

火星探査機のぞみ搭載 紫外撮像分光計による
地球コロナの観測

Observation of geocorona

by Ultra Violet Imaging Spectrometer (UVS)

on NOZOMI spacecraft

槌谷 翼

Tsubasa Tsuchiya

惑星物理学研究室

2003年2月10日

目次

第1章 序章	3
1.1 地球外気圏と地球コロナ	3
1.1.1 地球外気圏	3
1.1.2 地球外気圏のこれまでの観測	5
1.2 本研究の目的	8
第2章 火星探査機のぞみと紫外撮像分光計	9
2.1 火星探査機のぞみ	9
2.2 紫外撮像分光計 (UVS)	10
2.2.1 観測目的	10
2.2.2 観測機器	10
2.2.3 観測データの取得	11
2.3 観測データの処理	11
2.3.1 座標系	11
2.3.2 紫外撮像分光計のデータ処理	14
第3章 地球コロナ観測	16
3.1 観測の概要	16
3.1.1 探査機の軌道と姿勢	16
3.2 観測結果	18
3.2.1 UVS-Gによる観測	18
3.2.2 地球コロナの光強度プロファイル	22

	2
第 4 章 地球水素コロナ強度の計算	23
4.1 Hodges のモデル	23
4.2 ライマンアルファ光放射伝達計算	27
4.3 視線方向計算のジオメトリー	28
4.4 密度分布の推定	28
第 5 章 観測とモデルの比較	30
第 6 章 考察とまとめ	34
第 7 章 参考文献	35
付 録 A Hodges のモデル係数	39
付 録 B 地球外気圏シミュレーション	40
B.0.1 外気圏シミュレーション	40
B.0.2 地球外気圏	49
謝辞	52

要目

要旨

2003 年末の火星到着に向けて、現在飛翔中の火星探査機のぞみに紫外撮像分光計 (Ultra Violet imaging Spectrometer: UVS) が搭載されている。UVS は、回折格子型分光計 (Grating Spectrometer: UVS-G) と、水素・重水素吸収セルフォトメーター (Hydrogen and Deuterium Absorption Cell Photometer: UVS-P) という二つの装置からなっており、太陽風と火星超高層大気の直接相互作用、星間風、火星大気コロナ、重水素/水素比の測定による火星水素散逸の観測、研究を目的としている。UVS の詳細と初期観測の概要は Taguchi et al.[2000a] に示されている。1998 年 7 月 4 日の打ち上げ後、試験観測の意味も含め、地球と月の遷移軌道中に地球コロナ観測と月の撮像等を行った。

第 1 回目の月スイングバイである 1998 年 9 月 24 日に月と地球を同時に観測することに成功した。この際、得られた地球水素コロナの水素ライマンアルファ光の広がりには北極側と南極側の高度約 150,000 km(約 $23R_e$) にもおよぶ。水素ライマンアルファ光のスペクトルプロファイルの解析から地球コロナの水素ライマンアルファ光強度分布を求めた。

さらに、Hodges[1994] の地球外気圏モデルとの比較を行った。Hodges の外気圏モデルは現実的な熱圏-外気圏の推移、磁気圏-外気圏での水素原子の非熱的な光化学過程を考慮している。さらに、 $F_{10.7}$ による太陽活動度の影響をカバーし、春分点(秋分)と至点(夏至、冬至)の両方についても計算することができる。

UVS による観測とモデルとの比較より以下のことが明らかになった。

- UVS は地球を北側から南側へと観測を行い、いずれの方向へも接線高度 100,000 km($15.68R_e$) まで外気圏の水素ライマンアルファ光強度を観測した。その最大値は地球近傍で 14828.17 [R] であった。この光は単一散乱ではなく、多重散乱を受けて減光された光であることが分かった。
- バックグラウンド光として考えられる星間水素の光は月側で高く、地球側で低い。このことから、月側の視線方向が星間水素の上流側で、地球側の視線方向が星間水素の下流側を見ていたと考えられる。その値は上流側で約 900[R]、下流側で約 200[R] であった。これは、過去の観測 [Clarke et al.,1984; Lallement et al.,1993] とよく一致する。

- Hodges のモデルは観測ともよく一致し、高度 $10 R_e$ までの外気圏の様子を非常に良く表している。しかし、観測から得られたエミッションプロファイルから、水素原子はより高い高度まで分布していることが明らかになった。

第1章 序章

1.1 地球外気圏と地球コロナ

1.1.1 地球外気圏

地球を取り巻く水素原子は主に大気中の水分子などが太陽の紫外線によって光解離されて生成し、その密度は中間圏に相当する高度 80km 付近で最大となり、上部は数十万 km まで分布している。地球超高層大気中に分布するこれらの水素原子は太陽からの水素ライマンアルファ線 (121.56nm) を共鳴散乱しており、地球全体を包む淡い紫外グローを形成することから地球コロナ (geocorona) とも呼ばれる。このような惑星大気の高い高度での密度が希薄な領域は外気圏 (exosphere) と呼ばれ、主に水素原子とヘリウムによって構成される。外気圏においては気体密度は非常に希薄なため、気体同士の衝突過程はほとんど存在せず流体的な取扱いができない。したがって、外気圏の下部境界を外気圏の底 (exobase, 以下エグゾベース) と定義し、これより下部領域に位置する熱圏では気体同士の衝突は頻繁に起こるが、これより上部領域に位置する外気圏では気体粒子同士の衝突は存在しない。そのため個々の気体粒子は、熱圏においては Maxwell 分布に従うような速度分布を持ち、外気圏においては重力場中における個々の弾道運動によって記述される [Opik and Singer, 1961; Chamberlain, 1963]。

惑星の大気が力学的な平衡状態にあるとして高さ z と $z + \Delta z$ の間に存在する密度 ρ の気体に働く力について考える。この大気に働く重力は下向きで、単位面積当たり $\rho g \Delta z$ である。一方、高さ z における圧力を p 、高さ $z + \Delta z$ における圧力を $p + \Delta p$ とすると、この気体に対して正味上向きに働く力 (上下の圧力の差) は $p - (p + \Delta p) = -\Delta p$ (上空の方が気体の圧力が小さいので $\Delta p < 0$) である。これが重力とバランスしていると考えると、 $\Delta p = -\rho g \Delta z$ 、すなわち、

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (1.1)$$

となる。このような関係は静水圧平衡と呼ばれ、重力場中における物質の密度と圧力の関係を議論する上で基本となる概念である。ここで、理想気体を仮定すると状態方程式より $p = nkT$ が成立する。ここで n は気体粒子の数密度 [m^{-3}]、 T は絶対温度 [K]、 k はボルツマン定数 ($= 1.38 \times 10^{23}$ J/K) である。また、気体の分子量を m とすると $\rho = nm$ 。これらの関係を用いると、(1.1) 式は

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{pmg}{kT} = -\frac{p}{H} \quad (1.2)$$

と書き換えられる。ここで、

$$H \equiv -\left(\frac{1}{p} \frac{dp}{dz}\right)^{-1} = \frac{kT}{mg} \quad (1.3)$$

はスケールハイト (scale height) と呼ばれる大気の厚さの尺度を表す量であり、圧力や大気密度が高度とともに指数関数的に減少する際の特徴的な空間スケールを表す。仮に T 、 g 、 m が高度にたいして一定、つまり均質大気であると仮定すると $p(z)$ 、 $n(z)$ 、 $\rho(z)$ は全て $\exp(-z/H)$ に比例する。このとき、大気の単位面積当たりの気柱に含まれる全粒子数 N は粒子の数密度 $n(z)$ を $z = 0$ から無限大まで積分することで得られ、 $N = n_0 H$ (n_0 は高度 $z = 0$ における数密度) となる。

外気圏の下端にあたるエグゾベースの高度 z_c は、そこにおける大気粒子の密度を n_c 、衝突断面積を σ として、

$$\sigma \int_{z_c}^{\infty} n(z) dz \equiv 1 \quad (1.4)$$

と定義される。この式は、底面積 σ の気柱において高度 z_c より上には粒子が 1 個しか存在しない領域であることを意味する。粒子が衝突なしに運動できる距離 l を平均自由行程 (mean free path) といい、 $l = (\sigma n)^{-1}$ で与えられる。これを用いると式 (1.4) は $H/l = 1$ となる。外気圏は大気粒子の平均自由行程がその場におけるスケールハイトに等しい、もしくはそれ以上になる領域である。言いかえると、大気粒子は外気圏において他の粒子とほとんど衝突せずに運動できる。もし十分なエネルギーを持っていれば宇宙空間へ脱出することもできる。外気圏は地球と惑星間空間との境界領域と考えることができ、その最外域では大気粒子の散逸が起こっている。

エグゾベースは地球では高度約 500 km であるが、現実の大気においては当然ながらこのような大気の不連続性は存在せず、熱圏側の粒子衝突が支配的な領域から、外気圏側の無衝

突な領域への変化はなめらかである。運動理論に基づいた密度や速度と惑星コロナの衛星やロケットなどによる観測結果の比較が行われて来た [Wallace, 1969; Meier and Mange, 1970; Anderson and Hord, 1971; Bertaux and Blamont, 1974; Betraux, 1978; Rairden et al., 1986; Anderson et al., 1987]。

古典的な外気圏理論は、外部からの擾乱を全く受けず、ただ水素原子の弾道運動のみを考慮していた。しかし、実際の大気では太陽紫外線による電離、磁気圏や太陽風に含まれるプロトンとの電荷交換反応、あるいは高エネルギー粒子との衝突や太陽紫外線による放射圧等、外気圏内の気体粒子の分布関数を変化させる要因が存在する。これらの現象を考慮に入れた計算機シミュレーションが盛んに行われ、より精度の高い外気圏内における気体粒子の密度分布と速度分布が見積もられている [Bishop, 1985; Tinsley et al., 1986; Bishop and Chamberlain, 1987; Bishop, 1991; Membrado, 1993; Hodges, 1994]。

1.1.2 地球外気圏のこれまでの観測

外気圏の密度や温度を計測する方法として最もよく実施するのは、外気圏内に広く分布する水素原子やヘリウムが太陽光によって共鳴散乱される光を地上から、あるいはロケットや衛星で観測することである。水素原子の場合はライマンアルファ(121.567nm)、ライマンベータ(102.6nm)、バルマーアルファ(636.5nm)があり、ヘリウムでは58.4nmである。観測からどのような情報を引き出せるかは、ロケットや衛星などの位置や軌道によって決まってくる。単純に高度だけで比較した場合、主にロケットなどによるエグゾベース付近やそれ以下の高度では、光学的に厚い領域での観測となるので厳密な解析には、多重散乱を考慮した放射伝達方程式を解く必要がある [Thomas, 1963; Meier and Weller, 1974; Lee and Meier, 1980]。一方、衛星による観測のように光学的に薄い外気圏領域からの観測では多重散乱を考慮する必要は無く、広い高度範囲での密度プロファイルを得ることができる。ここでは衛星による地球外気圏の観測についてとりあげていくことにする。

衛星で初めて水素コロナの観測に成功したのは1966年に打ち上げられたNASAのOGO 3(Orbiting Geophysical Observation 3)で、高度 $5R_e$ から $19R_e$ の楕円軌道から天頂方向の地球水素コロナの水素ライマンアルファ強度を40日に渡って観測した。 $12R_e$ より高い高度の光強度成分は地球外からやって来る成分であると解釈された。この地球外成分は銀河面付近で約150 R 増大し、また、残りの強度の時間変化は40日間のあいだに太陽活動によって

変動した。ことから前者を銀河成分、後者を星間水素の成分としてこの2成分からなることを示した。この観測結果から $12R_e$ より高い高度での観測で得られた光をバックグラウンド光として差し引くことで地球水素コロナの強度を求め、一次散乱であるという仮定のもとで Chamberlain モデル [Chamberlain, 1963] を用いて水素密度の高度分布が求められた。このときのバックグラウンド光は $710 R \sim 765 R$ であり、高度 $50,000 \text{ km}$ での密度は $13 \sim 29 \text{ atoms cm}^{-3}$ であった。

1967年に打ち上げられた Mariner 5 は接線高度 (衛星の視線方向で地球からの距離が最も小さくなる地点の高度) で $7,000 \text{ km}$ から $95,600 \text{ km}$ までの観測を行った。Wallace et al.[1970] によると電離圏の下部境界や磁気圏境界面での水素ライマンアルファ光の強度の大きな不連続は見られず、観測されたエミッションレートは一次散乱光で説明された。Chamberlain の理論 [Chamberlain, 1963] が外気圏の基本的な物理現象を表している証拠であると結論づけられた。

同年には OGO と OSO の両ミッションにおいてもライマンアルファフォトメータが搭載され、OGO 4 は高度 400 km から 900 km 、赤道傾斜角 86° 。OSO 4 は高度 542 km から 572 km 、赤道傾斜角 33° の軌道で観測が行われた [Meier and Mange, 1970, 1973]。得られた観測結果に合うように球対称 Chamberlain モデルを用いて放射伝達方程式を解くことで水素分布が求められた。その結果、光強度の地方時依存性はモデルと一致した。

1968年には OGO 5 が打ち上げられ、高度 290 km から $24R_e$ にもおよぶ楕円軌道から2種類のライマンアルファフォトメータによる観測が行われた。この観測によって Thomas and Bohlin[1972] は反太陽方向への地球水素コロナの広がり「ジオテイル」の存在を明らかにした。また、Bertaux and Blamont[1973] は夜側における Chamberlain モデルとよく一致する $5R_e \sim 16R_e$ の水素の密度分布を得た。しかし、昼側の $6R_e$ 以上の高度では、密度は地球からの距離が増えるに従って、夜側に比べて急激に減少した。これは放射圧と太陽風中の熱いプロトンとの電荷交換反応が原因であると考えられた。さらに、Bertaux[1978] は吸収セルのデータを用いて $7R_e$ までの水素原子の速度分布を求めている。

1969年6月打ち上げの OGO 6 と 1971年4月打ち上げのフランスの衛星 D2A は極軌道を周回し、それぞれ1年間、2週間の観測が行われた。OGO 6 の吸収セルの観測から Metzgar and Clark[1970] は夏極域では冬極域より約 75 K 温度が高く、赤道面付近における夜明けから夕方までの温度変化は 200 K であることを示した。また、Thomas and Vidal-Madjar[1978]

は高緯度における水素原子の密度の減少を確認した。一方、D2A の観測からは Cazes and Emerich[1980] によって水素密度分布の地方時依存性が確認され、OGO 6 による観測と同様に極域での密度減少が確認された。また、高度 500 km 付近の中低緯度の広い範囲で通常の共鳴散乱による発光以外のプロトンの降り込みによる成分があることを発見した。これらは非熱的過程とそれによる広域的擾乱を示唆した。

1972 年 4 月打ち上げの Apollo 16 は月表面から極端紫外線カメラを用いて、地球コロナの初のイメージングに成功している [Carruthers et al., 1976]。このイメージングによってライマンアルファ線強度のコンターマップが作成され、太陽方向には約 $15 R_e$ の距離まで地球水素コロナが広がっていることが示された。また、一方で反太陽方向には $8 R_e$ より高い高度において、太陽 - 地球軸に非対称なジオテイルが観測された。さらにこれを球対称を仮定した Chamberlain モデルによる密度分布と比較して、地球コロナの密度分布は 29 時間で変化していることを示した。

1979 年 3 月には STP78-1 が高度 600 km、赤道傾斜角 97.7° で水素ライマンアルファ線とライマンベータ線の観測を行った。Anderson et al.[1987] はリムより上側の水素ライマンアルファ強度にはエグゾベースにおける水素密度、リムより下側の強度にはエスケープフラックスが重要であることを示した。さらに、リムスキャンデータの解析の結果、放射伝達モデルには温度勾配と完全吸収層を入れる必要があることを示した。

1981 年打ち上げの DE 1(Dynamics Explorer 1) は 4 年間にわたって高度 570 km から 23,300 km におよぶ軌道を周回し、紫外線フォトメータを用いて地球コロナのイメージングを行った [Rairden et al., 1986]。SME(Solar Mesosphere Explorer) によって得られた太陽ライマンアルファフラックス、OGO 5 によって得られた星間水素成分の強度を考慮して球対称 Chamberlain モデルを用いた放射伝達方程式を解き、水素原子分布を求めた。その結果、4 年間の太陽活動度の変化からエグゾベースでの密度、温度は変化しているはずにも関わらず、得られたこれらのパラメータの値はほぼ同じ値であった。この原因として、地球コロナの水素原子が磁気圏内の熱的なイオンと電荷交換をしているためとしている。また、水素原子の散逸率は太陽活動度に関係なく一定であることも示唆した。以上のことから Chamberlain のモデルは外気圏の密度とスケールハイトを求めるにはよくても、それから得られるパラメータは実際の外気圏の様相を表していない。また、ジオテイルの空間的な広がりについても Chamberlain モデルは説明できていない。

1.2 本研究の目的

1998年7月4日打ち上げられた日本初の火星探査機のぞみには14の科学計測器が搭載されている。我々はその内の一つ、紫外撮像分光計 (Ultraviolet Imaging Spectrometer: UVS) を担当してる。UVSは火星水素コロナの撮像、D/H比観測、火星超高層大気光・オーロラの観測、星間水素観測等を目的とした機器である。UVSは110~310 nmの紫外光を分光観測する回折光子型分光計 (Grating Spectrometer, UVS-G) と水素・重水素吸収セルフォトメーター (Hydrogen and Deuterium Absorption Cell Photometer, UVS-P) の2つからなる。

1998年9月24日の月スイングバイの際、その視線の中に月と地球を同時に観測することに成功した。このときの月撮像データでは水素ライマン α 線の波長での月表面のアルベドが求められた [Taguchi et al., 2000b]。その結果月の昼間側の平均的なアルベドは $5.2 \pm 0.9\%$ で過去の Apollo 17号、Astro-2の観測結果とよく一致している。

一方、地球に関しては約 $20 R_e$ に及ぶ地球水素コロナを観測していることが確認された。近年の外気圏の研究では Rairden et al., [1986] によって地球外気圏の水素原子が磁気圏内の熱的なイオンと電荷交換をしていることが明らかになってきた。そこで、Hodges [1994] は実際的な熱圏-外気圏の推移、磁気圏-外気圏での水素原子の非熱的な光化学過程や、 $F_{10.7}$ 指標による太陽活動度の影響を考慮し、春分点 (秋分) と至点 (夏至、冬至) の両方についての外気圏モデルを構築した。これは過去の観測とも非常によく一致し、現在最良の地球外気圏モデルである。しかし、高度 $10 R_e$ より高い高度は計算されていない。

そこで本研究では、UVSが地球方向を眺めている際の水素ライマンアルファ光のスペクトルプロファイル解析を行い、地球コロナの光強度分布を求める。これを Hodges [1994] の地球外気圏モデルによる水素分布の光強度との比較を行い、 $10 R_e$ より高い高度の地球外気圏の水素原子密度を明らかにする。

第2章 火星探査機のぞみと紫外撮像分光計

2.1 火星探査機のぞみ

1986年、文部科学省宇宙科学研究所は日本初の火星探査機、そして本格的な惑星周回ミッションとして Planet-B 計画を打ち出した。Planet-B は 1998 年 7 月 4 日 3 時 12 分 (JST)、M-V-3 号機により打ち上げられ、その名を「のぞみ (NOZOMI)」と命名された。

その後、地球周回軌道中 2 回の月スイングバイ (重力を利用して加速する方法) を経て、1998 年 12 月 20 日に火星遷移軌道に投入された。この際、酸素剤加圧バルブ系の不調により推力の不足を生じ、これを補正するために予定より多くの推進剤を消費した。その結果、当初の軌道を変更し、火星周回軌道投入の時期は 2003 年 12 月へと約 4 年の延長となった。

新しい軌道は次のようなものである。

1. 火星遷移軌道を微調整し、太陽を 3 周回。
2. 2002 年 12 月 21 日 7:36:57(UT) 第 1 回目地球スイングバイによって軌道面を変更。
3. 2003 年 6 月 19 日 14:26:02(UT) 第 2 回目の地球スイングバイを行い火星に向かう軌道に変更。
4. 2003 年 12 月に火星到着。以後火星周回軌道に投入。

現在「のぞみ」は 2003 年末の火星到着に向けて宇宙空間を航行中である。探査機には 14 の科学計測機が搭載され、火星上層大気組成の測定、電子温度・密度の測定、高エネルギー電子・イオンの測定、火星フォボスおよびダイモスの撮像、火星超高層大気極端紫外撮像、火星コロナ撮像、火星 D/H 比測定などを行う。

2.2 紫外撮像分光計 (UVS)

2.2.1 観測目的

紫外撮像分光計 (Ultraviolet Imaging Spectrometer: UVS) は 110~330 nm の紫外光を分光観測する回折格子型分光計 (Grating Spectrometer、UVS-G) と、水素ライマンアルファ光と重水素ライマンアルファ光を分光観測する水素・重水素吸収セルフォトメーター (Hydrogen and deuterium absorption cell photometer、UVS-P) の2つの観測機器によって構成される。UVSの科学目的は火星水素コロナの撮像、火星の D/H 比の測定、火星超高層大気光およびオーロラの観測、火星下層大気オゾン・ダストの観測、そして星間風の観測である。

2.2.2 観測機器

UVS-G(Grating Spectrometer)

UVS-Gは平面型分光計であり、軸はずし方物面鏡、スリット、凹型回折格子、そして Micro Channel Plate(MCP) および Linear Image Sensor(LIS) と呼ばれる2つの検出器からなる。回折格子からの1次光である波長 115~200 nm の紫外光は strip anode 付きの MCP、波長 200 ~300 nm の2次光は LIS を用い、これらの光を波長分解能 2~3 nm で分光観測する。

UVS-P(Hydrogen and absorption cell Photometer)

UVS-Pは水素吸収セルと重水素吸収セルを搭載し、水素ライマンアルファ光(波長 121.567 nm)と重水素ライマンアルファ光(波長 121.534 nm)を分光観測する。水素吸収セル内には水素分子、重水素吸収セル内には重水素分子がそれぞれ封入されており、フィラメントに印加する電圧を段階的に調節することで加熱し、セル内の水素(あるいは重水素)分子を熱解離させることで水素(あるいは重水素)原子を生成させる。生成された水素(あるいは重水素)原子は水素(あるいは重水素)ライマンアルファ光を共鳴散乱するため、UVS-Pに入射してくる水素(あるいは重水素)ライマンアルファ光に対してフィルタの役割をする [Kawahara,1994]。

UVS-Pに搭載された吸収セルはフィラメントの印加電圧を段階的に調節することで、4段階にそのセル内の温度を変えることができ、それに伴って光学的厚さも4段階に切替えることができる。この吸収率の違いからライマンアルファ光のエミッションプロファイルを推定する [伊藤, 1996]。

水素ライマンアルファ光と重水素ライマンアルファ光は波長が非常に近いため、回折格子等を用いた分光法では大型の光学系が必要となる。しかし、搭載する観測装置には重量やサイズの面でコンパクトさが要求される。そこで、水素吸収セルと重水素吸収セルを用いることで軽量かつ小型の光学系で水素と重水素を分離検出を行う。

打ち上げ以前、地上において装置の感度校正が行われたものの、UVS-Pの感度については火星到着後の観測で正確な測定値を得るために、宇宙空間の環境下における感度の見積もりを正確に行う必要がある。我々は月、星間風、地球コロナの解析からUVS-Pのノイズ成分や迷光の見積もりを行った。

2.2.3 観測データの取得

のだみはスピン安定型衛星であり、周期約8秒のスピン運動(衛星の回転運動)をしながら航行している。スピン軸はHigh Gain Antennaの方向と同じであり、UVSの視線方向はこれに対して垂直方向である。したがって、UVSは1スピンの天球上の大円を観測することになり、この衛星のスピン運動と進行方向への移動によって2次元のイメージを得ることができる。データサンプリング間隔は1スピン(約8秒)を256セクタに分割して取得するので約31.25 msecである。また、スピン軸に垂直な平面内の角度分解能は 1.41° である。

UVSの運用はObservation Mode、およびObservation Sub Modeによって制御する。のだみからのデータは長野県臼田町にある臼田宇宙空間観測所(東経 $138^\circ 21' 54''$ 、北緯 $36^\circ 07' 44''$)の直径64 mのアンテナにより受信されるが、そのデータの構成はFormatによって制御される。UVSの観測したデータは機上で積分され地球に降ろされるが、この積分時間と積分に要したスピンの回数はFormat、ビットレート、Observation Modeによって決まる。Observation ModeはUVS-Gの観測波長域、および全体のデータ数を制御し、Observation Sub ModeはUVS-Pの水素・重水素吸収セルのフィラメント温度の切り替えを制御する[船橋,2000]。

2.3 観測データの処理

2.3.1 座標系

まずはじめに本研究において使用する座標系について説明する。

赤道座標系

天球上の点の位置を表すために、地球の赤道を基準にした座標系を赤道座標系という。

地球の自転軸の延長が天球と交わる点を「天の極」といい、地球の北極側を「天の北極」、南極側を「天の南極」という。そして、天球の中心を通過して自転軸と直角に交わる平面が赤道面である。この赤道面が天球と交わってできる大円を「天の赤道」と呼ぶ。

この座標系では赤経 (α)、赤緯 (δ) の二つの数値で位置を表す。

- 赤経 (α)

春分点を原点 (0°) として、天の赤道に沿って天の北極から見て東回り (反時計回り) に振られた 0° から 360° の角度を赤経という。

- 赤緯 (δ)

天の北極と天の南極を結ぶ大円は、赤道と直角に交わる。この大円上の点と天球の中心とを結ぶ線分が赤道面となす角を赤緯という。赤道面を原点 (0°) として、南側をマイナス、北側をプラスにそれぞれ 90° にとる。つまり、赤道は赤緯 0° 、天の北極は $+90^\circ$ 、天の南極は -90° となる。

春分点は天球上の太陽の軌道が赤道と交差する点の1つであり、太陽が赤道を南から北に昇ってゆく点である。赤緯の原点となる赤道面や、赤経の原点となる春分点は歳差運動などによって1年に約50秒角の割合で西方にわずかずつだが移動してゆく。そこで、その時点での見かけの赤道座標のことを、視赤経、視赤緯 (視位置) と呼び、変動分をならした赤道座標のことを平均赤経、平均赤緯と呼んでいる。

1991年までは西暦1950年を基準とする平均赤経、平均赤緯 (1950年分点、B1950.0) が主に使われてきたが、1992年から西暦2000年分点 (J2000.0) に改められた。これは2000年1月1日時点での春分点を基準としており、この2000年分点を基準とした系を2000.0系という。

本研究で用いる確定軌道データは2000.0系を用いた座標系「J2000EQ (equatorial coordinate) geocentric」である。これはx軸方向に春分点の方向、z軸方向に地球の赤道に垂直北向き (即ち自転軸北向き) にとった直行座標 (x,y,z) を用いて表す赤道座標系である。

黄道座標系

地球から見た天球上の太陽の通り道を黄道と呼び、黄道面 (黄道を含む平面) を基準に天球上の点の位置を表した座標系を黄道座標と呼ぶ。太陽系の各惑星の軌道面はほぼ一致しているので、地球からは各惑星たちも太陽と同様に黄道に沿って動いているように見える。したがって、黄道座標は主として惑星や月など太陽系内の天体の軌道や位置を表す際に使われる。

黄道と赤道は2点で交わる。そのうち太陽が赤道を南から北に通り返ける点が春分点である。黄道座標の経度は黄経 (λ)、緯度は黄緯 (β) で表される。

- 黄経 (λ)

春分点を原点 (0°) とし、天の北極からみて東回り (反時計回り) に 360° までの角度で表される。

- 黄緯 (β)

黄道面を原点 (0°) とし、天の南極側をマイナス、天の北極側をプラスにそれぞれ 90° までの数値で表される。

太陽は春分点を過ぎると赤道の北側に昇っていき、黄経 90° の点で赤道から最も北を通る。このとき、赤経も 90° になり赤緯は黄道傾斜角 (赤道面と黄道面とのなす角) に等しくなる。ちなみに、座標の原点を太陽中心にとったものを日心黄道座標、地球中心でとったものを地心黄道座標と言う。

赤道座標系と黄道座標系は以下に示される変換式を用いることで、両天球座標系間の変換を求められる。

$$\cos \delta \cos \alpha = \cos \beta \cos \lambda \quad (2.1)$$

$$\cos \delta \sin \alpha = \cos \epsilon \cos \beta \sin \lambda - \sin \epsilon \sin \beta \quad (2.2)$$

$$\sin \delta = \sin \epsilon \cos \beta \sin \lambda + \cos \epsilon \sin \beta \quad (2.3)$$

$$\cos \beta \sin \lambda = \cos \epsilon \cos \delta \sin \alpha + \sin \epsilon \sin \delta \quad (2.4)$$

$$\sin \beta = -\sin \epsilon \cos \delta \sin \alpha + \cos \epsilon \sin \delta \quad (2.5)$$

ここで、 ϵ は黄道傾斜角である。

黄道傾斜角 ϵ は定数ではなく、時々刻々と減少している。2000.0系では以下の式が採用されている。

$$\epsilon = 23^\circ.439291 - 0^\circ.0130042T - 0^\circ.00000016T^2 + 0^\circ.000000503T^3 \quad (2.6)$$

ここで、 T は 2000.0 年から数えた世紀数で、1 世紀を 36525 日として表したものである。

のぞみの姿勢データであるスピン軸の位置、および θ_s (太陽とのぞみのスピン軸のなす角)、 θ_e (地球とのぞみのスピン軸のなす角) はこの黄道座標系で表されている。

2.3.2 紫外撮像分光計のデータ処理

UVS は 1 スピンを 256 セクタに分割してデータを取得する。UVS-G の装置のうち、MCP の観測値は 1 スピンで 50×256 (波長方向に 50 チャンネル分、スピン角方向に 256 セクタ分) の光子のカウント数として出力される。出力された MCP のカウント数を絶対強度 [R] に直す方法は以下の通りである。観測時を例にとる。1998 年 9 月 24 日の UVS の観測は Format-13、ビットレート 32 kbps、観測モード 33 で観測を行った。のぞみから地上へ降ろされるデータの積分スピンの数は 4 [spins] である。また、このときののぞみの 1 分間のスピン数 ω は 9.1071[rpm] であった。

このときのデータに出力されたカウント数を $S[\text{counts}]$ とすると、1 秒間のカウント数 C [cps] は、

$$C[\text{cps}] = \frac{S[\text{counts}]}{4[\text{spins}]} \times \frac{9.1071[\text{rpm}]}{60[\text{sec}]} \times 256[\text{sector}] \quad (2.7)$$

で与えられる。UVS-G の感度を $R(\lambda)[\text{cps/R}]$ とすると、絶対強度 $I[\text{R}]$ は、

$$I[\text{R}] = \frac{C[\text{cps}]}{R(\lambda)[\text{cps/R}]} \quad (2.8)$$

である。UVS の感度は Taguchi et al.[2000a] によって報告されている。UVS-G は Kr(123.6 nm)、Xe(147.6 nm)、Hg(185.0 nm) のランプを用いて計測された 3 つの値をガウシアンフィッティングすることによってその感度曲線を求めた。

図(2.1)に星間風を観測した際の MCP のスペクトルを示す。横軸は波長に対応した MCP のチャンネル数、横軸は光強度 [R] である。チャンネル数と波長の間には

$$\lambda[\text{nm}] = 1.96[\text{nm}] \times \text{Channel} + 109.0[\text{nm}] \quad (2.9)$$

という対応がある。ただし、Channel はチャンネル数 (0~50) を表す。水素ライマンアルファ光強度のピークを 7 から 8 チャンネル付近に確認でき、エミッションプロファイルは 0~10 チャンネル辺りにわたって広がっている。地球や火星近傍を観測した際は 10 チャンネル付

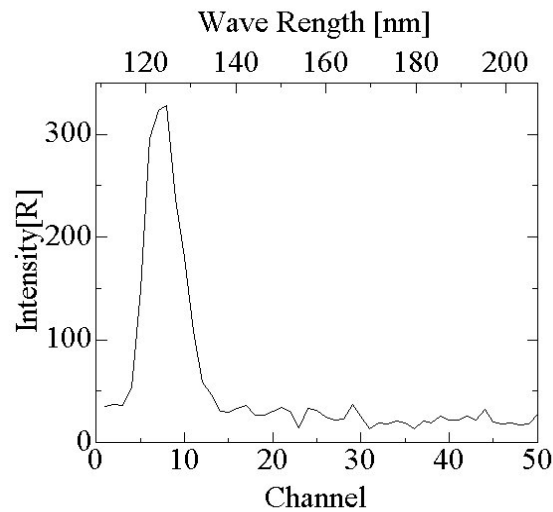


図 2.1: UVS-G(MCP) のスペクトル. 0~10 チャンネルのデータを波長方向に積分することで水素ライマンアルファ光強度としている.

近に波長 130.6 nm の酸素原子輝線を含むことになる。しかし、惑星間空間に存在する酸素原子は非常に希少であるため、このエミッションプロファイルの広がり、ほぼ全て水素ライマンアルファ光のエミッションが広がったものであると考えられる [Taguchi et al.,2000a]。したがって、解析には 0~10 チャンネルのデータを波長方向に積分した値を水素ライマンアルファ光の強度として使用した。また、観測データには暗電流によるダークカウントが含まれる。これは MCP の波長方向 15~47 チャンネルのデータを 1999 年 3 月 2 日から 2000 年 3 月 14 日までの期間の平均値から求めた。そのダークカウントの値は 0.041 [cps] となり、水素ライマンアルファ線付近では 2.6 [R] となる [船橋, 2000]。

第3章 地球コクナ観測

3.1 観測の概要

月によるスイングバイを行った1998年9月24日のデータを用いて、火星到着時の観測を見越した地球外圏の解析を行った。UVS-Gは月と地球を同時に観測していたが、UVS-Pは太陽からの迷光によって月を観測できず地球だけをその視線の中に捉えていた。また、UVS-PはHセルだけをON/OFFしていた。観測時間は04:31:53(UT)から09:05:18(UT)であり、ビットレートが32[kbps]、UVS Observation Mode 3、UVS Observation Sub Mode 3である05:40:50(UT)から06:41:27(UT)のデータに関して解析を行った。

3.1.1 探査機の軌道と姿勢

のぞみはスピン安定型衛星であり、この日の観測ではスピン軸は赤道座標系で $\alpha=133.413^\circ$ 、 $\delta=25.8957^\circ$ であった。太陽とスピン軸のなす角は 52.8218° 、地球とスピン軸のなす角は 89.5395° である。また、1分間のスピン数 ω は9.1071[rpm]であった。

図(3.1)、は赤道直交座標系(J2000EQ、地球中心を原点、x方向を春分点にとる)におけるのぞみ、地球、月の位置をx-y平面で表している。9月23日が秋分であったことから、観測時の太陽方向はほぼ正確にこの座標系での-x方向に位置する。のぞみは図中の地球方向(右上)から反地球方向(左下)に向かって飛行して行く軌道である。これに対して月は図中の太陽方向(左上)から反太陽方向(右下)に向かって運動する軌道であった。観測時、UVSは地球をその視線の中に常にとらえながら飛行しており、その視線の中を月が横切って行った。

図(3.2)にのぞみから見た地球の模式図を示す。縦軸は正の向きに北極をとっている。のぞみは赤道面から 10.58° 南側に下がった方向から眺めている。地球を横切る線分はUVSの視線が描く大円であり、のぞみの回転にともなって北極側(右上)から南極側(左下)に視線

を移す。この線分に沿うように UVS は手前から奥に向かって観測している。

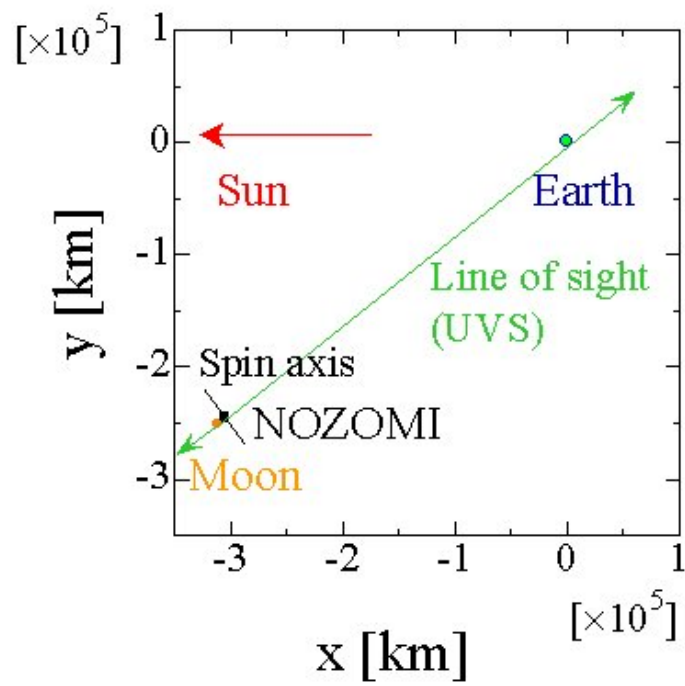


図 3.1: 観測時の位置関係 (赤道直交座標系 x-y 面).

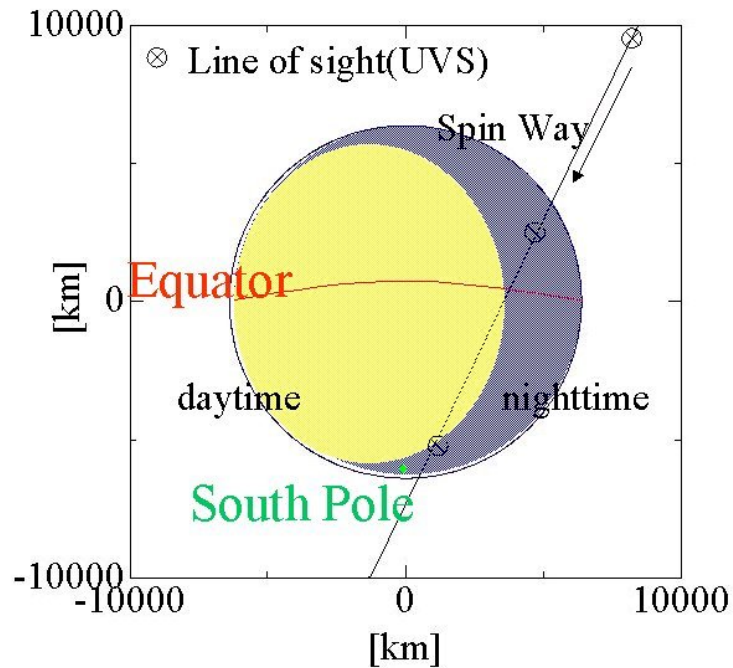


図 3.2: UVS から観測した地球の模式図.

3.2 観測結果

3.2.1 UVS-Gによる観測

UVS-G の観測から得られた 05:40:50(UT) から 06:41:27(UT) の間の水素ライマンアルファ光の光子のカウント数を、縦軸にスピニング角度、横軸に時間をとって表したのが図(3.3)である。寒色系から暖色系になるにしたがい水素ライマンアルファ光の強度が高くなっている。ここから以下のことが分かる。

- 05:50:00(UT) から 06:40:00(UT) の間に、月はスピニング角度で約 90° から 100° の位置を横切っている。
- 05:40:50(UT) から 06:41:27(UT) の間は、地球を常にスピニング角度約 250° の位置にとらえている。
- バックグラウンド光として考えられる星間水素の光は月側で高く、地球側で低い。こ

のことから、月側の視線方向が星間水素の上流側で、地球側の視線方向が星間水素の下流側を見ていたと考えられる。

- スピンの方向とのぞみの位置から考えて、UVS は地球を北極側から南極側へと観測を行っていた。
- スピニング角 約 40° のところに強くシャープな光を観測しているがこれは光星をその視野にとらえたものと考えられる。

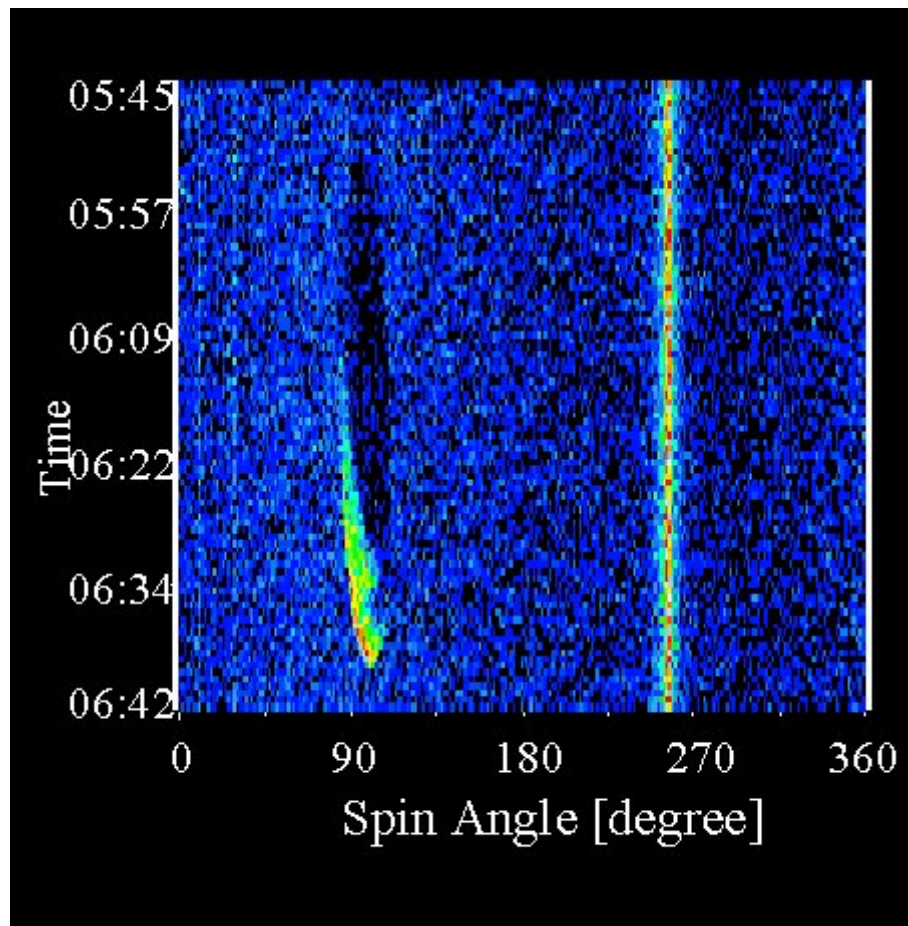


図 3.3: 1998年9月24日の UVS-G による観測. 光子のカウント数が少ないところから多くなるにしたがって, 寒色系から暖色系へと変化している.

図(3.3)の光子のカウント数を時間方向へ積分したものが図(3.4)である。スピニング角度 250° あたりに位置する周囲より一際強度が高い場所が地球コロナによる水素ライマンアルファ光である。また、スピニング角度 100° 近傍に見られる光強度の減少は、月の夜側の影響が寄与している。それ以外の光強度については三角関数的な変動をしている。これはそのピーク周辺(スピニング角度 100° 近辺)に月の夜側の減光を観測できていることから単なるノイズではなく、惑星間空間に太陽系外から流れ込んでくる星間風の影響である。

星間風は中性の水素原子、およびヘリウム原子から構成される。太陽系内に流れ込んだ水素原子は地球水素コロナと同様に、太陽からの水素ライマンアルファ光を共鳴散乱する。星間風の流れ込んでくる上流方向は水素の密度が高く、反対に下流方向は密度が低いため、UVS が探査機の回転運動によって天球上の大円を観測した際、その観測値は上流側から下流側にかけて星間風の光強度がなめらかに変化する。以前の観測 [Clarke et al,1984; Adams and Frisch, 1977; Lallement et al.,1993; Bertaux et al., 1997] から、星間風の光強度はおおよそ $100\sim 1000$ [R] と見積もられており、UVS による星間風の光強度も約 $200\sim 800$ [R] とこれによく一致する。

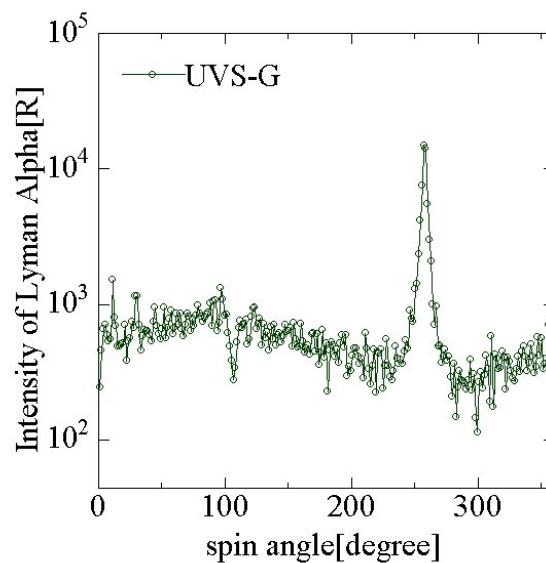


図 3.4: UVS-G の観測によるライマンアルファ光強度プロファイル。スピニング角度 250° あたりに地球コロナによるピーク、スピニング角度 100° あたりに月の夜側による減光を観測している。

3.2.2 地球コロナの光強度プロファイル

地球コロナの光強度を観測する際、星間風の影響は取り除かなければならない。そこで、地球コロナによる光と考えられる場所以外の地球近傍のプロット 117 個 (95~159 sector、および、200~253 sector) に関して、2 次の最小 2 乗法によりフィッティング曲線を求め、これを観測データから引いた。この時のフィッティング曲線はデータのスピニング角度を $x[\text{degree}]$ 、その時の光強度を $I[\text{R}]$ として以下のように表せる。

$$I = 0.0368367991x^2 - 14.2866772x + 1690.90594 \quad (3.1)$$

$$x = n_s \times \frac{360[\text{degree}]}{256[\text{sector}]}$$

ここで、 n_s はセクターナンバーである。図 (3.5) は式 (3.1) によるフィッティング曲線を示している。観測データから星間風 (フィッティング曲線) の光強度を引くことで、地球水素コロナの光強度を求めたのが図 (3.6) である。観測データの内 95~159 セクタ、および 200~253 セクタの値に対して 2 次の最小 2 乗法を行った。図中で濃色のデータが星間風の光を引いた値である。比較のため、もとの観測値 (薄色) も同時にプロットした。星間風の光を引いたデータが 200 [R] 以下で離散的になっているのは、縦軸を log スケールでとっているためであり、200[R] 以下の光強度に関してはほとんどノイズレベルに含まれてしまうと考えられる。

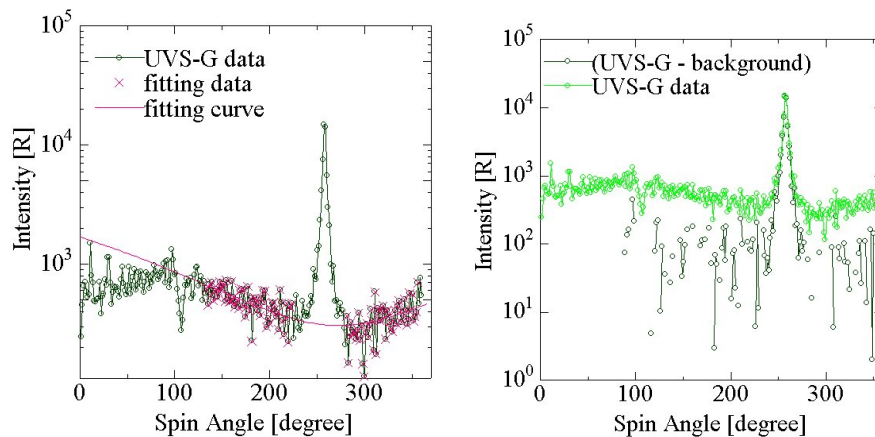


図 3.5: 地球近傍の星間風フィッティング曲線.

図 3.6: UVS-G による地球水素コロナの光強度分布.

第4章 地球水素コロナ強度の計算

4.1 Hodgesのモデル

Hodges[1994]は外気圏のモンテカルロシミュレーションの新しいアプローチを行った。熱圏-外気圏の移行領域における外気圏の原子、あるいはより外側の外気圏の原子はバックグラウンドガスとの衝突や電離層の粒子との電荷交換反応による弾道軌道をとる。ある体積 V を考えたときその中に存在する原子の密度は

$$n = \Psi_{\text{esc}} \frac{\langle \tau \rangle}{V} \quad (4.1)$$

で与えられる。ここで、 Ψ_{esc} は惑星のエスケープ率、 $\langle \tau \rangle$ は原子が体積要素 V の中にある平均時間である。体積要素内の密度に関するモンテカルロ等量は

$$n_j = \frac{\Psi_{\text{esc}}}{VN} \sum_i \delta t_i \quad (4.2)$$

で表すことができ、 N は全原子の数、 δt_i は原子が体積要素 V を通過する際の時間間隔である。また、体積要素中における原子の平均速度は、

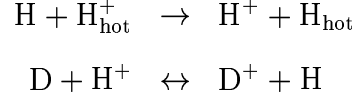
$$\langle \mathbf{v} \rangle = \frac{\sum \mathbf{v} \delta t}{\sum \delta t} \quad (4.3)$$

ここで \sum は式 (4.2) のように全原子についての和である。同様に、有効温度は、

$$T = \frac{m}{3k} \times \sum \frac{v^2 \delta t}{\sum \delta t} \quad (4.4)$$

ここで m は原子質量、 k はボルツマン定数である。Hodges の外気圏シミュレーションではある1セットのテストアトムが存在期間を n 、 $\langle \mathbf{v} \rangle$ 、 T を記録しながら追跡することで求められる。その下部境界は熱圏にあたる高度 260 km で、ここでの熱圏温度に関する Maxwell 分布から速度、および温度のパラメータが決定される。上部境界はプラズマ圏にあたる $12R_e$ である。体積要素 V の中をある距離だけ進む際、ターゲットとなる粒子に遭遇する速さによ

て反応の種類が異なる。地球外気圏では幾つかの光化学反応が考えられているが、Hodges の地球外気圏シミュレーションでは $\text{H}-\text{O}$ と $\text{H}-\text{H}^+$ の反応における統計的に正しい衝突、散乱を与えるために速度依存の散乱断面積を用いている。モデルで考慮されているプロセスは、



および、 $\text{O}-\text{H}$ と $\text{O}-\text{D}$ の弾性散乱である。

その結果得られた Hodges の全球モデルは太陽フラックスの指標 $F_{10.7}$ が 80、130、180、230 (単位は $10^{-22}[\text{J}/\text{s}/\text{m}^2/\text{Hz}]$) の場合について、また至点(夏至、冬至)と春分(秋分)点について計算を行った。計算の高度は 250km から $10R_e$ まで行った。この結果を3次までの球面調和関数を用いてフィッティングした。

$$n = N\sqrt{4\pi} \sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^l \{A_{lm} \cos(m\phi) + B_{lm} \sin(m\phi)\} Y_{lm}(\theta) \quad (4.5)$$

ここで、 ϕ は真夜中の経線から測った経度、 θ は夏極から測った余緯度、そして Y_{lm} は球面調和関数で以下のように記述される。

$$Y_{00} = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \quad (4.6)$$

$$Y_{10} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \quad (4.7)$$

$$Y_{11} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta \quad (4.8)$$

$$Y_{20} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \quad (4.9)$$

$$Y_{21} = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin \theta \cos \theta \quad (4.10)$$

$$Y_{22} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{4\pi}} \sin^2 \theta \quad (4.11)$$

$$Y_{30} = \sqrt{\frac{7}{4\pi}} \left(\frac{5}{2} \cos^3 \theta - \frac{3}{2} \cos \theta \right) \quad (4.12)$$

$$Y_{31} = -\frac{1}{4} \sqrt{\frac{21}{4\pi}} \sin \theta (5 \cos^2 \theta - 1) \quad (4.13)$$

$$Y_{32} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{105}{2\pi}} \sin^2 \theta \cos \theta \quad (4.14)$$

$$Y_{33} = -\frac{1}{4}\sqrt{\frac{35}{4\pi}}\sin^3\theta \quad (4.15)$$

全ての場合で、係数 $A_{00} = 1$ であり、 N は平均密度である。平均密度 N 、係数 A 、 B の値は今回用いる $F_{10.7} = 130 \times 10^{-22} [\text{J/s/m}^2/\text{Hz}]$ 、春分(秋分)点モデルについて付録に示した。

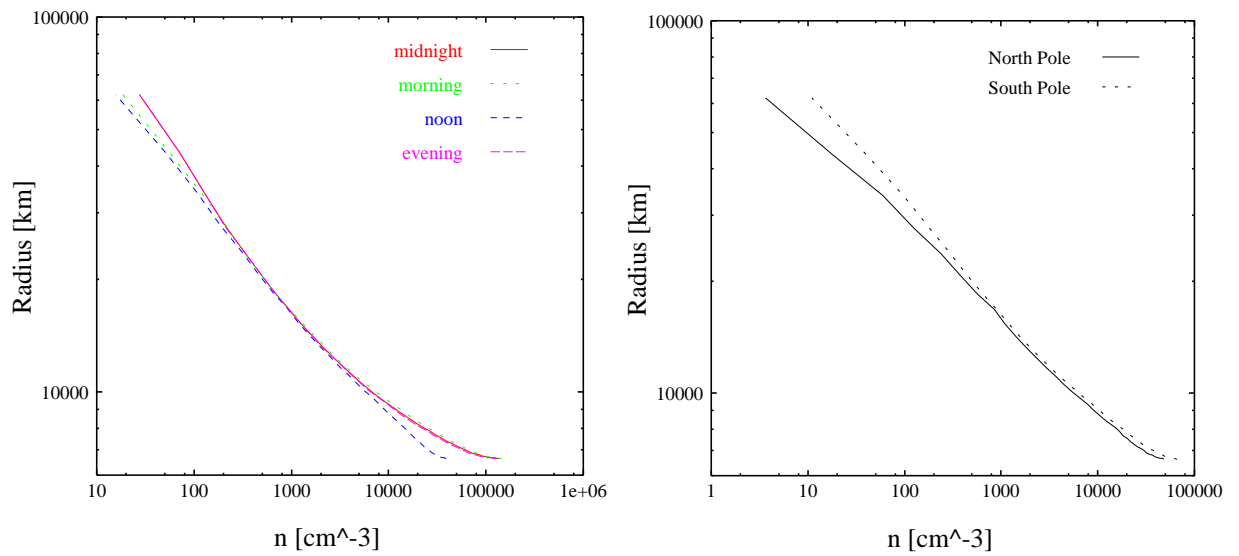


図 4.1: Hodges[1994] の春分(秋分)点モデルによる水素密度の高度分布. 左は夜, 朝, 昼, 夕方の方の赤道域, 右は南極と北極における水素原子の高度分布である. 計算における $F_{10.7}$ の値は 130. 横軸に密度, 縦軸に高度をとっている.

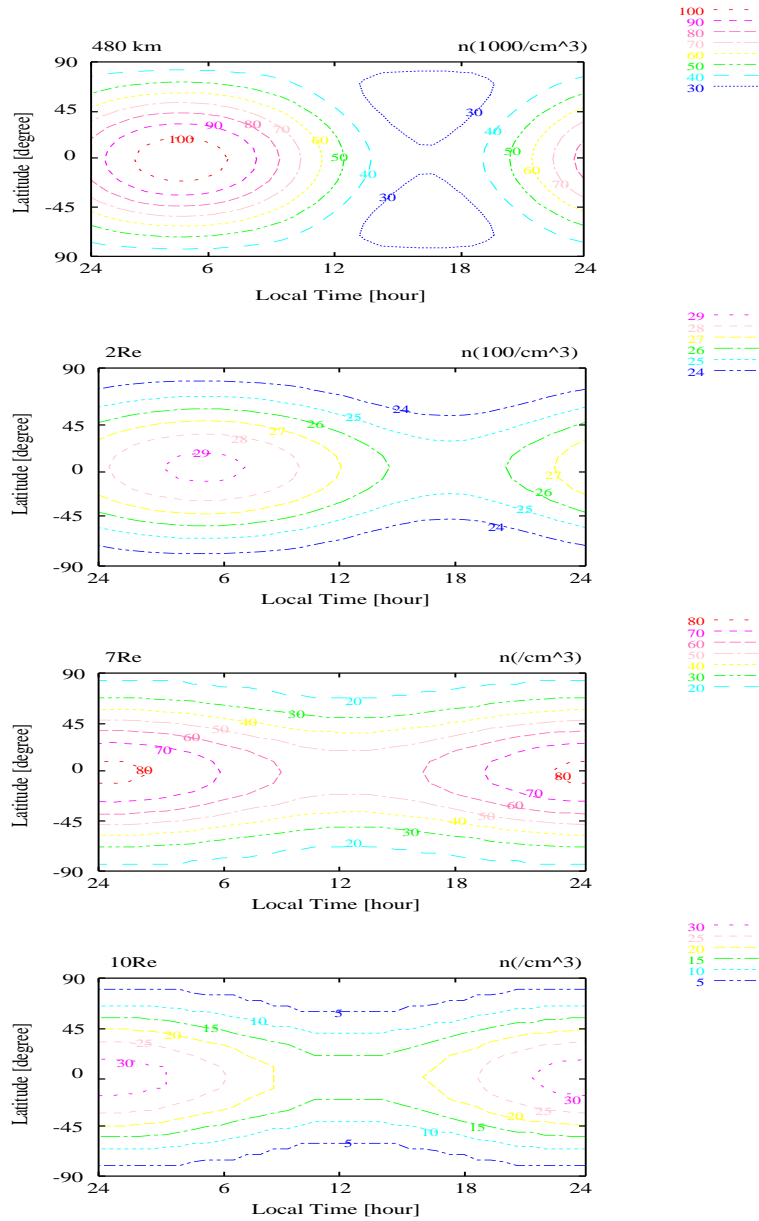


図 4.2: Hodges[1994] の春分 (秋分) 点モデルによる水素密度のコンターマップ. $F_{10.7}$ の値は $130 [10^{-22} \text{ Js}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}]$. 高度は上からそれぞれ $480 [\text{km}]$, $2 R_e$, $7 R_e$, $10 R_e$ における水素の分布である. 横軸に地方時, 縦軸に緯度をとっている.

4.2 ライマンアルファ光放射伝達計算

地球水素コロナ、およびバックグラウンドとして計測される星間水素は太陽の水素ライマンアルファ光を共鳴散乱する。散乱が単一散乱、かつ星間水素による吸収がないと仮定すると、観測される光強度は UVS の視線方向の積分値として、

$$I = \frac{1}{10^6} \int_0^\infty \sigma(\theta_{\text{scat}}) F_{\text{Ly}\alpha}(r) N(\mathbf{r}(l)) dl$$

と表される。ここで $F_{\text{Ly}\alpha}(r)$ (r は太陽からの距離) は中心波長における太陽ライマンアルファフラックス [photons/cm²/s/Å] である。通常 $F_{\text{Ly}\alpha}(r)$ は太陽活動に伴って変動し、各太陽面緯度ごとに太陽からの重力 F_g と輻射圧の比 F_r の比で表されるが、ここでは全ての太陽面緯度について太陽ライマンアルファ光フラックスは一定であるとして計算する。 I はレーリー [photons/cm²/s/ster] で与えられる。散乱断面積 $\sigma(\theta_{\text{scat}})$ は散乱角 θ_{scat} の関数であり、位相関数 $p(\theta_{\text{scat}})$ [Brandt and Chamberlain, 1959; Chamberlain and Hunten, 1987; Chamberlain, 1990] によって、

$$\begin{aligned} \sigma(\theta_{\text{scat}}) &= \sigma_0 p(\theta_{\text{scat}}) = \sigma_0 \left(1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2}{3} - \sin^2 \theta_{\text{scat}} \right) \right) \\ &= \sigma_0 \left(\frac{11}{12} + \frac{1}{4} \cos^2 \theta_{\text{scat}} \right) \end{aligned}$$

と表される。この位相関数は水素原子の基底状態 $1s^2S_{1/2}$ から $2p^2P_{1/2}$ 、 $2p^2P_{3/2}$ への励起と、それぞれの励起状態から基底状態への遷移を考慮したものである。 σ_0 は平均散乱断面積であり、

$$\sigma_0 = \frac{e^2 f \lambda^2}{4\pi m c^2}$$

で表される。ここで、 e は電荷素量、 c は光速、 λ は波長である。また、 f は振動子強度と呼ばれるもので、水素原子の吸収 $1s \rightarrow 2p$ では 0.416 である [Weissbluth, 1978]。これらから求めた平均散乱断面積の値は $\sigma_0 = 0.544 \times 10^{-14}$ [cm² Å] となる。

太陽ライマンアルファ光フラックスは相関の良い [Tobiska et al., 1997] 太陽 $F_{10.7}$ フラックスを使用することとし、その相関を確かめた上で、UARS により得られた太陽水素ライマンアルファ光フラックス F_{UARS} [photons/s/cm²] と $F_{10.7}$ フラックス $F_{10.7}$ [J/s/m²/Hz] の 1999 年 1 月 1 日から 1999 年 11 月 30 日の期間のデータより最小 2 乗法を用いて、

$$F_{\text{UARS}} = 8.1 \times 10^{-3} F_{10.7} + 3.5436 \quad (4.16)$$

と求めた [船橋,2000]。なお、このときの相関係数は 0.83 であった。観測時の 1998年9月24日の $F_{10.7}$ の値は $139.0 \times 10^{-22} [\text{J/s/m}^2/\text{Hz}]$ であった。

4.3 視線方向計算のジオメトリ

Hodges のモデルは地球中心の極座標系で示される。また、地球周回時の のぞみ、太陽、月の位置は赤道直交座標系で示される。今、地球を原点 $(0,0,0)$ にとり、のぞみの位置を $\mathbf{n}(n_x, n_y, n_z)$ 、スピン軸のベクトルを $\mathbf{s}(s_x, s_y, s_z)$ 、視線方向のベクトルを $\mathbf{l}(l_x, l_y, l_z)$ とする。UVS はのぞみのスピン軸と垂直に取り付けられているので、その視線方向は衛星の回転運動に伴って時々刻々と変わり、一周で天球上の大円を観測する。UVS が地球側を向いているとしてある方向を眺めたとき、その視線方向で地球からの高度が最も小さくなる地点をその視線方向におけるタンジェンシャルポイントといい、そのときの高度をその視線方向におけるタンジェンシャルハイト (接線高度) という。このタンジェンシャルハイトが最小になるときの地球と視線のなす角 θ_0 は、地球とスピン軸のなす角 θ_e を用いて、 $\theta_0 = 90^\circ - \theta_e$ から決められる。この最小タンジェンシャルポイントの視線ベクトルから η だけ衛星が回転したときの視線方向のベクトルの単位ベクトルは、

$$\frac{\mathbf{l}}{|\mathbf{l}|} = -\frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|} \cos \eta \cos \theta_0 + \left(-\frac{\mathbf{n} \times \mathbf{s}}{|\mathbf{n} \times \mathbf{s}|} \right) \sin \eta + \frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|} \times \left(\frac{\mathbf{n} \times \mathbf{s}}{|\mathbf{n} \times \mathbf{s}|} \right) \cos \eta \sin \theta_0 \quad (4.17)$$

から求まる。

4.4 密度分布の推定

Hodges モデルでは $10 R_e$ までの密度分布しか計算することができない。しかし、UVS の観測からはそれより高い高度への広がりを確認している。実際の観測値と比較をするためには、 $10 R_e$ より高い高度における密度を仮定し、その視線方向における光強度の積分値を求めなければならない。そこで、次のような方法で密度分布を仮定する。

- $10 R_e$ までは Hodges のモデルを用いる。
- $10 R_e$ より高い高度では以下のように密度分布を仮定。
 - $400,000 \text{ km}$ (地球-のぞみ間) における水素原子密度は球対称に広がっている。

- 400,000 km での密度 $n_C(\theta, \phi)$ を 1.0, 0.1, 0.01[cm^{-3}] として, それぞれを Model A, B, C とする.
- $10 R_e$ における密度を $n_{\text{HC}}(\theta, \phi)$ として, 400,000 km までの間, 高度 R [km] での密度 $n(\theta, \phi)$ は以下のように線形補間した値を用いる.

$$\log n(\theta, \phi) = \log n_{\text{HC}}(\theta, \phi) + \frac{\log n_C(\theta, \phi) - \log n_{\text{HC}}(\theta, \phi)}{300,000[\text{km}]}(R - 10R_e) \quad (4.18)$$

これを、単一散乱を仮定した光強度を視線方向へ積分した光強度プロファイルと、UVS によって得られた観測値とを比較することで外気圏における密度分布を考察する.

第5章 観測とモデルの比較

UVS によって得られた地球水素コロナ光の広がりを地球からの接線高度で表したのが図(5.1)である。図のエラーバーは光子計数法により $\sqrt{\text{counts}}$ で与えられる [船橋,2000]。観測から得られたエミッションプロファイルは南側(赤線)、北側(青線)のいずれも接線高度 100,000 km($15.68R_e$) 以上まで広がっている。

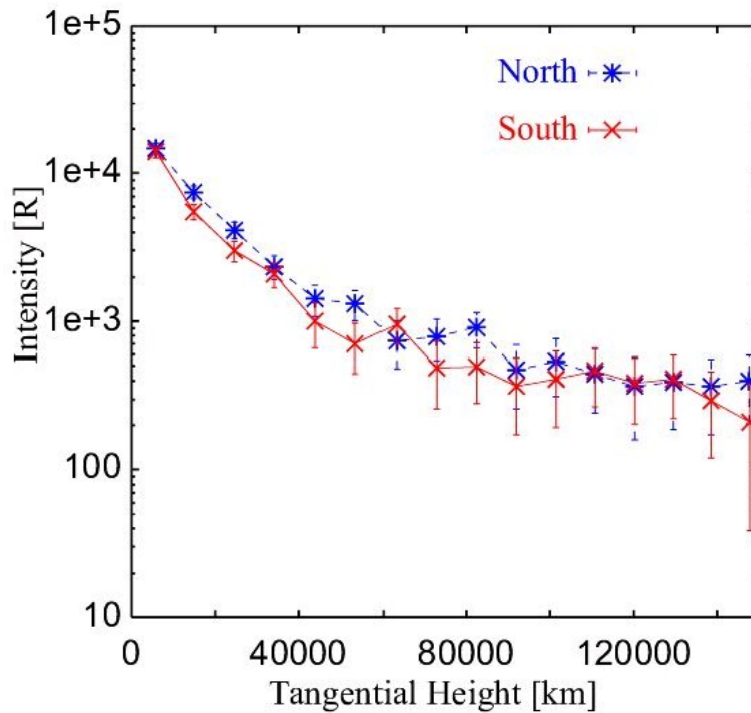


図 5.1: 南北への地球コロナの広がり. 縦軸は光強度, 横軸は接線高度で表している.

図(5.1)の南北それぞれの観測値に対して Model A,B,C から計算された光強度を南側、北側それぞれプロットしたものが図(5.2)である。縦軸に水素ライマンアルファ光の強度、横軸に接線高度をとっている。光強度約 200 [R] 以下では観測値がノイズの幅に入るために高度 120,000 km までの間で比較する。

高度 20,000km から 高度 60,000 km(約 $10R_e$) 付近までは Hodges モデルから計算される光強度が、観測によく一致することが分かる。高度 20,000 km までは UVS による地球中心近傍の観測値のピークに比べて Hodges のモデルから計算される光強度のピークは非常に高い。UVS-G の観測データの地球近傍に位置する 2つのピークについては、そのスペクトルに地球の黒体輻射を含んでいることから、その視線方向に地球のディスクを含んでいると考えられる。もしディスクを眺めているとなるとその先に広がる水素を観測することができない。さらに、地球近傍では水素の密度が非常に高いために多重散乱の影響が考えられる。したがって、単一散乱の過程において Hodges モデルから計算される光強度分布よりも、実際の観測値は低くなっていると考えられる。

$10R_e$ より高い高度では、仮定した Model の影響によって光強度に幅を持つが、観測値はおおよそ Model A から Model C の間に位置する。中でも Model B のとき観測値と非常によくフィッティングするため最も適当な密度プロファイルになっていると考えられる。

以上から、外気圏の水素密度分布を図(5.3)に示す。Model A、B、Cそれぞれについて南側、北側をプロットした。Model の幅から高度 120,000 km における密度は約 $7 \sim 15 \text{ cm}^{-3}$ に相当する。最もフィッティングの良かった Model Bでの 120,000 km における密度は、北側で約 10 cm^{-3} 、南側で約 8 cm^{-3} であった。

また、モデルフィッティングより高度約 20,000 km までは多重散乱が有効な高度であるということが示唆できると考えると、この高度における密度が一番観測値にフィッティングしていると考えられる Model B で約 500 cm^{-3} である。この高度以下においては十分衝突がありえらるとして、高度約 20,000 km を衝突と希衝突の境界と考えると、ここでの平均自由行程とスケールハイトのバランスより決められる有効温度は約 400,000 [K] と求まる。

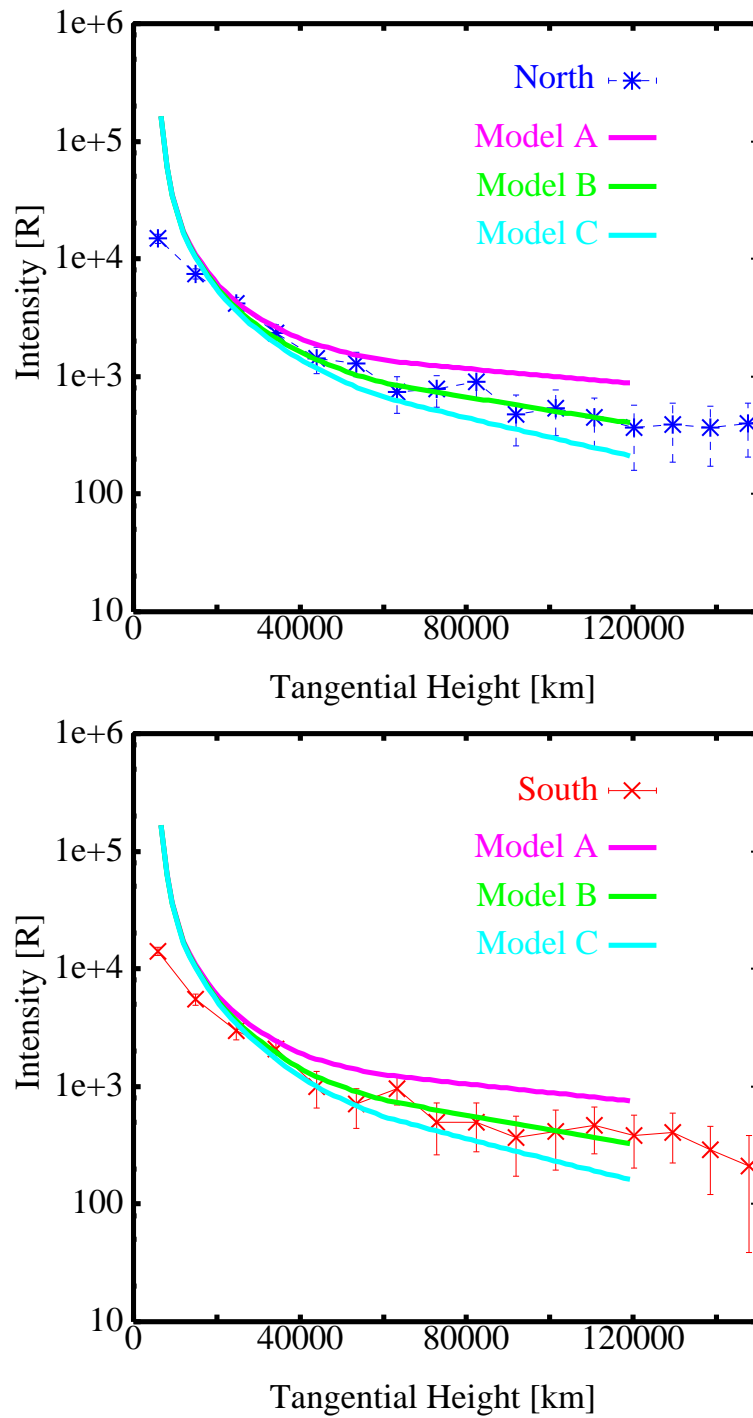


図 5.2: 南北の地球コロナ光強度とモデルフィッティング.

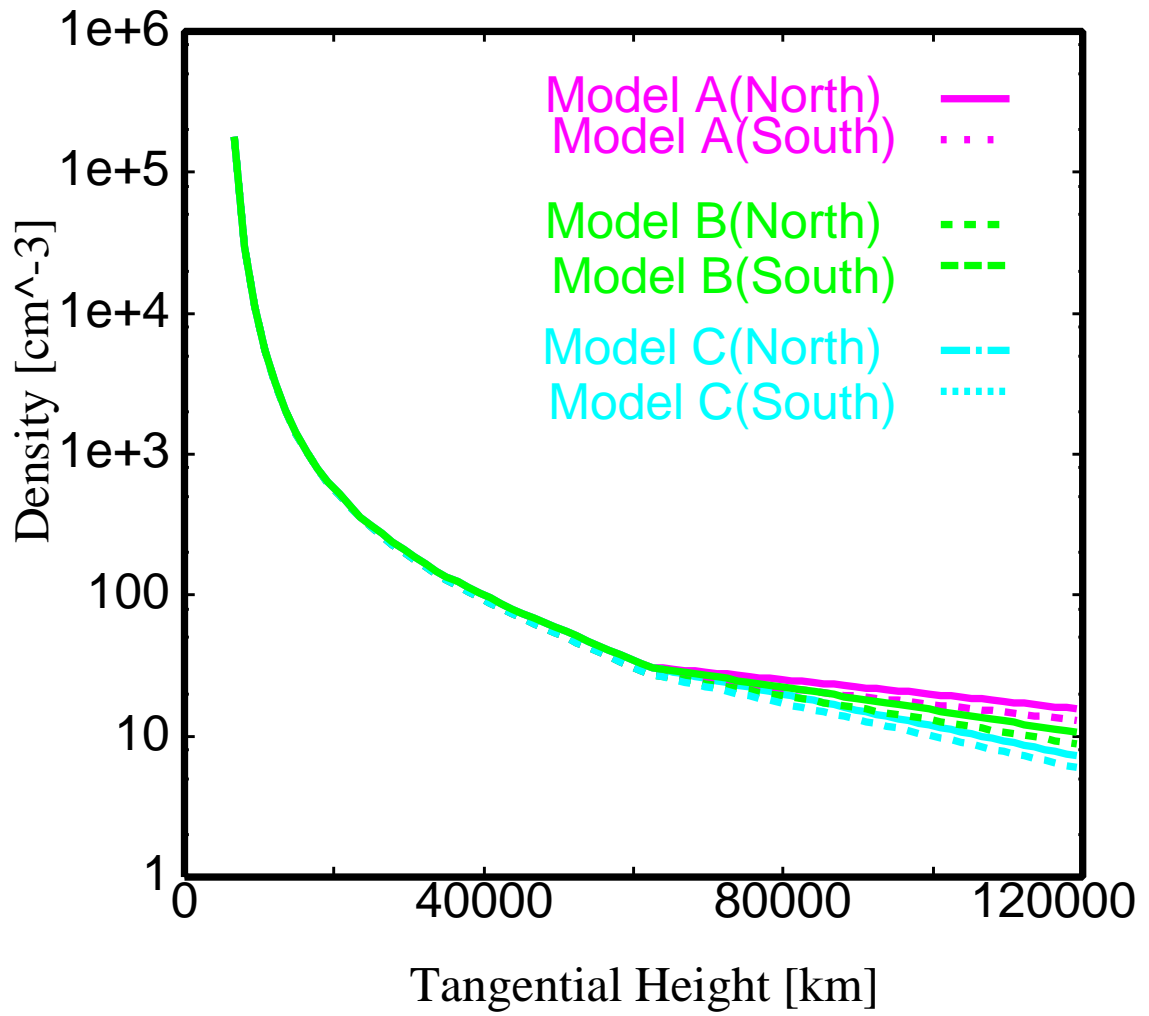
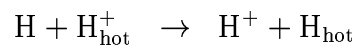


図 5.3: 地球水素コロナ密度分布.

第6章 考察とまとめ

UVS の観測によって高度約 100,000 km にも及ぶ地球水素外気圏の水素分布が明らかになった。水素による共鳴散乱、および非熱的衝突過程までも考慮にいたした Hodges のモデルは、非常に良く外気圏の分布を再現することが確認できた。しかし、UVS の観測ではさらに遠くまで及ぶ水素ライマンアルファ光を確認しており、その分布の機構を解釈する上での課題は山積していると言える。

現在のところ Hodges のモデルでは、外気圏において考えられる電離圏との電荷交換反応のうち、



ここで、 H_{hot} は過剰な運動エネルギーを持っている粒子を意味する。また、O-H と O-D の弾性散乱についての効果は考慮されている。一方、 O_2^+ や NO^+ の解離性再結合 (Dissociative recombination)

反応	反応割合 (cm^3s^{-1})	$\Delta E(\text{eV})$
$\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$	$4.3 \times 10^{-7} (\text{T}_e/300)^{-1}$ (22%)	2.75
$\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N}(^2\text{D}) + \text{O}$	$4.3 \times 10^{-7} (\text{T}_e/300)^{-1}$ (78%)	0.38
$\text{O}_2 + e \rightarrow \text{O}^* + \text{O}^*$	$2.2 \times 10^{-7} (\text{T}_e/300)^{-1}$	4.42

* は過剰な運動エネルギーを持っている粒子を意味する。

によって生成される熱い酸素 (Hot O) の地球コロナと水素の衝突は、外気圏の水素分布に著しい効果を持っていることが示唆されている [Rohrbaugh and Nisbet, 1973; McElroy et al., 1982; Fox and Bougher, 1991; Gurwell and Yung, 1993]。解離性再結合では電離のエネルギーと解離のエネルギーの差が運動エネルギーになるために、過剰なエネルギーを持つ高速の粒子が発生する。このため非常に高い高度まで水素原子が飛び出すことができるため、これらの生成率を見積もることがこれからの外気圏研究の重要な課題といえる。

第7章 参考文献

1. Adams, T.F., and P.C. Frech, High-resolution observation of the Lyman alpha sky background, *Astrophys. J.*, *212*, 300, 1977.
2. Anderson, D.E., Jr, and C.W. Hord, Multidimensional radiative transfer: Applications to planetary coronae, *Planet. Space Sci.*, *25*, 563, 1977.
3. Anderson, D.E., Jr, L.J. Paxton, R.P. McCoy, and R.R. Meier, Atomic hydrogen and solar Lyman alpha flux deduced from STP 78-1 UV observations, *J. Geophys. Res.*, *92*, 8759, 1987.
4. Anderson, D.E., R.R. Meier, R.R. Hodges, and B.A. Tinsley, Hydrogen Balmer alpha intensity distribution and line profiles from multiple scattering theory using realistic geocoronal models, *J. Geophys. Res.*, *92*, 7619, 1987.
5. Bailey, G.J., and R. Sellek, A mathematical model of the Earth's plasmasphere and its application in a study of He^+ at L=3, *Ann. Geophys.*, *8*, 171, 1990.
6. Bishop, J., Geocoronal structure: The effects of solar radiation pressure and the plasmasphere interaction, *J. Geophys. Res.*, *90*, 5235, 1985.
7. Bishop, J., and J.W. Chamberlain, Geocoronal structure 2. Inclusion of a magnetic dipolar plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, *92*, 12377, 1987.
8. Bishop, J., Analytic exosphere models for geocoronal applications, *Planet. Space Sci.*, *39*, 885, 1991.
9. Bertaux, J.L., and J.E. Blamont, Interpretation of OGO-5 Lyman Alpha measurements in the upper geocorona, *J. Geophys. Res.*, *78*, 80, 1973.

10. Bertaux, J.L., Interpretation of OGO-5 line shape measurements of Lyman Alpha emission from terrestrial exospheric hydrogen, *Planet. Space Sci.*, *26*, 431, 1978.
11. Bertaux, J.L., E. Quémerais, R. Lallement, E. Kyrola, W. Schmidt, T. Summanen, J.P. Goutail, M. Berthelier, T. Holzer, First results from SWAN Lyman alpha solar wind mapper on SOHO, *Solar Phys.*, *175*, 737, 1997.
12. Brandt, J.C., and J.W. Chamberlain, Interplanetary gas, I, Hydrogen radiation in the night sky, *Astrophys. J.*, *130*, 670, 1959.
13. Carruthers, G.R., T. Page, and R.R. Meier, Apollo 16 Lyman Alpha imagery of the hydrogen geocorona, *J. Geophys. Res.*, *81*, 1664, 1976.
14. Cazes, S., and C. Emerich, Nonpermanent nighttime H Lyman Alpha emissions at low and middle latitudes, Detected from D2A satellite, *J. Geophys. Res.*, *85*, 6094, 1980.
15. Chamberlain, J.W., Planetary coronae and atmospheric evaporation, *J. Geophys. Res.*, *11*, 901, 1963.
16. Chamberlain, J.W., and D.M. Hunten, Theory of Planetary Atmospheres, An Introduction to Their Physics and Chemistry, pp.290, 2nded., Academic, San Diego, Calif., 1987.
17. Chamberlain, J.W., Calculation of polarization and anisotropy of resonant and fluorescent scattering, *Icarus*, *84*, 106, 1990.
18. Clarke, J.T., S. Bowyer, H.J. Fahr, and G. Lay, IUE high resolution spectrophotometry of H Lyman alpha emission from the local interstellar medium, *Astron Astrophys.*, *139*, 389, 1984.
19. Fahr, H.J., and B. Shizgal, Modern exospheric theories and their observation relevance, *Rev. Geophys.*, *21*, 75, 1983.
20. Fox, J.L., and S.W. Bougher, Structure, luminosity, and dynamics of the Venus thermosphere, *Space Sci. Rev.*, *55*, 337, 1991.
21. Gurwell, M.A., and Y.L. Yung, Fractionation of hydrogen and deuterium on Venus due to collisional ejection, *Planet. Space Sci.*, *41*, 91, 1993.

22. Hodges,R.R.,Jr., Monte carlo simulation of the terrestrial hydrogen exosphere, *J. Geophys. Res.*, *99*, 23,229, 1994.
23. Kawahara,T.,Study on Hydrogen/Deuterium Absorption Cell Technique for Measurements of Spacecraft Observation,Ph.D.Thesis,Tohoku University, Sendai,Japan,1994.
24. Lallement R.,J.L.Bertaux,and J.T.Clarke,Deceleration of interstellar hydrogen at the heliospheric interface, *Science*,*260*, 1095, 1993.
25. McElroy,M.B.,M.J.Prather,and J.M.Rodriguez,Escape of hydrogen from Venus, *Science*,*215*,1614,1982.
26. Meier,R.R.,and P.Mange,Geocoronal hydrogen: An analysis of the Lyman-Alpha airglow observed from OGO-4,*Planet.Space Sci.*,*18*, 803, 1970.
27. Meier,R.R.,and P.Mange,Spatial and temporal variations of the Lyman-Alpha airglow and related atomic hydrogen distributions, *Planet.Space Sci.*,*21*, 309, 1973.
28. Membrado,M.,A.F.Pacheco,and J.Sanudo,A model of rotating exospheres, *J. Geophys. Res.*, *98*, 19219, 1993.
29. Metzger,P.H.,and M.A.Clark,On the diurnal variation of the exospheric neutral hydrogen temperature,*J. Geophys. Res.*, *75*, 5587, 1970.
30. Opic,E.J.,and S.F.Singer, Distribution of density in a planetary exosphere.2, *Phys.Fluids*,*4*, 221, 1961.
31. Rairden,R.L.,L.A.Frank,and J.D.Craven,Geocoronal imaging with Dynamic Explorer,*J. Geophys. Res.*, *91*, 13613, 1986.
32. Rohrbaugh,R.P.,and J.S.Nisbet,Effect of energetic oxygen atoms on neutral density models,*J. Geophys. Res.*, *78*,6768,1973.
33. Taguchi et al.,Ultraviolet imaging spectrometer (UVS) experiment on board the NOZOMI spacecraft: Instrumentation and initial results, *Earth Planets Space*, *52*, 49, 2000a.

34. Taguchi et al., Lunar albedo at hydrogen Lyman α by the NOZOMI/UVS, *Earth Planets Space*, 52, 645, 2000b.
35. Tinsley, B.A., R.R. Hodges, and R.P. Rohrbaugh, Monte carlo models for the terrestrial exosphere over a solar cycle, *J. Geophys. Res.*, 91, 13613, 1986.
36. Thomas, G.E., and R.G. Bohlin, Lyman-Alpha measurements of neutral hydrogen in the outer geocorona and in interplanetary space, *J. Geophys. Res.*, 77, 2752, 1972.
37. Thomas, G.E., and A. Vidal-Madjar, Latitude variations of exospheric hydrogen and the polar wind, *Planet. Space Sci.*, 26, 873, 1978.
38. Tobiska, W.K., W.R. Pryor, and J.M. Ajello, Solar hydrogen Lyman-alpha variation during solar cycles 21 and 22, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1123, 1997.
39. Wallace, L., Analysis of the Lyman alpha observations of Venus made from Mariner 5, *J. Geophys. Res.*, 74, 115, 1969.
40. Weissbluth, M., Atoms and molecules, p.516, Academic, San Diego, Calif., 1978.
41. 伊藤 裕一, PLANET-B 衛星搭載水素/重水素吸収セルの開発と火星水素コロナ・太陽圏構造の研究, 東北大学修士論文, 1996.
42. 船橋 豪, 火星探査衛星のぞみ搭載紫外撮像分光計による星間水素の観測, 東北大学修士論文, 2000.

付録 A Hodges のモデル係数

Hodges の外気圏モデルにおいて $F_{10.7}=130 \times 10^{-22}[\text{J/s/m}^2/\text{Hz}]$ 、春分点(秋分)における係数値。A と B の値は 10^4 のスケールでとってある。(Hodges,1994 より)

R	N	A10	A11	B11	A20	A21	B21	A22	B22	A30	A31	B31	A32	B32	A33	B33
6640	120398	0	-2443	-4528	-2690	0	0	-110	-27	0	-384	323	0	0	-141	393
6648	115612	0	-2358	-4505	-2601	0	0	-119	-48	0	-369	329	0	0	-168	382
6663	107721	0	-2309	-4415	-2509	0	0	-103	-62	0	-410	325	0	0	-127	372
6686	99018	0	-2179	-4391	-2468	0	0	-148	-24	0	-432	331	0	0	-144	311
6717	90436	0	-2101	-4328	-2422	0	0	-101	-29	0	-422	292	0	0	-124	307
6756	82545	0	-2089	-4285	-2331	0	0	-58	-39	0	-407	236	0	0	-119	258
6803	75207	0	-1931	-4217	-2282	0	0	-35	-35	0	-392	183	0	0	-80	275
6859	68654	0	-1846	-4113	-2226	0	0	-44	-47	0	-341	207	0	0	-115	213
6925	62364	0	-1760	-3972	-2200	0	0	-30	-88	0	-316	192	0	0	-110	192
7000	56460	0	-1695	-3846	-2081	0	0	-24	-33	0	-345	169	0	0	-63	174
7085	51132	0	-1699	-3745	-2001	0	0	43	-73	0	-372	158	0	0	-89	182
7182	46095	0	-1575	-3610	-1988	0	0	38	-75	0	-352	98	0	0	-94	145
7290	41336	0	-1437	-3474	-1920	0	0	49	-33	0	-316	56	0	0	-76	139
7410	36928	0	-1339	-3318	-1808	0	0	11	-40	0	-317	-19	0	0	-31	151
7545	32736	0	-1246	-3132	-1693	0	0	26	-18	0	-326	-6	0	0	17	141
7695	28787	0	-1097	-2947	-1637	0	0	32	-48	0	-237	-24	0	0	2	133
7861	25125	0	-1040	-2769	-1454	0	0	-7	-32	0	-235	-38	0	0	6	146
8046	21820	0	-868	-2550	-1289	0	0	-16	-12	0	-216	-33	0	0	-25	151
8252	18796	0	-751	-2357	-1215	0	0	42	-36	0	-208	-131	0	0	8	164
8481	16118	0	-645	-2170	-1206	0	0	48	-42	0	-192	-110	0	0	-27	155
8736	13677	0	-512	-1992	-1061	0	0	115	-109	0	-194	-124	0	0	10	153
9021	11524	0	-455	-1807	-1000	0	0	66	-88	0	-145	-125	0	0	37	93
9340	9631	0	-327	-1596	-847	0	0	111	-41	0	-94	-117	0	0	-4	53
9698	7993	0	-166	-1292	-865	0	0	126	-6	0	-97	-162	0	0	39	45
10103	6580	0	-89	-1247	-844	0	0	122	21	0	-117	-165	0	0	15	63
10562	5368	0	-85	-986	-759	0	0	178	76	0	1	-109	0	0	-42	69
11086	4335	0	-109	-842	-665	0	0	257	126	0	-66	-97	0	0	-79	-3
11688	3481	0	-106	-742	-687	0	0	125	154	0	-34	-20	0	0	-25	90
12386	2738	0	-114	-551	-640	0	0	96	76	0	34	-74	0	0	-67	146
13202	2143	0	0	-546	-629	0	0	183	115	0	123	-18	0	0	-3	95
14169	1645	0	-8	-577	-640	0	0	233	135	0	99	-9	0	0	-46	127
15328	1250	0	5	-430	-585	0	0	237	59	0	22	26	0	0	-37	-30
16743	934	0	17	-170	-385	0	0	436	143	0	25	12	0	0	107	-51
18505	684	0	-51	-208	-758	0	0	570	-3	0	-84	212	0	0	50	134
20757	491	0	-210	-270	-1059	0	0	809	-239	0	-55	212	0	0	-107	132
23731	341	0	-215	-201	-1361	0	0	1021	-320	0	3	28	0	0	60	-34
27839	222	0	-278	-549	-1978	0	0	1111	-100	0	175	165	0	0	-165	-87
33877	133	0	-689	-403	-2473	0	0	1653	36	0	213	48	0	0	-227	-197
43629	69	0	-1599	-233	-3302	0	0	2008	220	0	375	-142	0	0	49	-250
62126	25	0	-2536	-341	-3822	0	0	2513	-162	0	59	86	0	0	-2	20

付録 B 地球外気圏シミュレーション

Hodges, R.R., Jr., Monte carlo simulation of the terrestrial hydrogen exosphere, *J. Geophys. Res.*, 99, 23,229, 1994. より。

B.0.1 外気圏シミュレーション

手法はある一セットのテストアトムが存在期間を、統計的情報である流体力学的パラメータ 密度 n 、平均速度 v 、温度 T を記録しながら追跡する。モデルの空間は熱圏にあたる下部境界から外側に向かって広がっている。テストアトムの存在期間はこの表面を越えたときから始まって散逸で終る。

連続性 (Continuity)

熱圏において、中性粒子あるいはイオン粒子の上向きフラックスに関する全球積分が惑星のエスケープ率 Ψ_{esc} に等しいとする。もし、粒子が外気圏から熱圏に戻ってきても流れの連続性は維持される。電荷交換反応による光電離や電離は、考慮された電荷交換や再結合イベントによってテストアトムの交換をする。熱圏から飛び出し、電離圏の中和プロセスによって形成される中性粒子の種々の統計学的重さは下部境界の垂直イオンフローを説明するのに用いられる。しかし、この問題は下部境界が電荷交換平衡がイオンフラックスを無視できる程、十分に低い高度に設定されることによって無効化できる。

外気圏輸送の矛盾は中性原子の散逸領域の明らかな定義が存在しないということである。上部境界に存在する超散逸速度を持った原子は外気圏の粒子として締め出せない。というのも幾つかの観測例によって示唆されているからだ。さらに、上部境界における軌道は運動方程式に従わないからだ。衛星軌道の中性子粒子による重力効果、上部境界の軌道粒子は逆に、太陽光子の共鳴散乱によって散逸粒子から弾道粒子へ速度変化されているのかも知れない。外気圏からの原子の散逸に関する一つだけ確かな条件は太陽風の $v \times B$ 場におけるピック

アップによる電離である。

現象学的流体力学パラメータ (Phenomenological Hydrodynamic Parameters)

実際の外気圏の類推は次のように記述される。体積 V の中に存在する中性原子の密度は

$$n = \Psi_{\text{esc}} \langle \tau \rangle / V \quad (\text{B.1})$$

ここで $\langle \tau \rangle$ は原子が体積 V のなかで使う平均時間である。同じ体積要素内の密度に関するモンテカルロ等量は

$$n_j = \frac{\Psi_{\text{esc}}}{VN} \sum_i \delta t_i \quad (\text{B.2})$$

ここで N はシミュレーションの中で追跡される原子の数、シグマの中の δt_i の値は原子の軌道が体積要素 V を通過する際の時間間隔である。もし体積要素が場所の次元と同様、速度の次元も含むようなら速度分布関数は (B.2) 式を使って計算される。

速度分布における任意のモーメントは $v^n \delta t$ によって計算される。例えば、体積要素中における原子の平均速度は

$$\langle \mathbf{v} \rangle = \frac{\sum \mathbf{v} \delta t}{\sum \delta t} \quad (\text{B.3})$$

ここでシグマは (B.2) のように全原子についての和である。同様に、有効温度は以下によって与えられる。

$$T = \frac{m}{3k} \times \sum \frac{v^2 \delta t}{\sum \delta t} \quad (\text{B.4})$$

ここで m は原子質量、 k はボルツマン定数である。

データ領域

空間体積は一セットの同心状の領域によって放射状に接しているとする。この同心状の領域は熱圏-外気圏遷移領域において最も密接に間隔を取る。というのもここでは水素の密度と垂直勾配が最大であるからである。地方時に固定された地理学的緯度と経線によってきめられた平面上の四角錐状の領域は、データ領域の縦横方向の広がり範囲を決める。

速度空間における領域体積の小分けは以下に示されるような分配関数 $f(\mathbf{c})$ の積分要素によって記述され、様々な計算に用いられる。

$$\int_{V_c} d\mathbf{c} f(\mathbf{c}) \quad (\text{B.5})$$

ここで V_c は速度空間の体積である。明らかに非等方性の分布関数は速度の次元化されたグリッドを必要とする。最も単純な外気圏速度空間の小分けは、軌道の行き先による分割である [Chamberlain,1963]。図 (B.1) は速度空間の論理的分割を図示するために Fahr and Shizgal[1983] が提唱した図に似せたものである。円はその半径がローカルな散逸速度に等し

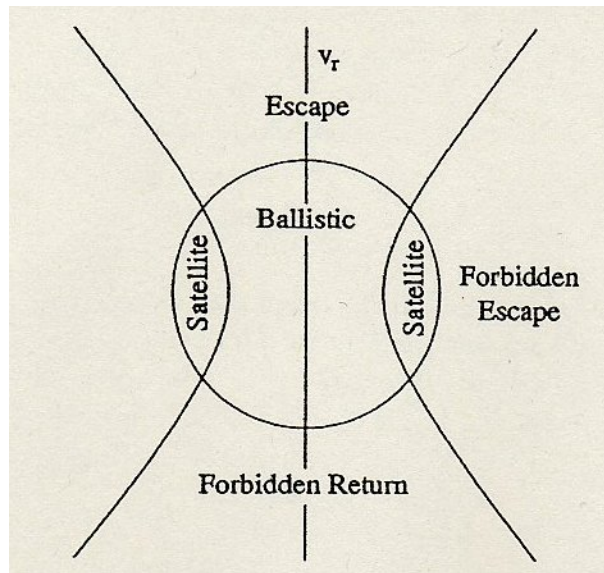


図 B.1: 軌道のとり方による速度空間の分割 [Hodges,1994]

い領域を表している。弾道軌道粒子 (ballistic) と衛星軌道粒子 (satellite) の全ての速度はこの領域に存在する。弾道軌道と衛星軌道の速度の境界は軸に回りに双曲線を回転させた表面で示される。この表面は以下の式で表される。

$$v_h^2 = \frac{R_b}{r + R_b} \left\{ \frac{v_r^2 R_b}{r - R_b} + \frac{2GM}{r} \right\} \quad (\text{B.6})$$

ここで v_r と v_h は半径 (radial) と水平線上 (horizontal) の速度成分、 GM は惑星重力パラメータで R_b は任意の参照半径である。散逸速度平面の外に広がる双曲線の表面の範囲は散逸と禁リターン軌道 (forbidden return trajectories) の範囲を定める。禁リターン軌道はおそ

らく R_b より上を通過する禁散逸軌道 (forbidden escape trajectories) から R_b 下あたりに存在する。forbidden に示されるような超散逸領域における速度を持った粒子は、衛星軌道粒子と同様、 R_b より上の衝突過程無しには存在できない。

弾道軌道 (Ballistic Trajectories)

テストアトムの軌道は運動方程式の数値積分によって求めることができる。しかし、これらの計算は累積的なエラーを支配する。惑星中心系の半径 (planetocentric radii) においては、その母体に関して惑星軌道の内側ラグランジュポイントと比較するとエラーは小さい。軌道計算に関しては制限された二体問題として扱うことが便利である。ここで、テストアトムの軌道は常に運動方程式に従う。

軌道は以下によって記述される。

$$r = \frac{p}{1 - \epsilon \cos \psi} \quad (\text{B.7})$$

ここで ϵ は軌道の離心率、他のパラメータは図 (B.2) の中で定義される。 $\epsilon > 1$ の値におい

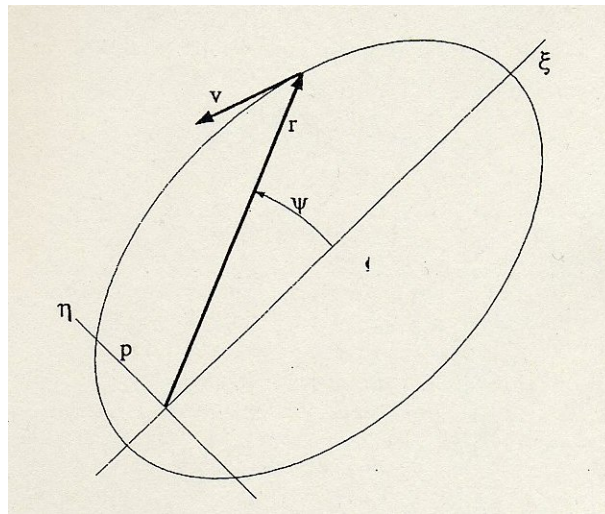


図 B.2: 中心重力場における非散逸原子の弾道軌道 [Hodges,1994]

て、軌道は双曲線であり $\cos \psi < 1/\epsilon$ となる。幾つかの場合では $\xi - \eta$ 軌道平面における速度の半径および水平成分は以下で記述される。

$$v_r = -\epsilon \sqrt{\frac{GM}{p}} \sin \psi \quad (\text{B.8})$$

$$v_\psi = \sqrt{\frac{GMp}{r^2}}$$

ここで、 GM は惑星重力パラメータである。

弾道軌道のスタート時において、既知の量は \mathbf{r} と \mathbf{v} である。他の軌道パラメータは以下の公式に従う。

$$\mu = v^2 r / 2GM \quad (\text{B.9})$$

$$\nu = v_\psi^2 / v^2 \quad (\text{B.10})$$

$$p = 2\mu\nu r \quad (\text{B.11})$$

$$\epsilon = \sqrt{1 - 4\mu\nu(1 - \mu)} \quad (\text{B.12})$$

$$\psi = \cos^{-1}\left(\frac{1 - p/r}{\epsilon}\right) \quad (\text{B.13})$$

惑星座標系において、軌道平面の軸は以下の式によって与えられる。

$$\hat{\xi} = \hat{\mathbf{r}} \left(\cos \psi + \sin \psi \sqrt{\frac{1 - \nu}{\nu}} \right) - \hat{\mathbf{v}} \frac{\sin \psi}{\sqrt{\nu}} \quad (\text{B.14})$$

$$\hat{\eta} = \hat{\mathbf{r}} \left(\sin \psi - \cos \psi \sqrt{\frac{1 - \nu}{\nu}} \right) + \hat{\mathbf{v}} \frac{\cos \psi}{\sqrt{\nu}}$$

ここで「ハット」は単位ベクトルを意味する。弾道軌道面は衛星軌道と周期的に一致する。それは、惑星の太陽に対する運動による外見上の歳差運動の原因である。また、もしデータ決算体積が傾いた極の軸に固定されているなら同時に発生する座標系の一致のためである。

軌道に沿った時間は $(r/v_\psi)d\psi$ の積分によって得られる。楕円形軌道(elliptic trajectories)(すなわち、 $\epsilon < 1$ の場合)に関して、近点通過に比例した飛行時間は以下によって与えられる。

$$t - t_p = \sqrt{\frac{p}{GM}} \left\{ \frac{\epsilon r \sin \psi}{1 - \epsilon^2} + \frac{2p}{(1 - \epsilon^2)^{3/2}} \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{1 + \epsilon}(1 - \cos \psi)}{\sqrt{1 - \epsilon} \sin \psi} \right) \right] \right\} \quad (\text{B.15})$$

一方、

$$t - t_p = \sqrt{\frac{p}{GM}} \left\{ \frac{\epsilon r \sin \psi}{1 - \epsilon^2} + \frac{p}{(1 - \epsilon^2)^{3/2}} \cdot \left[\frac{\sqrt{\epsilon + 1}(1 - \cos \psi) + \sqrt{\epsilon - 1} \sin \psi}{\sqrt{\epsilon + 1}(1 - \cos \psi) - \sqrt{\epsilon - 1} \sin \psi} \right] \right\} \quad (\text{B.16})$$

は双曲線軌道に関する近点からの時間を与える。

衝突相互作用 (Collisional Interactions)

どの原子の弾道軌道もみなゆくゆくは原子、イオン、あるいは光子との衝突的が起こる。統計的手法はテストアトムの経路に沿ったこれらの相互作用の発生を決定するために使われた。テストアトムの軌道を変える相互作用のタイプはそれぞれ i の指標によって示される。原子が時刻 t_0 にある軌道区分からスタートして時刻 t の間に特定のタイプの衝突を避ける確率は以下の存続方程式によって表される。

$$P_i(t, t_0) = \exp\left\{-\int_{t_0}^t \nu_i d\tau\right\} \quad (\text{B.17})$$

ここで ν_i はタイプ i の空間的に変化する遭遇頻度である。遭遇は指定された半径の範囲内におけるターゲット粒子とテストアトムの通過として定義される。遭遇の際に衝突が起こるかどうかは遭遇の際の速度 (最接近時の漸近距離)、および、相互作用に関する断面積に依存している。

特定の遭遇が発生する際、時間に関する統計的に正しい記述を決定するためには、各遭遇タイプに対して (B.17) をインバートする必要がある。 t_0 における遭遇の各タイプについてランダム数 R_i (高度 0-1 において一様な分布から選ばれる) を指定する。そのとき、テストアトムの軌道が従う存続方程式

$$\zeta_i = \ln(R_i) + \int_{t_0}^t \nu_i d\tau \quad (\text{B.18})$$

は各遭遇のタイプに関して積分される。初めに ζ_i の全ての値は負の値である。ゼロになる最初の ζ_i がタイプ、時間、遭遇の位置を決める。軌道変位 ψ は (B.15) や (B.16) のインバージョンによって求められ、そのとき r と v は (B.7) と (B.8) によってそれぞれ決定される。最終的に、

$$\mathbf{r} = \hat{\xi}r \cos \psi + \hat{\eta}r \sin \psi \quad (\text{B.19})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v} = & \hat{\xi}(v_r \cos \psi - v_\psi \sin \psi) \\ & + \hat{\eta}(v_r \sin \psi + v_\psi \cos \psi) \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

が位置と速度を惑星座標系に変換する。

相互作用に関する断面積の幅広い変化が原因で、遭遇頻度 ν_i はだいたいターゲット粒子が最も広い効果的断面積と同じだけ広く、テストアトムの中心に位置する領域を通過する経

路の割合である。遭遇頻度は以下で与えられる。

$$\nu_i = Q_i \int d\mathbf{c} |\mathbf{c} - \mathbf{v}| f_i(\mathbf{c}) \quad (\text{B.21})$$

ここで f_i はタイプ i のターゲット粒子に関する速度分布関数、 \mathbf{c} はターゲット粒子速度、 \mathbf{v} はテストアトム速度、そして Q_i は遭遇領域の断面積である。衝突断面積はエネルギーが減少すると急激に増加する傾向にあり、したがって遭遇領域は低い相互作用エネルギーに関して形成される。これは相互作用しない遭遇をテストアトム速度を増加させつつより頻繁にする。

外気圏原子の軌道や光電離に影響する太陽放射の波長幅 (Line widths) は ν の効果的な範囲に比べて十分に広い。そして光子の遭遇頻度は Q_i と光子フラックスの積 (product) として近似される。電離はテストアトム軌道を限定する。共鳴散乱はテストアトム運動量に二つの変化をもたらす。一つは入射光子運動量 (反太陽方向) に等しいもの、そして二つめは任意方向への光子の再放射による強度に等しいものである。

バックグラウンドアトム、分子、イオンの熱速度は十分にテスト粒子速度 (ターゲット速度の分布は非熱的、非等方的で、非常に早く、正面から遭遇する) に近い。テストアトムに関連した機構においてのターゲット粒子に関する統計上正確な任意のスピード、これを C_0 と記述する。これはターゲット粒子速度のフラックス一様な微小区間における速度の速度空間における半径である。(B.21) によって得られた C_0 に関する積分方程式は以下の通りである。

$$R_C = \nu_i^{-1} Q_i \int_0^{2\pi} d\gamma \int_0^\pi d\lambda \sin \lambda \int_0^{C_0} dC C^3 f_i(\mathbf{C}) \quad (\text{B.22})$$

ここで R_C は 0 と 1 の間の任意の数、そして $\mathbf{C} = \mathbf{c} - \mathbf{v}$ である。もしターゲットの分布が熱的なら、 $\lambda - \gamma$ 座標系の極軸 (polar axis) と相対速度ベクトルを一直線上に並べるのが便利である。

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} - \bar{\mathbf{c}}_i \quad (\text{B.23})$$

ここで $\bar{\mathbf{c}}_i$ はターゲットの平均速度である。非等方性の分布に関して正しい選択は f_i の支配的な軸である。

C_0 の天頂角、 Λ と記されている、これはターゲット粒子のフラックスの任意の断片に関

する円錐状の境界である。

$$R_{\Lambda}R_C = \nu_i^{-1}Q_i \int_0^{2\pi} d\gamma \int_0^{\Lambda} d\lambda \sin \lambda \int_0^{C_0} dC C^3 f(\mathbf{C}) \quad (\text{B.24})$$

ここで R_{Λ} は任意の数。最終的に、 \mathbf{C}_0 から \mathbf{u} までの方位角は以下の積分によって得られる。

$$R_{\Gamma}R_{\Lambda}R_C = \frac{Q_i}{\nu_i} \int_0^{\Gamma} d\gamma \int_0^{\Lambda} d\lambda \sin \lambda \int_0^{C_0} dC C^3 f(\mathbf{C}) \quad (\text{B.25})$$

ここで R_{Γ} は他の任意の数である。 Γ に関する幾つかの参照方向が使われる。便利な参照は $\mathbf{u} \times \mathbf{z}$ である。ここで \mathbf{z} は north pointing 座標である。

ターゲットの速度のマックスウェル分布に関して、もし $\lambda - \gamma$ 座標系における極軸方向が (B.23) によって定義されるような \mathbf{u} である場合、先行する積分は解析的になる。また、以下のような無次元パラメータを定義するのも有効である。

$$\omega = \frac{u}{\sqrt{2kT_i/M_i}} \quad (\text{B.26})$$

$$\chi = \frac{C_0}{\sqrt{2kT_i/M_i}} \quad (\text{B.27})$$

ここで、 M_i と T_i はそれぞれターゲット粒子の質量と温度である。このとき (B.21) によって与えられた遭遇頻度は以下のように書くことができる。

$$\nu_i = Q_i n_i (2kT_i/M_i)^{1/2} \left\{ \frac{e^{-\omega^2}}{\sqrt{\pi}} + (\omega + 1/2\omega) \text{erf}(\omega) \right\} \quad (\text{B.28})$$

相対速度パラメータ χ は (B.22) のマックスウェル形式 (Maxwellian form) のインバーテイングから求められるが、それは以下の通りである。

$$R_C = \{(\chi + \omega)e^{-(\chi - \omega)^2} - (\chi - \omega)e^{-(\chi + \omega)^2} + \pi^{1/2}(\omega^2 + 1/2)[\text{erf}(\chi + \omega) - \text{erf}(\chi - \omega)]\} \cdot \{\omega e^{-\omega^2} + \pi^{1/2}(\omega^2 + 1/2)\text{erf}(\omega)\}^{-1} \quad (\text{B.29})$$

式 (B.24) は次のように変形できる。

$$\cos \Lambda = -\frac{1}{2\chi\omega} \ln([1 - R_\Lambda]e^{-2\chi\omega} + R_\Lambda e^{2\chi\omega}) \quad (\text{B.30})$$

そして、(B.25) は次のように変形できる。

$$\Gamma = 2\pi R_\Gamma \quad (\text{B.31})$$

相対速度の非等方性は (B.30) において、 $\Lambda \rightarrow \pi$ とすることで明白である。したがって、広範囲な C_0 の値や低い温度に関して遭遇は正面からになる。

惑星座標系におけるターゲット速度 \mathbf{c}_0 に関する任意偏差 (random deviates) C_0 、 Λ 、 Γ の転換には以下のように変形される。

$$\mathbf{c}_0 = \mathbf{v} + C_0 \left\{ \frac{\mathbf{u}}{u} \cos \Lambda + \left(\frac{\mathbf{u} \times \mathbf{z}}{|\mathbf{u} \times \mathbf{z}|} \cos \Gamma + \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{u} \times \mathbf{z}}{|\mathbf{u} \times \mathbf{u} \times \mathbf{z}|} \sin \Gamma \right) \sin \Lambda \right\} \quad (\text{B.32})$$

ここで \mathbf{z} はある手頃なベクトル、例えば地理的極方向である。

一度 C_0 が分かるとポテンシャル相互作用に関する全弾性的断面積 (elastic cross section) $Q_{el,i}(C_0)$ を決めることが可能になる。衝突が実際に起こる確率は比 $Q_{el,i}(C_0)/Q_i$ である。モンテカルロ計算においては、もし地域偏差 $S = R_S Q_i$ (ここで、 R_S は任意の数) が衝突の起きない $Q_{el,i}$ 以上であるならば、テストアトム の速度は変わらず、(B.18) に関する遭遇確率の計算をした後、次の遭遇に進む。しかし、もし $S < Q_{el,i}$ となったならば相互作用の現象は決定される。

極単純なケースは $\text{H} + \text{O}^+ \rightarrow \text{H}^+ + \text{O}$ のような非対称電荷交換反応である。このときテストアトムは消滅する。対称電荷交換を含む、弾性散乱衝突 (elastic scatter collisions) はより複雑である。 θ で記される散乱角度は以下に記す累積断面積に関する S の式によって決められる。

$$S = 2\pi \int_0^\pi d\theta' I(C_0, \theta') \sin \theta' \quad (\text{B.33})$$

ここで I は相互作用に関する速度依存の微分断面積である。衝突によると、テストアトムの新しい速度は以下の通り。

$$\begin{aligned} \mathbf{v}' = & \mathbf{V}_{\text{cm}} + \mathbf{U} \cos \theta \\ & + U \sin \theta \left\{ \frac{\mathbf{U} \times \mathbf{U} \times \mathbf{z}}{|\mathbf{U} \times \mathbf{U} \times \mathbf{z}|} \sin \beta \right. \\ & \left. - \frac{\mathbf{U} \times \mathbf{z}}{|\mathbf{U} \times \mathbf{z}|} \cos \beta \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

ここで、

$$\mathbf{V}_{\text{cm}} = \frac{m\mathbf{v} + M_i\mathbf{c}_0}{m + M_i} \quad (\text{B.35})$$

は中心質量の速度、

$$\mathbf{U} = \mathbf{v} - \mathbf{V}_{\text{cm}} \quad (\text{B.36})$$

は中心質量系におけるテストアトムの初期速度、そして $\beta = 2\pi R_\beta$ は \mathbf{U} の方向に関する散乱の任意方向 (random azimuth) である。

B.0.2 地球外気圏

地球において、原子水素は熱圏下部における水蒸気とメタンの光解離によって作られる。H の中間圏から外気圏高度までの垂直輸送の割合に関する見積もりは $0.5 - 2 \times 10^{27} \text{s}^{-1}$ である。一般に想定される値 $1.3 \times 10^{27} \text{s}^{-1}$ ($2.5 \times 10^8 \text{atoms cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ の全球平均フラックス) をここでは採用している。

図 (B.3) は H 核に関する識別可能なリザーバ間 (中間圏から外気圏、プラズマ圏、そしてそこから散逸するまでの道筋) のフロープロセスの概要描写である。地球外気圏の物理的過程と光化学的過程を形作るのに用いられる方法は以下に記述されている。

外気圏輸送に関する境界高度

図 (B.3) において中間熱圏 / 電離圏と記された領域において、水素は拡散によって上方へ運ばれる。電離圏の O^+ の存在量は十分足りる。というのも H と H^+ が本質的に O と O^+ と電荷交換平衡であり、それゆえ H^+ の上方フローは無視できるためである。高度が増すに従って H と O^+ の電荷交換に関する係数率は減ってくる。ついには、水素と酸素は電荷交換平衡でなくなり、陽子はプラズマ圏により多く流れ始める。このフラックス (高高度における $\text{O} + \text{H}^+ \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}$ による H 生成と連結された) は非常に大きな効果を横方向の外気圏輸送に持っているのでモデル計算に関する水素外気圏の効果的基底 (effective base) は電荷交換平衡が想定されうる熱圏深くに位置するだろう。これはジーンズエスケープや弾道横方向輸送 (ballistic lateral transport) に関する歴史的エグゾベースよりずっと下である。最近の地球外気圏シミュレーションによると下部境界は高度 260 km に位置する領域である。本シミュレー

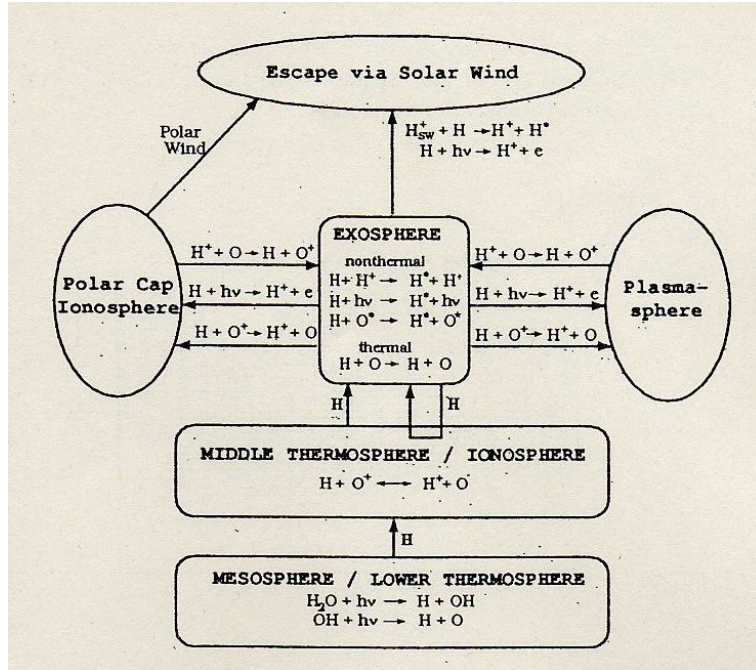
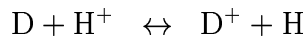
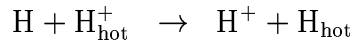


図 B.3: 地球大気における原子水素のフローダイアグラム [Hodges,1994]

シミュレーションで考慮する電荷交換反応は



および、O-H と O-D の弾性散乱に関するものである。特に H と H_{hot}^+ の反応は外気圏とプラズマ圏の間の反応において重要である。

データ検査領域

モンテカルロデータの検査領域は 260km の下部境界から $12R_E$ まで 40 ステップに渡って広がっている。検査領域の上部境界の半径は、プラズマ圏モデル [Bailey and Sellek,1990] で使われるデータビンに関する結果によって得られる。地域時間 (local time) は 8 区画に分けられ、それぞれ 3 時間間隔である。また高度は 7 つの領域に分けられている。2 つのデータの蓄積があって、一つは平均的春分点モデルに関して、そしてもう一つは至点に関してのものである。原子の存在期間は年鑑表に適切に測られている。テストアトム軌道の存在期間が長いものに関して、慣性軌道平面ベクトル $\hat{\xi} - \hat{\eta}$ は太陽に対する地球の運動のために、ま

た、地理極の歳差運動によって引き起こされる検査領域座標のぐらつきのために、24 時間で調整される。

新しい H 原子の源

外気圏からの原子の散逸に際して、下部領域において新しい H 原子が入る。日周、高度、季節、そして熱圏を通過する H の上方フラックスの太陽活動による変化に関する正確な知識が欠けているので、出現の時間は一年に渡って任意に選ばれる。そして全球配置 (global location) の分布は一様である。新しい原子の速度は地域熱圏温度に関するマックスウェルフラックス分布から選ばれる。そしてそのとき同時回転と潮せきによる熱圏の平均横方向速度 (mean lateral velocity) は加算される。原子が下部境界を通して下向きに衝突的に散乱されるとき、新しい熱的原子によって直ちに同じ位置に代わりが入る。

謝辞

本研究を進めるにあたり、惑星物理学研究室の皆様には大変お世話になりました。特に、本研究のように非常に興味深いテーマをいただき、終始丁寧にご指導いただいた渡部 重十教授に心より感謝いたします。倉本 圭助教授にはセミナーや研究室内での活動を通じて、常に一歩踏み込んだ議論、疑問を持つという姿勢を学ばせていただきました。東北大学惑星物理学研究室の福西 浩教授、高橋 幸弘講師、中川 広務氏には UVS の運用からデータ解析の疑問点に関して適切なアドバイスをいただきましたことを心より感謝いたします。

また、渡部研究室、林研究室の院生や学部生の皆様には公私を共に心温まる御心使いと励ましをいただきました。修士論文発表の際、明け方まで倉本助教授と共に議論に付き合ってもらった横畠 徳太氏、山田 学氏、高山 香織さんには本当にお世話になりました。中神 雄一氏、田中 伸氏、奥 朋之氏には研究室での活動や普段の生活の面でもお世話になり、非常に充実した生活を送ることができました。本論文の執筆にあたり、様々なかたちで御協力をいただいた皆様に心より感謝いたします。

最後になりましたが、本研究を行うにあたりいつも心の支えとなった私の両親、親戚、友人に心より感謝いたします。本当にありがとうございました。