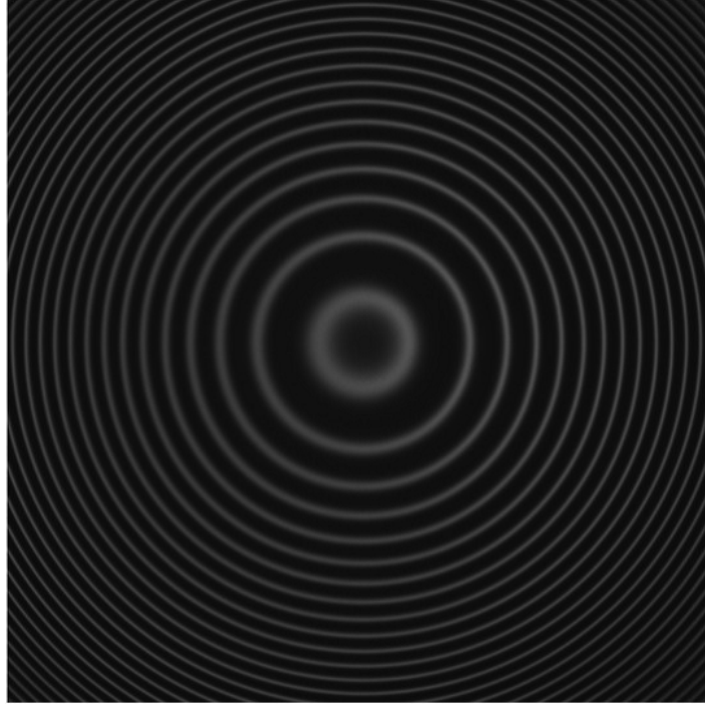


図 2.7: フィルター (557.7 nm) を装着して得たフリンジの例。

フリンジの強度断面は (2.9) 式で与えられ、エアリ関数と呼ばれる関数に従う。

$$\begin{aligned}
 T_{FP} &= \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R\left(1 - 2\sin^2 \frac{\delta}{2}\right)} \\
 &= \frac{T^2}{\left(1 - R^2\right) + 4R\sin^2 \frac{\delta}{2}} \\
 &= \frac{T^2}{\left(1 - R\right)^2} \left\{1 + F\sin^2 \frac{\delta}{2}\right\}^{-1} \\
 &= \frac{T^2}{\left(1 - R\right)^2} A(\delta)
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

$F = 4R/(1 - R^2)$ であり、エアリ関数は $A(\delta) = \{1 + F\sin^2 \frac{\delta}{2}\}^{-1}$ である。エアリ関数は、透過率 T を低くして反射率 R を高くするとシャープなスペクトルになり風速導出には有利に働く一方、エタロンを通過する光強度が弱くなりフリンジのカウント値が小さくなる。また逆に、透過率 T を高くして反射率 R を低くするとエタロンを通過する光強度は強くなるが、スペクトル幅が大きくなる。トロムソに設置してある FPI の反射率は、これらトレードオフを考慮して 0.85 にしている。反射率の値を変えてエアリ関数をプロットしたものを図 2.8 に示す。

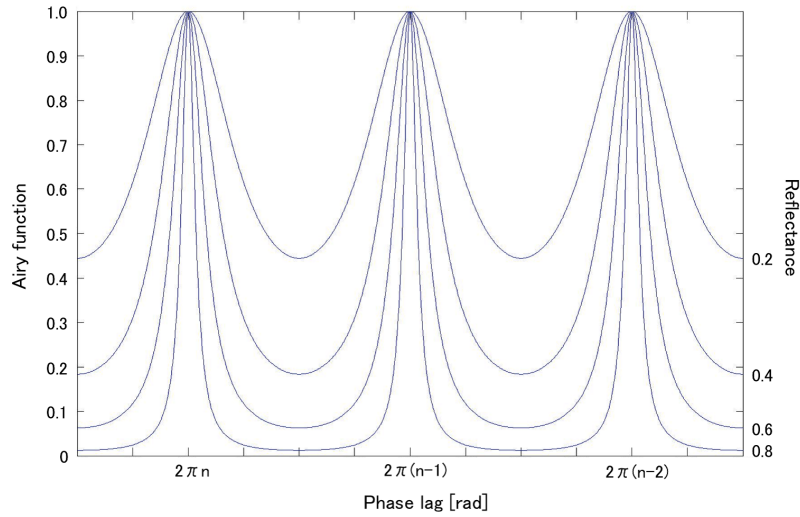


図 2.8: エアリ関数

CCD カメラなどに 2 次元的に写映された位相差は、(2.5) 式をテーラー展開すると

$$\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda} \left(1 - \frac{\theta_n^2}{2!} + \frac{\theta_n^4}{4!} - \dots \right) \quad (2.11)$$

$\theta_n \ll 1$ のとき、 $\theta_n \simeq \tan \theta_n = r_l / f_l$ と表される。ここで、 r_l はフリンジの中心からの距離、 f_l はフォーカスレンズの焦点距離である。この関係を用いると位相差は

$$\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda} \left(1 - \frac{r_l^2}{2f_l^2} + \frac{r_l^4}{24f_l^4} - \dots \right) \quad (2.12)$$

となる。ここで、 $r_l \ll f_l$ であるので第三項以降は無視する。

$$\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda} \left(1 - \frac{r_l^2}{2f_l^2} \right) \quad (2.13)$$

(2.13) 式の位相差は観測した波長によって異なり、観測した波長はドップラーシフトしている。図 2.9 に書かれている黒点線の領域内で風速が一様であったと仮定すると、南北成分の風速を測定しているときの波長のドップラーシフト量は

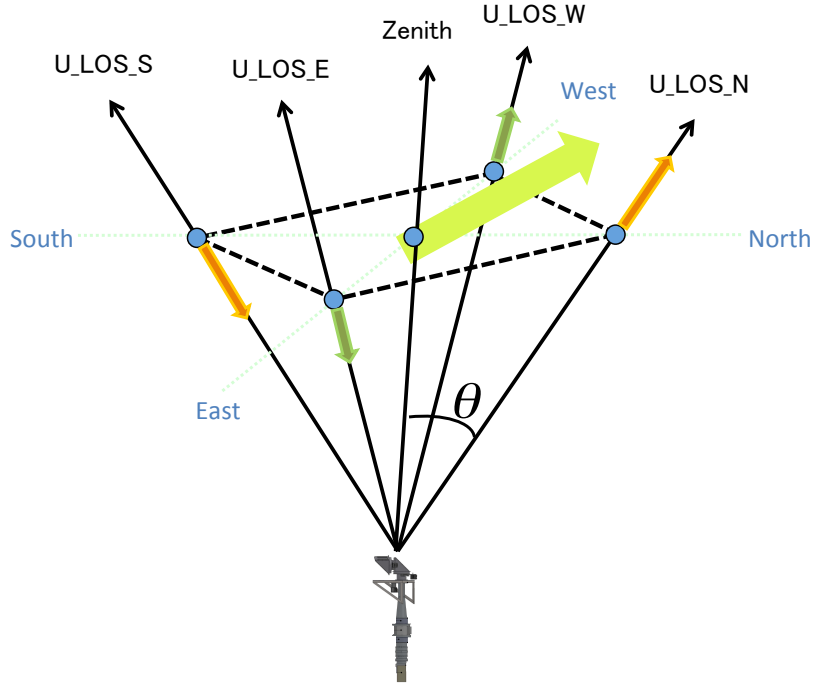


図 2.9: FPI の観測方向。矢印は風速を表し、点線の領域内は風速は一様であると仮定する。

$$\lambda_N = \lambda_{557.7} \left(1 + v_{N-S} \cos \theta / c \right) \quad (2.14)$$

$$\lambda_S = \lambda_{557.7} \left(1 - v_{N-S} \cos \theta / c \right) \quad (2.15)$$

で表される。 λ_N は FPI のスキャナーが北を向いたときに観測する波長であり、 λ_S は FPI のスキャナーが南を向いたときに観測する波長である。また θ は天頂角であり、 v_{N-S} は、南北風を表している。(2.14) 式と (2.15) 式を (2.13) 式に代入すると、

$$\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda_{557.7} (1 + v_{N-S} \cos \theta / c)} \left(1 - \frac{r_N^2}{2f_l^2} \right) \quad (2.16)$$

$$\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda_{557.7} (1 - v_{N-S} \cos \theta / c)} \left(1 - \frac{r_S^2}{2f_l^2} \right) \quad (2.17)$$

となる。(2.16) 式と (2.17) 式から、南北風の速度 v_{N-S} について解くと、

$$v_{N-S} = \frac{c}{\cos \theta} \frac{r_S^2 - r_N^2}{4f_l^2 - (r_S^2 + r_N^2)} \quad (2.18)$$

で表される。東西風に関しても、同様な手順で求めることができる。本手法の有利な点は FPI の設置環境の温度や圧力によって変動しうるエタロンの間隔 d に速度が依存していないことである。鉛直風の場合、位相差は

$$\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda_{557.7} (1 + v_{up} / c)} \left(1 - \frac{r_{up}^2}{2f_l^2} \right) \quad (2.19)$$

である。観測方向は南北風、東西風と異なり一方向のみとなる。鉛直風は、

$$v_{up} = \left\{ \frac{4\pi nd}{\lambda_{557.7} \Phi} \left(1 - \frac{r_{up}^2}{2f_l^2} \right) - 1 \right\} c \quad (2.20)$$

となる。(2.20) 式には、エタロンの間隔 d が含まれているため、導出される鉛直風はエタロンの間隔 d の影響を受ける。そのため本研究では、FPI を設置している室内の温度が1時間以上かけてゆっくりと変わるとして、1時間の走査平均値からの差分を鉛直風とする。

DELTA-2 キャンペーン時の FPI の観測モードを以下の表にまとめる。

表 2.2: FPI の DELTA-2 キャンペーン時の観測モード

観測物理量	中性風速度
透過フィルタ	557.7 nm
視野角	4 度
観測方向 (方位角、天頂角)	(0, 15), (180, 15), (90, 15), (270, 15), (270, 0)
露光時間	各方向 15 秒
観測サイクルの時間	2 分 45 秒

2.3 4 波長分光型フォトメーター

本研究で用いるオーロラ観測用多波長フォトメーターは EISCAT レーダーと同じくノルウェー・トロムソ (69.6° N, 19.2° E) に設置されており、視野角は 1.2° で、磁力線方向の電子オーロラの発光強度を測定することができる。なお、データサンプリング周波数は 20 Hz である。観測開始は 2001 年秋、観測波長は 427.8, 630.0, 670.5, 844.6 nm の 4 波長であったが、2004 年秋から 2010 年現在までは 427.8, 630.0, 557.7, 844.6 nm の波長を観測している。この観測波長のうち 427.8, 844.6 nm は窒素分子の代表的な発光輝線であり、630.0, 557.7 nm は酸素原子の代表的な発光輝線である。これら 4 波長の発光強度を波長ごとに測定するために、フォトメーター内部には分光用の鏡 (DM: ダイクロイックミラー、HM: ハーフミラー) が装備されている。フォトメーター内部の様子を図 2.10 に示す。受光部から入射したオーロラ光をハーフミラー (HM)、ダイクロイックミラー (DM1, DM2) でおおまかに分光したのち、対応する 4 つの各チャンネルに光が入射するようになっている。フォトメーター内部での分光方法は、DM1 で波長 500 nm 以上の光を透過させ、それ以下の波長域の光を反射させる。HM では DM1 を透過した波長 500 nm 以上の入射してきた光の強度を半分にする。HM が透過した波長 500 nm 以上の光を DM2 によって、波長 820 nm 以上の光を透過させ、それ以外の波長域の光を反射する。この分光方法により形成される光路の概型は図 2.10 の点線で表されている。分光された光は各チャンネルに装着してある光学フィルターによって、より厳密に波長を選別する。そして、透過した光は、光電子増倍管 (光電子増倍管: 光電効果を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換する光電管を基本に電流増幅機能を付加した高感度光検出器) によって電圧情報に変

換される。この電圧値をオーロラの発光強度に変換する。このオーロラの発光強度と電圧値の関係は、我々が定期的に行っているフォトメーターの絶対値感度校正実験のデータを用いる。

2.3.1 フォトメーターの絶対値感度校正

観測された電圧値は最終的に光強度に換算される。変換に必要な電圧値とオーロラ発光強度の関係は、フォトメーターに装着されている光学フィルターと光電子増倍管の経年変化により、非常に緩やかであるが変動している。それを補正するために、定期的にフォトメーターの絶対値感度校正をする必要がある。

我々は1年に2回観測シーズン終了後と観測シーズンの開始前の春と秋、国立極地研究所で絶対値感度校正のための実験を行っている。絶対値感度校正実験の内容として、フィルターの劣化を調べるためのフィルターの透過率特性の測定、分光面光源を用いたフォトメータ全体の波長特性の測定、発光強度と電圧値の関係を調べるための積分球光源を用いた絶対値感度特性の測定の3つの実験を行っている。

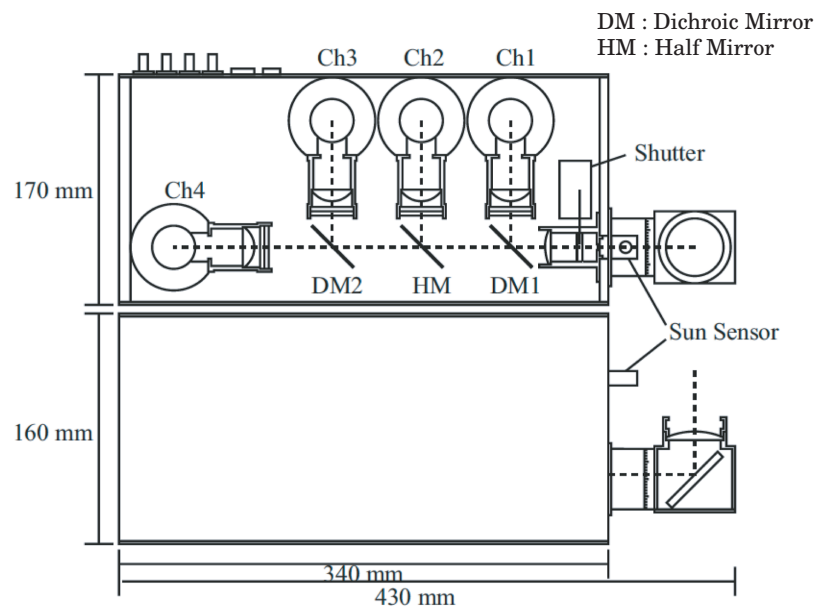


図 2.10: 4波長分光型フォトメーターを上面と側面からみた内部構造図。破線で示された部分が入射光路で、入射光は1枚のHMと2枚のDMによって各チャンネルへと分光される。



図 2.11: 4 波長フォトメーターの外観



図 2.12: 4 波長フォトメーターの内部

2.3.2 427.8 nm と 557.7 nm のノイズレベル

本研究では、波長 557.7 nm と 427.8 nm の発光強度の時間変化を解析した。解析手法は後述するが、まずノイズレベルについて説明する。図 2.13 は 2009 年 1 月 25 日 22:00-23:30 UT に観測された 557.7 nm(緑) と 427.8 nm(赤) の発光強度である。カメラ等によって 22:00 UT から 22:30 UT にフォトメータ視野内にオーロラは確認されておらず、この 557.7 nm の光強度(約 0.5 kR) と 427.8 nm の光強度(約 0.2 kR) がノイズレベルとなる。

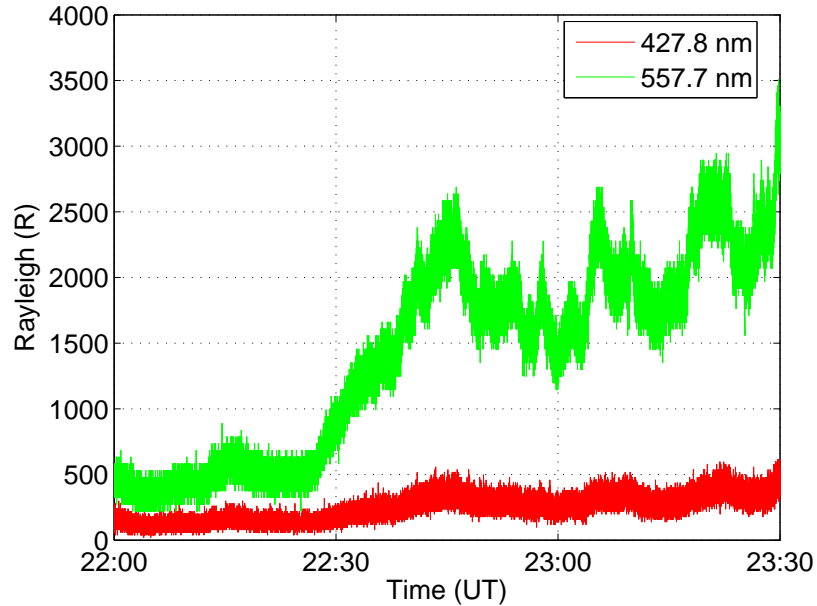


図 2.13: 2009 年 1 月 25 日 22:00-23:30 UT にフォトメーターで観測された波長 427.8 nm(赤) と 557.7 nm(緑) の発光強度の時間変化を示す。

表 2.3: 4 波長分光型フォトメーターの諸元

名称	4 波長分光型フォトメーター
設置場所	トロムソ (69.6° N, 19.2° E)
光学フィルタ	427.8 nm, 557.7 nm, 630.0 nm, 844.6 nm
受光部	浜松ホトニクス製 光電子増倍管 R928 (427.8 nm, 557.7 nm, 630.0 nm) R636-10 (844.6 nm)
サンプリング	20 Hz
視野角	1.2 度
観測対象	沿磁力線方向のオーロラ発光強度

2.4 全天デジタルカメラ

全天デジタルカメラ (以下 ASC:All Sky Camera) はノルウェー・トロムソで国立極地研究所 (NIPR) が運用している光学観測機器で、市販のハイエンド一眼レフカメラに全天撮影用の魚眼レンズを備えている。光学フィルタは使用していない。そのため明るい電子オーロラが主な観測対象である。ASC は露光時間 10 秒・撮影間隔 30 秒で運用している。表 2.4 に ASC の諸元を記述する。

表 2.4: 全天デジタルカメラの諸元

レンズ	Nikon Fish-eye-Nikkor 8mmF2.8
受光部	EOS-1Ds Mark II
露光時間	10 秒

2.5 多波長全天イメージャ

多波長全天イメージャ (mASI:Multi-wavelength All-sky Imager) は全天撮影用魚眼レンズに、557.7 nm(酸素原子)、630.0 nm(酸素原子)、720 - 1000 nm(OH-band)、589.1 nm(Na 原子)、572.5 nm(背景光)、732.0 nm(酸素原子イオン) の光学フィルタ、冷却 CCD を備えオーロラの空間分布や発光強度を測定することを目的としている。mASI は FPI と同様にフィルターホイールを回転させ光学フィルターを選択する。波長によってオーロラの発光強度は異なるため、各フィルターごとに露光時間は異なる。また、フィルターホイールの観測サイクルを変更することで、科学目的に合わせた観測モードを設定している。

DELTA-2 キャンペーン時の多波長全天イメージャの観測モードを以下の表にまとめる。

表 2.5: 多波長全天イメージャーの DELTA-2 キャンペーン時の観測モード

観測物理量	オーロラの空間分布および発光強度
光学フィルタ番号:透過波長	1: 557.7 nm, 2: 630.0 nm, 3: OH-band(720 nm-1000 nm), 5: 572.5 nm, 6: 732.0 nm
光学フィルタ番号:露光時間	1: 5 秒, 2: 10 秒, 3: 1 秒, 5: 25 秒, 6: 30 秒
観測サイクル (光学フィルタ番号)	1→2→6→1→2→6→3→1→2→6→1→ →2→6→3→1→2→6→3→1→2→6→3→5

2.6 EISCAT と FPI の観測領域

図 2.14 は EISCAT と FPI の観測領域の大きさを表している。左の図は地理座標上に、高度 200 km と 100 km の EISCAT の観測領域を黒丸と赤丸で表し、高度 150 km と 100 km の FPI の観測領域を白丸と緑色の丸で表している。縦軸は地理緯度、横軸は地理経度である。右図は左図を拡大したものである。高度 200 km と 100 km での EISCAT の観測領域は、およそ半径 2.1 km と半径 1.0 km の円形の観測領域となる。高度 150 km と 100 km での FPI の観測領域は、およそ半径 5.2 km と半径 3.5 km の円形の観測領域となる。

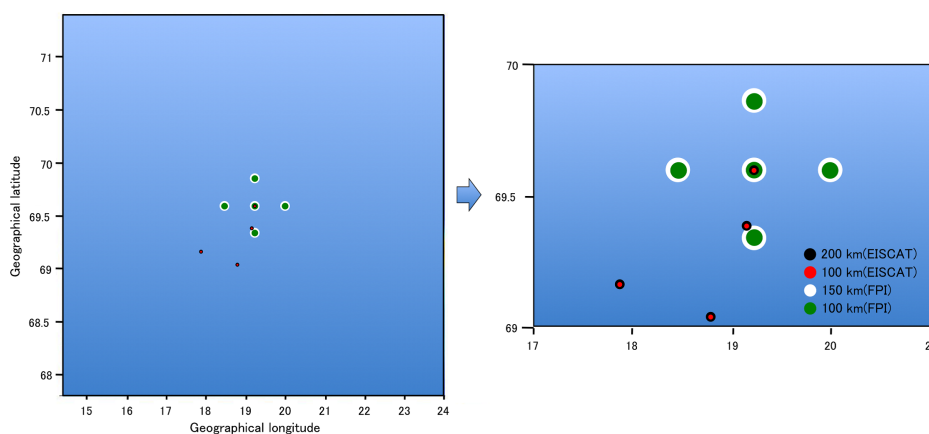


図 2.14: EISCAT レーダーと FPI の観測領域を示している。黒丸と赤丸は高度 200 km と 100 km の EISCAT の観測領域、白丸と緑色の丸は高度 150 km と 100 km の FPI の観測領域である。

第3章 観測結果

本章では、DELTA-2 キャンペーン期間中の 2009 年 1 月 26 日に得られたデータを用いてイベント解析を行った結果を示す。

3.1 オーロラの空間分布

イベント日のオーロラ活動の様子を把握するために mASI データをもとに作成された子午線方向のケオグラム (図 3.1) を用いる。図 3.1a では、1 月 25 日の 21:30 UT までオーロラ活動はなかった。21:30 UT に、北緯 70° より高緯度側でオーロラが観測され始め、徐々に赤道側へとオーロラが移動した。1 月 26 日の 00:00 UT には北緯 68° まで南下し、00:23 UT にブレイクアップが起こる。このオーロラの時間的发展は図 3.1b に示す。磁場の南北成分の変動と一致している。例えば、トロムソ (TRO) の磁場データの場合、00:30~02:00 UT 付近に顕著な負の変位が見られる。この時間変化は入り江の形に似ていることから negative bay と呼ばれる。一方、正の変動の場合は positive bay と呼ばれる。この子午線方向の磁場変動による negative bay の間、磁力計上空の電離圏では西向きの電流が流れていることを意味している。

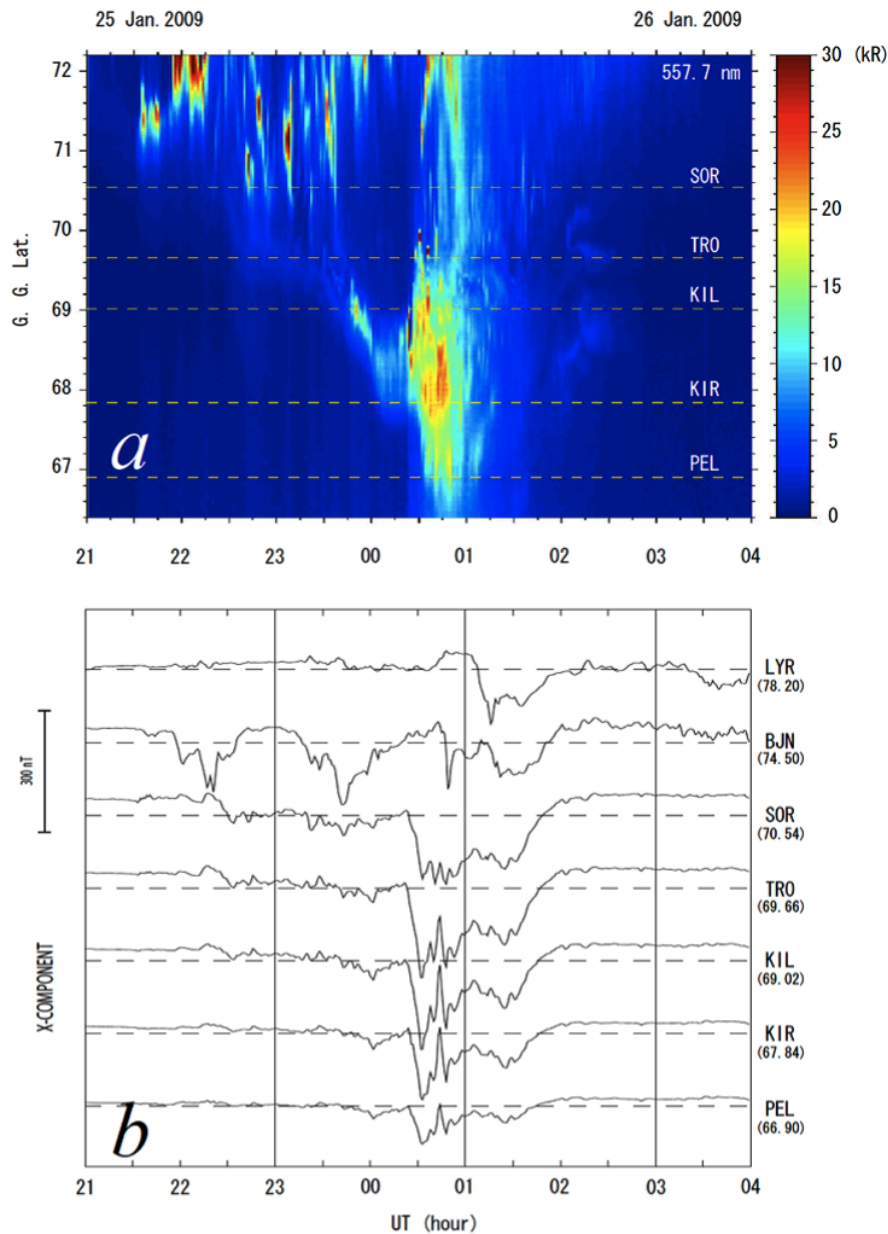


図 3.1: (a)2009 年 1 月 25 日 21:00~1 月 26 日 4:00 UT までにトロムソの多波長全天イメージャのデータから作成した子午線方向のケオグラム。カラーバーは 0 から 30kR までの 557.7 nm の発光強度を示している。(b) 同時時間帯に IMAGE 磁場チェーンの 7 つのサイトで観測された磁場変動 (南北成分)。観測サイトは、ロングイヤービーン (LYR)、ベアアイランド (BJN)、ソロヤ (SOR)、トロムソ (TRO)、キルピスヤービ (KIL)、キルナ (KIR)、ペロ (PEL) である。[Oyama *et al.*, 2010]

図 3.2、図 3.3、図 3.4 が示すのは、00:18' 00"~00:23' 30" UT、00:24' 00"~00:29' 30" UT、00:30' 00"~00:35' 30" UT に全天デジタルカメラで 30 秒毎に撮影されたオーロラ画像である。各図の中央に書かれているバツ印はトロムソの天頂を示しており、図 3.2 の最

上段中列に書かれてある N, S, E, W は北、南、東、西を表している。00:23' 00" の画像に書かれてある青い丸は、オーロラブレイクアップの開始時刻を定めるのに良い指標とされる地磁気脈動の Pi2 が開始した時の画像を表している。また、00:25' 00" の画像に書かれてある赤い丸は、00:25' 00" より前の時間帯と比べて顕著な増光が見られた時の画像を表している。この増光が起こった時間、トロムソの天頂付近で FPI は風速の変動を観測した。その後、オーロラはトロムソの天頂付近を取り囲むように北上し、00:28:00UT 付近でトロムソの天頂にオーロラがさしかかった。

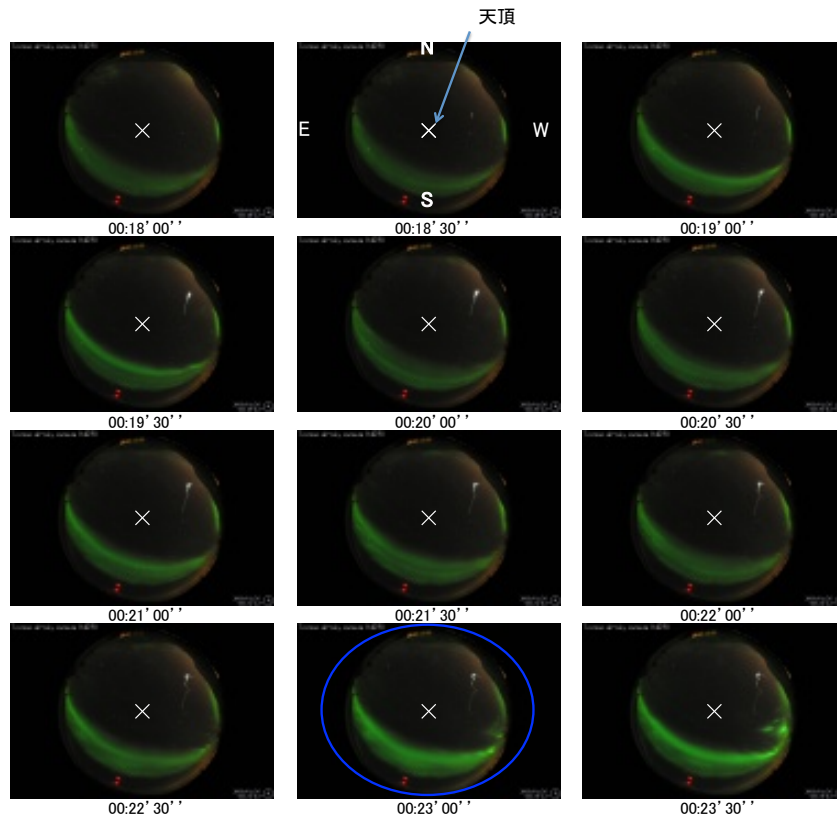


図 3.2: 00:18' 00"~00:23' 30" UT までの全天デジタルカメラによるオーロラの空間分布。青い丸は Pi2 が起こった時間である。写真の下に記載されてある時間は観測開始時間である。

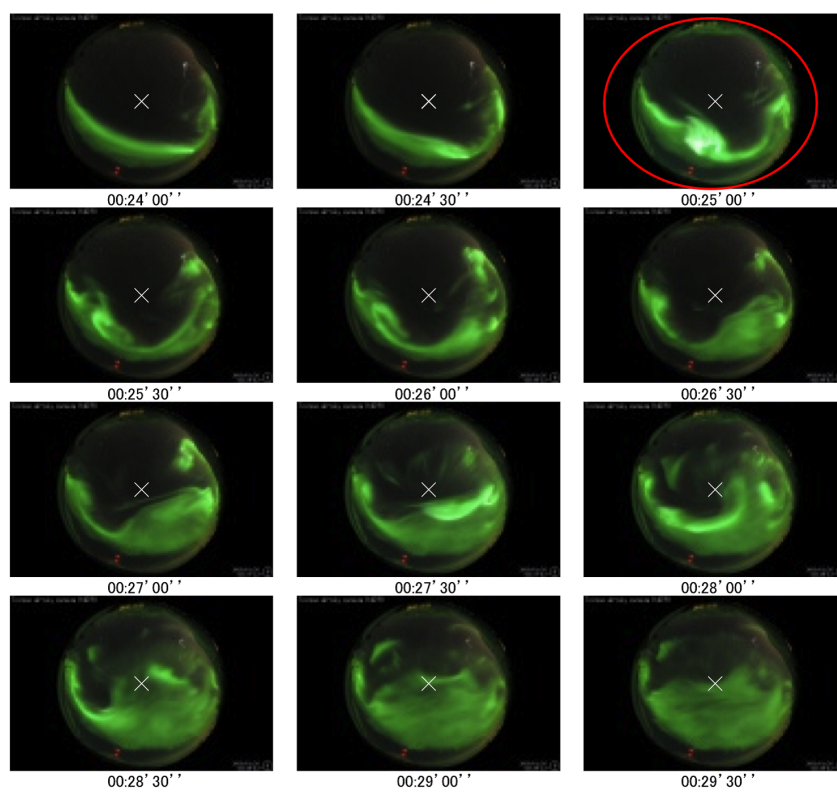


図 3.3: 図 3.2 と同じ。但し 00:24' 00"~00:29' 30" UT に撮影された画像を示す。

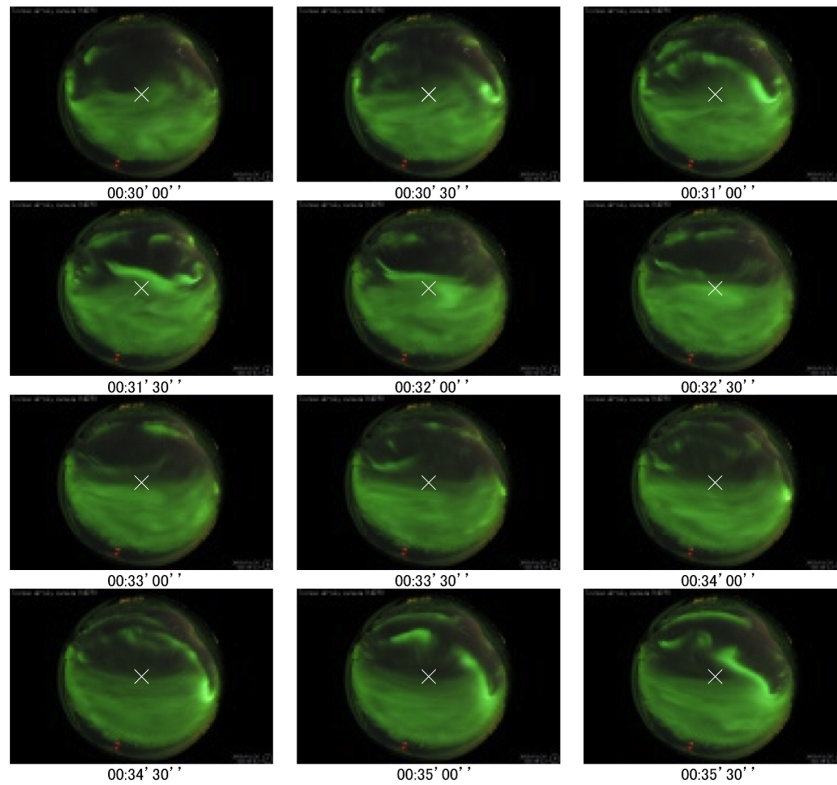


図 3.4: 図 3.3 と同じ。但し 00:30' 00"~00:35' 30" UT に撮影された画像を示す。

3.2 オーロラブレイクアップ時に観測された下部熱圏風速と電離圏物理量の時間変化

図 3.5 は 2009 年 1 月 26 日 00:00~01:00 UT までに観測された電離圏物理量と下部熱圏領域の風速とオーロラの空間分布である。(a)、(b)、(c) は EISCAT レーダーによって観測された電離圏電子密度、南北方向の電場、東西方向の電場である。(d)、(e)、(f) は FPI によって観測された下部熱圏の南北風(北向きを正)、東西風(東向きを正)、鉛直風(鉛直上向きを正)である。但し、鉛直成分は 1 時間走査平均からの差分である。(2.2.2 章参照)。青い線は Pi2 が開始した時間を表し、赤い線はトロムソの南側で顕著な増光が起こった時間を表している。00:22:16 UT に鉛直風の変動がほぼ 0 であった。その 2 分 45 秒後、トロムソの南側で急激な増光が起こった時刻に鉛直風が上向きに 17 m/s に達した。鉛直風の変動があった時間帯、00:23:05 UT に -51 m/s だった南北風は、00:25:50 UT に -22 m/s となり北向きに力を受けた。電離圏電子密度は下部熱圏高度に相当する高度まで、電子密度が増加した。しかし、東西方向、南北方向ともに電場の大きな変動は観測されなかった。(g) は mASI で観測した 557.7 nm のオーロラの画像を地理座標に投影した画像である。発光高度は 110 km を仮定している。また、さらに mASI の観測時間に一番近い FPI 水平風

のベクトルを矢印で表し、FPI、EISCAT、TMA 風速の観測地点をそれぞれ黒丸、赤丸、白い楕円で表している。

00:23:31 UT にはオーロラアークはトロムソの南側に滞在していた。なお、FPI はオーロラアークの領域に比べて暗い領域を観測しているが、1.5 kR ほどの明るさをもったオーロラが発生していた。従って、FPI は中間圏界面付近に分布する大気光を観測していたのではない。557.7 nm の発光高度についてはその詳細を 4.1 章で述べる。00:24:41 UT の画像では赤道側に分布するオーロラアークが 00:23:31 UT の画像と比べて FPI や EISCAT レーダーの観測領域に近づいている。しかし、まだオーロラアークの主要部分は FPI 観測領域に達していない。この 20 秒後 (即ち 00:25:01 UT) に上向きの鉛直風 (17 m/s) が観測された。00:26:01 UT の画像では、オーロラアークが FPI や EISCAT レーダーの観測領域を囲み込むように変形した。しかし、00:24:41 UT の画像と同じくトロムソの天頂付近には数 10 kR を越えるようなオーロラは存在していない。水平風ベクトルは 00:24:41 UT に南南東の方向であったが、00:26:01 UT には東南東に変化した。これらのことから、中性風 (鉛直風を含む) は、明るいオーロラの極側近傍かつ暗い部分で顕著な変動を受けたことが分かる。TMA の観測領域内にも 30 kR 以上の明るさをもったオーロラが発生した。00:27:11 UT の画像では、オーロラの形がより複雑化する。この時点で初めて明るいオーロラが EISCAT レーダーの観測領域の一部を覆うまで北上している。00:29:01 UT と 00:30:11 UT の画像では、オーロラが FPI や EISCAT レーダーの観測領域を覆い、北向きに力を受けていた水平風も南向きの風速が支配的な状態に戻った。但し、00:24:41 UT に観測された南北風よりも南向きに風速の大きさは増加しているため南向きの力を受けていることを示唆する。

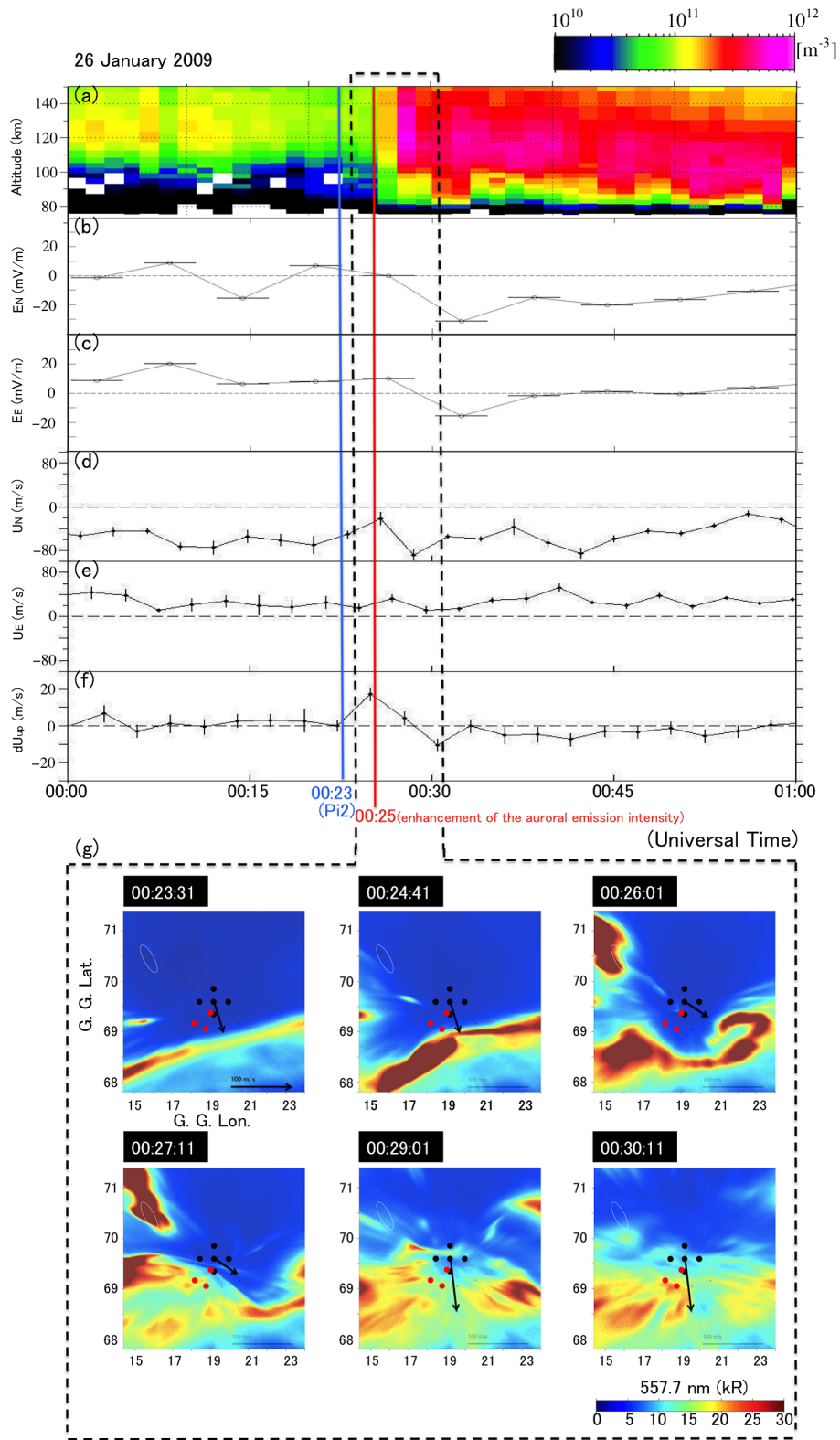


図 3.5: 2009 年 1 月 26 日 00:00~01:00 UT に EISCAT レーダー、FPI、mASI によって観測された電離圏物理量と下部熱圏領域の風速と 557.7 nm のオーロラ空間分布を示す。(a) 電離圏電子密度、(b) 電場の南北成分、(c) 電場の東西成分、(d) 中性風の南北成分 (e) 中性風の東西成分、(f) 中性風の鉛直成分、(g) は水平風とオーロラの空間分布。

第4章 考察

第1章の1.3節の研究目的にも記述したが、本研究はオーロラの発光領域付近で起こる下部熱圏の風速変動に関する定量的な理解を目指している。地磁気擾乱時に特有の下部熱圏風速に変動を与えると考えられる物理過程は、ジュール加熱と粒子加熱である。これらの加熱率は高度に大きく依存する。高度100 km~200 kmの風速の高度プロファイルには、風速の鉛直シアが存在することがある。本研究ではFPIで測定した風速データを解析した。FPIは受動的観測装置であるので、風速データは高度分解能を持たない。さらに観測に用いた波長557.7 nmは図4.1に示すように降込み電子のエネルギーに発光強度がピークとなる高度が依存する。仮に風速の高度プロファイルが定常的に存在していたとしても、発光高度が時間的に変化すると、FPI観測値は見かけ上変動があったかのようになる。その為、これら2つの理由からFPIの測定高度の把握が重要である。本研究では2つの方法でFPIの観測高度推定を行った。この章では、FPIの観測高度推定結果とTMA観測結果に加えて、定量的な考察を行う。

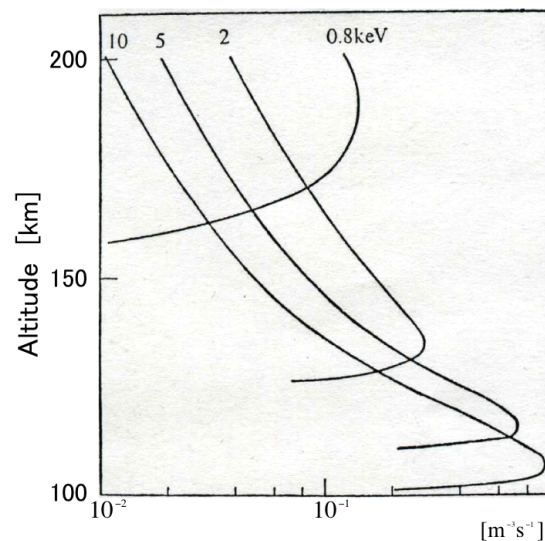


図 4.1: 異なるエネルギーをもつ降下電子による557.7 nm オーロラ発光強度の高度プロファイル [南極の科学より]。

4.1 オーロラの発光高度の推定

4.1.1 方法1(電離圏連続の式の応用)

この節では、オーロラ粒子の降込みに伴う電離過程と励起過程に関する連続の式を応用し、発光高度を推定する方法を説明する。

電離圏電子密度の連続の式は

$$\frac{dn_e}{dt} = Q_P + Q_S - \alpha_{eff} n_e^2 - \text{div}(n_e \bar{\mathbf{v}}) \quad (4.1)$$

である。 Q_P はオーロラ粒子との衝突によるイオン生成率、 Q_S は日照によるイオン生成率、 α_{eff} はイオン再結合率、 $\bar{\mathbf{v}}$ は電子の平均速度である。本研究では夜間に取得されたデータを解析するため $Q_S = 0$ となる。また、平衡状態を仮定して $dn_e/dt = 0$ とする。また、E 領域では移流で損失する電子の数より再結合によって損失する方が大きいことから ($\alpha_{eff} n_e^2 \gg \text{div}(n_e \bar{\mathbf{v}})$)、移流項を無視する。その結果 (4.1) 式は書き直されて、

$$Q_P = \alpha_{eff} n_e^2 \quad (4.2)$$

となる。一方、イオン-電子の生成率の式は

$$Q_P = \eta_i \sigma n_n I_{557.7} \quad (4.3)$$

とかける。ここで η_i はイオン化係数、 σ は吸収断面積、 n_n は中性大気粒子の数密度、 $I_{557.7}$ はオーロラの発光強度である。いま E 領域での電離と励起過程を考えているので、代表的なオーロラ波長である 557.7 nm を対象とする。この波長の発光強度を $I_{557.7}$ と書くことにする。(4.2) 式と (4.3) 式から、

$$I_{557.7} \propto n_e^2 \quad (4.4)$$

という比例式が得られる。(4.4) 式は、quenching 効果は無視すると 557.7 nm で発光するオーロラの発光強度のピークの高度は、電子密度が最大となる高度であるということの意味する。つまり、FPI は電子密度が最大の高度を観測していたと仮定することと等価である。ここで quenching 効果とは励起した原子が中性大気粒子と衝突することによって、発光することなく低いエネルギー状態に遷移する現象である。高度が下がるほど中性大気粒子との衝突頻度は高くなり、quenching が重要になってくる。次の方法 2 では quenching 効果を利用した発光高度推定法を紹介する。

4.1.2 方法2(quenching 効果の応用)

quenching 効果の影響がない場合、酸素原子が 1S 状態から 1D 状態になるまでに経過する平均時間 (τ_o) は 0.8 秒である [Brekke and Pettersen, 1972]。励起した原子と中性大気粒子との衝突が頻繁に起こる高度になると、quenching 効果により発光する前に衝突によって低いエネルギー準位に遷移する粒子の割合が増え、発光までに統計的により短い遷移時

間を持った粒子のみが発光することができる。このプロセスにより 0.8 秒から短くなった時間が発光高度に関する情報を持っている。酸素原子が 1S 状態から 1D 状態になるまでの時間の観測値の推定方法は付録に記述する。この推定した時間と励起してから発光するまでの時間 (τ) と高度の関係の式 [Brekke and Pettersen, 1972] から 557.7 nm で発光するオーロラの発光強度のピークの高度を推定する。この関係式は、

$$\tau = \left(\frac{1}{\tau_0} + d_{O_2}[O_2] + d_O[O] + d_{N_2}[N_2] + d_{NO}[NO] \right)^{-1} \quad (4.5)$$

となる。 $[O_2]$ 、 $[O]$ 、 $[N_2]$ 、 $[NO]$ は酸素分子、酸素原子、窒素分子、一酸化窒素の数密度である。 d_{O_2} 、 d_O 、 d_{N_2} 、 d_{NO} はそれぞれの反応係数である (化学・励起反応式は [Zipf et al., 1968] を参照)。反応係数を表 4.1 にまとめる。(4.5) 式に各高度の密度を代入することで、励起してから発光するまでの時間を導出することができる。

表 4.1: quenching 効果の反応係数 [Zipf et al., 1968]

	反応係数 (m^3s^{-1})
d_{O_2}	2.8×10^{-19}
d_O	1.8×10^{-19}
d_{N_2}	1.0×10^{-21}
d_{NO}	4.0×10^{-16}

4.1.3 方法 1 と方法 2 の結果

方法 1 と方法 2 の結果を図 4.2 に示す。図 4.2 は 2009 年 1 月 26 日の 00:00 UT から 01:00 UT までのデータを用いて推定された 557.7 nm が発光強度ピークを持つ高度分布である。FPI の観測高度の時間変化と言い換えることができる。方法 1 の結果をダイヤモンドと棒線で表す。ダイヤモンドは、EISCAT レーダーで観測した電子密度が最大となる高度である。棒線は各時間の電子密度の最大値に 90 % をかけた値よりも高い電子密度を持つ高度幅を示す。方法 2 の結果は四角形で表している。赤い色の四角は上向き 17 m/s の中性風の鉛直成分が観測された時間帯であり、発光高度領域は 126 km~152 km と推定された。青い色の四角は極方向 (北向き) 29 m/s の速度増加が観測された時間帯であり、120 km-142 km と推定された。00:27 UT を境に 557.7 nm の発光高度が 120 km 以下に下がっていたこともわかる。オーロラの連続画像 (図 3.1 参照) で説明したように 00:26 UT にトロムソ上空のオーロラ光強度に顕著な増加が見られた。この時間変化と図 4.2 に示す発光高度が 120 km 以下に転移するタイミングは一致している。オーロラ光強度の増加はブレイクアップに伴う現象であったが、その前と比較して発光高度が下がっていることは降下粒子のエネルギーが増加したことを示唆している。FPI の観測領域は EISCAT レーダーやフォトメーターと若干異なるものの、FPI 風速値を代表値とみなしてよい高度領域は概ね図 4.2 に示す時間変化をしていたと考えられる。

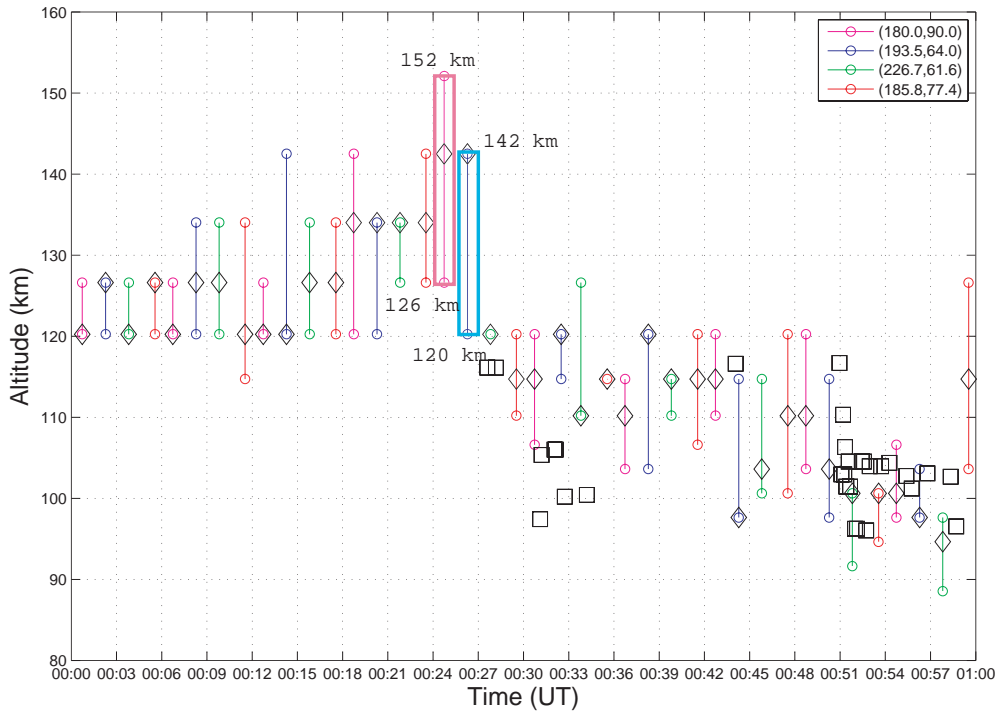


図 4.2: 2009 年 1 月 26 日の 00:00 UT から 01:00 UT までのデータを用いて推定された 557.7 nm が発光強度ピークを持つ高度分布の時間変化。ダイヤモンドと棒線は方法 1 の結果、四角は方法 2 の結果。赤い色の四角は鉛直風の変動があった時間帯、青い色の四角は水平風の変動があった時間である。FPI の観測高度も同じ時間変化を持つと考えられる。

4.2 TMA の結果

FPI 観測値に風速変化が見られた 00:27 UT より前の時間帯は、図 4.2 に示すように、高度 120 km~150 km を FPI は観測していたと考えられる。もし風速の鉛直シアーがこの高度領域に発達していた場合、FPI 値は高度分解能を持たないため、FPI 風速の時系列に見かけ上変動が現れる可能性がある。本節ではロケットの TMA 風速を解析し、鉛直シアーの影響を検証する。その前提として、FPI の観測領域と TMA の観測領域は同じ風系場であったと仮定する。FPI で観測された南北風は 00:23:05 UT に -51 m/s であった。しかし、その 2 分 45 秒後には -22 m/s となり、北向きに力を受けた。同時刻帯に TMA 風速の南北風は例えば高度 110 km 付近で -77 m/s から -57 m/s となった。これは TMA でも同じく北向きの加速が観測されていたことを示す。一方、FPI と TMA の東西風はこの時間帯ほとんどはなかった。この結果は、FPI の観測領域と TMA の観測領域は同じ風系場であったという、先に定義した仮定を支持するものである。図 4.3~図 4.6 は 00:23~00:26 UT と 00:25~00:28 UT までの TMA 風速高度プロファイルに、FPI の観測高度を重ねてプロットしたものである。図 4.3, 4.4 が南北風、図 4.5, 4.6 が東西風である。これらの観測結果

を見ると、高度 100 km~105 km に風速シアアが存在していたことが分かる。一部、高度プロファイルの上端に大きな鉛直シアア (例、図 4.3 の左パネルの 128 km 付近) が見られるが、これは TMA 画像の解析限界に近い高度のため、推定誤差が大きい高度領域と考えられる。トロムソの天頂付近の下部熱圏高度で風速の変動があった時間、FPI の観測高度は 120 km 以上であった。従って、FPI の観測高度領域に風速の鉛直シアアはなく、本節冒頭で懸念した見かけの変動は含まれておらず、何らかの力を受けて風速が変動したと考えられる。今後、検討が必要な点は、FPI と TMA の観測領域の違いである。両者は直線距離で約 160km 離れている。図 3.5 に示すように、着目している FPI 風速の変動は、両者間の距離よりも小さな空間スケールで発生している。

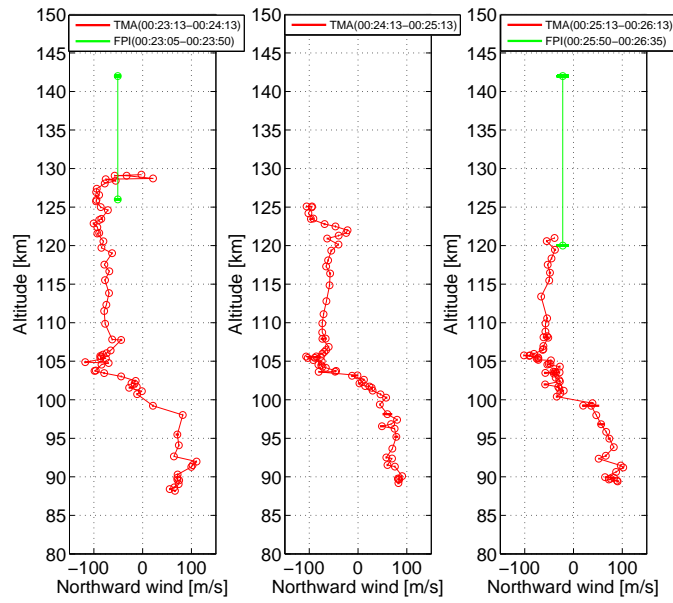


図 4.3: 2009 年 1 月 26 日にアンドーヤのロケット射場から打ち上げられたロケットによる TMA 観測で推定された南北風の高度プロファイルとトロムソの FPI による風速。FPI の観測高度は図 4.2 を参照。各パネルの上端に TMA(赤) と FPI(緑) によって風速が導出された時間帯を示す。

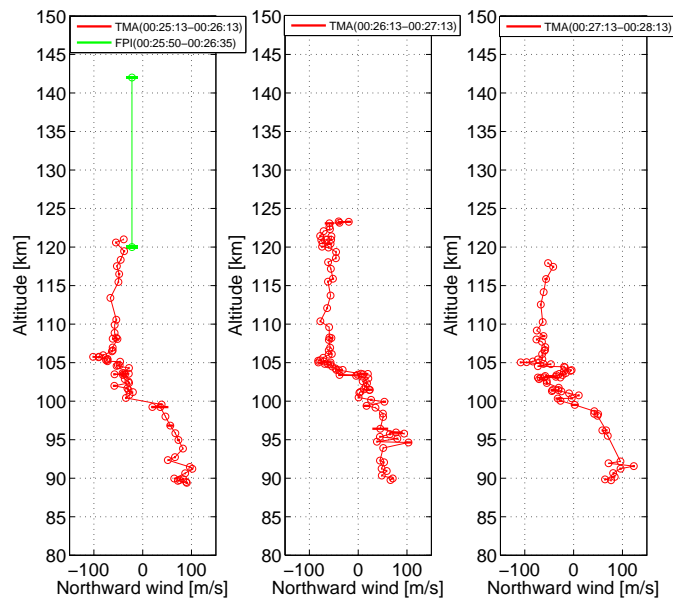


図 4.4: 図 4.3 と形式は同じ。但し、南北風速の導出時刻が異なる。

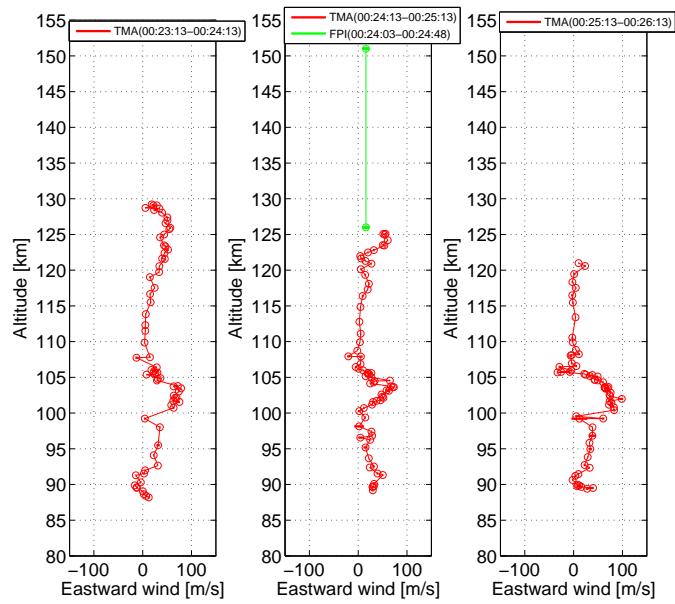


図 4.5: 図 4.3 と形式は同じ。但し、東西風を示す。

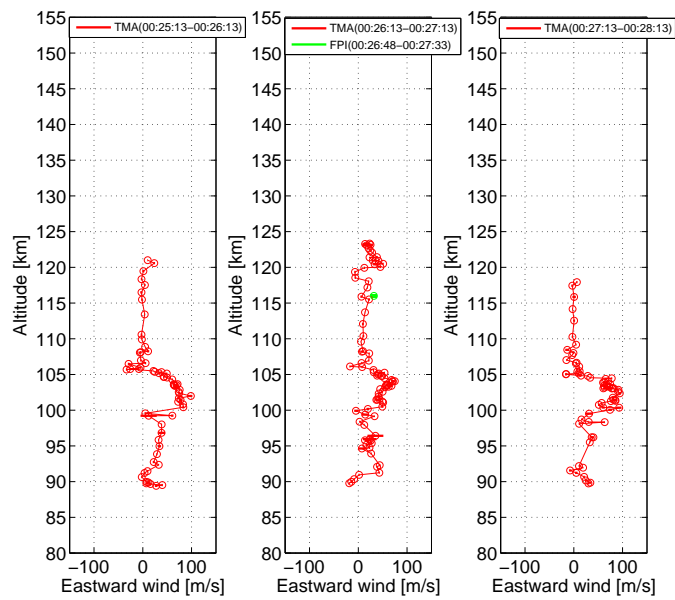


図 4.6: 図 4.5 と形式は同じ。但し、東西風の導出時刻が異なる。

4.3 ジュール加熱率と粒子加熱率の推定

極域の下部熱圏風速に変動を与える成因としてジュール加熱、粒子加熱過程による電磁エネルギーの散逸とイオンドラッグによる運動量輸送が挙げられる。本節では、これらの物理量を EISCAT レーダーデータから見積もった結果を述べる。ジュール加熱率と粒子加熱率はそれぞれ (1.35) 式と (1.36) 式を用いて計算した。いま着目している FPI 風速の変動が観測された時刻に最も近い時刻の加熱率を図 4.7 に示す。ジュール加熱率のピークは 120 km と推定され、粒子加熱率のピークは 127 km と推定された。ジュール加熱率がピークとなる高度は、ペダーセン電気伝導度のピーク高度にほぼ一致する。またこの高度は $\nu_{in} = \Omega_i$ となる高度でもある。ジュール加熱率の方が粒子加熱率より大きな高度領域がほとんどで、全加熱率の高度プロファイルはジュール加熱率のものと類似している。しかし、100 km 以下では粒子加熱率の方が卓越してくる。

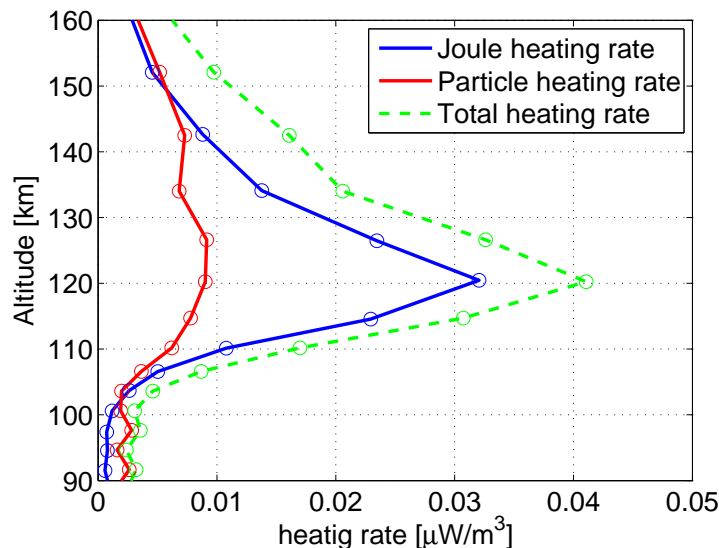


図 4.7: 2009 年 1 月 26 日 00:25 UT 付近の風速の変動があった時間帯のジュール加熱率、粒子加熱率と全加熱率の高度プロファイルを示す。

4.4 熱膨張による鉛直風の推定

4.3 節で求めた結果を用いて、本研究の目的である定量的な考察をこの節では行う。下部熱圏の高度 z_0 から z_1 の範囲において、平均分子質量および重力加速度が高度に対して一定であるとし、下部熱圏の温度が T_0 から T_1 まで線形的に増加する場合を考える。なお、 T_0 と T_1 は定常状態時の温度である。定常状態時に各高度で一定期間加熱が起こり、高度 z_0 から z_1 の大気が熱膨張によって全体的に上昇した場合の鉛直風を計算する。各高度での中性大気数密度 $n_n(z)$ と温度 $T_n(z)$ とスケールハイト $H(z)$ の式は

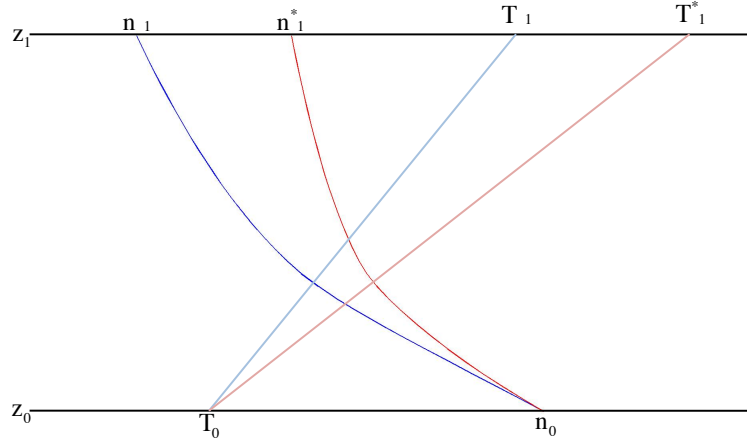


図 4.8: 高度 z_1 の温度が T_1 から T_1^* へと上昇するとき、 n_1 だった大気密度が熱膨張によって n_1^* へ増加する。

$$n_n(z) = n_0 \left(\frac{T_0}{T} \right) \exp\left(-\int_{z_0}^z dh/H\right) \quad (4.6)$$

$$T_n(z) = T_0 + \frac{(T_1 - T_0)(z - z_0)}{(z_1 - z_0)} = T_0 \left\{ 1 + \frac{(z - z_0)}{\alpha H_0} \right\} \quad (4.7)$$

$$H(z) = H_0 + \frac{(H_1 - H_0)(z - z_0)}{(z_1 - z_0)} = H_0 \left\{ 1 + \frac{(z - z_0)}{\alpha H_0} \right\} \quad (4.8)$$

で表される。 α は

$$\alpha = \left\{ \frac{T_0(z_1 - z_0)}{(T_1 - T_0)H_0} \right\} \quad (4.9)$$

である。(4.6) 式の大気の数密度は、(4.7) 式、(4.8) 式によって書き直される。

$$n_n(z) = n_0 \left\{ 1 + \frac{(z - z_0)}{\alpha H_0} \right\}^{-1-\alpha} = n_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1+\alpha} \quad (4.10)$$

(4.10) 式より、高度 z_0 から z まで (但し、 $z_0 < z < z_1$) の単位面積あたりの大気分子総数 $N_n(z)$ は次式で表される。

$$N_n(z) = \int_{z_0}^z n(h)dh = n_0 H_0 \left\{ 1 - \left(\frac{T_0}{T} \right)^\alpha \right\} \quad (4.11)$$

基準高度 z_0 における n_0 および T_0 は変わらないが、下部熱圏で起こった加熱により高度 z_1 までの大気温度が時間 Δt の間に T_1^* ($T_1^* > T_1$) まで線形的に増加して定常状態になった

とき、大気温度 $T_n^*(z)$ 、大気数密度 $n_n^*(z)$ および単位面積あたりの大気分子総数 $N_n^*(z)$ は次式で与えられる。

$$T_n^*(z) = T_0 \left\{ 1 + \frac{(z - z_0)}{\beta H_0} \right\} \quad (4.12)$$

$$n_n^*(z) = n_0 \left(\frac{T_0}{T_n^*} \right)^{1+\beta} \quad (4.13)$$

$$N_n^*(z) = \int_{z_0}^z n_n(h) dh = n_0 H_0 \left\{ 1 - \left(\frac{T_0}{T_n^*} \right)^\beta \right\} \quad (4.14)$$

β は

$$\beta = \left\{ \frac{T_0(z_1 - z_0)}{(T_1^* - T_0)H_0} \right\} \quad (4.15)$$

である。鉛直方向に変化する大気の連続の式は、

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \frac{\partial(n_n w)}{\partial z} = 0 \quad (4.16)$$

ここで w は鉛直速度である (4.16) 式を高度 z_0 から z まで積分すると、

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} + (n_n(z)w(z) - n_0 w_0) = 0 \quad (4.17)$$

上で述べた大気の密度および分子総数の状態変化を (4.17) 式に適用すると、近似的に次式が得られる。

$$n_n(z)w(z) = -\frac{(N_n^* - N_n)}{\Delta t} + n_0 w_0 = -\frac{n_0 H_0}{\Delta t} \left\{ \left(\frac{T_0}{T_n(z)} \right)^\alpha - \left(\frac{T_0}{T_n^*(z)} \right)^\beta \right\} + n_0 w_0 \quad (4.18)$$

ここで、 $w_0 = 0$ として鉛直風速は次式で与えられる。

$$w(z) = -\frac{H_0}{\Delta t} \frac{T_n(z)}{T_0} \left\{ 1 - \left(\frac{T_0}{T_n(z)} \right)^\alpha \left(\frac{T_0}{T_n^*(z)} \right)^\beta \right\} \quad (4.19)$$

本研究では、 $z_0 = 100\text{km}$ 、 $z_1 = 160\text{ km}$ とした。 H_0 、 T_0 、 T_1 は、大気密度モデル [NRL-MSIS00] を用いて計算した。 $(H_0 = 5.7\text{ km}$ 、 $T_0 = 183\text{ K}$ 、 $T_1 = 723\text{ K})$ 。 Δt は加熱が起こる前の熱的平衡状態から、一定期間加熱され次の熱的平衡状態になるまでの時間である。加熱が加えられてから熱的平衡状態になるまでの時間は、音波が上方に伝わる時間と考えられる。熱圏大気中を高度 100 km から 160 km まで伝わる平均音速は、 441 m/s であるので Δt は 136 s となる。加熱による高度 z_1 での温度 $T^* = T_1 + dT$ は熱力学の方程式

$$dT = \frac{Q}{\rho_n C_p} dt_H \quad (4.20)$$

を用いて加熱による温度上昇分 dT を求めた。 Q は変動が観測された時間帯に一番近い時間の高度 160 km でのジュール加熱率と粒子加熱率の和 ($Q = 9.73 \times 10^{-9} \text{ W/m}^3$)、 C_p は定圧モル比熱 ($C_p = 1.08 \times 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$)、 ρ_n は中性大気粒子の質量密度 ($\rho_n = 8.79 \times 10^{-10} \text{ kg/m}^3$) である。 dt_H は熱圏大気が加熱されていた時間である。本考察では、鉛直風が観測される前の時間と観測された時間間隔 ($dt = 330 \text{ s}$) を用いた。(4.20) 式の計算の結果、温度上昇は $dT = 3.4 \text{ K}$ であった。これらのパラメーターを (4.19) 式に代入し、FPI が観測していた高度 (126 km~152 km) の鉛直風の結果を表 4.2 にまとめた。

表 4.2: 推定された鉛直風の結果

Altitude (km)	Vertical wind (m/s)
126	0.56
130	0.72
136	0.99
140	1.19
146	1.51
152	1.85

計算結果は最大 1.85 m/s(高度 152 km) であるが、FPI で観測された鉛直風は 17 m/s であったので、計算された風速は 1 桁小さい。

4.5 イオンドラッグによる水平風加速度の推定

1 章の 1.2.3 節で説明したイオンドラッグによって、中性大気粒子はイオンから運動量を受け取り、加速される。EISCAT から導出された電場、電気伝導度、FPI で観測された中性風、大気密度モデル (NRL-MSIS00) の中で変動があった時間に一番近かったときの値を用いて、イオンドラッグによる加速度を計算した (図 4.9)。図 4.9 の赤いバーは FPI 風速値から計算した加速度である。FPI 風速の南北成分は 165 秒間に 29 m/s(-22 m/s から -51 m/s) 北向きに増加した。従ってこの時の加速度は

$$\frac{du_n}{dt} = \frac{-22 - \{-51\}}{165} \sim 0.2[\text{m/s}^2] \quad (4.21)$$

となる。図 4.9 の赤線は、FPI の観測高度を意味している。FPI から導出された加速度と理論計算した加速度では、1 桁以上の差がある。

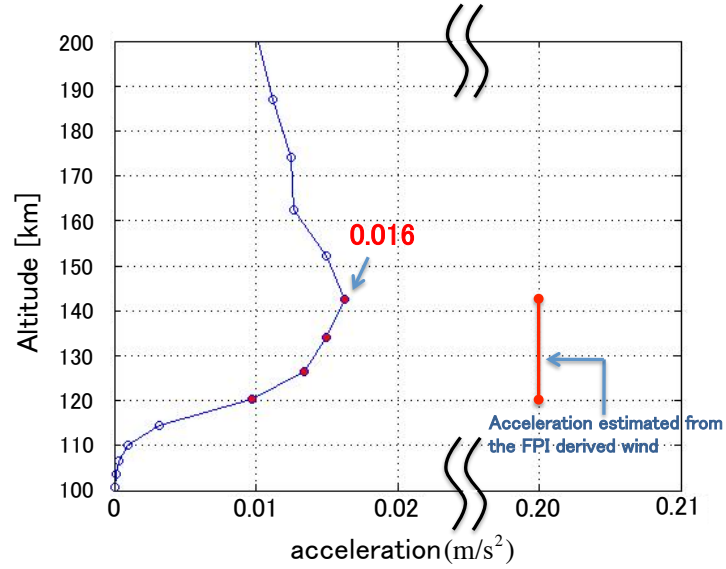


図 4.9: 2009 年 1 月 26 日 00:25 UT 付近の風速の変動があった時間帯のイオンドラッグによる加速度の高度プロファイルを示す。赤色のバーは FPI 観測値から計算した加速度を示す。縦の長さで、観測高度を表す。

4.6 振動電場による加熱

前節 4.4, 4.5 で議論したようにジュール加熱、粒子加熱、イオンドラッグを考慮して計算した風速や加速度は、FPI 観測値と比較して小さい値となった。本研究で解析したデータセットは、風速とエネルギー量を実際の観測値で与えている。観測の空間的・時間的同時性も確保されている。それにもかかわらず、小さい値になったことから、基礎的な物理的理解の不足が懸念される。即ち、磁場と電場が共存する弱電離プラズマ(本研究では電離圏に相当)において電磁エネルギーが発生し、粒子間衝突を経て中性大気粒子の熱エネルギーに変換される過程、さらにその熱エネルギーが中性大気粒子の運動エネルギーに変換される過程というプラズマ物理学の基礎的かつ普遍的な事象の理解が不足していることを示唆する。再検討すべき素過程にはいくつかあると思われるが、本節では振動電場による熱圏での加熱を議論する。これは電場とイオン速度の時間変動を考慮することに相当し、より具体的にはイオンの運動方程式 (4.22) 式の左辺 $d\mathbf{V}_i/dt$ を無視せずに理論的考察を展開することに相当する。

$$m_i n_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = q_i n_i (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - m_i n_i \nu_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{u}_n) \quad (4.22)$$

m_i はイオンの質量、 n_i はイオンの数密度、 \mathbf{V}_i はイオンの速度、 q_i はイオンの電荷、 \mathbf{E} は電場、 \mathbf{B} は磁束密度、 ν_{in} はイオンからみた中性大気粒子との衝突周波数、 \mathbf{u}_n は中性風の速度である。(4.22) 式に (1.6) 式と (1.7) 式を用いて、両辺を $m_i n_i$ で割る。

$$\frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = \frac{Be}{m_i} \left(\frac{\mathbf{E}'}{B} + \mathbf{V}_i' \times \mathbf{B} \right) - \nu_{in} \mathbf{V}_i' \quad (4.23)$$

$k_i = \Omega_i/\nu_{in}$ を利用し、(4.23) 式を書き直す。

$$\mathbf{V}'_i - k_i(\mathbf{V}'_i \times \mathbf{b}) = k_i \left(\frac{\mathbf{E}'}{B} \right) - \frac{1}{\nu_{in}} \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} \quad (4.24)$$

ここで、 \mathbf{b} は磁束密度の単位ベクトルである。(4.24) 式の両辺を 2 乗する。

$$\left(\mathbf{V}'_i \right)^2 + k_i^2 \left\{ \left(\mathbf{V}'_i \right)^2 - \left(\mathbf{V}'_{i//} \right)^2 \right\} = \left\{ \left(\frac{k_i}{B} \right) \mathbf{E}' - \left(\frac{1}{\nu_{in}} \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} \right) \right\}^2 \quad (4.25)$$

$\mathbf{V}'_{i//}$ は磁力線に平行なイオン速度である。ここでは平行成分は、ジュール加熱にとって重要ではないので無視する。

$$\left(\mathbf{V}'_i \right)^2 = \frac{1}{1 + k_i^2} \left\{ \left(\frac{k_i}{B} \right) \mathbf{E}' - \left(\frac{1}{\nu_{in}} \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} \right) \right\}^2 \quad (4.26)$$

$d\mathbf{V}_i/dt$ は、もし B が定常なら次式のように表される。

$$\frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = \frac{1}{B^2} \left(\frac{d\mathbf{E}}{dt} \times \mathbf{B} \right) \quad (4.27)$$

(4.27) 式を (4.26) 式に代入する。

$$\left(\mathbf{V}'_i \right)^2 = \frac{1}{1 + k_i^2} \left[\left(\frac{k_i}{B} \right)^2 (\mathbf{E}')^2 - \frac{2k_i}{\nu_{in} B^3} \left(\frac{d\mathbf{E}}{dt} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{E}') \right) + \frac{1}{\nu_{in}^2 B^4} \left\{ \left(\frac{d\mathbf{E}}{dt} \right)^2 B^2 - \left(\mathbf{B} \cdot \frac{d\mathbf{E}}{dt} \right)^2 \right\} \right] \quad (4.28)$$

単純化する為に、電場の強度は時間変動のみで方向は同じとする。

$$\frac{d\mathbf{E}}{dt} = \frac{dE}{dt} \mathbf{e} \quad (4.29)$$

ここで \mathbf{e} は電場の単位ベクトルである。

$$\left(\mathbf{V}'_i \right)^2 = \frac{1}{1 + k_i^2} \left\{ \left(\frac{k_i}{B} \right)^2 (\mathbf{E}')^2 - \frac{2k_i}{\nu_{in} B^3} \left(\frac{dE}{dt} \mathbf{e} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{E}') \right) + \left(\frac{1}{\nu_{in} B} \frac{dE}{dt} \right)^2 \right\} \quad (4.30)$$

そして、右辺の第二項に (1.6) 式を用いる。

$$\left(\mathbf{V}'_i \right)^2 = \frac{1}{1 + k_i^2} \left\{ \left(\frac{k_i}{B} \right)^2 (\mathbf{E}')^2 - \frac{2k_i}{\nu_{in} B} \left(\frac{dE}{dt} U_E \right) + \left(\frac{1}{\nu_{in} B} \frac{dE}{dt} \right)^2 \right\} \quad (4.31)$$

U_E は中性風速度の電場と平行な成分である。(4.31) 式の右辺の第一項は今まで考えていた定常状態の電場によってイオンの速度を増加させる項、第二項は中性大気粒子の衝突によりイオンの速度を弱める働きをする項、第三項は振動電場によってイオンの速度を増加させる項である。今ここで着目する項は第三項である。(1.22) 式で示したように摩擦エネルギーはイオンと中性大気粒子の相対速度の 2 乗、即ち $(\mathbf{V}'_i)^2$ に比例する。従って摩擦エネルギーに与える振動電場の寄与を見積もるには第三項を (1.22) 式に代入すればよい。しかしここではそれは行わず、温度上昇への影響を議論する。その結果を 4.4 節で検証し

た温度上昇量と鉛直風発生との議論に応用する。イオンのエネルギー方程式は(4.32)式のように書ける [Oyama et al., 2004]。

$$T_i = T_n + T_{ie} + \frac{m_n \phi_{in}}{3k_B \psi_{in}} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 \quad (4.32)$$

T_i はイオン温度、 T_n は中性大気温度、 m_n は中性大気平均分子質量、 \mathbf{V}_i はイオン速度、 \mathbf{V}_n は中性大気粒子速度である。 ϕ_{in} と ψ_{in} はイオンと中性大気粒子相互作用間でおおよそ1である。 T_{ie} はイオンと電子との熱交換を表している。(4.32)式の相対速度を含む項に第三項を代入し、イオン温度変化量を計算すると(4.33)式になる。

$$T_{fric_dt} = \frac{m_n}{3k_B} \frac{1}{1+k_i^2} (\mathbf{V}'_i)^2 = \frac{m_n}{3k_B} \frac{1}{1+k_i^2} \left(\frac{1}{\nu_{in} B} \frac{dE}{dt} \right)^2 \quad (4.33)$$

[Oyama et al., 2010]。トロムソでの代表的磁場強度、中性大気情報などを代入して計算した結果を図4.10に示す。

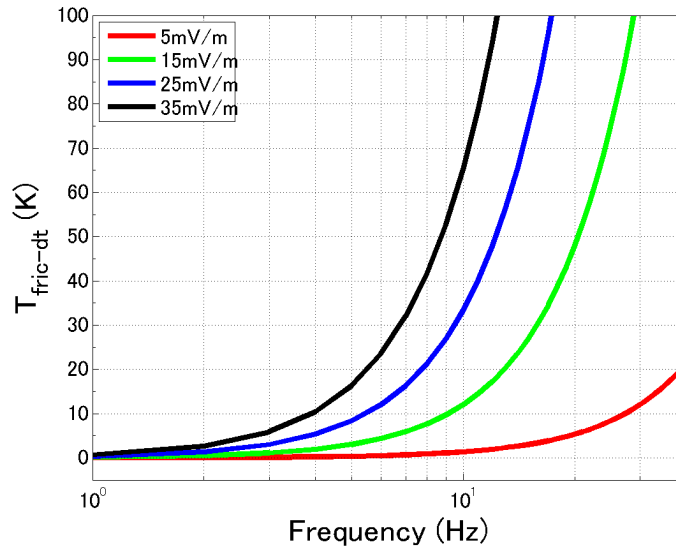


図 4.10: 振動電場によるイオン温度の加熱

振動電場に関する観測情報はないので、以下は推論であるが、もし周波数 10Hz, 振幅 25mV/m で振動する電場を仮定すると温度上昇量およそ 35 K となる。上昇したイオン温度が実際にどのくらい中性大気温度に変換されるかは十分に理解されていないが、上昇したイオン温度による中性大気への寄与が最大であった場合、イオンの温度上昇量を(4.19)式に代入し鉛直風を計算すると表4.3のようになる。これらの値はFPIが観測した値(17 m/s)に近い値である。

表 4.3: 周波数 10 Hz, 振幅 25 mV/m で振動する電場を仮定したときの鉛直風の結果

Altitude (km)	Vertical wind (m/s)
126	5.8
130	7.5
136	10.3
140	12.4
146	15.8
152	19.5

第5章 まとめと結論

本研究では、DELTA-2 キャンペーン期間中に EISCAT レーダー、ファブリペロー干渉計 (FPI)、フォトメーター、全天デジタルカメラ、多波長全天イメージャ(mASI)、によって 2009 年 1 月 26 日の 00:20~00:35 UT に得られたデータセットを中心に解析し、地磁気擾乱時における電離圏物理量、下部熱圏高度領域の中性風速、557.7 nm のオーロラの空間分布の関係を調べた。その結果をまとめる。

- オーロラブレイクアップに伴いトロムソの天頂をとり囲むように赤道側を中心に急激に発達したオーロラと、そのときに同時に FPI と EISCAT レーダーで観測されたトロムソの天頂付近の熱圏・電離圏物理量を詳細に解析した。
- トロムソ天頂付近はその赤道側を比べて暗い (しかし 1.5 kR 程度の強度がある) 領域であった。そこで中性風は上向きかつ極向き (北向き) に加速を受けていたことが FPI データの解析からわかった。
- この加速を発生させる物理機構を理解することを目的として EISCAT レーダーデータからジュール・粒子加熱率とイオンドラッグを計算し、期待される加速度や風速の理論計算結果と比較した。この比較研究では、高度分解能がない FPI データを補うために、EISCAT レーダーの電子密度情報やフォトメーターの高時間分解能データから観測波長 (557.7 nm) の高度分布を推測した。さらにロケットの TMA 観測による風速データから高度シアーを抑えた。その結果、加熱率とイオンドラッグから理論的に推定された値は、FPI が観測した加速度や風速を 1 桁以上下回った。
- 観測の空間的・時間的同時性も確保されているデータセットにも関わらず、小さい値になったという結果は、風速変動の推定を行うまでに置かれてきた仮定に間違いがあることを示唆する。このことから、推論であるが直流電場による加熱ではなく、振動電場による加熱を考えた。その結果、振動電場 (例: 振幅 25 mV/m, 周波数 10 Hz) はジュール加熱率を桁で大きくする作用があり、FPI で観測されたレベルの影響を下部熱圏に与える可能性が示唆された。

付録A quenching効果を用いた発光高度推定方法

酸素原子が 1S 状態から 1D 状態になるまでの時間の導出方法を説明する。427.8 nmの光を放出するfirst negative N_2^+ bandは、励起してから 10^{-8} 秒以内に発光する。また、その励起源は、オーロラ電子との衝突が主であるので、427.8 nmの発光強度の時間変化、特に定常状態からの急峻な増光はオーロラ電子の降込時刻を表していると考えられる。酸素原子の 1S 状態への励起も瞬時に起こると考えて良い。そのためfirst negative N_2^+ bandの励起時刻に、酸素原子は 1S 状態に励起すると考えられる。図A.1は2009年1月26日00:27:18 UT~00:28:30 UTのフォトメーターの時系列データである。赤色の線が427.8 nm、緑色の線が557.7 nmである。図A.1には大きくわけて2つのピークがある(00:27:36 UT付近と00:28:12 UT付近)。それぞれのピークにおける、427.8 nmと557.7 nmのピークのずれが 1S 状態から 1D 状態になるまでの時間である。

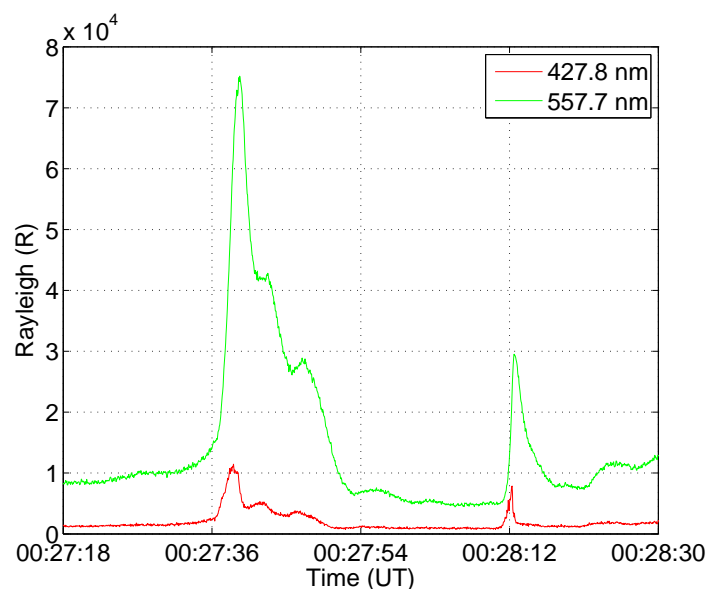


図 A.1: フォトメーターで観測された 427.8 nm(赤線) と 557.7 nm(緑線) の発光強度の時間変化

ピークの時間を検出するには、427.8 nm と 557.7 nm の発光強度の時系列データを平滑化する必要がある。ノイズを除去するために平滑化するデータポイント数を3から2ずつ増やして変えていき、各データポイント数での最大の相関係数を求める。最大相関係数

の中から最も高い値となるデータポイント数を採用した。採用したデータポイント数で 427.8 nm と 557.7 nm のデータに平滑化を行い、ピークのずれを求める。図 A.1 の一つ目のピーク (00:27:36 UT 付近) の拡大図を図 A.2 に示す。図 A.3 上図に示すように平滑化のデータポイント数が 5 ポイントの時に相関係数が最大値 0.777 を持った。この時の平滑化処理後の発光強度を図 A.2 の黒破線で示す。また図 A.3 下図に示すように、ピークのずれは 0.65 秒と推定された。

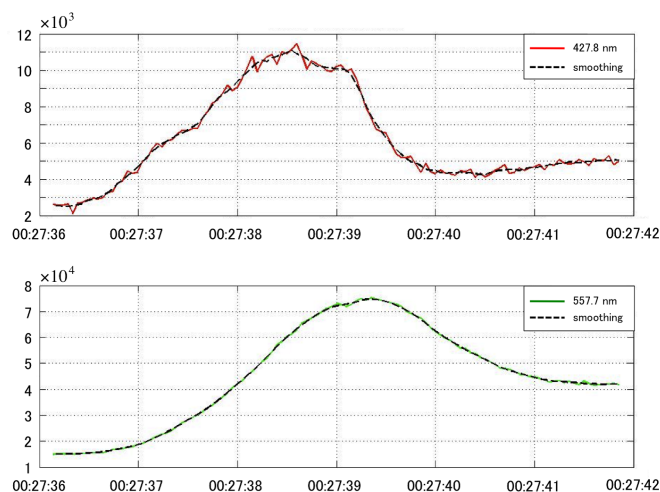


図 A.2: 00:27:36 UT~00:27:42 UT に取得された 427.8 nm(上図) と 557.7 nm(下図) の時系列データ。実線が観測値で、破線が平滑化処理後のデータである。

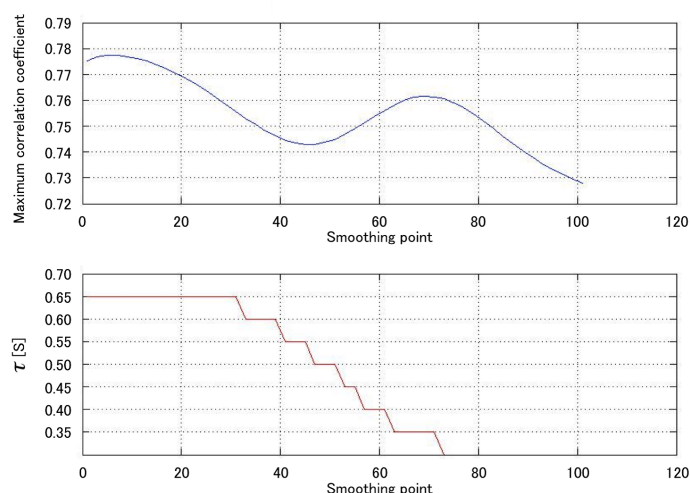


図 A.3: 上図：平滑化のデータポイント数に対する最大相関係数の依存性。下図：平滑化のデータポイント数に対する 427.8 nm と 557.7 nm のピークのずれ時間。

励起してから発光するまでの時間 (τ) は (4.5) 式で与えられる。[O₂]、[O]、[N₂] の値は

大気密度モデル NRL-MSIS00 を用いた。しかし、NRL-MSIS00 は $[\text{NO}]$ を計算していない。そこで $[\text{NO}]$ は (A.1) 式で計算した [Luiz *et al.*, 1971]。

$$[\text{NO}] = \frac{(2\gamma - 1)\alpha_3[\text{NO}^+]n_e}{k_{13}[\text{O}_2^+]} \quad (\text{A.1})$$

γ は ^4S 状態と ^2D 状態の窒素原子に含まれる ^2D 状態の割合で、ロケット観測から得られた値 ($\gamma = 0.87$) を採用した [Meira *et al.*, 1971]。 $[\text{NO}^+]$ は一酸化窒素イオンの数密度である。 α_3 は $[\text{NO}^+]$ の解離再結合係数である [Biondi *et al.*, 1969]。 k_{13} は O_2^+ と NO の反応係数である [Ferguson *et al.*, 1965]。解離再結合係数と反応係数は以下で与えられる。

$$\alpha_3 = 4.5 \times 10^{-1} \left(300/T_n \right) [m^3/s] \quad (\text{A.2})$$

$$k_{13} = 8.0 \times 10^{-4} [m^3/s] \quad (\text{A.3})$$

$[\text{O}_2^+]$ は酸素分子イオンの数密度である。電子密度には EISCAT レーダーの観測値を代入した。イオンの数密度は、電離圏のイオン組成比モデル IRI-2007¹ が算出するイオン組成比と EISCAT レーダーで測定した電子密度から計算した。図 A.4 は (A.1) 式を用いて計算したある時刻の NO の数密度と NRL-MSIS00 モデルの O_2 、 O 、 N_2 の粒子の数密度の高度プロファイルを示す。

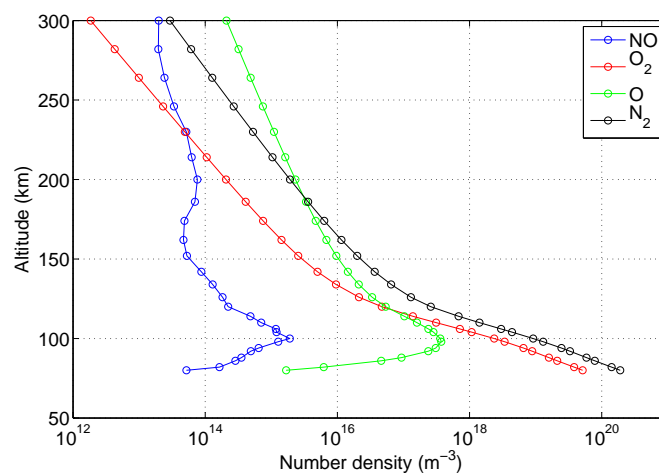


図 A.4: 各組成の高度プロファイル

図 A.4 の各高度の大気密度を (4.5) 式に代入することで、励起してから発光するまでの時間の高度プロファイルを得ることができる。図 A.5 は 2009 年 1 月 26 日 00:27:39 UT 付近 (図 A.2 と A.3) の例の結果である。

¹<http://iri.gsfc.nasa.gov/>

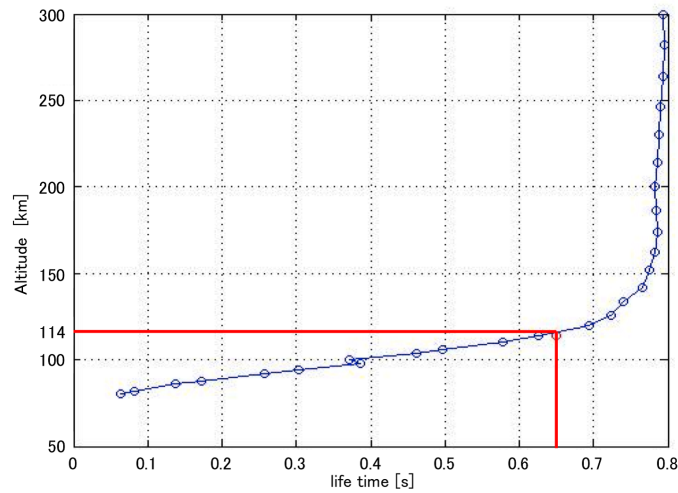


図 A.5: 励起してから発光するまでの時間の高度プロファイル

フォトメーターから求めた酸素原子が 1S 状態から 1D 状態になるまでの時間 τ は0.65[s]であったので、図 A.5 から FPI の観測高度は 114 km となる。ただ、この手法で使用する物理量には誤差が含まれている。誤差を含む要因の候補として、(i) quenching 効果がない時の励起してから発光するまでの平均時間 τ_0 、(ii) 大気密度モデルの計算結果と実大気のずれ、(iii) 電離圏のイオン組成比モデルの計算結果と真値のずれ、(iv) EISCAT レーダーから導出された電子密度の誤差の 4 つが挙げられる。

(i) 励起してから発光するまでの時間はばらつきがある。ここでは、0.8 [s]、0.74 [s] [Holmes et al., 2005]、0.7 [s] [McEwen et al., 1978] について図 A.5 の例を再計算する。表 A.1 に示すように 0.1 秒の τ_0 の差で発光高度は 15 km 異なる。(ii) から (iv) の影響は後述するが、 τ_0 による誤差がこれらの中では最も大きい影響の要因であった。

表 A.1: 励起してから発光するまでの時間のばらつきによる発光高度の変化

参照されている値	0.8 [s]	0.74 [s]	0.70 [s]
推定された発光高度	116 km	120 km	131 km

(ii) と (iii) 大気密度モデル NRL-MSIS00 と電離圏のイオン組成比モデル IRI-2007 の値は熱圏・電離圏の真値と顕著に異なる可能性がある。その影響を調べるために表 A.2~A.4 にあるようにモデル値を変えて図 A.5 の例を再計算した。その結果、推定誤差は数 km であり、モデル値の影響は限定的であることがわかる。

表 A.2: 大気密度モデル NRL-MSIS00 の値の誤差による発光高度推定値の変化

大気密度モデルの値の増減の割合	1 倍	0.25 倍	0.50 倍	2 倍	4 倍
推定された発光高度	116 km	114 km	115 km	118 km	119 km

表 A.3: 電離圏のイオン組成比モデル IRI-2007 の誤差による発光高度推定値の変化。[NO⁺] の比が変化した場合を示す。

NO ⁺ の比の増減	±0	+5	+10	-5	-10
推定された発光高度	116 km	116 km	116 km	115 km	115 km

表 A.4: 電離圏のイオン組成比モデル IRI-2007 の誤差による発光高度推定値の変化。[O₂⁺] の比が変化した場合を示す。

O ₂ ⁺ の比の増減	±0	+5	+10	-5	-10
推定された発光高度	116 km	116 km	116 km	118 km	119 km

(iv) EISCAT レーダーから導出された電子密度は ±10 % の誤差を含んでいる。その影響を調べるために、その誤差範囲内で電子密度観測値を変化させ、図 A.5 の例を再計算した。その結果を表 A.5 に示す。

表 A.5: EISCAT レーダーが観測する電子密度の誤差による発光高度推定値の変化。

電子密度の増減	±0 %	+10 %	-10 %
推定された発光高度	116 km	117 km	115 km

以上 4 つの要因の中で最も大きな影響を与えるものは、励起してから発光するまでの時間に関する要因であった。その他の大気密度モデル NRL-MSIS00、電離圏のイオン組成比モデル IRI-2007、EISCAT レーダーから導出された電子密度による誤差は、±3 km 程度の誤差であった。

参考文献

- [1] 恩田忠典, 丸橋克英, ウェーブサミット講座 宇宙環境科学, オーム社, 2000.
- [2] 福西浩, 国分征, 松浦延夫 (国立極地研究所編), オーロラと超高層大気, 南極の科学 2, 古今書院, 1983.
- [3] Banks, P. M., and G. Kockarts, "AERONOMY Part B", pp.4, *ACADEMIC PRESS*, 1973
- [4] Biondi, M. A., Atmospheric electron-ion and ion-ion recombination processes, *Canadian Journal of Chemistry*, 47, 1711-1719 1969.
- [5] Brekke, A., and Helge Pettersen, A possible method for estimating any indirect process in the production of the O(¹S) atoms in aurora, *Planet. Space Sci.*, 20, 1569-1576, 1972.
- [6] Brekke, A., PHYSICS OF THE UPPER POLAR ATMOSPHERE, *Praxis Publishing*, 1997.
- [7] Doupnik, J. R., A. Brekke, and P. M. Banks, Incoherent Scatter Radar observations during three sudden commencements and a Pc 5 Event on August 4, 1972, *J. Geophys. Res.*, 82, 499-514, 1977.
- [8] Hargreaves, J. K., "The solar-terrestrial environment", *CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS*, 1995.
- [9] Hays, P. B., R. A. Jones and M. H. Rees, Auroral heating and the composition of the neutral atmosphere, *Planet Space Sci.*, 21, 559-573, 1973.
- [10] Holmes, J. M., M. Conde, C. Deehr, and D. Lummerzheim, Morphology of evening sector aurorae in 557.7 nm Doppler temperatures, *Ann Geophys.*, 32, doi:10.1029/2004GL021553, 2005.
- [11] Ishii, M., M. Conde, R. W. Smith, M. Krynicki, E. Sagawa, and S. Watari, Vertical wind observations with two Fabry-Perot interferometers at Poker Flat, Alaska, *J. Geophys. Res.*, 106, 10,537-10,551, 2001.

- [12] Ishii, M., M. Kubota, M. Conde, R. W. Smith, and M. Krynicki, Vertical wind distribution in the polar thermosphere during Horizontal E Region Experiment (HEX) campaign, *J. Geophys. Res.*, *109*, doi:10.1029/2004JA010657, 2004.
- [13] Kelley, M. C., "The Earth's Ionosphere Plasma Physics and Electrodynamics", *ACADEMIC PRESS*, 2009.
- [14] Kosch, M. J., C. Anderson, R. A. Makarevich, B. A. Carter, R. A. D. Fiori, M. Conde, P. L. Dyson, and T. Davies, First E region observations of mesoscale neutral wind interaction with auroral arcs, *J. Geophys. Res.*, *115*, doi:10.1029/2009JA014697, 2010.
- [15] Kurihara, J., S. Oyama, S. Nozawa, T. Tsuda, R. Fujii, Y. Ogawa, H. Miyaoka, N. Iwagami, T. Abe, K.-I. Oyama, M. J. Kosch, A. Aruliah, E. Griffin, and K. Kauristie, Temperature enhancements and vertical winds in the lower thermosphere associated with auroral heating during the DELTA campaign, *J. Geophys. Res.*, *114*, doi:10.1029/2009JA014392, 2009.
- [16] Kurihara, J., T. Abe, K.-I. Oyama, E. Griffin, M. Kosch, A. Aruliah, K. Kauristie, Y. Ogawa, S. Komada, and N. Iwagami, Observation of the lower thermospheric neutral temperature and density in the DELTA campaign, *Earth Planets Space.*, *58*, 1123-1130, 2005.
- [17] Larsen M. F., and R. L. Walterscheid, Modified geostrophy in the thermosphere, *the American Geophysical Union*, *107*, 17321-17329, 1995.
- [18] McEwen, D. J., and D. A. Bryant, Optical-particle characteristics of pulsating aurora, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *40*, 871-876, 1978.
- [19] Meira, L. G. Jr., Rocket measurements of upper atmospheric nitric oxide and their consequences to the lower ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *76*, 202-212, 1971.
- [20] Norton, R. B., and Charles A. Barth, Theory of Nitric Oxide in the Earth's atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *75*, 3903-3909, 1970.
- [21] Oyama, S., C. Lathuillere, S. Maeda, and B. J. Watkins, Summer-winter dependences of day-night differences in the ion temperature in the polar upper F region, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L05806, doi:10.1029/2003GL018820, 2004.
- [22] Oyama, S., B. J. Watkins, S. Maeda, H. Shinagawa, S. Nozawa, Y. Ogawa, A. Brekke, C. Lathuillere, and W. Kofman, Generation of the lower-thermospheric vertical wind estimated with the EISCAT KST radar at high latitudes during periods of moderate geomagnetic disturbance, *Ann Geophys.*, *26*, 1491-1505, 2008.

- [23] Oyama, S., K. Shiokawa, J. Kurihara, T. T. Tsuda, S. Nozawa, Y. Ogawa, Y. Otsuka, and B. J. Watkins Lower-thermospheric wind fluctuations measured with an FPI during pulsating aurora at Tromsø, Norway, *Ann. Geophys.*, 28, 1847-1857, 2010.
- [24] Shiokawa, K., T. Kadota, Y. Otsuka, T. Ogawa, T. Nakamura, and S. Fukao, A two-channel Fabry-Perot interferometer with thermoelectric-cooled CCD detectors for neutral wind measurement in the upper atmosphere, *Earth Planets Space*, 55, 271-275, 2003.
- [25] Solomon, S. C., Thomas N. Woods, Leonid V. Didkovsky, John T. Emmert, and Liying Qian, Anomalously low solar extreme-ultraviolet irradiance and thermospheric density during solar minimum, *Geophysical research letters*, 37, doi:10.1029/2010GL044468, 2010.
- [26] St.-Maurice, J. -P., and W. B. Hanson, Ion frictional heating at high latitudes and its possible use for an in situ determination of neutral thermospheric winds and temperatures, *J. Geophys. Res.*, 87, 7580-7602, 1982.
- [27] Tsuda, T. T., S. Nozawa, S. Oyama, T. Motoba, Y. Ogawa, H. Shinagawa, N. Nishitani, K. Hosokawa, N. Sato, M. Lester, and R. Fujii, Acceleration mechanism of high-speed neutral wind observed in the polar lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 114, doi:10.1029/2008JA013869, 2009.
- [28] Vickrey, J. F., R. R. Vondrak, and S. J. Matthews, Energy Deposition by Precipitating Particles and Joule Dissipation in the Auroral Ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 83, 5184-5196, 1982.
- [29] Zipf, E. C., The collisional deactivation of metastable atoms and molecules in the upper atmosphere, *Canadian J. Chemistry*, 47, 1863-1870, 1969. M. F. Larsen, Winds and shears in the mesosphere and lower thermosphere: results from four decades of chemical release wind, *J. Geophys. Res.*, 107, 1215, doi:10.1029/2001JA000218, 2002.

使用する記号

p - 圧力 (N/m²)

m_n - 中性大気 の平均分子質量 (kg)

n_n - 中性大気粒子 の数密度 (個/m³)

g - 重力加速度 (m/s²)

k_B - ボルツマン定数 (1.38×10^{-23} J/K)

T_n - 中性大気 の絶対温度 (K)

T_i - イオン温度 (K)

H - スケールハイト (km)

m_j - プラズマ粒子 の質量 (kg)

V_j - プラズマ粒子 の速度 (m/s)

q_j - プラズマ粒子 の電荷 (C)

E - 電場 (mV/m)

B - 磁束密度 (T)

ν_{jn} - プラズマ粒子 からみた衝突周波数 (Hz)

ν_{nj} - 中性大気粒子 からみた衝突周波数 (Hz)

u_n - 中性風 の速度 (m/s)

ξ - プラズマ粒子 の応答時間 (s)

Ω_j - プラズマ粒子 のジャイロ角周波数 (Hz)

σ_P - ペダーセン電気伝導度 (S/m)

σ_H - ホール電気伝導度 (S/m)

$\sigma_{//}$ - 沿磁力線方向 の電気伝導度 (S/m)

\dot{Q}_n - イオンとの衝突による中性大気粒子へのエネルギー輸送率 ($\text{W}/\text{m}^3 \cdot \text{s}$)
 \dot{Q}_i - 中性大気粒子との衝突によるイオンへのエネルギー輸送率 ($\text{W}/\text{m}^3 \cdot \text{s}$)
 ρ_n - 中性大気粒子の単位体積あたりの質量密度 (kg/m^3)
 ρ_i - イオンの単位体積あたりの質量密度 (kg/m^3)
 Q_J - ジュール加熱率 (W/m^3)
 Q_P - 粒子加熱率 (W/m^3)
 η - 粘性係数 (m^2/s)
 Ω - 地球の自転速度 (m/s)
 j - 電流密度 (A/m^2)
 ε - 真空の誘電率 ($8.85 \times 10^{-12} \text{ F}/\text{m}$)
 λ_D - デバイ長 (m)
 λ_0 - EISCAT レーダーの送信波長 (m)
 e - 電子の電荷 ($1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$)
 n - エタロンの屈折率
 n' - 平行平面版とエタロンの間の媒質中の屈折率
 t_a - 振幅透過率
 r_a - 振幅反射率
 τ_a - 干渉計から出る光の振幅
 T - エタロン板の透過強度
 R - エタロン板の反射強度
 $\lambda_{557.7}$ - 557.7 nm の長さをもった波長 (m)
 Φ - 位相差 (rad)
 T_{FP} - 透過強度
 θ_n - 入射角 (rad)
 θ'_n - 反射角 (rad)

d - エタロン板の間隔 (m)
 r_l - フリンジの中心からの距離 (m)
 f_l - フォーカスレンズの焦点距離 (m)
 c - 光速 (2.99×10^8 m/s)
 r_N - FPI のスキャナーが北を向いたときに観測するフリンジの中心からの距離 (m)
 r_S - FPI のスキャナーが南を向いたときに観測するフリンジの中心からの距離 (m)
 λ_N - FPI のスキャナーが北を向いたときに観測する波長 (m)
 λ_S - FPI のスキャナーが南を向いたときに観測する波長 (m)
 v_{N-S} - FPI で観測される南北風 (m/s)
 v_{up} - FPI で観測される鉛直風 (m/s)
 Q_P - オーロラ粒子との衝突によるイオン生成率 (個/m³·s⁻¹)
 Q_S - 日照によるイオン生成率 (個/m³·s⁻¹)
 α_{eff} - イオン再結合率 (m⁻³·s⁻¹)
 η_i - イオン化係数 (eV⁻¹·s⁻¹)
 σ - 吸収断面積 (m²)
 $I_{557.7}$ - オーロラの発光強度 (eV/m²)
 τ_o - 酸素原子が ¹S 状態から ¹D 状態になるまでに経過する平均時間 (0.8 s)
 τ - 酸素原子が ¹S 状態から ¹D 状態になるまでの時間 (s)
 z, z_0, z_1 - 高度 (km)
 T_1, T_1^* - 高度 z_1 での中性大気の温度 (K)
 T_0 - 高度 z_0 での中性大気の温度 (K)
 n_1, n_1^* - 高度 z_1 での中性大気の数密度 (個/m³)
 n_0 - 高度 z_0 での中性大気の数密度 (個/m³)
 $N_n(z)$ - 高度 z_0 から z までの単位面積あたりの大気分子総数 (個/m³)。中性大気の温度は $z_0=T_0, z_1=T_1$ である。

$N_n^*(z)$ - 高度 z_0 から z までの単位面積あたりの大気分子総数 (個/ m^3)。中性大気の温度は $z_0=T_0$, $z_1=T_1^*$ である。

Δt - 加熱が起こる前の熱的平衡状態から、一定期間加熱が加えられ次の熱的平衡状態になるまでの時間 (s)

C_p - 定圧モル比熱 (J/kg·K)

dt_H - 熱圏大気が加熱を加えられていた時間 (s)

Q - ジュール加熱率と粒子加熱率の和 (W/ m^3)

T_{fric_dt} - イオン温度の上昇量 (K)

γ - 4S 状態と 2D 状態の窒素原子に含まれる 2D 状態の割合

α_3 - $[NO^+]$ の解離再結合係数 ($m^3 \cdot s^{-1}$)

k_{13} - O_2^+ と NO の反応係数 ($m^3 \cdot s^{-1}$)

謝辞

松浦延夫名誉教授には、セミナーを通して多くの知識を与えて頂きました。また、本研究においてとても貴重な助言をして頂きとても感謝しております。

トロムソ大学のBrekke先生には、日本滞在中またトロムソ出張中に本研究の打ち合わせをして頂きました。打ち合わせでは本研究を進める上でとても多くの助言をして頂きとても感謝しております。

本研究で使用したEISCAT UHFレーダーのデータは、EISCAT科学協会によって取得されたものです。EISCAT科学協会を始め、EISCATサイトで観測に携わった全ての関係者に感謝致します。

本研究はDELTA-2キャンペーンのデータを使用しました。DELTA-2キャンペーンに関わった全ての皆様に感謝致します。