

海王星の大気構造

Structure of the Atmosphere of Neptune

吉原 孝昭

Takaaki Yoshihara

地球惑星大気物理学研究室

2002年1月31日提出

要旨

本論文は、Gautier et al. 1995. The troposphere of Neptune. (In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank, The University of Arizona Press, pp.547-611) と、Bishop et al. 1995. The middle and upper atmosphere of Neptune. (同上, pp.427-487) のレビューである。これらの論文は、海王星大気の温度構造と化学組成がテーマである。本論文では、化学組成量を左右する運動や化学反応、大気組成の起源に主眼を置き、海王星に特徴的な大気構造の要約を行う。

海王星の大気組成を解明するには、まず温度構造の解明が必要となる。温度構造は、Voyager 2 の RSS 掩蔽観測結果や IRIS 観測結果を基に推定されている。これらの観測量は平均分子量だけでなく、海王星大気の主成分である H_2 と He の存在比にも依存しており、 $He/H_2 = 19/81$ (モル比) のとき、観測結果に最も良く適合する温度構造が得られる。推定された温度構造は、対流圏では比熱に影響を与える H_2 の ortho-para 比が平衡を保った断熱減率に一致する。成層圏は、3つの異なる高度領域で得られた信頼性の高い推定結果を内挿し、連続的な $p-T$ モデルが作られる。この温度を出発条件と考えて化学組成の議論が行われる。

対流圏の化学組成に関して最も特徴的なのは、海王星大気中の NH_3 が太陽組成よりも少ないことである。この特徴は、N が NH_3 の生成に使われるのではなく、 N_2 の生成に使われると考えれば説明がつき、これは成層圏で発見された HCN の存在とも調和的である。しかし N_2 が多量に存在すれば、平均分子量の関係から海王星大気中の主成分である He 量を修正しなければならない。He 量を変化させると、化学組成解明の前提条件となる温度構造に影響を及ぼすが、 N_2 量を決定する独立な観測がないため、実際にどのくらい影響しているのかは現時点では不明である。

成層圏では、 CH_4 の光化学反応によって炭化水素量が決まる。対流圏の CH_4 は上昇流によって成層圏に運ばれる。光化学反応生成物の存在度プロファイルの観測から、成層圏下部の対流は比較的停滞しているが、成層圏上部は対流が活発であることが示唆される。すなわち、 CH_4 光解離の代表的生成物である C_2H_6 は、成層圏下部では凝結高度までなかなか下降しないために高い混合比を保っている。また成層圏上部では、 C_2H_2 や C_2H_4 の光分解反応が抑制され、 C_2H_6 の生成が促進されている。

海王星大気の起源は、原始太陽系星雲ガスや隕石や彗星などの固体物質であるとされる。海王星の He の起源は原始太陽系星雲ガスと考えられるが、D(重水素) は固体物質から供給された成分が含まれていると考えられている。また大気中の化合物には、衛星トリトンの大気の散逸成分などからの外部供給と、惑星内部の化学反応によるが、CO と HCN は内部の化学反応に起源があると考えられている。

目次

要旨	1
1 はじめに	5
2 大気構造	7
2.1 温度構造	7
2.1.1 対流圏の温度構造	7
2.1.2 対流圏より上部の温度構造	7
2.2 下層大気構造	12
2.2.1 海王星対流圏の不透明度源と雲モデル	12
2.2.2 NH_3 の欠乏	13
2.2.3 HCN の発見	15
2.2.4 N_2 が及ぼす He への影響	15
2.3 中層大気構造	17
2.3.1 対流圏から輸送される CH_4	17
2.3.2 C_2H_2 と C_2H_6 の観測	18
2.3.3 炭化水素の光化学反応	20
2.4 上層大気構造	21
2.4.1 He 584 Å 昼間大気光	23
2.4.2 オーロラに類似した現象	23
2.4.3 電離気体	26
2.5 組成の起源	27
2.5.1 He	27
2.5.2 D	28
2.5.3 CO	29
2.5.4 HCN	30
3 解説	31
3.1 太陽組成	31
3.2 掩蔽観測	32
3.3 放射伝達方程式と輝度温度の導出	33
3.3.1 放射輝度	33
3.3.2 放射伝達方程式	33
3.3.3 局所熱力学平衡状態での放射伝達方程式	34
3.4 分子スペクトル	35
3.5 用語解説	37

4	まとめ	39
	参考文献	40
	Appendix	43
A	海王星データ	43
B	The Troposphere of Neptune の全訳	44
B.1	序論	44
B.2	温度構造	46
B.2.1	温度の鉛直構造	46
B.2.2	温度の水平構造	51
B.2.3	温度構造から推測される運動	52
B.3	太陽組成と木星型惑星の組成比較	53
B.4	下層大気：マイクロ波観測による化学組成の解析	55
B.4.1	スペクトル観測の解析	55
B.4.2	温度構造	57
B.4.3	不透明度源	58
B.4.4	雲	59
B.4.5	観測スペクトルと合成スペクトルの比較	62
B.4.6	CO と HCN の検出	68
B.4.7	電波画像	72
B.5	可視スペクトルと赤外スペクトルによる化学組成	72
B.5.1	海王星大気の主成分：H ₂ /He 比	72
B.5.2	地球からのスペクトル観測による CH ₄ 、H ₂ 、同位体	76
B.6	天王星と海王星の比較	82
B.7	惑星形成論による推測	85
B.7.1	惑星形成論	85
B.7.2	天王星と海王星の He と C	85
B.7.3	天王星と海王星の D(重水素)	87
B.8	終章	90
C	The Middle and Upper Atmosphere of Neptune の全訳	92
C.1	序論	92
C.2	大気中部の温度構造	93
C.2.1	成層圏下部	93
C.2.2	星食掩蔽観測	95
C.2.3	Voyager による UVS 太陽掩蔽観測	98

C.2.4	経験的な $p - T$ モデル	100
C.3	中層大気の化学組成	102
C.3.1	観測	103
C.3.2	CH ₄	107
C.3.3	C ₂ H ₂ と C ₂ H ₆	109
C.3.4	緯度変動と時間変動の根拠	112
C.3.5	成層圏の HCN と CO	113
C.4	中層大気モデル化	114
C.4.1	中層大気温度構造モデル化	114
C.4.2	成層圏への CH ₄ 輸送	116
C.4.3	炭化水素の光化学モデル	117
C.4.4	渦拡散分布	123
C.4.5	成層圏の HCN と CO	127
C.5	上層大気	130
C.5.1	上層大気温度構造	130
C.5.2	He 584Å 昼間大気光	131
C.5.3	オーロラと光電子によって誘起される放射	132
C.5.4	電離圏	135
	参考文献	138
	謝辞	158

1 はじめに

海王星大気の観測は、主に「地球からの遠隔観測」と「Voyager 2の観測」に分けられる。

1. 地球からの観測 ... 赤外放射スペクトル観測や星食掩蔽観測など

これらの観測は、Voyager 2が海王星の探査を行った1989年より以前から行われており、Voyager 2の探査の足がかりとなった。また、大気構造に関する諸問題を提起するものにもなった。

2. Voyager 2による観測 ... 紫外分光計 (UVS: Ultraviolet Spectrometer)、赤外干渉分光計 (IRIS: Infrared Interferometer Spectrometer)、電波科学測定 (RSS: Radio Science Subsystem) など

これらの観測によって得られたデータからは、地球からの観測では解明できなかった空間的な温度構造や、上層大気の温度構造、少量成分の組成など、多くの有益なデータを得ることができた。

これら2つの観測から得られたデータから、海王星大気の化学組成が表1のように推定されている。参考までに天王星大気の化学組成量と比較した。海王星と天王星の大きな違いは、COとHCN量である。天王星の内部熱フラックス (42^{+47}_{-42} erg cm⁻² s⁻¹) は、海王星 (433 ± 46 erg cm⁻² s⁻¹) よりも極めて小さい。そのために、天王星の内部では対流が不活発であり、対流圏から成層圏へ化合物が上昇しない。このことが、両惑星のHCNとCO混合比に違いを生じさせる。

本論文では、地球からの遠隔観測とVoyager 2の観測から得られたデータを基に、海王星の大気構造のモデル化がどのように行われ、また化学組成に関してどのような推測がなされているのかレビューする。2章では、下層から上層までの大気構造について要約する。2.1節は化学組成の解明に必要な温度構造、2.2節は熱力学や運動に左右される対流圏の大気構造、2.3節は主に光化学反応が起こる成層圏から中間圏の大気構造、2.4節は電離気体が存在する電離圏や磁気圏の大気構造、2.5節はHe・D・CO・HCNの起源についてまとめる。

3章では、本論文を理解するにあたり必要な知識を示す。主に、観測結果を理解するための補足が中心となっており、専門的な用語も解説している。Appendixでは、本論文を作成するにあたって利用したGautier et al.(1995)とBishop et al.(1995)の全訳を紹介する。また、海王星に関する基礎データも記す。

表 1: 海王星大気と天王星大気の化学組成混合比比較 (Fegley, B. Jr. 1995)

化学組成	海王星	天王星
H ₂	0.80±0.03	0.825±0.033
He	0.19±0.032	0.152±0.033
CH ₄ (Troposphere)	$(1.0 - 2.0) \times 10^{-2}$	2.3×10^{-2}
CH ₄ (Stratosphere)	$(6.0 - 50.0) \times 10^{-4}$	2.0×10^{-5}
NH ₃	$< 6.0 \times 10^{-7}$	$< 1.0 \times 10^{-7}$
H ₂ O	?	?
H ₂ S	$< 3.0 \times 10^{-6}$	$< 8.0 \times 10^{-7}$
CO	1.2×10^{-6}	$< 3.0 \times 10^{-8}$
HCN	1.0×10^{-9}	$< 1.0 \times 10^{-10}$
HD	1.92×10^{-4}	1.48×10^{-4}
CH ₃ D	1.2×10^{-5}	8.3×10^{-6}
C ₂ H ₆	$1.5^{+2.5}_{-0.5} \times 10^{-6}$	$(1.0 - 20.0) \times 10^{-9}$
C ₂ H ₂	$6.0^{+1.4}_{-4.0} \times 10^{-8}$	1.0×10^{-8}

2 大気構造

2.1 温度構造

分光学的手法などの遠隔観測により大気の化学組成を解明するには、まず温度構造の決定が必要となる。ここでは、対流圏から上層大気までの温度構造がどのように決定されているかについて述べる。2.1.1 節では、対流圏上部と成層圏下部の温度構造について、2.1.2 節では、成層圏下部から上層大気までのそれについて説明する。なお、掩蔽観測などの観測方法の詳細については 3.2 節で解説する。

2.1.1 対流圏の温度構造

地球からの赤外放射スペクトル観測 (図 1)

この観測は、 $150\text{ cm}^{-1} \sim 600\text{ cm}^{-1}$ の波数領域で行われた。この波数領域からは、50mbar ~ 8bar の高度範囲、すなわち対流圏上部から成層圏下部の温度構造を得ることができる。この高度範囲および波数領域は、大気の不透明度が $\text{H}_2 - \text{H}_2$ と $\text{H}_2 - \text{He}$ の衝突誘起吸収によって支配される。このことを考慮して、スペクトル観測データから $p - T$ 分布を求めた結果が図 1 である。ここでは、He モル分率は 0.15、比熱に影響を与える H_2 の ortho-para 比は局所熱力学平衡状態にあると仮定されている。50mbar 高度より上部は、Appleby (1986) の一次元放射対流平衡モデルが使われている (2.1.2 節参照)。

Voyager 2 による観測 (図 2)

Voyager 2 による観測方法は、Radio Science Subsystem (RSS) による電波掩蔽観測と、Infrared Interferometer Spectrometer (IRIS) による赤外熱放射観測である。RSS 電波掩蔽観測によって、電波が惑星に突入する ingress 地点 (61°N) と電波が惑星から脱出した egress 地点 (42°S) で、海王星大気の屈折率の鉛直分布が得られた。この屈折率分布から温度 T 、平均分子量 m で表されるスケールハイト (kT/mg) の鉛直分布がわかる。この T と m を分離して考えるために用いられるのが IRIS の赤外熱放射観測である。海王星大気中の成分を H_2 と He のみと考えた場合、この IRIS の観測から $\text{He}/\text{H}_2 = 19/81$ と推定される。

対流圏下部の温度構造は、図 2 に示された断熱減率を、対流圏上部から対流圏下部へと外挿した $p - T$ 分布に基づいて推定されている。

2.1.2 対流圏より上部の温度構造

成層圏の温度構造は、高度の異なる 3ヶ所が解析されている (図 3)。特にことわらない限り、以下では He の混合比を 0.19 とした解析結果を示す。図に示されている高度は

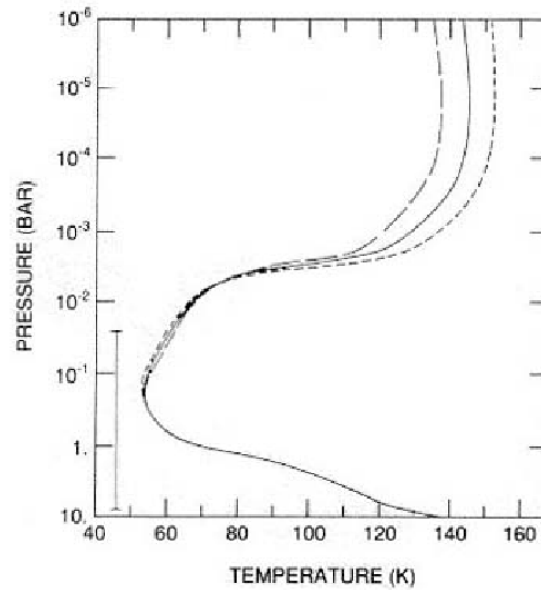


図 1: 地球からのスペクトル観測で得られた海王星の鉛直温度構造 ($17 \mu m \sim 3 mm$)。スペクトル観測によって直接得られた結果の範囲は、左下の縦線によって示されている。(Orton et al.1987b)

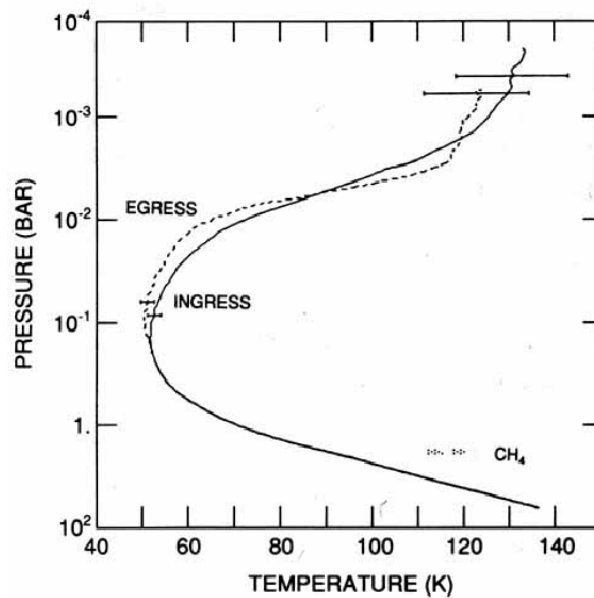


図 2: Voyager 2 の観測から得られた海王星の鉛直温度構造。1.9 bar 付近の高度で屈折率に変化があるが、これは CH_4 の凝結のためと考えられている。(Lindal 1992)

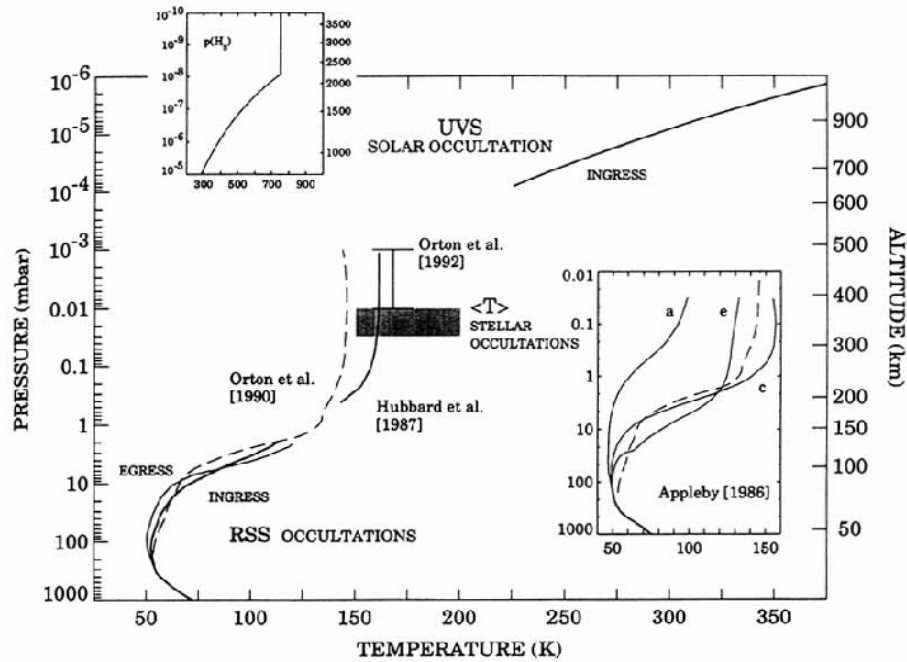


図 3: 様々な解析結果を集約した対流圏界面より上部の $p - T$ 分布。 $10^{-2} \mu\text{bar}$ 付近での温度構造から導出された H_2 の分圧は上の挿入図に示されている。(Bishop et al.1995)

1 bar を 0km として、それより上部の高度が数値で示されている。

1. 1 mbar 高度よりも下部の温度構造 (Orton et al.1990) 彼らは、Appleby (1986) の一次元放射対流平衡モデルと Voyager 2 の RSS 観測結果が一致するようにモデルを修正して、図 3 の $p - T$ 分布を得た。この際、He モル分率は 0.15 とし、対流圏界面から 50 mbar までは H_2 の衝突誘起吸収を考慮し、50mbar から 1mbar までは CH_4 の混合比を変数として用いている。

Appleby の一次元放射対流平衡モデル (図 3 右側)

e は、 CH_4 による放射加熱と放射冷却を考慮し、成層圏の CH_4 混合比を 0.02 で一定としたモデルであるが、成層圏のエアロゾルによる太陽放射の吸収は考慮されていない。1 mbar でエアロゾルによる吸収を考慮した場合は、図 3 の c となる。図 3 の c と e を比較することによって、成層圏下部のエアロゾルが温度構造をモデル化する際に重要であることがわかる。

2. $30 \mu\text{bar} \sim 1 \mu\text{bar}$ の高度

- Hubbard et al.(1987)

星食掩蔽観測の際、海王星大気周縁部で屈折した光が地球上で干渉して強め合う現象を解析して温度構造を導出

- Orton et al.(1992)

1100 cm^{-1} の CH_4 放射帯と 1300 cm^{-1} の CH_3D 放射帯での高解像度赤外スペクトル観測を行い、1 ~ 10 μbar での気温を $168 \pm 10 \text{ K}$ と制約

- Roques et al.(1994)

様々な星食掩蔽観測結果を集め、高い高度での観測結果に誤差の小さいものを 22 個選んで時間変動と緯度変動を解析し、これらのデータから 30 μbar ~ 10 μbar での平均気温を 150 K ~ 200 K と導出 (図 3 の影領域)

3. $10^{-2} \mu\text{bar}$ 高度よりも上部 Broadfoot et al.(1989) は、Voyager 2 による UVS 太陽掩蔽観測結果からこの高度領域の温度構造を決定した。さらに詳細な研究は Yelle et al.(1993) が行っている。この高度の温度構造は、大気の主成分である H_2 が静力学平衡状態にあると仮定して得られている。

ingress 緯度での 1 気圧半径 (24,445km) と egress 緯度での 1 気圧半径 (24,535km) の見積もりが正確ならば、180km ~ 260km での H_2 密度に図 4 で示した違いが生じる。この違いは、扁平率の違いはもちろんのこと、180km までの高度で緯度方向に温度変動があるためだと考えられる。

海王星熱圏の高温は、太陽の紫外放射の吸収だけでは説明できないことがわかっている。この高温を説明するために、

- 活発な渦拡散による上層大気への炭化水素の輸送
- プラズマ不安定状態での光電子の加速による紫外放射の増大

などの仮説が考えられているが、上層大気の正確なメカニズムが解明されていないために、未だ熱圏の高温の原因は明らかになっていない。

4. 連続的な $p-T$ モデル 図 3 を見てもわかるように、この高度領域の温度構造は不連続なものとなっている。そこで Bishop et al.(1992) は、3. で述べた Broadfoot et al.(1989) と、2. で述べた Hubbard et al.(1987) の導出した $p-T$ モデルに、図 2 の Lindal (1992) の結果を合成して、掩蔽観測の ingress 緯度における連続的な $p-T$ モデルを作成した (図 5)。この図は、観測値を $T/T_0 = (p/p_0)^\alpha$ の関係式を用いて内挿して作成されたものである。この関係式から 1 μbar での気温は 161 K と導出された。また、図 3 の影領域を反映して、1 μbar での温度範囲は 144 K ~ 182 K と導出されている。しかし、図 5 はもちろんのこと、合成に利用された 3 つのモデルは明らかに精度が良いとは言えない。例えば 100 ~ 1 μbar は等温となっているが、Roques et al.(1994) が導出した $p-T$ モデ

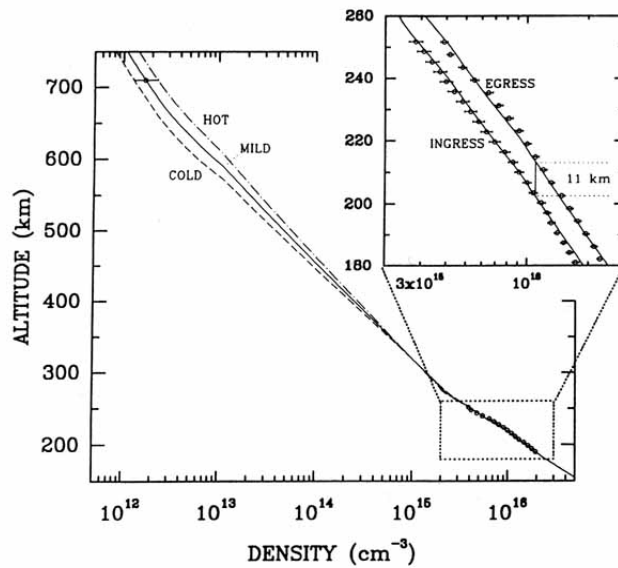


図 4: UVS による太陽掩蔽観測の egress 地点における 180 ~ 280km の範囲での H_2 密度と、 H_2 電子の帯吸収観測から導出された 710km での H_2 密度。挿入図は ingress 結果と egress 結果の比較図である。(Yelle et al.1993)

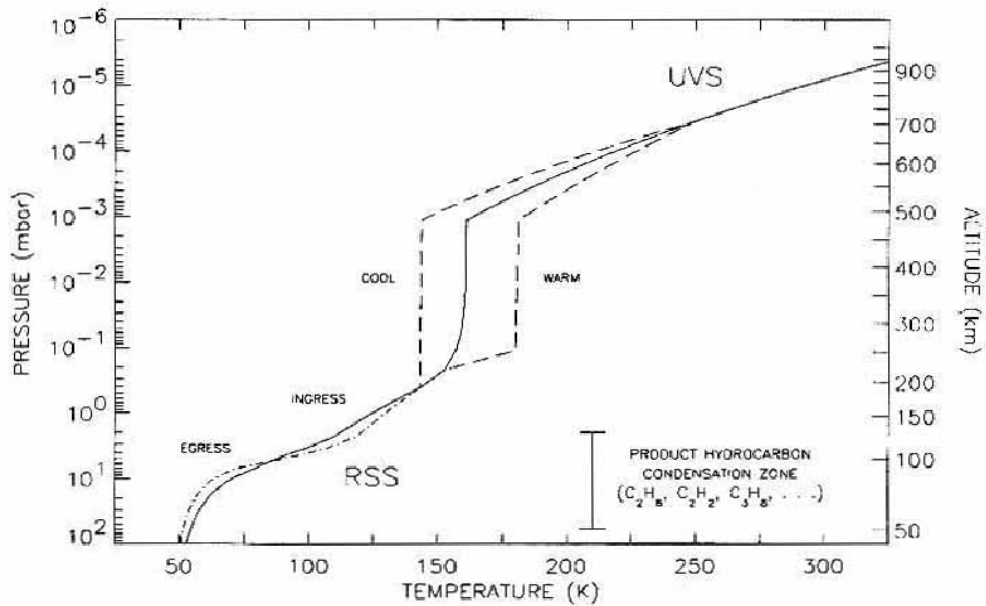


図 5: 対流圏界面より上層の連続 $p - T$ モデル。炭化水素が凝結する高度領域が、図の右下に示されている。(Bishop et al.1992)

ルは等温となっていない。ただし、成層圏の化学組成を推定する場合は、この範囲の温度を等温と考えて差し支えない。

2.2 下層大気の構造

海王星対流圏の特徴は、 NH_3 が太陽組成 N 量に比べて欠乏していることである (図 7 参照)。 NH_3 が太陽組成量より欠乏しているのは、惑星形成論と矛盾する。この NH_3 の欠乏を説明するために、 NH_3 が H_2O 雲への溶解や $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲生成によって消耗したと仮定しても、マイクロ波観測結果とモデル結果が一致しない。そこで、N 元素が NH_3 の生成に使われるのではなく、 N_2 生成に使われると考えることで、 NH_3 の欠乏をうまく説明できる。このことは、 N_2 の光解離によって生成する HCN が海王星で発見されたことと矛盾がない。もし N_2 が海王星大気に多量に存在すれば、平均分子量の推定値を修正しなければならない。すなわち、海王星大気の主成分である He 量の見積もりを下方修正する必要が生じる。以下では指定がない限り海王星 C 量を太陽組成 C 量の 30 倍とし、対流圏における化学組成について説明する。

2.2.1 海王星対流圏の不透明度源と雲モデル

マイクロ波を吸収する気体は、マイクロ波の波長によって異なる。マイクロ波を吸収する主な化合物と吸収波長は、それぞれ以下の通りである。

- $\text{NH}_3 - \text{gas}$: 1.28 cm 波長付近に吸収線の中心を持ち、より長いメートル波長でも吸収率が大きい
- $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$: 主に 2 mm 以下の波長で吸収を引き起こすが、その影響はセンチメートル波長にも及び、 NH_3 と吸収する波長が重なっている部分がある¹
- $\text{CH}_4 - \text{ice}$ 雲 : ミリメートル波長を吸収
- $\text{H}_2\text{S} - \text{ice}$ 雲 : センチメートル波長を吸収

マイクロ波観測結果の解析には、海王星対流圏の雲構造の知識が必要になる。図 6 は、de Pater et al.(1991) が熱化学モデルから導出した雲モデルである。C、O、S、N が全て CH_4 、 H_2O 、 H_2S 、 NH_3 として存在するとし、海王星全体の C、O、S 存在度が太陽組成量の 30 倍²、N が太陽組成量と等しいと仮定して計算されている³。

¹2.1.2 節でも述べたように、ミリメートル波長以下になると、 H_2 の衝突等による吸収が発生し、赤外波長では $\text{CH}_4 - \text{gas}$ による吸収が起こる。

²O と S を太陽組成量の 30 倍としたのは、C の混合比が約 30 倍と導出されていることを踏まえて、O と S も同程度増大していると仮定したことによる。

³なお、海王星の O が太陽組成量と等しいとした場合は、図 6 の 320 K 付近の破線が雲底となる。

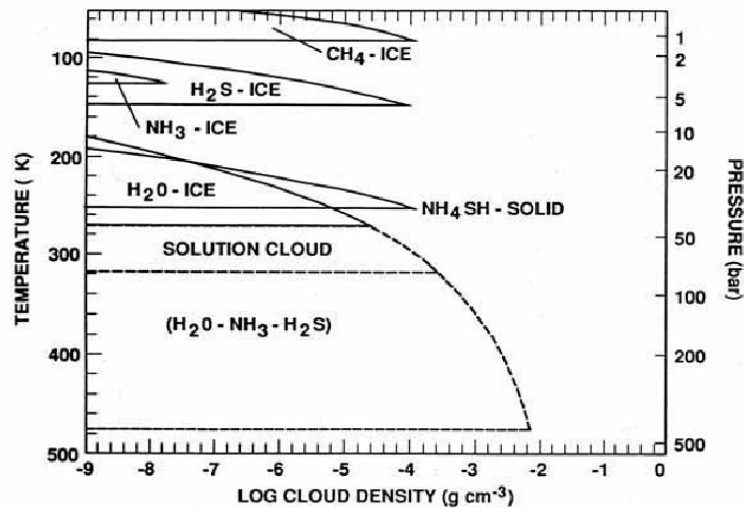


図 6: 海王星大気の雲の高度と密度。破線は溶液の雲を示す。H₂S と NH₃ が雲に溶解している量は、NH₄SH – solid 雲を生成する時に消費される量に比べると小さい。(de Pater et al.1991)

NH₄SH – solid 雲より上部の不透明度⁴源は、主に NH₃ – gas か H₂S – gas と考えられ、NH₃ が NH₄SH – solid 雲より上部で過飽和⁵だと、H₂S – ice 雲の中に NH₃ – ice 雲を生成する。

2.2.2 NH₃ の欠乏

観測された放射スペクトルと、局所熱力学平衡を仮定した放射伝達方程式から得られる合成スペクトルを比較する。放射伝達方程式⁶は、

$$B_{\nu}(T_D) = \int_0^{\infty} B_{\nu}(T) e^{-\tau} d\tau \quad (2.1)$$

で与えられ、 $B_{\nu}(T_D)$ は輝度、 T_D は輝度温度、 $B_{\nu}(T)$ は高度 z 、温度 T でのプランク関数、 τ は光学的深さ (厚さ) である。この式から、放射輝度温度はある温度での不透明度を積分した結果であることがわかる。不透明度が大きければ輝度温度は減少し、不透明度が小さければ輝度温度は上昇する。輝度温度の観測値は、モデル結果と比較することで大気構造を解析することができる。

⁴スペクトルを吸収する能率

⁵この時の NH₃ の混合比は、215 K 以下で 6×10^{-7} と推定されている (Lindal et al.1990)。

⁶3.3 節参照

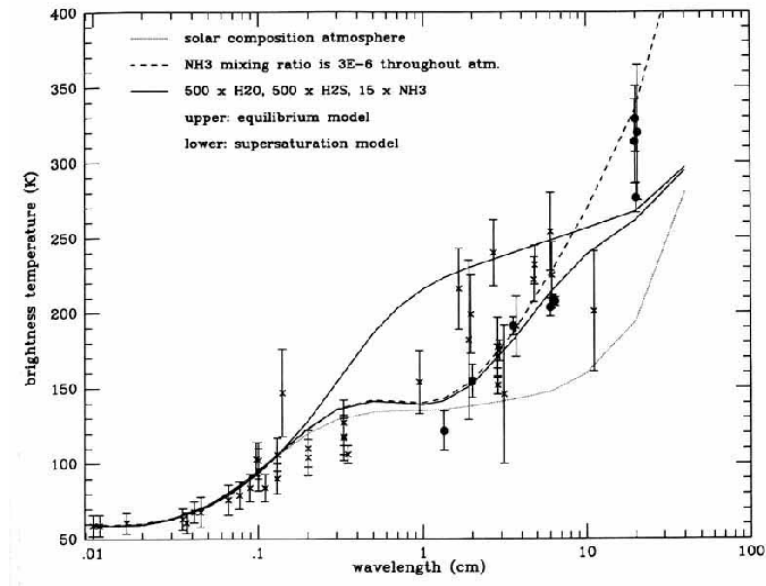


図 7: 海王星の観測スペクトルと、4 つの大気モデルによって計算された合成スペクトルの比較。(Romani et al.1989)

図 7 は、観測されたマイクロ波スペクトルと、4 つの大気モデルから計算された合成スペクトルである。この合成スペクトルは、 $\text{He}/\text{H}_2 = 0.18$ とし、 $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ や雲による不透明度は考慮されていない。

1. 海王星の大気元素組成を太陽組成と等しいとした場合の合成スペクトル (点線)

観測された輝度温度はこのモデルより高い。これは、この波長領域の不透明度源となる $\text{NH}_3 - \text{gas}$ が海王星大気において欠乏しているためだと推測される (2.2.1 節参照)。

2. NH_3 の混合比を太陽組成よりも小さい 3×10^{-6} とした場合の合成スペクトル (破線)

この合成スペクトルは、観測値と良く一致する。

3. H_2O と H_2S を太陽組成量の 500 倍、 NH_3 を太陽組成量の 15 倍として計算された合成スペクトル (上実線)

Romani et al.(1989) はこの NH_3 の欠乏を説明するために、 NH_3 が海王星対流圏下部で $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲生成に使われたり、 H_2O に溶解したことによって、相対的に NH_3 が減少したと仮定し⁷、このような計算を行った。しかし 10 cm 波長以下の波長領域で、モデルから推測される輝度温度が観測された輝度温度よりも上昇している。

⁷ $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ は、250 K(37 bar) 付近で NH_3 と H_2S が反応することによって生成される。

4. NH_4SH – solid 雲より上部で、 NH_3 混合比が 3×10^{-6} となる過飽和状態を仮定した合成スペクトル (下実線)

10 cm 波長以下の観測値は説明できるようになったが、20 cm 波長の輝度温度は観測と一致しない。

このように、対流圏の NH_3 が太陽組成よりも少ないと推測されている。この NH_3 欠乏問題に関して、成層圏から HCN が発見されたことにより、N 元素が NH_3 の生成に使われるのではなく、 N_2 の生成に使われるとする仮説が提唱されている。

2.2.3 HCN の発見

HCN は、 N_2 と CH_4 の光解離によって生成する。すなわち HCN が海王星の成層圏で発見されたことは、 N_2 が海王星に存在する間接的証拠となる。この間接的証拠から、N 元素が NH_3 の生成に使われるのではなく、 N_2 の生成に使われると考えれば、海王星大気中の N 量が太陽組成 N 量より増大していても、 NH_3 の欠乏を説明することができる。さらに N_2 の存在から、2.2.2 節で述べたような、 NH_3 が NH_4SH – solid 雲より上部で過飽和となったり、S 量が予想以上に増大しているといったことも考える必要がなくなり好都合となる。

N_2 は海王星大気のスเปクトル観測では発見されていない。なぜなら N_2 は二原子分子なので、 N_2 単独での吸収を観測することが困難なためである。そこで、 N_2 の影響を調べるために、 H_2 – N_2 の衝突誘起吸収を考慮した解析が行われる。Voyager 2 の IRIS 観測からは、 N_2 の上限値が 0.6% だと示された。もしこれだけ多量に N_2 が存在するとすれば、平均分子量に影響を与えることになるため、海王星大気的主要成分である He 量の見積もりを修正しなければならない。

2.2.4 N_2 が及ぼす He への影響

H_2 と He は海王星大気の主成分なので、平均分子量を担う組成である。2.1.1 節では対流圏の温度構造が導出されたが、この時は海王星大気組成を H_2 と He のみと仮定し、He のモル分率を変化させて IRIS 掩蔽観測結果と一致するようにモデル化している。このモデル化で用いられた波数領域は、 $200 \text{ cm}^{-1} \sim 400 \text{ cm}^{-1}$ であり、この波数と輝度温度の関係は放射伝達方程式 (2.1 式) から得られる。波数と輝度温度に関して、 H_2 – H_2 、 H_2 – He、 H_2 – N_2 の衝突誘起吸収と、 CH_4 – ice 雲の吸収を考慮し、 N_2 による影響を比較した合成スペクトルが図 8 である。この図で、 N_2 が存在しない、すなわち N_2 混合比を 0 とした時は、He モル分率が 0.190 ± 0.032 となり、He 質量分率は 0.32 ± 0.05 と導出される⁸。この He 質量分率を、原始太陽系星雲ガスと他の木星型惑星の He 質量分率と比較したのが図 9 である。

⁸He 質量分率 Y は、He モル分率 $q(\text{He})$ と $Y = \frac{2q(\text{He})}{1+q(\text{He})}$ の関係にある。

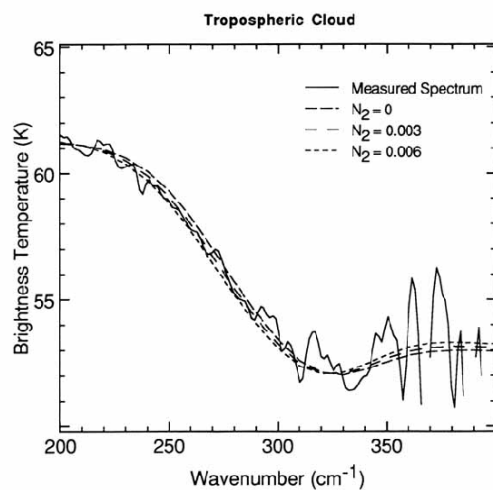


図 8: 観測スペクトルと N_2 混合比の影響を考慮した合成スペクトルの比較。(Conrath et al.1993)

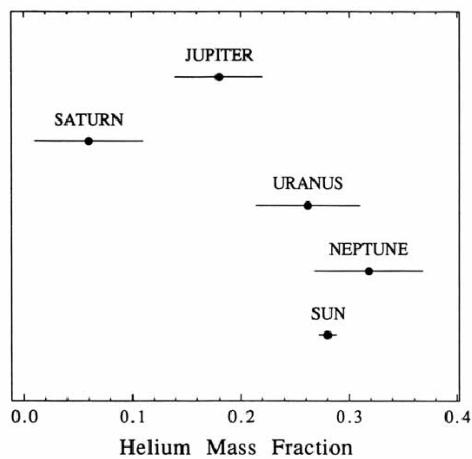


図 9: 原始太陽系星雲と木星型惑星の He 質量分率比較。(Conrath et al.1991c)

図8を見ると、 N_2 が存在する場合に、輝度温度に多少の変化が生じているのがわかる。Conrath et al.(1993)は、 N_2 のモル分率が0.3%の時に観測スペクトルと一致し、 N_2 が増大するにつれて輝度温度が減少するので、 N_2 のモル分率の最大値は0.6%だと述べている。これだけ多量に N_2 が存在すれば、平均分子量の関係からHe混合比が小さくなる。仮に N_2 の混合比を0.3%とすれば、Heモル分率の中央値は0.15となりHe質量分率の中央値は0.26と導出される。これにより、図9から天王星と海王星のHe質量分率が一致し、さらに両惑星のHe起源が原始太陽系星雲ガスにあるという推測が一層確かなものとなるであろう(2.5.1節参照)。

He量の推測値が変化することによって、 H_2 とHeの比を考慮して導出された温度構造のモデルを修正しなければならなくなる。ただし繰り返すようだが、 N_2 が直接海王星大気中から観測されたわけではなく、HCNの発見によって考えられた仮説であることを忘れてはならない。

2.3 中層大気構造

海王星成層圏の特徴は、 CH_4 の光化学反応である。 CH_4 は対流圏から成層圏に輸送されて、成層圏での光解離によって C_2H_2 や C_2H_6 などの炭化水素を生成する。成層圏での温度逆転は、この炭化水素が多量に存在することに由来している。 CH_4 の光解離生成物の存在度から、渦拡散が成層圏下部で不活発であり成層圏上部で活発であると推定されている。

2.3.1 対流圏から輸送される CH_4

VoyagerのUVS観測によって、成層圏下部から $10\ \mu\text{bar}$ 高度より上部までの CH_4 混合比は一定であり、十分に混合が起こっていることが示された。そこでの渦拡散係数 K は、 $10^7\ \text{cm}^2\ \text{s}^{-1}$ 以上と推定されている。スペクトル観測から推定される対流圏と成層圏の CH_4 混合比は、

- 対流圏の CH_4 凝結高度(1.9bar高度付近)より深部... 約0.2%
- 成層圏⁹... $10^{-4} \leq f_s(CH_4) \leq 10^{-3}$

一方、対流圏界面(100mbar)における CH_4 混合比($f_{TRAP}(CH_4)$)は、対流圏界面の気温から CH_4 の蒸気圧を求めることにより、 $10^{-5} \leq f_{TRAP}(CH_4) \leq 10^{-4}$ の範囲と推定される。 $f_s(CH_4)$ 値については不確定性があるが、少なくとも

$$f_s(CH_4) \geq f_{TRAP}(CH_4)$$

⁹ CH_4 混合比: $f_s(CH_4)$

であるらしい。

このように、対流圏界面より成層圏で CH_4 混合比が増大しているのは、対流圏から成層圏へとコールドトラップを潜り抜けて CH_4 が輸送されていることが原因だと考えられる。その原因については、

- CH_4 – ice の輸送
- 凝結核の不足による CH_4 の過飽和状態
- CH_4 が凝結できないほどの急速な対流
- 対流圏界面の不均質な温度場によって、高温場からの CH_4 の供給

等が考えられているが、明確な結論は得られていない。

2.3.2 C_2H_2 と C_2H_6 の観測

C_2H_2 と C_2H_6 混合比

- Bézard et al.(1991)

1 μbar での気温を 159 K とした $p - T$ モデルから導出

- 0.2 mbar 付近での C_2H_2 混合比 : $6_{-4}^{+2.5} \times 10^{-8}$
- 0.7 mbar 付近での C_2H_6 混合比 : $1.5_{-0.5}^{+2.5} \times 10^{-6}$

- Orton et al.(1992)

Bishop et al.(1992) の $p - T$ モデル (図 5) と、Moses et al.(1992) の光化学モデルの CHES 混合比¹⁰分布 (図 13) から導出 (図 10)

成層圏の平均気温が 168 ± 10 K (Orton et al.1992) の時

- C_2H_2 の最大混合比 : $5.1_{-4.3}^{+2.0} \times 10^{-8}$
- C_2H_6 の最大混合比 : $1.0_{-0.8}^{+0.2} \times 10^{-6}$

¹⁰ある組成が過飽和となっている高度を除いた混合比

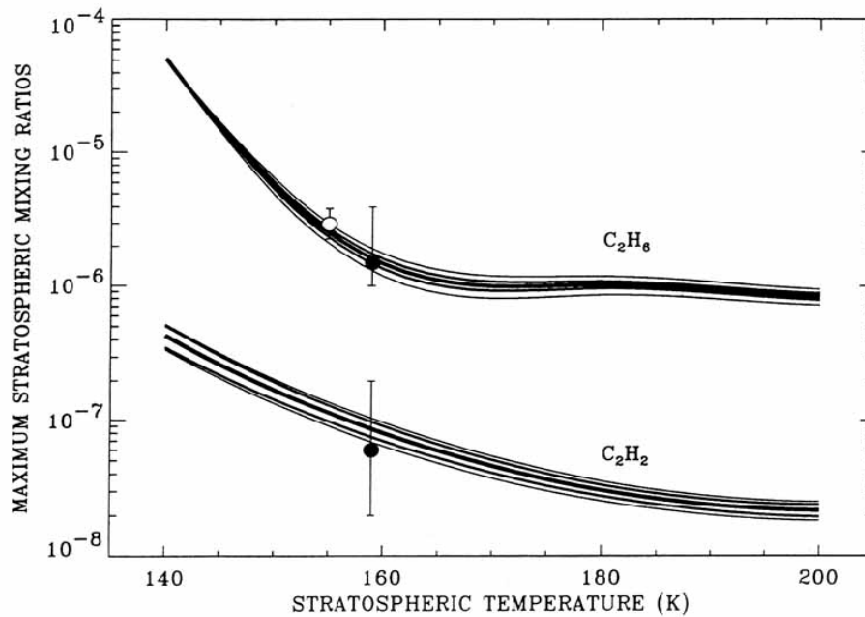


図 10: 中赤外スペクトルのモデルから導出された、成層圏の C_2H_2 と C_2H_6 の最大混合比。黒丸は Bézard et al.(1991) の結果、白丸は Kostiuk et al.(1990) の結果である。(Orton et al.1992)

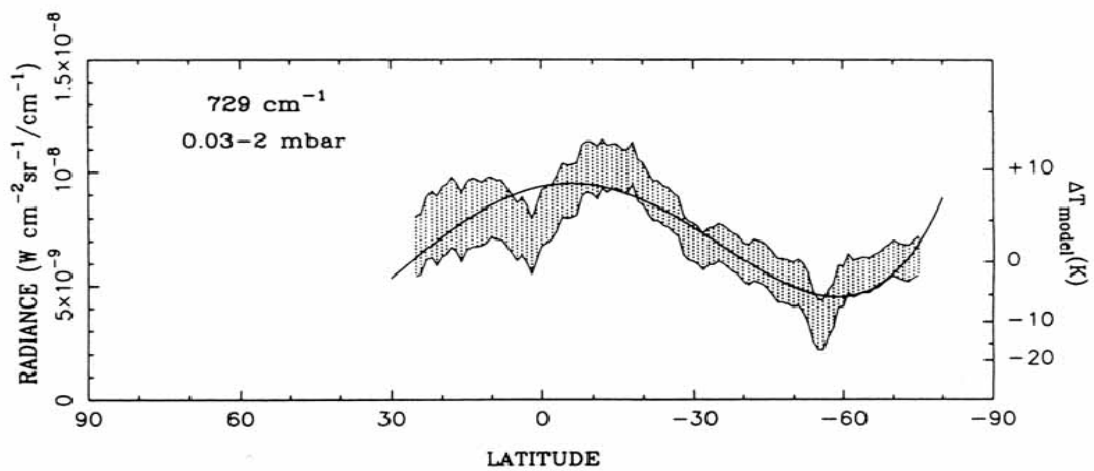


図 11: Voyager の IRIS 観測 (729 cm^{-1}) から得られた C_2H_2 放射の緯度変動。影領域は観測誤差の範囲、実線はモデル結果を示している。 C_2H_2 混合比は 6×10^{-8} で一定とし、右側の縦軸は成層圏平均気温 (159 K) からの偏差を表している。(Orton et al.1992)

C_2H_2 の緯度変動 Bézard et al.(1991) は、波数 729 cm^{-1} の IRIS 観測から C_2H_2 放射を観測し (図 11)、緯度方向に不均質性が存在することを示した。彼らは、この不均質性の原因が

- 中緯度で上昇流、低緯度と高緯度で下降流となる対流循環 (Conrath et al.1991b)
- 渦拡散係数の緯度変動

にあるのではないかと推定している。

C_2H_6 量の時間変動

- Orton et al.(1987) の観測

12 μm での C_2H_6 放射が、Gillett and Rieke (1977) の C_2H_6 放射観測結果に比べて増大

- Hammel et al.(1992) の観測

C_2H_6 と CH_4 の放射の比が、Orton et al.(1990) の観測結果に比べて増大

これらの観測は、 C_2H_6 量が長期に渡り増大しつつあることを示している。

2.3.3 炭化水素の光化学反応

成層圏で最も光化学的に反応性のある成分は CH_4 である。他の成分 (H_2S 、 NH_3 、 PH_3) は、対流圏で凝結するので成層圏では無視できる。また、 CH_4 の光化学反応過程は、順に

1. 対流圏から成層圏へ輸送された CH_4 の光解離
2. 光解離によって C_2 以上の次数を持つ炭化水素 (C_2H_2 、 C_2H_6 、 C_3H_8 等) への化学変化
3. 光化学生成物の成層圏下部 (約 10 mbar) における凝結

となる。この一連の過程は、成層圏のもやの生成に重要である。Moses (1991) と Romani et al.(1993) はこのもや生成を考慮して、 CH_4 光解離モデルをそれぞれ作成した。彼らのモデルには、成層圏の CH_4 光化学はもちろんのこと、成層圏で起こる渦拡散過程も組み込まれている。

Moses (1991) と Romani et al.(1993) のモデルは、光化学過程の概略、鉛直輸送の扱い方、もや形成の解析方法が異なっているが、以下のような一致した結果が得られている。

1. CH_4 光解離により最終生成物は C_2H_6 であること
2. 10mbar までの成層圏下部は対流が不活発であること ($K \leq 10^4\text{cm}^2\text{s}^{-1}$)
3. 海王星成層圏の CH_4 光解離反応は、光子にのみ左右される反応なので CH_4 混合比とはあまり関係がない

光化学過程の概略 図 12 は Romani et al.(1993) によって作成された海王星 CH_4 光化学モデルである。これは、 C_2 化合物については網羅されているものの C_3 と C_4 については生成経路のみしか描かれていない。これとは対照的に Moses (1991) のモデルは、 C_3 と C_4 が更に別の化合物へと変化することが考慮されている。Moses は、彼の光化学モデルから成層圏下部で凝結する安定炭化水素の混合比を導出した (図 13)。

鉛直輸送 0.1 mbar 高度付近では、 C_2H_6 が生成高度 (約 1 μbar) から凝結高度 (約 10 mbar) へと下降する。この領域では、 C_2H_6 は光化学的に安定、すなわち光化学反応時間が対流時間よりも極めて長くなっているため、 C_2H_6 の鉛直分布は対流に左右される。Moses et al.(1992) が導出した図 13 と赤外観測結果を比較すると、 C_2H_2 の気相量は一致しているのだが、 C_2H_6 の気相量は 1.0 mbar ~ 0.1 mbar 高度領域で一致していない。しかし Romani et al.(1993) は、2 mbar 高度よりも下部で $K \approx 2 \times 10^3 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ とし、0.5 mbar 高度より上部で $K \geq 5 \times 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ とすると、IRIS 結果と適合させることができた (図 14)。これが意味するのは、

成層圏下部は対流が不活発であるが、成層圏上部は急速に対流が起きている

ということである。対流が不活発な成層圏下部は、 C_2H_6 が凝結高度まで下降するのを抑制し、混合比を減少させることなくある程度高い値を保つ。一方対流が活発な成層圏上部は、 C_2H_4 や C_2H_2 への光解離が抑制されて C_2H_6 混合比が高い値を保つ。

もや形成 凝結した炭化水素量は、モデルのもや生成率と観測されたもやとの比較から制約される。生成と損失が平衡を保ったもや粒子のコラム密度量は、もや生成率ともや粒子の沈降欠損から評価できる。この生成率だが、Romani et al.(1993) は $1.0 \times 10^{-14} \text{g cm}^{-2}$ とし、Moses et al.(1992) は $2.2 \times 10^{-15} \text{g cm}^{-2}$ としている。このように生成率に違いはあるのだが、平均分子半径を 0.20 ~ 0.25 μm とすると、コラム密度量は 10^7cm^{-2} のオーダーでほとんど違いがない。これは他の観測とほぼ一致している。また、もやの多くが 5mbar 高度よりも下部に存在することも示された。

2.4 上層大気構造

海王星の上層大気についての情報は、非常に断片的なものである。上層大気の観測は、星食掩蔽観測、Voyager の RSS と UVS 観測によって行われている。星食掩蔽観測は 1 μbar 高度よりも上部の観測に適している。UVS 観測は s/n 比が悪いので RSS と組み合わせても解析することは難しい。ここでは、上層大気の渦拡散係数、電離気体に関する反応について述べる。

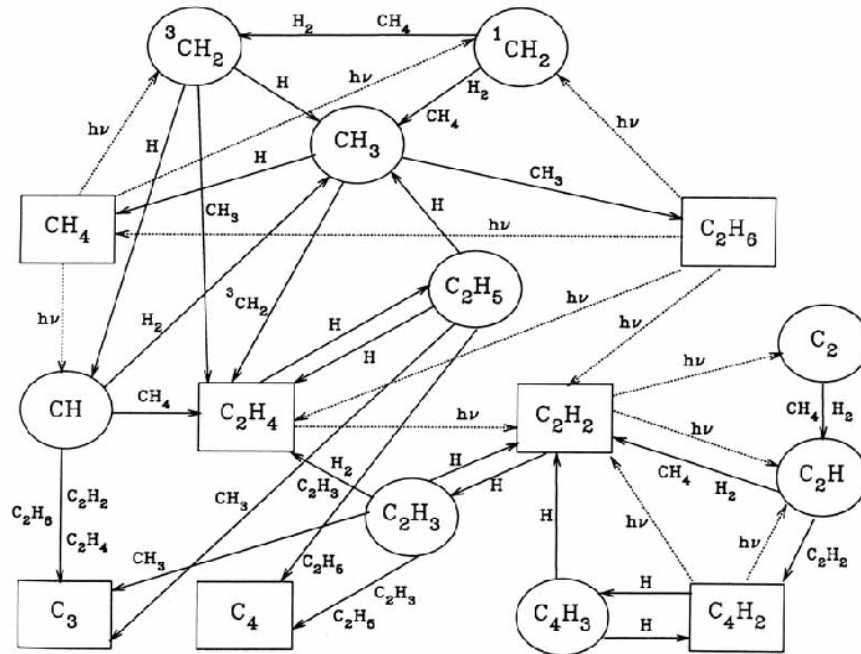


図 12: CH_4 の光解離反応による主要な光化学経路の概略図。実線は化学反応を示し、点線は光解離反応を示す。長方形内の成分は安定な化合物を示し、円形内の成分は不安定な化合物を示している。(Romani et al.1993)

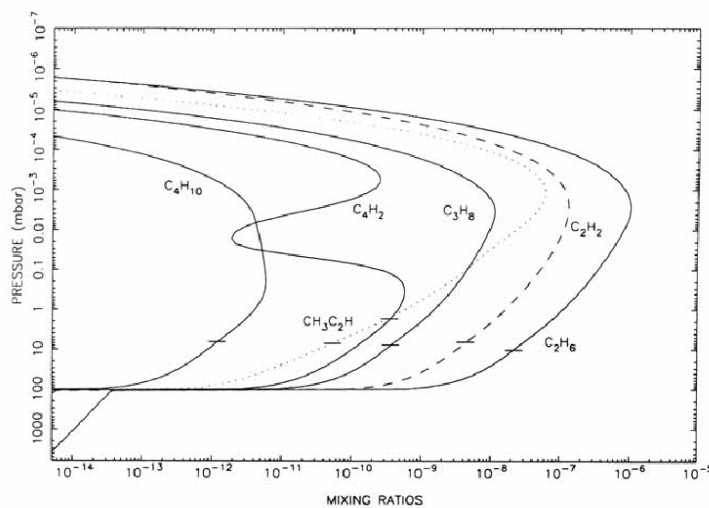


図 13: 成層圏下部で凝結する安定な炭化水素の光化学モデル量。交差線は各組成が飽和する圧力を示しており、成層圏下部の CH_4 混合比を 2×10^{-4} 、渦拡散係数 K は $10^8 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ としている。(Moses et al.1992)

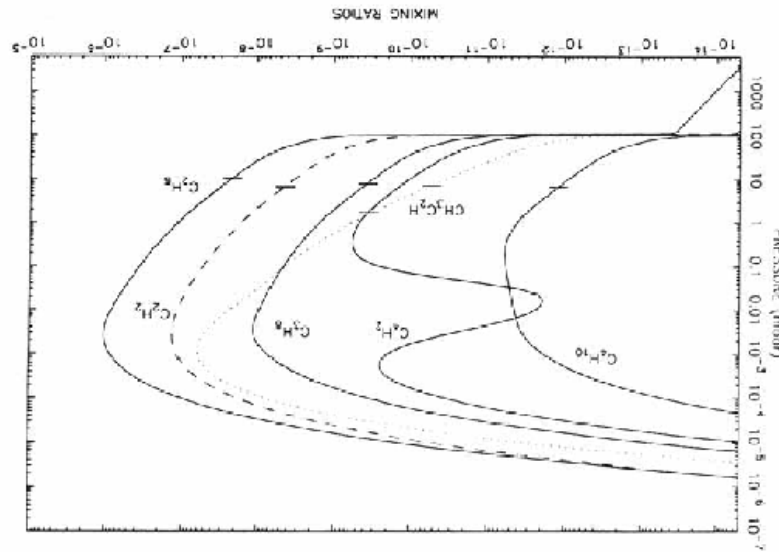


図 14: C_2H_2 と C_2H_6 の光化学モデルと、IRIS 結果の比較。縦の破線は、IRIS 観測から解析された C_2H_2 (4.5×10^{-8}) と C_2H_6 (1.3×10^{-6}) の混合比と、このモデル大気で半値全幅となる IRIS 観測の感度が良い領域を示している。また横の破線は、IRIS 観測による混合比の誤差と、吸収線の強度が最大となる高度に示している。(Romani et al.1993)

2.4.1 He 584 Å 昼間大気光

海王星の He 584 Å 昼間大気光による放射の解析は、他の観測で推定された He 混合比や、渦拡散係数、温度分布等確かめるのに役立つ。 H_2 が 584 Å 波長で吸収を引き起こすので、 H_2 が単位光学的厚さとなる高度よりも上部に存在する He が太陽光線を散乱し、He 584 Å 昼間大気光の放射を起こす。Parkinson et al.(1990) は、推測される昼間大気光の輝度から混合大気中の He モル分率 $f(\text{He})$ と渦拡散係数 K の積を求め、

$$3 \times 10^6 \leq f(\text{He})K \leq 9 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

と導出した。He 混合比 $f(\text{He})$ を 0.19(Conrath et al.1991b) とすれば、

$$6 \times 10^6 \leq K \leq 1.6 \times 10^8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

となり、上層大気でも混合が十分に起こっていることがわかる。

2.4.2 オーロラに類似した現象

夜側で H_2 帯 (96.7 ~ 111.5 nm) を観測した Voyager の UVS から、緯度によらない 0° ~ $60^\circ W$ にかけてと、 $50^\circ S, 240^\circ W$ 近辺の領域から明瞭な放射が確認されている (図 15)。

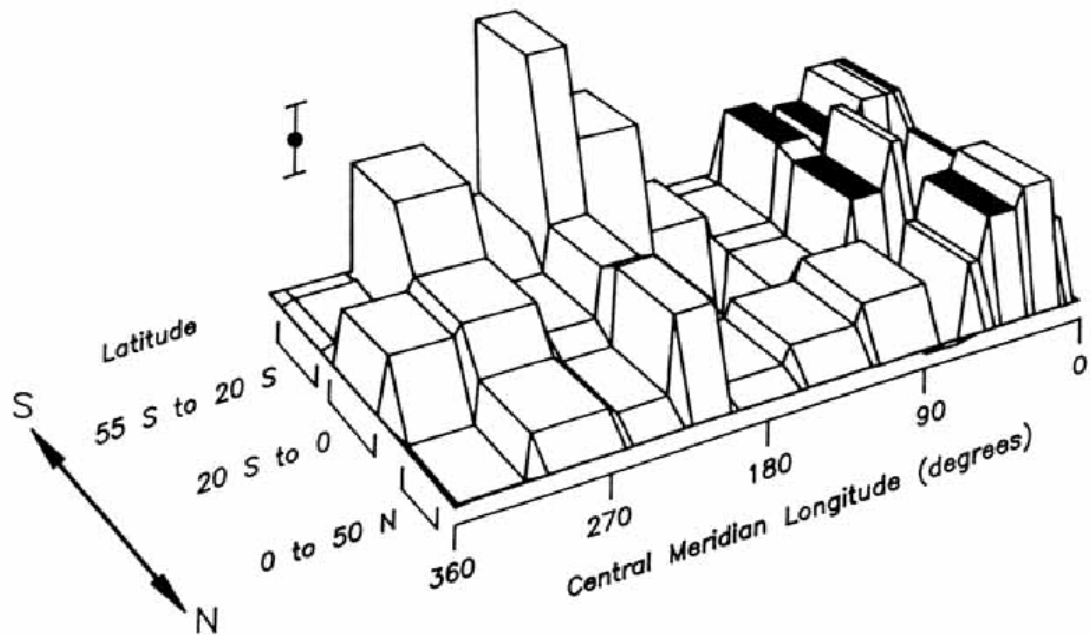


図 15: Voyager の UVS によって、 H_2 の帯吸収が起こる波長で観測された海王星夜半球の放射輝度。(Sandel et al.1990)

この放射については、磁場形態¹¹を基にしたモデルが2つ発表されている。

1. 昼側の光電子が夜側で落下することによる励起モデル (Sandel et al.1990)

このモデルでは、昼側と夜側が磁力線を共有していることが必要となる。放射は、自転の位相が磁力線の共有されない状態にある時は生じないことになる。これは Voyager 2 の観測と一致している (図 16)。

2. 磁場強度が低くなった領域での光電子励起モデル (Cheng 1990b)

この磁場強度の低い領域は、北半球の磁極 ($51^\circ N, 48^\circ W$) から磁場赤道 ($38^\circ S, 167^\circ W$) までである。西方と東方へとドリフトしている電子が、それぞれこの領域の縁で落下して励起する。

いずれにせよ、発光の原因の一つが海王星に特有の磁場形態によるものだと言える。

¹¹海王星の双極子磁場はまだ明確に解明されていないが、地軸 (29°) から 45° 傾き、双極子磁場の中心がずれていると考えられており、他の惑星とは大きく異なった磁場形態であると推定される。

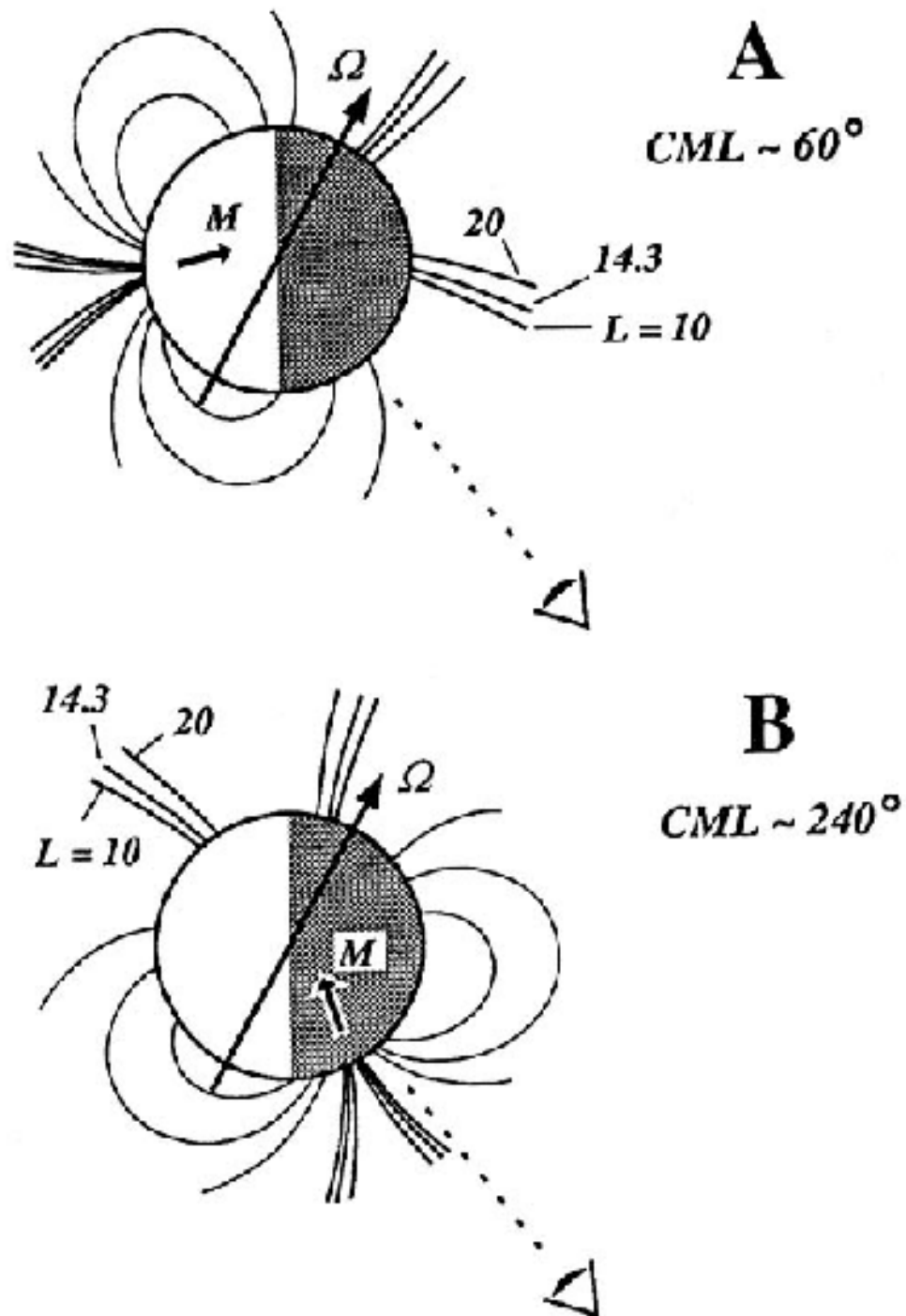


図 16: 図 15 に関して、Voyager の UVS 観測が行われた視線図。M は磁気モーメントである。A は中央子午線が 60°W 付近での観測、B は同じく 240°W 付近である。A は昼側の光電子が夜側で落下 (励起) するのを観測している。(Sandel et al.1990)

2.4.3 電離気体

海王星の電荷密度分布は、Voyager による電波掩蔽観測から解析される(図 17)。電荷密度が 100 cm^{-3} 以上となっている電離圏は、高度 5000km(1 bar を高度ゼロとする)まで捉えられている。海王星電離圏の主要なイオンは H^+ であると考えられており、磁気圏の内側も電離圏起源の H^+ が存在する。木星や土星は磁気圏に H_2^+ や H_3^+ も存在している。図 17 では、1200km 付近の高度に電荷密度が鋭く増加する薄い層 ($7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$) が確認できる。これは、木星でも考えられているのだが (Atreya et al.1974)、風のシアーが引き起こす金属イオンの層だと推定される。金属イオンの供給源としては微小隕石が考えられている。海王星の電離圏では、太陽の紫外線によって電離圏より数百 km 下部でイオン化が起こり、その後電荷輸送やイオンの消失といった光化学反応が起こっていると考えられている。

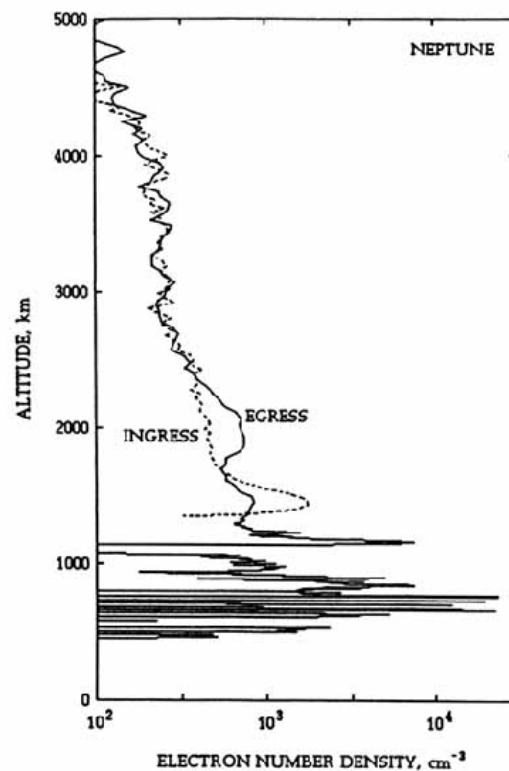


図 17: Voyager 2 の RSS 掩蔽観測から得られた海王星電離圏から成層圏での電荷密度分布。ingress($62^\circ\text{N}, 227^\circ\text{E}$) と egress($45^\circ\text{S}, 131^\circ\text{E}$) の分布は、朝と夜の明暗境界付近で得られたものである。高度 0km は 1 bar 高度 (対流圏界面) を示している。2500km より上部は、電波信号が地球の電離圏や内惑星の影響を受けており、1000km より下部は、本来の電離圏での多重伝播によって解析された細層だと考えられているので、実際の電荷密度を表さない。(Lindal 1992)

2.5 組成の起源

ここでは、海王星で観測された化学組成の起源について述べる。海王星の He は、天王星と同様に原始太陽系星雲に起源があると考えられている。海王星の D(重水素) は、原始太陽系星雲よりも増大しているため、二次的な供給源の存在が考えられている。CO は対流圏と成層圏に存在し、HCN は成層圏に存在するが、どちらも海王星内部に起源があると考えられている。

2.5.1 He

図9は、木星型惑星と原始太陽系星雲の He 質量モル分率を比較したものである。この図から、木星型惑星は大きく分けて木星・土星のグループと、天王星・海王星のグループに分けることができる。これは、惑星の $H_2 - He$ 外層に原因がある。

- 木星と土星

天王星と海王星に比べて質量分率が小さい。これは以下の理由によると考えられている。木星と土星は、外層が大きく圧力が高いため H_2 の金属化が起こり、金属化した H_2 は惑星内部へと落下する。He は金属化が起こらないものの、凝集して H_2 金属と同様に内部へと落下する。これにより H_2 と He は外層からいくらか消失する。

- 天王星と海王星

質量モル分率が類似し、原始太陽系星雲ガスに近い。これは、天王星と海王星が木星と土星に比べて惑星体積が小さいことから、外層はそれほど大きくなく圧力も小さい。よって H_2 金属化や He 凝集が起こらないので、 H_2 の消費反応が起こらない限り He 質量モル分率が変化することはない。

ただし、微惑星から供給される成分の影響により、He 混合比が変化した可能性も指摘されている。

1. Pollack et al.(1986)

大気中に落下する隕石がコンドライトのような組成である時、C の還元反応から He/H_2 比が増大

2. Fegley and Prinn (1986) と Prinn and Fegley (1989)

原始太陽系星雲を構成する CNO 化合物含んだ粒子が、天王星と海王星に多量に集まった後、大気中で粒子が蒸発して H_2 と反応することにより He/H_2 比が増大。この時の He/H_2 比は、粒子の成分に依存する。

このように He 混合比の増大を仮定したモデルもあるが、妥当だと考えられているのは、海王星の He が原始太陽系星雲ガスの He 量と等しいか、またはそれ以上存在するというものである。また、2.2.4 節でも述べたように、 N_2 の存在が確認されれば、平均分子量の関係から天王星と海王星の He 質量モル分率の中央値がほどよく一致し、原始太陽系星雲ガスの He 質量モル分率とも類似する。

2.5.2 D

D の供給源は D を含む凝縮した物に起源を持つと考えられている。原始太陽系星雲では、D は星雲を構成する粒子の CNO 化合物中に含まれると考えられている。D の存在度に関しても 2.5.1 節と同様に、木星型惑星は 2 つのグループに分けることができる。図 18 は、観測された D/H 比を比較したものである。

- 木星と土星

D/H 比は原始太陽組成にほぼ一致している。これは両惑星の外層が大きいので、隕石等の溶解によって CNO 化合物が蒸発しても、混合比を増大させるほどにはならないためである。実際に、海王星の C 量は原始太陽系星雲 C 量より 30 倍増大していると推測されているが、木星の C の増大量は約 2.7 倍、土星は 2~7 倍しか増大していない。

- 天王星と海王星

D/H 比は原始太陽組成に比べて明らかに大きな値を持つ。このことから、氷や重量成分 (有機体等) からなる二次的な供給源の可能性が考えられる。

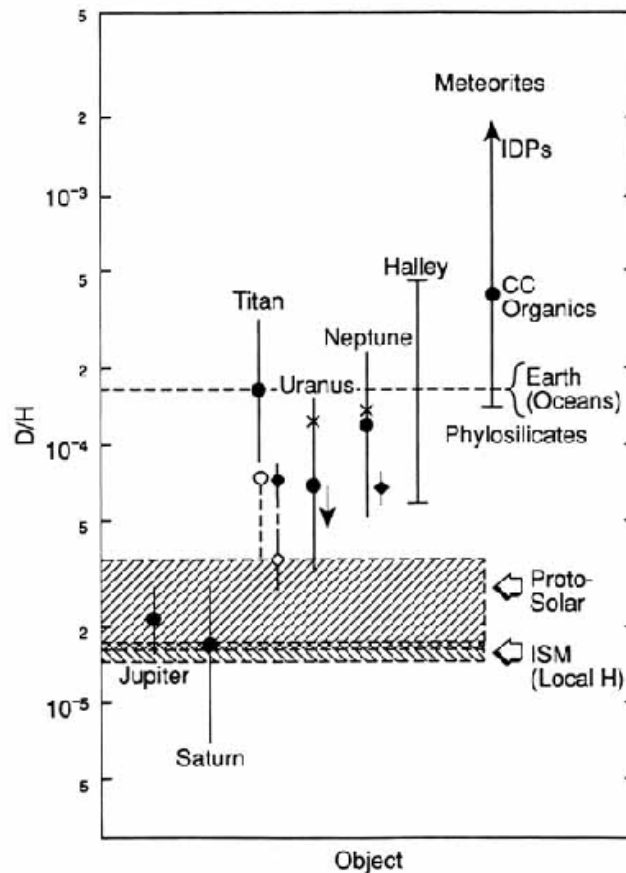


図 18: 木星型惑星、土星の衛星タイタン、Halley 彗星、隕石、恒星間塵粒子 (IDPs) で観測された D/H 比の比較。局地恒星間 (ISM)、原始太陽系星雲、地球の海水での D/H 比も参考として図示されている。(Gautier et al.1995)

2.5.3 CO

海王星の CO の起源 CO は、O を含む分子 (H_2O や OH など) と CH_4 の光解離生成物 (CH_2 や CH_3 など) との反応によって生成されるが、海王星でこの反応が CO の生成反応となっているかはまだ解明されていない。一般的には、隕石等が大気で溶解して H_2O を生成し、これを利用して成層圏で CO が生成されると考えられているが、外部からの流入によって生成される CO 量の推測値は観測値 (10^{-6}) よりかなり少ない。また、対流圏と成層圏で CO 量に勾配がないことも確認されている。このようなことから、CO は内部起源だと考えられる。

天王星と海王星の比較 天王星は海王星に比べて CO 量が極端に少ない¹²。これは天王星内部で対流が停滞しているために、CO や HCN を生成するのに必要な成分 (H₂O や N₂) が大気上部まで上昇して来ないためだと考えられている。海王星の方が CO 量が多いことに関して、海王星大気の方がより高濃度の H₂O を含むためとする仮説も提案されている (Lodders and Fegley 1993)。

2.5.4 HCN

HCN は、N₂ の光解離によって生成した N 原子と、CH₄ の光解離生成物 (CH₃ や CH₂) との化学反応によって生成される。2.5.3 節では、対流圏と成層圏に CO 量の勾配がないことなどを考慮すると、CO が内部起源だと考えられていることについて述べた。HCN は、対流圏と成層圏に勾配を持っている (成層圏に多く存在する) ことや、対流圏界面の低温場 (約 50 K) では成層圏で観測された HCN 混合比 (約 10⁻⁹) の 10⁻²⁰ 倍にもならなくてはならないので、一見すると外部起源のように考えられる。しかし、実際には HCN は内部起源と考えられている。

Richardson et al.(1991) は、トリトンから N⁺ が供給されるというモデルを考案した。この時、トリトンから脱出した N⁺ が全て海王星に流れ込んだとすると、海王星大気上部への N⁺ のフラックスは 10⁵ cm⁻² s⁻¹ となる。しかし、成層圏で観測された HCN 量となるためには、このフラックスは 2 × 10⁶ cm⁻² s⁻¹ でなければならないし、磁気圏での N⁺ の損失¹³を考えれば N⁺ のフラックスはより大きな値でなければならない。また、N が中性粒子としてトリトンから流れ込む場合は、上層での N のフラックスは 2 × 10³ cm⁻² s⁻¹ にしかないので、中性粒子の場合も考えられない。このようなことから、HCN は内部の N₂ と CH₄ によって生成されると考えられる。N₂ が対流圏から成層圏へと上昇する場合、N₂ は対流圏界面の低温場でも HCN より気体として存在できる量が多いので、成層圏に HCN を生成する条件を満たす。同様に CH₄ も 2.3.1 節でも述べた通り、対流圏へと輸送される。よって、成層圏に N₂ と CH₄ が存在できることから、成層圏で HCN が生成されても矛盾はない。

太陽の紫外線による N₂ 光解離は、多量に存在する H₂ の影響があるために効果的でない。そこで、銀河宇宙線 (GCRs) による N₂ 解離を考える。GCRs による N₂ の光解離が起こって HCN が生成するのは 0.1 mbar ~ 30 mbar の範囲であり (Atreya et al.1992)、この時必要な N₂ 混合比は 0.003 ~ 0.017 である (Lellouch et al.1994)。渦拡散係数 K や NH 基の化学反応について、いくらか未解明な部分があるために混合比の範囲が大きくなっているが、2.2.4 節で述べた N₂ の混合比 (0.003、最大で 0.006) であれば、必要な混合比の値を満足しそうである。従って GCRs による N₂ 解離は、HCN を生成する一因と考えられる。

¹²HCN も天王星は少ない (2.5.4 節参照)

¹³環や衛星への損失や H₂ の電荷交換など

3 解説

ここまでは、海王星の大気構造について述べてきたが、対流圏から上層大気までの理解には様々な知識が必要となる。この章では2章の補足事項や、2章を理解するために必要な知識を解説する。

3.1 太陽組成

惑星大気中の化学組成を研究する時に、太陽(隕石)の化学組成と比較するのが一般的である。実際に、本論文で「組成が多い/少ない」と述べていたのは、他の惑星との比較という指示がない限りは、全て太陽組成と比較されている。この太陽組成は、原始太陽系星雲での組成値となるように較正が行われている(表2)。

表 2: 原始太陽系星雲の X/H 比比較 (単位は 10^{-4})

組成 (X)	X/H			
C	3.98	3.58	4.18	4.38
N	1.12		0.874	0.907
O	8.53		6.91	7.42
S	0.185		0.189	0.189

Xにはそれぞれ左側の元素が入る。CはAnders and Grevesse (1989)、NはGrevesse et al.(1991)、OはCameron (1982)、SはAnders and Ebihara (1982)が導出した値である。本論文での太陽組成は、CはGrevesse et al.を用い、N,O,SはCameronを用いているが、指示がある場合はAnders and GrevesseやCameronも利用している。

熱化学平衡状態の時、Cは全て CH_4 、Nは全て NH_3 、Oは全て H_2O 、Sは全て H_2S を生成するために使われるとしている。例えば、海王星の NH_3 が太陽組成よりも少ないとしたのは、単純に太陽組成N量を太陽の NH_3 量と考えている。

海王星対流圏の CH_4 海王星大気中では、木星や土星に比べて CH_4 の多いことが知られている。その観測は、古くはKuiper (1952)が行った対流圏における CH_4 のコラム量を導出することに始まる。また、 CH_4 の吸収線の強度から混合比を導出する解析も行われているが、相対的に CH_4 が多く存在するために、吸収線が重なりあったり広範囲に広がるなどして、正確な定量が難しくなっている。

2.1.1 節で述べたように、対流圏の温度構造を Voyager 2 による電波掩蔽観測から導出した Lindal (1992) は、1.9bar 高度付近で CH_4 が凝結していることを示唆した。彼は、この高度よりも下部で CH_4 混合比を 0.02 とし、風速を考慮することで上限値を 0.04 としている。このような観測事実や他の研究者によって導出された CH_4 混合比を基に、海王星大気中の C が主に CH_4 を生成し海王星対流圏の CH_4 混合比を 0.02 ~ 0.04 とするならば、海王星大気中の C 量は太陽組成 C 量に比べて 30 ~ 60 倍存在していることになる。

3.2 掩蔽観測

掩蔽観測を端的に表現すると、海王星の大気周縁部を通過する光や電波を観測することといえる。この手順を電波掩蔽観測を例に述べる。Voyager 2 は海王星で得られたデータを地球へと送信する。Voyager 2 が地球から見て惑星に隠れる前は、電波信号が大気の影響を受けずにそのまま地球に到達するが、海王星の大気周縁部を通過した際にはこの電波が海王星大気中を走査して到達することになる。この時、大気に電波が突入した地点を ingress、大気から脱出した地点を egress と呼ぶ。電離圏のプラズマや大気の屈折度の高度分布に応じて光路長が変化するので、電波は周波数変動している。この変動から逆問題を解くことにより、大気中の屈折率の高度分布が導出できる。さらに、導出された大気の屈折率分布から、化学組成の分子数密度や電離圏プラズマの電子密度といった、鉛直密度分布を得ることができる。化学組成の分子数密度からは、静水圧平衡を仮定すれば p-T 分布を得ることができる。また、電波の発信した位置・時間が変わることによって、緯度変動や時間変動を解析することができる。

本文では、RSS 電波掩蔽観測を始め、太陽掩蔽観測、星食掩蔽観測について議論されていた。光に関する掩蔽観測は、電波信号で言う周波数ではなく、光度(光度曲線 I/I_0)¹⁴ から逆問題を解くことになる。太陽掩蔽観測は、太陽光が海王星大気を通過し、太陽に関して掩蔽している Voyager 2 がその光を観測するものである。また星食掩蔽観測は、太陽系外部からの恒星の光が海王星大気を通過し、その光を地球で観測したものである。特に Hubbard et al.(1987) は、海王星大気周縁部を通過する恒星の光を観測した際に、周縁部を通過した様々な光が地球上でちょうど干渉した瞬間を捕らえている(1.1.2 節)。

なお RSS 電波掩蔽観測では、海王星大気中の 6.3bar までの高度を観測することができた。その際、1.9bar で屈折率が急激に小さくなることが解析からわかったので、その高度では CH_4 が凝結していると推測されている。

¹⁴惑星を観測する際、惑星が暗くて小さいために画像としては分解できないことがあるが、惑星全体からやってくる光の振る舞いを調べると、その明るさや色合いが時間的に変化していることがある。このような天体の明るさを各波長(振動数)ごとにとらえ、時間の関数として表したものを。

3.3 放射伝達方程式と輝度温度の導出

3.3.1 放射輝度

今、面 dA を通して立体角 $d\omega$ 内に進む放射を考えると、振動数 ν から $\nu + d\nu$ の間にある時間 dt あたりの放射エネルギー dQ_ν は

$$dQ_\nu = I_\nu \cos \theta dA d\omega d\nu dt \quad (3.1)$$

と書ける。ここで θ は面 dA の法線と放射の進行方向とがなす角で、 $\cos \theta dA$ が dA の進行方向に対する鉛直断面積を表す。この I_ν は比例定数であり、放射の強さを定義する放射輝度 (放射強度) である。従って、振動数 ν の放射輝度は (3.1) 式より

$$I_\nu = \frac{dQ_\nu}{\cos \theta dA d\omega d\nu dt} \quad (\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}) \quad (3.2)$$

と定義される。ここで、惑星が黒体放射をしている時の放射輝度は、プランク関数

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (3.3)$$

によって与えられる。ここで、プランク定数は $h = 6.62606876 \times 10^{-34} \text{Js}$ 、ボルツマン定数は $k = 1.3806503 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$ であり、振動数 ν の黒体放射輝度 $B_\nu(T)$ は温度 T の関数となる。

3.3.2 放射伝達方程式

ここでは放射の変化量を考える。まず、放射輝度の減衰は

$$dI_\nu = -k_\nu \rho I_\nu ds \quad (3.4)$$

と表される。ここで、 ρ は気層の密度、 k_ν は振動数 ν の放射に対する吸収係数¹⁵、 s は気層を放射が通過した距離を表す。また、放射輝度の増強は

$$dI_\nu = j_\nu \rho ds \quad (3.5)$$

と表される。ここで j_ν は振動数 ν の放射に対する射出係数¹⁶を表す。従って、(3.4) 式と (3.5) 式による二つの過程が同時に成立しているとするれば、実際の放射の変化は

$$dI_\nu = -k_\nu \rho I_\nu ds + j_\nu \rho ds \quad (3.6)$$

と表せる。ここで、放射源関数 J_ν を

$$J_\nu \equiv j_\nu / k_\nu \quad (3.7)$$

¹⁵質量消散係数とも言う。

¹⁶射出と散乱によって放射が増強される係数

と定義すると、(3.6) 式は (3.7) 式を使って

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho ds} = -I_\nu + J_\nu \quad (3.8)$$

と表せる。これを放射伝達方程式という。すなわち、(3.8) 式の右辺第 1 項は吸収 (消散) による減衰を表し、(3.8) 式の右辺第 2 項は射出を表すことがわかる。

3.3.3 局所熱力学平衡状態での放射伝達方程式

ある系の中で物体同士が衝突を起こしていると、十分に時間が経過すればその変化は起こらなくなり、温度が一定、すなわちエネルギーのやりとりが等方的に行われる状態となる。これを熱力学平衡と言うが、黒体の気層中で熱力学平衡である場合、その媒質の単位質量を考えると射出量と吸収量は一致している。これらの比、すなわち射出係数 j_ν と吸収係数 k_ν の比は、温度と振動数のみの関数であるプランク関数 (3.3) 式で与えられるというのがキルヒホッフの法則

$$\frac{j_\nu}{k_\nu} = B_\nu \quad (3.9)$$

である。このように、キルヒホッフの法則は等温であるべき熱力学平衡の条件で成り立つものであるが、温度勾配がある大気は熱力学平衡が満たされていないので、厳密にキルヒホッフの法則は適用できない。しかし局所的な大気場を考えると、多数の気体分子の衝突によってエネルギーの分配がその温度で熱力学平衡にある系ととらえることができる。これを局所熱力学平衡という。

この局所熱力学平衡が成立している場合には、キルヒホッフの法則も成立しているわけだから、(3.7) 式より

$$J_\nu = B_\nu(T) \quad (3.10)$$

が成立する。すなわち (3.8) 式は

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho ds} = -I_\nu + B_\nu(T) \quad (3.11)$$

となる。この局所熱力学平衡での放射伝達方程式をシュヴァルツシルトの式と呼ぶ。(3.11) 式の右辺第 1 項は (3.8) 式と同様に吸収による減衰を示し、右辺第 2 項は黒体放射による射出を示すものである。ここで、放射が吸収大気中を s_1 から s の距離を伝達するものとして、光学的厚さ (深さ) τ_ν を

$$\tau(s_1, s) = \int_s^{s_1} k_\nu \rho ds \quad (3.12)$$

と定義する。(3.12) 式から、光学的厚さは放射が伝達する距離が長くなればなるほど吸収が増大することがわかる。ここで τ を、 s とは逆向きに s_1 が起点になるよう定義すれば¹⁷、

$$d\tau_\nu(s_1, s) = -k_\nu \rho ds \quad (3.13)$$

の関係から (3.11) 式は

$$-\frac{dI_\nu(s)}{d\tau_\nu(s_1, s)} = -I_\nu(s) + B_\nu(T(s)) \quad (3.14)$$

と書ける。(3.13) 式の両辺に $e^{-\tau_\nu(s_1, s)}$ をかけると

$$-\frac{d}{d\tau_\nu} \{I_\nu(s)e^{-\tau_\nu(s_1, s)}\} = B_\nu(T(s))e^{-\tau_\nu(s_1, s)} \quad (3.15)$$

となり、これを $s = 0$ から s_1 まで積分すれば

$$I_\nu(s_1) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s_1, 0)} + \int_0^{s_1} B_\nu(T(s))e^{-\tau_\nu(s_1, s)} k_\nu \rho ds \quad (3.16)$$

を得る。(3.16) 式で、第 1 項は $s = 0$ に入射した放射が $s = s_1$ までの間で吸収による減衰を受けて s_1 に到達した時の放射輝度を示し、第 2 項は $s = 0$ から s_1 までの気層で射出された放射が $s = s_1$ まで減衰を受けながら到達した時の放射輝度を示している。

(2.1) 式は、放射スペクトルを解析するために放射伝達方程式が用いられた。すなわち、(3.16) 式の右辺第 1 項を考慮せずに、右辺第 2 項の射出のみを考えている。これにより輝度温度 T_D ¹⁸ は、(3.3) 式から導出される。

参考文献

会田勝, 1982, 3 章 放射の定義と基本法則, 大気と放射過程, 東京堂出版, pp.62-82.

竹内延夫編, 2001, 2 章 大気環境のリモートセンシング, 日本分光学会 測定法シリーズ 39 地球大気分光リモートセンシング, 学会出版センター, pp.31-85.

柴田清隆, 1999, 4 章 放射の基本物理量, 応用気象学シリーズ 光の気象学, 朝倉書店, pp.50-57.

3.4 分子スペクトル

光は、波としての性質と粒子としての性質を持つ。粒子として考えると、振動数 ν に比例するエネルギー、すなわち $h\nu$ のエネルギーを持つエネルギー粒子 (光子) と見ることが出来る。分子のエネルギー状態 E_1 から E_2 への遷移には、

$$h\nu = E_2 - E_1 = \Delta E \quad (3.17)$$

¹⁷ 惑星大気中で言えば、放射が惑星内部からでなく、外部からの放射が惑星内部へと伝達する場合に相当する。

¹⁸ 輝度 $B_\nu(T_D)$ は、(3.16) 式の $I_\nu(s_1)$ と同等

を満たす振動数を持つ、光子の吸収または放出を伴う。また、どのような振動数を持つ光が吸収されるか、あるいは放出されるかにより、励起状態がどのような高さにあるかを知ることができる。

原子からの放射スペクトル、あるいは吸収スペクトルは、原子内の電子の異なるエネルギー状態間の遷移によって起こるが、分子の場合にも異なるエネルギーをもつ電子状態がある。分子では原子間の距離や結合間の角度は、一定の状態に固定されているわけではなく、平衡位置を中心に常に小さな振動運動を続けている。これらの振動運動のエネルギーも電子の軌道運動と同じように量子化されていて、飛び飛びの不連続な値を持っている。また気体分子の場合は、その重心の周りで回転運動を行っているが、このエネルギーも量子化されている。これらのエネルギー準位間の分裂の大きさは、振動運動に対するものは電子の軌道運動によるものよりはるかに小さく、また回転運動に対するものは振動運動によるものよりはるかに小さい。一方、分子の振動運動や回転運動は、分子が電子の基底状態にあるときだけでなく、励起状態にある時にもそれぞれの励起状態に対応した振動の状態があり、各振動状態にはまたそれぞれの振動状態に対応した回転の状態が存在している。

回転スペクトル 分子の回転のエネルギー準位間の遷移は、マイクロ波領域の電磁波で起こる。回転分子に電磁波をあてると、 $\Delta E = h\nu$ を満たすような振動数の電磁波と相互作用し、これを吸収して遷移が起こる。電磁波との相互作用は、電磁波の振動電場成分との間で起こり、等核二原子分子のように電気双極子モーメントをもたない分子では、分子の回転運動により電場のゆらぎが生じず、電磁波の振動電場により分子の回転が励起されることもなければ電磁波の放射も起こらない。したがって、電磁波の吸収・放射は電気双極子モーメントを持つ分子の場合に限られる。

振動スペクトル ここではまず二原子分子の場合を考える。二原子分子は、2つの原子がエネルギーポテンシャル曲線の極値で平衡距離を中心に振動する。平衡位置からの変位が小さい時は、放物線で与えられるエネルギーポテンシャル曲線に沿った運動をすると近似できる。このような放物線で与えられるポテンシャル内で運動する粒子を調和振動子という。振動する分子と電磁波との相互作用において、同じ原子からなる等核二原子分子の場合には電気双極子モーメントはなく、また振動により新たに生ずることもないので、電磁波の振動電場成分とは特に相互作用を起こさない。電磁波の吸収や放射は、振動によって電気双極子モーメントの変化する異核二原子分子に限られる。

多原子分子の場合は、各原子がその平衡位置のまわりに振動しているので複雑であるが、いくつかの振動モードに分類することができる。例えば直線分子は、中心の原子を両側の原子が引っ張り合うような対称伸縮振動や、一方が伸びた時にもう一方が縮むような逆対称伸縮振動や、直線分子の結合角度が変わる2種類の変角振動がある。これらの振動は互いに独立で、他に影響を及ぼさない。これらを基準振動という。非直線分子の場合は変角振動が1種類となる。

これらの他に、振動と回転が組み合わさった振動回転スペクトルや、紫外や可視領域で観測される電子スペクトル、磁場によって電子スピンの向きが変化する電子スピン共鳴などがある。本論文での H Lyman α などこの電子スピン共鳴と関係している。

3.5 用語解説

- ・ amagat(アマガ)

amagat はモル体積とその逆数 (モル密度) を表す単位である。

モル体積: 1atm, 273.15K での理想気体の体積 V_m ($V_m = 22.424 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$)

モル密度: 1atm, 273.15K での理想気体の体積 V_m の逆数 ($1/V_m = 44.615 \text{ mol m}^{-3}$)

この数値は、対象となる気体が理想気体からどのようにはずれているかによって、わずかに異なってくる。

- ・ 較正

実際に観測された正確なデータから、各々の観測機器の特性により生じた誤差を補正すること。一つの観測機器からではなく、複数の観測機器からデータを集めても、その較正が一致しなくては正確な解析が行えない。地球からの赤外観測では、火星での観測結果が熱放射計器の較正に使われている。

- ・ コラム量

大気中にコラム (柱) を仮定した時に、その柱の中に含まれる組成の量。単位は上述の amagat などが使われる。本論文では大気中のもや分子量を比較するために、コラム密度 (分子数/cm²) も使われている。ただ最近ではコラム量から組成量を見積もるのではなく、混合比や質量モル分率等から見積もるのが一般的である。

- ・ コンドライト

コンドライトは、地球に落下してくる隕石のうち、最も多い割合を占める。コンドライトの形成年代が 45 億年を示すという点で、太陽系の初期に形成された後も化学的分別を経ていない隕石と考えられている。コンドライトが重要なのは、CI コンドライトの化学組成が太陽組成と極めて一致しているためである。また、O, C, N が太陽組成に多いのは O, C, N が揮発性物質であるためだが、固体であるコンドライトにはあまり存在しない。逆に B, L_i 等が太陽組成にあまり存在しないのは、太陽での核反応により破壊されるためであり、コンドライトはこのような破壊が生じていないと考えられるので、太陽系初期の存在量を保持していると言える。このようなことから、コンドライトが惑星化学において重要な意味を持つ。

- ・ 彩層

太陽の光球の上空で、いったん減少した温度が急激に増加する領域。この温度が極小（約 4200K）になっている場所を彩層の底としている。彩層では、可視光に対してはほぼ透明になっている。

- ・ 半値幅

スペクトル線の形状は、輝線の場合は高さや幅、吸収線の場合は深さと幅で特徴づけられる。輝線の高さや吸収線の深さは、連続光のレベルから測定する。しかし、スペクトル線の幅を連続光のレベルで観測しても、連続光とスペクトル線の境目が曖昧なことが多いために測定精度が悪くなる。そこで、連続光のレベルから測った高さや深さの半分の位置での全幅をスペクトル線の幅とする。これが半値幅である。

4 まとめ

これまで述べてきたように、本論文では観測から推測される海王星大気組成の特徴を要約した。そこには、力学や光化学、惑星形成論などあらゆる分野の学問が活用されている。また、紫外波長からマイクロ波に至る様々な観測によって、海王星大気の鉛直構造が数 bar 面から外気圏に至るまで解析されている。以下に、海王星大気の特徴を列記する。

1. 対流圏での NH_3 の欠乏

海王星の対流圏では、太陽組成からの推定値に比べて NH_3 が欠乏している。N の存在度が海王星大気中で少なければ惑星形成論とは矛盾するが、N が一部 N_2 を生成すると考えれば惑星形成論との矛盾は解決できる。 N_2 は直接には発見されていないが、上層大気中に観測される HCN や CO の存在は N_2 の存在とも調和的である。

2. 成層圏下部での対流の停滞

光化学モデルから、成層圏下部はあまり対流が起こらず成層圏上部は対流が活発だと推測される。 CH_4 光化学反応の生成物である C_2H_6 は、対流が活発な成層圏上部で高い混合比を保つ。

3. 大気上層での局地的な光電子放射

H_2 の帯吸収の観測から、 $50^\circ\text{N} \sim 55^\circ\text{S}$ において局地的な放射が確認された。これは、海王星特有の双極子磁場に沿って光電子が降り注ぎ、 H_2 分子等の発光が励起を生じたものだと考えられている。

4. 海王星と天王星の HCN と CO 混合比の違い

HCN と CO は、 N_2 や CH_4 などの材料となる成分の光化学反応によって生成される。光化学反応は光エネルギーの届く成層圏で起こる。天王星は内部対流が不活発なので、材料成分が成層圏までほとんど上昇しないのに対し、海王星は内部対流が活発なので、材料成分が対流圏から成層圏まで上昇する。これにより、海王星の HCN と CO は天王星に比べて混合比が極端に大きくなっている。

海王星と他の木星型惑星に著しい相違点が見出されることや、海王星大気の化学組成から、運動や化学反応だけでなく海王星の形成史までも議論できることは大変興味深いことである。

参考文献

- [1] 会田勝. 1982. 大気と放射過程, 東京堂出版.
- [2] Appleby, J.F. 1986. Radiative-convective equilibrium models of Uranus and Neptune. *Icarus* 65:383-405.
- [3] Bézard, B., Romani, P.N., Conrath, B.J., and Maguire, W.C. 1991. Hydrocarbons in Neptune's stratosphere from Voyager infrared observations. *J. Geophys. Res.* 96:18961-18975.
- [4] Bishop, J., Atreya, S.K., Romani, P.N., Sandel, B.R., and Herbert, F. 1992. Voyager 2 ultraviolet spectrometer solar occultations at Neptune: Constraints on the abundance of methane in the stratosphere. *J. Geophys. Res.* 97:11681-11694.
- [5] Bishop, J., Atreya, S.K., Orton, G.S., Sandel, B.R., and Yelle, R.V. 1995. The middle and upper atmosphere of Neptune. In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank (The University of Arizona Press), pp.427-487
- [6] Broadfoot, A.L., Atreya, S.K., Bertaux, J.L., Blamont, J.E., Dessler, A.J., Donahue, T.M., Forrester, W.T., Hall, D.T., Herbert, F., Holberg, J.B., Huntten, D.M., Krasnopolsky, V.A., Linick, S., Lunine, J.I., McConnell, J.C., Moos, H.W., Sandel, B.R., Schneider, N.M., Shemansky, D.E., Smith, G.R., Strobel, D.F., and Yelle, R.V. 1989. Ultraviolet spectrometer observations of Neptune and Triton. *Science* 246:1459-1466.
- [7] Cheng, A.F. 1990b. Global magnetic anomaly and aurora of Neptune. *Geophys. Res. Lett.* 17:1679-1700.
- [8] Conrath, B.J., Flasar, F.M., and Gierasch, P.J. 1991b. Thermal structure and dynamics of Neptune's atmosphere from Voyager measurements. *J. Geophys. Res.* 96:18931-18939.
- [9] Conrath, B.J., Gautier, D., Lindal, G.F., Samuelson, R.E., and Shaffer, W.A. 1991c. The helium abundance of Neptune from Voyager measurements. *J. Geophys. Res.* 96:18907-18919.
- [10] Conrath, B.J., Gautier, D., Owen, T.c., and Samuelson, R.A. 1993. Constraints on N₂ in Neptune's atmosphere from Voyager measurements. *Icarus* 101:168-171.
- [11] de Pater, I., Romani, P.N., and Atreya, S.K. 1991. Possible microwave absorption by H₂S gas in Uranus and Neptune's atmospheres. *Icarus* 91:220-233.
- [12] de Pater, I. and Mitchell, D.L. 1993. Microwave observations of the planets: The importance of laboratory measurements. *J. Geophys. Res.* 98:5471-5490.
- [13] Gautier, D., Conrath, B.J., Owen, T., de Pater, I., and Atreya, S.K. 1995. The troposphere of Neptune. In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank (The University of Arizona Press), pp.547-611
- [14] Hammel, H.B., Young, L.A., Hackwell, J., Lynch, D.K., Russell, R., and Orton, G.S. 1992. Variability of Neptune's 12.2- μ m ethane emission feature. *Icarus* 99:347-352.

- [15] Hubbard, W.B., Nicholson, P.D., Lellouch, E., Sicardy, B., Brahic, A., Vilas, F., Bouchet, P., McLaren, R.A., Millis, R.L., Wasserman, L.H., Elias, J.H., Matthews, K., McGill, J.D., and Perrier, C. 1987. Oblateness, radius, and mean stratospheric temperature of Neptune from the 1985 August 20 occultation. *Icarus* 72:635-646.
- [16] 池上雄作, 岩泉正基, 手老省三. 1992. 化学教科書シリーズ 物理化学 -物質の構造-, 丸善株式会社.
- [17] Lellouch, E., Romani, P.N., and Rosenqvist, J. 1994. The vertical distribution and origin of HCN in Neptune's atmosphere. *Icarus* 108:112-136.
- [18] Lindal, G.F. 1992. The atmosphere of Neptune: An analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2. *Astron. J.* 103:967-982.
- [19] 松井孝典, 永原裕子, 藤原顕, 渡邊誠一郎, 井田茂, 阿部豊, 中村正人, 小松吾郎, 山本哲生. 1997. 岩波講座 地球惑星科学 12 比較惑星学, 岩波書店.
- [20] Moses, J.I. 1992. Meteoroid ablation in Neptune's atmosphere. *Icarus* 99:368-383.
- [21] Orton, G.S., Aitken, D.K., Smith, C., Roche, P.F., Caldwell, J., and Snyder, R. 1987(b). The spectra of Uranus and Neptune at 8-14 and 17-23 μ m. *Icarus* 70:1-12.
- [22] Orton, G.S., Lacy, J.H., Achtermann, J.M., Parmar, P., and Blass, W.E. 1992. Thermal spectroscopy of Neptune: The stratospheric temperature, hydrocarbon abundances, and isotopic ratios. *Icarus* 100:541-555.
- [23] Parkinson, C.D., McConnell, J.C., Sandel, B.R., Yelle, R.V., and Broadfoot, A.L. 1990. He 584Å dayglow at Neptune. *Geophys. Res. Lett.* 17:1709-1712.
- [24] Pollack, J.B., Podolak, M., Bodenheimer, P., and Christofferson, B. 1986. Planetesimal dissolution in the envelopes of the forming giant planets. *Icarus* 67:409-443.
- [25] Richardson, J.D., Belcher, J.W., Zhang, M., and McNutt, R.L., Jr. 1991. Low-energy ions near Neptune. *J. Geophys. Res.* 96:18993-19011.
- [26] Romani, P.N., de Pater, I., and Atreya, S.K. 1989. Neptune's deep atmosphere revealed. *Geophys. Res. Lett.* 16:933-936.
- [27] Romani, P.N., Bishop, J., Bézard, B., and Atreya, S. 1993. Methane photochemistry on Neptune: Ethane and acetylene mixing ratios and haze production. *Icarus* 106:442-463.
- [28] Roques, F., Sicardy, B., French, R.G., Hubbard, W.B., Barucci, A., Bouchet, P., Brahic, A., Gehrels, J.A., Gehrels, T., Grenier, I., Lebertre, T., Lecacheux, J., Maillard, J.P., McLaren, R.A., Perrier, C., Vilas, F., and Waterworth, M.D. 1994. Neptune's upper stratosphere, 1983-1990: Ground-based stellar occultation observations. Temperature profiles. *Astron. Astrophys.* 288:985-1011.
- [29] Sandel, B.R., Herbert, F., Dessler, A.J., and Hill, T.W. 1990. Aurora and airglow on the night side of Neptune. *Geophys. Res. Lett.* 17:1693-1696.

-
- [30] 柴田清隆. 1999. 応用気象学シリーズ 光の気象学, 朝倉書店.
- [31] 竹内延夫編. 2001. 日本分光学会 測定法シリーズ 39 地球大気の分光リモートセンシング, 学会出版センター.
- [32] Yelle,R.V., Herbert,F., Sandel,B.R., Vervack,R.J., Jr.,and Wentzel,T.M. 1993. The distribution of hydrocarbons in Neptune's upper atmosphere. *Icarus* 104:38-59.

Appendix

A 海王星データ

参考として、表 3 に海王星の基本データを示す。

表 3: 海王星に関する基本データ一覧

軌道長半径	$4.5043 \times 10^9 \text{ km}$ (30.0690AU)
公転周期	163.723 年
軌道傾斜角	1.7692°
離心率	0.008586
赤道傾斜角 (地軸の傾き)	28.80°
自転周期	16.11 時間
赤道半径	24,764km
質量	$1.024 \times 10^{26} \text{ kg}$
平均密度	1.64 g/cm^3
重力加速度	11 m/s^2
雲の平均気温	80K ~ 120K
太陽から受ける輻射率	0.001106
反射能 (アルベド)	0.41
脱出速度	23.5km/s
衛星数	8
リング数	4

1 天文単位 (1AU) は $1.4959787066 \times 10^8 \text{ km}$ 、1 年は 365.25636 日、1 日は 23 時間 56 分 4.09054 秒で計算している。

B The Troposphere of Neptune の全訳

B.1 序論

Fegley et al.(1991) は「Uranus」という著書の中で、「天王星の大気は、根本的に木星と土星の大気とは異なっている。」と述べている。天王星と海王星は惑星の体積・質量・内部構造は類似しているが、両惑星も根本的に異なると言える。海王星内部の熱フラックスは、対流をおこさせるだけ十分に強いことが明らかではあるが、天王星内部の熱フラックスは小さいために対流は比較的弱い。天王星の大気中では、放射伝達が支配的であるか、あるいは、組成勾配が存在することによって対流が抑制されているかもしれない(Podolak et al. 1991)。海王星の画像を見ると、天王星に比べて対流が強いことがわかる。この論文では海王星の対流圏についてまとめられているが、天王星の対流圏と比較するのはおもしろいことである。ここでは、海王星対流圏の温度構造・雲構造・大気組成について考察する。

海王星対流圏の温度構造の特徴は B.2 節で述べられている。Voyager 2 の赤外観測と電波掩蔽観測から得られた温度分布は天王星の温度分布と類似している。この類似は、エネルギーが放射伝達される対流圏上部で容易に説明される。対流圏上部での温度分布は、主に赤外領域の不透明度に依存しており、天王星と海王星では $H_2 - H_2$ 衝突誘起吸収と $H_2 - He$ 衝突誘起吸収が不透明度の原因となっている(Appleby 1986)。0.6bar ぐらいまでの高度の対流圏中部では、断熱減率よりも緩い減率となっており、エネルギーはおそらく放射伝達されている。しかし、Voyager の掩蔽観測によって解明された高度(天王星は 2.3bar、海王星は 6.7bar)までは、鉛直構造にさほど制約はない。一般的に、海王星と天王星の大気下部は断熱減率だと推測されているが、対流の抑制されている高度があるためにこの推測は間違っている可能性がある。海王星と天王星の緯度方向の温度変動は、両惑星の黄道傾斜角がかなり異なっているのにも関わらず、驚くほど類似している。

B.3 節では、海王星対流圏の化学組成について述べられており、化学的性質と惑星形成の考察がなされている。様々な化学分量はよく太陽の化学分量と比較される。しかし、太陽の化学分量は未だ曖昧であり、時とともに量が変わるために混乱が生じている。さらに混乱させてしまう要因は、論文の著者が使う化学分量がそれぞれ異なっているので読者はどの化学分量と比較されているのかを考えなくてはならない。B.3 節では太陽の化学組成量を比較した疑問点についても述べられている。

海王星の表面に見える雲は、おそらく CH_4 から生成されており、3~7bar の高度に存在すると考えられている H_2S 雲や NH_4SH 雲、 NH_{3-ice} 雲の上に浮遊している。熱化学モデルに基づくと、他成分の雲はより下部の高度に存在すると考えられる。このような成分の雲の正確な組成や位置を決定するには、C、N、O、S といった質量の大きな要素(これらは現在までそれぞれ、 CH_4 、 NH_3 、 H_2O 、 H_2S を主に生成すると考えられている)の混合比を正確に見積もる必要がある。しかし最近になって、ミリメートル波長での観

測から CO と HCN が検出されたために、C の少量は CO の生成に、N の大部分は N₂ の生成に使われる可能性があることがわかった (Marten et al. 1993)。CO と N₂ を除く全成分は対流圏では凝結する。B.4 節では、NH₃、H₂O、H₂S、CO や、存在すると考えられる N₂ の量だけでなく (cf ; Baines et al.1995)、雲の構造と組成についての説明が、地球からのマイクロ波観測に基づいてなされている。このようなデータの解釈は非常に難しい。10cm よりも短い波長の観測スペクトルと合成スペクトルを一致させるためには、220K の高度よりも上部で NH₃ が太陽の N/H 比よりも消費していると考えなければならない。NH₃ の消費について考えられるのは、この高度で NH₃ が H₂S と反応し、NH₄SH を生成するということである。一方で、20cm 波長の観測結果からは、220K の高度より下部でも NH₃ が太陽の N/H 比よりも消費している可能性がある。この問題は、NH₃ を CH₄ と比較するとさらに興味深い問題となる (B.5 節参照)。CH₄ は太陽の C/H 比に比べてかなり豊富に存在する。全ての N が NH₃ の生成に使われるとした時に、海王星の C/H 比が太陽の C/H 比と等しいとすれば、NH₃ の消費は疑わしくなる。しかし、多量の N が N₂ の生成に使われると考えれば、この問題は解決する。マイクロ波領域のスペクトル観測からは、大気下部に特徴的な情報を得ることが出来るので、B.4 節では海王星のマイクロ波スペクトル観測についての解析が広範に渡って述べられている。

B.5 節では、海王星の可視領域と赤外領域に存在する吸収線や放射線から、H₂・He・CH₄、D (重水素) を含む CH₄ の量の測定について述べられている。海王星大気の主成分である H₂ と He の混合比を推定することは難しいため、Voyager による電波掩蔽観測と赤外スペクトル観測の二つを結合させる必要がある。このようにしたとしても、平均分子量しか求めることは出来ないために、結果は間接的なものになってしまう。仮に、質量の重い成分が平均分子量に影響を与えないほど少ないとしても、H₂/He 比の推測値は不正確なものとなる。天王星でこのような場合を考えると、He の質量分率は 0.28 となり、原子太陽系星雲の値と非常に類似する (Conrath et al.1987)。海王星の He 量を決めるのは天王星よりもかなり難しい。というのは、先に述べたようにミリメートル波長でのスペクトル観測から、N₂ が海王星の対流圏上部に多量に存在すると、平均分子量に多大な影響を与え He の混合比にも影響を与えられられるからである (Conrath et al.1993)。海王星の対流圏に存在する CH₄ 量を決めることも難しい。しかし海王星では、太陽組成に比べて CH₄ を生成する C が豊富に存在することは確実である。海王星の D は、近赤外スペクトル観測から求められた CH₃D/CH₄ のモル分率によって推定され、原始太陽系星雲の D 量より多いことがわかっている。

B.6 節では、天王星と海王星の対流圏における化学組成が比較されている。両惑星では CH₄ と D の量が類似しているが、天王星では HCN と CO が発見されていない。CO と N₂ (HCN を生成する) は対流の追跡子となっているので、両惑星の内部熱フラックスに違いがあることが推測される。天王星の内部熱フラックスは非常に小さいので対流が抑制されており、非平衡成分の上昇も妨げられている。しかし、海王星の内部熱フラックスは天王星の 10 倍以上もあり、対流の抑制は起こっていない (cf : Hubbard et al.1995)。海王星の対流圏に N₂ が多量に存在し、天王星には存在しないとすれば、予想される両

惑星の He 量は等しくなる。天王星に N_2 が存在しないという仮定は、天王星に HCN が存在しないことと一致し、 NH_3 が太陽組成量と等しい、もしくはそれ以上存在する証拠にもなる。

B.7 節では、海王星と天王星で観測された成分比と同位体比の推測が惑星形成論に基づいて述べられている。海王星と天王星の大気中では、質量の重い成分が太陽組成量よりも多く存在していることがわかっている。惑星形成の過程において、質量の重い成分による化学反応が H_2 を減らしたのかどうか、という疑問がある。多くの研究者によって、太陽組成の He/H_2 よりも両惑星の He/H_2 の方が増大していることについて議論がなされている。このような増大が起こっているとすれば、C の増大とも関係があるはずである。この節では、 CH_4 の観測結果から、海王星と天王星の He 量の違いを予測することができるかどうか、についても述べている。観測された D の増大は、氷や有機体が惑星形成の際に内部の核で形成されたり大気中に落ち込んで、生れつき存在していたことを示している。D の増大が、原始太陽系星雲で起こっていたのか、もしくは太陽系が形成される前に恒星間で起こっていたのかを決めることは重要である。

B.2 温度構造

温度構造を知ることは、大気中のエネルギー、力学、化学的性質、雲の特性を理解する上で重要である。現在では、海王星の大気上部から数 bar の深さまでの情報が、かなり理解されてきている。この節では、成層圏下部から対流圏上部（約 2bar の高度）までの温度構造について述べている。より上空の温度構造については C.2 章で述べられている。

B.2.1 温度の鉛直構造

A. 地球からの観測

150cm^{-1} から 600cm^{-1} の範囲における、海王星からの熱放射スペクトルの観測によって、対流圏上部と成層圏下部の温度構造を得ることができる。このスペクトル範囲は、主に $H_2 - H_2$ と $H_2 - He$ の衝突誘起吸収によって支配されている。 CH_4 や N_2 による影響は、B.5.1 節で述べられている。各成分の混合比がわかっていれば、大気の不透明度を計算することができ、赤外スペクトル観測から、圧力高度の関数として温度が求まる。この手法は、地球上の観測所と Kuiper 浮揚観測所でのスペクトル観測に適用されている。このような観測では、惑星を空間的に分析することができないので、地球に面した半球表面の放射を平均して観測することになる。しかし、このようにして得られた温度分布は、温度と放射の関係が非線型であるために、半球の平均気温を示すとは限らない。すなわち、暖域はより強調されてしまうのである。関連したスペクトル観測は過去 20 年

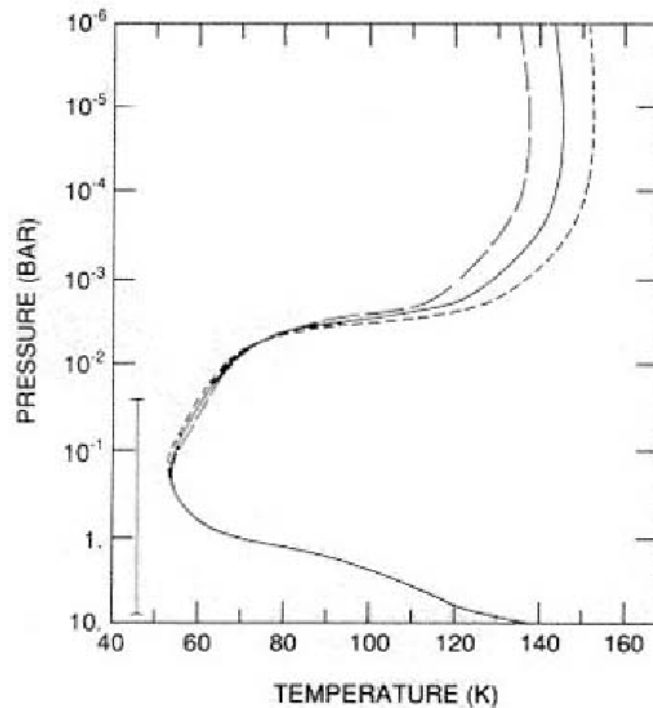


図 19: 地球からのスペクトル観測による海王星の鉛直温度構造 ($17\mu\text{m} \sim 3\text{mm}$)。スペクトル観測によって直接得られた結果の範囲は、左下の縦線によって示されている。50mbar より上部は、Appleby(1986) の放射対流平衡モデルが使われている。8bar より下部は、上部からの断熱外挿法が使われている。(Orton et al.1987b)

の間に行われてきた (Morrison and Cruikshank 1973; Hildebrand et al.1985; Moseley et al.1985; Orton et al.1986,1987a,b)。Hildebrand et al. (1985) \ Moseley et al. (1985) \ Orton et al. (1986,1987a,b) による観測結果から得られた温度分布が図 19 である。観測から得られた温度構造は約 50mbar から 8bar までの範囲である。50mbar よりも低い圧力での温度構造は、Appleby(1986) の放射対流平衡モデルを観測結果に合う様に摂動させることで得られたものである。これにより、温度構造は「温度の高い結果」、「温度の低い結果」、「両者の平均」の三つが図示されている。このモデルでは、海王星に Voyager が接近するのに先だって、He のモル分率は 0.15 とし、 H_2 の ortho-para 比は熱平衡値を用いている。衝突誘起吸収は計算値に基づいている。図 19 の温度分布から計算された合成スペクトルは、図 20 で観測スペクトルと比較されている。地球からの赤外観測で一番の問題となるのは、観測機器の較正を確定することである。個々のデータが集められても、そのデータの較正が一致しなくてはならない。最近では、火星での観測結果が熱放射計の較正に使われている。以前までは、Wright(1976) と Wright and Odenwald(1980) によって展開された火星モデルが使われたが、Orton らは解析に Moseley and Glaccum

(未出版)が観測したスペクトルのデータを組み込んで、天王星での観測に使われた熱放射計の較正と類似した、新しい火星の熱放射モデルを使ってデータを修正した (Conrath et al.1991a)。

B. Voyager 2 による観測

Voyager 2 による観測から、海王星の温度構造は空間的に解明することが出来る。この観測結果は、Radio Science Subsystem(RSS)による電波掩蔽観測と赤外分光計(IRIS)による熱放射観測に基づいている。RSSは2地点での解像度が高い温度構造を得ることができ、IRISは他地点での解像度が低い温度構造を得ることが出来る。

電波掩蔽観測は、衛星の電波が惑星大気を通過して地球に送られたものを観測する。この観測からは大気の屈折度分布が得られる。もし大気組成がわかっているならば、平均分子量や屈折度を考慮することで温度と圧力の関係がわかる。Voyager 2による海王星の掩蔽観測からは、およそ 61°N (ingress)¹⁹と 42°S (egress)²⁰での高解像度温度分布を得ることが出来た (Tyler et al.1989; Lindal et al.1990; Lindal 1992)。Lindal(1992)によって得られた温度構造が図21に示されている。0.7mbarより上の高度では、 H_2 と He が大気の屈折率に大きな影響を及ぼしている。 He/H_2 のモル分率比は、B.5節でも述べるようにRSSとIRISの観測結果 (Conrath et al.1991c)に基づいて、19/81が使われた。1.9bar付近の高度では屈折率が小さくなった。これは、 CH_4 のモル分率が高度とともに急激に減少している層だと考えられており、 CH_4 が凝結してもやを生成していると解釈されている。図21から、 CH_4 の相対湿度²¹は、もやの層より上部で15%、下部では25%だと推定されている。もやの層より下部で相対湿度が25%だとすれば、 CH_4 のモル分率は2%となる。しかし、大気下部でのモル分率は東西風や雲の回転周期によって影響を受ける。Lindal(1992)は、こういったことを踏まえて詳細に CH_4 のモル分率について述べている。

対流圏上部では、性質上のことはともかく、全体的な鉛直温度構造がAppleby(1986)の放射対流平衡モデルに基づいて理解されている。約1barより下部の高度では、 CH_4 が凝結している高度を除いて、“ H_2 のortho-para比が固定された断熱減率”となっている。このことから、対流圏上部はエネルギー鉛直輸送の重要な中間点となっていることが推測される。“ H_2 のortho-para比が固定された断熱減率”というのは、ortho-para比が局所的な熱力学平衡にあることを示しているが、para H_2 の平衡時間はエネルギー鉛直輸送時間に比べて長い (Trafton 1967; Wallance 1980; Massie and Hunten 1982; Conrath and Gierasch 1984)。このような減率は、大気の鉛直スケールハイトに比べて非常に薄い層で対流が発生しているためである。層を成す対流の源は、分子量が層状に積み重なったり運動エネルギーが堆積したことで、波砕や局所不安定が生じたためである。このような対流は、Gierasch and Conrath(1987)によって天王星に適用されて詳細に議論されて

¹⁹衛星が掩蔽した際に、電波が惑星に突入する場所

²⁰衛星が掩蔽した際に、電波が惑星から脱出する場所

²¹ CH_4 の分圧 / 飽和蒸気圧の比

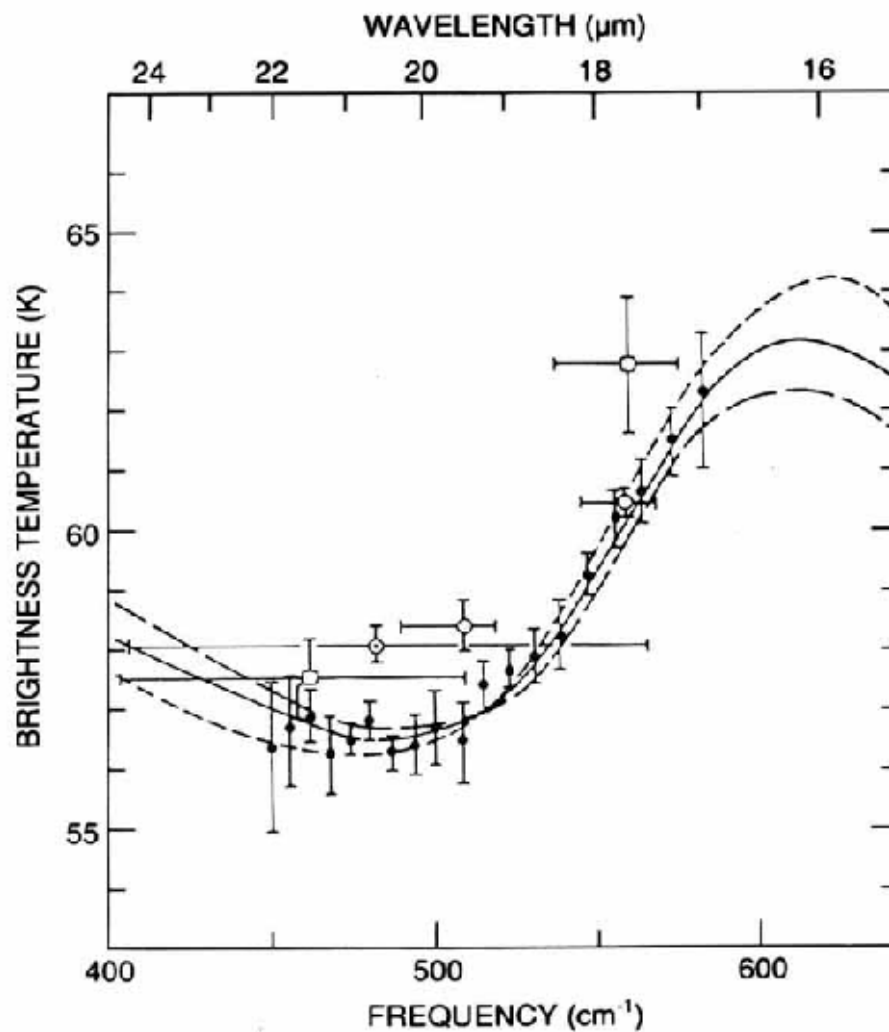


図 20: 図 19 の温度構造を得るために使われた観測スペクトル値。黒丸は、Orton et al.(1987b) が観測したスペクトルを表す。水平方向に帯域幅を持ったデータは、それぞれ白丸が Tokunaga et al.(1983)、正方形が Gillett and Rieke(1977)、点丸が Orton et al.(1986) の観測したスペクトルである。(Orton et al.1987b)

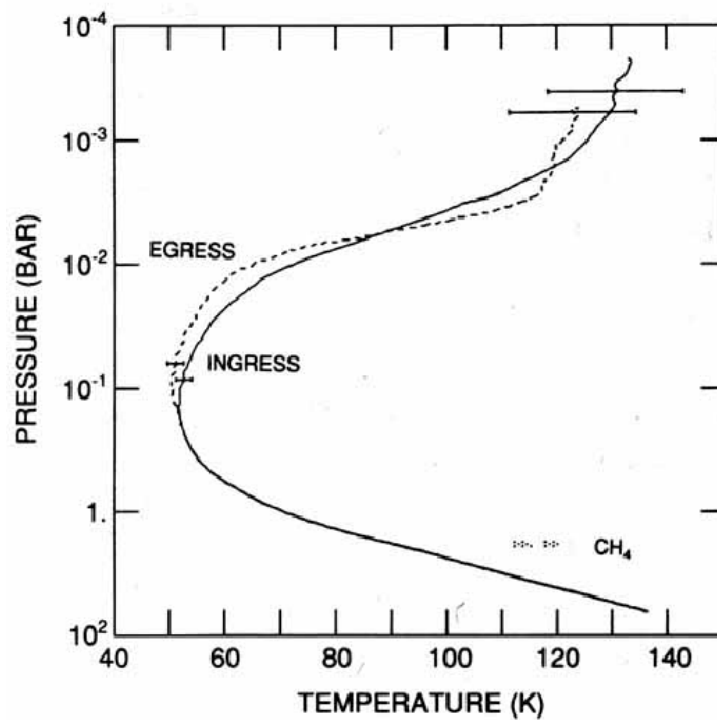


図 21: Voyager 2 の電波掩蔽観測から得られた海王星の温度構造。衛星の掩蔽が惑星に突入した緯度はおよそ 61°N (ingress) であり、脱出した緯度はおよそ 42°S (egress) である。He/H₂ のモル分率比は 19/81 と推定され、1.9bar 付近の高度では CH₄ が凝結していると考えられている。(Lindal 1992)

いるが、海王星でも適用できるに違いない。成層圏の温度逆転層は、成層圏に熱源が存在することを示唆している。考えられる原因は、大気中の分子による太陽エネルギーの吸収か、エネルギーの力学的再分配である。主な吸収体となるのは CH_4 であり、 C_2H_2 や C_2H_6 等の影響も少しばかり考えられる。放射対流平衡モデルの中でこの逆転層を表現するには、このような吸収体の影響と、成層圏での CH_4 量を考えなくてはならない (Appleby 1986)。Voyager 2 の紫外スペクトル観測からは (Bishop et al.1992)、成層圏の CH_4 量がそれまで考えられていた量よりも少ないことがわかったが (B.5 節参照)、対流圏界面の低温場ではこの CH_4 量だと多いので、分子による強吸収や力学的なエネルギー輸送を考えなくてはならない。

B.2.2 温度の水平構造

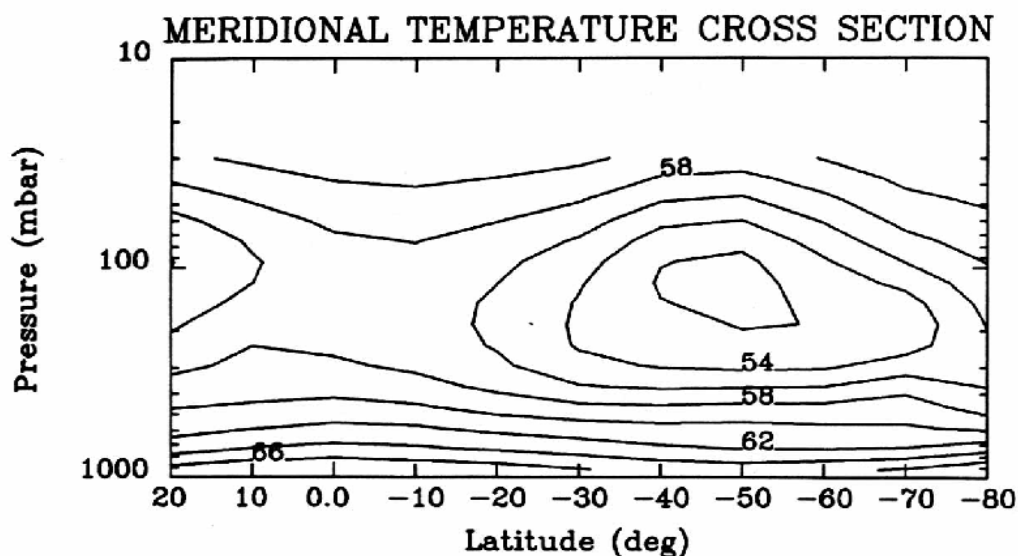


図 22: Voyager 2 の IRIS 観測から得られた東西平均温度構造。等値線は絶対温度 (K) を示している。この図は、東西平均された個々のスペクトルを結合して構成されている。(Conrath et al.1991b)

図 21 の ingress と egress を比較すると、水平方向に温度勾配が存在する²²ことがわかる。Voyager 2 の IRIS 観測から、水平方向の温度構造が解明された²³。対流圏上部と成

²²対流圏界面や成層圏下部を見ると両データに温度差があることがわかる。

²³ $200\text{cm}^{-1} \sim 400\text{cm}^{-1}$ の観測。B.2.1 節でも述べたように、この範囲では H_2 の衝突誘起吸収の影響が大きく、およそ $50\text{mbar} \sim 1\text{bar}$ の高度の温度構造が解明されている。(図 32 と図 35 参照)

層圏下部で東西平均した温度変動は、Voyager 2 による全球的な南北連続観測²⁴で得られたデータから、Conrath et al.(1991b) によって研究されている。スペクトルは 20° ごとに平均し、その値を中心となる 10° ごとにプロットしている。 $H_2 - H_2$ 衝突誘起吸収と $H_2 - He$ 衝突誘起吸収のみを考慮し、 He/H_2 は 19/81 を利用する (B.5 節参照)。大気の不透明度は後で考慮される。このようにして得られた経度方向の温度分布が図 22 に示されている。一番の特徴は、対流圏界面と成層圏下部の中緯度に温度の最小値が存在し、水平方向に温度勾配が見られることである。残念ながら、 $20^\circ N$ よりも北側のデータが得られなかったために温度構造が解析されていないが、おそらく北半球にも同様な温度の最小値が存在すると推測されている。 $42^\circ S$ (電波掩蔽観測の egress 地点) 付近は、ちょうど対流圏界面の最小値に近いことがわかる。さらに下部でも若干の温度勾配が見られるが、これは大気の不透明度源の存在が原因となっているのであろう。

緯度方向の温度変動の調査も、全球的な南北連続観測によって得られている (Conrath et al.1991a,b; Flasar and Conrath 1992)。この時、平均値を取るのではなく、個々のスペクトルについて解析しなければならない。というのも、IRIS 観測は鉛直方向の温度構造を得るのに十分な s/n 比²⁵ではないため、異なった解析方法が必要となるからである。 $200\text{cm}^{-1} \sim 275\text{cm}^{-1}$ と $275\text{cm}^{-1} \sim 400\text{cm}^{-1}$ での放射輝度は、それぞれ 600mbar と 150mbar 付近の薄い層の温度を評価するのに使われる。これらの層からは、観測による誤差や気象学的な誤差とは明らかに異なった、重要な波動構造は発見されていない。例外としては、大黒斑 (Great Dark Spot : GDS) 付近の緯度帯に波動構造が確認されている。観測では波数や位相速度を区別してはいないので、様々な仮説が確立してしまっている。この波動は、予想に反して、GDS とともに運動しているのではない。Flasar and Conrath(1992) は、この波動が波数 5 のロスビー波で、位相速度が GDS に対して西方におよそ 90m/s だと考えれば適合するとしている。(cf : Ingersoll et al.1995)

B.2.3 温度構造から推測される運動

温度構造の力学的な推測はこの節で簡単に紹介される。対流圏の気象学的な運動については Ingersoll et al.(1995) が述べている。経度方向の横断面 (図 22) と放射対流平衡モデルとの比較からは、平均的な子午面循環を解明する手がかりが得られる。Wallace(1984) は、海王星の有効温度を緯度と季節の関数として計算するために、放射対流平衡モデルを利用した。このモデルからは、内部が断熱的だとすれば 19.5bar での気温は緯度とは無関係だということが推定された。これにより有効温度は、中緯度に最小値の兆候はなかったものの、緯度方向に最大で 1K 以内の変動があることがわかった。このことから、ある緯度の温度は放射平衡と無関係で、力学的なプロセスによってエネルギーの再分配が起こっていることが示された。Conrath et al.(1991b) は、対流圏界面と成層圏下部での断熱冷却に伴って起こる中緯度の上昇流と、断熱過熱に伴って起こる赤道・極の下降

²⁴惑星が自転を 1 回強する間に、衛星が子午線に沿って南北を繰り返し探査する観測

²⁵signal/noise 比

流を仮定すれば、この温度構造が説明できるとした。この仮説は、東西対称で線形な放射力学モデルを使って量的に考えられた。東西方向の風は、Voyager 2 の画像から解析された雲頂の動きから求められ (Smith et al.1989; Limaye and Sromovsky 1991)、大気下部の境界条件として使われた。運動量減衰時間は、モデルから導き出された温度が観測値とあうように調整された。このモデルの温度と観測値が適合したのは、運動量減衰時間と放射緩和時間が一致した時であり、木星・土星・天王星でも同様の結果が得られた (Conrath et al.1990)。東西対称の運動が経度方向に惑星を 1 周する時間は約 10^9 秒であり、とてもゆっくりとエネルギーの輸送が起こっていることになる。しかし、エネルギー輸送は局地的で小規模な運動によって増進される。

対流圏下部の力学的なプロセスはマイクロ波観測から解析される。天王星の高解像度画像が過去数十年に渡って発表された (Jaffe et al. 1984; de Pater et al.1989; Hofstadter and Muhleman 1989)。これらの画像は、天王星が赤道よりも極の方が暖かいことを表しており、低緯度では上昇流、高緯度や極付近では下降流が発生していることを示している。鉛直方向の運動はおよそ 40bar の高度まで広がっており (de Pater et al.1989,1991; Hofstadter et al.1990)、Flasar et al.(1987) による Voyager の IRIS データを利用した経度方向の対流モデルと一致する。Hofstadter(1993) は VLA²⁶ を使って 3.6cm と 6cm の波長で海王星を撮影した (B.4.7 節と図 31 参照)。天王星では、赤道付近の輝度温度が極付近よりも低くなっている。このことから海王星と天王星では、対流圏界面から対流圏下方に向けて、同じような経度方向の循環が存在することがわかる。

B.3 太陽組成と木星型惑星の組成比較

惑星大気の化学組成を研究する際には、太陽の化学組成や隕石の化学組成、元素合成論から推測される組成と比較するのが一般的である。これらの組成値は、太陽系全体を形成した原始太陽系星雲ガスの組成値を示すように較正が行われる。

1989 年より以前まで、一般的に太陽組成値は Cameron(1982) や Anders and Ebihara(1982) が導出した値を参考とした。1982 年より以前までは、Cameron(1973) が導出した値を参考とした。この論文では Anders and Grevesse(1989) の太陽組成値を利用する。しかし C については、太陽の光球観測に基づいて正確に決定された Grevesse et al.(1991) の値を利用する。以下で他の太陽組成値を利用した場合は、その都度述べている。

この太陽組成比がよく曖昧になってしまうのは、惑星の化学組成量が H や H₂ に関する混合比で表されたり、化学組成のモル分率²⁷で表されるためである。モル分率で表される場合、太陽組成との比較には H₂/(H₂ + He) を掛ける必要がある²⁸。C、N、O、S の太陽組成 X/H 比は表 4 に示されており、X にはそれぞれ C、N、O、S が入る。これら

²⁶Very Large Array : 電波望遠鏡

²⁷(組成の分圧 / 全圧) の比

²⁸分母が H₂ + He となっているのは、木星型惑星の主成分が H₂ と He からなるため。

の成分が主に CH_4 、 NH_3 、 H_2O 、 H_2S を生成するとすれば、木星型惑星の大気中に存在するこれらの分子と H_2 との太陽組成混合比を比べるには、太陽組成 X/H 比を 2 倍すれば良い。これらの分子のモル分率求めるには、太陽組成 X/H 比に木星は 0.9、土星は 0.97、天王星は 0.85、海王星は 0.85 を掛ければ良い。

表 4: H に関する太陽組成混合比。単位は全て 10^{-4} 。{ C/H 比以外は Anders and Grevesse(1989); C/H 比は Grevesse et al.(1991)}

Element	X/H
C	3.98
N	1.12
O	8.53
S	0.185

Anders and Grevesse(1989) が得た C/H 比は 3.58×10^{-4} である。すなわち、表 4 の値より 1.11 倍少ない値となる。Cameron(1982) が得た値は、表 4 の値に上からそれぞれ 1.05、0.78、0.81、1.02 を掛けたものとなる。Anders and Ebihara(1982) が得た値は同様に、1.1、0.81、0.87、1.02 を掛けたものとなる。

この論文では太陽組成 C/N 比が、天王星と海王星で観測された CH_4 と NH_3 の値を比較するのに使われる。天王星と海王星では CH_4 が太陽組成よりも豊富に存在し、 NH_3 は太陽組成よりも欠乏しているという観測結果にもかかわらず、天王星と海王星で基となっている仮説は、C も N も太陽組成より豊富に存在しているということである。この仮説の妥当性を検証するのは価値のあることである。太陽系の外側に存在する他の惑星などの C と N の量を比較することは、この検証の手がかりを与えることになるだろう。

木星では Voyager の赤外観測から、 CH_4 が太陽組成 C/H 比に比べて 2.7 倍も多く存在することが示された (Gautier et al.1982; Gautier and Owen 1983)。同様に、 NH_3 は太陽組成 N/H 比に比べて 2.2 ~ 2.4 倍も多く存在することが示された (Lellouch et al.1989; Carlson et al.1992)。地球からのマイクロ波観測 (de Pater and Massie 1985) では、これらよりもいくらか小さい値となったが、この観測は少々精度が悪いものである。誤差の範囲内において、木星では C も N も太陽組成より多く存在するだろう。土星は、観測誤差が大きいためにあまりはっきりとはわからない。 CH_4 は太陽組成 C/H 比に比べて 2 ~ 7 倍 (Buriez and de Bergh 1981; Courtin et al.1984)、 NH_3 は太陽組成 N/H 比に比べて 2 倍かそれ以上だと考えられている (de Pater and Massie 1985; Briggs and Sackett 1989; Grossman 1989)。この観測誤差を考えると、土星の C/N 比は太陽組成よりも大きいとは言えず、かと言って小さいとも言えない。天王星と海王星の核は主に氷で構成されているため、彗星の氷核に含まれる C/N 比が参考となる。しかし、Halley 彗星の観測はかなり不正確なものである。表 4 から求められる太陽組成 C/N 比は 3.6 であるが、Geiss and Reeves(1972) は Halley 彗星の C/N 比を 20 とし、Delsemme(1988) は同様に 6、Jessberger et al.(1988) は 3.9、Wyckoff et al.(1991) は 6.5 としている。しかも、これ

らの値は中央値なので誤差はかなり大きくなっていることに加え、dust/gas 比に依存するという側面もある。またこのような結果から、太陽系の外層では N が消費していると言えるかもしれない。以上まとめると、仮にも現在では、天王星と海王星の C/N 比は太陽組成 C/N 比の 1~2 倍だというのが受け入れられそうである（今後正確な彗星の観測が行われれば、状況は一変するかもしれない）。言いかえると、観測された C の増大（少なくとも 30 倍；B.5 節参照）を考えれば、海王星の N/H 比は太陽組成 N/H 比に比べて 15 倍でなければならない。マイクロ波観測からは、海王星の N の大部分が NH₃ の生成には使われていないことが示唆されている（B.4 節と B.5 節参照）。

B.4 下層大気：マイクロ波観測による化学組成の解析

大気下部の化学組成は、海王星の内部モデルに重要な制約を据え、海王星の形成や大気の起源を知る手がかりを与える。大気下部の構造を知るためにマイクロ波の遠隔観測をすることで、化学組成や揮発性物質の量を推定することができる。このような観測から、海王星大気の数 bar ~ 100bar ぐらいまでの高度が解明される。

初期の電波観測は、1966 年に Kellermann and Pauliny-Toth(1966) によって 1.9cm の波長で行われた。その後 15 年くらいの歳月を経て、数々の放射スペクトルを観測したデータが集められ、大気モデルが計算された。このモデルから、天王星と同様に海王星の大気組成も、太陽組成と同じと考えて計算された大気モデルより、センチメートル波長帯の輝度温度が高いことが明らかになった (Gulkis et al.1978; de Pater and Massie 1985)。de Pater らは、海王星の観測結果を修正しようと Very Large Array(VLA) を利用して観測を行った (de Pater and Richmond 1989; de Pater et al.1991)。Hildebrand et al.(1985) と Orton et al.(1986) はミリメートル波長以下のスペクトルで観測を行った。最近では、Hofstadter(1993) が 3.6cm と 6.1cm の波長で観測を行った。これらから得られた組成スペクトルが図 23 で示されており、黒丸は VLA 観測、×印はその他の観測結果である。

B.4.1 スペクトル観測の解析

惑星の放射スペクトルは、観測スペクトルと局所熱力学平衡を仮定した放射伝達方程式を積分することによって得られた合成スペクトルを比較することで解析される (de Pater and Massie[1985]) :

$$B_\nu(T_D) = \int_0^\infty B_\nu(T) e^{-\tau} d\tau \quad (2.1)$$

ここで、 $B_\nu(T_D)$ は輝度、 T_D は輝度温度、 $B_\nu(T)$ は高度 z 、温度 T でのプランク関数、 τ は光学的深さ（厚さ）²⁹を表す。

²⁹ τ は、振動数 ν 高度 z での全吸収係数を積分したものであるから、実際には $\tau_\nu(z)$ と表される。

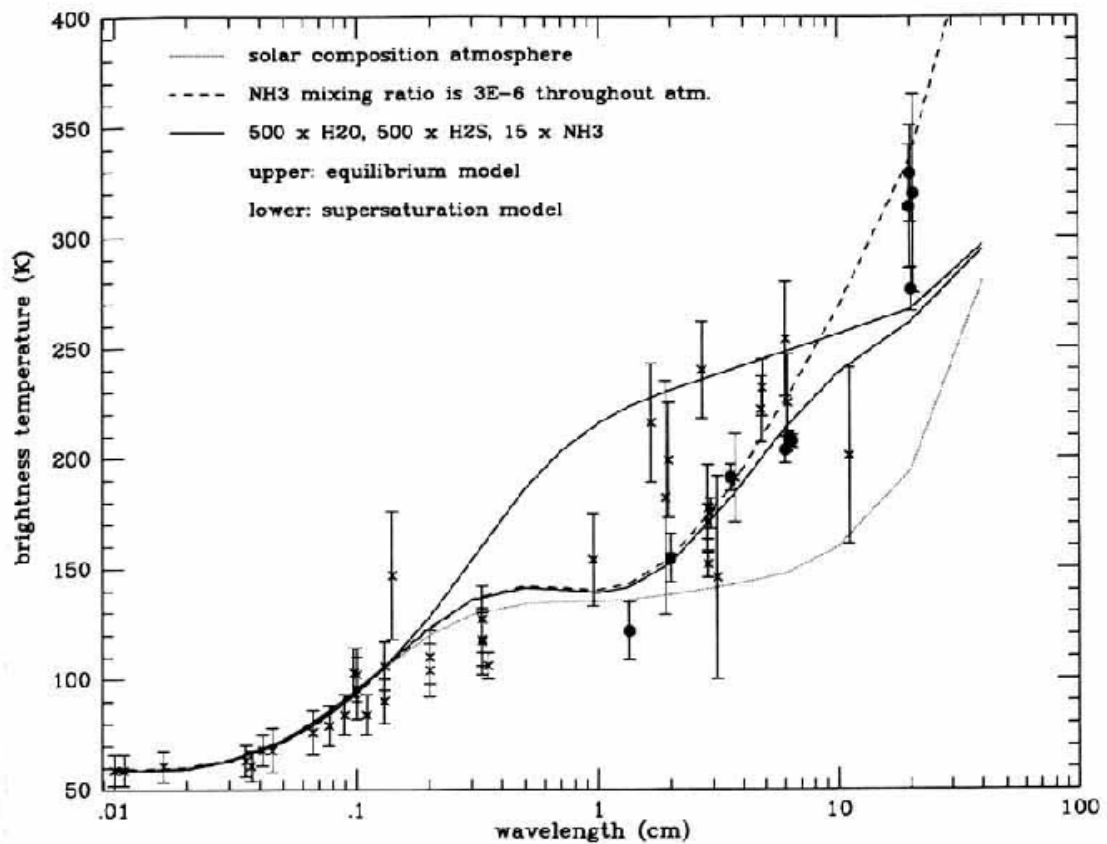


図 23: 海王星の観測スペクトルと、 $\text{H}_2\text{O} \cdot \text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{S}$ が太陽組成よりも増大していると仮定した大気モデルによって計算された合成スペクトルの比較。 H_2S の気体や雲による不透明度は考慮されていない。黒丸で図示された Very Large Array (VLA) による観測は、較正が行われているものである。(Romani et al.1989)

過去数十年の間に多くの研究者が、複雑な放射伝達の規約を進歩させた (Berge and Gulkis 1976; Gulkis et al.1978; Marten et al.1980; de Pater and Massie 1985; Hofstadter and Muhleman 1989; Briggs and Sackett 1989 Grossman 1989; de Pater et al.1989,1991)。初期のモデルでは、惑星の放射スペクトルは NH_3 と H_2O の鉛直方向の寄与のみを考えて計算された。この時、各成分が凝結する高度までは混合比を一定とし、それより上では飽和混合比となると仮定している。その後、様々な惑星のデータが集められると、 NH_3 の混合比が高度とともに大きく違ってくるのがわかった (de Pater and Massie 1985)。このことから、 NH_3 は NH_3 - ice 雲を生成するのではなく、凝結したり他の雲に溶解したりするのではないかと考えられるようになった。

Lewis(1969) は、 NH_3 - gas と H_2S - gas が反応の平衡定数を上回ると、230K ~ 250K

で $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ を生成すると考えた。この時、太陽組成 N/S 比は 6 (表 4 より) であるので、この組成に近い惑星では対流圏下部で $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 生成のために $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ が消費していると予想された。この仮説は木星と土星には当てはめられるだろう。というのも、木星の H_2S の上限が太陽組成 S/C 比よりも小さいことや、木星と土星の $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲を生成する高度³⁰よりも上部で、 NH_3 が太陽組成に比べて少なくなっているためである (de Pater 1990)。一方で $\text{NH}_3 - \text{gas}$ は、木星と土星の対流圏上部からは消費しておらず、N/S 比は太陽組成 N/S 比と近い、もしくはそれ以上の値となっている。しかし、天王星と海王星は上で述べたことが根本的に異なっている。Gulkis et al.(1978) は、 $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲を生成する高度よりも上部で NH_3 がかなり消費しているために、天王星の輝度温度が高くなっていると指摘した。このことから、N/S 比を 1 以下とし、 $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲より上部に $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ が存在すると推測した。 $\text{NH}_3 - \text{gas}$ と $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ は、 $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲を生成させたり水に溶解させたりすることで量を変化させることができるので、Briggs and Sackett(1989) と de Pater et al.(1989) は、 $\text{NH}_3 - \text{gas}$ と $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ を定量的に見積もるために、熱化学や微視的物理学を Weidenschilling and Lewis(1973) のモデルに応用した。この詳細や輝度温度の計算については、対流圏の温度構造についての知識が必要となるので B.4.2 節で述べる。雲構造のモデルについては B.4.4 節で述べられている。

B.4.2 温度構造

大気下部の温度構造は未だ解明されていないので、温度構造の解明されている対流圏上部の温度を断熱外挿して考えられる (B.2.1 節参照)。海王星の対流圏下部では、熱が対流によって輸送されているが、天王星は内部熱フラックスが小さいためにこのような対流は起こっていないと考えられている (Wallace 1980; B.6 節参照)。

断熱減率は H_2 や He 、 CH_4 、 N_2 の比熱の加重平均に依存するが、他の成分についてはここでは考えられていない。 H_2 の比熱は、ortho-para 比や ortho と para が平衡状態にある割合に依存する。ここで ortho-para 比は、局所熱力学平衡にあるという仮定のもとで計算されている。しかし B.2.1 節でも述べたように、このような減率は Voyager 2 の電波掩蔽観測の結果とは一致しない。さらに、対流圏上部の温度を下部に向けて断熱外挿すると、実際の温度分布より冷たいものになってしまう。実際に Wallace(1980) が指摘したように、天王星でこの断熱外挿法を用いるとミリメートル波長の観測結果と一致しなくなってしまう。これは海王星にも言えることだろう (de Pater and Mitchell 1993)。一方で、ortho-para 比の平衡が固定された断熱減率 (B.2.1 節参照) を用いればミリメートル波長の観測結果と一致する。

天王星と海王星の対流圏下部では、 CH_4 や NH_3 、 H_2S 、 H_2O は凝結している。それゆえ、凝結が起きている高度では湿潤断熱減率を考慮しなければならない (Atreya and Romani 1985)。このような組成が多量に凝結しているとすれば、その影響も出てくるであろう。この影響とは、気体成分の量が変動すると、大気の不透明度もそれに伴って

³⁰木星で約 2bar、土星で約 5bar

変動し、合成スペクトルが変化することとなる。例えば、 CH_4 はミリメートル波長のスペクトルをほとんど吸収しないが、天王星と海王星のミリメートル波長のスペクトルは、 CH_4 によってかなり影響を受けている (Orton et al. 1986; de Pater and Mitchell 1993)。

マイクロ波スペクトルは温度構造が解明されていないとしても、温度構造や吸収体の分布の解明に手がかりを与える手段となる。放射輝度温度は、ある温度での不透明度を積分した結果である (2.1 式)。ミリメートル波長未満での不透明度源は、主に $\text{H}_2 - \text{He}$ の衝突誘起吸収であり、 H_2/He 比がわかっているならば、放射伝達方程式によって 6bar までの高度の温度構造がスペクトル観測から解析される (B.2 節参照)。センチメートル波長での不透明度源は、 NH_3 や H_2S である (B.4.3 節参照)。6cm 未満の波長の惑星放射の起源は、 NH_3 の混合比が高度とともに急速に減少している領域にある (図 27 参照)。図 27 では、加重関数 WF が圧力の関数として、温度分布、 NH_3 、 H_2O 、 H_2S の混合比とともに記されている。加重関数は次のように定義される。

$$WF = \frac{\partial(e^{-\tau\nu})}{\partial \ln p} \quad (2.2)$$

加重関数とは、ある振動数での惑星放射に高度の影響を加味したものである³¹。6cm 未満の波長での加重関数は、 NH_3 が混合していない高度 (約 35bar までの高度) に極値を持っている。この領域において、 NH_3 の相対湿度が一定で温度が上昇 (下降) するとすれば、不透明度が増加 (減少) し、それを補うようにプランク放射が増加 (減少) するので、結果的には放射輝度はさほど変化しない (2.1 式参照)。よって、この波長域では主に NH_3 の相対湿度と関係があることになる (Killen and Flasar 1992)。この原理は以前に、地球の赤外観測で H_2O の相対湿度を予測するのに使われてきた (Conrath 1969)。しかし海王星では、不透明度源や温度構造についての情報が乏しいため、この原理を利用するのは難しい。したがって海王星では、先にも述べたように温度構造は断熱外挿法によって決められ、吸収体の寄与はマイクロ波観測の結果と一致するように試行錯誤を重ねて改良されている。これを理解するには、不透明度に関する知識が必要となる (B.4.3 節参照)。

B.4.3 不透明度源

de Pater and Mitchell(1993) は、木星型惑星の大気中に存在する様々な不透明度源について研究を行った。彼らは気体や雲の吸収率の正確さや、波長によって吸収率がどのように変化するかについて議論している。ここではその不透明度源についてまとめるが、詳細は de Pater and Mitchell(1993) が述べている。

センチメートル波長の主な不透明度源は、0.75cm と 1.78cm に吸収線を持つ $\text{NH}_3 - \text{gas}$

³¹言いかえると、「ある波長で観測した放射スペクトルが、どこの圧力高度の影響を受けているか」を示したものである。

である。一番吸収線が強いのは 1.28cm 付近である (Poynter and Kakar 1975)。センチメートル波長で観測できるのは、非常に圧力の高い高度 (すなわち下層大気) なので、吸収線の範囲はかなり広範になっており、メートル波長に近い観測領域でも吸収率が大きい。一番の問題点は吸収線の形状であり、それは Berge and Gulkis(1976) によって修正された Ben-Reuven 形式となっている。最近になって Spilker(1990,1993) が、観測された形状とより適合する新しい形式を完成させた。彼は長い波長での $\text{NH}_3 - \text{gas}$ の吸収率はそれまで考えられていたよりも小さいと述べている。

水蒸気はマイクロ波の主となる吸収体として知られている; de Pater and Massie(1985) は天王星の放射スペクトルを観測して水蒸気の影響を実証した。しかし、下層大気では水蒸気が凝結するので、太陽組成より水蒸気量が多いとしてもマイクロ波スペクトルには影響を与えない (図 27 参照)。

de Pater et al.(1991) は、 $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ が 2mm 以下の波長に中心のある吸収線を持ち、天王星と海王星のミリメートル波長に近いセンチメートル波長にも不透明度の影響を与えていることを示した。これは、高圧場での $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ 吸収を研究している DeBoer and Steffes(1994) によって確認されている。彼らは H_2S のセンチメートル波長での不透明度が、Van-Vleck Weisskopf 形式で予想されていた不透明度の 2 倍であると述べている。実際に NH_3 と同様に、 $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ の吸収線の変動は Ben-Reuven 形式でうまく示されている。

ミリメートル波長では、 $\text{H}_2 - \text{gas}$ による衝突誘起吸収が支配的となっている。前にも述べたように、 $\text{CH}_4 - \text{gas}$ による吸収は、ミリメートル波長とセンチメートル波長では無視できる。

雲によるマイクロ波の吸収は、de Pater and Mitchell(1993) によって研究されている。彼らは、6cm よりも長い波長での不透明度が様々な雲によって影響を受け、屈折率や雲の密度・構造に依存していると述べている。 $\text{CH}_4 - \text{ice}$ 雲は、ミリメートル波長での主要な不透明度源となり、 $\text{H}_2\text{S} - \text{ice}$ 雲はセンチメートル波長での不透明度源となる。

B.4.4 雲

Baines et al.(1995) は海王星の雲構造について広範に議論している。ここでは、マイクロ波の放射伝達に影響を与えるような、海王星対流圏下部に存在する雲について記す。このような雲の構造は熱化学モデルから得られ、大気中の化学組成に依存する。B.4.5 節で述べるように化学組成もまた、赤外スペクトルやマイクロ波スペクトルによって推測される。しかし、観測による化学組成の解析が未だ曖昧であるために、海王星の雲構造のモデルは仮説として考えられている。

熱化学平衡状態での雲モデルの研究は、Weidenschilling and Lewis(1973) によって行われている。熱化学平衡状態とは、海王星対流圏で C は主に CH_4 を生成し、N は NH_3 を、O は H_2O を、S は H_2S を生成すると推定したものである (B.3 節参照)。これらの気体はそれぞれ適当な高度で凝結している。

雲構造のモデルは徐々に改良されて来ているが (Atreya and Romani 1985; Carlson et al.1988)、低温場での熱力学的な情報³²や、雲構造を決めるのに必要な力学的な情報³³が不足しているために不正確な部分がある (Atreya 1986)。

図 24 は de Pater et al.(1991) によって提案された雲構造のモデルで、海王星のマイクロ波スペクトルと適合するように調整されている。雲の密度は、地球上の水蒸気雲の断熱減率を使って計算されている (すなわち、雲密度の最大値は、降水による損失がないという仮定に基づいている)。ここで、 CH_4 、 H_2S 、 H_2O が、Cameron(1982) によって推定された太陽組成 C、S、O 量より 30 倍増大し、 NH_3 が太陽組成 N 量と等しい³⁴として計算されている。この雲構造のモデルでは、下層大気の大気が多量に溶解し、 H_2O が太陽組成 O 量より 30 倍増大しているとすれば、溶解している雲の雲底は 450bar 付近に存在する (図 24 の下の破線)。もしこのような増大がさほど起こっていなければ、雲の雲底はこれよりも上部に存在するだろう³⁵。273K(50bar) で水は氷となり、250K(37bar) で $\text{NH}_3 - \text{gas}$ と $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ が反応して $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ を生成する。 $\text{NH}_3 - \text{gas}$ が、温度 215K 以下 (圧力 22bar 以下) で混合比が 6×10^{-7} だと過飽和となる。4bar 付近の高度に $\text{NH}_3 - \text{gas}$ が存在すると、 $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ 雲の中に埋め込まれた $\text{NH}_3 - \text{gas}$ 雲が生成する (図 24 参照)。上部にある雲は $\text{CH}_4 - \text{ice}$ で形成されており、可視波長のスペクトルで観測されている。

地球からの可視スペクトルでは、 $\text{CH}_4 - \text{ice}$ 雲の光学的厚さ τ が 0.05 以下で、ほぼ透明になっている (Hammel et al.1989)。したがって、普通は「 $\text{CH}_4 - \text{ice}$ 雲」ではなく、「 $\text{CH}_4 - \text{ice}$ もや」と考えられている (cf: Baines et al.1995)。この原因は未だ説明されていないが、降水によって多量に CH_4 が損失したのかもしれない。Hammel et al.(1989) が行ったスペクトル観測では、 $\text{CH}_4 - \text{ice}$ もやより下部の 3bar 付近に雲頂を持つ雲の層があることが示された。これは、図 24 と比較すると $\text{H}_2\text{S} - \text{ice}$ 雲かもしれない。この $\text{H}_2\text{S} - \text{ice}$ 雲は、Baines and Smith(1990) の雲モデルでも仮定されているが、Lindal(1992) は Voyager 2 の電波掩蔽観測ではこのような痕跡が見当たらないと述べている (後述)。

海王星での Voyager 2 の電波掩蔽観測では、3.6cm と 13cm の波長の信号が発信され、上空から 6.3bar の高度までの大気を通過して地球で受信された。掩蔽観測は、大気の不透明度と屈折率に対して影響を受けやすい。分子による屈折が海王星大気中の原子や分子とも類似していれば、大気屈折率によって平均分子量や温度構造が解明される (Lindal et al. 1987)。大気屈折率や不透明度が大きく変化するのは、電波が雲底を通過した時である。B.2.1 節でも述べたように、海王星の掩蔽観測では 1.9bar 付近で屈折率が大きく変化した。この高度は雲モデルでは $\text{CH}_4 - \text{ice}$ 雲の雲底と一致するので、この屈折率の変化は $\text{CH}_4 - \text{gas}$ の凝結が原因だと考えられる。海王星の対流圏で H_2S が太陽組成 S 量より 30 倍増大し、 NH_3 が太陽組成 N 量かまたはそれ以下だとすると、 H_2S

³²水蒸気圧や潜熱など

³³対流など

³⁴ NH_3 は B.4.5 節で述べるように、太陽組成 N 量より小さいかもしれない。

³⁵例えば、 H_2O の混合比が太陽組成 O 量と等しいとした時は、雲底が 80bar 付近になる (図 24 の真ん中の破線)。

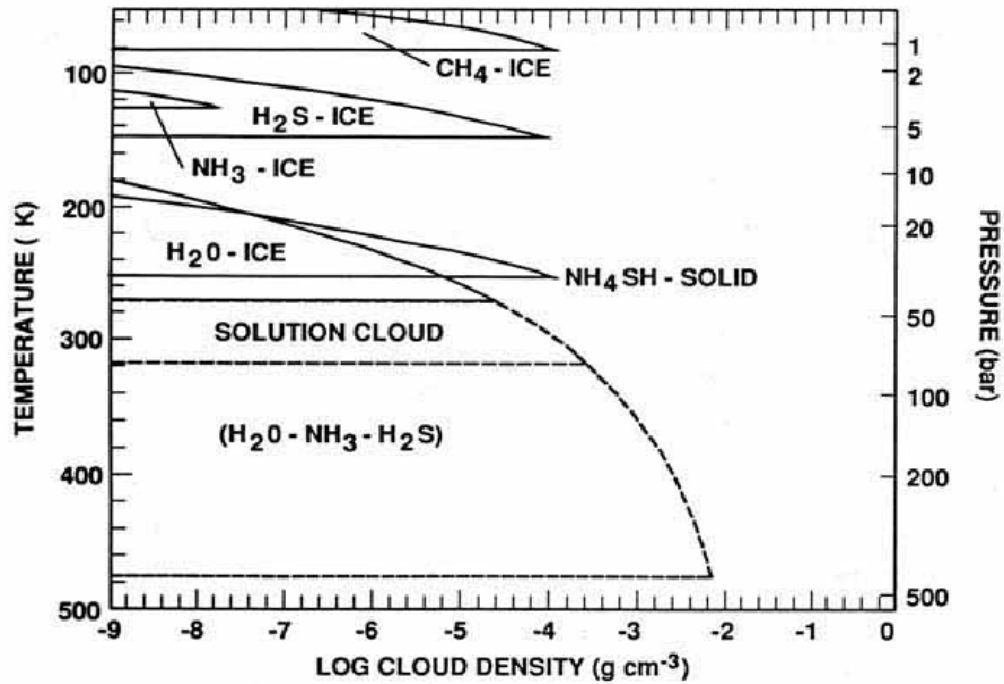


図 24: 海王星大気の雲の高度と密度。破線は雲が溶解していることを示す。CH₄ と H₂S は太陽組成 C、S 量より 30 倍増大しているとし、H₂O は太陽組成 O 量と等しければ真ん中の破線、30 倍増大しているとすれば下の破線になる。H₂S と NH₃ が雲に溶解している量は、NH₄SH – solid 雲を生成する時に消費される量に比べると小さい。NH₄SH – solid 雲の大きさや密度は、これを踏まえて調整されているわけではない。NH₄SH – solid 雲より上で、NH₃ が過飽和となっていたり鉛直方向への急速な混合が起こっていたりすると、NH₃ – ice 雲が生成される。この過飽和となる時の NH₃ の混合比は、215K 以下で 6×10^{-7} と推定されている (NH₃ の混合比は Lindal et al.(1990) によって Voyager 2 の電波掩蔽観測から推定されている)。 (de Pater et al.1991)

雲の雲底は 7bar 付近だと予想される。7bar というのは、Voyager 2 によって観測された最低高度 6.3bar よりも下である (Lindal 1992)。もし $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ が太陽組成 S 量の 30 倍より少ないか、 $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ 雲が生成される高度で過冷却となっていれば、 H_2S の雲底はより高度の高いところに位置するだろう。しかし、仮にも $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ の雲底が 6bar にあったとしても、掩蔽観測から $\text{H}_2\text{S} - \text{ice}$ 雲は検出できないだろう (理由は以下参照)。

$\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲より上では、マイクロ波スペクトルの不透明度源は主に $\text{NH}_3 - \text{gas}$ か $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ である (de Pater et al.1991)。DeBoer and Steffes(1994) は主に $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ が原因だとしているが、これは Lindal(1992) と反した仮説である。雲底の高度や、雲底を横切った時の吸収率の変化の振幅は、 $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ 雲より下部の H_2S 量に左右される。この量が多ければ (例えば太陽組成の 30 倍)、掩蔽観測の最下点高度 (6.3bar) よりも雲底は下部に存在する。逆に少なければ (例えば太陽組成の 10 倍) 雲底は上部に存在するが、雲底を横切った時の不透明度の変化はとても小さくて検出することはできないだろう。

B.4.5 観測スペクトルと合成スペクトルの比較

マイクロ波観測から推測される海王星対流圏下部の化学組成モデルは、Pater らによって議論が進められている。この節では、このようなモデルがどのように改良されていったか、ということも含めて海王星対流圏下部の化学組成について吟味する。最近では de Pater and Mitchell(1993) が、 NH_3 の吸収線形状について Spilker(1993) が導出した形式 (B.4.3 節参照) を用いて、新しい化学組成モデルを作成した。以下ではいくつかのモデルを紹介する。

基となる仮定は、 He/H_2 比が 0.18 で、 H_2O や CH_4 、 NH_3 、 H_2S 、 Ar が Cameron(1982) が導出した太陽組成量よりも多く存在することである。Ne は太陽組成と同程度だとしているが (Anders and Grevese 1989)、温度が 20K より低くなければ Ne-ice としては取り出されないで、N や C などとは違って天王星と海王星では太陽組成よりも多く存在していないとする (Owen 1994)。Cameron(1982) が導出した太陽組成量は、上述の de Pater and Mitchell(1993) も利用している。

図 23 の観測スペクトル (de Pater and Richmond 1989) は、Romani et al.(1989) によって様々な大気モデルから計算された合成スペクトルと比較されている。点線は、海王星の大気組成が太陽組成と同じとした時の合成スペクトルを示している。B.4 節の最初でも述べたように、観測スペクトルは太陽組成と同じとした時の合成スペクトルよりも輝度温度が高くなっており、海王星対流圏の NH_3 混合比が太陽組成 N 量よりもかなり欠乏していることが推測される。実際に観測スペクトルとうまく適合させるには、海王星大気中の NH_3 混合比を 3×10^{-6} とすれば、図 23 の破線の結果が得られる。しかし、惑星大気中の組成が太陽組成よりも少ないというのは惑星形成論と矛盾するので、Romani et al.(1989) は Gulkis et al.(1978) が考えたように、 $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲の生成によって NH_3 が消耗したと説明しようとした。この試みは、天王星で NH_3 が水蒸気雲にほぼ完全に溶解したとする非平衡モデルを考えた Atreya and Romani(1985) とは、異なった考え方

である。

Romani et al.(1989) は $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ 、もしくは $\text{NH}_3 - \text{gas}$ が太陽組成よりも増大していれば、 $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲の形成はより下部で起こると述べている。さらに、下部でも $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ が多量に存在していれば、マイクロ波観測に影響を与える高度で $\text{NH}_3 - \text{gas}$ がかなり消耗するだろうと考えた。このことから、熱化学平衡での合成スペクトルを計算したものが図 23 の上実線である。普通はこのようなモデル計算では不透明度を考慮するが、ここでは $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ による吸収を加味していない。この結果は 20cm 波長よりも短い領域で、明らかに観測スペクトルより輝度温度が高くなっている。そこで Romani et al.(1989) は、 NH_4SH 雲より上で、エアロゾルの不足や鉛直方向の急激な混合により、 NH_3 の混合比が 3×10^{-6} となる過飽和状態を考えた (図 23 の下実線)。これによりセンチメートル波長の短い方の領域が観測スペクトルと一致するようになった。しかし、20cm 波長付近³⁶の輝度温度は観測よりも低くなっているため、 NH_3 が多量に存在することになってしまうが、これを消耗させる化学的な過程はまだよくわかっていない。Romani et al.(1989) は、この領域で観測スペクトルと合成スペクトルを一致させるためには、 NH_3/H_2 比が太陽組成に比べて 60 倍少なくてはならないとしている。

この Romani et al.(1989) の研究に関して、de Pater et al.(1991) は H_2S が多量に存在すれば、 H_2S の吸収線の周辺部でも吸収が起こり、マイクロ波の不透明度に影響を与えることを示した。この周辺部での吸収は吸収線の形状に左右される。 H_2S の吸収線についての情報がなかったために de Pater et al.(1991) は、 H_2S の吸収線の幅を H_2O の吸収線と同じ幅だとし、吸収線の形状を Van-Vleck Weiskopf 形式と類似していると仮定した³⁷。

De Pater et al.(1991) は、センチメートル波長での $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ の不透明度の影響をモデル化した (図 25)。ここでは、 H_2O と NH_3 の混合比を Cameron(1982) の導出した太陽組成と等しいとし、 CH_4 は太陽組成の 30 倍、 H_2S は 5、10、30、100 倍としている。N/S 比は、対流圏上部の $\text{NH}_3 - \text{gas}$ が十分に消費して輝度温度を上昇させるので、太陽組成 N/S 比より 4.6 倍小さいとしている。ここでは、雲による不透明度は無視されている。この図から明らかに、 $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ が増加すると 6cm 以下の波長での不透明度も増加することがわかる。また、これより長い波長領域では、 $\text{NH}_4\text{SH} - \text{solid}$ 雲の形成がより下部の高度で起こるため、図 23 と比較すると輝度温度が少し高くなっている。

Lindal et al.(1990) と Lindal(1992) は Voyager 2 の電波掩蔽観測結果を解析した。彼らは 6.3bar(135K) の高度で、 $\text{NH}_3 - \text{gas}$ の混合比が 5×10^{-7} の時の吸収が、マイクロ波観測の吸収と一致することを発見した。しかし、DeBoer and Steffes(1994) は $\text{H}_2\text{S} - \text{gas}$ のみの影響を考えても、同じ不透明度が得られることを示している。言いかえると Voyager 2 の観測は、 NH_3 が $\text{NH}_3 + \text{H}_2\text{S} \rightarrow \text{NH}_4\text{SH}$ という反応や N_2 の生成によって、対流圏で消費するという仮定を無視しているわけではないので、6bar 付近の高度でのセンチメー

³⁶30 ~ 100bar の領域を観測する

³⁷しかしその後、B.4.3 節でも述べたように、 H_2S の吸収線の形状は Ben-Reuven 形式の方が適合することが、DeBoer and Steffes(1994) によって示されている。

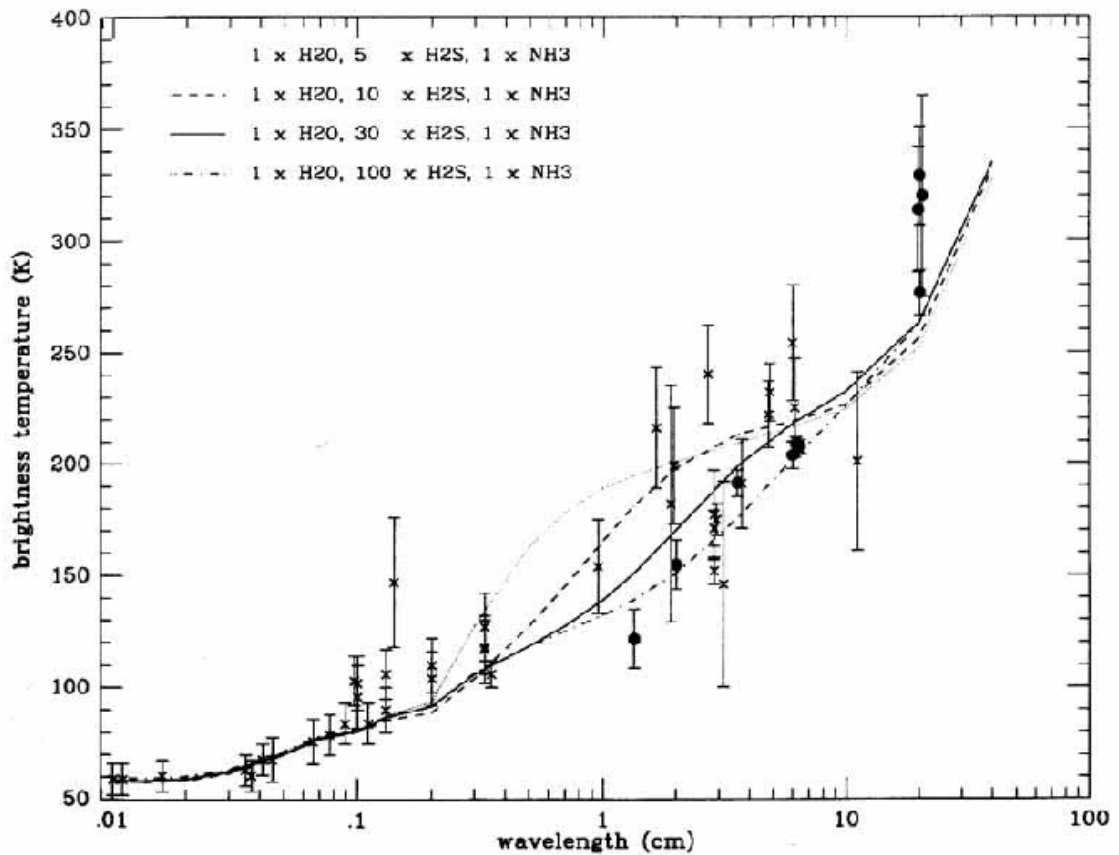


図 25: H_2S - gas の影響を調査するために、 H_2S の量を変化させた各合成スペクトルと、観測スペクトルとの比較。 H_2S - gas 雲を生成する高度より下部では、 H_2S の量は図で示された量と等しく、上部では飽和平衡状態となっている。(de Pater et al.1991)

トル波長の不透明度源は、主に H_2S - gas によるものだと考えることもできる。

図 26(破線) は、de Pater(1993) によって計算された合成スペクトルを示している。これは H_2O 、 CH_4 、 H_2S はそれぞれ太陽組成 O、C、S 量より 30 倍増大し、 NH_3 は太陽組成 N 量と等しいと仮定された大気モデルである。ここでは、 H_2S の吸収線の形状が DeBoer and Steffes(1994) の形式³⁸を使って計算されている。 NH_3 は、 NH_4SH - solid 雲より上部で飽和則に従う。図から、20cm 波長を除く全波長領域で観測結果と一致が見られる。20cm 波長での NH_3 - gas による吸収は、観測結果と一致するように修正されている。 H_2S - gas の吸収線の形状について、Van-Vleck Weisskopf 形式と他の形式を比較することは興味深いことである (de Pater and Mitchell 1993)。de Pater and Mitchell(1993) は、 NH_3 の鉛直分布だけを変えて図 26 の破線と類似した合成スペクトルを得た。この考え方

³⁸B.4.3 節参照

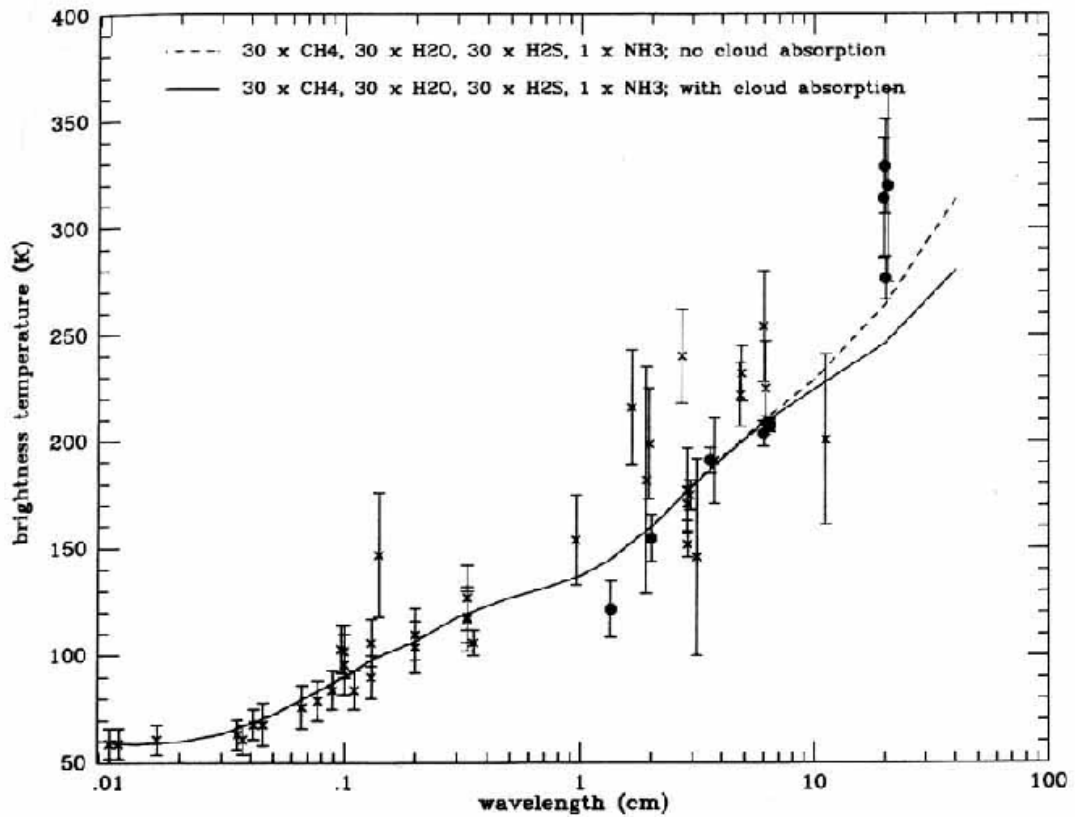


図 26: 合成スペクトルと観測スペクトルの比較。ここで、 NH_3 は雲が生成される高度よりも下で混合比が太陽組成 N 量と等しいとし、 H_2O 、 CH_4 、 H_2S は太陽組成 O、C、S 量より 30 倍増大していると仮定されている。破線は雲の不透明度を加味していない合成スペクトルである。実線は H_2O 雲や NH_4SH - solid 雲の不透明度を加味した合成スペクトルである。 NH_4SH の屈折率は、虚部が $n''=0.05$ と仮定している。 H_2S - gas の吸収は、DeBoer and Steffes(1994) によって定められた形式を使って計算されている。(de Pater 1993)

は、 NH_4SH – solid 雲より上部では、 NH_3 – gas の混合比が飽和則によって 6×10^{-7} となり、 NH_3 が凝結して雲を形成する高度まではこの混合比を保つというものである。実際の鉛直方向の混合比分布が計算されたのが図 27 である。de Pater and Mitchell(1993) が得た合成スペクトルと図 26 の合成スペクトルを比較すると、吸収線の形状が観測結果に大きな影響を与えていることがわかる。DeBoer and Steffes(1994) が観測から得た形状では、海王星対流圏の上部で熱化学平衡値に比べて NH_3 が過飽和となる必要はない。

H_2O 雲や NH_4SH – solid 雲の不透明度を加味した合成スペクトルは図 26 の実線であり、20cm 波長以上の領域で輝度温度が低下している。よって、20cm 波長での不透明度を減少、すなわち、 NH_3 を消耗させなければならない³⁹。

最後に、マイクロ波スペクトルから検出された吸収体の鉛直分布を、正確に見積もることは重要である。図 27 は、B.4.2 節で定義された加重関数が、2cm・6cm・20cm 波長の振動数のときの振幅を示しており、対応する温度分布と H_2O 、 H_2S 、 NH_3 の鉛直分布も図示されている。先にも述べたように、 NH_4SH – solid 雲が生成される高度よりも上部で、 NH_3 が過飽和となっていないようであり、少なくとも過飽和となっている必要もないであろう。図 27 で示されている加重関数は、10cm 波長以下の時は対流圏界面 (100mbar) から 40bar 付近までの範囲に起源を持つ化学組成の情報を示し、20cm 波長の時は 40 ~ 100bar までの範囲に起源を持つ化学組成の情報を示している。

この節で要約された解析から、海王星対流圏の化学組成を正確に決めるのは難しいが、次のことは言えるかもしれない。

1. 約 40bar の高度より上部では、上述のモデルで考えられている以上に NH_3 の混合比が少なくなっている。これには、海王星大気中の S/N 比が太陽組成よりも大きいとすれば、 NH_3 と H_2S の化学反応から NH_4SH が生成されることで NH_3 が消耗する、と考えるのが妥当である。この仮説は地球からのマイクロ波観測結果と一致し、Voyager 2 の電波掩蔽観測結果とも矛盾がない。また可視スペクトルの観測によって、3 ~ 7bar の範囲に H_2S の雲層が確認されている。
2. 海王星大気で未だ H_2S が検出されていないので、「海王星対流圏には H_2S も NH_3 も少量しか存在しない」とする Romani et al.(1989) の仮説は除外するわけにはいかない。この仮説では、 NH_3 が NH_4SH – solid 雲を生成することでは消耗されずに残り、その残った NH_3 が 4.5bar 付近で NH_3 – ice 雲を生成し、それが可視で確認されている、としている。しかしこの考えと、Hammel et al.(1989) や Baines and Smith(1990) によって検出された雲との帳尻を合わせるの難しい。
3. どの雲モデルも、海王星の NH_3 量が太陽組成と等しいと考えると、20cm 波長 (下層大気) での輝度温度が低くなってしまふので、この領域では NH_3 が太陽組成よりも少なくなっている可能性がある。観測された CH_4 量 (B.5 節参照) と比較すると、海王星の C/N 比は太陽組成の少なくとも 30 倍大きいと推定されている。近年のミリメートル波長のスペクトル観測によって、この N の減少を説明できるかもしれ

³⁹この時の N/C 比が太陽組成の 1/30 であれば適合する。

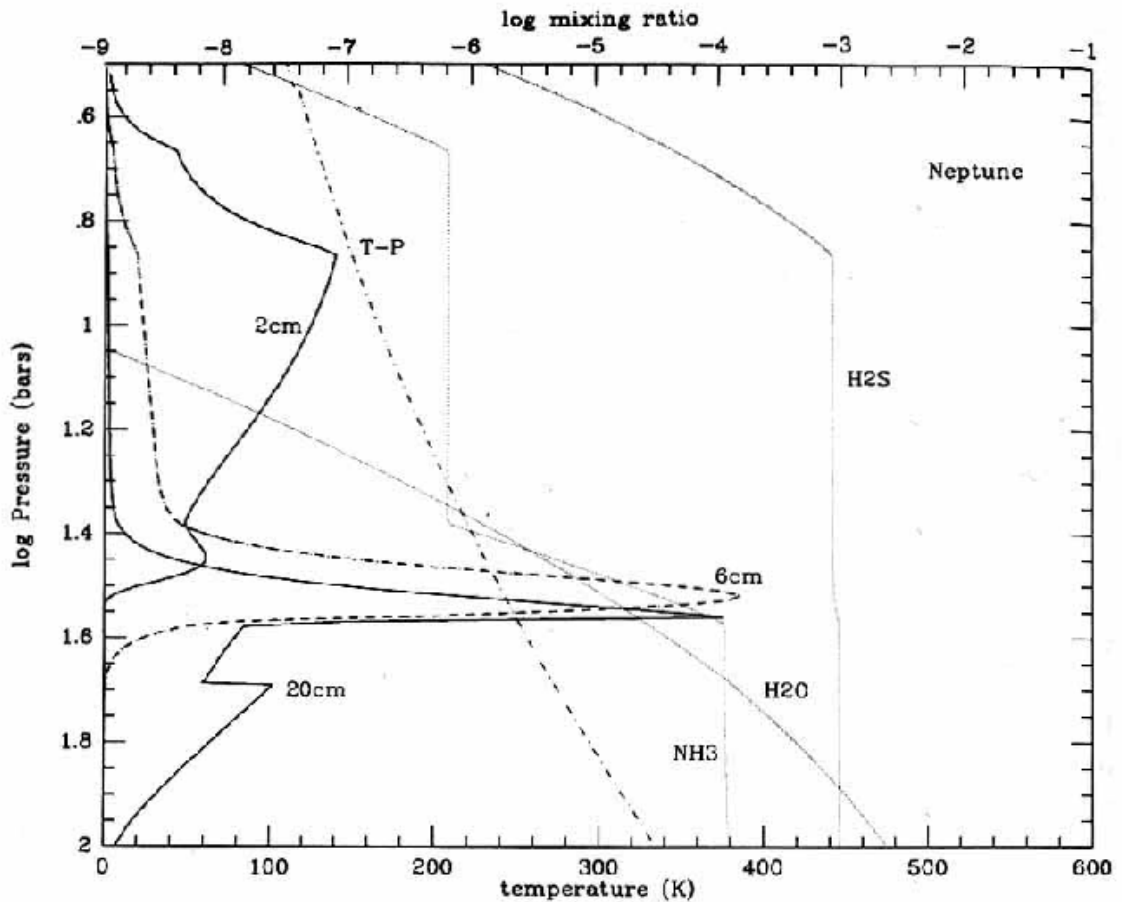


図 27: 2cm(実曲線)、6cm(一点破曲線)、20cm(実曲線) 波長での海王星大気加重関数。加重関数は 2.2 式によって定義され、ここでは相対的な振幅が示されている。また、雲が生成される高度より下部では CH_4 、 H_2O 、 H_2S が太陽組成 C、O、S 量の 30 倍、 NH_3 は太陽組成 N 量と等しいとして計算されている。海王星大気中の H_2O 、 H_2S 、 NH_3 の混合比は点線によって示され、 $p-T$ 分布は一点破線によって示されている。ここで特徴的なのは、 NH_3 混合比が NH_4SH - solid 雲を生成する高度よりも上部で 6×10^{-7} にまで減少し、 NH_3 - ice 雲を生成する高度までその混合比を保つと推定されていることである。(de Pater 1993)

ない。

B.4.6 CO と HCN の検出

前節でも述べたように、 NH_3 - gas は雲が生成される高度よりも下部で太陽組成 N 量よりも少なくなっている可能性がある。しかし、木星型惑星で N が消費しているのは惑星形成論と矛盾している (B.7 節参照)。惑星が形成される際、原始太陽系星雲中の N を放出する粒子が不足していたとしても、最終的には星雲中の気体を放出する粒子を惑星大気に取り込むわけだから、少なくとも N/H 比は太陽組成と等しくなることが予想される。またこのような粒子は、惑星大気中の N/H 比を太陽組成よりも増大させる。

NH_3 - gas の全球的な欠乏は、 NH_3 の他に N_2 が生成されることで多量に N が蓄積されたと考えれば説明がつく。この異例の仮説は、Marten et al.(1991,1993) によって海王星大気中に CO と HCN が検出されたことで考えられるようになった。N 元素が、 NH_3 よりも主に N_2 を生成するのに使われる可能性は以前から考えられていたことだが、Romani et al.(1989) はこれを否定している。Marten et al. が行ったミリメートル波長のスペクトル観測から、345.8GHz で CO の (3-2) 放射線、230.5GHz で CO の (2-1) 放射線、354.5GHz で HCN の (4-3) 放射線を検出した。CO の (3-2) 放射線と HCN の (4-3) 放射線は、それぞれ図 28 と図 29 に示されている。

Marten et al.(1993) は、Hawaii の the James Clerk Maxwell Telescope(JCMT) で 345.8GHz に中心を持つ CO の吸収も検出した。その後、Rosenqvist et al.(1992) が CO の (2-1) 放射線と、265.8GHz で HCN の (3-2) 放射線を検出した。最近では、Guilloteau et al.(1993) が 115GHz で CO の (1-0) 吸収線を検出し、Naylor et al.(1994) が CO の (3-0) 吸収線を検出した。放射線は惑星の成層圏で形成され、吸収線は対流圏に起源を持つので、これらの観測から CO は約 4bar までの対流圏と成層圏に存在し、HCN は成層圏のみに存在することがわかる。観測から、CO のモル分率は 1.2×10^{-6} (誤差 30%) で HCN のモル分率は 1.0×10^{-9} (誤差 30%) であることが示された (Marten et al.1993)。このモル分率値は Rosenqvist et al.(1992) が示した CO のモル分率 6.5×10^{-7} (誤差 55%) と HCN のモル分率 3.0×10^{-10} (誤差 50%) に比べるといくらか大きい。Marten et al.(1993) は彼が示したモル分率を使って、100 ~ 400GHz(0.750 ~ 3mm 波長) の合成スペクトルを計算した (図 30)。

Marten et al.(1993) は CO の生成原理に基づいて、海王星対流圏で N は主に N_2 の生成に使われると述べている (以下参照)。海王星対流圏で多量の CO が検出されたことは、CO が内部起源であることを示唆している。もし、流入した物体から CO が成層圏で生成されるとすれば、CO 量は対流圏で少なくなるので非現実的な値で補充されなければならない (Rosenqvist et al.1992; Moses 1992a)。しかし、観測された CO 量は熱化学モデルによって予想される量の 3 倍多く存在する (Fegley and Prinn 1986; Fegley et al.1991)。この熱化学モデルは天王星で適応された (B.6 節参照) が、下層大気で対流が起こっていると仮定すれば海王星にも適用できる (Guillot et al.1994)。しかし、観測された CO 量と一致させるためには、鉛直方向の混合速度が 10^5 秒 で内部熱フラックスが $10^{32} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ とならなければならない、これは非現実的である。Lodders and Fegley(1993) は、 H_2O が天王星より海王星の方が多く存在し、 CH_4 と H_2O の化学反応によって、海王星では CO が多量に生成されると述べている。彼らは $\frac{H_2O-Neptune}{H_2O-Uranus} = \frac{CO-Neptune}{CO-Uranus}$ だと考え、この比が約 100 (Guillot et al.1994) だと見積もった。天王星と海王星の C/O 比が太陽組成と等しいとすれば、天王星の H_2O は太陽組成の 30 ~ 60 倍となり (B.6 節参照)、海王星の H_2O はけた外れに大きくなるであろう。海王星の C/O 比が太陽組成よりかなり大きいとしても H_2O の増大に変わりない。このことが、天王星より海王星の方に D を増大させる結果となる。CO の観測から、 $CO \rightarrow CH_4$ という反応が下層大気で部分的に抑制されて、化学平衡に到達せずに CO がそれよりも上部で蓄積されると言えるかもしれない。

HCN は、対流圏界面での飽和混合比が成層圏で観測された混合比の 1/20 なので、HCN が内部起源でないならばより複雑となるだろう。HCN は CH_4 と N_2 の光分解反応によって生成される。Rosenqvist et al.(1992) は N が Triton⁴⁰ 起源であるとしているが、Marten et al.(1993) は対流圏下部の N_2 の上昇によるものだと仮定している。 N_2 が上昇すると、成層圏で宇宙線等により分解されて N 原子となる。これによって HCN が生成されるとすれば、海王星の N 量が太陽組成 N 量の 30 倍の時、Fegley and Prinn(1986) のモデルによって予想される N_2 の量は太陽組成の 30 ~ 60 倍 (B.5 節参照) となり、0.7 ~

⁴⁰トリトン：海王星の衛星

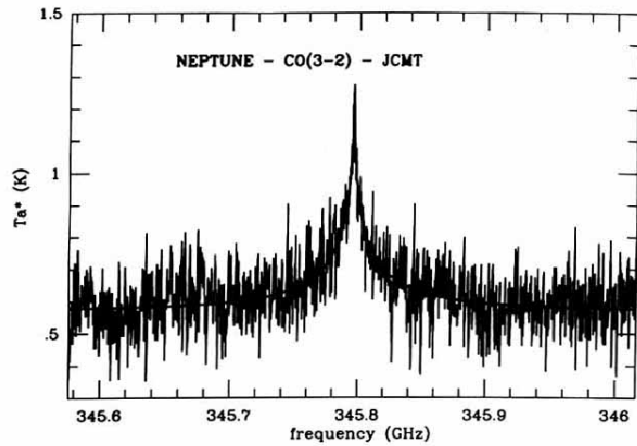


図 28: Hawaii の the James Clerk Maxwell Telescope(JCMT) で観測された、345.8GHz に中心を持つ CO の (3-2) 放射線。比較されている実線は、Bézard et al.(1991) が CO のモル分率を 1.2×10^{-6} として計算した合成スペクトルである。(Marten et al.1993)

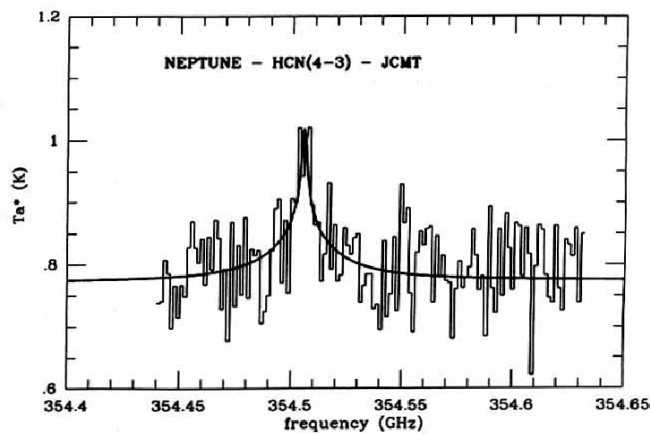


図 29: JCMT で観測された、354.51GHz に中心を持つ HCN の (4-3) 放射線。比較されている実線は、Bézard et al.(1991) が HCN のモル分率を 30mbar より上部の成層圏で 1.0×10^{-9} とし、HCN-gas が凝結する高度より下部では混合比を 0 として計算した合成スペクトルである。(Marten et al.1993)

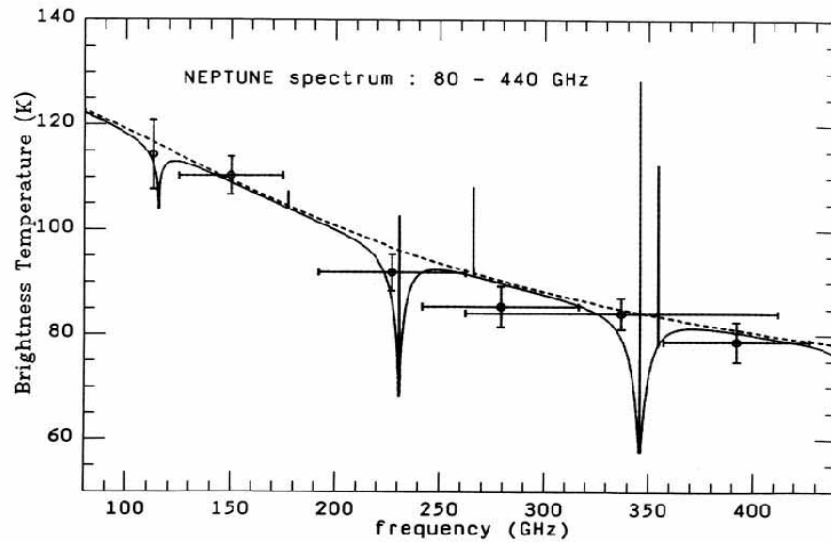


図 30: 図 28 と図 29 の合成スペクトルを計算する際に利用された CO と HCN の鉛直分布と温度分布から計算された 80 ~ 440GHz での放射輝度。H₂ - H₂、H₂ - He、H₂ - CH₄ の衝突誘起吸収や、NH₃ の吸収線枝を考慮したスペクトルは点線で示されている。CO と HCN による不透明度を考慮したスペクトルは実曲線で示されている。HCN は放射のみであるが、CO は中心部での放射と枝での吸収がある。広帯域幅の観測も比較として図示されている。(Marten et al.1993)

$3.5 \times 10^{-5}\%$ となる。しかし、Lellouch et al.(1994) は Moses(1992b) の Galactic Cosmic Ray(GCR) イオン化モデルに基づいて、宇宙線による分解で N 原子が生成される単純なモデルを案出した。このモデルから、N₂ の光分解が低能率であるため、N₂ が成層圏下部に存在しなければならないことが判明した。N₂ 量は、Rosenqvist et al.(1992) の値と適合させるには 0.3% で、Marten et al.(1993) の値と適合させるには 0.6% である。Lellouch et al.(1994) は、N が外部起源であると、観測された HCN 量となるのには不十分であるため、対流圏に多量の N₂ が存在するという仮説が有力だと結論付けている。

CO 量の予測について熱化学モデルの欠点に基づき考察すると、N₂ 量の疑問が解消される。Marten et al.(1993) は下層大気での



という反応 (Haber process) には、鉄や酸化鉄といった触媒が必要であると指摘している。海王星と天王星の内部構造のモデル (Podolack et al.(1991); Hubbard et al.(1995)) では、このような触媒鉱物が惑星内部の核に存在するかもしれない。しかし実際には、Voyager 2 の重力探査から海王星内部の核は純粋な氷で構成されており、鉱物は含まれていない (Hubbard et al.1991)。

Marten et al.(1993) は、海王星のマイクロ波スペクトルで観測された輝度温度の上昇を次のように説明している。Haber process(2.3式) が抑制され、N 元素が NH_3 ではなく N_2 の生成に使われるとすれば、太陽組成 N 量より海王星の N の方が増大することとうまく適合する。こう考えることで、 NH_3 が過飽和となったり、S が異常に存在すると考える必要もない。B.5.1 節で述べるように、このことが海王星と天王星の He 量を類似させる結果ともなっている。

一方で、 N_2 が海王星上層大気に存在するという証拠はない。唯一与えられた制約は、Conrath et al.(1993) による Voyager 2 の IRIS 観測の解析結果から得られた N_2 の上限 (0.6%) だけである (B.5 節参照)。表 4 の太陽組成 N/H 比を用いると、 CH_4 が太陽組成の 30 ~ 60 倍 (B.5 節参照) の時、 N_2 の上限は太陽組成の 26 倍となる。この時、海王星の C/N 比が太陽組成と同じとすれば、対流圏の NH_3 は地球からのマイクロ波観測や Voyager 2 の掩蔽観測結果と合点がいく。また、 NH_3 - ice 雲の生成も発生することになる。

まとめると、「窒素にまつわる仮説」は未だ説明されていないもののおもしろい問題である。対流圏の新しい雲構造モデルが、この仮説と観測結果との一致を証明するために再考されている。それには、 H_2S の検出や、 H_2S の上限が小さい値で決められることが手がかりとなる。

B.4.7 電波画像

海王星の電波画像は、de Pater et al.(1991) と Hofstadter(1993) によって VLA で得られたデータから作成される。図 31 は、3.6cm と 6cm 波長で得られた Hofstadter の電波画像である。輝度の高い領域は南、あるいは極に向かってはっきりと示されている。太陽直下点は四角、極は + 印で示されている。図 27 によるとこれらの波長では、放射の起源が 5 ~ 40bar の領域にある。赤道と緯度 80° の輝度温度差は 25K である。Hofstadter は、この違いが下層大気の温度変動が原因だとは考えていない。また、主な吸収体の量は 15bar の高度よりも上部で緯度方向に 2 ~ 3 倍変動し、下部に行くほどその変動量が大きくなっていると述べている。しかし、このような変動はまだあまり説明されていない。

B.5 可視スペクトルと赤外スペクトルによる化学組成

B.5.1 海王星大気の主成分： H_2/He 比

A. He

木星型惑星では、He 量は Voyager の観測から見積もられる (Gautier et al.1982; Conrath et al.1984,1987,1991c,1993)。木星、土星、天王星での He 量の解析は、Gautier and Owen(1989) と Fegley et al.(1991) によってなされている。この解析には二つの手法が用いられている。一つは、IRIS の赤外スペクトルを利用して、 354cm^{-1} 付近に中心を持つ

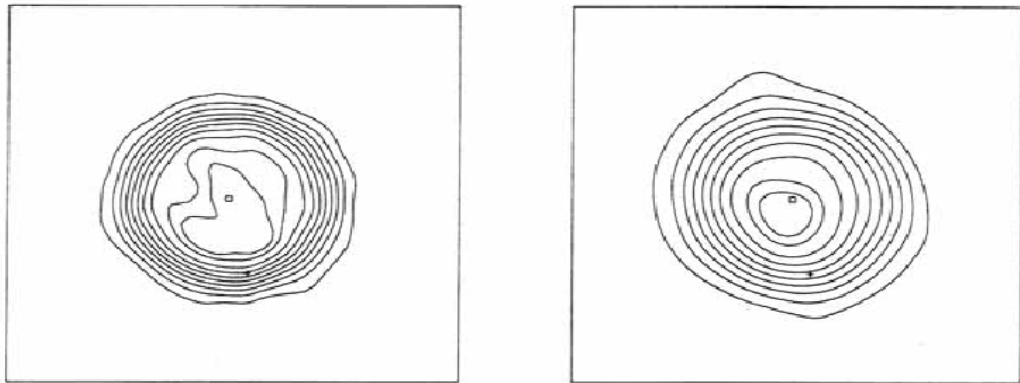


図 31: 海王星の VLA 画像の等値線図。左が 3.6cm 波長、右が 6cm 波長のものである。一辺が 5arcsec で、等値線間隔は密度フラックスの 1/10 ごとに記されており、密度フラックスの 95%の線も記されている。画像の中央は四角、南極は + 印で示されている。(Hofstadter 1993)

S(0) 吸収線と 600cm^{-1} 付近に中心を持つ S(1) 吸収線の $\text{H}_2 - \text{He}$ 衝突誘起吸収の感度の違いを利用するものであった。この原理は Gautier and Grossman(1972) によって提案された。またもう一つは、赤外スペクトルと電波掩蔽観測結果を合成する手法である。この両手法は木星と土星で適用されたが、天王星と海王星では s/n 比が悪くなる低温場に制限されてしまうので赤外と掩蔽の合成の方だけが使われている。

赤外スペクトルと電波掩蔽観測を合成する手法は、Conrath et al.(1991c) によって海王星で適用され、 H_2 と He だけが対流圏上部と成層圏下部で平均分子量や屈折率に影響を与えると仮定されている。温度構造のモデルは、He モル分率の値を変えて掩蔽観測結果から計算された。この温度構造は、掩蔽観測の egress 付近で得られた IRIS の平均スペクトルと比較するために、 $200 \sim 400\text{cm}^{-1}$ 領域を計算する放射伝達モデルで使われている。この結果は、観測と非常に良く適応している。図 32 は、 $\text{H}_2 - \text{H}_2$ と $\text{H}_2 - \text{He}$ の衝突誘起吸収のみを考慮した合成スペクトル(長破線)と、観測スペクトル(実線)との比較が示された図である。この結果は観測結果とさほど一致していない。この問題を解決するために平均分子量を変えて掩蔽観測結果を修正すると、輝度温度が全体に上下してしまうので、平均分子量(すなわち He 量)を変えるだけでは解決しない。Conrath et al.(1991c) は、この差異が経度方向に温度変動があるためだと考えたが、これも違うことが証明された。他には、対流圏上部と成層圏下部に平均分子量の勾配の存在、掩蔽観測結果に影響を与える正体不明要素の存在、赤外領域での不透明度源の存在等が考えられた。は妥当ではないと考えられており、は詳細に調査されていない。Conrath et al.(1991c) は に着目し研究を重ねた。この領域では H_2 の ortho-para 比に感度が良い

が、ortho-para 比が熱力学平衡にない場合はこの領域のスペクトルに影響の出ることが確かめられた。また、 $H_2 - CH_4$ と $H_2 - N_2$ の衝突誘起吸収の影響も考えられたが、この影響はさほどないとして除外されている⁴¹。

Conrath et al.(1991c) によって導出された合成スペクトルは $CH_4 - ice$ 雲による不透明度の影響が加味されている。これが図 32 の短破線によって示されている。この時の He モル分率は 0.190 ± 0.032 で、He 質量分率は 0.32 ± 0.05 と推定される。この He 質量分率は図 33 で、太陽と他の木星型惑星での He 質量分率と比較されている。この He 量は、観測された放射輝度が減率の小さい対流圏界面付近に起源を持ち、大気の不透明度にあまり影響を及ぼさない $280 \sim 325\text{cm}^{-1}$ の領域で導出されている。したがってこの導出は、雲の不透明度とは本質的に無関係である。しかし、図 32 の観測結果と一致させるために 280cm^{-1} 以下の波長も考慮されるべきであり、雲量が 20% ~ 30% となっている 1bar の高度より上部で、 200cm^{-1} の雲による不透明度を考慮する必要がある。これを考慮すると、他の可視スペクトルや赤外スペクトルの観測結果とは矛盾することがわかっている。この問題は、Baines et al.(1995) によって詳細に議論されている。

B. N_2 の重要性

上述の Conrath et al.(1991c) による He 量の解析の後、B.4.6 節で述べたように HCN と CO が海王星成層圏で発見された (Marten et al.1991,1993)。N が海王星対流圏の上部で NH_3 ではなく主に N_2 の生成に使われるとすれば、He 量の推定値にも影響が出てくる。というのも、 NH_3 は 140K 付近の高度で凝結するが、 N_2 は対流圏界面付近で 1.7% も存在できるからである。これだけ多量に N_2 が存在すると、赤外観測で解析される高度の平均分子量にかなりの影響を与える。また平均分子量だけでなく、 $H_2 - N_2$ の衝突による圧力誘起吸収にも影響が出る。このことから Conrath et al.(1993) は N_2 が He に及ぼす影響を再調査した。

Conrath et al.(1991c) の研究では、 N_2 のモル分率が十分小さく平均分子量に影響を及ぼさないとして考えられている。しかし N_2 のモル分率が大きいと、図 34 で示されているように平均分子量の関係から、He モル分率は N_2 量に依存する。図 35 は、 $H_2 - N_2$ の衝突誘起吸収が考慮された合成スペクトルと観測スペクトルとの比較である。Conrath et al.(1993) は、 N_2 のモル分率が 0.003 の時に観測スペクトルと一致するとした。また、 N_2 が増加するにつれて輝度温度が減少するので、 N_2 の上限は 0.006 だと述べている。しかし、 200cm^{-1} 付近でスペクトルに影響を与える雲の不透明度は考慮されていない。図 34 からわかるように、 N_2 のモル分率が 0.003 だと He のモル分率の中央値は 0.15 となる。He モル分率が 0.15 というのは、対流圏上部に N_2 が存在しないと仮定された天王星の He モル分率と類似する⁴²。また、この He モル分率は原始太陽系星雲ガスの組成量とも類似している。このように、「海王星の対流圏上部と成層圏下部に N_2 が多量に存在す

⁴¹しかし、 N_2 の影響は B.5.1 節で再度考察されている。

⁴²天王星の対流圏上部に N_2 や CO が存在しない理由は B.6 節で述べられている。

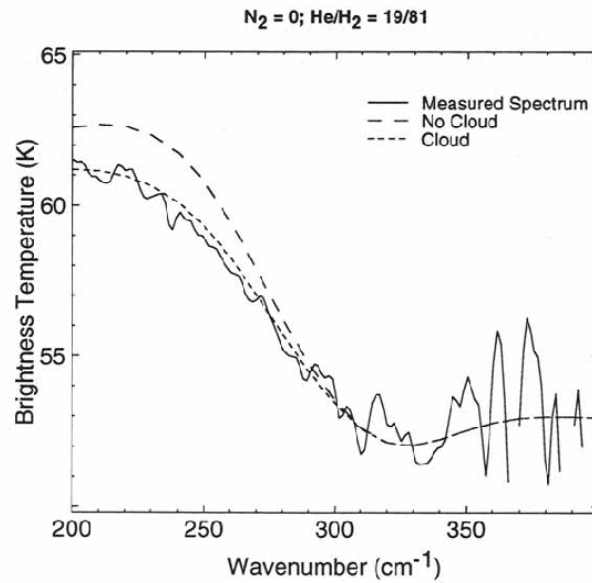


図 32: 赤外スペクトル観測結果と合成スペクトルの比較。観測スペクトルは、Voyager 2 の掩蔽観測の egress 地点付近で IRIS によって得られた、108 個のスペクトルの平均値である。長破線は、雲の影響を考慮せずに $\text{H}_2 - \text{H}_2$ と $\text{H}_2 - \text{He}$ の衝突誘起吸収のみを考慮した合成スペクトルである。短破線は、 $\text{CH}_4 - \text{ice}$ 雲の影響も考慮した合成スペクトルである。(Conrath et al.1991c)

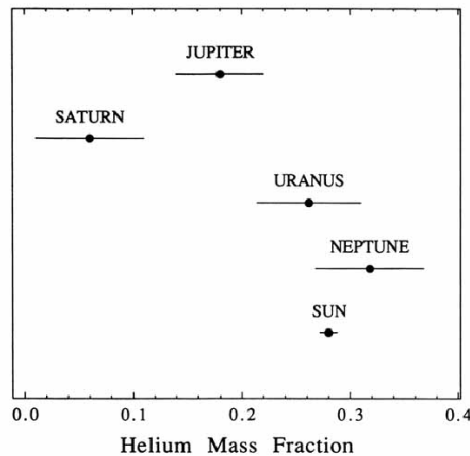


図 33: 太陽と木星型惑星での He 質量分率比較。この図の海王星の He 量は、対流圏上部で N_2 が平均分子量に影響を与えないとして考えられている。 N_2 質量分率を 0.003 とすると、He 質量分率の中央値は 0.26 となり、天王星の中央値とほぼ一致する。参考までに He 質量分率 Y は He モル分率 $q(\text{He})$ と $Y = \frac{2q(\text{He})}{1+q(\text{He})}$ の関係がある。(Conrath et al.1991c)

るかどうか」という問題は、マイクロ波の不透明度によって提起された問題 (B.4.3 節) よりもかなり難しい。

B.4.6 節で考えられていたことは、海王星の He 量が原始太陽系星雲ガスの He 量と同じになるような N_2 量が対流圏に存在するかということである。海王星に N_2 が存在することで海王星と天王星の He 量が類似することについては、詳細に議論が進められていない。B.4.6 節の議論が正しければ、海王星の H_2/He 比は惑星形成時から変化しておらず、原始太陽系星雲ガスの組成と等しいことが示される。実際に B.7.2 節で述べるように、惑星形成論の観点から、 CH_4 が天王星より海王星の方に多く存在すれば、He も天王星より海王星の方に多く存在することになる。しかし、 CH_4 は海王星より天王星の方で多く存在していそうである。

C. H_2 の ortho-para 比

H_2 の ortho(陽子のスピンの平行) 状態と para(陽子のスピンの非平行) 状態の重要性はこれまでに度々述べてきた。 H_2 の熱力学要素やスペクトルは、ortho-para の比に影響を強く受ける。比熱 (すなわち断熱減率) や ortho-para の熱力学平衡状態は ortho-para 比に依存する。四極子での吸収線や二極子の衝突誘起による吸収線は ortho-para 比と感度が良く、こういった吸収線の観測は ortho-para 比に制約を与える。

Neff et al.(1984) による幾何学的なアルベドスペクトルの解析では、対流圏上部の ortho-para 比を見積もるために、(4-0) の吸収線幅を持った S(1) と S(0) の近赤外 H_2 四極子吸収線の比を利用した (Baines and Smith 1990)。これにより対流圏上部の ortho-para 比は、熱力学平衡での ortho-para 比に近いことが結論付けられた。この比は、Voyager 2 の IRIS 観測による 354cm^{-1} に中心を持つ H_2 の衝突誘起 S(0) 吸収線の解析結果とも一致する (Conrath et al.1991c)。

B.5.2 地球からのスペクトル観測による CH_4 、 H_2 、同位体

この節ではまず、地球からの可視スペクトルと近赤外スペクトル観測によって海王星大気中の体積組成を決める歴史的背景を簡単に紹介する。体積組成について、過去の論文ではコラム量というものを考えているが、現在ではモル分率や混合比を考えている。最も新しいコラム量の調査については Trafton(1981) によって議論されている。天王星の体積組成の調査 (Belton 1982; Bergstralh and Baines 1984; Fegley et al.1991) は、昔から天王星と海王星が比較されて議論が行われて来ているので、海王星の大気組成と関連性があり、その比較結果も徐々に解明されて来ている。観測結果の解析には、Voyager 2 による海王星の掩蔽観測結果を加味した CH_4/H_2 混合比を研究題材として利用している。この節での同位体比は、D/H と $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ について考察されている。

A. CH_4 のコラム量

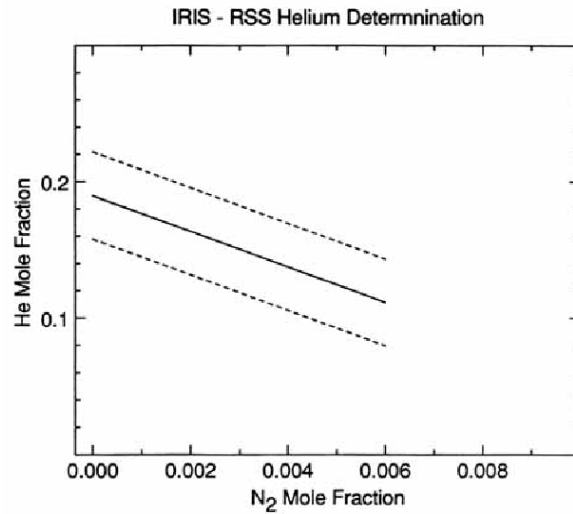


図 34: Voyager 2 の観測から予測される He モル分率。この図は N_2 モル分率の関数となっている。中央値は実線によって示されており、破線は平均分子量との誤差から生じる He モル分率の範囲である。(Conrath et al.1993)

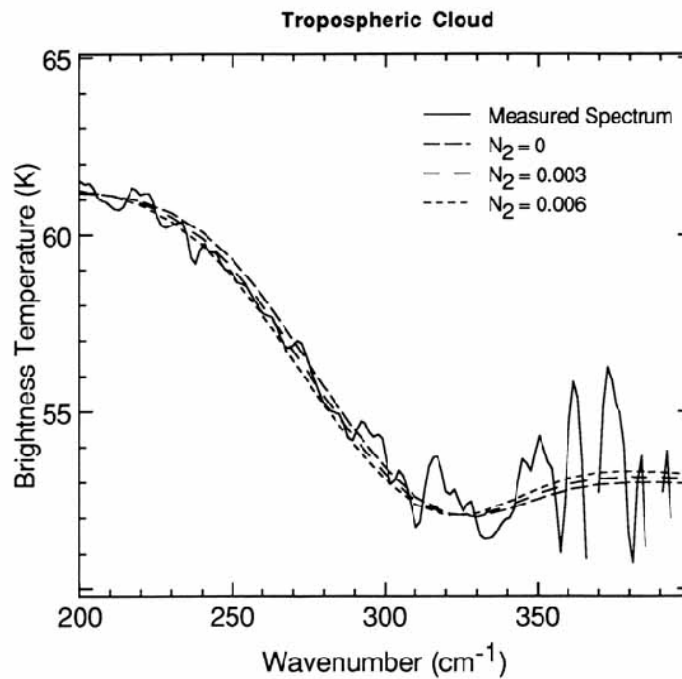


図 35: 観測スペクトルと $H_2 - N_2$ の衝突誘起吸収を考慮した合成スペクトルの比較。 $CH_4 - ice$ 雲による不透明度も考慮されている。 N_2 のモル分率が 0.003 の時、He モル分率は 0.15 となる。(Conrath et al.1993)

可視スペクトルに基づいて、木星型惑星は単純に二つのグループに分けることができる。木星と土星は、 5430\AA と 6190\AA に吸収線の長さが類似した CH_4 吸収帯を持っている。しかし、天王星と海王星でのこの吸収帯はかなり強度の強いものとなっており、より短い波長領域までこの吸収帯の影響が及んでいる。天王星と海王星のスペクトルはよく類似しているが、吸収を引き起こす CH_4 量は木星と土星両方の CH_4 量を合わせた量よりも多くなっている。

天王星でのスペクトル観測 (Fegly et al.1991) と同様に、様々な地球からの海王星のスペクトル観測は相互に矛盾した結果となっているものがある。海王星のスペクトル解析は、天王星のスペクトル解析と平行して行われ、 4400\AA にまで広がった吸収の原因となる気体を識別しようと試みられている。 5430\AA より長い波長での解析 (Wildt 1932; Adel and Slipher 1934) と、可視緑帯と可視青帯での解析 (Owen and Cess 1975; Lutz et al.1976) については、Fegley et al.(1991) によって詳細に述べられている。

CH_4 吸収帯の多様性にもかかわらず、大気組成を解明するために CH_4 吸収帯を利用することは困難である。規則的な吸収帯構造を持つことで知られる 7800\AA 付近の Kuiper 吸収帯は、 CH_4 が原因となって引き起こされていることが解明されたが (Owen 1967)、この吸収帯の特徴に量子数を与えることは不可能である。別の吸収帯では、Owen(1966) によって 6800\AA にある CH_4 の吸収帯が $5\nu_3$ だと解釈されていたが、Lutz and Owen(1976) はこれが間違っていると指摘した。Lutz et al.(1976) は、可視と近赤外で CH_4 の吸収が増大するのは、様々な吸収帯が互いに重なりあうためであって、圧力とは無関係であると述べている。このことは、Fink et al.(1977) や Giver (1978)、Lutz et al.(1982) によっても確認されている。

観測から CH_4 量を決めるのが困難である原因は、データを解釈するのに使われる手法がばらばらであることと関連がある。Kuiper (1952) は弱い吸収帯を使えば吸収帯が重なり合う影響が緩和されると考えて解析を行った。しかし残念なことに、彼が行った観測の経路長は、 CH_4 の緑領域と青領域の吸収帯を解明できるほど大きくはなかったため、視線方向の CH_4 コラム量は 3.7km amagat というとても少ない量になってしまった。

Owen and Cess(1975) は木星で 4860\AA ・ 5430\AA ・ 5760\AA の CH_4 吸収帯を観測した。木星で観測されたコラム量と圧力から外挿するための吸収帯モデルを使って、海王星のコラム量を 6km amagat と導出した。Lutz et al.(1976) は様々な研究者が利用した経路長よりも長い経路長を使って、新たに CH_4 のスペクトル観測を行った。これは、Kuiper よりも s/n 比が良く高解像度で観測されており、 CH_4 の可視吸収帯の強度と適合させることで

$$[\text{CH}_4] = 7.6^{+0.6}_{-1.4}\text{km amagat} \quad (2.4)$$

という CH_4 のコラム量を得た。これとは対照的に、Fink and Larson(1979) は 50cm^{-1} の解像度を持った近赤外スペクトルで、 $1.3\mu\text{m}$ と $1.6\mu\text{m}$ での CH_4 の弱い吸収帯から 0.7km amagat を得た。

振り返ってみると天王星と同様 (Fegley et al.1991) に、この違いは $0.6\mu\text{m}$ よりも長い波長で観測した時に、海王星の CH_4 密度が認識できないという難しさが影響している。この問題は、ほぼ波長ごとに現れる強吸収帯の周辺部や弱吸収帯が重なりあうことによって引き起こされる。また、 H_2 のような他の成分の弱い吸収帯を解析しようとする、より一層複雑な問題となってしまう。

B. H_2 のコラム量

H_2 は木星型惑星の主要成分である。天王星と海王星の CH_4 可視吸収帯の強度が大きいのは、両惑星の大気に雲が少ないことが原因である。明らかに、太陽光はなかなか後方散乱せずに下層大気まで到達する。このモデルが正しいものだとすれば、より一層 H_2 による吸収は強いものとなることが予想される。

最初に H_2 の解析を行ったのは、 8270\AA の天王星のスペクトルで Kuiper(1952) が発見した吸収帯が、 H_2 の衝突誘起 (3-0) 吸収線によるものだと解析した Herzberg(1952) であった。その後、これと同じ吸収線が Belton and Spinrad(1973) によって海王星でも確認された。衝突誘起による (1-0) と (2-0) の吸収線は、Fink and Larson(1973) によって確認された。また H_2 の四極子吸収線は、Herzberg(1938) が最初に計算を行って、その後確認もされた (Herzberg 1938)。Trafton (1974) は H_2 の四極子 (4-0) 吸収線を発見し、その後 (3-0) 吸収線も発見した (Trafton 1981)。こういった吸収線と一致するコラム量を見積もることは、弱い吸収線による干渉や吸収線の形状の定義、圧力の違い、大気中の分子の散乱の影響等によって困難となる。このような困難な観測から得られたコラム量の平均値は、およそ $250 \pm 25\text{km amagat}$ である。

C. 対流圏の CH_4 混合比

これまでの議論では、 CH_4 の混合比がいくらか曖昧に決定されていた。Lutz et al.(1976) は、天王星と海王星では太陽組成 C/H 比の少なくとも 20 倍 C が増大していると述べている。 H_2 のコラム量を $250 \pm 25\text{km amagat}$ とし、 CH_4 のコラム量を $7.6_{-1.4}^{+0.6}\text{km amagat}$ とすれば、 $0.023 < \text{CH}_4/\text{H}_2 < 0.036$ となり、表 4 の太陽組成 C/H 比 (3.98×10^{-4}) の 37 ± 8 倍となる。 CH_4 のコラム量を少なく見積もった場合は、Fink and Larson(1979) によって $\text{CH}_4/\text{H}_2 = 0.9 \times 10^{-3}$ と示されている。彼らはこの結果から、木星型惑星の C/H 比は太陽組成 C/H 比と同程度だと考えている。また、Trafton (1981) も天王星と海王星の C/H 比が太陽組成の 1.3~6 倍だとして、同様な結論に達している。しかし、Bergstralh and Neff(1983) は可視スペクトルの解析から $0.01 < \text{CH}_4/\text{H}_2 < 0.1$ だとしており、Orton et al.(1986) は $0.3 \sim 3\text{mm}$ の波長の観測から CH_4 のモル分率を 2% だと推定している。

このような問題の研究は Baines and Smith(1990) によって行われ、様々な大気モデルに制約を与えて CH_4 の 6818.9\AA 吸収線と (4-0) H_2 四極子スペクトルの S(0) と S(1) 吸収線を利用した。彼らは、3.3bar の高度から厚い雲が生成され、1bar の高度に $\text{CH}_4 - \text{ice}$

のもやが生成されるモデルを使って、観測スペクトルと適合することを発見している(最新のモデルについては Baines et al.(1995) を参照)。このモデルから、 CH_4 のモル分率は $f_{\text{CH}_4} = 0.03 (0.023 < f_{\text{CH}_4} < 0.037)$ となる。また H_2 が平衡状態にあると仮定しており、 f_{CH_4} が最小値となるのは平衡状態の H_2 のモル分率が 0.85 の時である。Baines and Smith(1990) は、観測によって得られた CH_4 のモル分率は太陽組成の 50 ± 12 倍だと結論付けている。ただし、彼らが用いた太陽組成比は示されていない。そこで、表 4 の太陽組成比を用いて H_2 のモル分率を 0.85 とすれば、彼らの得た値は太陽組成 C/H 比の 44 ± 10 倍となる。その後 Baines et al.(1993) は、Mickelson et al.(1991) の観測値を解析に組み込んで、Baines and Smith (1990) の値を修正した。

Voyager 2 に積み込まれている観測機器は、 CH_4 量と H_2 量を直接観測することはできないが、混合比の極値は電波掩蔽観測から導出することができる。Lindal (1992) は、B.4 節でも述べたように幾つかの大気モデルを加味してデータの解析を行った。これに利用されたモデルでは、掩蔽観測の ingress 地点 (61°N) での回転周期(風速)を 14.2hr としている。しかし残念なことに、この緯度での雲が Voyager 2 の画像からは発見できなかったので (Smith et al.1989)、掩蔽観測結果の解釈に重要な風速を直接評価することはできなかった。Lindal (1992) は、それまでの研究結果 (Appleby 1986; Orton et al.1986; Baines and Smith 1990) と一致させて、対流圏界面の気温を $52 \pm 2\text{K}$ (約 100mbar)、1bar での気温を $72 \pm 2\text{K}$ と導出した。掩蔽観測によって 1bar の高度より下部で、1.9bar を下限とする 2~3km の層を電波が透過した時に焦点のぼけた範囲があったことがわかっている。これを Lindal (1992) は、高度とともに CH_4 の混合比が減少し、凝結した CH_4 がもやを生成している領域だと解釈している。彼は、この層より下部で $f_{\text{CH}_4} = 0.02$ だと述べている。

Lindal(1992) は局所的な気象条件 (CH_4 の相対湿度) が変動するために、この CH_4 混合比が全球的な値を反映していないのではないかと述べている。彼は回転周期を 13.9hr と 14.5hr の二つを考えて、 f_{CH_4} の上限を 0.04 と見積もっている。

地球からのスペクトル観測と Voyager 2 の掩蔽観測から、 $0.02 < f_{\text{CH}_4} < 0.04$ と言えるかもしれない。この時の C 量は、表 4 の太陽組成の 30~60 倍である。

結論を言うと、Fink and Larson(1979) と Trafton(1981) の解析結果は CH_4 の強い吸収が起こっている範囲で解析を行ったために、誤った結果だと推定される。

D. 成層圏の CH_4 混合比

長年に渡って、海王星の成層圏は様々な逆説が提唱されている。例えば、赤外スペクトルの解析から推定される CH_4 の混合比は約 0.02(Orton and Appleby 1984; Orton et al.1987b,1990) だが、対流圏界面の温度を 52K 程度とすると、そこでの CH_4 混合比は $10^{-4} \sim 10^{-5}$ であるというものである。この問題については、Voyager 2 の紫外スペクトル観測によって、EUV 太陽掩蔽観測から得られた光度曲線を解析した Bishop et al.(1992) によって研究が行われている。太陽掩蔽観測とは、海王星成層圏から太陽方向への視線

に存在する吸収体の量を推測するというものである。Bishop et al.(1992) は、 CH_4 の混合比が 10^{-4} のオーダーだと太陽掩蔽観測結果と一致するとしており、この値だと対流圏界面での CH_4 飽和混合比とも一致することになる⁴³。しかし Yelle et al.(1993) は、同じ観測結果に基づいて、海王星成層圏の CH_4 は過飽和状態にあるとし、 CH_4 のモル分率は $6 \times 10^{-4} \sim 5 \times 10^{-3}$ だと予測している。Yelle et al.(1993) の値と Bishop et al.(1992) の値との違いは、Bishop et al. の解析は $1260\text{\AA} \sim 1380\text{\AA}$ の範囲に限定していたが、Yelle et al. は Voyager 2 の紫外スペクトル観測の全範囲を網羅していたためである⁴⁴。

また、新しい高解像度のスペクトル観測から、Orton et al.(1992) は $1 \sim 10\text{mbar}$ での気温を 168K として

$$f_{\text{CH}_4} = (7.5_{-5.6}^{+18.6}) \times 10^{-4} \quad (2.5)$$

を得た。この値は、Bishop et al.(1992) によって得られた値の範囲内にあり、Yelle et al.(1993) によって得られた値と一致する。また、海王星対流圏界面の CH_4 量を最初に見積もった Courtin et al.(1979) の研究結果とも一致する。Orton et al. や Bishop et al.、Yelle et al. は、対流圏界面より上部の成層圏で CH_4 はわずかに増大していると結論付けている。このことから、対流によって過剰な CH_4 が供給される (Lunine and Hunten 1989; Stoker and Toon 1989) と考える必要がないことがわかる。対流圏から成層圏への CH_4 輸送については、C 章でも述べられている。

E. 同位体比

海王星大気中の C 同位体は、Orton et al.(1992) によって 820cm^{-1} での C_2H_6 高解像度観測から推定されている。彼らは $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 78 \pm 26$ と導出したが、これは太陽組成比 $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 90$ (Anders and Grevesse 1989) と一致する。この同位体比については、木星型惑星と地球型惑星で値が違っていることが知られているので、興味深い問題である。この論理は、昔の彗星での $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比観測に基づいている。Halley 彗星の観測結果とは比較されていない。Halley 彗星での $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ 比は Wickoff et al.(1989) が 65 ± 15 としたが、その後 100 ± 15 に修正され (Mumma et al.1993)、地球での $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 89 \pm 17$ (Jaworski and Tatum 1991) と一致している。誤差の範囲内では、同位体異常を示す原始隕石中の粒子を除いて (おそらく Halley 彗星も除いて)、太陽系では値が類似しており、 ^{13}C が恒星間起源であるという可能性も考えられる (Ott 1993; Krankowsky 1991)。

次に D/H 比について考える。D/H 比を考えるには、 $\text{CH}_3\text{D}/\text{CH}_4$ を評価しなければならない。HD と H_2 の弱い吸収線から評価することは、 CH_4 の弱い吸収線が偏在しているために、これらを区別することが難しく利用されていない (Smith et al.1989)。惑星大気中の D/H 比を決定すること (Owen 1992 参照) に関して、de Bergh et al.(1990) は細

⁴³この時、実際に予想されるモル分率は $5 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-3}$ の範囲にある。

⁴⁴Voyager 2 による紫外スペクトル (UVS) 観測については C.2 節でも述べられている。

分化要素 f を 1.3(Fegley et al.1991) として、 CH_3D の $1.6\mu\text{m}$ 吸収帯を観測し

$$\text{D}/\text{H} = (1.15_{-0.75}^{+1.15}) \times 10^{-4} \quad (2.6)$$

と導出した。

Orton et al.(1992) は、 $1120\text{cm}^{-1} \sim 1210\text{cm}^{-1}$ の範囲で CH_4 と CH_3D を研究するために、細分化要素 f を 1.3(Fegley et al.1991) として高解像度スペクトルを利用し

$$\text{D}/\text{H} = (6.69 \pm 1.0) \times 10^{-5} \quad (2.7)$$

を得た。これらの結果は誤差の範囲内で一致している。しかし Orton et al.(1992) が述べているのは、この誤差範囲が小さいと、原始太陽系星雲の D 組成 (図 36 参照) に比べて海王星での D 組成の増大が、それまで考えられてきた量 (Gautier and Owen 1989 参照) ほど増大しないかもしれない。

細分化要素 f は修正が必要であろう。この細分化要素 f は D/H 比や組成量に依存しないが、水素同位体交換率や渦拡散係数に強く依存している。 H_2 と CH_4 の水素同位体交換率は、放射反応から論理的な計算によって導出されるが、 H_2 と CH_4 間の水素同位体交換は観測されていない (Lecluse 1993)。予備的な計算では、細分化要素 f は Fegley et al.(1991) によって導出された $f = 1.3$ よりも約 15%ほど高くなると示されている (Lecluse 1993; Gautier et al.1993)。この値だと D/H 比はより小さい値となる。

B.6 天王星と海王星の比較

天王星と海王星は互いに異なっている部分が多い。対流圏と内部での一番の違いは、内部熱フラックスとそれに依存する温度構造である。CO と HCN は天王星では検出されていないが、海王星でははっきりと検出されている。天王星と海王星のマイクロ波スペクトルは、センチメートル波長で違いが見られる。He 量の違いは、以下でも述べるように疑問点が多い。 CH_4 と D はさほど違いは見られない。

天王星の内部熱フラックスは、他の木星型惑星と比較すると極端に小さい (Conrath et al.1989)。Voyager による有効温度やアルベドの観測は、木星型惑星のエネルギー収支を決めるのに非常に役立った。天王星の内部熱フラックスは $42_{-42}^{+47}\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Pearl et al.1990) であり、海王星は $433 \pm 46\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Pearl and Conrath 1991) である。天王星の内部熱フラックスが小さい原因は未だ解明されていない。Podolak et al.(1991) は様々な可能性を吟味している。彼らは、内部に組成勾配があって対流が抑制され、増大した熱の大部分が内部に蓄積されていると推測している (Hubbard et al.1995 参照)。この仮定は、これまでの天王星内部モデルとは異なった見解である。Holme and Ingersoll(1993) は、表面が暖かいとそれによって生じる傾圧の運動が内部熱を放出するために、天王星では海王星より早く内部熱が失われると述べている。そのような運動は、天王星のような地軸の大きく傾いた惑星でのみ起こる。

仮説がどうであれ、内部熱フラックスが小さいことは天王星の温度構造に影響を与えることは確かである。Wallace (1980) は内部熱フラックスを $10 \sim 100 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と仮定して、 $0.5 \sim 30 \text{ bar}$ での対流圏温度構造をモデル化した。このモデルから、対流や放射によって輸送が連続的に左右される層が形成されていることが示された。放射が発生する領域では、温度分布は断熱変化よりもかなり勾配が緩くなっている。しかし、Wallace (1980) によって考えられている放射が起こる層は、凝結する高度と関連している。Gierasch and Conrath (1987) は、このような場合に複雑な対流がエネルギー輸送を支配していると述べている。

海王星での Voyager の電波掩蔽観測結果は、 CH_4 の相対湿度が一定だとされる 2.3 bar までの高度で、断熱減率の勾配と一致している (Lindal et al. 1987)。より下部では断熱減率よりも勾配が緩いと言えるかもしれない。天王星のマイクロ波スペクトルのモデルでは普通、対流圏全体の温度構造を断熱減率だと仮定している。この仮説が $2 \sim 100 \text{ bar}$ の範囲で適応しないとすれば、予想される NH_3 の鉛直分布に影響が出る。de Pater and Massie (1985) は、約 250 K の高度より下部で温度が一定だとすると、天王星の観測データと一致することを発見した。この場合に大気が極めて均一だとすれば、大気の等温場に起源を持つスペクトルが大気の不透明度とは無関係となり、輝度温度が大気温と等しくなる。

Guillot et al. (1992, 1994) は、天王星で 1000 K 以上の温度となる高度に放射場が存在すると述べている。これは、フラックスや Rosseland 平均不透明度 (Clayton 1968) から、輝度温度の減率を計算することで示されている。フラックスが小さいことと低不透明度であることは、断熱減率の勾配を緩くさせて放射によるエネルギー輸送を引き起こす。天王星の $\text{H}_2 - \text{He}$ から成る外層 (高温・高密度場) での分子量の重い組成量や不透明度は、未だ曖昧な部分が多い。もしこの組成量や不透明度がわかれば、現在の熱化学モデルや対流が発生していると仮定した内部モデルは、大きく修正する必要が出てくるだろう。

天王星と海王星の比較で他に重要なのは、 CO と HCN が天王星で検出されていないことである。Marten et al. (1993) によって計算された天王星での上限は、それぞれ 3×10^{-8} と 1.0×10^{-10} であるが、1992 年の 5 月に行われた観測では、 CO の上限が 1.0×10^{-8} だと導出されている (Guilloteau et al. 1993)。天王星に CO がないことは、下層大気からの上昇流がないことを意味している。上昇流がなければ、上層大気に N_2 がないことになり、 HCN が検出されていないことと一致する (B.4.6 節参照)。この仮説は、Marten et al. (1993) と Conrath et al. (1993) によって述べられたものである。

天王星と海王星において C の増大量と一致するような N の増大も予想されるが、マイクロ波観測からは両惑星の上層大気で $\text{NH}_3 - \text{gas}$ が消耗していることが示されている。マイクロ波観測で明らかになった一番の違いは、 6 cm より長い波長領域で、天王星は輝度温度が上昇していないが、海王星は輝度温度が上昇していることである。 20 cm 波長での観測からは、下層大気における天王星の NH_3 混合比が海王星よりも大きくなっている、すなわち天王星の NH_3 混合比が太陽組成以上となっていることか、もしくは 30 bar

以上の圧力高度で減率が断熱減率の勾配よりかなり緩くなっていることが発見された。このことは、 N_2 が天王星にはほとんど存在しないという仮説と一致し、雲構造のモデルからも妥当だと言える。しかし 20cm 波長での観測は、内部熱フラックスが小さいと極めて困難となることや、天王星のスペクトルが時間変動すること（海王星は時間変動しない）から、観測精度が正しいかという疑問が残る (Klein and Turegano 1978; Gulkis et al.1983; Gulkis et al.1983; Gulkis and de Pater 1984 参照)。

天王星の He 量は、海王星と同様に不正確な部分がある。天王星の対流圏に N_2 が存在するとすれば、Voyager の掩蔽観測で使用された IRIS の結果から、 N_2 のモル分率は 0.3 ~ 0.6% とまで高くないものの、 N_2 が多量に存在すれば海王星と同様に He 量を減少させることになる。Conrath et al.(1993) は、CO が存在しないことと鉛直方向の対流が抑制されることが、平均分子量を決める領域に N_2 が存在しないことを示唆していると述べている。結果的に、天王星での He 質量分率は 0.262 ± 0.048 だとされている (Conrath et al.1987)。

地球からのスペクトル観測で解析された天王星の CH_4 混合比は $0.02 < f_{CH_4} < 0.046$ であり (Baines and Bergstralh 1986; Fegley et al.1991)、海王星の $0.02 < f_{CH_4} < 0.04$ とほぼ一致する (B.5.2 節参照)。この時の天王星 C 量は、太陽組成の 30 ~ 60 倍となる。天王星と海王星での CH_4 弱吸収帯観測を比較すると、天王星より海王星の方が CH_4 混合比は大きい、正確なスペクトル観測からはこのような証拠は見つかっていない (Lutz et al.1976)。また、両惑星の CH_4 混合比はまだ誤差が大きいので、更なる正確な観測が求められる。

B.5 節でも述べたように、天王星に比べて海王星で He 量が増大しているのは、少なくとも惑星形成論の観点から C の増大と関係がある。両惑星の CH_4 が類似していることから、He 量も類似しているという仮説も無視するわけにはいかない。

天王星の D/H 比は、Bergh et al.(1986a) によって CH_3D/CH_4 から求められた。細分化要素 f を Fegley et al.(1991) によって導出された 1.3 とすれば、D/H 比は $(6.9_{-3.5}^{+6.9}) \times 10^{-5}$ となる。B.5.2 節でも述べたように、論理的に予想される細分化要素 f は鉛直方向の対流速度に依存している。これは大気中で対流が起こっているという仮定に基づいている (Gierasch and Conrath 1985)。対流が抑制されると、鉛直方向の速度は当然小さくなり、細分化要素 f は 1.3 の 2 倍以上となる (Lecluse 1993)。このような場合に、天王星の D/H 比の中央値は海王星の D/H 比 (Bergh et al.1990; Orton et al.1992) より小さくなる (B.5.2 節と図 36 参照)。

天王星の D/H 比については、 CH_3D/CH_4 比をさらに正確に見積もる必要がある。残念ながら $8.6\mu m$ での低放射が、海王星のような高解像度観測で行われていない。近赤外スペクトル観測から D/H 比を決めるのは、雲粒子による散乱をモデル化することが困難であるために不正確である。一方で天王星と海王星では、遠赤外スペクトルの DH 吸収線 (Bézard et al.1986) が、1995 年に欧州赤外宇宙観測所で観測された。

B.7 惑星形成論による推測

木星型惑星の形成と進化については、対流圏の組成に大きく基づいている。天王星と海王星での制約は、原始太陽系星雲ガスの組成と比較した He、C、D の観測値によって与えられる。

B.7.1 惑星形成論

木星型惑星の起源と進化についての仮説は、Pollack and Bodenheimer (1989) によってなされている。木星型惑星は、原始太陽系星雲中の粒子が増大することによって形成されたと考えられている。惑星内部の核は、星雲周辺部を捕捉して増大した。しかし天王星と海王星では、平均密度や内部モデルによって示されているように、 $H_2 - He$ の外層は核の大きさに比べて小さい (Hubbard et al.1991,1995)。増大によって生じる熱は、微惑星体に含まれる揮発性物質を蒸発させ、 $H_2 - He$ の外層で揮発性物質を混合する。天王星と海王星の $H_2 - He$ の外層が薄いために、揮発性物質は木星や土星 ($H_2 - He$ の外層が厚い) に比べてさほど希釈されない。さらに微惑星体のフラックスは、核の成長が終わった後も小さくならない。微惑星体は惑星形成時に大気中に沈降し、核に到達する前に溶解して大気中に揮発性物質を増大させる (Pollack et al.1986; Pollack and Bodenheimer 1989)。この揮発性物質の組成やその後の化学反応については多くの疑問が残っている。

星雲外部で凝結している組成についての 8 モデルが Fegley and Prinn (1986) によって考えられている。平衡モデルでは、C と N はそれぞれ CH_4 と NH_3 を生成し、非平衡モデルでは、C と N はそれぞれ CO と N_2 を生成すると考えている (Lewis and Prinn 1980)。

星雲外部で凝結している組成のモデルは、星雲が十分混合しているという仮定の基で考えられている (Fegley and Prinn 1986)。この考え方だと、C、N、O 化合物の量は熱化学過程や対流運動に左右される。雲の組成と類似した化学組成を考えたモデルでは、星雲中の粒子に何ら反応は起こっていないという、上述のモデルとは全く異なった考え方がされている (Lunine 1991)。この違いについては様々な議論が交わされている。惑星大気が形成される際の CH_4 と NH_3 については、星雲中の粒子から直接生成されるという仮説と、ある温度・圧力のもとで



と (2.3) 式の反応によって生成されるという仮説がある。(2.3) 式と (2.8) 式の反応が起こると H_2 が消費されるので、 H_2/He 比が変化する (B.7.2 節参照)(Fegley and Prinn 1986; Pollack et al.1986)。

B.7.2 天王星と海王星の He と C

木星型惑星の大気中で観測された He 量は、惑星形成時に He に何らかの変質が起こったかどうかを確かめるために、原始太陽系星雲ガスの He 量 (Fegley et al.1991) と比較さ

れる。Heの太陽組成量を太陽彩層のHe放射線や太陽振動から決めるのは、あまり正確とは言えない。正確なのは、現在の太陽体積、光度、年齢に至ると制約した進化モデルに基づく方法である。現在の平均放射不透明度や組成量を利用したモデルから、Heの質量分率 Y (図33参照)は0.274~0.280だとされている(Fegley et al.1991)。Sackman et al.(1990)は幅を広く取って0.270~0.285としている。この値を木星型惑星と比較したのが図33である。木星と土星の値は原始太陽組成より小さいだけでなく、互いに値も大きく異なっている。これは、3mbar付近での H_2 の金属化や惑星進化モデル(Gautier and Owen 1989; Chabrier et al.1992)によって説明できる。Stevenson (1982)が指摘したように、Heは H_2 のように金属化せず、凝集して惑星中心部に落下し外層から減少する。 H_2 の金属化は、天王星と海王星の $H_2 - He$ 外層では起こらないだろう⁴⁵。よってHe量は、天王星と海王星の大気中で H_2 を消費する(2.3)式と(2.8)式のような反応が起こらなければ、太陽組成と類似した値となるはずである。天王星と海王星で観測されたHe量の誤差を考えると、確実な結論を述べることは難しいが、中央値を信用して議論するのであれば様々な仮説が考えられる。

海王星の大気上部に N_2 が存在しないとすれば、Heの質量分率 Y は天王星で 0.26 ± 0.05 、海王星で 0.32 ± 0.05 となる。この値の誤差は大きいですが、関連する化学反応によって CH_4 も同じ傾向にあることが示されている。太陽組成と比較したHeと CH_4 の関係を量的に見積もることについては、二つの方法が考えられている。Pollack et al.(1986)は天王星と海王星が形成される際に、隕石が大気中に落下して溶解した場合の He/H_2 比の増大量を計算した。彼らは、隕石がコンドライトのような化学組成を持つ(実際には、星雲外部の低温場にはコンドライトは存在しないだろう)として、 H_2 を消費するのに最も効果的な炭素の還元反応(黒鉛の生成等)を考えた。この仮説では、実に多くの変数が使われる。彼らは木星型惑星で観測されたC量を使って、モデルに制約を与えようとした。原始太陽系星雲ガスと比較した He/H_2 の増加は、外層でのC量に依存している。この時、両惑星で予想されるHe量の変動は類似している。極端な場合(天王星の CH_4 が太陽組成の30倍(天王星のC量の下限)、海王星の CH_4 が太陽組成の60倍(海王星のC量の上限))を考えると、両惑星でのHe質量の変動は2%(最大で6%)となる⁴⁶。

もう一つのHeと CH_4 の関係については、Fegley and Prinn (1986)とPrinn and Fegley(1989)によって考えられた。ここでは、 CH_4 の増大を物理的に考えてはいない。彼らは、太陽系外部の粒子の組成モデルに基づき化学的な観点から考察しており、天王星と海王星はC、N、O化合物を含む粒子が多量に集まったと仮定して議論している。惑星大気中の化学組成が太陽組成と等しい時に、粒子が蒸発すると He/H_2 比は増大する。この増大量は、粒子のgas/solid比とice/rock比や、CとNの量に依存する。また、 He/H_2 比の増大は非平衡状態の時にのみ起こり、COと N_2 は他の飽和した有機体に変化しないと仮定する。ここでも多数の変数が用いられるため、 CH_4 の関数として H_2 の消費変動量を解明するのは難しい。しかし、Fegley and Prinn(1986)はPollack et al.(1986)が導

⁴⁵ H_2 の金属化が起こるとしても大気中で混合されない(Hubbard et al.1995)

⁴⁶この計算では、海王星の N_2 の影響は考慮されていない。

出した結果と類似する結果 (Cameron (1982) の太陽組成 C/H 比の 50 倍の時、He/H₂ は 15% 増大) を得た。Prinn and Fegley (1989) は He/H₂ の最大増大値を 30% としたが、この時の C 量は天王星と海王星で観測された C 量よりもかなり大きい数値となる。

妥当だと思われる仮説は、天王星と海王星の He 質量分率が原始太陽系星雲の He 質量分率 $Y=0.28$ と等しいかわずかに大きいというものである。この類似性は誤差あつてのことである。また、海王星対流圏に N₂ が多量に存在し、天王星に存在しないとすれば、両惑星の He 質量分率の中央値は一致するだろう。

B.7.3 天王星と海王星の D(重水素)

図 36 は、木星型惑星などの D/H 比を比較したものである。図 37 の D/H 比の違いから、木星型惑星は二つの組に分類することができ、この違いは D の供給源の違いが関係していると考えられる (Owen et al.1986)。木星と土星は D/H 比がおおよそ $(2 \pm 1) \times 10^{-5}$ であり、原始太陽系星雲の D/H 比と一致している。このことから、木星と土星の D の起源は原始太陽系星雲ガスだと考えられる。原始太陽系星雲ガスの D/H 比は、隕石や太陽風の解析から求められ、 $(2.6 \pm 1.0) \times 10^{-5}$ とされている (Geiss 1993)。一方で、天王星と海王星の D/H 比は原始太陽系星雲ガスに比べてかなり増大しており、氷や質量の重い成分 (有機体) からなる二次的な供給源の存在が考えられる。

この数値は B.7.2 節で述べた惑星形成論からの推察と一致している。木星と土星は、全惑星質量 (木星は地球質量の 318 倍、土星は 95 倍) に比べて核の質量が小さい。木星と土星の内部モデルからは、木星の核質量が地球質量の 5 倍、土星の核質量が地球質量とほぼ同じということが示されている (Chabrier et al.1992)。外層に存在する金属を考慮に入れても、全文と同様に木星は 19 倍、土星は 29 倍である。この場合⁴⁷を考えても、微惑星体から蒸発した揮発性物質は外層で希釈されない⁴⁸。結果的に C 量は、木星で太陽組成の 2.7 倍、土星で太陽組成の 2~7 倍にしかない (B.3 節)。木星と土星の D 量がほぼ一致し、太陽組成 D 量と類似していることから、両惑星を形成した粒子中に存在する氷が相対的に少なかったと推測できる。

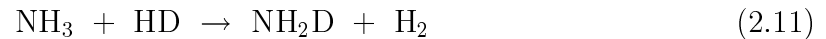
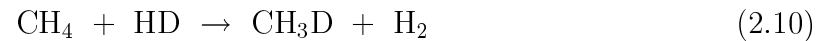
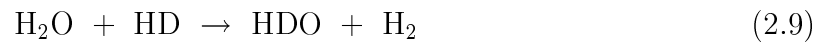
一方天王星と海王星の核は、惑星全体の質量分率の大半を占める。Hubbard et al.(1991) は、H₂ と He を合算した惑星全体の質量分率は約 0.14 だとしている。このことから、外層での揮発性物質の希釈が木星や土星ほど起こらず、天王星と海王星で観測された C 量の増大と一致する。Hubbard and McFarlane(1980) は、天王星と海王星の D 量を計算し、D/H 比を $8 \times 10^{-6} \sim 3 \times 10^{-5}$ と見積もった。また、惑星の核を形成する粒子に氷が存在すると、D/H 比は 10^{-4} のオーダーとなり、星雲外部の低温場での平衡細分化モデル (2.9 式、2.10 式、2.11 式参照) と一致する。彼らは外層と核が平衡状態にあると D/H 比が 10^{-4} のオーダーになると推定している (この比は図 36 の × 印)。Lutz et al.(1990) は異なった見解を示している。彼らは D/H 比の観測結果から、外層での氷の希釈化モ

⁴⁷木星で 19 倍、土星で 29 倍のモデル

⁴⁸核が小さい、すなわち外層が大きい

デルによって原始天王星と原始海王星の D/H 比を評価しようとした。これにより、星雲外部に存在する氷の D/H 比をおよそ $10^{-4} \sim 10^{-3}$ だと結論付けた。上限が 10^{-3} というのは、大気と核の間で D の交換が行われていないと仮定して導出されたものである。しかし、現在両惑星で対流が全く起こっていないとしても、惑星進化時に大気と核が完全に独立して存在しているとは考えられない。また下限が 10^{-3} というのは、D の起源が核であるという仮定に基づいて導出されたものである。これは Hubbard and McFarlane (1980) の仮定とほぼ一致する。原始の氷に存在する D 量は、おそらく 10^{-3} というより 10^{-4} に近いであろう。

二次的な供給源の存在には、いくつかの仮説が考えられている。D には C、N、O 化合物を含む以下の可逆反応が起こっている：



星雲外部の低温場では、HDO、CH₃D、NH₂D が DH の供給源によって D を増大させるので、例えば HDO に関して言えば、HDO/H₂O に対応する D/H 比は HD/H₂ に対応する D/H 比よりも高くなる。星雲が消滅するとこれらの反応は止まり、粒子中に存在する HDO/H₂O はそれ以上変化しなくなる。またこれらの反応は、木星型惑星大気中の気温の関数として少量組成の D の細分化を左右する。さらに、惑星形成時にこれらの反応はより効果的なものとなる。局地的な高温場によって急速に平衡状態に達し、氷が HD 供給源を増大させる。局地的な低温場では (2.9) 式、(2.10) 式、(2.11) 式の反応が極端にゆっくりと平衡状態に向かうが、星雲で平衡に達するのに要する時間は、触媒を考慮に入れても太陽系の年齢を上回ることが示されている (Grinspoon and Lewis 1987)。一方で、Lecluse (1993) と Lecluse and Robert (1994) によってなされた H₂ – H₂O と H₂ – CH₄ の同位体交換率の解析からは、これとは正反対の結論となってしまった。氷と水蒸気間の同位体細分化を考慮に入れると、消滅する前の星雲で炭素コンドライトの D 組成と類似した増大が起こっていることになったためである。また Yung et al.(1988) は、超新星のような星雲から強い紫外線が降り注ぎ、H₂O と CH₄ に含まれている D を増大させると述べている。

Lecluse and Robert (1994) の研究よりも以前は、様々な供給源の D/H 比が粒子表面の反応やイオンと分子の化学反応によって、星雲が形成される前の恒星間で定まった値を持っていたと考えられていた (Geiss and Reeves 1981; Owen et al.1986)。この考え方では、凝結した物体の供給源が、様々な分子が異なった D/H 比を持っていることを反映して、異なった D/H 比となるとしている。D 量の変動は、隕石 (Robert et al.1987) や IDPs(McKeegan et al.1987) で観測された。H₂O が D を持つ主要素だとすれば、HDO/H₂O が混合を特徴付ける比だと考えることができる。しかし残念なことに、恒星間での HDO/H₂O 比はわかっていない。この考えと星雲の混合モデルの帳尻を合わせるには、粒子の恒星間での痕跡が星雲内部の高温場で消されているために難しい。一

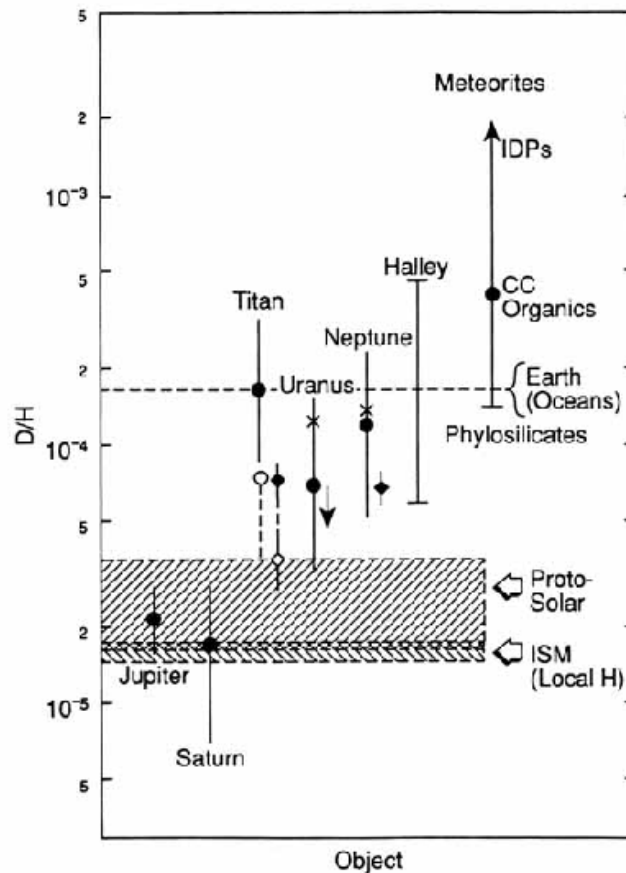


図 36: 木星型惑星、土星の衛星タイタン、Halley 彗星、隕石、恒星間塵粒子 (IDPs) で観測された D/H 比の比較。局地恒星間 (ISM)、原始太陽系星雲ガス、地球の海水での D/H 比も参考として図示されている。天王星の右に図示されている矢印は、下層大気で全く対流が起こっていないと仮定した時に、D/H 比が小さくなることを示している。海王星の数値は、黒丸が近赤外観測結果 (Bergh et al.1990) で、右下の黒四角が遠赤外観測結果 (Orton et al.1992) である。タイタンは、黒丸が Voyager の観測結果 (Coustenis et al.1989) と一致する近赤外観測結果 (Bergh et al.1986b)、右下の黒四角が遠赤外観測結果 (Orton et al.1992)、白丸が Pinto et al.(1986) のモデルによって修正された近赤外観測結果 (Bergh et al.1986b)、右下の白四角が Pinto et al.(1986) のモデルによって修正された遠赤外観測結果 (Orton et al.1992) である。また、木星の値は Gautier and Owen(1989)、土星は Noll and Larson(1990)、天王星は de Bergh et al.(1986a)、Halley 彗星は Eberhardt et al.(1987)、隕石は Epstein et al.(1987) と Robert et al.(1987)、IDPs は McKeegan et al.(1987)、原始太陽系星雲ガスは Geiss(1993)、ISM は Linsky et al.(1993) によって導出されたものである。天王星と海王星の × 印は、Hubbard and MacFarlane(1980) によって論理的に導出された値である。(Gautier et al.1995)

方で、星雲が混合していないとする非対流モデル (Stevenson 1990) では一致している。

図 36 から、凝結した地球の海水、隕石、Halley 彗星の D/H 比が類似した値となっていることがわかる。タイタンの大気中の D/H 比はまだよくわかっていない。Orton et al.(1992) は、 $11.6\mu\text{m}$ 付近の CH_3D と CH_4 の高解像度観測から、 $\text{D}/\text{H} = 7.75 \pm 2.25 \times 10^{-5}$ を得た。タイタンの進化中に D が大気から脱出して細分化要素 f が 1.7 から 2.2 となったとすると (Pinto et al.1986)、原始タイタンの D/H 比は $2.5 \times 10^{-5} \sim 5.9 \times 10^{-5}$ となる。Orton et al.(1992) の観測は、タイタンの大気中で D はさほど増大していないことを示している。

結論を言うと、タイタンを除く太陽系の惑星や衛星では、D が D の凝結した物体に起源を持つと言える。この供給源を形成するメカニズムは、研究する価値がある。

B.8 終章

Voyager や地球からの海王星観測は、下層大気温度構造や化学組成についての様々な情報をもたらした。成層圏下部と対流圏上部の温度構造の特徴は、2bar までの高度がよく解明され、温度分布は 2 地点の緯度で 6.7bar まで観測された。平均分子量が見積もられ、 CH_4 量が解明された。HCN は成層圏で発見され、CO は対流圏と成層圏で発見された。マイクロ波観測から、雲構造や 220K の高度より上部での NH_3 分布が制約され、220K の高度より下部で NH_3 混合比が太陽組成より小さいことがほぼ確実に示された。しかし、今後になっても未解決の問題は残るであろう。

H_2/He 比はまだ曖昧である。海王星の対流圏に N_2 が約 0.3% 存在し天王星に存在しないとすれば、海王星の H_2/He は天王星や原始太陽系星雲ガスの値と類似する。言いかえると、N/H 比が C/H 比と同様に太陽組成より増大しているかもしれないが、N の大部分が海王星対流圏上部で N_2 の生成に使われるのに対して、天王星では NH_3 の生成に使われる。この仮説は、惑星形成論の推察と一致し、海王星の下層大気で NH_3 が少なく天王星の下層大気で NH_3 が太陽組成以上であることとも一致する。また、海王星で HCN が発見され天王星で発見されていない理由の部分的な証拠ともなる。しかし、 N_2 はまだ海王星で直接発見されていない。

雲構造のモデルは妥当だと思われるが、また確実なものではない。このモデルは、対流圏の NH_3 や H_2S 、 H_2O の鉛直分布と関連している。しかし、 NH_3 の鉛直分布は正確に解明されていないし、マイクロ波不透明度に影響を及ぼす H_2S も直接発見されていない。 H_2O は海王星に存在すると考えられるが、量まではあまりよくわからないし、さほど制約も与えられていない。

海王星の対流圏で、CO が熱化学モデルによって予想されていた量よりもかなり多量に発見されたことで、 H_2O 量が太陽組成よりさほど増大していないとした場合に、CO から CH_4 への転向の能率が問題となっている。

天王星と海王星の一番の違いは、内部熱フラックスである。天王星の観測データは内部熱フラックスが 0 だということも考慮していないわけではないので、熱フラックスの

下限は惑星内部の核からの放射を見積もることで計算される。この下限が非常に小さいので、対流が外層で抑制されるだろう。天王星と海王星の $\text{CH}_3\text{D}/\text{CH}_4$ 比や HD/H_2 比を決めるには、細分化要素 f の値が必要となる。もし天王星で対流が起こっていないとすれば、細分化要素 f は天王星の方が大きい値となる。しかし残念ながら、天王星の $\text{CH}_3\text{D}/\text{CH}_4$ 比はよくわかっておらず、 HD は両惑星で発見されていない。

今後、海王星の情報はより多くなるだろう。特に、Hubble 望遠鏡は紫外スペクトルで N_2 を発見するか、少なくとも上限を解明することができる。電波望遠鏡の技術向上によって、天王星と海王星の観測が $5\mu\text{m}$ という高解像度でできるかもしれない。電波望遠鏡によるスペクトル観測は、ミリメートル波長以下の観測が可能である。 HD の吸収線が欧州赤外宇宙観測所で発見されるかもしれない。しかし、組成の最終的な解明はこれまでの観測結果が必要となる。

C The Middle and Upper Atmosphere of Neptune の全訳

C.1 序論

本論文の主題は、海王星の中層大気構造である。ここで中層大気とは大気圧 100mbar 程度の対流圏界面から、熱圏での温度勾配が起こり始める $0.1\mu\text{bar}$ 付近までの領域を表す。現在知られている観測に基づいた成層圏温度構造や化学組成についてレビューすることに重きを置くとともに、利用し得る様々なデータを使ったモデルから洞察される事柄を議論する。上層大気はまだ断片的にしか解明されていないが、Voyager による観測から熱圏のエネルギーを支配している主要なメカニズムが解明される。この論文で成層圏界面とした高度はいくらか任意性がある。しかし CH_4 の混合比 $f(\text{CH}_4)$ は、 $0.1\mu\text{bar}$ 高度付近で減少する圧力とともに急速に減少し、混合比の振動緩和に達している。

本論文で扱う観測は、主に地球からの遠隔観測と Voyager による観測の二つに大きく分類される。地球からの観測（主に、赤外放射スペクトル観測と星食掩蔽観測）は、約 20 年に渡って行われている。これらは Voyager 観測の足がかりとなり、多くの問題を提起するものであった。Voyager の観測は紫外分光計 (UVS)(Broadfoot et al.1977,1989)、赤外干渉分光計 (IRIS)(Hanel et al.1977; Conrath et al.1989)、電波科学測定 (RSS)(Eshleman et al.1977; Tyler et al.1989) により行われた。これらの観測機が得たデータは、海王星大気についての理解を広げ、成層圏の温度構造、化学組成、エアロゾル、運動に大きな制約を与えるものである。

本論文と直接関係する対流圏の温度構造についてと、エアロゾル、雲、もやについてはそれぞれ Gautier et al.(1995) と Baines et al.(1995) にまとめられている。Voyager の RSS 掩蔽観測 (Tyler et al.1989; Lindal 1992) と IRIS 観測 (Conrath et al.1989,1991b) を基にした He と N_2 の鉛直推定量は、Gautier et al.(1995) が議論している。また、Gautier et al.(1995) は対流圏上部と成層圏下部の温度構造や温度圧力構造の水平変動、そこから推測できる運動についても述べている。高い高度で光化学反応によって生成された安定炭化水素が凝結し成層圏下部で形成するもやは、成層圏の化学組成を解明する一つの手段となる (Baines et al.1995)。ここに挙げた論文には、これまで測られた地上からの可視・近赤外観測の歴史も述べられている。

本論文の流れは次の通りである。C.2 節で、成層圏の温度構造を解明する観測についてまとめ、地球からの星食掩蔽観測結果と Voyager による UVS 太陽掩蔽観測結果について詳細を述べる。続いて大気組成の解析に用いられた Voyager 観測後の $p - T$ モデルを示す。C.3 節で、成層圏の化学組成に関する観測をまとめ、炭化水素の量 (CH_4 、 C_2H_6 、 C_2H_2) や、空間変動と時間変動についての証拠、HCN と CO の量について述べる。C.4 節は、中層大気モデルにまつわる話題を述べる。具体的には、成層圏で観測される高温の理由、成層圏下部の CH_4 過飽和についての説明、 C_2 炭化水素の量ともやの生成の予測、観測された炭化水素量から推測される鉛直輸送の長さ (渦混合長) と鉛直

輸送の変動の理由、HCN と CO の発見を取り扱う。最後に C.5 節で、上層大気の温度構造、He 584Å 昼間大気光、オーロラ、光電子放射、電離圏について述べる。

C.2 大気中部の温度構造

温度構造の理解は、遠隔観測から化学組成を決める際に重要である。図 37 に成層圏の温度構造に関する、異なる 3 つの圧力高度領域についてのデータを示す。(以下で指定がない限り、引用した $p - T$ モデルの計算結果は He の体積混合比が 0.19 になるようスケールしてある。) $10^{-2} \mu\text{bar}$ 高度より上部は、Voyager の UVS 掩蔽観測から、0.2mbar 付近のスケールハイトに沿った温度構造を描いた (Broadfoot et al.1989; Yelle et al.1993)。30 ~ $1 \mu\text{bar}$ の範囲を解明するために、地球からの星食掩蔽観測が何度も行われている (Hubbard et al.1987; Roques et al.1994)。これよりも下部は、地球からの赤外遠隔観測と Voyager による RSS 観測と IRIS 観測によって、温度構造についての情報が得られた。対流圏上部と成層圏下部に関しては、Gautier et al.(1995) が詳細に述べている。

図 37 からわかるように、これらのデータは連続的なものでない。その上、個々のデータは同時観測でない、あるいは同じ場所の観測でないので、成層圏の化学組成を推測するためには $p - T$ モデルを使用しなくてはならない。これは、炭化水素のような少量組成を見積もる際、モデルによる不確実性が含まれることを意味する。1mbar 付近の高度より上部においても、温度構造は曖昧な部分があるが、Voyager の観測が行われた後の $p - T$ モデルは後に述べるようによく似ている。

C.2.1 成層圏下部

1mbar 高度よりも下部について、 $7 \mu\text{m} \sim 3 \text{mm}$ の波長で海王星大気の大気熱放射の地上観測が多数行われた。化学組成を推定するために、このような観測から 6bar 付近の高度までの、半球平均された (半球の暖域がより強調されるような) 温度分布を得ている (Tokunaga et al.1983; Hildebrand et al.1985; Moseley et al.1985; Orton et al.1983,1986,1987,1990)。外部への熱放射を考慮して 1mbar 付近の成層圏温度を見積もるためには、 CH_4 の混合比を仮定する必要がある⁴⁹。図 37 に示されている Orton et al.(1990) が与えた温度分布は、 H_2 の衝突誘起吸収が支配する長い波長⁵⁰において、合成スペクトルと観測スペクトルが適合するように、Appleby (1986) の $p - T$ モデルを線形的に動かすことによって得られた。 CH_4 が下部から供給されるのであれば、100mbar 付近の対流圏界面は十分に温度が低く (約 54K)、 CH_4 による最低温度場を形成できる。

Voyager による RSS 掩蔽観測 (Tyler et al.1989; Lindal 1992) と IRIS 連続観測 (Conrath et al.1991b) は、地球からの観測では不可能な空間スケールの情報を得た。両者の観測が

⁴⁹50mbar 高度より下部の温度構造は、 H_2 による衝突誘起吸収によって見積もられる。

⁵⁰すなわち Orton et al.(1990) の温度分布が示されている高度よりも下部

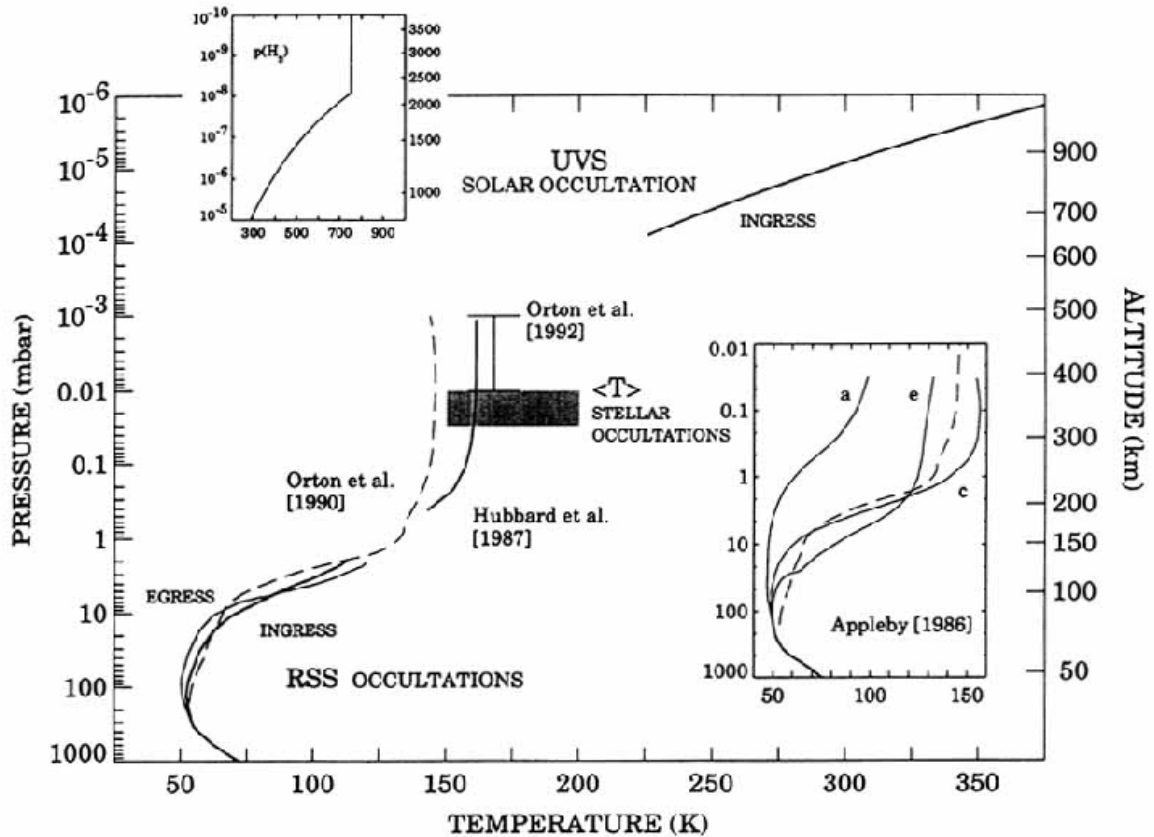


図 37: 様々な解析結果による $p - T$ 分布。RSS 掩蔽観測 (Lindal 1992) からは、2mbar 以下の高度での温度構造が解析される。星食掩蔽観測からは、 $1 \sim 30 \mu\text{bar}$ での温度が解析されている。1985 年 8 月 20 日に行われた Hubbard et al.(1987) による掩蔽観測では、恒星の光の干渉を利用して 0.4mbar までの $p - T$ 分布が得られている。影の付いた領域は、様々な星食掩蔽観測によって定義された平均温度 (T) の範囲を示している。Orton et al.(1990) は He の混合比を 0.15 とし、Appleby (1986) の放射対流平衡モデルを線形的に動かして図のような結果を得た。Orton et al.(1990) が利用した Appleby (1986) の a、c、e モデル ($f(\text{He})/f(\text{H}_2)=0.1$) は、右の挿入図に示されている。また Orton et al.(1992) は、 $\text{CH}_3\text{D}/\text{CH}_4$ 比を考慮に入れて観測スペクトルと合成スペクトルが合う様にした結果、 $1 \sim 10 \mu\text{bar}$ での平均温度を $168 \pm 10\text{K}$ だとしている。さらに上部では、 $10^{-2} \mu\text{bar}$ 付近での温度構造が UVS 太陽掩蔽観測 (ingress) から推測されており (Broadfoot et al.1989)、ここでの H_2 の分圧が上の挿入図に示されている。右の縦軸の高度スケールは、RSS(Hubbard et al.1987) と UVS の観測結果から作られた大気モデルをもとに、1bar の高さを基準として示されている。この図は、指定がない限り、He の混合比は 0.19 である。(Bishop et al.1995)

共に、地球からの観測で推測されていた温度逆転層の存在と、対流圏界面の高度を確かめた。図 37 に示されている RSS 観測によって得られた温度分布は、鉛直構造に関して言えば最も信頼できるものであるが、掩蔽観測を行った際の特定の位置 (60°N (ingress)、 $45 \sim 38^\circ\text{S}$ (egress)) に特化している。IRIS によって観測された、対流圏界面付近でのわずかな温度差 (約 2K) は、ここよりも温度の高い対流圏界面からの放射が原因である (Gautier et al.1995; 図 22 参照)。

RSS 観測と IRIS 観測から、He の混合比は 0.19 ± 0.032 と見積もられており (Conrath et al.1991a)、本論文でもこの値を基準値として使用する。その後、海王星の成層圏下部で HCN が発見された (Marten et al.1991; Rosenqvist et al.1992) ことに動機付けられた Conrath et al.(1993) による解析は、IRIS で確認された N_2 の混合比は最大で 0.006 となっていることを示した。 $f(\text{N}_2)$ が 0.003 だとすると、C によって推測された平均分子量 ($m_{\text{atm}} = 2.393$) から (Conrath et al.1991a)、He の混合比は 0.15 だと推測される。He について、惑星進化の過程から推測された考えは、Gautier et al.(1995) が示している。成層圏の研究に関して、HCN を生成する N_2 の役割は別として、He と N_2 の主な役割は、温度を決めるのに必要となる平均分子量 m_{atm} への影響である。

Orton et al.(1992) は、成層圏の温度に対する制約を提唱した。彼らの波数 1100cm^{-1} の $\nu_4\text{CH}_4$ 放射帯と、波数 1300cm^{-1} の $\nu_6\text{CH}_3\text{D}$ 放射帯の高解像度赤外スペクトル観測から、成層圏の平均気温が $168 \pm 4\text{K}$ だと確認された (この時、 $[\text{CH}_3\text{D}]/[\text{CH}_4] = 3.6(\pm 0.5) \times 10^{-4}$)。この結果と対応するのは $1 \sim 10\mu\text{bar}$ の圧力範囲である。Orton et al.(1992) は、この誤差を $\pm 10\text{K}$ としており、Hubbard et al.(1987) や Bishop et al.(1992)、Yelle et al.(1993) による温度構造や CH_4 混合比の解析結果はこの範囲に含まれている。

C.2.2 星食掩蔽観測

1980 年から、放射線の強さを測定する掩蔽観測が、複数の観測所で行われた (French et al.1983,1985; Hubbard et al.1985,1987; Roques et al.1994)。1980 年以前は、1968 年に BD-17°4388 の観測が行われた (Kovalevsky and Link 1969; Freeman and Lyngå 1970)。このような掩蔽観測では、恒星の光が天体の後ろに隠れて減光したり現れて増光したりするのを観測し、観測対象の惑星に隠れた星の光度を記録する (普通は $2.2\mu\text{m}$ のフィルターを利用する)。この光度からは異なる場所で惑星周縁部を通過するので、経度方向や緯度方向の変動を調査することができる。観測した光度曲線 I/I_0 が十分信頼できるものであれば、ここから逆問題を解くことにより屈折率分布を得ることができる (Wasserman and Veverka 1973; Vapillon et al.1973; Hunten and Veverka 1976; French et al.1978)。この時屈折率や平均分子量を決める化学組成がわかっているならば、屈折率分布は静力学方程式や理想気体の状態方程式を使って、気体の密度分布や $p - T$ 分布に置き換えられる。しかし、観測が不十分な精度だと等温線は精度の悪いものとなる (Baum and Code 1953)。一般的に言って、 $10\mu\text{bar}$ 付近の高度ではこのような観測から得られる平均温度は 10% 程度の誤差を持っているが、温度の変動に関しては信頼できるものだと考えられ

る。

Hubbard et al.(1987) による掩蔽観測結果を利用したモデルは、海王星成層圏の炭化水素量の解析に影響を与えた。チリにある CTIO や欧州南部観測所 (ESO) で観測した 1985 年 8 月 20 日の掩蔽時の恒星の光の干渉は、周縁部の平均気温であったにもかかわらず、0.42mbar 付近で 143K を示し、 C_2H_2 と C_2H_6 の赤外放射が起こる領域と部分的に一致した。Hubbard et al.(1987) は、恒星の光の干渉と周縁部のデータを解析しモデル化することで、扁平率や $1\mu\text{bar}$ での赤道半径の誤差を見積もることに成功した。高度曲線は Baum-Code 方程式を修正したものをを用いたが、Hubbard et al. が導出した図 37 の $p-T$ 分布は、実際の光度を反映したものではない。代わりにこれは、恒星の光の干渉のデータを CH_4 の吸収を考慮せずに、妥当と思われる温度の寄与に適合するようにして得られた $p-T$ 分布である (Lellouch et al.1986)。

Roques et al.(1994) は、海王星大気の星食掩蔽観測の総括的な研究を行った。彼らは、成層圏上部の $p-T$ 分布を求めるために、1983 年から 1990 年にかけて行われた 9 回のイベント中に計測された 22 の掩蔽観測データを解析した。これらの光度曲線は $45^\circ\text{N} \sim 70^\circ\text{S}$ の緯度範囲のもので、緯度による違いや太陽の日照変動を強く示していない。しかし、 20°S 付近で平均気温の高いことが示されており、非等温分布は赤道付近に限られている。逆問題を解く手法は解の場 (複数解が集まった空間) を与えるので、考え得る発散解を基に特定のプロファイルを選び出すために独立な基準を見つけなくてはならない。さらに計算によって導出される温度プロファイルは、より高高度の観測に含まれる誤差の影響を強く受けるため、 $1\mu\text{bar}$ よりも上部では精度の悪い温度分布となってしまう。図 38 は、欧州南部観測所で 1985 年 8 月 20 日に観測された星食掩蔽データから求めた一群のプロファイルである。様々なデータと逆問題を解くことで得られた分布との比較を容易にするために、Roques et al. は $p-T$ プロファイルを選んだ。彼らは、 $p-T$ プロファイルが高い高度でも小規模な構造を保つことができ、この小規模な特徴が有意であると考えたからである。この特徴を利用して得られた温度の「信頼区間」は、 $0.2\mu\text{bar}$ で 130K の幅を持った領域であるが、 $10\mu\text{bar}$ では 5K の幅にまで縮小している。Broadfoot et al.(1989) による UVS 太陽掩蔽観測から得られた $p-T$ 分布は、海王星成層圏の温度が時間と位置によってかなり変動するという星食掩蔽観測結果に反して決められている。22 セットの光度曲線から、Roques et al. は平均気温 $\langle T \rangle$ を $10 \sim 30\mu\text{bar}$ での気温平均と定義して算出した。なお、フラックスレベルの初期状態や不確定性に対して最も変化が少ないのがこの圧力領域である。この平均気温 $\langle T \rangle$ を図 39 に示す。既に述べた様に、 20°S 付近に高温領域が存在する。平均温度範囲は 150K \sim 200K という適切な値である (図 37 参照)。

天王星成層圏の平均気温の時間変動と太陽活動指数変動の比較に基づいて、Roques et al.(1994) は海王星成層圏の平均気温が太陽周期と約 1 年ずれた周期で変動しており、その変動幅が約 50K であることを示唆した。しかし、今後も多くの観測からこの事実関係を調査しなければならない。

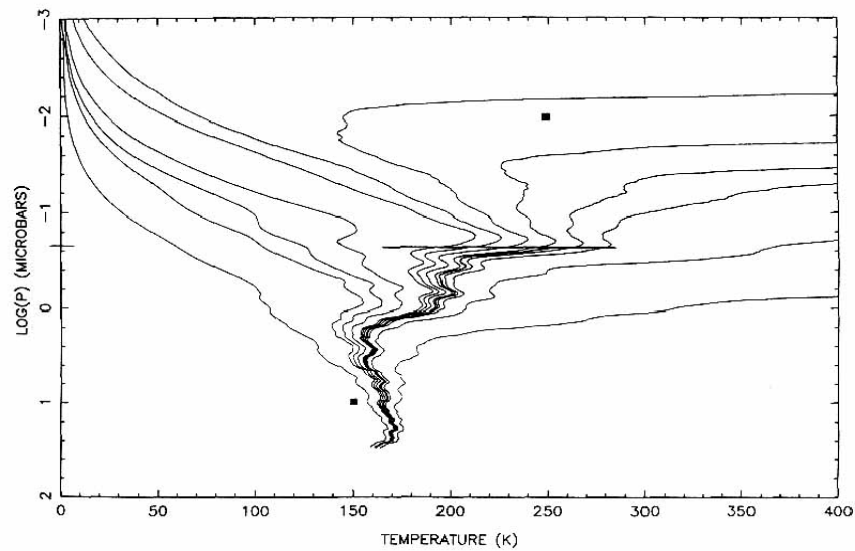


図 38: 欧州南部観測所 (ESO) で 1985 年 8 月 20 日に得られた、恒星が地球から見て惑星に潜入した時の星食掩蔽観測結果。黒四角は Broadfoot et al.(1989) によって得られた UVS データの解析に基づく $p - T$ 点である。(Roques et al.1994)

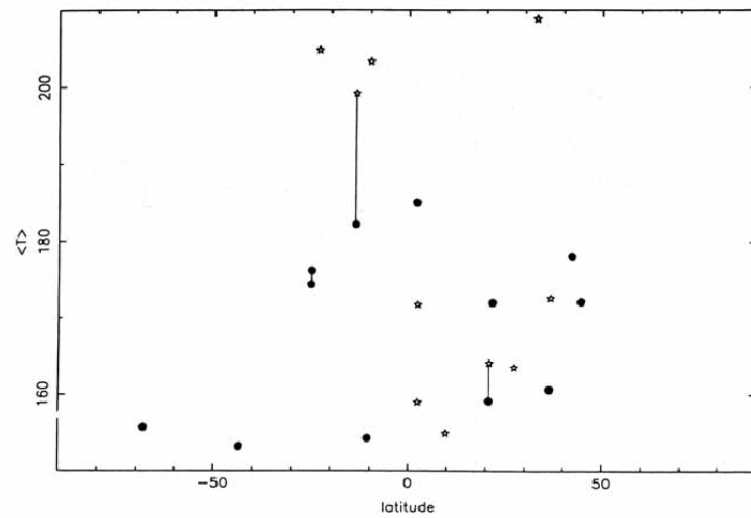


図 39: 1983 年から 1990 年に行われた、22 の星食掩蔽観測の光度曲線から得られた $10 \sim 30 \mu\text{bar}$ における平均気温の変動。時間変動も含まれている。黒丸は誤差の少ないデータを示しており、線はこの高度領域付近で得られたデータを示している。(Roques et al.1994)

C.2.3 Voyager による UVS 太陽掩蔽観測

Voyager の UVS 観測結果を利用した海王星の温度構造は Broadfoot et al.(1989) によって得られ、限られた高度範囲でのより詳細な解析は Yelle et al.(1993) によって行われた。UVS による太陽掩蔽観測から、減光が H_2 によって主に引き起こされる温度構造についての情報を得ることができる。つまり H_2 は静力学平衡状態下で大気主用組成であり、その密度のプロファイルが得られれば温度プロファイルが推測できる。 H_2 は、次の3つの波長領域で主要な吸収体となる。800Å以下の波長では、主に H_2 のイオン化が吸収減光を引き起こす。イオン化の吸収断面積は大きいため、この波長は熱圏上部の探査に用いられる。これは圧力にして $10^{-5}\mu\text{bar}$ 程度の領域である。800~1100Åの波長では、主に H_2 電子の帯吸収が引き起こされる。この波長領域を用いて、 $10^{-2}\mu\text{bar}$ を中心とした広範囲の大気が解析される。1500Å以上の波長では、 H_2 による Rayleigh-Raman 散乱が主要な吸収を引き起こす。Rayleigh-Raman 散乱の横断面は約 10^{-24}cm^2 の範囲であり、0.2mbar 付近の解析に用いられる。

1bar 高度より上部の 250~650km の範囲では、 H_2 による吸収よりも炭化水素による吸収が主となるため、温度構造の推測は不可能である。炭化水素の高度分布を考えるのはおもしろいことであるが、250~650km では内挿法や他の制約に依存せざるを得ない。C.4.1 節で述べる理論モデルは、観測された温度構造を再現できないので、温度構造解明への手がかりとなるものにはならない。

UVS による太陽掩蔽観測の幾何学的特徴を表5に示す。概して言えば、掩蔽の ingress と egress の観測結果はよく一致しており、とりわけ温度構造の一致が著しい。UVS 観測結果は、高度の関数として透過スペクトルを得るために多くの処理が必要となる。このデータ修正手法については、Yelle et al.(1993) が詳しく説明している。

UVS Solar Occultation Parameters		
Parameter	Entrance	Exit
Spacecraft event time	89-237/04:00	89-237/04:53
Encounter relative time	00:00	+00:53
Geographic location	61°N, 259°W	49°S, 160°W
Range to center of Neptune (km)	2.96×10^4	8.00×10^4
Slant range to tangent point (km)	1.42×10^4	7.56×10^4
dz/dr (km s^{-1})	-9.9	12.8
Size of Sun in atmosphere (km)	4.1	22

表 5: UVS 太陽掩蔽観測での変数。(Bishop et al.1995)

図 40 は、 H_2 の吸収帯や Rayleigh-Raman 散乱データから推測された H_2 密度分布を示している (Yelle et al.1993)。この密度分布は、ingress の惑星緯度半径を 24,445km、egress の惑星緯度半径を 24,535km として、1bar よりも上部の高度に対して図示している (Lindal et al.1992)。この半径が正しければ、180km~260km 高度範囲の ingress 結果と egress 結果の H_2 密度に違いがあることになる。密度の違いが高度のずれを表しているとすれば、その違いは 11km となる。このような高度で RSS 観測から得られた結果は、UVS の ingress 結果の上 3km と egress 結果の下 8km での H_2 密度と一致している。

この微小な高度の違いは、海王星の形状の知識不足や、1bar から 180km の高度範囲での緯度方向の温度変動に起因する。重要なのは、密度の違いがエラーバーで示された観測誤差よりも大きいのが、全ての観測 (UVS ingress、UVS egress、RSS) 結果は 25% 内で一致していることである。

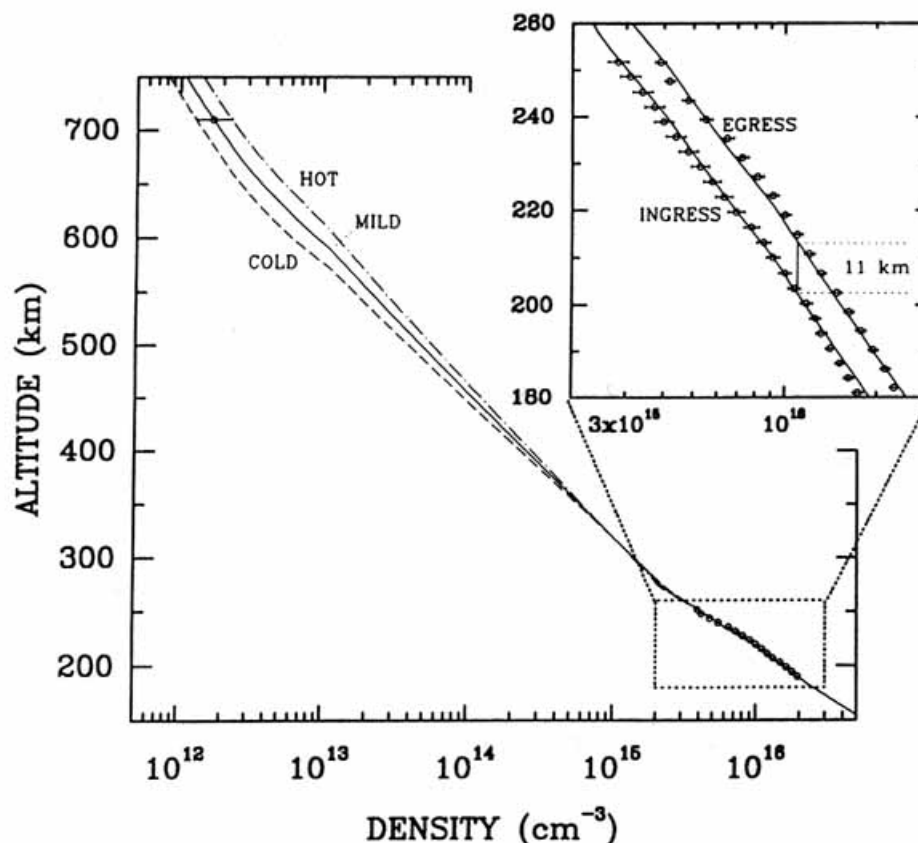


図 40: UVS の太陽掩蔽観測 egress 地点における 180 ~ 280km 範囲での H_2 密度と、 H_2 電子の帯吸収における 710km での H_2 密度。挿入図は ingress 結果と egress 結果の比較図である。(Yelle et al.1993)

H_2 電子の帯吸収から見積もった 700km 付近での H_2 密度は、あまり正確なものではない。最近では、ここでの観測結果と吸収スペクトルのモデルを適合させるのが不可能であることがわかっている。図 41 は、この問題を端的に示した観測吸収スペクトルと合成吸収スペクトルの比較図である。モデル計算で得られた透過スペクトルは、1000Å 波長以上で観測値と一致するが、短い波長では大きな値を示す。 H_2 電子の帯吸収はかなりよく理解されており、この不一致は H_2 分子の情報ที่ไม่正確であるためではない。

Yelle et al.(1993) は、 H_2 密度を推定するために 1000 ~ 1050Å の範囲を利用した。彼らは H Lyman β (6-0) による太陽 H Lyman β 線の吸収が唯一重要な過程であるので、

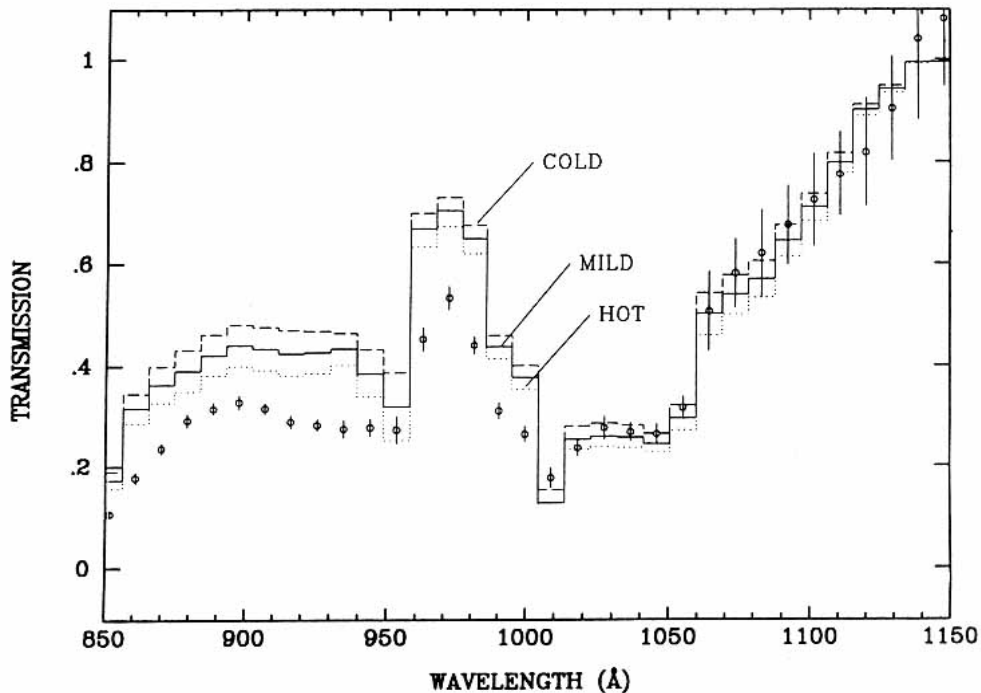


図 41: egress での UVS の太陽掩蔽観測で観測された、高度 710km での H_2 電子の帯吸収スペクトルと合成スペクトルの差異比較。1025Å 波長付近 (H Lyman β) は、 H_2 密度を推定するのに使われる。(Yelle et al.1993)

大気の透過特性は 1000-1050Å の波長を用いて正確にモデル化できることを論じた。さらに、太陽の (6-0)H Lyman β 線は強度が強いため、修正する際に生じる誤差は 1000 ~ 1050Å 波長ではさほど影響がない。波長 1000 ~ 1050Å に頼ったモデルが正確であるならば、700km での H_2 は、図 40 で示したように 2 倍以内の誤差範囲で決定される。観測スペクトルと比較すると、Rayleigh-Raman 散乱で検出された 11km の差異は、 H_2 電子の帯吸収スペクトルでも確認できる。このように、高度 200km ~ 700km での温度構造は、ingress 地点と egress 地点で類似していることが確認できる。

C.2.4 経験的な $p - T$ モデル

これまで述べてきたように、利用しうるデータから完全に連続した成層圏 $p - T$ プロファイルは得られない。Voyager の観測結果は、少量成分の解析に必要な暫定モデルを作るために使われる (Bézar et al.1991; Bishop et al.1992; Orton et al.1992; Yelle et al.1993)。このようなモデルは、1mbar 以下の高度には RSS 観測結果を適用し、1.0 μ bar の温度には 100 ~ 1 μ bar での平均温度を変数として用いる。さらに、Voyager の観測は He の混合比に制約を与え (Conrath et al.1991a)、成層圏の CH_4 量の修正には Voyager

の掩蔽観測結果や赤外観測結果が利用される。Hubbard et al.(1987) の $p - T$ プロファイルはこういったモデルの中で優れたものである。

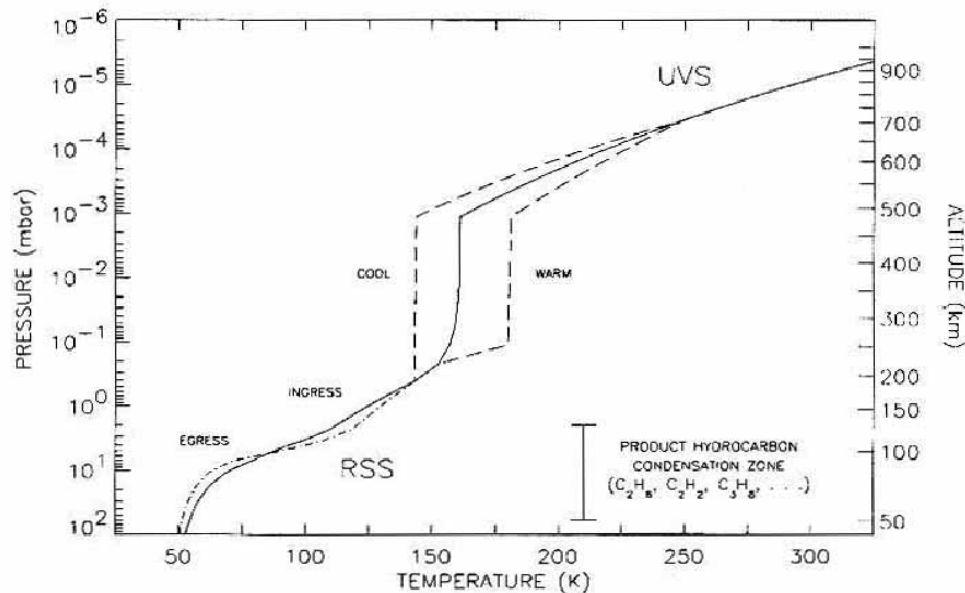


図 42: RSS 観測結果に基づく海王星成層圏 (1mbar 以下の高度) の $p - T$ モデル (Lindal 1992) と、ingress 地点の観測結果に基づく $0.03\mu\text{bar}$ 以上の高度での熱圏 $p - T$ モデル (Broadfoot et al.1989) と、その中間に位置する Hubbard et al.(1987) が解析した $p - T$ モデル。cool と warm モデルは $1.0\mu\text{bar}$ での星食掩蔽観測から推測される温度の範囲を示している。RSS 掩蔽観測での ingress(61°N) での 1bar 高度の半径は $24,445\text{km}$ で、egress(49°S) での 1bar 高度の半径は $24,535\text{km}$ であり、ここから高度方向の目盛りが換算されている (Lindal 1992)。炭化水素が生成する高度では、炭化水素が凝結することが推測されており (Moses et al.1992; Romani et al.1993)、図の右下にその領域が図示されている。(Bishop et al.1992)

図 42 は、Bishop et al.(1992) が作成した ingress 地点での $p - T$ モデルであり、egress のモデルも示してある。このモデルは、RSS 観測 (Lindal et al.1990)・UVS 観測 (Broadfoot et al.1989)・星食掩蔽観測 (Hubbard et al.1987) で得られた観測値から、 $T/T_0 = (p/p_0)^\alpha$ の関係式より内挿して作られており、He 混合比 $f(\text{He})=0.19$ としている。 $1\mu\text{bar}$ での気温は 161K である。Bézar et al.(1991) によって作成されたモデルも、 $1.0\mu\text{bar}$ 高度よりも上部で等温となっていることを除けば、図 42 の egress でのモデルと非常に類似した結果となっている。Bézar et al.(1991) のモデルでは CH_4 混合比を 0.1% ($m_{\text{atm}}=2.41$) とした結果、 $1.0\mu\text{bar}$ での気温が 159K と導出されている。また図 42 では、星食掩蔽観測結果から推測される $1\mu\text{bar}$ 付近での温度範囲を反映して (図 37)、高温側の $p - T$ 分布は $1\mu\text{bar}$ で 182K 、低温側の $p - T$ 分布は $1\mu\text{bar}$ で 144K となっている。

Orton et al.(1992) は、Hubbard et al.(1987) によって導出された $1\mu\text{bar} \sim 400\mu\text{bar}$ の範囲で温度分布を集め、RSS 掩蔽観測による ingress 結果と egress 結果を摂動平均して、図 42 と類似したモデルを作成した。RSS 観測結果の摂動は、 $17\mu\text{m} \sim 23\mu\text{m}$ でのスペクトル結果 (Orton et al.1990) と一致するように、標準温度調査法 (Orton et al.1987) を使って行われた。これにより、対流圏界面の温度が平均的な RSS 観測結果より約 2K 上昇していることが示された。星食掩蔽観測から得られた平均温度の範囲 (Roques et al.1994) と一致させるために、Orton et al.(1992) は $1\mu\text{bar}$ での温度を 140K \sim 200K に制約した。

Yelle et al.(1993) も、様々な RSS 観測結果を組み合わせる $p - T$ モデルを作成した。ここでは Hubbard et al.(1987) によって導出された $p - T$ モデルに基づいて作成するのではなく、 $0.2 \sim 0.07\text{mbar}$ で温度が急激に増加し $0.1\mu\text{bar}$ まで 180K で等温となっている UVS 観測データの解析によって見積もられた、 0.3mbar 付近での温度が 130K という値を利用した。これにより、彼らは図 42 と類似した $p - T$ 分布を得た。温度構造の誤差について、等温場の温度が低温側で 170K、高温側で 190K として扱われている。このモデルでの H_2 密度は図 40 で示されている。

重要なのは、こういったモデルが全て細工が施されているということである。例えば Orton et al.(1992) が RSS 観測結果を摂動させた際には、赤外観測の解析結果と適合するようにして 1mbar 高度より下部での $p - T$ 分布を得た。しかし、RSS 観測の ingress 結果と egress 結果は 100mbar より下部でかなり異なったものとなっているので、Orton et al.(1992) が摂動させて得た $p - T$ 分布と一致するように、RSS 掩蔽観測からは得られていない対流圏界面の高温側の温度分布に合わせた平均 $p - T$ 分布を表現することはできない。またこのようなモデルの多くは、Hubbard et al.(1987) が 1985 年 8 月 20 日に恒星の光の干渉を観測して修正された Baum-Code モデルから、 0.4mbar 付近を中心とした。この付近では化学組成がモデルとは独立な場所として示されているが、導出によって決められた温度範囲については触れていない。Hubbard et al.(1987) が観測した恒星の光が干渉する位置は、鉛直方向の温度勾配によって特徴付けられる場所である。この勾配の誤差 (もしくは勾配の水平変動や時間変動) は、連続的な $p - T$ 分布を解明するのに必要な RSS 観測や周縁部の星食掩蔽観測を内挿して処理される。最後に、成層圏の $1 \sim 100\mu\text{bar}$ が等温だとは確実に言えるものではない。実際に、Roques et al.(1994) によって導出された温度分布は等温となっていない。しかし、 $p - T$ 分布の形を左右する成層圏の化学組成は、この圧力範囲では温度構造にさほど影響を与えない。非等温だと示すデータがないことを考慮して、この層が等温だとすることが好都合だと考えている。

C.3 中層大気の化学組成

成層圏の特徴は、親核種としての CH_4 が太陽光線の遠紫外光子を吸収する光化学反応である。非平衡状態は、 CH_4 ばかりでなく C_2H_2 や C_2H_6 を生成し、これらの炭化水素が十分存在するために、電子状態と振動状態の結合した赤外放射が惑星からの $7 \sim 16\mu\text{m}$ のスペクトルに影響を与える。 CH_4 は放射過熱や放射冷却を通して温度構造に影響を与

える (Macy and Trafton 1975; Wallance 1975; Appleby 1986,1990)。こういった点から、 CH_4 や C_2H_2 は重要な組成であると考えられている。

赤外放射率は、温度構造に極めて敏感である。Voyager が海王星成層圏に与えた制約は、唯一の $p-T$ モデルを推定させたことではなく緯度方向の組成変動であり、星食掩蔽観測では時間変動が示された。しかし、Voyager の観測から得られた $p-T$ 分布は、赤外放射観測から推定される少量組成への制約を与えた。表面平均のモデルは、地球からの観測で得た表面積分したデータをモデル化する必要がある。赤外放射観測やその解析、モデルとの関係については、Orton and Appleby (1984) によって述べられている。

この節ではまず最初に、炭化水素量を推定する観測を最近の観測に焦点を絞ってまとめる。次に、 CH_4 、 C_2H_2 、 C_2H_6 に特徴的な事項や、緯度方向の変動・時間変動についての根拠を述べる。最後に、ミリメートル波長による海王星成層圏の HCN と CO の観測について述べる。同位体の観測は B.5.2 節で議論している。以下では CHES 接頭語を、過飽和となっている高度を除いた混合比分布を示すのに用いる。過飽和となっている高度では、混合比分布が飽和蒸気圧曲線を示している。このような混合比分布は、赤外放射データの解析に使われる。成層圏下部 (CH_4 が凝結する高度 1.9bar 付近を除く 1.0mbar 以下の高度) の CH_4 混合比は、 $f_s(\text{CH}_4)$ として示す。また、対流圏界面での飽和蒸気圧に基づく CH_4 混合比は、 $f_{\text{TRAP}}(\text{CH}_4)$ として示すものとする。

C.3.1 観測

海王星成層圏に炭化水素が存在することは、赤外スペクトル観測から示された。8~13 μm で解像度が約 2% のスペクトル観測 (1975 年と 1976 年に観測) は、Gillett and Rieke (1977) によって解析され、7.7 μm での $\text{CH}_4\nu_4$ 吸収帯と 12.2 μm での $\text{CH}_4\nu_9$ 吸収帯を観測した。Macy and Sinton (1977) は光度測定フィルターを使って、 CH_4 と C_2H_6 の放射を観測した。Gillett and Rieke の観測結果が 1985 年に得られ (Orton et al.1987)、その結果を Orton et al.(1990) が 1986 年と 1987 年に得たデータを基に較正を行ったことで、8~14 μm と 17~23 μm での解像度が 2% の海王星表面からのスペクトルを得ることができた。このスペクトルは図 43 に示されており、この図から 7~8 μm の CH_4 と CH_3D による放射、12 μm の C_2H_6 による放射、14 μm 枝での C_2H_2 による放射が確認できる。Kostiuk et al.(1990) は Voyager が観測を行う数ヶ月前に、高解像度 ($\nu/\Delta\nu \approx 2.5 \times 10^5$) の赤外双周波数混合分光計を使って、海王星からの $\text{C}_2\text{H}_6\text{RR}(4,5)$ 放射線を観測した。この放射線 (840.9764cm^{-1}) は、Orton et al.(1987,1990) によって観測された 12 μm での C_2H_6 放射線帯の範囲内である。Orton et al.(1992) は、1989 年と 1990 年に 7~20 μm に中心のある成層圏からの放射を高解像度 ($\nu/\Delta\nu \sim 10^4$) でスペクトル観測した。この時観測されたのは、 587cm^{-1} での四極子 H_2 による S(1) 吸収線、 743cm^{-1} での $\text{C}_2\text{H}_2\nu_5$ 周波数帯における R(5) 吸収線、 820cm^{-1} 付近での C_2H_6 と $^{13}\text{C}^{12}\text{CH}_2$ による Q 集合体、 CH_3D の $\nu_2\text{Q}$ 枝、 1156cm^{-1} 付近での CH_4 による $\nu_4\text{P}(9)$ 吸収線である。このような結果は、Voyager が温度構造や炭化水素量に与えた制約を利用して、Orton et al.(1987,1990) の観測結果

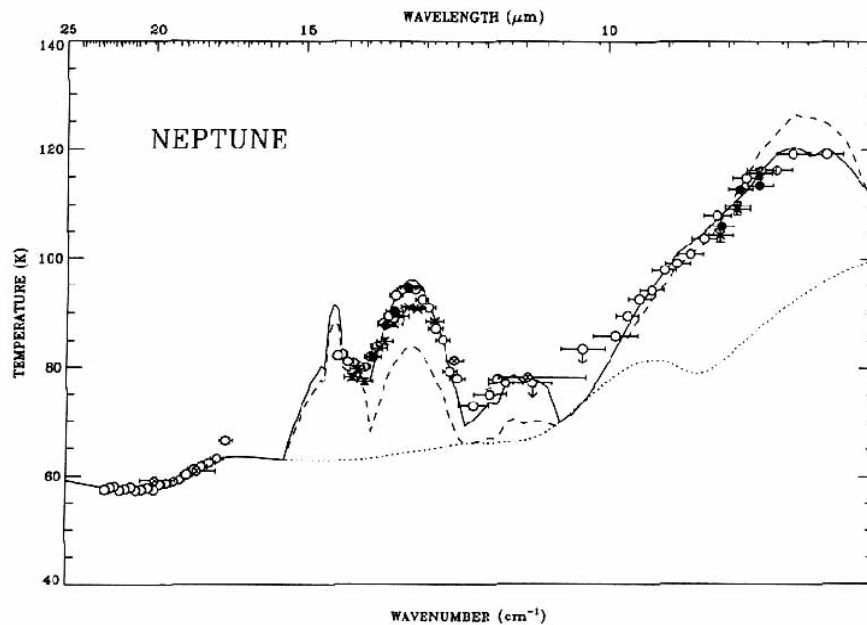


図 43: 解像度 2% での $8 \sim 23 \mu\text{m}$ での海王星のスペクトル。黒丸は較正を行うために使われた点である。他のデータは、白丸が Orton et al.(1987)、 \otimes 印は Tokunaga et al.(1983) と Orton et al.(1983)、*印は Gillett and Rieke(1977) のものである。初期の頃のデータは、Orton et al.(1990) によって推定されたフラックスや惑星の大きさと一致するように、修正が加えられている。実線は、 C_2H_2 、 C_2H_6 、 CH_4 の CHES 混合比分布と一致するように Appleby (1986) の $p-T$ モデルを節動させて得られたものである。点線は、 H_2 の衝突誘起吸収のみを考慮した合成スペクトルである。破線は、Romani and Atreya (1989) の光化学モデルによって導出された炭化水素量の分布を考慮して計算された合成スペクトルである。(Orton et al.1990)

を修正したものと組み合わせて解析されたものである。1991 年の 7 月に得られた 2% の解像度の $6.5 \sim 13.5 \mu\text{m}$ 波長のスペクトルは、Hammel et al.(1992) が議論した。このような全ての研究結果は、観測時に地球に面した半球の表面平均を用いており、南半球からの放射により重みがかかっている。

Voyager 2 の IRIS 観測と UVS 観測により、成層圏の化学組成に関するデータが得られた (Conrath et al.1989; Broadfoot et al.1989)。Bézard et al.(1991) は、IRIS 観測で得られた C_2H_2 の $14 \mu\text{m}$ での放射線と C_2H_6 の $12 \mu\text{m}$ での放射線を解析し、木星と土星の解析結果が一致することを確認した。海王星の成層圏下部は低温であり、 1100cm^{-1} 以上の波数でのスペクトル観測は急激に誤差が増大するので、IRIS 観測は CH_4 放射の温度依存した上限値しか解明できない。Bézard et al.(1991) は 0.5mbar 付近を中心とした C_2H_2 と C_2H_6 の平均量を解明するために、低解像度で観測されたスペクトル (図 44) を

集めて平均化を行った。観測時の視野は $10^{\circ}\text{S} \sim 50^{\circ}\text{S}$ を中心としていたため、得られたスペクトルは南半球に偏っていた。高解像度で得られたスペクトルは、 C_2H_2 放射の緯度方向の変動を示した (C.3.4 節)。この時 s/n 比が小さかったので、 $12\mu\text{m}$ での C_2H_6 放射の緯度変動を発見できなかった。

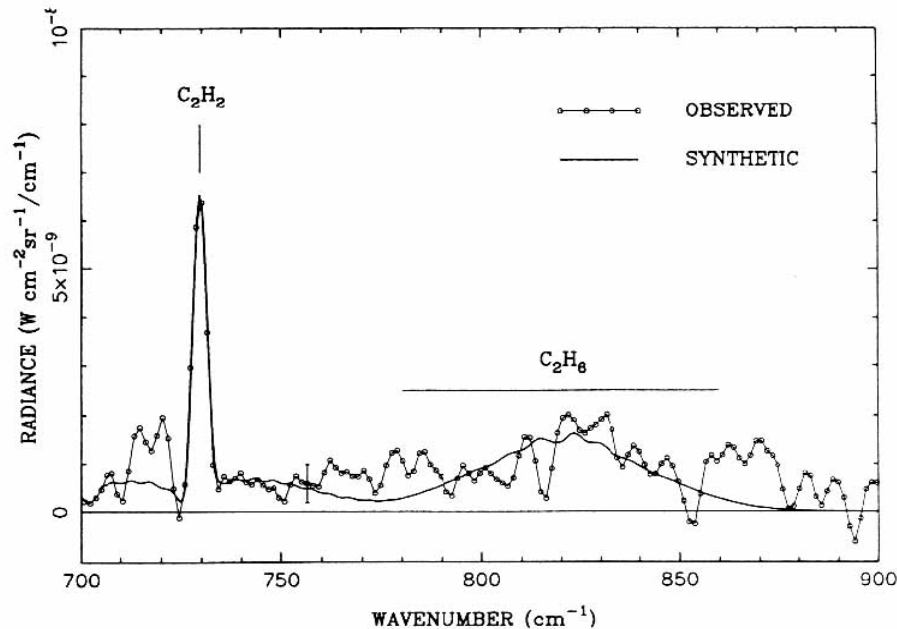


図 44: C_2H_2 と C_2H_6 の放射に左右される領域で、IRIS 観測によって得られた表面平均スペクトル。合成スペクトルはこの波長領域での一般的な $p-T$ モデルを用い、 C_2H_2 の CHES 混合比を 6×10^{-8} 、 C_2H_6 の CHES 混合比を 1.5×10^{-6} として計算している。(Bézard et al.1991)

121.6nm での H Lyman α 線より長い波長での UVS 太陽掩蔽観測により、約 $0.1\mu\text{bar} \sim 0.1\text{mbar}$ までの成層圏が調べられた (Broadfoot et al.1989)。この掩蔽観測により、ingress(61°N) と egress(49°S) での結果が得られた (図 45)。また、昼間大気光やオーロラの観測も UVS 観測で行われたが、これについてはより高い高度に関する事項も含めて C.5 節で述べる。太陽掩蔽観測結果の解析は、現在まで二通りの研究方法で行われた。Bishop et al.(1992) は、光化学モデルに基づいて $125\text{nm} \sim 138\text{nm}$ の光度曲線をモデル化することで、成層圏下部の CH_4 量や成層圏上部の渦混合長を見積もった。彼らは、この波長領域では主に CH_4 が不透明度源となっているので、得られた結果は光化学モデルに依存した結果ではないと述べている。Yelle et al.(1993) は、 $120\text{nm} \sim 170\text{nm}$ での光度曲線の逆問題を解くことで、図 40 の結果に沿った CH_4 と C_2H_6 の数密度分布 (図 46) を得て、 C_2H_2 と C_2H_4 に制約を与えた。

他の観測は、海王星成層圏の炭化水素量を予測するために使われている。Lellouch et

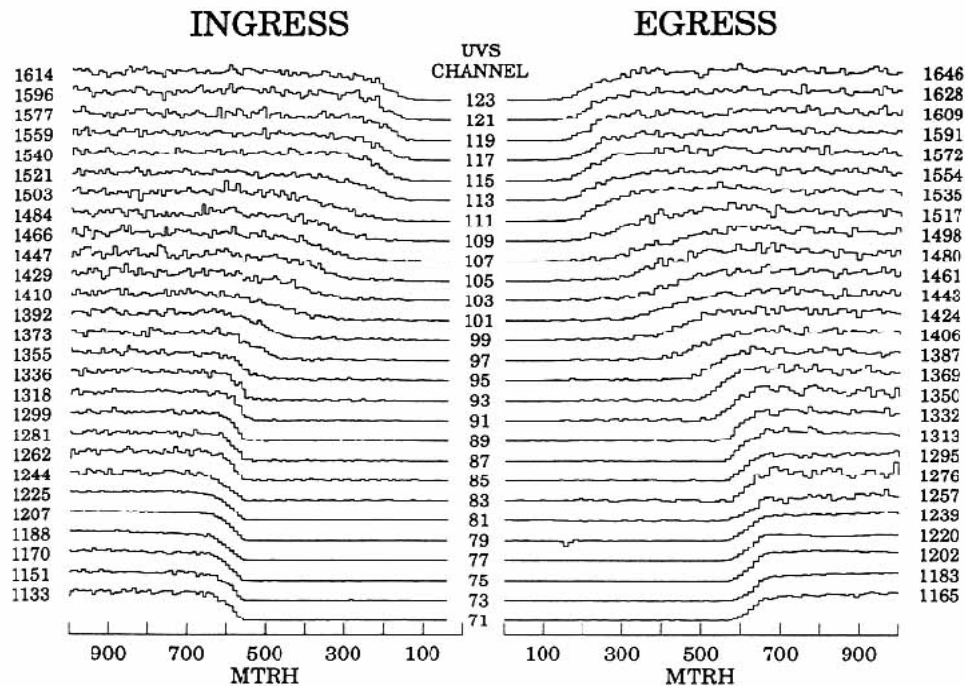


図 45: Voyager の UVS 太陽掩蔽観測から得られたデータ。この観測結果は接平面から 500km の範囲で、0.96 秒間隔で平均した光度曲線 (I/I_0) と個々の周波数帯での波長が並べられている。高度方向の解像度は 9.5km(ingress) と 12.3km(egress) で、スペクトルの解像度は約 2.5nm である。H Lyman α (121.6nm) より長い波長 (λ) は熱圏を観測する ($\lambda \leq 135\text{nm}$ は $0.1 \sim 0.3\mu\text{bar}$ 付近を解析し、 $135\text{nm} \leq \lambda \leq 155\text{nm}$ は徐々に成層圏下部となり、 $\lambda \geq 155\text{nm}$ は $0.2 \sim 0.3\text{mbar}$ 付近を解析する)。(Broadfoot et al.1989)

al.(1986) は、1985 年 8 月 20 日の星食掩蔽観測での恒星の光が干渉した後の減光を利用し、等温層 ($T=150\text{K}$) での CH_4 混合比 (約 1%) を推測した。しかし Hubbard et al.(1987) は、これが 30%減光したのは温度勾配が原因であったことを示した。Caldwell et al.(1988) は IUE 紫外アルベド観測から C_2H_2 の混合比を、Orton et al.(1987) による赤外放射スペクトル解析の C_2H_2 混合比より約 2 倍小さいことを推定した。ここで、5mbar 以下の高度で凝結によって起こる C_2H_2 の気相の除去や、成層圏にエアロゾルが存在することについては Caldwell et al.(1988) は触れていない。この Orton et al.(1987) による解析で使われた $p-T$ モデルは、温度が低温に偏ったモデルだったので (Orton et al.1992)、IUE 観測結果と赤外観測結果はひょっとすると一致した結果となっているのかもしれない。成層圏のもやの観測は、化学組成に関する推測と制約を与えるものである (Baines and Smith 1990; Pryor et al.1992)。例えば、凝結高度は組成を区別する手がかりとなるし、もや中のエアロゾルの存在は凝結核として考えたり温度構造を修正することで気相量に影響を与える。これらの詳細は Baines et al.(1995) が述べている。

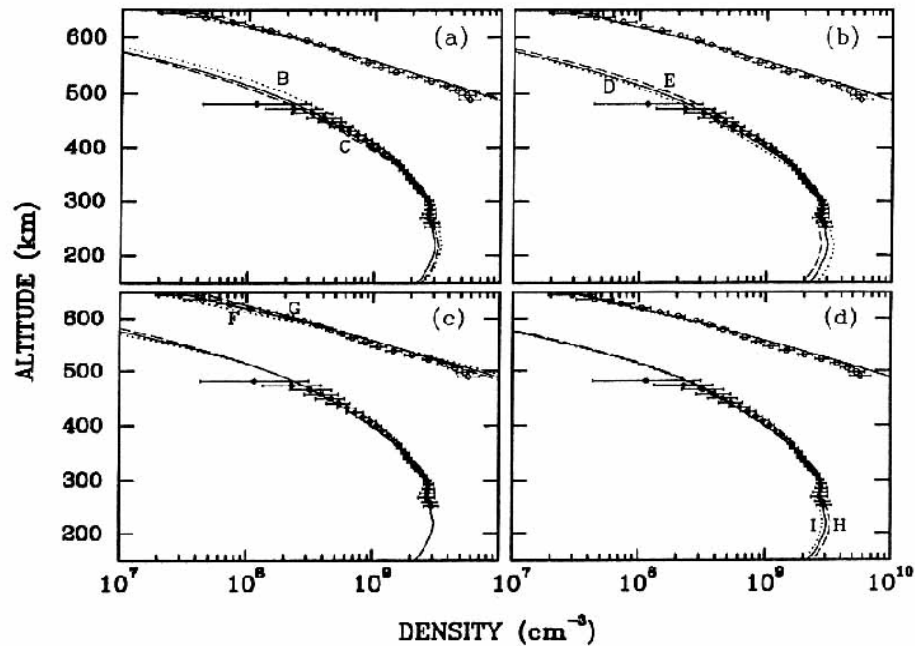


図 46: UVS 太陽掩蔽観測 (egress) 高度曲線の逆問題を解くことによって得られた CH_4 と C_2H_6 の数密度分布。図の曲線は、渦拡散分布や CH_4 混合比、 CH_4 の光分解から生成される C_2H_6 によって特徴付けられるモデルである。各々の図はある変数を変動させ他の変数が適合するように補正されたときの結果を示している。(a) は高度 550km ($p \approx 0.6 \mu\text{bar}$) での CH_4 スケールハイトを $30 \pm 3 \text{km}$ としたものの、(b) は高度 320km ($p \approx 30 \mu\text{bar}$) での C_2H_6 スケールハイトを $150 \pm 30 \text{km}$ としたものの、(c) は高度が高くなるにつれて急激に温度が上昇する高度 z_b を $300 \pm 50 \text{km}$ としたものの、(d) は $1 \mu\text{bar}$ での温度を $180 \pm 10 \text{K}$ とした大気モデルである。(Yelle et al.1993)

C.3.2 CH_4

海王星成層圏での CH_4 分布は、鉛直輸送と Lyman α 光解離による消滅によって決められる。Voyager による UVS 観測結果の解析 (Parkinson et al.1990; Bishop et al.1992; Yelle et al.1993) から、渦拡散係数 $K (\geq 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1})$ が成層圏上部で大きいことが示された。これは、成層圏下部の $10 \mu\text{bar}$ 高度付近に存在する CH_4 凝結高度より上部で、 CH_4 混合比が一定を維持するだけ十分に大きい値である。このように CHES 混合比分布を使えば、 $7.8 \mu\text{m}$ での赤外放射データを解析する時に正当性が証明される。

Orton et al.(1987,1990) によってなされた観測結果の解析は、CHES 混合比分布と組み合わされた放射対流平衡 $p - T$ モデル (Appleby 1986) の摂動に頼ったものである (C.2.1 節参照)。この手法で得られた $f_s(\text{CH}_4)$ は 0.02 であった。この数値は Hildebrand et al.(1985) と Orton et al.(1986) によって推測された対流圏の CH_4 混合比 (2%) と一致して

いる。灰色大気として較正されていない地球の CH_4 吸収線による減光の補正は、Orton et al.(1990) が導入しているが、 C_2H_2 と C_2H_6 の解析にはこの補正は必要ない。

Orton et al.(1992) は、海王星の高解像度スペクトル解析の一部であった中解像度の CH_4 放射データの再解析を行った。彼らは、CHES 混合比分布と Voyager や地球からの観測で得られた $p-T$ モデルを使って、成層圏温度に対する $f_s(\text{CH}_4)$ をパラメータ表示した (C.2.3 参照)。この解析から $f_s(\text{CH}_4)$ は、成層圏の平均温度 (140K) で $2.00(\pm 0.66) \times 10^{-2}$ から 200K で $6.88(\pm 1.74) \times 10^{-5}$ という範囲になることが示された。Orton et al.(1992) は $[\text{CH}_3\text{D}]/[\text{CH}_4]$ 比に基づいて、成層圏の平均温度を $168 \pm 10\text{K}$ と推測した (C.2.1 節参照)。このような温度の違いや誤差によって、成層圏の CH_4 混合比が $7.5_{-5.6}^{+18.6} \times 10^{-4}$ であることが推測され、 $f_s(\text{CH}_4) > f_{\text{TRAP}}(\text{CH}_4)$ であることがわかる。Hammel et al.(1992) によって観測された $7.8\mu\text{m}$ での放射帯強度は、誤差が 40% と大きかったものの Orton et al.(1987,1990) の観測結果と一致している。

UVS 太陽掩蔽観測 (ingress) 光度曲線の解析 (Broadfoot et al.1989) は、 $0.1\mu\text{bar}$ 付近で成層圏平均気温を 150K とすると、 CH_4 は約 3×10^{-5} となることを示した。 CH_4 が主要な不透明度源となる波長領域 (125 ~ 138nm) での UVS 掩蔽観測から得られた光度曲線の解析は、Romani and Atreya (1989) の光化学モデルを用いて Bishop et al.(1992) が行った。この解析結果から、125 ~ 138nm での渦拡散係数や、成層圏下部の CH_4 混合比を推定することができる。ただしこのような解析結果は、採用した大気の $p-T$ モデルや渦拡散分布によっていくらか変化するが、光化学の詳細には敏感でない。 CH_4 混合比は圧力が下がるにつれて減少するが、半減光の高度での CH_4 混合比は約 5×10^{-5} である。拡散方程式から成層圏下部での $f_s(\text{CH}_4)$ は約 10^{-4} となる。これまで述べてきたように、 $0.1\text{mbar} \sim 0.1\mu\text{bar}$ での温度構造は未だ未解明の部分があるために、 CH_4 混合比の値は精度のあまりよくないものであるが、図 42 の $p-T$ モデルを使えば CH_4 混合比の上限は 10^{-3} ということが示される。

egress 地点の UVS 掩蔽観測から得られた光度曲線の逆問題を解くことによって得られた CH_4 の数密度分布を図 46 に示す (Yelle et al.1993)。Yelle et al.(1993) はこの図にも示されている拡散モデルに基づいて、 $f_s(\text{CH}_4)$ の値を $0.6 \times 10^{-3} \sim 5 \times 10^{-3}$ と導出した。このようなモデルを定義する変数は、 $f_s(\text{CH}_4)$ 、 $40\mu\text{bar}$ より下部で一定で $40\mu\text{bar}$ より上部で急激に増加する渦拡散係数 K 、 CH_4 光解離から生成される C_2H_6 の生成率 (単純に比例定数として扱われる) である。このような手順で、フラックスは CH_4 光解離率から見積もられ、モデルから 1bar から 550km 上部 ($p-T$ モデルでは約 $0.6\mu\text{bar}$ の高度) での CH_4 密度を $1.3 \times 10^9\text{cm}^{-3}$ と制約する。最も観測結果と適合するのは、前文の高度での CH_4 密度のスケールハイトが 30 ± 3 を示しているときである (すなわち (a) の図)。推測される $f_s(\text{CH}_4)$ の範囲は、 $40\mu\text{bar}$ より下部での渦混合長の範囲から大きく外れている。ingress での UVS 掩蔽観測結果は、egress 結果と比較しても UVS データの体系的な誤差よりも外れているので解析するのが難しい。Yelle et al.(1993) のモデルは、egress での密度分布しか表現できない。Bishop et al.(1992) による UVS データの解析結果との違いは、(1) 解析に使われた個々のデータ、(2) モデル化の手法、(3) 使われた温度分布、

(4) Bishop et al. の解析が 1250 ~ 1380Å の範囲に制限されていたこと、によるものだと考えられる。Yelle et al.(1993) は (4) が差異の一番の原因だとしている。それは、Bishop et al.(1992) がこの波長領域での C₂H₆ 不透明度の評価を光化学モデルに依存し、より長い波長での UVS データを考慮に入れなかったために、1μbar 付近での C₂H₆ 量を過小評価したと述べている。しかし、C₂H₆ の不透明度を過小評価することは、CH₄ 量を過大評価することに通じるはずである。したがってモデル化の手法の違いが差異の原因と考えられる。UVS 光度曲線による光化学モデルは、モデル化した背景を明らかにする必要がある。Yelle et al.(1993) も、モデルから導出された $f_s(\text{CH}_4)$ が赤外観測から推測される $f_s(\text{CH}_4)$ と一致しても、解析する時に微妙な差異が生じると述べている。

成層圏のエアロゾル分布に関する、紫外波長とマイクロメートル波長以下での観測結果の解析は (Baines and Hammel 1994)、 $f_s(\text{CH}_4)$ と対流圏の「もや頂」高度に制約を与える。この研究は Baines et al.(1995) によって詳細に議論されている。このような観測結果と一致する成層圏の CH₄ 混合比の範囲は、 $2 \times 10^{-5} < f_s(\text{CH}_4) < 1.7 \times 10^{-3}$ であり、成層圏平均気温を 168K とした Orton et al.(1992) や Bishop et al.(1992) によって得られた結果と一致している。

C.3.3 C₂H₂ と C₂H₆

Voyager の観測によって与えられた温度構造の制約が、CH₄ の結果とは対照的に C₂H₂ と C₂H₆ の表面平均量と一致する。CHES の混合比分布を使って、Bézard et al.(1991) は図 44 に示されたスペクトルから 0.2mbar 付近での C₂H₂ 混合比を $6^{+2.5}_{-4} \times 10^{-8}$ とし、0.7mbar 付近での C₂H₆ 混合比を $1.5^{+2.5}_{-0.5} \times 10^{-6}$ と導出した。これらは 1μbar での温度を 159K とした $p - T$ モデルを利用している。誤差の最も大きい影響は、推定される温度の誤差が ±10K というものである。さらに彼らは Romani and Atreya (1989) の光化学モデルを基に C₂H₂ と C₂H₆ の混合比を分析したが、両成分同時に満足する結果は得られなかった。

Kostiuk et al.(1990) は Voyager の観測が行われる前に作られたモデルを使って、地球からの双周波数混合観測結果の解析を行ったが、高温側の成層圏温度分布や成層圏下部の渦拡散係数は、Romani and Atreya (1989) の光化学モデルと観測結果が帳尻の合う様にしなければならないと述べている。このような温度分布や渦拡散係数は、Voyager 観測や光化学モデルによって確認された。Kostiuk et al.(1992) は、Kostiuk et al.(1990) と同じモデルや Bézard et al.(1991) によって使われた変数を用いて、双周波数混合観測結果の再解析を行った。IRIS 観測と双周波数混合スペクトル観測はほぼ同時に行われ、どちらも表面平均の観測であり、Kostiuk et al.(1990) によって観測された放射線が IRIS 観測の周波数帯に含まれている。これにより Kostiuk et al.(1992) は、CHES の混合比分布を適用して C₂H₆ の混合比を $1.9(\pm 0.6) \times 10^{-6}$ と導出した (温度の誤差は考慮に入れていない)。この解析では、Bézard et al.(1991) と Bishop et al.(1992) の低温側・高温側・中間の $p - T$ モデルが使われており、Bishop et al. のモデルを使うと C₂H₆ 混合比

の範囲は $1.3 \sim 2.4 \times 10^{-6}$ と導出された。IRIS データも Bishop et al.(1992) の $p-T$ モデルと CHES 混合比分布を用いてモデル化され、 C_2H_6 混合比の範囲が $1.0 \sim 1.6 \times 10^{-6}$ と導出された。IRIS 結果と双周波数混合観測結果の寄与関数と、Bishop et al. の $p-T$ モデルの寄与関数が図 47 に示されている。双周波数混合観測は IRIS 観測よりも高解像度 (0.0033 cm^{-1} vs 4.3 cm^{-1}) なので、IRIS よりも極値の値が大きく幅も狭くなっている。Kostiuk et al.(1992) は、双周波数混合観測で得られた C_2H_6 のモル分率が IRIS 観測結果よりも 30% 大きい値となっているが、これは両観測の誤差の範囲内であり部分的に重複していると述べている。よって、 C_2H_6 混合比の高度勾配を予測することはできない。IRIS 観測結果と双周波数混合観測結果が大部分一致すれば、高度方向の寄与を導出することができる。

Orton et al.(1992) は、上述の $p-T$ モデルと CHES 混合比分布を用いて中庸な解像度で再解析を行い、成層圏の C_2H_2 と C_2H_6 量の修正された推測値を導出した。彼らは、CHES 混合比分布を Moses et al.(1992) の光化学モデル結果によって導出された鉛直分布とした(図 51 参照)。この鉛直分布での C_2H_2 と C_2H_6 混合比は、熱赤外放射の極値付近にあたる 0.3mbar での CHES 混合比分布と一致している。CHES 混合比と成層圏温度の関係は、図 48 に示されている。成層圏の温度を $168 \pm 10 \text{ K}$ とすると (Orton et al.1992)、 C_2H_2 の最大混合比は $5.1^{+2.0}_{-4.3} \times 10^{-8}$ 、 C_2H_6 の最大混合比は $1.0^{+0.2}_{-0.8} \times 10^{-6}$ となる。この結果と Bézard et al.(1991) と Kostiuk et al.(1992) の結果を比較すると、 C_2H_2 と C_2H_6 の平均量が赤外観測では一致することがわかる。このことから、較正が正しいものであり、解析方法やスペクトル解像度とは無関係であることが予想できる。よって、0.1 ~ 1.0mbar での C_2H_2 と C_2H_6 量は温度 (高度) によって変化すると言える。

C_2H_2 と C_2H_6 に加え、Orton et al.(1987) は $11 \mu\text{m}$ での放射輝度は C_2H_4 による放射が原因であると述べている。 $11 \mu\text{m}$ でのスペクトルの区別はできないが、観測スペクトルと適合させるためには C_2H_4 混合比は 3×10^{-9} ($T \approx 138 \text{ K}$) となる。成層圏の温度を 168 K とすると、この混合比はより小さくなるであろう。

egress 地点での UVS 掩蔽観測の光度曲線の逆問題を解くこと (Yelle et al.1993) で得られた C_2H_6 数密度分布は、図 46 に示されている。Yelle et al.(1993) は前節で述べたモデルの制約を用いて、320km (約 $30 \mu\text{bar}$) での C_2H_6 数密度を $2.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ と導出した。観測と最も適合するのは、この高度での C_2H_6 数密度のスケールハイトが $150 \pm 30 \text{ km}$ で、 C_2H_6 の生成率が 0.30 ~ 0.50 の時である。Orton et al.(1992) や Kostiuk et al.(1992) の結果と比較するとこれは何とも言い難いが、Yelle et al.(1993) はこの C_2H_6 数密度が 0.1mbar 付近の赤外データから導出された混合比と一致していると述べている。300km 付近の C_2H_4 量は、 C_2H_6 量より 2×10^{-3} 倍小さい (上限) と見積もられている。また、0.1mbar 付近の C_2H_2 混合比の上限は約 1.5×10^{-7} と導出された。赤外データと比較すると率直ではないが、一致していることは示されている。

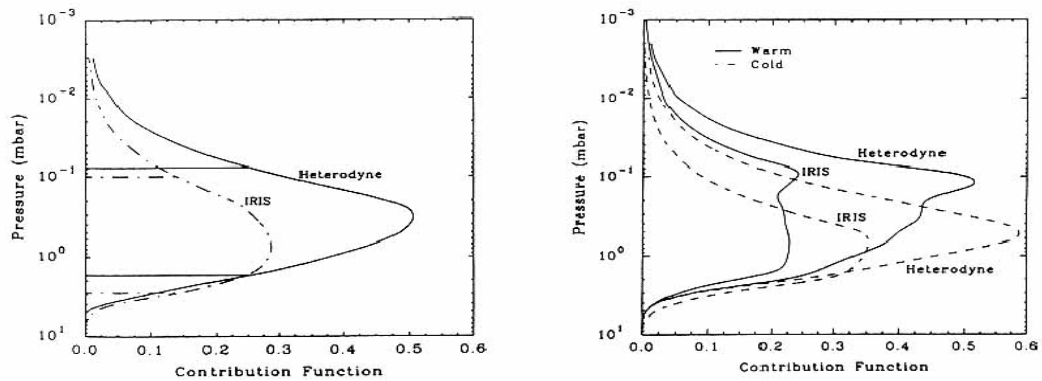


図 47: IRIS 観測による C_2H_6 の赤外放射と (Bézard et al.1991)、双周波数混合観測による C_2H_6 の赤外放射 (Kostiuk et al.1990) の寄与関数。ここでは、CHES 混合比分布とそれぞれ異なった $p-T$ モデルを用いている。異なった $p-T$ モデルについて、Bézard et al. の $p-T$ モデルは左側の図に示された放射モデルに用いられており、Bishop et al. の $p-T$ モデル (高温側・低温側) は右側の図に用いられている。(Kostiuk et al.1992)

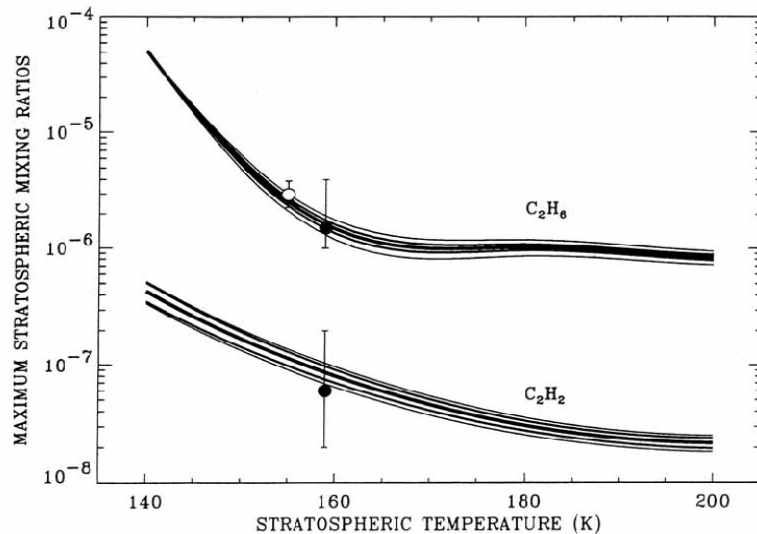


図 48: 中赤外スペクトルのモデルから導出された、成層圏の C_2H_2 と C_2H_6 の最大混合比。得られた結果は、中央の太線によって示されている。細線は、解析時に生じた誤差 (内側の線) と校正による誤差 (外側の線) を示している。Bézard et al.(1991) によって導出された C_2H_2 と C_2H_6 の最大混合比は、成層圏温度 159K に図示されている。白丸は Kostiuk et al.(1990) によって示された混合比を示している。(Orton et al.1992)

C.3.4 緯度変動と時間変動の根拠

空間と時間変動の根拠は、海王星大気雲やもやの観測に基づくものである (Baines et al.(1995) 参照)。地球からの時間変動の観測は昔から行われてきたものであり、空間変動の観測は技術的な進歩や Voyager による探査で可能となった。海王星の可視反射率と公転間の非相関関係 (Lockwood and Thompson 1991) は、天王星成層圏のエアロゾルについて説明した Pollack et al.(1987) が述べたように、反射率の変動が太陽紫外線光子による成層圏の炭化水素エアロゾルへの照射が原因であるために、成層圏に関して言えば重要である。海王星の炭化水素エアロゾルは大きくて多量に存在するために、これらの沈降時間が紫外線照射量の影響を裏付けるエアロゾルのコラム量と関係がある (Baines and Smith 1990)。成層圏のもや層の変動は、(エアロゾルによって層が拡大する可能性のある) 凝結高度付近の温度構造の変動も裏付けることになる。これらについての詳細は、Baines et al.(1995) が述べている。

成層圏に存在する炭化水素の気相量の変動に関するデータは、あまり多く得られていない。IRIS 観測によって得られた空間解像度の高いスペクトルから、Bézard et al.(1991) は $30^{\circ}\text{N} \sim 80^{\circ}\text{S}$ での C_2H_2 放射の空間変動を解析した。赤道付近の東西平均 C_2H_2 放射の最大値や、南極付近の最大放射の推測値は、平均スペクトルから解析されるが、これにより $50 \sim 60^{\circ}\text{S}$ 付近に最小値があることもわかった (図 49)。このような変動は、 $0.03\text{mbar} \sim 2\text{mbar}$ 付近の平均気温を 15K 減少させるか、この範囲での C_2H_2 量を 5 倍減少させるか、もしくは両方を適当に減少させるかによって説明がつく。またこの経度方向の変動は、対流圏や成層圏下部でより長い波長の IRIS 観測によって得られた結果とも類似している。これが、 C_2H_2 量によるものなのか、あるいは温度変動によるものなのかについて、Bézard et al.(1991) は力学的な影響が原因だと述べている。観測結果は、中緯度で上昇流、低緯度と高緯度で下降流という惑星の対流循環 (Conrath et al.1991b) と一致しており、この対流が対流圏界面より 200km 上部まで及んでいることを示唆する。しかし Bézard et al.(1991) は別の視点から、小規模の混合によって変化する成層圏下部の渦拡散係数の緯度変動が原因であるとも述べている。

Orton et al.(1987) は $12\mu\text{m}$ での C_2H_6 の放射が徐々に増加してきていることを、彼らの観測結果と Gillett and Rieke (1977) の観測結果とを比較することで示した。Gillett and Rieke (1977) は、この観測の 2 年前にも同様の観測を行い、放射の増加を示している。これらと同様な解像度 (2%) のスペクトル観測から、Hammel et al.(1992) は C_2H_6 と CH_4 の放射の比が、Orton et al.(1990) の観測結果と比べてかなり増加していると述べている。1989 年と 1991 年の CH_4 放射観測と Orton et al.(1990) の観測の一貫性から、全球平均 CH_4 混合比と成層圏平均温度が観測期間の約 6 年間に渡りおよそ一定であったと推測される。Hammel et al.(1992) はこのような変化が C_2H_6 量が 15% 以上増加することに原因があると述べている。このように、 CH_4 の放射に比べて C_2H_6 の放射の方が大きく変動するとすれば、 C_2H_6 量の変動が長期的に起こっている可能性がある。

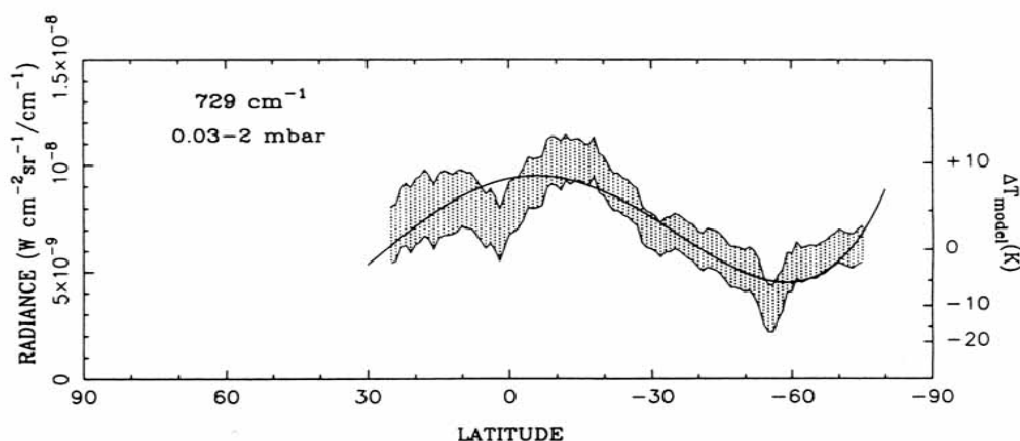


図 49: Voyager の IRIS 観測から得られた 729cm^{-1} での海王星放射の緯度変動。高解像度で観測された放射輝度は、多項式 (実線) とほぼ一致している。影のついた領域は別々の観測で得られた誤差範囲を示している。この図の C_2H_2 混合比は 6×10^{-8} (CHES 混合比分布) で一定としており、右側の縦軸は左側の放射輝度によって予想される成層圏平均温度 (159K) からの偏差を示している。(Bézard et al.1991)

C.3.5 成層圏の HCN と CO

ミリメートル波長以下での観測から、HCN が海王星の成層圏に、CO が海王星の成層圏と対流圏に存在することが確認された。同時に天王星で行われた観測では、HCN と CO は確認されなかった。James Clerk Maxwell Telescope と Caltech Submillimeter 研究所で行われた観測 (Marten et al.1991,1993) によって、成層圏での HCN 混合比 1.2×10^{-9} 、成層圏での CO 混合比 1.2×10^{-6} が得られた。対流圏の CO 混合比は、成層圏の値と類似している (Guilloteau et al.1993)。Institut de Radio Astronomie Millimétrique の望遠鏡観測では、 HC_3N 混合比上限の 4×10^{-10} と CH_3CN 混合比上限の 5×10^{-9} に基づいて、HCN 混合比を $3.0(\pm 1.5) \times 10^{-10}$ 、CO 混合比を $6.5(\pm 3.5) \times 10^{-7}$ という前述の混合比よりやや少ないが類似した値を導出した。JCMT-CSO と IRAM の観測による HCN 混合比の違いは、Lellouch et al.(1994) によって議論されている。従来の考え方では、海王星大気中の全 N は NH_3 を生成するのに使われて対流圏に存在し、CO は CH_4 に転向するとされていたので、HCN や CO が発見されたことは驚くべきことである。HCN 量のモデル化は異論の多いところである。また HCN の源は、 N_2 が対流によって対流圏から上昇して光解離するという内部説と、トリトンから海王星大気上部へ N や N^+ が流れ込むという外部説の二つに論議が分かれている (C.4.5 節、B.4.6 節参照)。

C.4 中層大気モデル化

過去 20 年に集められた温度構造・化学組成・エアロゾル分布についての観測結果を理解するには、モデルを作る必要がある。しかしモデルの性能は、様々なデータを集めて解析することで上がるものではない。性能が明らかになれば、地球から直接観測できないような現象をモデルに依存することができる。その後モデル結果は、海王星と他惑星との比較や、惑星の歴史の再現、惑星形成に関する手がかり、次からの海王星探査における必要条件の定義に利用することができる。

モデル化によって取り組まれている問題は、(1) 観測された温度構造の説明や、温度構造と放射対流モデルを一致させること、(2) 対流圏界面での CH_4 飽和混合比を超える量が成層圏に存在していることの説明、(3) 観測された炭化水素の気相量と成層圏のエアロゾルに関する観測とを一致させること、(4) 炭化水素量から推測される渦混合長や渦拡散の鉛直変動と、力学モデルとを一致させること、(5) 成層圏に HCN や CO が存在する意味を解明することである。(3) に関する観測やモデル化は、Baines et al.(1995) で詳細に述べられている。

C.4.1 中層大気の温度構造のモデル化

初期の海王星大気における放射対流過程のモデル化は、 H_2 の双極子衝突誘起吸収が赤外不透明度に影響を与えると述べた Trafton (1967) によってなされた。しかし彼のモデルは、成層圏の放射過熱と放射冷却の作用に関して CH_4 を考慮に入れていなかった。したがって、図 37 に見られるような成層圏下部での温度逆転が、彼のモデルでは表現されていなかった。Macy and Trafton (1975) は、天王星で Danielson (1977) と Danielson et al.(1977) が利用したのと類似する、任意の太陽エネルギー蓄積作用からモデルを調査した。 $7.8\mu\text{m}$ での放射スペクトルの数学的な逆問題から成層圏の温度構造を決定しようとする試みは、観測結果と合う様に CH_4 混合比を 2×10^{-3} で一定だと決めた Courtin et al.(1979) によって行われた。この値は、成層圏下部の飽和混合比を上回る数値である。さらに、このように鉛直方向で混合比が一定ならば、成層圏下部の鉛直混合が極端に活発でなければならず、非現実的だと考えられる。

Appleby (1986) による一次元放射対流平衡モデルの研究の後、熱赤外や星食掩蔽観測から得られた温度構造の制約が組み込まれた。彼は任意の太陽エネルギー蓄積作用を考慮するよりも、物理的なモデルを使って近赤外での CH_4 による放射過熱と放射冷却をもモデル化した。星食掩蔽観測によって推測される 0.1mbar 高度よりも上部の温度構造が、太陽放射の吸収による加熱を考慮したモデルで適合が見られた。彼の導出したモデル(図 37 の e) は、 CH_4 の CHES 混合比分布を $f_s(\text{CH}_4) = 0.02$ とし、エアロゾルの鉛直寄与を一定としたものである。しかし、彼はこの対流透過モデル(C.4.2 節)の推測値が、対流圏より上部でのエアロゾルによる吸収で高加熱率となることを考慮していないと述べている。実際に図 37 のモデル c は、1mbar 付近で局所的なエアロゾル加熱を考慮

したことで、モデル e よりも 1mbar 高度よりも上部で高温となっているのがわかる。このモデルは全ての赤外観測データとは一致していないのだが、成層圏下部のエアロゾルが観測された $p - T$ 分布をモデル化する際に重要な役割を果たすことはわかる (Baines and Smith 1990)。

時間依存モデルを使って、Bézar et al.(1989) は放射対流平衡状態 (すなわち経線方向の熱放射) を加味しない温度構造の季節変動をモデル化した。Voyager が観測を行った時は北半球が冬至となる前だったので、成層圏と対流圏の放射反応が異なった時間スケールとなっているために、彼のモデルからは北極の対流圏界面 (100mbar 付近) が南極より約 3K 暖かく、南極の 0.3 ~ 1mbar が北極より 12K 暖かくなっていることが示された。Conrath et al.(1990) は、一連の時間依存線形放射力学モデルが、木星・土星・天王星では経線方向の成層圏循環によるものだとしているが、このモデルは詳細な放射加熱と放射冷却の説明や、モデル化された高度領域での力学を考慮したものではない。Conrath et al.(1991b) はその後、IRIS 観測結果にこのモデルを適用した。雲頂の動きから推測される東西風速は、大気下部の境界条件を特徴づけるために使われる。モデル化された温度構造は、観測結果よりも低温傾向にあった。これは気体の吸収のみを考慮したモデルよりも、成層圏での太陽エネルギー蓄積率が大きいことを示している。Conrath et al.(1991b) は放射緩和時間と類似した Rayleigh 摩擦時間を考慮することによって、赤道から中緯度の温度勾配を再現することに成功した。このモデルは、他の木星型惑星の Conrath et al.(1990) によるモデル結果と調和したものである。

Appleby (1990) は木星型惑星成層圏上部の放射平衡モデルから、 CH_4 の振動緩和の影響を研究し、局所非熱力学平衡の影響が 0.01mbar 高度よりも上部に及んでいることを示した。成層圏上部は、海王星の彼のモデルでは局所熱力学平衡となっていないが、温度構造は図 37 で示されたような局所熱力学平衡での分布と類似したものになっている。これは、10 倍以上も異なった局所非熱力学平衡の加熱率と冷却率の差異を引き起こす、 CH_4 の振動状態に原因がある。衝突緩和率の誤差の因果関係を示すために、極端な局所非熱力学平衡モデルが研究された。このモデルは、 $0.1\mu\text{bar}$ で $\pm 20\text{K}$ となり、局所熱力学平衡からは反れてしまうようなモデルである。星食掩蔽観測で得られた $p - T$ 分布を比較することで、Appleby (1990) は局所的なエアロゾル加熱や力学過程が、このような $p - T$ 分布で示される複雑な特徴を説明するのに必要となると述べている。しかし、成層圏上部の局所非熱力学平衡の特徴が、非放射をモデル化する際に無視されるはずがない。

海王星成層圏の温度構造や化学組成の理解が、放射平衡モデルの問題点を生み出している。例えば Friedson and Orton(1992) は、 $f_s(\text{CH}_4)$ が約 1% であれば、観測された暖かい温度構造となるのに不十分な放射加熱となる、という Appleby (1986) の結論を確認している。しかしこの結論は、成層圏のエアロゾルの影響を考慮して再調査しなければならない (Baines et al.(1995) 参照)。Baines and Smith (1990) は、可視波長での太陽フラックスのうち 6 ~ 14% が、2 ~ 20mbar での成層圏エアロゾルによって吸収されると述べている。また非放射加熱も影響を及ぼすであろう。Wang and Yelle (1992) と Wang

(1993) は、観測された熱圏の温度分布を説明するのに必要となるエネルギー源が、伝導によって $1\mu\text{bar}$ 高度より上部の成層圏を、約 150K に加熱すると述べている。

鉛直方向に伝播する内部重力波の消失は、別の加熱の仕組みによるものである。Roques et al.(1994) は、星食掩蔽観測から得られた $p - T$ 分布の波動のような特徴から推測される加熱率の見積りに基づいて、前文の仮説を提唱している。しかし $p - T$ 分布は、 $1\mu\text{bar}$ 高度よりも上部が徐々に推測されてきており、彼らの選んだ $p - T$ 分布が任意の特徴に偏らせてしまうことも考えられる。また、彼らの解析によって明らかになった成層圏の平均気温と太陽サイクルの関係は、成層圏のエアロゾルの変動と関連しているかもしれない (Lockwood and Thompson 1991)。

C.4.2 成層圏への CH_4 輸送

ここまでは、海王星成層圏での全球平均 CH_4 混合比が、対流圏界面で予想される CH_4 混合比よりも大きいという根拠を示してきた。対流圏界面の研究が進めば、成層圏の CH_4 混合比が、対流圏界面の圧力や温度で問題となっている CH_4 の飽和蒸気圧によって説明されるだろう。唯一妥当と思われる成層圏の CH_4 混合比源は、 1.7bar での CH_4 のもや層より下部で、 $f(\text{CH}_4) \approx 0.02$ となっている対流圏からの上昇流である (B 章、Baines et al.(1995) 参照)。前にも述べたように、成層圏の CH_4 混合比は曖昧であり ($10^{-4} \leq f_s(\text{CH}_4) \leq 10^{-3}$)、対流圏界面には温度変動が見られる (図 22)。対流圏界面に温度変動があることで、そこでの CH_4 混合比は正確に見積もることができない ($10^{-5} \leq f_{\text{TRAP}}(\text{CH}_4) \leq 10^{-4}$)。しかし、 $f_s(\text{CH}_4) \geq 10 \times f_{\text{TRAP}}(\text{CH}_4)$ であると考えられそうである (後述; Bishop et al.1992; Yelle et al.1993)。

Hunten (1974) は、対流圏界面を貫く強い上昇流によって成層圏に小さい分子が運ばれる、という仮説について言及している。Macy and Trafton (1975) は、赤外観測結果から得られた海王星成層圏の $f_s(\text{CH}_4) \geq f_{\text{TRAP}}(\text{CH}_4)$ という関係が温度逆転層の存在によって説明できると述べている。Appleby (1986) は、赤外データから得られた総合的な放射対流モデルを用いて $f_s(\text{CH}_4) \geq f_{\text{TRAP}}(\text{CH}_4)$ を支持し、この状況を維持する「対流浸透」という仕組みを考えた。Appleby (1986) は二つの仮説を考えた。(1) 気相となっている場合に、凝結核の不足や暖域を通過する際に凝結が起こらないほど急速に上昇流が発生しているなら、対流圏界面付近での過飽和は起こりうる。(2) 気相の浸透がよく分割され局地的に起これば、凝結平衡が全球平均で連続的に起こりうる。Moses et al.(1992) は、海王星成層圏では核の形成が起こりにくいという解析に基づき、同様な仮説を立てたが、対流は CH_4 もやが存在する対流圏上部に起源を持つに違いないので、予想される対流は凝結がより一層起こりやすいもや層の上部でも発生しているに違いない。これは、Appleby の (2) の仮説や、もや分子の飛沫同伴⁵¹、昇華を引き起こすのに十分温度の高い対流圏界面上部でもや分子が堆積すること、を示している。

Lunine and Hunten (1989) と Stoker and Toon (1989) は、Stoker (1986) の一次元定常

⁵¹流体が粒子などを浮遊させて運ぶこと

飛沫同伴気流モデルを使って、対流浸透のより明確な研究を行った。これらは、Voyager が観測を行う前の研究であり、浮揚性の蒸気対流に関して $f_s(\text{CH}_4) = 0.02$ を示す対流圏界面での分析結果を説明するものである。Lunine and Hunten(1989) は、 CH_4 が対流圏のもや底で過飽和となっているのか、もや底より上部で CH_4 を生む空気塊を輸送するような力学を考える必要があるのか、について議論している。Moses et al.(1992) の仮説と照らし合わせると、もや底での過飽和は妥当と思われる。しかし Lunine and Hunten (1989) は、成層圏下部での $K(\geq 10^5 \text{cm}^2 \text{s}^{-1})$ をありそうもない程大きな値で考えている。Stoker and Toon (1989) は、Lunine and Hunten が観測よりも薄い CH_4 もや層を考えていることに異議を唱え、乾燥気体の浮揚によって始まる湿潤気体の対流を考えれば適合すると述べている。 $f_s(\text{CH}_4)$ が 2% だとはもはや考えられていないので、Voyager による探査で得られた知識 (対流圏上部と成層圏下部でのもや層の位置と光学的厚さや、対流圏上部の減率など) を折り込んで研究するのはおもしろいことであろう。

C.4.3 炭化水素の光化学モデル

光化学の観点から言えば、海王星の成層圏と天王星は類似した傾向がある。両惑星において、光化学的に反応性のある組成の CH_4 が多量に存在することで、対流圏界面に低温場が生まれる。他の光化学的に反応性のある組成は対流圏に存在すると考えられている。例えば、 H_2S 、 NH_3 、 PH_3 は、対流圏界面よりも下部で凝結して雲を生成することにより気相ではなくなる (B 章; Baines et al.(1995) 参照)。 CH_4 の光分解による化学反応の定量的な理解は、海王星成層圏のもやをモデル化する際に重要となる。対流圏から成層圏へ輸送される CH_4 は、光分解や化学反応によって C_2 やそれ以上の次数を持つ有機体へと転向する。 CH_4 による Lyman α 吸収での単位光学的厚さ $\tau_{\text{CH}_4}(\text{Ly}\alpha) = 1$ (主要な光解離が発生する高度) は、 $1.0 \mu\text{bar}$ 高度よりも上部になる。このような生成物 (例: C_2H_2 、 C_2H_6 、 C_3H_8) は成層圏下部の圧力や温度で凝結するので、より下部 (約 10mbar) への光解離生成物の混合はもやの生成の原因となる。したがって、 CH_4 の光解離はもやの生成率を決めるものとなる。

海王星の CH_4 光解離の 2 つの詳細なモデルが、Moses (1991) と Romani et al.(1993) によってもやの生成を考慮することで作られた。両モデルとも一次元定常モデルである。これらは、一定の層ごとに水平方向に分割され、 CH_4 の量 (もしくは体積混合比) とそれぞれの高度での光解離生成物についての連続方程式を解いている。

$$\frac{dF_i}{dz} = P_i - L_i \quad (3.1)$$

z は高度、 F_i は i 成分のフラックス ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)、 P_i は生成率 ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)、 L_i は欠損率 ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$) である。フラックスの記述は、

$$F_i = -N(D_i + K)\frac{df_i}{dz} - D_i N f_i \left(\frac{1}{H_i} - \frac{1}{H} \right) \quad (3.2)$$

N は大気中の数密度、 D_i は背景大気場に関する i 成分の分子拡散係数、 K は渦拡散係数、 f_i は i 成分の混合比、 H_i は i 成分のスケールハイト、 H は大気のスケールハイトである。対流圏界面から上部境界面までの範囲は、 CH_4 均一層より上部のスケールハイトにある。 C_2 成分の存在する領域は、 $\tau_{\text{CH}_4}(\text{Ly}\alpha) \approx 0.1$ の高度から凝結高度まで ($30\text{mbar} \geq p \geq 0.1\mu\text{bar}$) である。この圧力領域での大気はよく混合されている。分子が拡散し始めるのは、均一層に近い光解離の起こる高度よりも上部である。運動の全ては、あらゆるエネルギー源 (例: 乱流、経線方向の循環など) に影響を受ける鉛直混合長の代表値 K が左右する (C.4.4 節)。結論を述べると、混合比 f_i の推測値は緯度方向と経度方向に平均したものだと考えられているが、その平均値の範囲は十分に定義されているとは言えない。ある成分の化学反応による生成時間が鉛直輸送時間 (およそ H^2/K) よりも短ければ、(3.1) 式のフラックスは無視され、混合比は化学反応生成物の欠損率と同値となる。しかしながら、連続方程式の完璧な解析は定量的に行われなければならない。図 50 は CH_4 の光解離反応に始まる光化学反応の概略図である。木星型惑星の成層圏で起こる化学反応の経路についての議論は、Yung et al.(1984)、Strobel (1985)、Atreya (1986) によって行われている。

このようなモデルは、観測結果と比較することで海王星成層圏の CH_4 の光化学や渦拡散を理解するのに使われる。化学反応の過程や反応率が正確にわかれば、渦拡散係数は観測とモデルが一致するように変化させる変数として扱うことができる。モデルの初期値 (光解離を引き起こす EUV 電子と FUV 電子のフラックス、モデル大気、対流圏上部からの CH_4 供給率) は観測結果によって制約される。電子のフラックスは、太陽フラックスの原理的な組成を特徴付ける。しかし海王星と太陽は距離が離れているので、局地恒星間 (LISM) に関する Lyman α 光は無視することができない (Strobel et al.1990)。Voyager の UVS 観測により、LISM での CH_4 の光分解率は $3 \times 10^{-9}\text{s}^{-1}$ と見積もられた。しかし、成層圏の $p-T$ 分布 (C.2.4 節) や、成層圏下部の CH_4 混合比 (C.3.2 節) には曖昧な部分がある。また光化学モデルは、光子吸収、量子場、反応係数を考慮に入れている。反応係数は高温、もしくは高圧場で観測から推定されなければならない。モデルの研究から決定されることは、このようなモデルへの制約に対するモデルの感度である。光化学に関して、モデルがある反応には感度が良いが他の反応には感度が悪いといったような「モデルの非平等性」を考慮しなければならない。反応率や K の変動等へのモデルの感度を定めることは、将来の研究の手がかりとなるであろう。

Moses (1991) と Romani et al.(1993) が作成したモデルは、光化学過程の概略図や鉛直輸送の扱い方、もやの形成の解析方法が異なっている。化学反応や反応係数の詳細な議論は Moses (1991) と Romani et al.(1993) が述べているが、参考までにここで要約する。光化学過程の概略図や鉛直輸送の扱い方の主な違いは、地球からの観測と Voyager による赤外観測から得られた C_2H_6 と C_2H_2 混合比を、モデル結果と比較したことである。0.2mbar 高度付近での C_2H_6 と C_2H_2 の全球平均混合比は、平均気温を 160K としてそれぞれ 1.5×10^{-6} 、 6×10^{-8} である (C.3.3 節参照)。

Moses (1991) の光化学反応の概略図は、 C_3 と C_4 化合物の光化学反応過程も含んでい

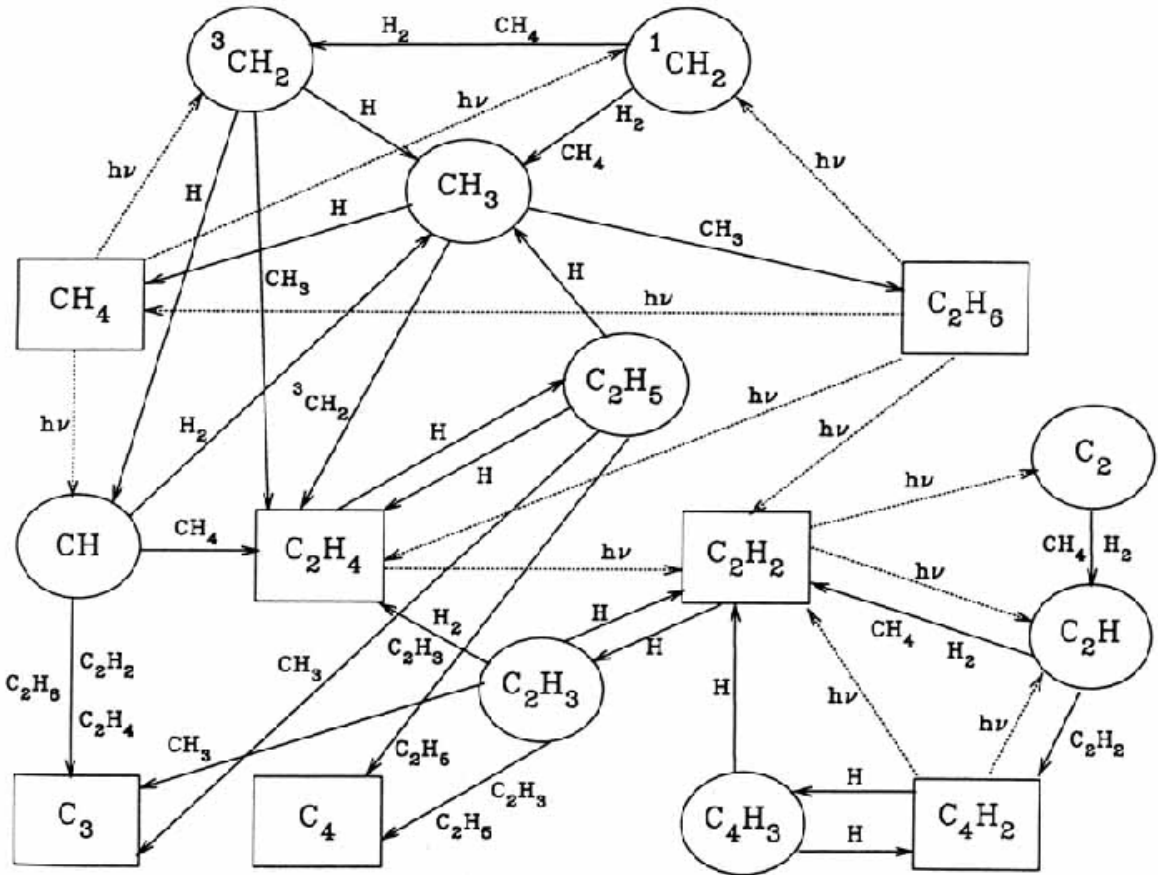


図 50: CH_4 の光解離反応によって起こる主要な光化学過程の概略図。実線は化学反応を示し、点線は光解離反応を示す。長方形内の成分は安定な化合物を示し、円形内の成分は不安定な化合物を示している。(Romani et al.1993)

る点で、Romani et al.(1993) の概略図 (図 50) よりも広範囲に及んだものである。 C_3 と C_4 化合物に関して、 $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ と C_3H_8 量は Moses et al.(1992) が予想している (図 51)。Romani et al.(1993) の概略図は、 C_2 化合物を完全に網羅しているが、 C_3 と C_4 については、生成経路のみしか描かれていない。しかし Moses (1991)(最新版は Moses et al.(1992)) と Romani et al.(1993) は、観測された炭化水素量を修正しようとして、いくつか類似した結論に達した。彼らは、 C_2H_6 が海王星で CH_4 の主要な最終生成物だと述べている。Moses et al.(1992) は対流圏への C 元素の下降フラックスのうち 84% が C_2H_6 を生成すると説明しているが、Romani et al.(1993) は同様に 70% だと説明している。また彼らは、10mbar までの成層圏下部で対流が停滞している ($K \leq 10^4 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) という推測でも一致している。さらに、海王星での CH_4 光解離は光子に制限された過程なので、モデル結果は成層圏下部の CH_4 混合比とさほど相関がないと述べている。Romani et al.(1993) は FUV と EUV フラックスや、大気モデル、K 分布に関して、両モデルから推測される

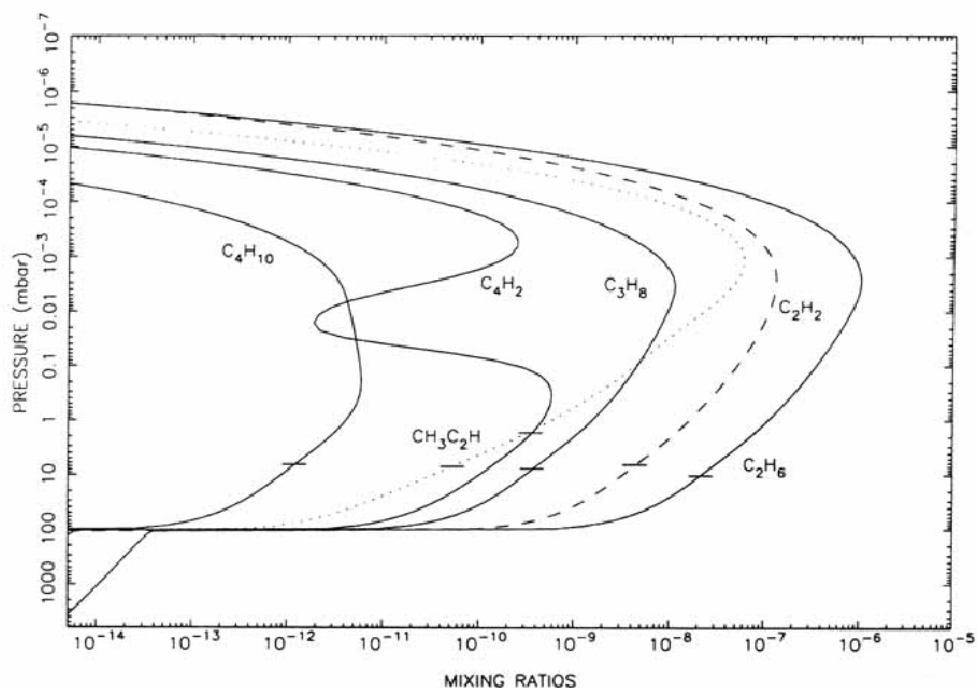


図 51: 成層圏下部で凝結するとされる安定な炭化水素の光化学モデル量。この計算は、Voyager 探査の ingress 地点での状態、太陽の FUV と EUV の最大フラックス、成層圏下部での CH_4 混合比を 2×10^{-4} 、 CH_4 の均一層で $\beta = 0.66$ とした (3.4) 式の K 分布 ($10^8 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) に基づいている。凝結による損失は考慮されていない。交差線は、各組成が飽和する圧力を示している。(Moses et al.1992)

C_2H_2 と C_2H_6 混合比が、これらの凝結高度よりも上部の 1.0mbar ~ 0.1mbar で 35% 以内を示していると述べている。

赤外観測によって調査された圧力高度 (約 0.1mbar) で、モデルから予想される炭化水素の気相量は、局地的な K の値に影響を受けやすい。この高度付近では、 C_2H_6 が生成高度 (約 $1\mu\text{bar}$) から凝結高度 (約 10mbar) へと下降する。 C_2H_6 は光化学的にこの領域で安定であるので (すなわち、光化学反応時間は対流時間よりも極めて長い)、対流が C_2H_6 の鉛直分布を左右する。ここでは、上方からの化合物生成率と局所的な下方へのフラックスのバランスが重要となる。下方への対流速度が K/H で、 i 成分の混合比が K と反比例すると、

$$f_i(z) = \frac{P_i(z)H(z)}{N(z)K(z)} + C \quad (3.3)$$

($P_i(z)$ は高度 z での光化学生成率、 C は積分定数、他の変数は (3.2) 式と同様) となる。これに、この圧力範囲で光化学反応を起こす C_2H_2 を考慮すると、より複雑なものとな

る。だが、 C_2H_2 を考慮してもさほど変わらない考え方を適用する (Romani et al.1993)。Moses (1991) と Romani et al.(1993) は、 K 分布

$$K = K_0 \left(\frac{N_0}{N} \right)^\beta \quad (3.4)$$

(K_0 は渦拡散係数、 N_0 は数密度 [ある高度で $\beta \approx 1/2$]) は、観測された C_2H_2 と C_2H_6 量を個々に再現するために K を適合させることはできるが、同時に再現することはできないとしている。Moses et al.(1992) は、 C_2H_6 の気相量が 1.0mbar ~ 0.1mbar で 10^{-7} のオーダーだとしているが (図 51)、赤外観測結果と比較するとかなり小さい値である。また、 C_2H_2 の気相量は赤外観測結果とほどよく一致している。しかし Romani et al.(1993) は、成層圏下部での K を比較的小さい値 (2mbar 高度よりも下部で $K \approx 2 \times 10^3 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) とし、成層圏上部での K を比較的大きい値 (0.5mbar 高度よりも上部で $K \geq 5 \times 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) とし、その中間では急速な混合が起こっているとしたことで、IRIS 観測結果と適合させることができた。すなわち、成層圏下部は対流が不活発であるが、成層圏上部は急速に対流が起こっているとした (図 52)。対流が不活発な層では、凝結高度へ C_2H_6 が流れるのを抑制するので、混合比が減少せずに確立した値を保つ。対流が活発な層では、 C_2H_4 への転向、あるいは C_2H_2 の光解離が抑制されることによって C_2H_6 が減少せずに混合比が高い値を保つ。不活発な層での K は、Conrath et al.(1991b) の循環モデルから予想される成層圏下部の循環周回時間で表現される。

凝結の扱い方に関して、Moses et al.(1992) は光化学モデルで凝結による欠損を考慮していない。その代わりに彼らの光化学モデルは、炭化水素の気相量を推定するのに使われ、次に均一、あるいは不均一な核やイオン誘起による核形成を通して凝結が起こり始める成層圏下部の過飽和を評価するのに使われる。これにより Moses et al.(1992) は、核による凝結が効果的でないならば、 C_2H_2 と C_2H_6 の 20 倍のオーダーとなる過飽和状態が核を生成させると結論付けている。Romani et al.(1993) のモデルは、初期の時点で凝結核の形成が起こり、気相分子の拡散による損失に基づいた凝結損失を加味している。また彼らは、氷晶が存在すれば気相分子の急速な欠損が生じ、過飽和から飽和へと混合比が減少することを確認した。気相分子が氷晶によって凝結する効率が 0.01 以下であったり、凝結が急速に起こる高度 (すなわち主要な拡散損失が起こる高度) で氷晶がほとんど存在していないとすれば、非効率な凝結核の生成が拡散による気相の損失と同時に起こりうる。どちらかと言えば、海王星成層圏での核形成と氷でできたもやの生成はあまり重要でないかもしれない。

モデルによって予想される凝結した炭化水素量の制約は、推測されるもやの生成率と観測による成層圏のもやとの比較で据えられる (Baines et al.(1995) 参照)。Romani et al.(1993) はもやの生成率を $1.0 \times 10^{-14} \text{g cm}^{-2}$ と導出したが、Moses et al.(1992) は $2.2 \times 10^{-15} \text{g cm}^{-2}$ と導出した。この生成率を使えば、生成が平衡を保ったもや分子のコラム密度量を、適度な大きさのもや分子の沈降による欠損から見積もることができる。Pryor et al.(1992) は Voyager の PPS データの解析から、平均分子半径を $0.20 \sim 0.25 \mu\text{m}$

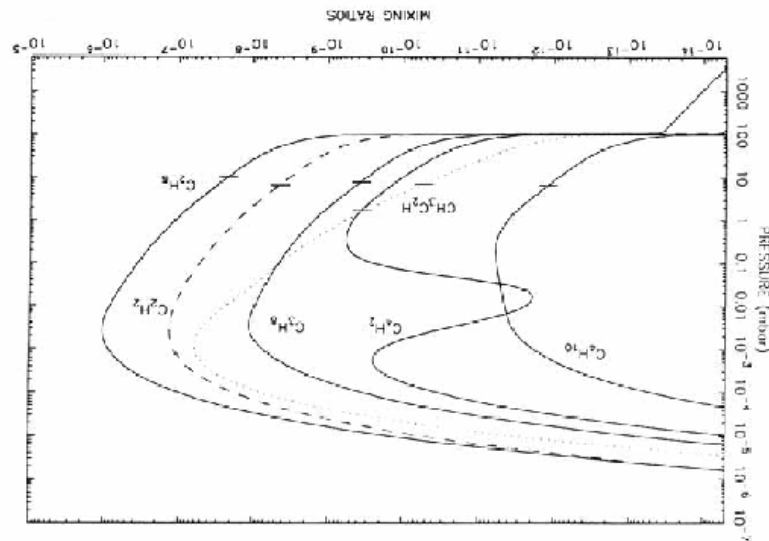


図 52: 渦拡散分布を、2mbar 高度より下部で $K \approx 2 \times 10^3 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 、0.5mbar 高度より上部で $K \geq 5 \times 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ とした時の C_2H_2 と C_2H_6 混合比の光化学モデル分布。このモデルは、egress 地点でのモデル大気、太陽の FUV と EUV の最大フラックス、成層圏下部での CH_4 混合比を 10^{-4} として計算されている。縦の破線は、IRIS 観測から解析された C_2H_6 (1.3×10^{-6}) と C_2H_2 (4.5×10^{-8}) の混合比と、このモデル大気で半値全幅となる IRIS 観測の感度がよい領域を示している。横の破線は IRIS 観測による混合比の誤差を示し、吸収線の強度が最大となる高度に示されている。(Romani et al.1993)

として $20^\circ\text{S} \sim 30^\circ\text{S}$ での成層圏に存在するもやのコラム密度を $2.5 \sim 6.2 \times 10^7$ 分子数/ cm^{-2} と導出した。Baines and Hammel (1994) は、地球からのスペクトル観測結果の解析から、平均分子半径を $0.2 \mu\text{m}$ として全球平均のコラム密度を $6.4 \times 10^7 \text{cm}^{-2}$ と導出した。Romani et al.(1993) は平均分子半径を $0.25 \mu\text{m}$ として PPS データを解析し、Pryor et al.(1992) の上限値よりも 24% 大きい $7.7 \times 10^7 \text{cm}^{-2}$ という結果を得た。Moses et al.(1992) のモデルでは、 $0.2 \mu\text{m}$ の平均分子半径から $4.3 \times 10^7 \text{cm}^{-2}$ と導出した。また、Moses et al. と Romani et al. は、太陽の FUV と EUV の最大フラックスを用いてコラム密度を計算した。Romani et al. は、もやが生成する高度は渦拡散が弱いので、もやの生成率は公転周期で平均されなければならないと述べ、平均分子半径を $0.22 \sim 0.25 \mu\text{m}$ とすると PPS データの解析と一致することを確認した。PPS データは、これら大きく分けて二つのモデルでも予想されたように、もやの大部分が 5mbar 高度よりも下部に存在することも示している。

Romani et al.(1993) は、地球と Voyager による赤外観測データに基づく光化学モデルが、Voyager の太陽掩蔽観測から得られた光度曲線と対応するか解析を行った。153nm よりも長い波長での光度曲線は、成層圏上部の C_2H_4 量に制約を与える。この光度曲線との

比較により、 $10\mu\text{bar}$ 付近で K が増大しないならば、光化学モデルは UVS 観測結果よりも C_2H_4 量を多く示すことが確認された。 C_2H_4 は、 $1.0\mu\text{bar}$ 付近で $\text{CH}_4 + \text{CH} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}$ という反応によって主に生成され、より下部で主に $\text{H} + \text{C}_2\text{H}_4 + \text{M} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_5 + \text{M}$ という反応によって損失する。混合が急速におこる $10\mu\text{bar}$ 付近から混合が弱い $1.0\mu\text{bar}$ より下部までの範囲では、三体反応が急速に進む下部の高度まで C_2H_4 を輸送すると考えられる。これは、モデルから予想される C_2H_4 量を減らすだけでなく、 $\text{C}_2\text{H}_5 + \text{H} \rightarrow 2\text{CH}_3$ の後、 $\text{CH}_3 + \text{CH}_3 + \text{M} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_6 + \text{M}$ という反応によって C_2H_6 を増加させる。こういった反応は、 C_2H_4 が生成する領域から損失する領域へと移動することで生じるので、 $10\mu\text{bar}$ 付近で K が局地的に最大値を取るという推測は、Romani et al.(1993) が採用した化学反応率の誤差とは関係がない。UVS の太陽掩蔽観測から得られた光度曲線のより詳細なモデル化は、現在行われている段階である。

Mordaunt et al.(1993) は、 CH_3 が Lyman α の CH_4 光解離によって、量子収量⁵²が約 0.5 で生成されると述べた。初期の研究で Slanger and Black (1982) は、光解離に左右される C 基は $^{1,3}\text{CH}_2$ であることを示した。一見するとこの考えは、Moses et al.(1992) と Romani et al.(1993) の考えと比べると、混乱を生じさせるように思えるかもしれない。しかし、Slanger and Black (1982) のモデルは、 $^1\text{CH}_2$ が Lyman α で約 0.5 という量子収量で生成すると、 CH_3 を生成するために H_2 と急速に反応するとしている。したがって、このモデルは CH_4 の光解離によって CH_3 が生成されることを意味している。重要なのは、(Mordaunt et al.(1993) は何も触れていないが) CH_3 と $^1\text{CH}_2$ の反応による生成物と、 CH と $^3\text{CH}_2$ の反応による生成物との間の量子収量である。 CH_3 と $^1\text{CH}_2$ の反応では CH_4 が生成され、 CH と $^3\text{CH}_2$ の反応では C_2H_4 と C_2H_2 が生成される。Romani et al.(1993) は IRIS 観測で得られた $[\text{C}_2\text{H}_6]/[\text{C}_2\text{H}_2]$ 比 (Bézard et al.1991) を再現するために、Lightfoot and Pilling (1987) によって推測された $\text{H} + \text{C}_2\text{H}_4 + \text{M} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_5 + \text{M}$ の反応係数を 2 倍にする必要があると述べた。これにより、 C_2H_2 への光解離で損失した CH_4 へと、 C_2H_4 が転向して細分化が増大するとしている。 CH_4 の光解離の研究が進んで、一般的なモデルでの C_2H_4 の細分化が増大することが示されれば、反応係数が 2 倍になるという必要性は緩和される。しかし、この反応による C_2H_4 の損失や急速な大気下部への輸送については、UVS の太陽掩蔽観測から据えられた制約と適合させる必要がまだあるだろう。

C.4.4 渦拡散分布

海王星成層圏における渦混合長への制約は、Voyager 探査によって据えられた。Parkinson et al.(1990) は UVS 観測により得られた He の 584\AA の昼間大気光を解析し、混合大気中の $f(\text{He}) = 0.19$ 、 $1.0\mu\text{bar}$ での温度を 150K として K の値を $5_{-4.4}^{+11} \times 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ と導出した (C.5.2 節)。Bishop et al.(1992) は UVS の太陽掩蔽観測で得られた光度曲線を解析し、解析に利用した $p - T$ モデルと K 分布に依存した $0.2\mu\text{bar}$ での K の値を $3 \sim$

⁵²化学反応による生成物の実際量と理論的期待量の比

$10 \times 10^6 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ と導出した。Yelle et al.(1993) は $T = 180 \text{K}$ 、もしくは $f_s(\text{CH}_4) > 10^{-3}$ とした Bishop et al.(1992) の egress 地点のモデルと同じ egress の緯度で、550km の高度 (約 $0.6 \mu\text{bar}$) での K の値を約 $5 \times 10^6 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ と導出した。また Yelle et al.(1993) は、UVS 観測で得られた C_2H_6 の密度を利用して、 $30 \mu\text{bar}$ 付近での K を $10^5 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ と導出した。彼らのモデルで採用された渦拡散分布は、 40mbar 高度よりも下部で K が一定とし、それよりも高度が上がるにつれて K が指数関数的に増大し、最大値は Parkinson et al. のモデルに基づき $10^8 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ とするものである。

観測に基づくより下部での K の値の制約は、地球からの赤外観測だけでなく Voyager の IRIS データからも推測される。Bézard et al.(1991) と Kostiuik et al.(1992) の光化学モデルによるスペクトルからは、C.4.2 節で述べたように成層圏下部で対流が停滞している証拠が示された。Moses (1991) も、赤外観測から得られた炭化水素量のモデルに基づいて同様な結論に達している。(3.3) 式からは実際に、 0.5mbar 付近の C_2H_6 量の上限值を得ることができる。 CH_4 の Lyman α の光子吸収が CH_4 を生成する能率を考えると、全球平均の C_2H_6 生成率は約 $3 \times 10^8 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ となり、これに対応する 0.5mbar 付近の K の上限値は $8 \times 10^3 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ となる。前述の 0.5mbar 高度より下部で K が $10^5 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ で一定となるとした Yelle et al.(1993) の推測は、前文の見積もりと矛盾しているように思えるが、UVS と IRIS データを合成して解析することでこれを解決できるかもしれない。UVS の太陽掩蔽観測から得られた光度曲線と、Romani et al.(1993) によって示された赤外データの制約を満たす光化学モデルの光度曲線とを比較することで、 $10 \mu\text{bar}$ 付近での鉛直輸送が増大していることが示される (C.4.3 節参照)。

運動に関する詳細な知識が不足していることと木星型惑星の中層大気に存在する少量成分の寄与のために、解析にはある高度・圧力での K の値を変動させるという手法が取られる。ここでは、データとモデルの比較によって決められる変数として K を取り扱うことで、光化学モデルが作られる。一次元光化学輸送モデルでの運動の理解が正しければ、 K 分布は中層大気での力学状態を推測するのに役立つであろう。しかし、鉛直輸送は様々な運動 (乱流混合、移流等) に左右され、こういった運動は化学反応に影響を及ぼすということを考慮しなければならない。(3.4) 式はたいていの場合、 $\beta = 0$ や $\beta = 0.5$ として使われる。 0.5 というのは当初、短時間で起こる鉛直方向の伝播波との関係によって正しいとされていた。Moses et al.(1992) と Romani et al.(1993) は、 K が適合するように K_0 と β を吟味した。

Lindzen (1981) は、波動が緩和される温度減率が断熱減率を上回ると対流不安定を生じる「上方伝播波の消滅」に注目し、 K のパラメータ表示化を行った。特に、消滅が起こる高度付近では、 K が急速に増加する。Lindzen は主に、平均東西風による抵抗が加速することに対してパラメータ表示を行ったが、このパラメータは平均東西風速と東西方向の波の位相速度との違いに依存するものである。このことは、波の消滅による運動量の堆積が上層大気風の風速に影響を与える中緯度で、高度が高くなるにつれて K が減少することを示している。すなわち、波動に左右される乱流拡散が、臨界高度⁵³に達する

⁵³波の運動量の蓄積により生ずる加速のために、東西風速が波の水平方向の位相速度に接近する高度

と減少することを意味している。臨界高度が生じない地球上の低緯度大気の潮汐モデルにも、Lindzen は消滅が起こる高度よりも上部 (均一層よりも下部) で K が減少すると述べている。それは、力学的な混合が対流不安定と順応する必要はないので、均一層に達した時の分子拡散の急激な増加が潮汐を弱めようとするためであろう。

Holton and Schoeberl(1988) は少量成分の輸送に関して、Lindzen (1981) のパラメータ表示は重力波の消滅による鉛直拡散の大きさを過大評価していると述べている。しかし Holton and Schoeberl の主視点は、少量成分に関する諸問題が相対的に短い光化学反応時間によって特徴づけられないならば、地球の中間圏での少量成分の鉛直輸送は経線方向の循環によるものだとということである。特に、簡単な数値シミュレーションから得られた鉛直方向の風速の全球平均で定義される一次元鉛直輸送係数も、経線方向の風速が最大となる高度よりも上部で減少するとしている。(すなわち、鉛直風速が経線方向の循環の頂上部付近で減少するということである。)

一次元光化学モデルについて最も重要なのは、それぞれの仮説で示された K の減少が、分子拡散が鉛直輸送を決める高度よりも上部の高度として定義される均一層の真下で起こっていることである。地球の中間圏での鉛直輸送の解析は、海王星での鉛直輸送の解明への手がかりとなる。すなわち我々は、Lindzen (1981) と Holton and Schoeberl(1988) によって推測された K の特徴を表す K 分布の概略図を示したり、パラメータ表示するためのデータとモデルの比較に頼ることができる。このことは、Romani et al.(1993) によって示されたように、地球からの観測結果や Voyager による観測結果の光化学モデルに従った手法である。注目すべきなのは、0.5mbar 高度よりも下部と 1.0 μ bar よりも上部での K の制約に加え、この中間の高度範囲において UVS 観測による制約に沿って C_2H_4 量を導出するために渦拡散が考慮されなければならないことである。

海王星の成層圏と中間圏の循環モデルはまだ研究段階にあるので、光化学的に得られた K 分布と、1mbar 高度よりも上部で予想される全球的、あるいはメソスケールの風系とを比較することはできない。Conrath et al.(1991b) が IRIS データによって解明した成層圏下部の東西平均循環からは、鉛直輸送が停滞していることが示されたが、この循環に基づく $p-T$ 分布が約 30mbar 付近までしか伸びていない。しかしながら、このモデルでの成層圏下部の一循環率 (約 $10^9 s^{-1}$) は、赤外觀測の光化学モデルで要求される K の値と一致している (C.3 節)。

少量成分の鉛直輸送における上方伝播波の役割は、Voyager の電波掩蔽観測から推測される。天王星から得られた RSS 掩蔽観測結果の波動の特徴についての研究から、Hinson and Magalhães (1991) は 2 種類の鉛直伝播波を区別したり、Lindzen (1981) のパラメータを利用して波が消滅する高度の量的な見積もりや波動を減衰させる渦粘性について解明することに成功した。このようにして得られた K の値は、天王星での UVS 太陽掩蔽観測結果の光化学モデルによって示された K の値と一致している (Herbert et al.1987; Summers and Strobel 1989; Bishop et al.1990)。また Hinson and Magalhães (1991) は、波動の消滅が天王星成層圏の赤道付近で渦拡散の重要な源となっていると述べている。海王星で得られた RSS データの同様な解析からは、ingress と egress 地点両方での明確

な大気の波動の形跡が発見された (Hinson and Magalhães 1993)。2つの波 (ingress と egress 地点での波動と、内部重力波) は、中層大気の渦拡散と運動量供給の影響を見積もるためにモデル化された。天王星はまた別の話になるが、Hinson and Magalhães は、海王星のこの2つの波に関する渦拡散係数の上限値についてのみ導出することができた。というのは、海王星で得られた RSS データからは水平方向の波長を決めることができないので、 K を含む多くのパラメータに誤差が生じるためである。これらのモデルに基づくと、ingress 地点で観測された波は 3mbar 付近で消滅し始め、3mbar 高度よりも上部での K を $2 \times 10^4 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 以下と決める。15 μbar 高度よりも上部では、この波が分子の粘性によって減衰してしまうので、波動の消滅が止み渦拡散が上層大気で発生しなくなる。この波の鉛直方向の波長は大きいので、egress 地点で観測された波は 0.5mbar 付近で消滅し始め、この高度より上部で波の源となる渦拡散係数は $50 \times 10^4 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ となるであろう。この波について、分子の粘性による減衰が約 1 μbar で重要となり、波の消滅が渦拡散を生む高度範囲での K の最大値を定める。このようにして得られた K の最大値は、天王星で Hinson and Magalhães (1993) によって得られた結果よりもかなり大きい。Hinson and Magalhães は自分たちの導出した K 値は、波の消滅が海王星中層大気における重要な渦拡散の源を示すための様々な K 値 (Bézar et al.1991; Bishop et al.1992) と、ほどよく一致していると述べている。しかし Walterscheid and Shubert (1990) も述べたように、 K 値を見積もるために Hinson and Magalhães (1993) によって利用された Lindzen のパラメータは、厳密な正当性を欠くものである。故に、Hinson and Magalhães (1991,1993) によって導出された K の推測値は、程度の粗い近似値であるという注意が必要である。

星食掩蔽観測から解析された温度構造でわかる波動の特徴は、C.2.2 節と C.4.1 節で簡単に述べた。これらは、星食掩蔽観測から得られる光度曲線に共通の特徴であるスパイク⁵⁴やまたたきと関連したものである。French and Gierasch (1974) は木星での 1971 β Scorpii 掩蔽観測に関連して、温度の摂動は内部重力波の上方伝播によるものであり、このような摂動は成層圏上部の渦拡散係数や全球的な熱収支に影響を与え得ると述べている。星食掩蔽で観測するまたたきも、乱流と関係した密度変動と関連性がある。French and Lovelace (1983) による掩蔽観測の光度曲線のシュミレーションからは、関連性のある予測 (弱い乱流と強い乱流との関係、水平方向の層形成) について調査を行い、周縁部付近の光度曲線の逆問題が大気の水平方向不均質層によってあまり影響を受けないことが推測された。またたき現象については、1985 年 8 月 20 日の海王星星食掩蔽観測 (Conrath et al.1987) から得られたデータを使って、Hubbard et al.(1988) と Narayan and Hubbard (1988) によって徹底的に研究されている。この論文では最初に電波観測によるモデルを利用し、その後解析に関する仮説を示した。どちらの場合も目的は、全ての掩蔽観測結果を扱うために周縁部の垂直方向と水平方向の大気構造の変動から生じるまたたきの特徴を解明することであった。観測とほどよく一致したモデルは、垂直方向より水平方向の方が 25 倍も大きい密度変動の縦横比を示した。かなり不均一な乱れの存

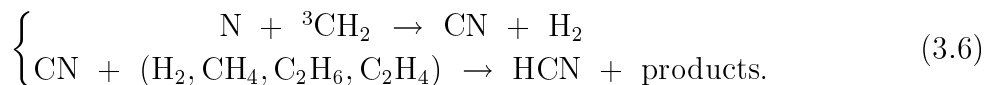
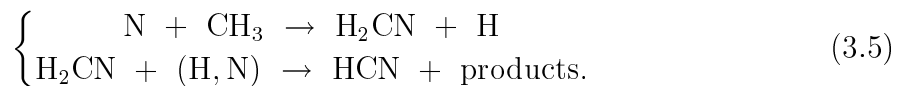
⁵⁴他のパルスに比べてはるかに大きい振幅を持ったパルス

在を確認するあまり、こういった変動の源には注意が向けられていなかった。Narayan and Hubbard の仮説は、密度変動についてスペクトルの強度が小さいことを予想したが、変動を引き起こす準成層構造は波の消滅によって生まれる伝播波や乱流層によるものであるかもしれない。このように、French and Lovelace (1983) によっても示されたように、星食掩蔽観測結果の解析はその惑星の成層圏におけるスケールの大きな鉛直構造や乱流の特徴についての情報を与え、渦混合長の見積もりや混合過程の推測へと発展できる。

海王星は Voyager 探査で得たデータに基づき、経験的な渦拡散分布を作製できる唯一の木星型惑星である。(3.4) 式の K を使ってこのようなデータの光化学モデルを作るとは、簡単にはできないということが明らかになった。結局、木星型惑星成層圏の力学モデルは、高度方向や緯度方向に変動する乱流や移流によって左右される、組成の鉛直輸送の量的な規定を導出するものとなり得る。そしてその規定は、力学モデルに制約を与えるために組成量のデータを考慮に入れた次元光化学モデルの研究に利用される。そうなるまでに、光化学モデルを作る研究者は、地球に関して展開されている渦拡散の広範に渡る論文を理解するべきであり (Lindzen 1981; Garcia and Solomon 1985; Strobel et al.1987; Holton and Schoeberl 1998; Dunkerton 1989; Walterscheid and Schubert 1990 参照)、 K 値の妥当なパラメータ化のために研究の指針を示すべきである。渦拡散は化学成分ばかりでなく熱も輸送するので、満足のいく K 分布は観測された温度構造の解明にも手がかりを与えることとなるだろう。

C.4.5 成層圏の HCN と CO

タイタンで HCN を生成する通常のプロセスは、N 原子と CH_4 の光化学反応による生成物 (CH_3 やそれより少ない CH_2) との間の化学反応である (Yung et al.1984)。すなわち、



によるものである。化学反応について研究されたデータに基づいて、これと同じ過程が海王星成層圏での HCN 生成の原因であるとしているが (Atreya et al.1992; Marten et al.1993; Lellouch et al.1994)、この実現性は成層圏に N が多量に存在するかにかかっている。対流圏界面の低温場 (50 ~ 55K) は、対流圏で生成された HCN が成層圏に輸送されることを抑制している。というのは、50K での HCN 飽和混合比が成層圏で観測された HCN 混合比よりも 10^{-20} 倍も小さいためである。N 原子を成層圏に供給するという 2 つの仮説が提案されている。一つは、対流圏下部から N_2 が上昇して供給されるという仮説 (Atreya et al.1992; Marten et al.1993)、もう一つは、トリトンに起源を持つ N や

N^+ が海王星大気の上部に流れ込むという外部源の仮説 (Rosenqvist et al.1992) である。Lellouch et al.(1994) は、観測された HCN 量と適合するには両方の供給源仮説が必要となると述べている。これと同様な、海王星成層圏で観測された CO の起源については触れられていない。対流圏で観測された CO 量と、CO が対流圏界面の低温場に滞留していないことを考え合わせると、CO は内部起源であると考えられる。

Richardson et al.(1991) は、海王星磁気圏での質量の重いイオンの全フラックスを決める Voyager のプラズマ (PLS) 観測から、磁気圏でのイオンの集積はトリトンの電離圏から直接流れ込んだためだと述べている。トリトンからの N^+ の脱出率は、Yung and Lyons (1990) によって $8 \times 10^{24} s^{-1}$ だと導出された。トリトンを脱出した N^+ が全て海王星に流れ込んだとすると、上層大気での N^+ のフラックスは $10^5 cm^{-2} s^{-1}$ となる。しかし Marten et al.(1993) は、海王星成層圏で観測された HCN の混合比 (1.2×10^{-9}) となるためには、このフラックスは 20 倍も大きい $2 \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}$ とならなければならないと述べている。さらに磁気圏での損失 (太陽風・環・衛星への損失や、 H_2 の電荷交換) を考えると、この不一致はより悪化してしまう。Summers and Strobel(1991) は別の大気モデルを用いて、PLS 観測 (Richardson et al.1991) では観測されない中性子の姿でトリトンから N が脱出するという仮説を提唱した。このモデルでは、トリトンからの N 原子の脱出率は $3 \times 10^{25} s^{-1}$ となり、海王星への N 原子のフラックスは $2 \times 10^3 cm^{-2} s^{-1}$ となる (Marten et al.1993)。しかしこの値であっても、観測された HCN 量の 1000 倍も少ない値である。よって Marten et al.(1993) は、トリトンは観測された海王星成層圏の HCN 量と適合するような N のフラックスにはならないので、 N_2 が内部に存在すると結論付けた。

Marten et al. によって要求された N のフラックスは、1.0mbar 付近の K を $10^5 cm^2 s^{-1}$ とした値に基づいている。その根拠は、HCN はミリメートル波長以下の観測で感度のよい圧力領域では安定に存在し、HCN の生成が起こる高度から凝結が起こる高度へと下降するためである (cf.3.3 式)。この K の値は、Bishop et al.(1992) のいくつかのモデルや、Yelle et al.(1993) による UVS 太陽掩蔽観測結果の解析値と一致する。しかし Lellouch et al.(1994) は、Romani et al.(1993) によって解析された K 値 (C.4.3 節) の半値を適用することで、N の外部からのフラックスは $7 \times 10^4 cm^{-2} s^{-1}$ であるとし、HCN の混合比は 2mbar で 3.2×10^{-10} と導出した。また彼らは、N の内部源と外部源についての光化学モデルを示し、上層大気に流入する N の形が N^+ か N であるとも述べている。トリトンからの外部源を考えた時に必要となるフラックスは、トリトンからの全 N の脱出率を見積もった Yung and Lyons(1990) と Summers and Strobel(1991) の推測値とは不一致であるが、Lellouch et al.(1994) はトリトンが海王星成層圏へ N を供給する唯一の供給源ではないし、トリトンから海王星への N 輸送の効率には誤差があるとも考えられると述べている。

さらに、トリトンでのイオン化フラックスの性質についても議論がされている。Yung and Lyons (1990) と Summers and Strobel (1991) は、磁気圏に流れ込んだ電子がトリトンの上層大気での主なイオン化の源であるとしたモデルを作成した。仮に、イオン化が

太陽の EUV 放射によるものだとすれば、トリトンの上層大気イオンは約 10^{23}s^{-1} という脱出率を持った C^+ となり (Lyons et al.1992)、 N^+ の脱出率はこれよりも小さい値となるはずである (Lyons et al.1993)。このような大気モデルは、海王星成層圏の N の供給源としてのトリトンの役割は小さく、N は内部源だとする考えを示している。

B 章や C.2.1 節で述べたように、対流圏上部と成層圏下部の N_2 混合比は 0.006 ぐらいであるかもしれない (Conrath et al.1993)。内部から成層圏への対流が起こると、 N_2 は N 原子へと光解離し得る。しかし太陽の UVS による光解離では、 N_2 と同じ波長領域で吸収の起こる H_2 が多量に存在するために、Marten et al.(1993) や Lellouch et al.(1994) によって導出された N 原子のフラックスとはならない。磁気圏の荷電粒子の衝突による N_2 の解離というのも、オーロラが生成する領域でのエネルギーの投入 ($10^8 \sim 10^9$ Watts) が少ないので考えられない。別の可能性として、対流圏上部と成層圏下部 (10bar 高度よりも上部) で、エネルギーを蓄積させたり二次的な電子を供給することが予想される銀河宇宙線 (GCRs) による解離が考えられる。GCRs による解離は、大気のコラム密度が 10^{25}cm^{-2} で起こる。海王星の GCRs によるフラックス - エネルギースペクトルは (Selesnick and Stone 1991)、大部分の N_2 が解離して HCN を生成するのが 0.1 ~ 30mbar の範囲で起こることを示した (Atreya et al.1992)。この議論の後、Lellouch et al.(1994) は GCR による N_2 の解離から生じた HCN について、モデル化を行った。ここでは、N 原子の生成物の分布は Moses et al.(1992) による単純な GCR イオン化率を用いて計算されている。このモデルで得られた N_2 混合比は 0.003 ~ 0.017 となり、K 値と NH の化学反応に曖昧な部分があるためにいくらか誤差範囲の大きい結果となったが、(N から HCN への転向の能率が悪ければそうとは言えないが)GCRs は観測された HCN 量を担う一因となることが言えそうである。

CO は、O または O を含む分子 (H_2O 、OH など) と、 CH_4 の光化学反応による生成物 (CH_2 、 CH_3 、 C_2H_2 、 C_3H_2 など) との反応によって生成されるが、海王星の CO の起源がこのような反応によるものなのかは明らかになっていない (Atreya et al.1992; Marten et al.1993)。原理的には、流星体の消耗⁵⁵によって H_2O が海王星の上層大気にもたらされるが、これにより生成する CO の混合比は、観測値 (約 10^{-6}) よりもかなり小さい値となる (Moses 1992)。天王星では CO は検出されていないが、天王星ではこのような反応 (すなわち、 H_2O や OH と炭化水素との反応) によって CO が生成されると考えられている。木星と土星での、隕石や環、衛星の消耗によって生じる H_2O のフラックスと上層大気温度構造を考えると、天王星で観測された CO 量⁵⁶よりも木星と土星の CO 量は 100 倍以上も多く存在する (Atreya et al.1992; Marten et al.1993)。海王星の CO がトリトンから供給されるという仮説はまずあり得ない。というのは、CO の起源が外部にあれば成層圏と対流圏の間に CO 混合比の勾配が生じるはずであるが、このような勾配は

⁵⁵ 大気圏に突入する際に構造体表面が空力加熱により徐々に溶解・蒸発する現象

⁵⁶ これまでは「天王星に CO が存在しない」と述べてきたが、厳密に言うと観測可能な上層大気での CO 混合比の上限 (3.0×10^{-8} [Fegley, B., Jr.(1995)]) が他の木星型惑星の CO 混合比よりも極めて少ないことから、このような表現がされてきた。

観測されていないためである。よって海王星の CO の起源は、木星や土星と同様に内部にあると考えられている (Noll et al.1988; Noll and Larson 1990)。天王星の上層大気で CO や HCN が少ないのは、内部の対流が停滞し観測される高度領域まで生成に必要な成分 (HCN であれば N_2) が上昇してこないためであろう。

これらとは別に注意すべきなのは、惑星形成論や物理化学では太陽系星雲全体で、N の安定状態が NH_3 ではなく N_2 、C の安定状態が CH_4 ではなく CO だと考えていることである。太陽系星雲の寿命が相対的に短いと (30Myr 未満)、恒星間に存在する N_2 と CO が NH_3 と CH_4 に転向するような化学平衡状態に達することができない。木星と土星の高圧場では、このような転向が起こり得るし実際に起こっている。しかし、天王星や海王星、木星型惑星の衛星ではこのような転向が抑制されて、 N_2 の一部もしくは全部が N_2 のままで存在し、CO の一部は CO のままで存在する。このことから、天王星と海王星の内部や両惑星の周辺で形成された惑星や衛星等には、 N_2 と CO が存在することが推測できる。最近になって、冥王星 (Owen et al.1993) とトリトン (Cruikshank et al.1993) で N_2 と CO が発見されたことによって、この仮説は後押しされる。海王星の対流圏上部と成層圏下部で CO と N_2 (あるいは HCN) が発見され、天王星では発見されないことから、両惑星内部の構造や物理化学についての推測ができる。これらについては B 章にて述べている。

C.5 上層大気

海王星の上層大気の構造に関しては、未だ断片的な情報しか得られていない。推測するのが困難な組成量は、地球からの星食掩蔽観測によって得られ、Voyager の RSS 観測や UVS 観測からも関連性のあるデータを得ることができる。星食掩蔽観測については C.2.1 節で述べているが、観測誤差の感度のために $1\mu\text{bar}$ 高度よりも上部の観測に利用され、初期状態を課すものとなる。RSS 掩蔽観測からは、1000km 高度より上部で約 1000K となるプラズマの温度を示す電子密度分布を解析することができ、他の木星型惑星の電波掩蔽観測で観測されたのと類似する強いスパイクも示す (Tyler et al.1989; Lindal 1992)。UVS 観測 (Broadfoot et al.1989) は、上層大気についての主要な情報源となる。これにより、分子に誘起される放射や EUV の昼間大気光 ($He\ 584\text{\AA}$) が観測され、また UVS による太陽掩蔽観測では、ingress の緯度での熱圏上部の温度を推定することができる。しかし現在のモデルの性能は、UVS データの s/n 比が悪いために RSS データと UVS データを合わせて解析できるほどのものではない。

C.5.1 上層大気の温度構造

UVS による ingress 地点での太陽掩蔽観測結果の解析は Broadfoot et al.(1989) によって行われ、Lyman and Werner の H_2 帯吸収の解析から、 $10^{-5}\mu\text{bar}$ 付近で約 750K (図 37)、 $10^{-2}\mu\text{bar}$ 付近で約 250K と導出された。Yelle et al.(1993) は外気圏の温度を 550K と解

析したが、800Å以下の波長(すなわちH₂のイオン化が起こる高度領域)で熱圏上部を調査するUVSデータは、まだ詳細に解析されていない。C.2.3節で述べたように、ingress地点とegress地点でのH₂電子帯吸収は、モデル化するのが難しい。

他の木星型惑星と同様に、海王星の熱圏はかなり高温である。熱圏下部の温度はおよそ500Kまで上昇する。古典的なモデルでは、この温度上昇が太陽のEUV放射の吸収によって、上層大気でエネルギーが下方に伝播することによって引き起こされるとしている。熱圏を加熱するのに利用できるエネルギーの最大値は $10^{-3} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ であるが、500kmより上部で温度を400K上昇させるには、下方への熱フラックスが $0.1 \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ だと推測される。よって、太陽のEUVによる加熱は観測結果と一致しないので、加熱の原因は他にあると考えられる。

Voyagerの観測によって、木星・土星・天王星で類似した現象が起こっていることがわかったので、海王星熱圏の高温が推測できないわけではない。これら3惑星の熱圏温度構造については知識が不足しているものの、観測に基づいて次のようなことが言える。(1)太陽との距離や太陽エネルギーの流入とは関係がない、(2)惑星内部の磁場の大きさとは関係がない、(3)渦拡散係数によって特徴付けられる鉛直混合長と関係がある。土星・天王星・海王星の運動量を考えると、土星は渦拡散係数が最も大きい熱圏の温度は最も低く、天王星は渦拡散係数が最も小さい熱圏の温度は最も高く、海王星はその中間だというのがわかる。木星の強烈なオーロラは、低緯度であっても熱圏のエネルギー収支に大きな役割を果たすので、他の惑星に比べて明白な傾向というものがない。外気圏温度と渦拡散係数の関係に隠れた物理的なメカニズムがあると、これらを解明するのは難しい。活発な渦拡散は外気圏の温度が減少するより上部へと炭化水素を輸送するが、この影響はエネルギー分配を説明する計算で考慮されているので、同じ傾向にあっても問題を解明することにはならない。

初期の研究では、熱圏の高温が木星型惑星で観測される大きな紫外放射率と関係があると推測している(Shemansky 1985; Shemansky and Smith 1986)。しかしこの仮説は除外される。というのも、紫外放射率は太陽との距離の平方に反比例するためである。(Broadfoot et al.1989; Yelle et al.1987)。しかも、木星型惑星の熱圏温度は紫外放射率と無関係である。実際に、海王星で観測された紫外放射率による熱圏の加熱が、さほど重要ではないことを示すのは簡単である。このことは天王星にも当てはまる(Strobel et al.1991)。Clarke et al.(1987)は、プラズマの不安定状態が光電子を加速し、たくさんの紫外放射を生むと述べている。この仮説は、Strobel et al.(1991)によって議論されたメカニズムに関する物理的な問題を抱えているが、これらを無視したとしても熱圏加熱と紫外放射の関係がないので、観測結果を説明するものにはならない。

C.5.2 He 584Å 昼間大気光

木星型惑星の大気では、He 584Å 昼間大気光の輝度は下層大気のHe混合比や均一層付近の渦拡散係数、温度分布、太陽のフラックス、放射線幅に依存する。海王星でのこ

の放射の観測や解析は、他の観測方法で得られたこのようなパラメータを決めるのに役立つ。He 584Å 昼間大気光は太陽光線の散乱によって引き起こされる。H₂はこの波長で吸収を引き起こすので、H₂の光学的厚さが1となる高度よりも上部に存在するHeだけが、この現象の原因となる。この高度でのHe量、すなわち昼間大気光は、混合している大気中のHe混合比や渦拡散係数Kとともに増加する。He 584Å 昼間大気光は天王星を除く木星型惑星で観測されている。というのは、天王星は渦拡散が弱いので、H₂の不透明度が1となる高度よりも上部でHe量が少なく、観測された放射を引き起こすことができない。観測とモデル化の詳細は、木星では Carlson and Judge (1971,1976) と McConnell et al.(1981) によって述べられ、土星では Sandel et al.(1982) によって述べられている。また、海王星では Parkinson et al.(1990) によって述べられている。

Parkinson et al.(1990) は、He 584Å 昼間大気光の緯度方向に平均した輝度を $0.34^{+0.2}_{-0.15}$ R と導出した。このように誤差が大きいのは、信号が弱いこととバックグラウンド放射線⁵⁷が大きいためである。彼らの解析は、外気圏温度を750Kとした Broadfoot et al.(1989) の大気モデルに基づいている。Kの値は高度とは無関係だとされている。複雑な放射対流平衡モデル (Gladstone 1982,1988) と、太陽のフラックスや584Åでの放射線幅の推測値を使って、Parkinson et al.(1990) は予想される昼間大気光の輝度を $f(\text{He})$ と K の積の関数(ここでの $f(\text{He})$ は混合大気中の He モル分率)として計算した。これによりグラフ化された輝度は、 $f(\text{He})$ とは無関係であることがわかったので、この変数は他の研究から得られた値を利用しなければならない。観測された輝度や輝度の誤差とモデルの輝度を比較することで、彼らは $f(\text{He})K \sim 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ (正確には $3 \times 10^6 \leq f(\text{He})K \leq 9 \times 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) と導出した。ここで $f(\text{He}) = 0.19$ (Conrath et al.1991a) とすれば $K_h \sim 5 \times 10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ ($6 \times 10^6 \leq K_h \leq 1.6 \times 10^8 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) となる。この誤差は、太陽のフラックスや放射線幅の誤差を考慮したものではない。最も酷い時には、この誤差が50%にもなることがある。

C.5.3 オーロラと光電子によって誘起される放射

海王星の双極子磁場は、黄道面から29°傾いた地軸から更に45°傾いていると考えられており、一般に研究されている他の惑星とは大きく異なった磁場形態であることがわかる。とりわけ海王星の公転に伴う相⁵⁸について、夜側の半球は昼側の半球と磁氣的に結合している。昼側の光電子は夜側で放射を引き起こす。磁極付近のオーロラもおそらく存在するであろう。

放射の弱い2つの領域は、海王星の夜側のUVS観測によって見分けられる(図53)。この解析はSandel et al.(1990)によって行われた。満月から三日月までの観測を除去した後、彼らは55°S~50°Nの緯度範囲を三つに分けた(図53参照)。このようなデータから得られた図53は、二つの領域での放射を示している。一つは、0°~60°Wの経度で全緯度に広がった、ほぼ同じ強度の放射領域である。放射が弱いので放射スペクトルはあ

⁵⁷放射線測定で測定対象以外から来るもの：宇宙線など

⁵⁸地球から見て、海王星が周期的に見せる特定の形；月で言えば新月、半月、満月など

まり質の良くないものであるが、 H_2 の帯放射と一致している。 H_2 周波数帯を検出するために、観測された領域で平均され最適な波長領域 (967 ~ 1115Å) で積分された輝度は、約 2.5R である。Sandel et al.(1990) は、この放射が惑星表面の約 13% に広がっていると、放射強度を $6 \times 10^7 W$ と計算した。もう一つの領域は、緯度・経度に局限された放射領域である。これは主に南半球 (50°S) の 240°W 付近である。この輝度は約 5R と大きい積分時間は短い。これにより、スペクトルは先に紹介した領域よりも大きいだけでなく、 H_2 の帯吸収とも一致している。この放射が表面の約 2% だとすれば、放射強度は $2 \times 10^7 W$ となる。

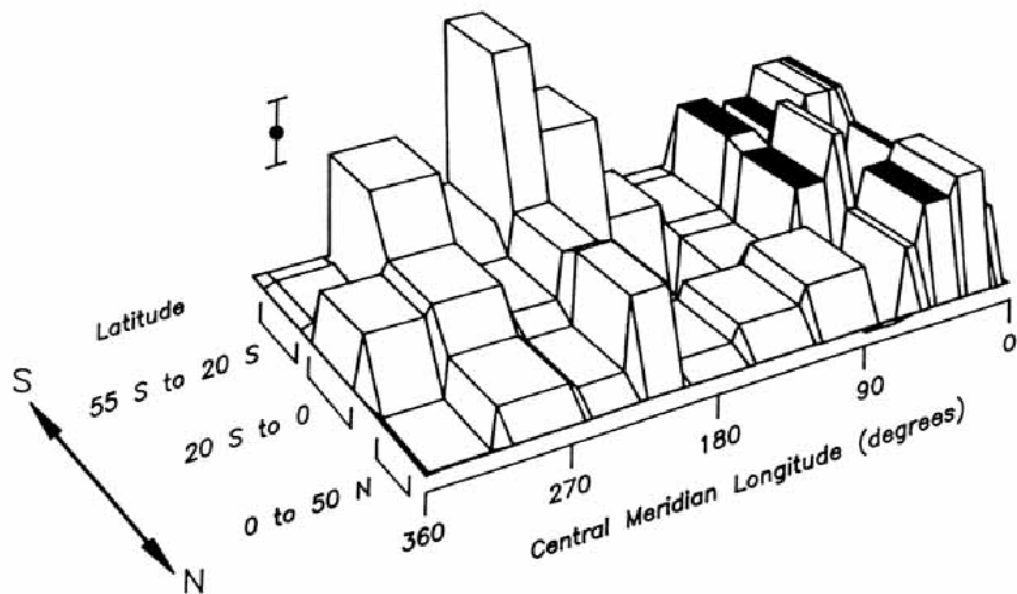


図 53: H_2 の周波数帯で、Voyager の UVS によって観測された海王星夜半球からの放射輝度の緯度 - 経度図。二つの異なった領域は次のように示される：30°W 付近に中心を持つ全緯度領域での拡散放射と、240°W 付近の南半球での局地的な放射。一般的な $1-\sigma$ の誤差は図に示されている。(Sandel et al.1990)

H_2 電子の励起は、 H_2 帯吸収だけでなく H Lyman α スピンも引き起こすが、H Lyman α の輝度は、H Lyman α スピンを引き起こす他の原因のために解析が困難である。これには、背景場 (LISM) での H Lyman α の散乱によって惑星全体で励起された、拡散 H Lyman α も含まれる (Yelle and Sandel 1986)。

拡散放射によって広げられた緯度範囲は、一般的なオーロラの形態とは一致しない。拡散放射についての 2 つのモデルが発表されている (Sandel et al.1990; Cheng 1990b)。Sandel et al. は、昼側で磁場が結合して光電子が落下することにより励起されると述べている。これにより生じる放射は、昼側で磁場結合した経度方向に見られる。一般的に、

放射は昼と夜の変化に無関係な相では起こらない。この議論は、海王星に特徴的な双極子磁場の略図に基づいたものである。現実的な磁場モデルを使って磁力線を追跡すると、この略図が確立され、南半球側の結合領域も示される。

拡散放射についてのモデルは、観測された形態と適合するだけでなく、必要とされるエネルギーも満足しなければならない。Sandel et al.(1990) は、太陽フラックスから転換する割合は約 0.5% であると述べている。地球の上層大気で観測された光電子フラックスでも、必要となるエネルギーの入手が可能だというのがわかっている。しかし、詳細なモデル計算は行われていない。

拡散放射についてのもう一つのモデルは、惑星表面の磁場強度が異常に低くなった広い領域をもたらす、海王星双極子磁場に基づいたものである (Cheng 1990b)。惑星周辺でドリフトしている磁場に凍結された粒子は、この領域に来ると大気中へと落下していく。この偏差は、北半球の磁極 (51°N, 48°W) から磁場赤道の 38°, 167°W 地点へと広がっている。このモデルでは、西方へとドリフトしている電子がこの低強度領域のへりで落下し、拡散放射を励起する。また、東方へとドリフトしている電子が逆側のへりで落下し、240°W 付近で紫外放射に影響を与える。エネルギーの強い粒子の痕跡が、このような落下という考えを生み、落下した粒子は観測された放射を説明できるだけの十分なエネルギーを持っていることを示している (Cheng 1990b)。落下から予想される形態は観測とほぼ一致しているが、細かい部分には違いがある。モデルは、拡散放射の経度方向で緯度ともに変動していることを予想している。しかし紫外画像の s/n 比は悪いので、観測とこのモデルが不一致であるかはわからない。

南半球のある領域は、磁極に近く古典的なオーロラが存在するかもしれない。この解釈は、凍結された粒子の観測 (Krimigis et al.1989) やオーロラ中の粒子の加速による放射の観測 (Gurnett et al.1989; Warwick et al.1989) からもたらされる。輝度の高いオーロラは、南側の磁場強度が弱いので北側の磁極から予想される。しかし残念なことに、51°N の磁極は UVS 画像のへりにあり、その周辺はかなり輝度が減少している。したがって、ここでのオーロラの放射の観測は信頼性のあるものではない。エネルギー源を評価するには、全放射エネルギーが南半球の磁極付近で観測されたエネルギー ($5 \times 10^7 W$) の約 2 倍だと推定するのが望ましい。

太陽フラックスからの転換率が 3% だと、磁気圏に流入するエネルギーはおおよそ $1.5 \times 10^9 W$ でなければならない。Broadfoot et al.(1989) は、トリトンから脱出した質量に関する「プラズマ弧」での荷重質量の中央値を使って、このエネルギーを得るメカニズムを考案した。この考えは、Hill and Dessler (1990) と Sandel et al.(1990) によってさらに議論された。彼らの考えたメカニズムでは、必要とされる荷重質量の割合が約 1 kg s^{-1} である。トリトンの大気モデルは、この値の約半分にあたる H と N の損失率を示している (Strobel and Summers 1995)。

別のモデルでは、オーロラを促進する外部源 (太陽風) について考えている (Cheng 1989, 1990a)。極冠より上部での電流と電位の低下は、エネルギー輸送の動力源となる。必要とされる太陽エネルギーの転換率は約 0.3% か、地球で観測された値の約 1/3 であ

る。この二つのメカニズムは、そのうちオーロラの放射と拡散放射を説明するものになるだろう。データの s/n 比が悪いので、観測結果を使って二つのうちどちらを選ぶか決めるのは難しい。

ここで、全球温度構造におけるオーロラの重要性を評価するために、オーロラのエネルギーとイオン化している太陽フラックスによって沈積したエネルギーとを比較してみる。海王星の全球平均した太陽フラックスは約 $10^{-3} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ であり、最大値は約 $4 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ である。Sandel et al.(1990) によって与えられた輝度と放射範囲を使えば、局地的な放射に関して流入してくるエネルギーは、前文の太陽フラックスと等しい約 $1 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と推定される。拡散放射はこの値のおよそ半分である。惑星表面を積分した全エネルギーは、太陽フラックスのうち約 2%(局地放射) と約 7%(拡散放射) である。したがって、オーロラは局地的には重要であるかもしれないが、惑星規模の大気構造には影響を与えないであろう。

C.5.4 電離圏

Voyager 2 による海王星電離圏の観測は、S 周波数帯 (2.3GHz) と X 周波数帯 (8.4GHz) での電荷担体振動を利用した電波掩蔽観測によって行われる (Tyler et al.1989)。この観測では、全惑星の電離圏における電荷密度分布を得ることができる。海王星の電荷密度分布は図 54 に示されている。電離圏における掩蔽観測は、ingress 地点が $62^\circ\text{N}, 227^\circ\text{E}$ であり、egress 地点が $45^\circ\text{S}, 131^\circ\text{E}$ である (Lindal 1992)。この両観測は朝と夜の明暗境界線で行われた。電離圏は電子密度が 100cm^{-3} 以上となっており、1bar から上部 5000km まで広範囲に渡っていることがわかった。しかし 2500km より上部のデータは、電波信号が通過する地球の電離圏や内惑星の影響のために正確とは言えない。

ingress と egress での観測からは、1400km の高度で電荷密度が $1 \sim 2 \times 10^3\text{cm}^{-3}$ と導出された。約 1200km 高度の細層における電荷密度は、 $7 \times 10^3\text{cm}^{-3}$ とされている。このような細層構造が多く見られるのは 1000km よりも下部である。これらは電離圏を示すものではなく、真の電離層で生じる多重伝播が原因であるかもしれない。これと同じような特徴は、木星・土星・天王星でも見られる。プラズマのスケールハイト頂は $1800 \pm 300\text{km}$ 付近で、電子やイオンの温度は $950 \pm 160\text{K}$ である。ここでの主要なイオンは H^+ であり、電子・イオン・中性子の温度は平衡だと仮定されている。2000km より上部の外気圏における中性子の温度は、約 750K だとされている (Broadfoot et al.1989)。誤差の範囲内でイオンと中性子の温度は一致しているので、ここでの主要なイオンは H^+ だと考えられる。さらに、木星と土星は別として、海王星(と天王星)の磁気圏の内側は、おそらく電離圏起源と考えられる H^+ によって主に構成される。木星と土星は、磁気圏に H_2^+ や H_3^+ も存在している。

海王星でのイオン化した太陽フラックスの入射が相対的に小さい(木星のたった 3%) にもかかわらず、海王星の電離圏は太陽の EUV 放射に主に左右される。海王星のオーロラが生成する高度でさえ、磁気圏への入射エネルギーは $10^8 \sim 10^9\text{W}$ (同様に木星は 10^{13}W)

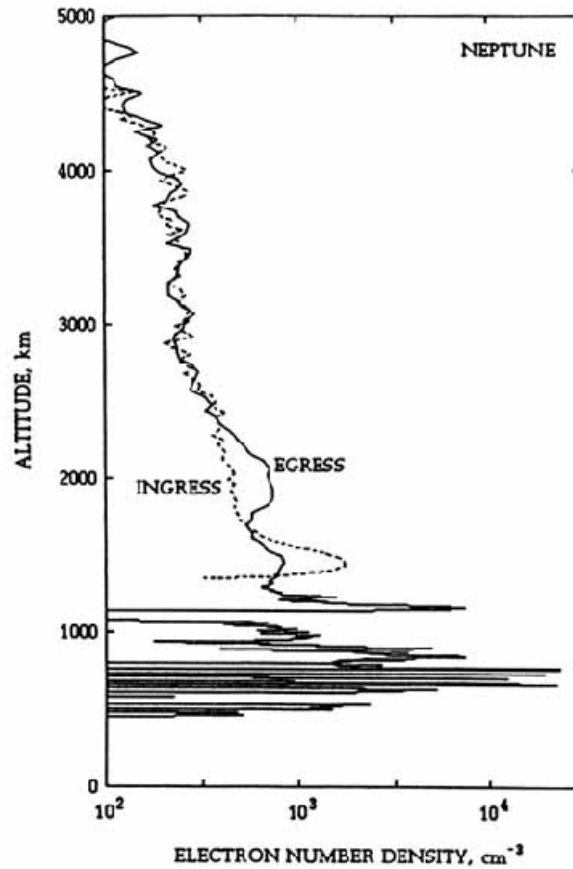
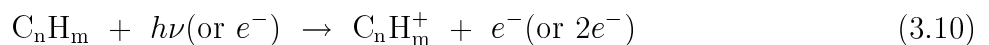
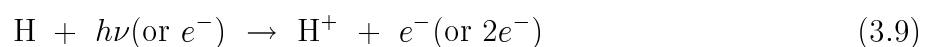
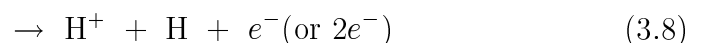
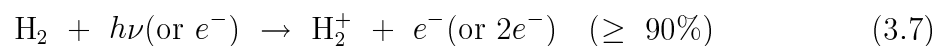


図 54: Voyager 2 の RSS 掩蔽観測から得られた海王星電離圏での電荷密度鉛直分布。ingress と egress の分布は、朝と夜の明暗境界線付近で得られたものである。高度 0km は 1bar 高度を指している。(Lindal 1992)

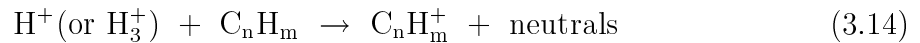
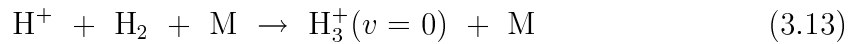
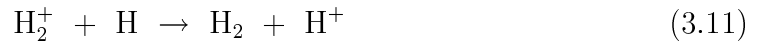
以上) と小さい。したがって、海王星の電離圏では大きな緯度変動が起こっていないと予想される。電離圏での単純な光化学外略図では、太陽によるイオン化で生成したイオンは、その後電荷輸送やイオンの消失が起こる。海王星の電離圏では、次に示した過程が重要だと考えられている。

イオンの生成



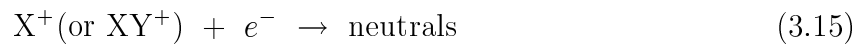
(3.9) 式は $[H] > [H_2]$ となる電離圏上部で重要であり、(3.10) 式は炭化水素が比較的多く存在する成層圏中部と下部で重要である。

電荷交換



(3.11) 式は電荷密度の極値付近とそれよりも上部 ($[H] > [H_2]$) での主要な反応であり、(3.12) 式と (3.13) 式は電荷密度の極値付近とそれよりも下部で重要であり (M は背景場を表す)、(3.14) 式は C_nH_m が比較的多く存在する成層圏中部と下部で重要である。

イオンの損失



すなわち全てのイオンの損失は、エネルギー散逸や放射の再結合によるものである。主要な惑星の電離圏における化学反応については Atreya (1986) によって詳細に議論されている。磁気圏下部でのエネルギーの入射は、振動励起状態となる H_2 の大きな量子数をもたらすものではない。木星では(おそらく土星も)、 H^+ と H_2 の反応 ($v \geq 4$) が起こると、安定な H^+ は不安定な H_2^+ へと転向する。その時 H_2^+ はすぐに H_2 と反応して、適当な高度で不安定な H_3^+ を生成する。先にも述べたが、 H^+ が海王星の上層大気での主要なイオンだという根拠がある。実際に H^+ は、電荷密度が極値となる高度より下部でも主要イオンのままであるはずだが、そこでの H_3^+ の密度と対流圏界面より下部での $C_nH_m^+$ の密度は推測されている。Voyager が海王星を観測する前の電離圏のモデルは、木星と土星の初期モデルに基づいて Atreya (1984) が進歩させた。このモデルでは、1400km 付近の大気の密度を 10^9cm^{-3} として、電荷密度の極値を $1000 \sim 3000 \text{cm}^{-3}$ と導出した。これは、海王星での Voyager 2 による ingress と egress の掩蔽観測結果と一致している。1200km でのイオン化した細層は、木星でも考えられているように (Atreya et al.1974)、風のシアによって引き起こされる金属化したイオンの層であると考えられている。金属イオンは、大気中で隕石が溶解することによって電離圏にもたらされると考えられている木星の衛星である。イオンの円環体は、木星に Na や S を供給して同様な細層を形成すると考えられている (Atreya et al.1974; Chen 1981)。最後に、銀河宇宙線 (GCR) を考慮した Capone et al.(1977) のモデルは、 $C_nH_m^+$ (密度は 10^4cm^{-3}) は対流圏界面の高度以下で生成されることを示している。以上まとめると、電荷密度が大きいのは、太陽の紫外線に影響を受ける電離圏より数百 km 下部で起こる上述の反応のためだとされている。

参考文献

- [1] Adel,A. and Slipher,V.M. 1934. The constitution of the atmosphere of the giant planets. *Phys. Rev.* 46:902-906.
- [2] 会田勝. 1982. 大気と放射過程, 東京堂出版.
- [3] Anders,E.,and Ebihara,M. 1982. Solar-system abundances of the elements. *Geochim Cosmochim. Acta* 46:2363-2380.
- [4] Anders,E., and Grevesse,N. 1989. Abundances of the elements: Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta* 53:197-214.
- [5] Appleby,J.F. 1986. Radiative-convective equilibrium models of Uranus and Neptune. *Icarus* 65:383-405.
- [6] Appleby,J.F. 1990. CH₄ nonlocal thermodynamics equilibrium in the atmospheres of the giant planets. *Icarus* 85:355-379.
- [7] Atreya,S.K. 1984. Aeronomy. In *Uranus and Neptune*, ed.J.T.Bergstralh, NASA CP-2330, pp.55-88.
- [8] Atreya,S.K. 1986. *Atmospheres and Ionospheres of the Outer Planets* (Berlin: Springer-Verlag).
- [9] Atreya,S.K. 1986. *Atmospheres and Ionospheres of the Outer Planets and Their Satellites*(New York: Springer-Verlag).
- [10] Atreya,S.K., Donahue,T.M.,and McElroy,M.B. 1974. Jupiter's ionosphere: Prospects for Pioneer 10. *Science* 184:154-156.
- [11] Atreya,S.K.,and Romani,P.N. 1985. Photochemistry and clouds of Jupiter, Saturn and Uranus. In *Planetary Meteorology*, ed.G.E.Hunt(Cambridge: Cambridge Univ. Press), pp.17-68.
- [12] Atreya,S.K., Owen,T.C., Gautier,D.,and Marten,A. 1992. HCN and CO on Neptune: An intrinsic origin. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 24:972(abstract).
- [13] Baines,K.H.,and Bergstralh,J.T. 1986. The structure of the uranian atmosphere: Constraints from the geometric albedo spectrum and H₂ and CH₄ line profiles. *Icarus* 65:406-441.
- [14] Baines,K.H.,and Hammel,H.B. 1994. Clouds, hazes, and the stratospheric methane abundance ratio in Neptune. *Icarus* 109:20-39.
- [15] Baines,K.H.,and Smith,W.H. 1990. The atmospheric structure and dynamical properties of Neptune derived from ground-based and IUE spectrophotometry. *Icarus* 85:65-108.
- [16] Baines,K.H., Mickelson,M.E.,and Ferguson,D.W. 1993. The abundances of CH₄ and ortho/para H₂ in Neptune and Uranus: Implications of new H₂ 4-0 linestrength measurements. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 25:1079(abstract).

- [17] Baines, K.H., Hammel, H.B., Rages, K.A., Romani, P.N., and Samuelson, R.E. 1995. Clouds and hazes in the atmosphere of Neptune. In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank (The University of Arizona Press), pp.489-546
- [18] Baum, W.A., and Code, A.D. 1953. A photometric observation of the occultation of σ Arietis by Jupiter. *Astron. J.* 58:108-112.
- [19] Belton, M.J.S. 1982. An introductory review of our present understanding of the structure and composition of Uranus' atmosphere. In *Uranus and the Outer Planets*, ed. G.E. Hunt (Cambridge: Cambridge Univ. Press.), pp.155-171.
- [20] Belton, M.J.S., and Spinrad, H. 1973. Pressure-induced lines in the spectra of the major planets. *Astrophys. J.* 185:363-372.
- [21] Bergstralh, J.T., and Neff, J.S. 1983. Absolute spectrophotometry of Neptune: 3390 to 7800Å. *Icarus* 55:40-49.
- [22] Bergstralh, J.T., and Baines, K.H. 1984. Properties of the upper tropospheres of Uranus and Neptune derived from observations at visible to near-infrared wavelengths. In *Uranus and Neptune*, ed. J.T. Bergstralh, NASA CP-2330, pp.179-206.
- [23] Berge, G.L., and Gulkis, S. 1976. Earth-based radio observations of Jupiter: Millimeter to meter wavelengths. In *Jupiter*, ed. T. Gehrels (Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.621-692.
- [24] Bézard, B. 1989. Seasonal thermal structure in the atmospheres of the giant planets. *Adv. Space. Res.* 10:89-98.
- [25] Bézard, B., Gautier, D., and Marten, A. 1986. Detectability of HD and non-equilibrium species in the upper atmospheres of the giant planets from their submillimeter spectrum. *Astron. Astrophys.* 161:387-402.
- [26] Bézard, B., Romani, P.N., Conrath, B.J., and Maguire, W.C. 1991. Hydrocarbons in Neptune's stratosphere from Voyager infrared observations. *J. Geophys. Res.* 96:18961-18975.
- [27] Bishop, J., Atreya, S.K., Herbert, F., and Romani, P. 1990. Reanalysis of Voyager 2 UVS occultations at Uranus: Hydrocarbon mixing ratios in the equatorial stratosphere. *Icarus* 88:448-464.
- [28] Bishop, J., Atreya, S.K., Romani, P.N., Sandel, B.R., and Herbert, F. 1992. Voyager 2 ultraviolet spectrometer solar occultations at Neptune: Constraints on the abundances of methane in the stratosphere. *J. Geophys. Res.* 97:11681-11694.
- [29] Bishop, J., Atreya, S.K., Orton, G.S., Sandel, B.R., and Yelle, R.V. 1995. The middle and upper atmosphere of Neptune. In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank (The University of Arizona Press), pp.427-487
- [30] Briggs, F.H., and Sackett, P.D. 1989. Radio observations of Saturn as a probe of its atmosphere and cloud structure. *Icarus* 80:77-103.

- [31] Broadfoot, A.L., Sandel, B.R., Shemansky, D.E., Atreya, S.K., Donahue, T.M., Moos, H.W., Bertaux, J.L., Blamont, J.E., Ajello, J.M., Strobel, D.F., McConnell, J.C., Dalgarno, A., Goody, R., McElroy, M.B., and Yung, Y.L. 1977. Ultraviolet spectrometer experiment for the Voyager mission. *Space Sci. Rev.* 21:183-205.
- [32] Buriez, J.C., and de Bergh, C. 1981. A study of the atmosphere of Saturn based on methane line profiles near $1.1\mu\text{m}$. *Astron. Astrophys.* 94:382-390.
- [33] Caldwell, J., Wagener, R., and Fricke, K.H. 1988. Observations of Neptune and Uranus below 2000Å with the IUE. *Icarus* 74:133-140.
- [34] Cameron, A.W.G. 1973. Abundances of the elements in the solar system. *Space Sci. Rev.* 15:121-146.
- [35] Cameron, A.W.G. 1982. Elemental and nuclidic abundances in the solar system. In *Essays in Nuclear Astrophysics*, eds. C.A. Baines, D.D. Clayton and D.N. Schram (Cambridge: Cambridge Univ. Press), pp.23-43.
- [36] Capone, L.A., Whitten, R.C., Prasad, S.S., and Dubach, J. 1977. The ionospheres of Saturn, Uranus, and Neptune. *Astrophys. J.* 215:977-983.
- [37] Carlson, B.E., Rossow, W.B., and Orton, G.S. 1988. Cloud microphysics of the giant planets. *J. Atmos. Sci.* 45:2066-2081.
- [38] Carlson, B.E., Lacis, A.A., and Rossow, W.B. 1992. The abundance and distribution of water vapor in the Jovian troposphere as inferred from Voyager IRIS observations. *Astrophys. J.* 388:648-668.
- [39] Carlson, R.W., and Judge, D.L. 1976. Pioneer 10 ultraviolet dayglow of Jupiter. *Planet. Space Sci.* 19:327-343.
- [40] Carlson, R.W., and Judge, D.L. 1976. Pioneer 10 ultraviolet photometer observations of Jupiter: The helium to hydrogen ratio. In *Jupiter*, ed. T. Gehrels (Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.418-440.
- [41] Chabrier, G., Saumon, D., Hubbard, W.B., and Lunine, J.I. 1992. The molecular-metallic transition of hydrogen and the structure of Jupiter and Saturn. *Astrophys. J.* 391:817-826.
- [42] Chen, R.H. 1981. Studies of Jupiter's lower ionospheric layers. *J. Geophys. Res.* 86:7792-7794.
- [43] Cheng, A.F. 1989. Magnetosphere of Neptune: Auroral zone field-aligned potential drops? *Geophys. Res. Lett.* 16:953-956.
- [44] Cheng, A.F. 1990a. Triton torus and Neptune aurora. *Geophys. Res. Lett.* 17:1669-1672.
- [45] Cheng, A.F. 1990b. Global magnetic anomaly and aurora of Neptune. *Geophys. Res. Lett.* 17:1679-1700.

- [46] Clarke, J.T., Hudson, M.K., and Yung, Y.L. 1987. The excitation of the far ultraviolet electroglow emissions on Uranus, Saturn, and Jupiter. *J. Geophys. Res.* 92:15139-15147.
- [47] Clayton, D.D. 1968. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (New York: McGraw-Hill).
- [48] Conrath, B.J. 1969. On the estimation of relative humidity profiles from medium resolution infrared spectra obtained from a satellite. *J. Geophys. Res.* 74:3347-3361.
- [49] Conrath, B.J., Flasar, F.M., Hanel, R., Kunde, V., Maguire, W., Pearl, J., Pirraglia, J., Samuelson, R., Gierasch, P., Weir, A., Bézard, B., Gautier, D., Cruikshank, D., Horn, L., Springer, R., and Shaffer, W. 1989. Infrared observations of the Neptunian system. *Science* 246:1454-1459.
- [50] Conrath, B.J., Gautier, D., Lindal, G.F., Samuelson, R.E., and Shaffer, W.A. 1991a. The helium abundance of Neptune from Voyager measurements. *J. Geophys. Res.* 96:18907-18919.
- [51] Conrath, B.J., and Gierasch, P.J. 1984. Global variation of the para hydrogen fraction in Jupiter's atmosphere and implications for dynamics on the outer planets. *Icarus* 57:184-204.
- [52] Conrath, B.J., Gautier, D., Hanel, R., Lindal, G., and Marten, A. 1984. The helium abundance of Saturn from Voyager measurements. *Astrophys. J.* 282:807-815.
- [53] Conrath, B.J., Gautier, D., Hanel, R., Lindal, G., and Marten, A. 1987. The helium abundance of Uranus from Voyager measurements. *J. Geophys. Res.* 92:15003-15010.
- [54] Conrath, B.J., Hanel, R.A., and Samuelson, R.E. 1989. Thermal structure and heat balance of the outer planets. In *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, eds. S.K. Atreya, J.B. Pollack and M.S. Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.513-538.
- [55] Conrath, B.J., Gierasch, P.J., and Leroy, S.S. 1990. Temperature and circulation in the stratospheres of the outer planets. *Icarus* 83:255-281.
- [56] Conrath, B.J., Pearl, J.C., Appleby, J.F., Lindal, G.F., Orton, G.S., and Bézard, B. 1991a. Thermal structure and energy balance of Uranus. In *Uranus*, eds. J.T. Bergstralh, E.D. Miner and M.S. Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.204-252.
- [57] Conrath, B.J., Flasar, F.M., and Gierasch, P.J. 1991b. Thermal structure and dynamics of Neptune's atmosphere from Voyager measurements. *J. Geophys. Res.* 96:18931-18939.
- [58] Conrath, B.J., Gautier, D., Lindal, G.F., Samuelson, R.E., and Shaffer, W.A. 1991c. The helium abundance of Neptune from Voyager measurements. *J. Geophys. Res.* 96:18907-18919.
- [59] Conrath, B.J., Gautier, D., Owen, T.C., and Samuelson, R.A. 1993. Constraints on N₂ in Neptune's atmosphere from Voyager measurements. *Icarus* 101:168-171.

- [60] Courtin,R., Gautier,D.,and Lacombe,A. 1979. Indications of supersaturation of stratospheric methane on Neptune from its stratospheric thermal profile. *Icarus* 37:236-248.
- [61] Courtin,R., Gautier,D.,and Lacombe,A. 1979. Indications of supersaturated stratospheric methane in Neptune from its atmospheric thermal profile. *Icarus* 37:236-248.
- [62] Courtin,R., Gautier,D., Marten,A., Bézard,B.,and Hanel,R. 1984. The composition of Saturn's atmosphere at northern temperate latitudes from Voyager IRIS spectra: NH_3 , PH_3 , C_2H_2 , C_2H_6 , CH_3D , CH_4 , and the Saturnian D/H isotopic ratio. *Astrophys. J.* 287:899-916.
- [63] Coustenis,A., Bézard,B.,and Gautier,D. 1989. Titan's atmosphere from Voyager infrared observations. . The CH_3D abundance and D/H ratio from the $900\text{-}1200\text{cm}^{-1}$ spectral region. *Icarus* 82:67-180.
- [64] Cruikshank,D.P., Roush,T.L., Owen,T.C., Geballe,T.R., de Bergh,C., Schmitt,B., Brown,R.H.,and Bartholomew,M.J. 1993. Ices on the surface of Triton. *Science* 261:742-745.
- [65] Danielson,R.E. 1977. The structure of the atmosphere of Uranus. *Icarus* 30:462-478.
- [66] Danielson,R.E., Cochran,W.D., Wannier,P.G.,and Light,E.S. 1977. A saturation model of the atmosphere of Uranus. *Icarus* 31:97-109.
- [67] de Bergh,C., Lutz,B.L., Owen,T., Brault,J.,and Chauville,J. 1986a. Monodeuterated methane in the outer solar system. . Its detection on Uranus at $1.6\mu\text{m}$. *Astrophys. J.* 311:501-510.
- [68] de Bergh,C., Lutz,B.L., Owen,T.,and Chauville,J. 1986b. Monodeuterated methane in the outer solar system. . Its abundance on Titan. *Astrophys. J.* 311:501-510
- [69] de Bergh,C., Lutz,B.L., Owen,T.,and Maillard,J.-P. 1990. Monodeuterated methane in the outer solar system. . Its detection and abundance on Neptune. *Astrophys. J.* 355:661-666.
- [70] DeBoer,D.R.,and Steffes,P.G. 1994. Laboratory measurements of the microwave properties of H_2S under simulated Jovian conditions with an application to Neptune radio occultation results. *Icarus* 109:352-366.
- [71] Delsemme,A.H. 1988. The chemistry of comets. *Phill. Trans. Soc. London* A325:509-523.
- [72] de Pater,I. 1990. Radio images of planets. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 28:347-399.
- [73] de Pater,I.and Massie,S.T. 1985. Models of the millimeter-centimeter spectra of the giant Planets. *Icarus* 62:143-171.
- [74] de Pater,I.and Mitchell,D.L. 1993. Microwave observations of the planets: The importance of laboratory measurements. *J.Geophys. Res.* 98:5471-5490.
- [75] de Pater,I.and Richmond,M. 1989. Neptune's microwave spectrum from 1mm to 20cm. *Icarus* 80:1-13.

- [76] de Pater, I., Romani, P.N., and Atreya, S.K. 1989. Uranus' deep atmosphere revealed. *Icarus* 82:288-313.
- [77] de Pater, I., Romani, P.N., and Atreya, S.K. 1991. Possible microwave absorption by H₂S gas in Uranus and Neptune's atmospheres. *Icarus* 91:220-233.
- [78] Dunkerton, T.J. 1989. Theory of internal gravity wave saturation. *Pure Appl. Geophys.* 130:373-397.
- [79] Eberhardt, P., Dolder, U., Schulte, W., Krankowsky, D., Lammerzahl, P., Hoffman, J.H., Hodges, R.R., Berthelier, J.J., and Illiano, J.M. 1987. The D/H ratio in water from Halley. *Astron. Astrophys.* 187:435-437.
- [80] Epstein, S., Krishnamurthy, R.V., Cronin, J.R., Pizzarello, S., and Yung, J.U. 1987. Unusual stable isotope ratio in amino acid and carbocyclic acid extracts from the Murchison meteorite. *Nature* 326:477-479.
- [81] Eshleman, V.R., Tyler, G.L., Anderson, J.D., Fjeldbo, G., Levy, G.S., Wood, G.E., and Croft, T.A. 1977. Radio science investigations with Voyager. *Space Sci. Rev.* 21:207-232.
- [82] Fegley, B., Jr., and Prinn, R.G. 1986. Chemical models of the deep atmosphere of Uranus. *Astrophys. J.* 307:852-865.
- [83] Fegley, B., Jr., Gautier, D., Owen, T., and Prinn, R.G. 1991. Spectroscopy and chemistry of the atmosphere of Uranus. In *Uranus*, eds. J.T. Bergstralh, E.D. Miner and M.S. Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.147-203.
- [84] Fink, U., and Larson, H.P. 1979. The infrared spectra of Uranus, Neptune, and Titan from 0.8 to 2.5 microns. *Astrophys. J.* 233.:1021-1040.
- [85] Fink, U., Benner, D.C., and Dick, K.A. 1977. Band model analysis of laboratory absorption spectra from 4500 to 10500Å. *J. Quant. Spect. Radiat. Transfer* 18:447-457.
- [86] Flasar, F.M., and Conrath, B.J. 1992. Planetary-scale thermal waves in the atmospheres of the outer planets: Neptune and Jupiter. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 24:1040-1041.
- [87] Flasar, F.M., Conrath, B.J., Gierasch, P.J., and Piraglia, J.A. 1987. Voyager infrared observations of Uranus' atmosphere: Thermal structure and dynamics. *J. Geophys. Res.* 92:15011-15018.
- [88] Freeman, K.C., and Lynga, G. 1970. Data for Neptune from occultation observations. *Astrophys. J.* 160:767-780.
- [89] French, R.G., and Gierasch, P.J. 1974. Waves in the Jovian upper atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 31:1707-1712.
- [90] French, R.G., and Lovelace, R.V.E. 1983. Strong turbulence atmospheric waves in stellar occultations. *Icarus* 56:122-146.
- [91] French, R.G., Elliot, J.L., and Gierasch, P.J. 1978. Analysis of stellar occultation data: Effects of photon noise and initial conditions. *Icarus* 33:186-202.

- [92] French, R.G., Elia, J.H., Mink, D.J., and Elliot, J.L. 1983. The structure of Neptune's upper atmosphere: The stellar occultation of 24 May 1981. *Icarus* 55:332-336.
- [93] French, R.G., Melroy, P.A., Baron, R.L., Dunham, E.W., Meech, K.J., Mink, D.J., Elliot, J.L., Allen, D.A., Ashley, M.C.B., Freeman, K.C., Erickson, E.F., Goguen, J., and Hammel, H.B. 1985. The 1983 June 15 occultation by Neptune. . The oblateness of Neptune. *Astron. J.* 90:2624-2638.
- [94] Friedson, A.J., and Orton, G.S. 1992. The zonally symmetric component of Neptune's circulation. Neptune and Triton, Jan. 6-10, Tucson, Ariz., Abstractbook, p.24.
- [95] Garcia, R.R., and Solomon, S. 1985. The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere. *J. Geophys. Res.* 90:3850-3868.
- [96] Gautier, D., and Grossman, K. 1972. A new method for the determination of the mixing ratio hydrogen to helium in the giant planets. *J. Atmos. Sci.* 29:788-792.
- [97] Gautier, D., and Owen, T. 1983. Cosmogonical implications of elemental and isotopic abundances in atmospheres of the giant planets. *Nature* 304:691-694.
- [98] Gautier, D., and Owen, T. 1989. The composition of the outer planets' atmospheres. In *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, eds. S.K. Atreya, J.B. Pollack and M.S. Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.487-512.
- [99] Gautier, D., Conrath, B., Flasar, M., Hanel, R., Kunde, V., Chedin, A., and Scott, N. 1981. The helium abundance of Jupiter from Voyager. *J. Geophys. Res.* 86:8713-8720.
- [100] Gautier, D., Bézard, B., Marten, A., Baluteau, J.-P., Scott, N., Chedin, A., Kunde, V., and Hanel, R. 1982. The C/H ratio in Jupiter from the Voyager infrared investigation. *Astrophys. J.* 257:901-912.
- [101] Gautier, D., Lecluse, C., and Robert, F. 1993. Laboratory determination of deuterium exchange rates between CH₄ and H₂: Application to giant planets. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 25:1036(abstract).
- [102] Gautier, D., Conrath, B.J., Owen, T., de Pater, I., and Atreya, S.K. 1995. The troposphere of Neptune. In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank (The University of Arizona Press), pp.547-611
- [103] Geiss, J. 1993. Primordial abundances of hydrogen and helium isotopes. In *Origin and Evolution of the Elements*, eds. N. Prantzos, E. Vangioni-Flam and M. Casse (Cambridge: Cambridge Univ. Press), pp.89-106.
- [104] Geiss, J., and Reeves, H. 1972. Cosmic and solar system abundances of deuterium and helium-3. *Astron. Astrophys.* 18:126-132.
- [105] Geiss, J., and Reeves, H. 1981. Deuterium in the solar system. *Astron. Astrophys.* 93:189-199.

- [106] Gierasch, P.J., and Conrath, B.J. 1985. Energy conversion processes in the outer planets. In *Recent Advances in Planetary Meteorology*, ed. G. Hunt (Cambridge: Cambridge Univ. Press), pp.121-146.
- [107] Gierasch, P.J., and Conrath, B.J. 1987. Vertical temperature gradients on Uranus: Implications for layered convection. *J. Geophys. Res.* 92:15019-15029.
- [108] Gillett, F.C., and Rieke, G.H. 1977. 5-20micron observations of Uranus and Neptune. *Astrophys. J. Lett.* 218:141-144.
- [109] Giver, L.P. 1978 Intensity measurements of the CH₄ bands in the region 4350A to 10600A. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 19:311-322.
- [110] Gladstone, G.R. 1982. Radiative transfer with partial frequency redistribution in inhomogeneous atmospheres: Application to the Jovian aurora. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 27:545-556.
- [111] Gladstone, G.R. 1988. UV resonance line dayglow emissions on Earth and Jupiter. *J. Geophys. Res.* 93:14623-14630.
- [112] Grevesse, N., Lambert, D.L., Sauval, A.J., Van Dishoeck, E.F., Farmer, C.B., and Norton, R.H. 1991. Vibration-rotation bands of CH₄ in the solar infrared spectrum and the solar carbon abundance. *Astron. Astrophys.* 242:482-495.
- [113] Grinspoon, D., and Lewis, J.S. 1987. Deuterium fractionation in the presolar nebula: Kinetic limitations on surface catalysis. *Icarus* 72:430-436.
- [114] Grossman, A.W. 1989. Microwave Imaging of Saturn's Deep Atmosphere and Rings. Ph.D. Thesis, California Inst. of Technology.
- [115] Guilloteau, S., Dutrey, A., Marten, A., and Gautier, D. 1993. CO in the troposphere of Neptune: Detection of the J=1-0 line in absorption. *Astron. Astrophys.* 279:661-667.
- [116] Guillot, T., Morel, P., Gautier, D., Mosser, B., Chabrier, G., and Wuchterl, G. 1992. Are the giant planets fully convective? *Bull. Amer. Astron. Soc.* 24:1038(abstract).
- [117] Guillot, T., Gautier, D., Chabrier, G., and Mosser, M. 1994. Are the giant planets fully convective? *Icarus* 112:337-353.
- [118] Guilloteau, S., Dutrey, A., and Gautier, D. 1993. CO in the troposphere of Neptune: Detection of the (1-0) lines in absorption. *Astron. Astrophys.* 279:661-677.
- [119] Guilkis, S., and de Pater, I. 1984. A review of the millimeter and centimeter observations of Uranus. In *Uranus and Neptune*, ed. J.T. Bergstralh, NASA CP-2330, pp.225-262.
- [120] Guilkis, S., Janssen, M.J., and Olsen, E.T. 1978. Evidence for the depletion of ammonia in the Uranus atmosphere. *Icarus* 34:10-19.
- [121] Guilkis, S., Olsen, E.T., and Klein, M.J. 1983. Uranus: Validity of the microwave spectrum. *Science* 221:453-454.

- [122] Gurneet,D.A., Kurth,W.S., Poynter,R.L., Granroth,L.J., Cairns,I.H., Macek,W.M., Moses,S.L., Coroniti,F.V., Kennel,C.F.,and Barbosa,D.D. 1989. First plasma wave observations at Neptune. *Science* 246:1494-1498.
- [123] Hammel,H.B., Baines,K.H.,and Bergstralh,J.T. 1989. Vertical aerosol structure of Neptune: Constraints from center-to-limb profiles. *Icarus* 80:416-438.
- [124] Hammel,H.B., Young,L.A., Hackwell,J., Lynch,D.K., Russell,R.,and Orton,G.S. 1992. Variability of Neptune's 12.2- μm ethane emission feature. *Icarus* 99:347-352.
- [125] Hanel,R., Conrath,B., Gautier,D., Gierasch,P., Kumar,S., Kunde,V., Lowman,P., Maguire,W., Pearl,J., Pirraglia,J., Ponnampertuma,C.,and Samuelson,R. 1977. The Voyager infrared spectroscopy and radiometry investigation. *Space Sci. Rev.* 21:129-157.
- [126] Hanel,R.A., Crosby,D., Herath,L., Vanos,D., Collins,D., Creswick,H., Harris,C.,and Rhodes,M. 1980. Infrared spectrometer for Voyager. *Appl. Optics* 19:1391-1400.
- [127] Herbert,F., Sandel,B.R., Yelle,R.V., Holberg,J.B., Broadfoot,A.L., Shemansky,D.E., Atreya,S.K.,and Romani,P.N. 1987. The upper atmosphere of Uranus: EUV occultations observed by Voyager 2. *J. Geophys. Res.* 92:15093-15109.
- [128] Herzberg,G. 1938. On the possibility of detecting molecular hydrogen and nitrogen in planetary and stellar atmospheres by their rotation-vibration spectra. *Astrophys. J.* 87:428-437.
- [129] Herzberg,G. 1952. Laboratory absorption spectra obtained with long paths. In *The Atmospheres Of the Earth and Planets*, ed.G.P.Kuiper(Chicago: Univ. of Chicago Press), pp.406-416.
- [130] Hildebrand,R.H., Loewenstein,R.F., Harper,D.A., Orton,G.S., Keene,J.,and Whitcomb,S.E. 1985. Far-infrared and submillimeter brightness temperatures of the Giant planets. *Icarus* 64:64-87.
- [131] Hill,T.W.,and Dessler,A.J. 1990. Convection in Neptune's magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 17:1677-1680.
- [132] Hinson,D.P.,and Magalhães,J.A. 1993. Inertio-gravity waves in the atmosphere of Neptune. *Icarus* 105:142-161.
- [133] Hofstadter,M.D. 1993. Microwave imaging of Neptune's troposphere. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 25:1077(abstract).
- [134] Hofstadter,M.D.,and Muhleman,D.O. 1989. Latitudinal variations of ammonia in the atmosphere of Uranus: An analysis of microwave observations. *Icarus* 81:396-412.
- [135] Hofstadter,M.D., Berge,G.L.,and Muhleman,D.O. 1990. Vertical motions in the Uranian atmosphere: An analysis of radio observations. *Icarus* 84:261-267.
- [136] Holme,R.,and Ingersoll,A.P. 1993. Baroclinic instability in the interiors of the giant planets: A mechanism for depleting the internal energy of Uranus. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 25:1076(abstract).

- [137] Holton, J.R., and Schoeberl, M.R. 1988. The role of gravity wave generated advection and diffusion in transport of tracers in the mesosphere. *J. Geophys. Res.* 93:11075-11082.
- [138] Hubbard, W.B., and MacFarlane, J.J. 1980. Theoretical predictions of deuterium abundances in the Jovian planets. *Icarus* 44:676-682.
- [139] Hubbard, W.B., Frecker, J.E., Gehrels, J.A., Gehrels, T., Hunten, D.M., Lebofsky, L.A., Smith, B.A., Tholen, D.J., Vilas, F., Zellner, B., Avey, H.P., Mottram, K., Murphy, T., Varnes, B., Carter, B., Nielsen, A., Page, A.A., Fu, H.H., Wu, H.H., Kennedy, H.D., Waterworth, M.D., and Reitsema, H.J. 1985. Results from observations of the 15 June 1983 occultation by the Neptune system. *Astron. J.* 90:655-667.
- [140] Hubbard, W.B., Nicholson, P.D., Lellouch, E., Sicardy, B., Brahic, A., Vilas, F., Bouchet, P., McLaren, R.A., Millis, R.L., Wasserman, L.H., Elias, J.H., Matthews, K., McGill, J.D., and Perrier, C. 1987. Oblateness, radius, and mean stratospheric temperature of Neptune from the 1985 August 20 occultation. *Icarus* 72:635-646.
- [141] Hubbard, W.B., Lellouch, E., Sicardy, B., Brahic, A., Vilas, F., Bouchet, P., McLaren, R.A., and Perrier, C. 1988. Structure of scintillations in Neptune's occultation shadow. *Astrophys. J.* 325:490-502.
- [142] Hubbard, W.B., Nellis, W.J., Mitchell, A.C., Holmes, N.C., Limaye, S.S., and McCandless, P.C. 1991. Interior structure of Neptune: Comparison with Uranus. *Science* 253:648-651.
- [143] Hubbard, W.B., Podolak, M., and Stevenson, D.J. 1995. The interior of Neptune. In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank (The University of Arizona Press), pp.109-138.
- [144] Hunten, D.M. 1974. Introduction and summary. In *The Atmosphere of Uranus: The Proceedings of a Workshop held at Ames Research Center September 30, 1974*, ed. D.M. Hunten (Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office), pp.1-7.
- [145] Hunten, D.M. 1975. Vertical transport in atmospheres. In *Atmospheres of Earth and the Planets*, ed. B.M. McCormac (Dordrecht: D.Reidel), pp.59-72.
- [146] Hunten, D.M., and Veverka, J. 1976. Stellar and spacecraft occultations by Jupiter: A critical Review of derived temperature profiles. In *Jupiter*, ed. T. Gehrels (Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.247-283.
- [147] 池上雄作, 岩泉正基, 手老省三. 1992. 化学教科書シリーズ 物理化学 -物質の構造-, 丸善株式会社.
- [148] Ingersoll, A.P., Barnet, C.D., Beebe, R.F., Flasar, F.M., Hinson, D.P., Limaye, S.S., Sromovsky, L.A., and Suomi, V.E. 1995. Dynamic meteorology of Neptune. In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank (The University of Arizona Press), pp.613-682.
- [149] Jaffe, W.J., Berge, G.L., Owen, T., and Caldwell, J. 1984. Uranus: Microwave images. *Science* 225:619-621.

- [150] Jaworski W.A., and Tatum, J.B. 1991. Analysis of the swings effect and Greenstein effect in comet P/Halley. *Astrophys. J.* 377:306-317.
- [151] Jessberger, E.K., Christophoridis, A., and Kissel, J. 1988. Aspects of the major element composition of Halley's dust. *Nature* 332:691-695.
- [152] Kelleman, K.L., and Pauliny-Toth, I.I.K. 1966. Observations of the radio emission of Uranus, Neptune and other planets at 1.9cm. *Astrophys. J.* 145:954-957.
- [153] Killen, R.M., and Flasar, F.M. 1992. Microwave sounding of the giant planets. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 24:990(abstract).
- [154] Klein, M.J., and Turegano, J.A. 1978. Evidence of an increase in the microwave brightness temperature of Uranus. *Astrophys. J. Lett.* 224:31-34.
- [155] Kosiuk, T., Espenak, F., Romani, P., Zipoy, D., and Goldstein, J. 1990. Ethane abundance on Neptune. *Icarus* 88:87-96.
- [156] Kostiuk, T., Romani, P., Espenak, F., and Bézard, B. 1992. Stratospheric ethane on Neptune: Comparison of ground based and Voyager IRIS retrievals. *Icarus* 99:353-362.
- [157] Kovalevsky, J., and Link, F. 1969. Diametre, aplatissement et proprietes optiques de la haute atmosphere de Neptune d'apres l'occultation de l'etoile BD-17°4388. *Astron. Astrophys.* 2:398-412.
- [158] Krankowsky, D. 1991. The composition of comets. In *Comets in the Post-Halley Era*, eds. R.L. Newburn, J. Rahe and M. Neugebauer (Dordrecht: Kluwer), pp.855-877.
- [159] Krimigis, S.M., Armstrong, T.P., Axford, W.I., Bostrom, C.O., Cheng, A.F., Gloeckler, G., Hamilton, D.C., Keath, E.P., Lanzerotti, L.J., Mauk, B.H., and Van Allen, J.A. 1989. Hot plasma and energetic particles methane in Neptune's magnetosphere. *Science* 246:1483-1489.
- [160] Kuiper, G.P. 1952. Planetary atmospheres and their origin. In *The Atmosphere of the Earth and Planets*, ed. G.P. Kuiper (Chicago: Univ. of Chicago Press), pp.306-405.
- [161] Larson, H.P., David, D.S., Hofman, R., and Bjoraker, G.L. 1984. The Jovian atmospheric window at $2.7\mu m$. A search for H_2S . *Icarus* 60:621-639.
- [162] Lecluse, C. 1993. Fractionnement isotopique des elements legers au cours de la formation du systeme solaire. Ph.D. Thesis, Univ. of Paris .
- [163] Lecluse, C., and Robert, F. 1994. Hydrogen isotope exchange reaction rates: Origin of water in the inner solar system. *Geochim. Cosmochim. Acta* 58:2927-2939.
- [164] Lellouch, E., Hubbard, W.B., Sicardy, B., Vilas, F., and Bouchet, P. 1986. Occultation determination of Neptune's oblateness and stratospheric methane mixing ratio. *Nature* 324:227-231.
- [165] Lellouch, E., Drossart, P., and Encrenaz, T. 1989. A new analysis of the Jovian $5\text{-}\mu m$ Voyager IRIS spectra. *Icarus* 77:457-466.

- [166] Lellouch, E., Romani, P.N., and Rosenqvist, J. 1994. The vertical distribution and origin of HCN in Neptune's atmosphere. *Icarus* 108:112-136.
- [167] Lewis, J.S. 1969. The clouds of Jupiter and the $\text{NH}_3 - \text{H}_2\text{O}$ and $\text{NH}_3 - \text{H}_2\text{S}$ systems. *Icarus* 10:365-378.
- [168] Lewis, J.S., and Prinn, R.G. 1980. Kinetic inhibition of CO and N_2 reduction in the solar nebula. *Astrophys. J.* 238:357-364.
- [169] Lightfoot, P.D., and Pilling, M.J. 1987. Temperature and pressure dependence of the rate constant for the addition of H to C_2H_4 . *J. Phys. Chem.* 91:3373-3379.
- [170] Limaya, S.S., and Sromovsky, L.A. 1991. Winds of Neptune: Voyager observations of clouds motions. *J. Geophys. Res.* 96:18941-18960.
- [171] Lindal, G.F. 1992. The atmosphere of Neptune: An analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2. *Astron. J.* 103:967-982.
- [172] Lindal, G.F., Lyons, J.R., Sweetnam, D.N., Eshleman, V.R., Hinson, D.P., and Tyler, G.L. 1987. The atmosphere of Uranus: Results of radio occultation measurements with Voyager 2. *J. Geophys. Res.* 92:14987-15001.
- [173] Lindal, G.F., Lyons, J.R., Sweetnam, D.N., Eshleman, V.R., Hinson, D.P., and Tyler, G.L. 1990. The atmosphere of Neptune.: Results of radio occultation measurements with the Voyager 2 spacecraft. *J. Geophys. Lett.* 10:1733-1736.
- [174] Lindzen, R.S. 1971. Tides and gravity waves in the upper atmosphere. In *Mesospheric Models and Related Experiments*, ed. G. Fiocco (Dordrecht: D. Reidel), pp.122-130.
- [175] Lindzen, R.S. 1981. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.* 86:970-9714.
- [176] Linsky, J.L., Brown, A., Gayley, K., Diplas, A., Savage, B.D., Ayres, T.R., Landsman, W., Shore, S.N., and Heap, S.R. 1993. Goddard high-resolution spectrograph observations of the local interstellar medium and the deuterium/hydrogen ratio along the line of sight toward Capella. *Astrophys. J.* 402:694-709.
- [177] Lockwood, G.W., and Thompson, D.T. 1991. Solar cycle relationship clouded by Neptune's sustained brightness maximum. *Nature* 349:593-594.
- [178] Lodders, K., and Fegley, B. 1993. The origin of carbon monoxide in Neptune's atmosphere. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 25:1080(abstract).
- [179] Lunine, J.I. 1991. Sublimation and reformation of icy grains in the primitive solar nebula. *Icarus* 94:333-344.
- [180] Lunine, J.I., and Hunten, D.M. 1989. Abundance of condensable species at planetary cold traps: The role of moist convection. *Planet. Space Sci.* 37:151-166.
- [181] Lutz, B.L., and Owen, T. 1976. On the 6825A band of methane. *Astrophys. J. Lett.* 208:99-101.

- [182] Lutz,B.L., Owen,T.,and Cess,R.D. 1976. Laboratory band strengths of methane and their application to the atmospheres of Jupiter, Saturn, Uranus, Neptune,and Titan. *Astrophys. J.* 203:541-551.
- [183] Lutz,B.L., Owen,T.,and Cess,R.D. 1982. Laboratory band strengths of methane and their application to the atmospheres of Jupiter, Saturn, Uranus, Neptune,and Titan, . The Red Region 6000-7600A. *Astrophys. J.* 258:886-898.
- [184] Lutz,B.L., Owen,T.,and de Bergh,C. 1990. Deuterium enrichment in the primitive ices of the protosolar nebula. *Icarus* 86:329-335.
- [185] Lyons,J.R., Yung,Y.L.,and Allen,M. 1992. Solar control of the upper atmosphere of Triton. *Science* 256:204-206.
- [186] Lyons ,J.R., Yung,Y.L.,and Allen,M. 1993. Photochemistry of the atmosphere and ionosphere of Triton. *Icarus*, submitted.
- [187] Macy,W., Jr.,and Trafton,L. 1975. Neptune's atmosphere: The source of the thermal inversion. *Icarus* 26:428-436.
- [188] Macy,W., Jr.,and Sinton,W. 1977. Detection of methane and ethane emission on Neptune but not on Uranus. *Astrophys. J. Lett.* 218:79-81.
- [189] Marten,A., Gautier,D., Owen,T., Sanders,D., Tilanus,R.T., Deane,J.,and Matthews,H. 1991. First detections of CO and HCN in the atmosphere of Neptune. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 23:1164(abstract).
- [190] Marten,A., Courtin,R., Gautier,D.,and Lacombe,A. 1980. Ammonia vertical density profiles on Jupiter and Saturn from their radioelectric and infrared emissivities. *Icarus* 41:410-422.
- [191] Marten,A., Gautier,D., Owen,T., Sanders,D.B., Matthews,H.E., Atreya,S.K., Tilanus,R.P.J.,and Deane,J.R. 1993. First observation of CO and HCN on Neptune and Uranus at millimeter wavelengths and their implications for atmospheric chemistry. *Astrophys. J.* 406:285-297.
- [192] Massie,S.T.,and Hunten,D.M. 1982. Conversion of para and ortho hydrogen in the Jovian planets. *Icarus* 49:213-226.
- [193] 松井孝典, 永原裕子, 藤原顕, 渡邊誠一郎, 井田茂, 阿部豊, 中村正人, 小松吾郎, 山本哲生. 1997. 岩波講座 地球惑星科学 12 比較惑星学, 岩波書店.
- [194] McConnell,J.C., Sandel,B.R.,and Broadfoot,A.L. 1981. Voyager U.V.spectrometer observations of He 584A dayglow at Jupiter. *Planet. Space Sci.* 29:283-292.
- [195] McKellar,A.R.W. 1974. The significance of pressure shifts for the interpretation of H₂ quadrupole lines in planetary spectra. *Icarus* 22:212-219.
- [196] McKeegan,K.D., Swan,P., Walker,R.M., Wopenka,B.,and Zinner,E. 1987. Hydrogen isotopic variations in interplanetary dust particles. *Proc. Lunar Planet. Sci.* 18:627-628.

- [197] Mickelson, M.E., Larson, L.E., Ferguson, D.W., and Narahari, R. 1991. Density shifts and line strengths for 4-0 and 5-0 quadrupole transitions in molecular hydrogen: Implications for the spectra of the Jovian planets. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 23:1136(abstract).
- [198] Mordaunt, D.H., Lambert, I.R., Morley, G.P., Ashfold, M.N.R., Dixon, R.N., Western, C.M., Schnieder, L., and Welge, K.H. 1993. Primary product channels in the photodissociation of methane at 121.6nm. *J. Chem. Phys.* 98:2054-2065.
- [199] Morrison, D., and Cruikshank, D.P. 1973. Temperatures of Uranus and Neptune at 24 microns. *Astrophys. J.* 179:329-331.
- [200] Moseley, S.H., Conrath, B.J., and Silverberg, R.F. 1985. Atmospheric temperature profiles of Uranus and Neptune. *Astrophys. J. Lett.* 292:83-86.
- [201] Moses, J.I. 1991. Part . Photochemistry and Aerosol Formation in Neptune's Atmosphere. Ph.D. Thesis, California Inst. of Technology.
- [202] Moses, J.I. 1992a. Meteoroid ablation in Neptune's atmosphere. *Icarus* 99:368-383.
- [203] Moses, J.I. 1992b. Hydrocarbon nucleation and aerosol formation in Neptune's atmosphere. *Icarus* 99:318-346.
- [204] Mumma, M.J., Weissman, P.R., and Stern, A. 1993. Comets and the origin of the solar system: Reading the Rosetta stone. In *Protostars and Planets* , eds. E.H. Levy and J.I. Lunine (Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.1177-1252.
- [205] Narayan, R., and Hubbard, W.B. 1988. Theory of anisotropic refractive scintillation: Application to stellar occultations by Neptune. *Astrophys. J.* 325:503-518.
- [206] Naylor, D.A., Davis, G.R., Griffin, M.J., Clark, T.A., Gautier, D., and Marten, A. 1994. Broadband spectroscopic detection of the CO J=3-2 tropospheric absorption in the atmosphere of Neptune. *Astron. Astrophys.* 291:L51-L53.
- [207] Neff, J.S., Humm, D.C., Bergstralh, J.T., Cochran, A.L., Cochran, W.D., Barker, E.S., and Tull, R.G. 1984. Absolute spectrophotometry of Titan, Uranus, and Neptune: 3500-10500Å. *Icarus* 60:221-235.
- [208] Niemann, H.B., Harpold, D.N., Atreya, S.K., Carnignan, D.M., Hunten, D.M., and Owen, T. 1992. Galileo Mass Spectrometer Experiment. *Space Sci. Rev.* 60:111-142.
- [209] Noll, K.S., and Larson, P.L. 1990. The spectrum of Saturn from 1990 to 2230 cm^{-1} : Abundances of AsH_3 , CH_3D , GeH_4 , NH_3 , and PH_3D . *Icarus* 89:168-189.
- [210] Noll, K.S., Knacke, R.F., Geballe, T.R., and Okunaga, A.T. 1988. The origin and vertical distribution of carbon monoxide in Jupiter. *Astrophys. J.* 324:1210-1218.
- [211] Orton, G.S. 1992. Ground-based observations of Titan's thermal spectrum. In *Proceedings of a Symposium on Titan*, ESA SP-338, pp.81-88.

- [212] Orton,G.S., Tokunaga,A.T.,and Caldwell,J. 1983. Observational constraints on the atmospheres of Uranus and Neptune from new measurements near $10\mu\text{m}$. *Icarus* 56:147-164.
- [213] Orton,G.S.,and Appleby,J.F. 1984. Temperature structures and infrared-derived properties of the atmospheres of Uranus and Neptune. In *Uranus and Neptune*, ed.J.T.Bergstralh, NASA CP-2330,pp.89-155.
- [214] Orton,G.S., Griffin,M.J., Ade,P.A.R., Nolt,I.G., Radostitz,J.V., Robson,E.I.,and Gear,W.K. 1986. Submillimeter and millimeter observations of Uranus and Neptune. *Icarus* 67:289-304.
- [215] Orton,G.S., Baines,K.H., Bergstralh,J.T., Brown,R.H., Caldwell,T.,and Tokunaga,A.T. 1987a. Infrared radiometry of Uranus and Neptune at 21 and $32\mu\text{m}$. *Icarus* 69:230-238.
- [216] Orton,G.S., Aitken,D.K., Smith,C., Roche,P.F., Caldwell,J.,and Snyder,R. 1987b. The spectra of Uranus and Neptune at 8-14 and $17\text{-}23\mu\text{m}$. *Icarus* 70:1-12.
- [217] Orton,G.S., Baines,K.H., Caldwell,J., Romani,R., Tokunaga,A.T.,and West,R.A. 1990. Calibration of 7 to $14\mu\text{m}$ brightness spectra of Uranus and Neptune. *Icarus* 85:227-265.
- [218] Orton,G.S., Lacy,J.H., Achtermann,J.M., Parmar,P.,and Blass,W.E. 1992. Thermal spectroscopy of Neptune: The stratospheric temperature, hydrocarbon abundances, and isotopic ratios. *Icarus* 100:541-555.
- [219] Ott,U. 1993. Physical and isotopic properties of surviving interstellar carbon phases. In *Protostars and Planets* , eds.E.H.Levy and J.I.Lunine(Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.883-902.
- [220] Owen,T. 1966. An identification of the 6800A methane band in the spectrum of Uranus and a determination of atmospheric temperature. *Astrophys. J.* 146:611-613.
- [221] Owen,T. 1967. Comparison of Laboratory and planetary spectra: . The identification of the 7500-A bands in the spectra of Uranus and Neptune. *Icarus* 6:108-113.
- [222] Owen,T. 1992. Deuterium in the solar system. In *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, ed.P.Singh(Dordrecht: Kluwer), pp.97-101.
- [223] Owen,T. 1994. The search for other planets: Clues from the solar system. *Astrophys. Space Sci.* 212:1-11.
- [224] Owen,T.,and Cess,R.D. 1975. Methane absorption in the visible spectra of the outer planets. *Astrophys. J. Lett.* 197:37-40.
- [225] Owen.T., Lutz,B.L.,and de Bergh,C. 1986. Deuterium in the outer solar system: Evidence for two distinct reservoirs. *Nature* 320:244-246.
- [226] Owen,T.C., Roush,T.L., Cruikshank,D.P., Elliot,J.L., Young,L.A., deBergh,C., Schmit,B., Geballe,T.R., Brown,R.H.,and Bartholomew,M.J. 1993. Surface ices and the atmospheric composition of Pluto. *Science* 261:745-748.

- [227] Parkinson,C.D., McConnell,J.C., Sandel,B.R., Yelle,R.V.,and Broadfoot,A.L. 1990. He 584A dayglow at Neptune. *Geophys. Res. Lett.* 17:1709-1712.
- [228] Pearl,J.C.,and Conrath,B.J. 1991. The albedo, effective temperature, and energy balance of Neptune, as determined from Voyager data. *J. Geophys. Res.* 96:18921-18930.
- [229] Pearl,J.C., Conrath,B.J., Hanel,R.A., Pirraglia,J.A.,and Coustenis,A. 1990. The albedo, effective temperature, and energy balance of Uranus, as determined from Voyager IRIS data. *Icarus* 84:12-18.
- [230] Pinto,J.-P., Lunine,J.I., Kim,S.J.,and Yung,Y.L. 1986. D to H ratio and the origin and evolution of Titan's atmosphere. *Nature* 319:388-390.
- [231] Podolack,M., Hubbard,W.B.,and Stevenson,D.J. 1991. Models of Uranus' interior and magnetic field. In *Uranus*, eds.J.T.Bergstralh, E.D.Miner and M.S.Matthews(Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.29-64.
- [232] Pollack,J.B.,and Bodenheimer,P. 1989. Theories of the origin and evolution of the giant planets. In *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, eds.S.K.Atreya, J.B.Pollack and M.S.Matthews(Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.564-602.
- [233] Pollack,J.B., Podolak,M., Bodenheimer,P.,and Christofferson,B. 1986. Planetesimal dissolution in the envelopes of the forming giant planets. *Icarus* 67:409-443.
- [234] Pollack,J.B., Rages,K., Pope,S.K., Tomasko,M.G., Romani,P.N.,and Atreya,S.K. 1987. Nature of the stratospheric haze on Uranus: Evidence for condensed hydrocarbons. *J. Geophys. Res.* 92:15037-15065.
- [235] Poynter,R.L.,and Kakar,R.K. 1975. The microwave frequencies, line parameters, and spectral constants for NH₃. *Astrophys. J. Suppl.* 29:28-96.
- [236] Prinn,R.G. 1990. On neglect of nonlinear momentum terms in solar nebula accretion disk models. *Astrophys. J.* 348:725-729.
- [237] Prinn,R.G.,and Fegley,B., Jr. 1989. Solar nebula chemistry: Origin of Planetary, satellite, and cometary volatiles. In *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, eds.S.K.Atreya, J.B.Pollack and M.S.Matthews(Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.78-136.
- [238] Pryor,W.R., West,R.A., Simmons,K.E.,and Delitsky,M. 1992. High-phase-angle observations of Neptune at 2650 and 7500Å: Haze structure and particle properties. *Icarus* 99:302-317.
- [239] Richardson,J.D., Belcher,J.W., Zhang,M.,and McNutt,R.L., Jr. 1991. Low-energy ions near Neptune. *J. Geophys. Res.* 96:18993-19011.
- [240] Robert,F., Javoy,M.,and Halbout,J. 1987. Hydrogen isotope abundances in the solar system. Part 1: Unequilibrated chondrites. *Geochim. Cosmochim. Acta* 51:1787-1805.

- [241] Romani,P.N.,and Atreya,S.K. 1989. Stratospheric aerosols from CH₄ photochemistry in Neptune. *Geophys. Res. Lett.* 16:941-944.
- [242] Romani,P.N., Bishop,J., Bézard,B.,and Atreya,S. 1993. Methane photochemistry on Neptune: Ethane and acetylene mixing ratios and haze production. *Icarus* 106:442-463.
- [243] Romani,P.N., de Pater,I.,and Atreya,S.K. 1989. Neptune's deep atmosphere revealed. *Geophys. Res. Lett.* 16:933-936.
- [244] Roques,F., Sicardy,B., French,R.G., Hubbard,W.B., Barucci,A., Bouchet,P., Brahic,A., Gehrels,J.A., Gehrels,T., Grenier,I., Lebertre,T., Lecacheux,J., Maillard,J.P., McLaren,R.A., Perrier,C., Vilas,F.,and Waterworth,M.D. 1994. Neptune's upper stratosphere, 1983-1990: Ground-based stellar occultation observations . Temperature profiles. *Astron. Astrophys.* 288:985-1011.
- [245] Rosenqvist,J., Lellouch,E., Romani,P.N., Paubert,G.,and Encrenaz,T. 1992. Millimeter-wave observations of Saturn, Uranus, and Neptune: CO and HCN on Neptune. *Astrophys. J. Lett.* 392:99-102.
- [246] Sackman,I.-J., Boothroyd,A.I.,and Fowler,W.A. 1990. Our Sun, . The standard model: Successes and failures. *Astrophys. J.* 360:727-736.
- [247] Sandel,B.R., McConnell,J.C.,and Strobel,D.F. 1982. Eddy diffusion at Saturn's homopause. *Geophys. Res. Lett.* 9:1077-1080.
- [248] Sandel,B.R., Herbert,F., Dessler,A.J.,and Hill,T.W. 1990. Aurora and airglow on the night side of Neptune. *Geophys. Res. Lett.* 17:1693-1696.
- [249] Selesnick,R.S.,and Stone,E.C. 1991. Neptune's cosmic ray cutoff. *Geophys. Res. Lett.* 18:361-364.
- [250] Shemansky,D.E. 1985. An explanation for the H Ly α longitudinal asymmetry in the equatorial spectrum of Jupiter: An outcrop of paradoxical energy deposition in the exosphere. *J. Geophys. Res.* 90:2673-2694.
- [251] Shemansky,D.E.,and Smith,G.R. 1986. The implication for the presence of a magnetosphere on Uranus in the relationship of EUV and radio emission. *Geophys. Res. Lett.* 13:2-5.
- [252] 柴田清隆. 1999. 応用気象学シリーズ 1 光の気象学, 朝倉書店.
- [253] Slanger,T.G.,and Black,G. 1982. Photodissociative channels at 1216Å for H₂O, NH₃, and CH₄. *J. Chem. Phys.* 77:2432-2437.
- [254] Smith,B.A., Soderblom,L.A., Banfield,D., Barnet,C., Basilevsky,A.T., Beebe,R.F., Bollinger,K., Boyce,J.M., Brahic,A., Briggs,G.A., Brown,R.H., Chyba,C., Collins,S.A., Colvin,T., Cook,A.F., , Crisp,D., Croft,S.K., Cruikshank,D., Cuzzi,J.N., Danielson,G.E., Davies,M.E., De Jong, E., Dones,L., Godfrey,D., Goguen,J., Grenier,I., Haemmerle,V.R., Hammel,H., Hansen.C.J., Helfenstein,C.P., Howell,C., Hunt,G.E., Ingersoll,A.P., Johnson,T.V., Kargel,J., Kirk,R., Kuehn,D.I., Limaya,S., Masursky,H.,

- McEwen,A., Morrison,D., Owen,T., Owen,W., Pollack,J.B., Porco,C.C., Rages,K., Rogers,P., Rudy,D., Sagan,C., Schwartz,J., Shoemaker,E.M., Showalter,M., Sicardy,B., Simonelli,D., Spencer,J., Sromovsky,L.A., Stoker,C., Strom,R.G., Suomi,V.E., Synott,S.P., Terrile,R.J., Thomas,P., Thompson,W.R., Verbiscer,A.,and Veverka,J. 1989. Voyager 2 at Neptune: Imaging science results. *Science* 246:1422-1449.
- [255] Smith,W.H.,and Baines,K.H. 1990. $H_2S_3(1)$ and $S_4(1)$ transitions in the atmospheres of Neptune and Uranus: Observations and analysis. *Icarus* 85:109-119.
- [256] Smith,W.H., Schempp,W.V., Simon,J.,and Baines,K.H. 1989. D/H for Uranus and Neptune. *Astrophys. J.* 336:962-966.
- [257] Spilker,T.R. 1990. Laboratory Measurements of Microwave Absorptivity and Refractivity Spectra of Gas Mixtures Applicable to Giant Planet Atmospheres. Ph.D. Thesis, Stanford University.
- [258] Spilker,T.R. 1993. Hydrogen broadening of ammonia's inversion spectrum. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 25:1036(abstract).
- [259] Stevenson,D.J. 1982. Interiors of giant planets. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 10:257-295.
- [260] Stevenson,D.J. 1990. Chemical heterogeneity and imperfect mixing in the solar nebula. *Astrophys. J.* 348:730-737.
- [261] Stoker,C.R.,and Toon,O.B. 1989. Moist convection on Neptune. *Geophys. Res. Lett.* 16:929-932.
- [262] Strobel,D.F. 1985. The photochemistry of the atmospheres of the outer planets and their satellites. In *The Photochemistry of Atmospheres: Earth, the Outer Planets, and Comets*, ed.J.S.Levine(Orland: Academic Press), pp.393-434.
- [263] Strobel,D.F.,and Summers,M.E. 1995. Triton's upper atmosphere and ionosphere. In *Neptune and Triton*, ed. Dale P. Cruikshank(The University of Arizona Press), pp.1107-1148.
- [264] Strobel,D.F., Summers,M.E., Bevilacqua,R.M., DeLand,M.T.,and Allen,M. 1987. Vertical constituent transport in the mesosphere. *J. Geophys. Res.* 92:6691-6698.
- [265] Strobel,D.F., Summers,M.E., Herbert,F.,and Sandel,B.R. 1990. The photochemistry of methane in the atmosphere of Triton. *Geophys. Res. Lett.* 17:1729-1732.
- [266] Strobel,D.F., Yelle,R.V., Shemansky,D.E.,and Atreya,S.K. 1991. The upper atmosphere of Uranus. In *Uranus*, eds.J.T.Bergstralh, E.D. Miner and M.S.Matthews(Tucson: Univ. of Arizona Press), pp.65-109.
- [267] Summers,M.E.,and Strobel,D.F. 1989. Photochemistry of the atmosphere of Uranus. *Astrophys. J.* 346:495-508.
- [268] Summers,M.E.,and Strobel,D.F. 1991. Triton's atmosphere: A source of N and H for Neptune's magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 18:2309-2312.

- [269] 竹内延夫編. 2001. 日本分光学会 測定法シリーズ 39 地球大気分光リモートセンシング, 学会出版センター.
- [270] Tokunaga, A.T., Orton, G.S., and Caldwell, J. 1983. New observational constraints on the temperature inversions of Uranus and Neptune. *Icarus* 53:141-146.
- [271] Trafton, L.M. 1967. Model atmospheres of the major planets. *Astrophys. J.* 147:765-781.
- [272] Trafton, L.M. 1974. Neptune: Observations of the H₂ quadrupolar lines in the (4-0) band. In *Exploration of the Planetary Systems*, eds. A. Woszczyk and C. Iwanczewka (Dordrecht: D. Reidel), pp.497-511.
- [273] Trafton, L.M. 1981. The atmospheres of the outer planets and satellites. *Rev. Geophys. Space Phys.* 19:43-89.
- [274] Tyler, G.L., Sweetnam, D.N., Anderson, J.D., Borutzki, S.E., Campbell, J.K., Eshleman, V.R., Gresh, D.L., Gurrola, E.M., Hinson, D.P., Kawashima, N., Kursinski, E.R., Levy, G.S., Lindal, G.F., Lyons, J.R., Marouf, E.A., Rosen, P.A., Simpson, R.A., and Wood, G.E. 1989. Voyager radio science observations of Neptune and Triton. *Science* 246:1466-1473.
- [275] Vapillon, L., Combes, M., and Lecacheux, J. 1973. The β Scorpii occultation by Jupiter. . The temperature and density profiles of the Jovian upper atmosphere. *Astron. Astrophys.* 29:135-149.
- [276] Wallace, L. 1975. On the thermal structure of Uranus. *Icarus* 25:538-544.
- [277] Wallace, L. 1980. The structure of the Uranus atmosphere. *Icarus* 43:231-259.
- [278] Wallace, L. 1984. The seasonal variation of the thermal structure of the atmosphere of Neptune. *Icarus* 59:367-375.
- [279] Walterscheid, R.L., and Schubert, G. 1990. Nonlinear evolution of an upward propagating gravity wave: Overturning, convection, transience and turbulence. *J. Atmos. Sci.* 47:101-125.
- [280] Wang, Y. 1993. Energy Balance and Solar Heating in Neptune's Upper Atmosphere. Ph.D. Thesis, Univ. of Arizona.
- [281] Wang, Y., and Yelle, R.V. 1992. Models of the thermal structure of Neptune's upper atmosphere. Neptune and Triton, Jan.6-10, Tucson, Ariz., Abstract book, p.92.
- [282] Warwick, J.W., Evans, D.R., Peltzer, G.R., Peltzer, R.G., Romig, J.H., Sawyer, C.B., Riddle, A.C., Schweitzer, A.E., Desch, M.D., Kaiser, M.L., Farrell, W.M., Carr, T.D., de Pater, I., Staelin, D.H., Gulkis, S., Poynter, R.L., Boischoat, A., Genova, F., LeBlanc, Y., Lecacheux, A., Pedersen, B.M., and Zarka, P. 1989. Voyager planetary radio astronomy at Neptune. *Science* 246:1498-1501.
- [283] Wasserman, L., and VeVerka, J. 1973. On the reduction of occultation light curves. *Icarus* 20:322-345.

- [284] Weidenschilling, S.J., and Lewis, J.S. 1973. Atmospheric and cloud structures of the Jovian planets. *Icarus* 20:465-476.
- [285] Wildt, R. 1932. Absorptionsspektren und Atmosphären der grossen planeten. *Veroff Universitäts Sternwarte Göttingen* 22:171-180.
- [286] Wright, E.L. 1976. Recalibration of the far infrared brightness temperature of the planets. *Astrophys. J.* 210:250-253.
- [287] Wright, E.L., and Odenwald, S. 1980. Brightness temperatures of Mars 1979-1983. *Bull. Amer. Astron. Soc.* 12:456(sabstract).
- [288] Wyckoff, S., Lindholm, E., Wehinger, P.A., Peterson, B.A., Zucchioni, J.M., and Festou, M. 1989. The $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ abundance ratio in Comet Halley. *Astrophys. J.* 339:488-500.
- [289] Wyckoff, S., Tegler, S.C., and Engel, L. 1991. Nitrogen abundance in comet Halley. *Astrophys. J.* 367:641-648.
- [290] Yelle, R.V., McConnell, J.C., Sandel, B.R., and Broadfoot, A.L. 1987. The dependence of electroglow on the solar flux. *J. Geophys. Res.* 92:15110-15124.
- [291] Yelle, R.V., Herbert, F., Sandel, B.R., Vervack, R.V., and Thomas, M.W. 1993. The distribution of hydrocarbons in Neptune's upper atmosphere. *Icarus* 104:38-59.
- [292] Yung, Y.L., Allen, M., and Pinto, J.P. 1984. Photochemistry of the atmosphere of Titan: Comparison between model and observations. *Astrophys. J. Suppl.* 55:465-506.
- [293] Yung, Y.L., and Lyons, J.R. 1990. Triton: Topside ionosphere and nitrogen escape. *Geophys. Res. Lett.* 17:1717-1720.
- [294] Yung, Y.L., Friedl, R.R., Pinto, J.P., Bayes, K.D., and Wen, J.-S. 1988. Kinetic isotopic fractionation and the origin of HDO and CH_3D in the system. *Icarus* 74:121-132.

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方々にご指導して戴きました。倉本圭先生には、どのような質問にも親身になってお答え戴き、また本論文の構成に助言を与えて下さるなど、全体を通して大変お世話になりました。また渡部重十先生には、卒業論文発表も含めて完成までの方向性を指示して戴きました。山田学さんと杉山耕一朗さんには、本論文の基となった2つの論文の全訳を一語一句添削して戴きました。横畠徳太さんと小杉田圭之さんには、本論文を理解する上で必要となる知識を丁寧に解説して戴きました。中神雄一さんには、質問の解説・資料提供を始め、卒論完成に向けての意欲を促進して戴きました。奥朋之さんには、質問にお答え戴いただけでなく、 \TeX の設定なども丁寧に説明して戴きました。そして、卒論発表に参加して助言を与えて下さった研究室の諸先輩方にも深くお礼申し上げ、謝辞と致します。ありがとうございました。