

平成 20 年度 修士論文

リチウム放出実験による熱圏中性大気
密度測定

Estimation thermospheric neutral
density by Lithium release
experiment

南部 慎吾

Nanbu Shingo

北海道大学大学院理学院 宇宙理学専攻
惑星物理学研究室

2009/02/02

要旨

熱圏電離圏結合の研究のためにロケット実験 (WIND: Wind measurement for Ionized and Neutral atmospheric Dynamics study) が実施された. リチウム放出機器, プラズマと電磁場測定器を搭載した S-520-23 号機を, 2007 年 9 月 2 日 19:20 に内之浦から打ち上げた. ガス化したリチウムを高度 150-300 km に放出し, 670 nm 太陽光の共鳴散乱光を 4 地点 (内之浦, 宮崎, 潮岬, 奄美大島) から同時に観測した. この実験で得られたリチウム雲の画像を解析し, リチウム雲の拡散から大気密度の推定を行った. 本論文ではその方法, 結果について述べる.

目次

1	序論	2
1-1	熱圏	2
1-2	電離圏	4
1-3	熱圏の観測	5
1-4	研究の目的	6
2	WIND キャンペーン	7
2-1	目的	7
2-1-1	熱圏電離圏相互作用	7
2-1-2	中規模伝搬性電離圏擾乱	9
2-2	概要	9
2-3	観測結果	11
3	解析	13
3-1	解析手法	13
3-1-1	画像解析	13
3-1-2	拡散係数からの導出	14
3-1-3	数値計算	16
3-2	解析結果	19
4	考察	21
	謝辞	23
	参考文献	24

1 序論

1-1 熱圏

地球の約高度 95 km から 500 km の中性大気の領域は熱圏と呼ばれる。下部領域である中間圏とは二つの物理の違いから分けられる。一つは拡散である。熱圏より低い領域では渦拡散が分子拡散より強く、大気が十分に攪拌され組成が高度によらず一定であるが、熱圏より高い領域では分子拡散が支配的になり重力分離が発生し組成が高度と共に変化する。二つ目は境界に温度の急勾配があり高度とともに急激に温度が上昇していく図 1-1, 図 1-2。

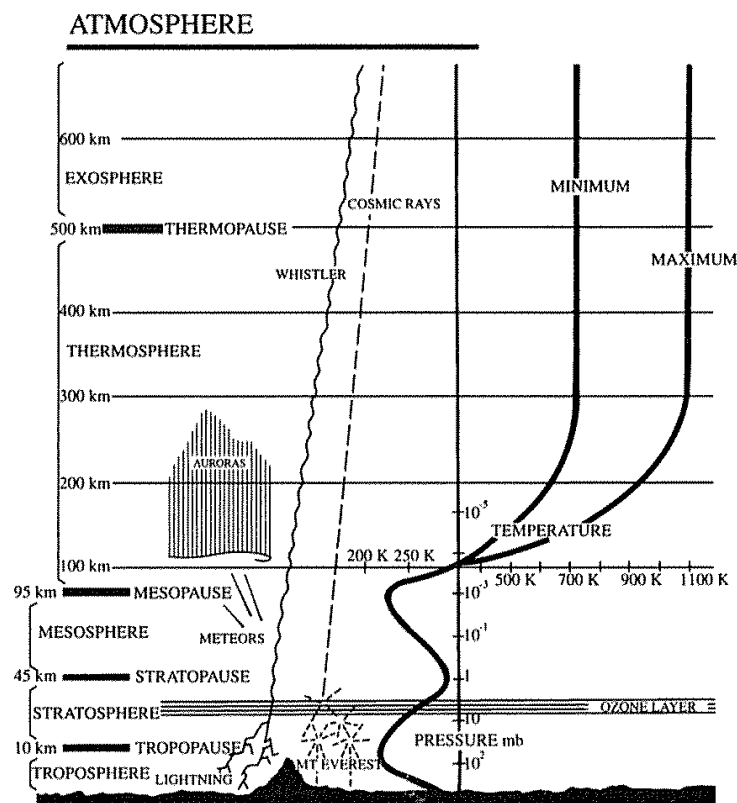


図 1-1: 地球大気の温度構造. [Robert and Andrew, 2000 より引用]

上部領域との境界は大気を流体的に扱えるか否かで決まる。500 km より上の高度では平均自由行程が数百 km になり、ほとんど衝突が起きず大気を粒子的に扱わねばならなくなる、この領域は外圏と呼ばれる。

熱圏大気は鉛直方向に比べ水平方向の変化に乏しい。鉛直速度が拡散の速度に比べ十分に小さい場合、平衡状態にある密度の鉛直構造は次のように考えることがで

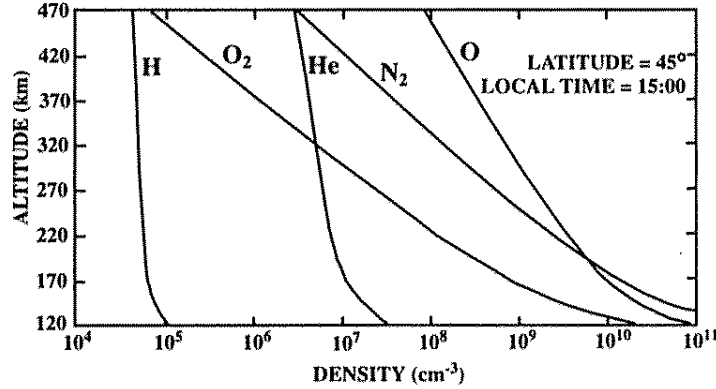


図 1-2: MSIS モデルによる日中の中緯度熱圏の中性大気密度. [Robert and Andrew, 2000 より引用]

きる.

ここではある s 種の大気について解く. 大気に働く力として圧力勾配, 重力, 衝突の効果のみを仮定し, その釣り合いを考える. ここで圧力を p , 数密度を n , 質量を m , 速度を \mathbf{u} , 重力加速度を g , 異なる t 種との衝突振動数を ν_{st} とする.

$$\frac{\partial p_s}{\partial z} + n_s m_s g = - \sum_{t \neq s} m_s n_s \nu_{st} (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_t) \quad (1-1)$$

(1-1) 式を変形し, 拡散のフラックス Γ を導入すると

$$\Gamma_s = n_s \mathbf{u}_s = - \frac{1}{\sum_{t \neq s} m_s \nu_{st}} \left(\frac{\partial p_s}{\partial z} + n_s m_s g - \sum_{t \neq s} m_s n_s \nu_{st} \mathbf{u}_t \right) \quad (1-2)$$

拡散係数 D を次のように定義する, ここで k_B はボルツマン定数である.

$$D_s \equiv \frac{k_B T_s}{\sum_{t \neq s} m_s \nu_{st}} \quad (1-3)$$

(1-2) 式を拡散係数とスケールハイト $H = \frac{k_B T}{mg}$ を用いて表すと

$$\Gamma_s = -D_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial z} + \frac{n_s}{T_s} \frac{\partial T_s}{\partial z} + \frac{n_s}{H_s} - \frac{1}{k_B T_s} \sum_{t \neq s} m_s n_s \nu_{st} u_t \right) \quad (1-4)$$

となる. 衝突項を無視し, 定常状態では $\Gamma = 0$ となるので, 右辺の括弧内はゼロとなり

$$\frac{1}{n_s} \frac{\partial n_s}{\partial z} + \frac{1}{T_s} \frac{\partial T_s}{\partial z} + \frac{1}{H_s} \quad (1-5)$$

z_0 から z まで積分すると

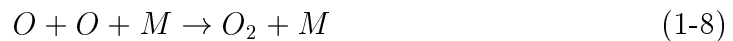
$$n_s(z) = n_s(z_0) \frac{T_s(z_0)}{T_s(z)} \exp\left(-\int_z^{z_0} \frac{dz'}{H_s}\right) \quad (1-6)$$

となる. 各中性大気のこの分布を拡散平衡分布という. 等温大気を仮定すると

$$n_s(z) = n_s(z_0) \exp\left(-\frac{z - z_0}{H_s}\right) \quad (1-7)$$

となる.

中緯度熱圏の主な加熱源は太陽極端紫外線 (*Extreme Ultraviolet: EUV*) の吸収である, 高緯度ではこの EUV の吸収に加え, 高エネルギー粒子との衝突や, オーロラ電流によるジュール加熱の効果なども重要になってくる. 注意すべき点は吸収された EUV がすべて加熱に使われるのではなく, 電離や光化学反応にも使われる. 例えば酸素分子は酸素原子に解離される, その酸素原子は高度約 100 km に下降し



の三体反応により, 酸素分子に戻る M は酸素原子または他の物質である. 太陽 EUV のほとんどは熱圏大気に吸収され, 下部には到達しない.

吸収量は組成, 密度, 到達する太陽の放射量, 加熱に使われる割合などによるため高度によって異なる. エネルギーは熱伝導により伝わり, 定常状態のエネルギーの式の高度分布は熱伝導係数を λ , 加熱率を Q_{heat} とすると

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = Q_{heat} \quad (1-9)$$

と書ける.

1-2 電離圏

高度約 80 km から上空の領域には電波を反射するほど多量の電離気体が存在する, 電離気体に着目した呼び方として電離圏と呼ばれる. この電離気体は中緯度では EUV に, 高緯度では EUV に加えて高エネルギーの電子によって中性大気が電離され生成される. 消滅過程の主なものはイオン分子が電子と結合する解離再結合であり, イオン原子は中性分子と結合し中性原子とイオン分子を生成する組み換え衝突を経て中性大気に戻る. 中緯度での電子密度の高度分布は図 1-3 のようになる, 上部の領域を F 領域, 下部の領域を E 領域と呼ぶ. E 領域, F 領域の下部は太陽光による光化学反応が, F 領域の中部と上部は光化学反応に加え拡散がその電子密度を決めている.

電離気体は中性大気に比べ非常に数が少なく, 最も電離気体の多い約高度 300 km の領域でさえ約 1% 以下しかない.

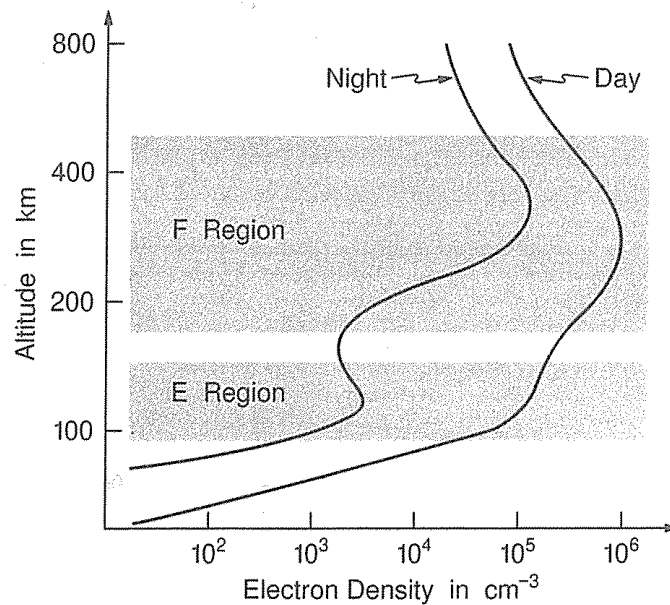


図 1-3: 日中, 夜間の電離圏電子密度分布. 横軸に電子密度, 縦軸に高度. [Baumjohann and Treumann, 1997 より引用]

1-3 熱圏の観測

熱圏大気の観測は以下の方法等で行われてきた.

1. 大気中を周る人工衛星は空気抵抗を受けその軌道が変化する. その軌道の変化から質量密度を見積もることができる. 中性大気のリモートセンシングデータとして最も数が多い.
2. 人工衛星またはロケットに搭載された質量分析計 (*mass spectrometer*) 等の計器を用い, 直接密度, 組成, 温度を観測する. 質量分析計の原理は, 口に入った中性大気を電子ビームでイオン化し, 磁場または電場をかけ, イオン質量に応じた動きをするのを観測し各組成の数密度を見積もることができる.
3. 非干渉散乱レーダー (*Incoherent scattering radar: IS radar*) を用いてイオン, 電子温度を地上より観測する, 中緯度の下部熱圏ではイオン温度と中性大気温度がほとんど一致するので, イオン温度を中性大気温度とみなすことができる. 測定原理の概略は電離圏に照射した電波の散乱波を観測する, 散乱波は電離気体の熱運動のためにドップラーシフトをする. そこから温度を求める.
4. 熱圏中に太陽光を散乱して発光するリチウムやストロンチウム, または酸素との反応によって発光する Trimethyl Aluminum (TMA) をロケット又は人

工衛星から放出しその動きを光学的に観測する。放出した物質の動きより風向, 風速を求める。

5. 人工衛星に働く抗力 (drag) を加速度計を用いて観測し, 大気密度, 風向, 風速を求める。例として CHAMP 衛星が観測した全球質量分布の図を示す。
6. Fabry-Perot 干渉計を用いると, 地上から中性風の風向, 風速, 大気温度を観測することができる。この干渉計は大気光やオーロラ等の特定の波長を出すの発光現象を観測する, その観測される波長のドップラーシフトから風向を, 波長の広がりから大気温度を求める。

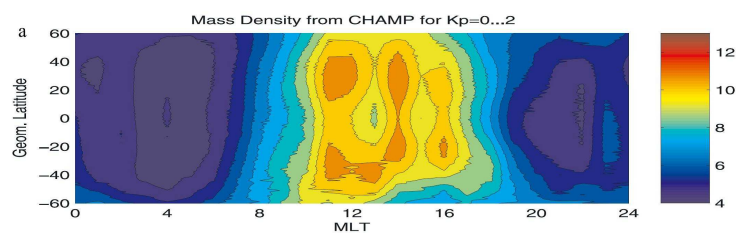


図 1-4: 2002 年の地磁気静穏時に CHAMP 衛星が観測した中低緯度, 高度 400 km の中性質量密度. 横軸に磁気地方時, 縦軸に磁気緯度. カラーバーの単位は $10^{-12} \text{ kgm}^{-3}$ [Liu et al., 2005 より引用]

1-4 研究の目的

2007 年 9 月 2 日に実施された, 熱圏大気へのリチウム放出実験 (2 章参照) にて撮像されたリチウムガスの拡散から, 大気密度を推定する方法を考え, 実際に解析を行い, 解析方法の検証を行う。

2 WIND キャンペーン

熱圏中性大気と電離気体の運動量輸送過程を解明すべく、2007 年 9 月にロケット観測を含めた観測キャンペーン (Wind measurement for Ionized and Neutral atmospheric Dynamics study:WIND キャンペーン) が行われた。ロケットには電場や磁場を観測する装置が搭載され電離大気の観測を行い、下降時にリチウムガスを放出しその形状の変化を地上より観測することで中性大気の運動を追った。この章ではこの実験の説明を行う。

2-1 目的

熱圏中性大気と電離気体の相互作用は光化学反応と、イオンと中性大気の衝突による運動量輸送である。電離気体は中性大気に比べ非常に数密度が低く、中性大気の運動への寄与はほとんどないと考えられてきたが、近年の衛星観測、数値計算の結果はこの二つの結合を強く示している。

このキャンペーンの最終的な目的は熱圏と電離圏の結合を観測することである。熱圏と電離圏の結合を観測するためには、高高度での電離気体と中性大気の運動を同時に観測する必要がある。このキャンペーンではロケットよりリチウムをガス化し放出することで中性大気の運動を観測する、しかしこの手法は日本では行われたことがなく、放出及び観測手法の確立という目的もある。

この実験では中規模伝搬性電離圏擾乱 (*Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbance* MSTID) と呼ばれる電離圏中の電子密度の疎密が伝搬する現象をターゲットとする。

2-1-1 熱圏電離圏相互作用

ここでは中性大気と電離気体の相互作用の具体的な例として赤道異常 (*Equatorial anomaly*) と呼ばれる現象の説明を行う。電離気体はローレンツ力により磁力線の周りをジャイロ運動し、その周波数は $\frac{qB}{m}$ で書ける。 q は電荷、 B は磁場、 m は荷電粒子の質量である。この運動のため電離気体は磁力線に並行な方向に動きやすいが、垂直な方向には動きにくい。中性大気も電離圏と衝突を介してこの効果を受け磁力線に垂直な方向に運動するときイオン抗力 (*ion drag*) を受ける。

電離圏では電離大気と中性大気の衝突周波数は数密度によるため高度と共に減少するが、ジャイロ周波数はほとんど変化しない。このため周波数の大小関係が、ある高度で逆転することになる。高度 75 km から 120 km までは衝突周波数がジャイロ周波数より高いイオンは中性大気に引きずられて動くが、電子はジャイロ周波数の方が高く磁力線に捉われる。このため電流が生じ、定常状態を保つための電場が発生する。磁力線方向の電気伝導率は非常によく、この電場は磁力線に沿って上方へ移動する。電離圏 F 領域では電子、イオン共にジャイロ周波数が衝突周波数より高くなり、電離気体が $E \times B$ ドリフトをする。磁気赤道の磁力線はおよそ水平

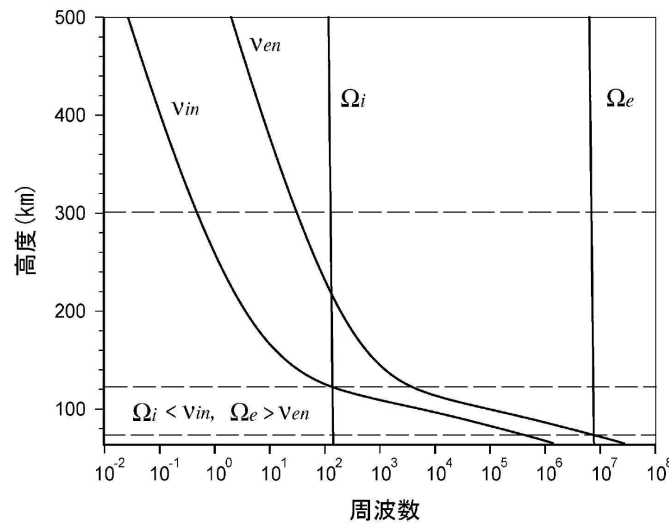


図 2-1: 衝突振動数とジャイロ周波数の高度分布 [Maruyama, 2006 より引用]

であり、そのため電離気体は上方へ移動する。上昇した電離気体は磁力線に沿って落下し、磁気緯度 10 から 15 度に電離気体が集中することになる。これを赤道異常と呼ぶ。CHAMP 衛星の観測では電離気体だけではなく、電離気体のピークから極方向にずれた位置に中性大気の質量密度が高くなることが示された。これは下降した電離大気が加熱源となって中性大気を加熱し、加熱された大気が上昇して起きたと考えられる。

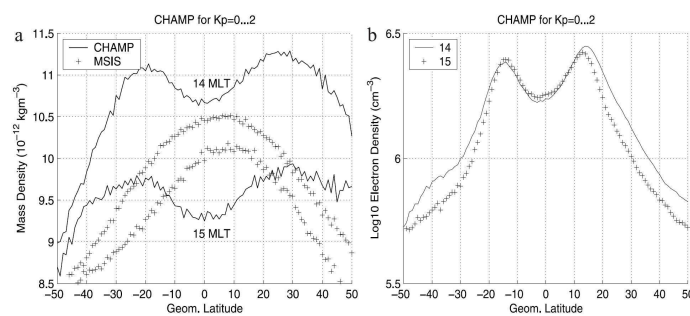


図 2-2: CHAMP が観測した地磁気活動が静穏時の 14 - 15 MLT の中性大気密度と電子密度の緯度分布。横軸は磁気緯度、縦軸に密度をとっている。 [Liu et al., 2005 より引用]

2-1-2 中規模伝搬性電離圏擾乱

国土地理院が持つ日本の GPS (global positioning system) 受信機網 (GPS Earth Observation Network: GEONET) を利用して得られる電離圏電子数 (Total electron content: TEC) の変動成分の 2 次元図で観測された, 典型的な MSTID を 図 2-3 に示す. 夜間 MSTID は 150-500 km の波長, 北西から南東に延びた波面を持ち, 南西方向に伝搬する. 一方昼間 MSTID は波長 100-350 km で, 東西方向に延びた波面を持ち, 南南東に伝搬する.

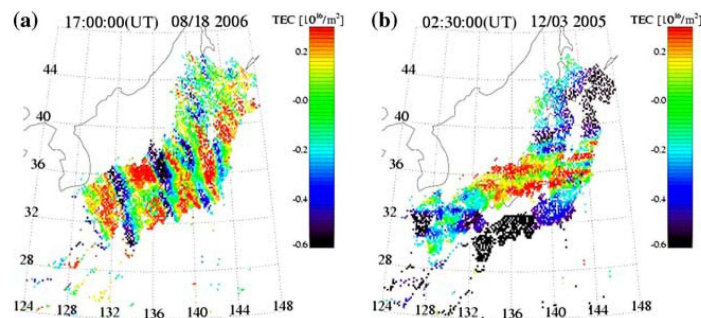


図 2-3: GPS 受信機網を利用して得られる TEC 変動 2 次元マップで観測される典型的な (a) 夜間 MSTID と (b) 昼間 MSTID. [Tsugawa et al., 2006 より引用]

WIND キャンペーンのターゲットである夜間 MSTID はこれまでの観測から次のような特徴が分かっている.

1. 夜間 MSTID には電場変動がともなう.
2. 夜間 MSTID には地磁気共役性がある. 北半球と, 南半球の地磁気座標が等しい点で同時に同様の伝搬特性をもった MSTID が観測された.

かつて中規模伝搬性電離圏擾乱は大気重力波を電離圏に投影したものであると考えられていたが, 上記の特徴から夜間 MSTID の発生機構には大気重力波以外の効果が考えられる. その一つとして夜間の電離圏 F 領域で起こる Perkins 不安定性と呼ばれる, プラズマ不安定性が考えられている. しかしこの不安定性の駆動源の中性風と電場の観測は十分ではなく, その実際は分かってはいない.

2-2 概要

2007 年 9 月 2 日 19 時 20 分 (LT) に内之浦宇宙空間観測所より S520-23 号機が打ち上げられた. 打ち上げ条件は, MSTID が GPS の観測により確認できていること, 地上観測地点 4 点のうち 3 点以上で視野方向が晴れていること, リチウムの

散乱光を観測するので太陽仰角が -10 度以下かつ電離圏が日照であることの 3 点であり, 打ち上げ時には地上観測地点は 4 点すべて晴れていた.

この実験で用いたロケットに搭載された観測機器は, リチウムをテルミット反応でガス化させ放出するリチウム放出装置, ロケットと地上の間の全電子数を計測するためのビーコン送信機, ロケットのスピンの軸に垂直な面内の電場, 電離圏下部の電子数を計測する電場・VLF/MF 帯電波受信機, 熱的電子の温度と密度を推定する高速ラングミュアプローブ, 地球磁場を計測する磁力計, 電子密度の揺らぎを計測する, Plasma Diagnostic Probe, 電子密度, プラズマ波動の計測を御子なる Plasma and Wave Monitor, イオンの温度と速度を計測する, 超熱的イオンイメージャ. の 8 点である.

地上光学観測は内之浦, 宮崎, 潮岬, 奄美の 4 地点をメイン観測地点とし, 撮像には赤外カットフィルターを外した Canon 製デジタルカメラ EOS Kiss Digital N に, リチウムの共鳴散乱光 (670.8 nm) を高い S/N 比で観測するために帯域 20 nm のバンドパスフィルターと広い視野 (FOV 110°), 明るい F 値 (F=3.5) を持つテレセントリックレンズを装着し使用した. 赤外カットフィルターは共鳴散乱光をカットするため, 透過性を上げるために外して使用した. 撮影時にはカメラの仰角, 方位角を固定し各観測点で同期を撮りながら撮影を行った. 撮影途中でも露出条件を可能にするために, ノート PC で露出条件を変更できるようにし, 電子レリーズによるマニュアル撮影を行った. ビーコン地上観測地点は 4 地点でロケット飛翔方向に沿って一直線上に配置した. 観測地点の位置と観測地, 機材を以下に示す.

1. 潮 岬 33.45 N, 135.75 E (京都大学防災研究所 潮岬風力実験所)
メインカメラ ×1, サブカメラ ×2
2. 宮 崎 31.83 N, 131.42 E (宮崎大学工学部)
メインカメラ ×1
3. 内之浦 31.25 N, 131.08 E (JAXA 内之浦宇宙空間観測所 PI センター)
メインカメラ ×1, サブカメラ ×3, 台湾観測班光学観測装置, ネット中継機材,
分光カメラ 1, スキャニングフォトメータ, 米国観測班光学観測装置
4. 奄 美 28.47 N, 129.72 E (須野ダム管理事務所)
メインカメラ ×1, サブカメラ ×1, 台湾観測班光学観測装置
5. 高 知 33.62 N, 133.72 E (高知工科大学)
サブカメラ ×2, 台湾観測班光学観測装置, ネット中継機材
6. 五 島 32.66 N, 128.85 E (五島市鬼岳天文台)
サブカメラ ×1
7. 川 内 31.83 N, 130.34 E (薩摩川内市せんだい宇宙館)
米国観測班光学観測装置

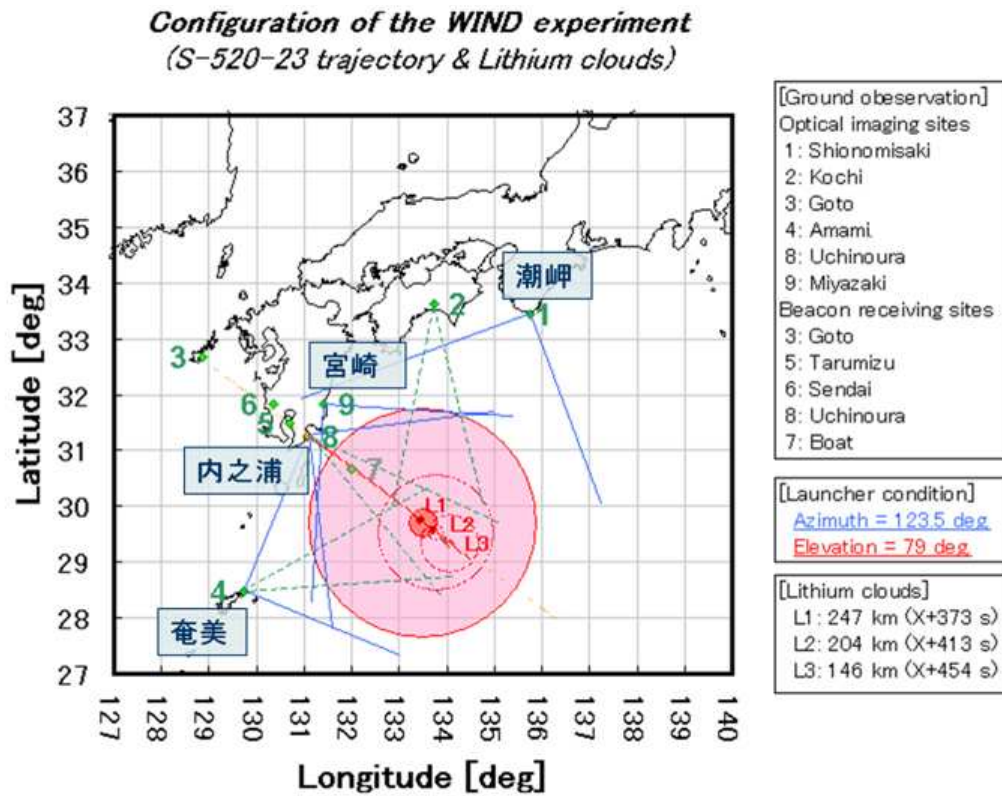


図 2-4:

撮影番号	露出開始時刻 (LT)	ISO 感度	露出時間
05 - 17	19:26:13 - 19:27:58	ISO 800	4 秒
18 - 23	19:28:14 - 19:29:54	ISO 800	15 秒
24 - 52	19:31:30 - 19:40:50	ISO 1600	15 秒
53 - 85	19:41:40 - 20:15:45	ISO 1600	30 秒

表 2-1: 撮影条件

2-3 観測結果

メインカメラで撮影したリチウムの画像を示す。予定ではロケット発射後 373 秒から 40 秒おきにリチウムを間欠的に放出するはずであったが、一度目のリチウムを加熱する際に二度目のリチウムにも引火してしまいトレイル状のリチウム雲が生成された。

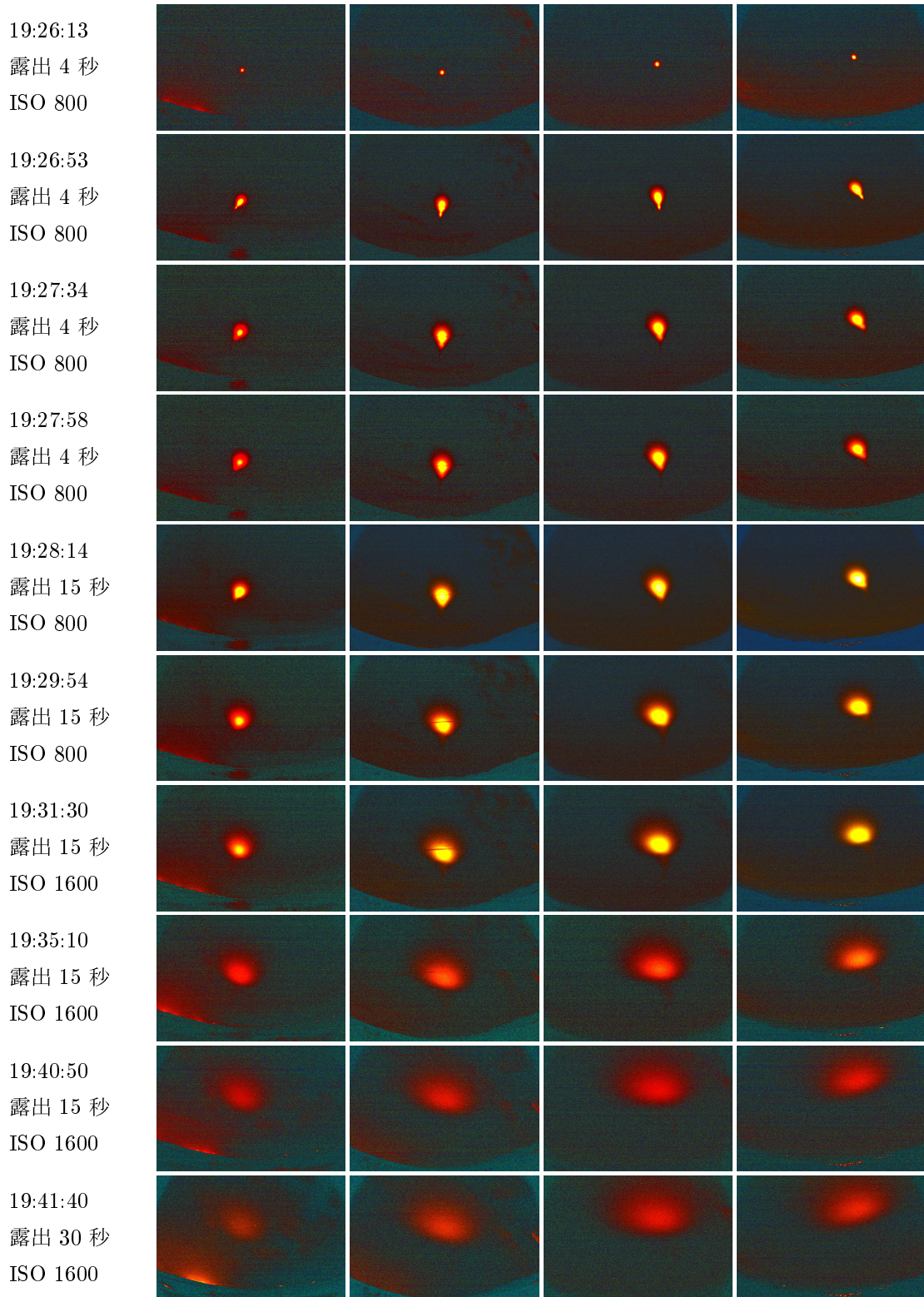


図 2-5: 各列左から, 潮岬, 宮崎, 内之浦, 奄美から撮影したリチウム雲である.

3 解析

この節では観測されたリチウム画像より密度を推定した手法を解説する。

3-1 解析手法

3-1-1 画像解析

まず観測された画像の輝度情報を取得する。今回は画像形式の変換に「ステライメージ Ver. 5.1」を、輝度情報の取得に「スバル画像解析ソフトマカリィ」を使用した。撮影した RAW 形式の画像を FITS 形式の画像に変換する、これは RAW 形式が機種に依存した形式であり、マカリィで読み込むことができないためである。変換の際に画像の現像処理をせず、撮像素子のデータをそのまま用いた。またこの際に各画像からダーク画像を差し引くダーク補正を行った。

各画像の輝度情報を、画像に対して水平にとり、ガウス関数でフィッティングを行う 図 3-6。輝度情報は RGB の R のみを用いる。これはリチウムの共鳴散乱光の波長が 670.8 nm で赤色であるためである。

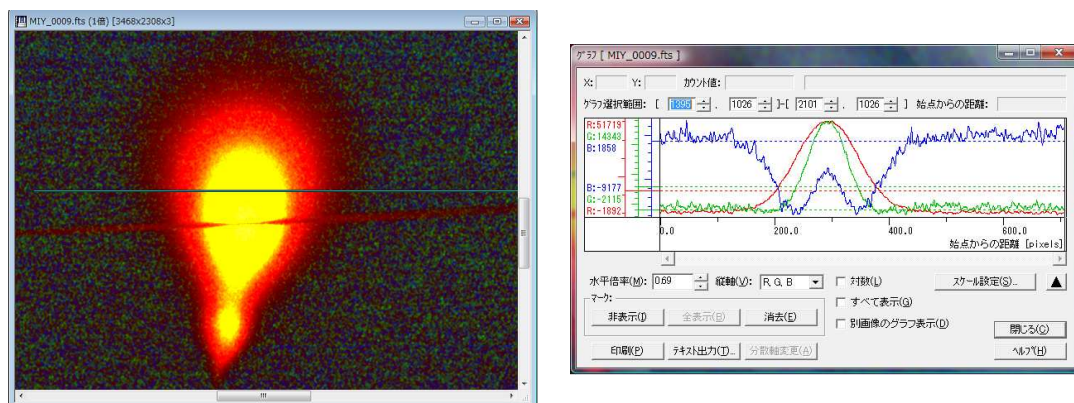


図 3-6: 左の図がマカリィの画面であり、図中の緑の線上の輝度情報を読みとる。右の図はマカリィで取得した輝度情報である。赤、緑、青の線はそれぞれ R, G, B の輝度を表す。

ここで取った水平の線は高度一定の直線とみなす、しかし実際は画像のゆがみ、リチウム雲の厚みを考慮する必要がありこれは現実的ではないかもしれない。高度は各画像のリチウム雲の下端にロケットがあると考え、ロケットの軌道情報を用いて決める。水平距離は画像の一ピクセルあたりの画角が 2 分角であり、軌道情報より観測点とロケット間の距離 L が分かるので一ピクセルあたりの距離 x を $x = L \tan(2\pi/60)$ で計算し、これをピクセル数にかけ求めた。フィッティングには

次のガウス関数を用いる.

$$I = \frac{I_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi}{Dt}} \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{4Dt}\right) + I_{back} \quad (3-1)$$

Dt , I_0 , a , I_{back} はそれぞれリチウム雲の幅, 輝度の総量, ピーク位置, 背景の輝度を表す. なおこの輝度は絶対値ではなく相対値である. 実際の輝度とパラメータの時間変化の例として宮崎より撮影された高度約 220 km でのそれぞれ値を図 3-7, 図 3-1-1 に示す.

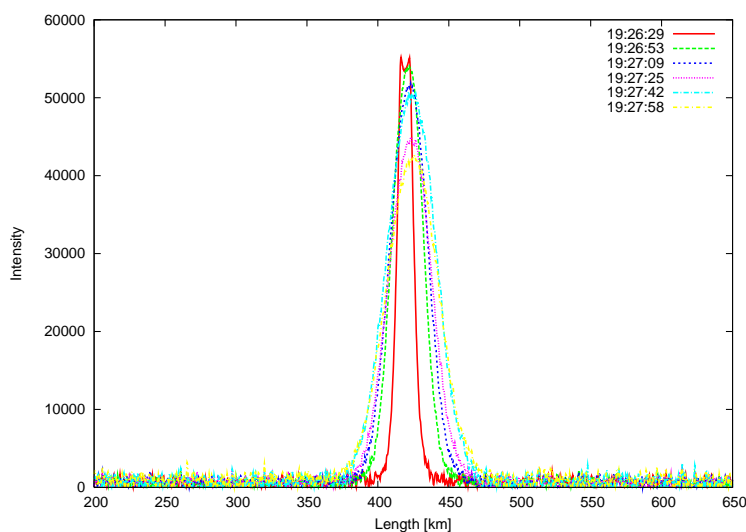


図 3-7: 高度 220 km での輝度. 横軸は水平距離, 縦軸に強度.

今回の解析ではリチウム雲の幅から密度を推定し, またリチウム雲の幅を数値計算の結果とも比較する.

3-1-2 拡散係数からの導出

熱圏では分子拡散が支配的であり, リチウム雲が拡散方程式に従うとする. ここでリチウムの数密度を n_{Li} とし, 拡散係数 D が空間, 時間で水平方向に対して一定と仮定する

$$\frac{\partial n_{Li}}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_{Li}}{\partial x^2} \quad (3-2)$$

この方程式の解は式 (3-1) の I を n_{Li} に置き換えたものになり, 画像解析のフィッティングで求めたリチウム雲の幅は拡散係数と時間の積となる. フィッティングの結果は時間に対して一次関数の分布をするので, 分布の傾きを求めることで拡散係

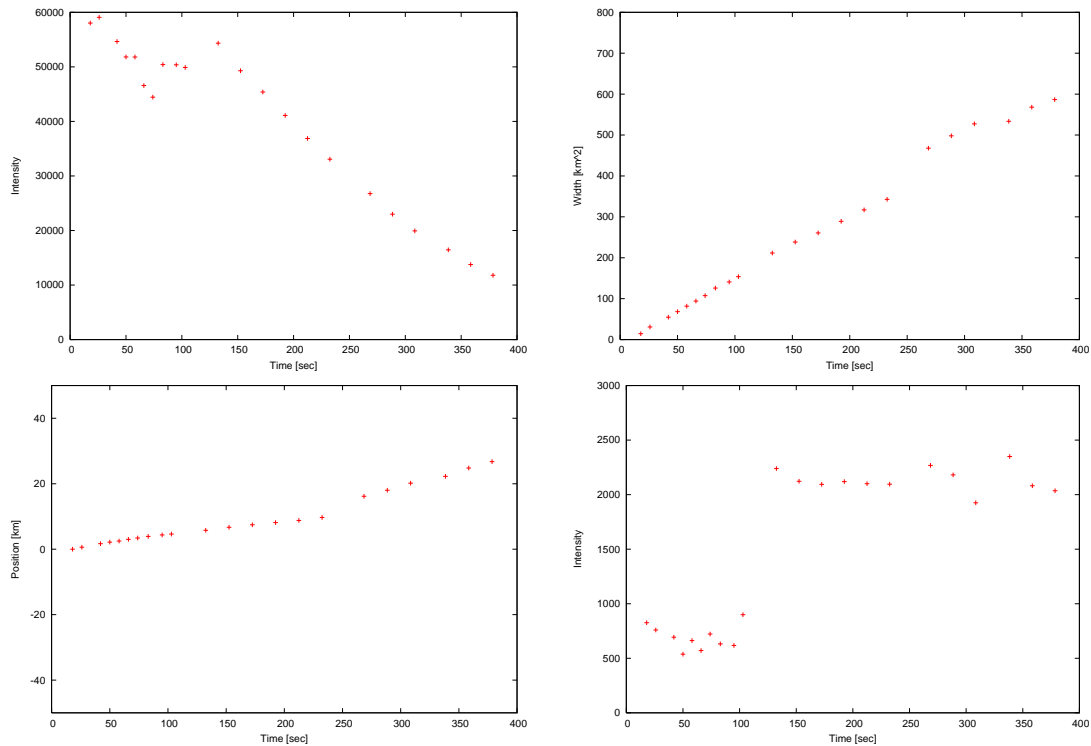


図 3-8: 左上:リチウム雲ピーク輝度. 右上: 幅. 左下: ピーク位置. 右下: 背景輝度. 横軸は撮影開始時刻からの秒数, 露出時間の中間の値を画像の時刻とする. 縦軸は順に輝度, 幅, ピーク位置の動き, 輝度である.

数を求めることができる. この拡散係数は以下のように書け

$$\begin{aligned}
 D &= \frac{V_{th}}{n\sigma} \\
 &= \frac{1}{n\sigma} \sqrt{\frac{3k_B T_{Li}}{m_{Li}}}
 \end{aligned}
 \tag{3-3}$$

変形すると

$$n = \frac{1}{D\sigma} \sqrt{\frac{3k_B T_{Li}}{m_{Li}}}
 \tag{3-4}$$

となる. ここで, V_{th} はリチウムの熱速度, n は周囲の大気密度, σ はリチウムと周囲の大気との衝突断面積, m_{Li} はリチウム原子の質量, T_{Li} はリチウムの温度である. この関係から大気密度を推定することができる. 結果を図 3-9 に示す. 周囲の大気として窒素分子または酸素原子を仮定し, リチウムの温度として気化温度を与える.

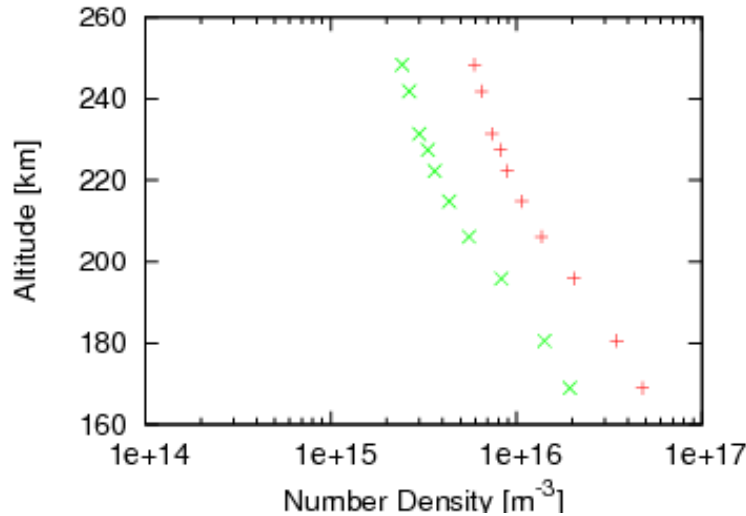


図 3-9: 拡散係数から求めた数密度の高度分布. 横軸に数密度, 縦軸に高度をとり, 赤い点は酸素原子を, 緑の点は窒素分子を仮定した場合の値である

3-1-3 数値計算

ロケットより放出したリチウム雲と周囲の大気の運動を数値的に計算する. 簡単のため周囲の大気は酸素原子または窒素分子 100 % を仮定し, 二流体の水平一次元運動を考える. リチウムのイオン化による減少は考えず, リチウムと酸素原子の運動は衝突のみを考える. この仮定はリチウムの運動に拡散が最も働くであろうと考えたためである. 計算で解く値は数密度, 速度, 圧力であり, 解く方程式は連続の式, 運動方程式, エネルギー方程式である. ここでは数密度, 温度, 速度, 質量, 衝突振動数をそれぞれ n , T , v , m , ν とし, リチウムを表す添え字には Li を周囲の大気を表す添え字には O を用いる.

連続の式は

$$\frac{\partial n_{Li}}{\partial t} + v_{Li} \frac{\partial n_{Li}}{\partial x} = -n_{Li} \frac{\partial v_{Li}}{\partial x} \quad (3-5)$$

$$\frac{\partial n_O}{\partial t} + v_O \frac{\partial n_O}{\partial x} = -n_O \frac{\partial v_O}{\partial x} \quad (3-6)$$

であり, 運動方程式は

$$\frac{\partial v_{Li}}{\partial t} + v_{Li} \frac{\partial v_{Li}}{\partial x} = -\frac{1}{m_{Li} n_{Li}} \frac{\partial p_{Li}}{\partial x} - \nu (v_{Li} - v_O) \quad (3-7)$$

$$\frac{\partial v_O}{\partial t} + v_O \frac{\partial v_O}{\partial x} = -\frac{1}{m_O n_O} \frac{\partial p_O}{\partial x} - \nu \frac{m_{Li} n_{Li}}{m_O n_O} (v_O - v_{Li}) \quad (3-8)$$

であり, エネルギーの式は

$$\frac{\partial p_{Li}}{\partial t} + v_{Li} \frac{\partial p_{Li}}{\partial x} = -\gamma p_{Li} \frac{\partial v_{Li}}{\partial x} + (\gamma - 1) \frac{\nu m n_{Li}}{m_{Li} + m_O} [3k_B(T_O - T_{Li}) + m_O(v_O - v_{Li})^2] \quad (3-9)$$

$$\frac{\partial p_O}{\partial t} + v_O \frac{\partial p_O}{\partial x} = -\gamma p_O \frac{\partial v_O}{\partial x} - (\gamma - 1) \frac{\nu m n_{Li}}{m_{Li} + m_O} [3k_B(T_O - T_{Li}) + m_O(v_O - v_{Li})^2] \quad (3-10)$$

となる. これらの方程式を Cubic-Interpolated Pseudoparticle 法 (CIP 法) を用いて計算する. CIP 法は移流方程式を精度良く解ける計算手法である. この計算で解く方程式は全て移流方程式である. ここでは線形移流方程式を使ってその基本概念を説明する, そもそも移流方程式は次のような形の微分方程式である.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = G \quad (3-11)$$

式 (3-11) の右辺 (非移流項と呼ぶ) が 0 で, 速度 u が一定であるとすると, この方程式は簡単に解け

$$f(x, t) = f(x - ut) \quad (3-12)$$

となる, 式 (3-12) は関数 f がその形状を保ったまま速度 u で動いていることを示している図 3-10.

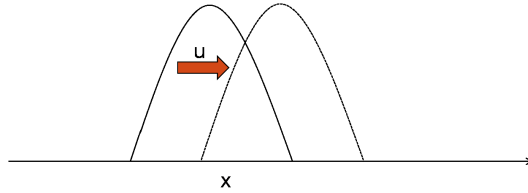


図 3-10: 移流方程式の図.

時刻 Δt 後の位置 x の値は

$$f(x, t + \Delta t) = f(x - u\Delta t, t) \quad (3-13)$$

である. 数値計算では全ての連続した点の値を考えることはできず, 離散化された空間を考える必要がある. 離散化された空間と時間を添え字の i, n , 解くべき値を f , その空間微分を g , 移流速度を u , 時間間隔を Δt , 空間間隔を Δx で書くことにする. ある格子 i の次の時刻の値は, その時刻の i の位置から $-u\Delta t$ 進んだ位置の値となる 図 3-11.

次の時間の値が格子と格子の間にある場合その値を補完する必要がある, CIP 法では隣り合う格子の値とそこでの空間微分を用いて三次関数で補間する. またこ

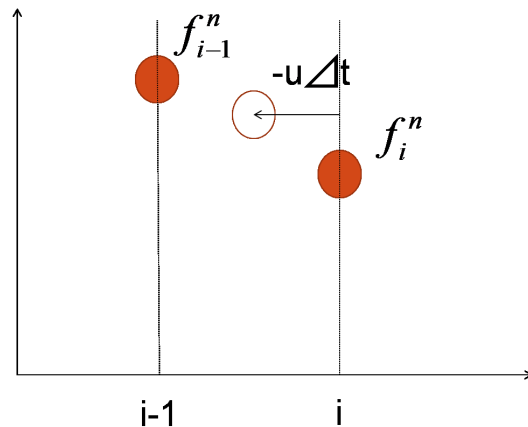


図 3-11: 補完の図 (さらに書く).

の時に値だけではなく空間微分の移流も同時に解く, このため関数の形状をよく維持することができる.

x 軸の原点を i に置いて次の三次関数を解く

$$f(x) = Ax^3 + Bx^2 + Cx + D \quad (3-14)$$

計算を簡単にするため d, iup , を導入する, これらは流れが正の場合

$$d = -dx \quad (3-15)$$

$$iup = i - 1 \quad (3-16)$$

負の場合

$$d = dx \quad (3-17)$$

$$iup = i + 1 \quad (3-18)$$

とする. 式 (3-14) は簡単に解け

$$A = \frac{2(f_i^n - f_{iup}^n)}{d^3} + \frac{(g_i^n + g_{iup}^n)}{d^2} \quad (3-19)$$

$$B = \frac{3(f_{iup}^n - f_i^n)}{d^2} - \frac{(g_{iup}^n + 2g_i^n)}{d} \quad (3-20)$$

$$C = g_i^n \quad (3-21)$$

$$D = f_i^n \quad (3-22)$$

となる. 空間微分は

$$f(x) = 3Ax^2 + 2Bx + C \quad (3-23)$$

であり, x に $-u\Delta t$ を代入すれば次の時刻の値と微分が求められ, この計算を繰り返すことで移流方程式を解くことができる.

非移流項が 0 出ない場合は移流項を先に計算しその後, 時間差分を用いて計算する. 移流の計算結果を * で表すと非移流項の計算は

$$f_i^{n+1} = f_i^* + G_i^* \Delta t \quad (3-24)$$

$$g_i^{n+1} = \frac{(f_{i+1}^{n+1} - f_{i-1}^{n+1}) - (f_{i+1}^n - f_{i-1}^n)}{2\Delta x} - g_i^* \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2\Delta x} + g_i^* \quad (3-25)$$

となる.

今回行った計算では速度が変化するので, 最初に移流項の計算に必要な移流速度を計算する. u_i^j の移流を計算し, その解 u_i^* と u_i^j の平均を移流速度とする.

$$u_i = \frac{u_i^j + u_i^*}{2} \quad (3-26)$$

その後にこの移流速度を用いて, n, p, v , について解く.

3-2 解析結果

格子間隔, 時間間隔はそれぞれ 1 km, 0.01 秒 で計算範囲は 500 km, 計算時間は 250 秒. 境界条件は周期境界とし, リチウムの初期条件として密度分布は観測値に合う幅を持ったガウス関数, 温度はリチウムの気化温度である 1590 K, 速度は 0 とした. 計算結果を (3-1) でフィッティングし, 観測値のリチウム雲の幅と計算結果の幅の差の二乗和が最小になるように, 周囲の大気密度の値を変化させた.

周囲の大気温度 800 K, 1000 K, 組成を酸素原子, 窒素分子と仮定した場合の結果を示す.

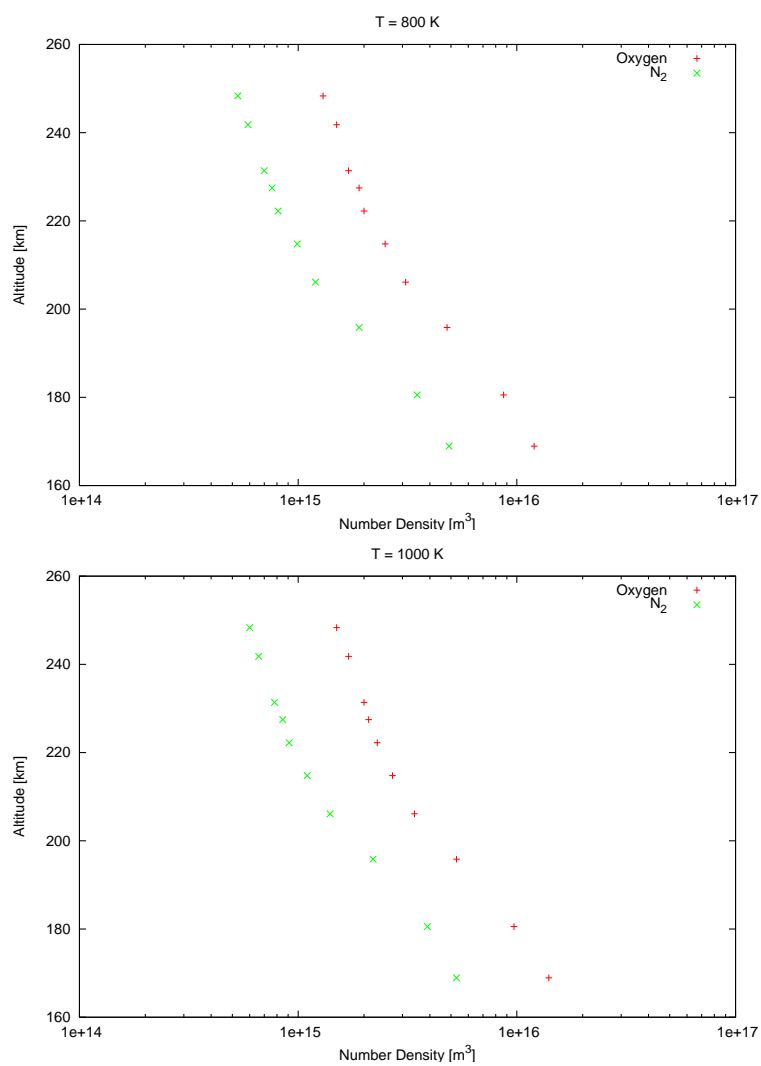


図 3-12: 数密度の高度分布. 上は温度を 800 K 下は 1000 K として求めた.

4 考察

計算結果からは大気温度による密度の差はほとんど見られなかった。この結果に加え熱圏では下部を除き、温度の高度変化が数密度の高度変化に比べ小さく、リチウム雲の拡がりには数密度が重要になると考えられる。

組成による差はどの高度でも約 2.5 倍酸素原子の数密度が高い、この比は衝突断面積の比に近い。

高度約 200 km に傾きが変化する領域があり、この高度で主成分が窒素分子から酸素原子に変化したと考えられる。

今回のリチウム画像より求めた大気密度と、熱圏の経験モデルである MSIS モデルの大気密度を比較する。酸素原子、窒素分子ともに MSIS モデルと類似の構造をしている。酸素原子は 200 km 以上の高度で、窒素分子は 200 km 以下の高度で傾きが似ている。

大気温度の特定は課題であるが、既存のモデルと類似した結果となり、リチウム雲の拡がりから大気密度を推定することは可能であることが示唆された。最後に 2010 年に 2 例目のリチウム放出実験 (WIND2 キャンペーン) が予定されており、この実験でこの解析方法の有用性を確かめることができると思われる。

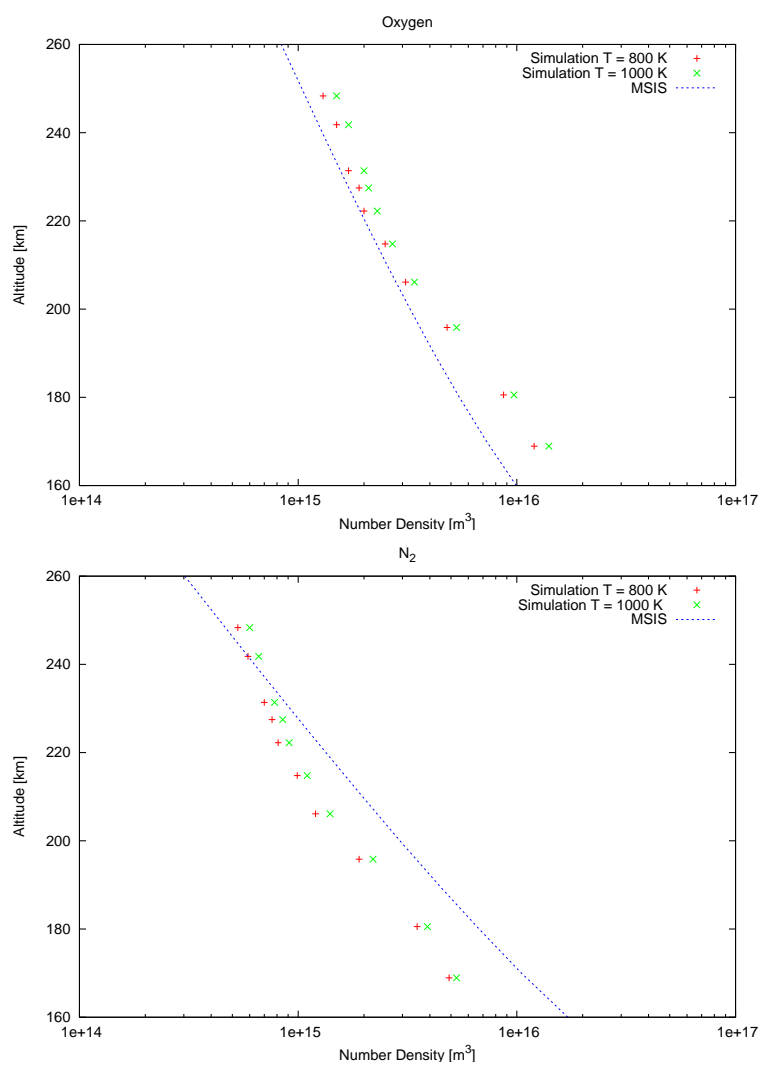


図 4-13: 数密度の高度分布.

謝辞

はじめに今回の解析では WIND キャンペーンで得られた画像を使わせていただきました。WIND キャンペーンに携わられて多くの教官、技官、学生の皆様にお礼を申し上げます。特に高知工科大学の山本真行准教授にはリチウム画像に関する多くの助言をいただきました。同大学の修士課程2年の横山雄生さんにはお忙しい中リチウム画像に関する質問に答えていただき、又多くの議論をさせていただきました、感謝いたします。

指導教官である渡部重十教授には研究テーマを示していただき、その後も研究が進まない私を見捨てることなく、研究に対する助言や提言を繰り返していただきました。その中で研究の難しさ、奥深さを学ばさせていただきました。誠にありがとうございました。

現在株式会社ニュートンプレスに勤務なされている小松研吾さんには私的を得ない質問にも丁寧に答えていただいた他、多くのご指導をしていただきました。小松さんがいらっしゃらなければ私の研究は成り立たなかったと思われます。感謝の意を示したいと思います。

研究室の山下達也さんには同期であるにも関わらず多くの助言を頂き、また相談にも乗っていただきました。山下さんの多くの時間を奪って申し訳なく思いますが、私には非常に貴重な時間でした。今後の学術的な活躍を期待しております。

惑星物理学研究室の教員、先輩や後輩の皆様にはゼミや研究室生活を通して多くの助言、議論をする機会をいただきました。皆様ありがとうございました。

参考文献

- アスゲイル・ブレッケ (著), 奥沢 隆志, 田口 聡 (訳), 2003: 超高層大気物理学, 愛智出版, 448pp.
- 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 宇宙科学研究本部 データセンター, 2007; 平成 19 年度第 1 次観測ロケット (S-520-23 号機) 飛翔実験計画書, 163pp.
- 酒井 修二, 2008: CIP 法による流体力学の数値計算コードの開発, 長野高専 電子情報工学科 卒業研究発表会資料
- 永田 武, 等松 隆夫, 1973: 超高層大気物理学, 裳華房, 453pp.
- 丸山 隆, 2006: 小特集 宇宙天気予報, 6. 電離圏プラズマ, *J. Plasma Fusion Res.* Vol.82, No.11, 2006, 762-766.
- 八坂 保能, 2007; 放電プラズマ工学, 森北出版, 212pp.
- 矢部 孝, 尾形 陽一, 滝沢 研二, 2007: CIP 法と Java による CG シミュレーション, 森北出版, 204pp.
- 矢部 孝, 尾形 陽一, 内海 隆行, 2003: CIP 法—原子から宇宙までを解くマルチスケール解法, 森北出版, 222pp.
- 山本 真行, 横山 雄生, 渡部 重十, 阿部 琢美, 羽生 宏人, 大塚 雄一, 齊藤 昭則, 山本 衛, 小野 高幸, 2008: S-520-23 号ロケット放りチウム共鳴散乱光による熱圏風測定, http://www.isas.ac.jp/j/researchers/symp/2008/image/0227_proc/7-1.pdf, 7pp.
- Edited by Franco Vernani, 1971: Physics of the upper atmosphere, *EDITRICE COMPOSITORI*, 461pp.
- T. C. Golden and S. Sircar, 1994: Gas Adsorption on Silicalite, *J. Colloid Interface Sci.*, 162, 182-188.
- Horak H.G., Kerr D.M., and Tierney M.S., 1972: Resonance radiation in artificial strontium clouds, *Planet. Space Sci.*, 20, 165-182.
- B. G. Ledley, C. Y. Cheung, and E. Manring, 1985: A measurement of the efficiency of lithium vapor production in high altitude releases *J. atmos. terr. Phys.*, 47, 4, 319-326.
- Liu, H., H. Luhr, V. Henize, and W. Kohler, 2005: Global distribution of the thermospheric total mass density derived from CHAMP, *J. Geophys. Res.*, 110, A04301.

Robert W. Schunk and Andrew F. Nagy, 2003: Ionospheres Physics, Plasma Physics, and Chemistry, *Cambridge University Press*, 554pp.

Tsugawa, T., N. Kotake, Y. Otsuka, and A. Saito, 2006: Medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by GPS receiver network in Japan: a short review, *GPS Solutions*, 11, 139-144.