HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	木星対流圏の放射エネルギー収支に関する数値的研究
Author(s)	髙橋, 康人
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(理学)
Dissertation Number	甲第13131号
Issue Date	2018-03-22
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k13131
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/73154
Type	doctoral thesis
File Information	Yasuto_Takahashi.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

学位論文

木星対流圏の放射エネルギー収支に関する数値的研究

髙橋 康人　TAKAHASHI Yasuto

北海道大学大学院理学院宇宙理学専攻

惑星宇宙グループ

Major of Space Science, Graduate School of Science,

Hokkaido University

Planetary and Space Group

2018 年 3 月

要旨

木星の大気環境の成り立ち、大気循環の駆動、そして熱進化は、根源的には木星大気におけるエネルギー収支、すなわち日射吸収による加熱と惑星放射 (熱放射) 射出による冷却によって支配されている。これまで、木星のアルベドや宇宙空間への惑星放射の観測に基づいて大気上端でのエネルギー収支が推定されてきた一方で、直接的な観測データに乏しい雲頂高度以深におけるエネルギー収支の構造については未解明であった。木星の有効温度や日射の到達深度を考慮すると、日射の吸収と惑星放射の射出を主に担う高度領域は、ほぼ雲対流層にあたると考えられる。そこではガスだけでなく雲粒などの固体成分も放射エネルギーの授受に寄与し、雲対流が放射エネルギー収支に密接に関わっていることが予想される。

最近、雲形成の微物理を取り入れた雲対流数値シミュレーションや、光化学起源の着色物質の光学特性データの蓄積などにより、未知な点が多かった雲頂以深の放射活性物質の分布と光学特性について、現実的な推定が可能となってきた。そこで本研究では、木星大気における物質分布と光学特性についての最新の理論的・観測的知見を導入した木星表層大気の一次元放射対流平衡モデルを新たに構築し、木星における放射エネルギー収支の鉛直構造とその成立過程、中でも特に放射過程と雲対流過程の相互作用について、理論的考察をおこなう。

放射対流平衡モデルにおいては、成層圏から対流圏にまたがる高度領域 (0.001–100 bar) を対象に、日射と惑星放射をほぼすべてカバーする波数範囲 10–35000 cm^{-1} について、波数解像度 1 cm^{-1} の鉛直一次元放射伝達計算を行う。計算には、木星大気に含まれる主要な気体成分のほか、3 層の雲や成層圏ヘイズおよび紫外から可視にかけての吸収体 (着色物質) の分布と光学特性を取り込み、最下層の温位を固定して、放射平衡にある成層圏と対流調節が施された対流圏から成る放射対流平衡構造を求める。

放射伝達計算が、現実の木星大気に適用できることを確認するため、唯一の木星大気その場観測を実施したガリレオプローブによる温度分布、物質分布、放射フラックス分布データとの比較をおこなった。その結果、観測値の不確定性や種々の未制約要素を考慮したうえで、惑星放射および日射フラックスデータの基本的な振る舞いはほぼ再現できることが確認された。

木星の全球平均的な大気構造を推定するため、惑星放射とアルベドの観測スペクトルを参照した大気成分分布と対流圏温位の最適化をおこなった。観測された惑星放射スペクトルと最も整合的な温度構造は、1 bar 面温度を 166 K とした放射対流平衡構造であり、対流圏界面高度は 0.4 bar 面に位置する。この高度を対流によって発生する $\mathrm{NH_3}$ 雲の雲頂とする。観測された反射スペクトルを最もよく説明できる雲分布は、0.6 bar 付近に質量混合比の極大を持ち 0.4∼1 bar にわたり分布する $\mathrm{NH_3}$ 雲、そしてそれぞれより下層に

混合比極大を持つ NH_4SH 雲と H_2O 雲からなる。このとき、アルベドスペクトルはほぼ NH_3 雲の寄与によって決まっており、その全光学的厚さはおよそ 10 (波長 1 μm)、有効粒径が 0.5 μm であった。このときの雲質量密度分布は、木星雲層の古典的なモデルである平衡雲凝結モデルに比べて千分の一程度であり、これは本研究が参照した雲対流シミュレーションから推定される結果と整合的である。また NH_3 雲に対して一定の割合で混在すると仮定した着色物質は全体で 0.06 の光学的厚さ (波長 1 μm) を持つ場合に、アルベドスペクトルの赤化傾向が最もよく再現できる。これにガリレオプローブによる探査から得られた大気深部重元素混合比を元に熱化学平衡と光解離を考慮した鉛直分布を持つ気体分布と、光学的に非常に薄い成層圏ヘイズ層を加えたものを、標準大気モデルとした。

標準大気モデルにおいては、雲層は惑星放射の中心波数帯では光学的に薄く、5 μm 帯を除いて、ほとんど放射を遮らない。他方、短波放射に対しては有効な散乱体としてはたらき、木星のアルベドを顕著に引き上げる効果を持つ。雲の無い成層圏では H_2 ガスによる放射冷却と CH_4 ガスによる日射加熱により放射平衡が保たれるが、雲がある対流圏では雲頂付近において H_2 ガスに加えて NH_3 ガスによる放射冷却も強く寄与し、CH_4 ガス及び着色物質による日射加熱を卓越している。ここで放射冷却が卓越することで、対流不安定が励起され雲対流が駆動されると解釈できる。

標準大気モデルの構造に基づき、木星表層大気におけるエネルギー収支を大局的に表す 4 層モデルを新たに提案する。これは成層圏を、温度極小高度を境に上部成層圏と下部成層圏に、対流圏を放射冷却率の大きい上部対流圏とより深部の下部成層圏に分けるものである。特に上部対流圏は、太陽放射の吸収と木星から宇宙空間への惑星放射の大部分を担い、正味の冷却と大気深部から汲み上げられた気塊からの潜熱解放が生じていることで特徴づけられ、雲対流のみならずより大規模な大気循環のエンジンとみなすことができる。放射冷却と潜熱加熱のバランスから雲対流の間欠周期が決まるとすると、現実の木星において観測されている積雲形成の周期 (3–10 年, Fletcher *et al.*, 2011) を説明するには、太陽組成比の 13 倍以上の大気深部 H_2O 混合比が必要である。これは標準大気モデルより 2 倍以上大きな混合比だが、H_2O は大気深部で凝結するため、この程度まで混合比を上昇させても、今回考慮した波長域でのアルベドおよび惑星放射スペクトルにはほとんど影響しない。

目次

第 1 章　イントロダクション 1
1.1　研究の狙い 1
1.2　木星におけるエネルギー収支の観測的制約 2
1.3　木星における雲対流 4
1.4　Galileo プローブによる大気放射場観測 5
1.5　本論文の目的と構成 6

第 2 章　木星大気放射モデル 9
2.1　基本設定 9
2.2　光学パラメータ計算 10
2.2.1　気体による吸収・散乱 10
2.2.2　粒子による吸収・散乱 11
2.2.3　大気層の光学パラメータ 12
2.3　放射伝達計算 16

第 3 章　ガリレオプローブ投下地点の大気放射場再現計算 17
3.1　ガリレオプローブ投下地点の物質分布と気温分布 17
3.1.1　物質分布 17
3.1.1.1　気体 17
3.1.1.2　雲・着色物質分布 18
3.1.1.3　成層圏ヘイズ分布 20
3.1.2　温度分布 20
3.2　観測値との比較 20
3.3　放射冷却率プロファイルの比較 32
3.4　GPES 大気放射場モデル計算のまとめ 35

第 4 章　木星全球平均大気モデルの構築 37

4.1 大気モデルの構築方針 37
4.2 基準となる物質分布 37
4.2.1 気体 37
4.2.2 雲および着色物質 39
4.2.3 成層圏ヘイズ分布 45
4.2.4 全粒子成分による光学的深さ分布 47
4.3 アルベドスペクトルに基づく物質分布の最適化 49
4.4 放射対流平衡計算 56
4.4.1 温度分布決定の基本方針 56
4.4.2 境界条件 56
4.4.3 放射対流平衡構造 56
4.5 惑星放射スペクトルに基づく温度分布の最適化 57
4.6 構築された標準大気モデルの諸元 60

第 5 章 全球平均的な大気放射場の解析 63
5.1 光学的深さ 63
5.2 正味放射フラックス 63
5.3 放射冷却率 65

第 6 章 放射と対流によるエネルギー輸送の議論 71
6.1 木星の全エネルギー収支 71
6.2 雲対流の間欠性 74

第 7 章 まとめと結論 79

謝辞 81

付録 A 木星大気放射モデル詳細 83
A.1 光学パラメータ計算 83
A.1.1 衝突誘起吸収 83
A.1.2 線吸収 90
A.1.2.1 HITRAN データベースを用いた Line by Line 計算テーブル 90
A.1.2.2 CH_4 吸収係数テーブルの補完 92
A.1.2.3 ExoMol データベースを用いた NH_3 吸収断面積テーブルの作成 94

A.1.2.4　線吸収による光学的深さの決定 94
A.1.3　Rayleigh 散乱 96
A.1.4　ミー理論計算 96
A.2　放射伝達計算 98
A.2.1　短波 98
A.2.2　長波 100
A.3　アルベド計算 102
A.3.1　幾何アルベド 102
A.3.2　ボンドアルベド 103

参考文献 105

第 1 章

イントロダクション

1.1 研究の狙い

木星は太陽系最大の惑星であり、他の惑星系にも普遍的に存在することが確認されつつある巨大ガス惑星の代表格と言える天体である。木星は、地球のもっともそばに位置する巨大ガス惑星であることから、このタイプの惑星の中で、観測的知見が最も豊富に得られている天体である。特にその表層大気システムの理解は、地球を含む他の惑星の大気システムとの比較から、それらの共通性や、個々の特殊性を浮き彫りにするのみならず、系外惑星を含む他の巨大ガス惑星の観測結果の解釈にも有用な参照知見を提供する。

明確な地表面を持たない巨大ガス惑星では、表層大気が、惑星放射 (熱放射) の宇宙空間への放出や、中心星放射の吸収など、外界との放射エネルギーの授受を担う場となっている。表層大気におけるエネルギーの授受は、深部も含めた大気・ガスエンベロープの運動を引き起こしていることはもちろん、天体の形成時からの熱進化をも規定している。

観測的知見に富む木星は、巨大ガス惑星において、外界との放射エネルギーの授受がどのようになされているのか明らかにするのに、最も適した天体である。しかしながら、ある特定の波長帯や、木星表面のある特定の領域に着目するなど、断片的な研究は多数あるものの、木星全球を対象に、短波・長波全体のエネルギー授受の決定機構について統一的に明らかした研究は存在しない。その理由の一つに、放射エネルギーの授受に著しく影響する雲層の振る舞いや構造がよくわかっていなかったことが挙げられる。

しかし最近、木星の雲対流の直接シミュレーションが可能になり、無数の雲塊の生成・消失の結果決まる雲対流層の統計的平衡構造が明らかになってきた (Sugiyama *et al.*, 2014)。このモデルでは、放射強制は簡略化されているものの、種々の凝結性ガス成分や雲粒の平均的な鉛直分布が得られている。これを、観測から制約されている木星の大気組成に加味し、木星の惑星放射スペクトルとアルベドスペクトルの観測を再現する大気構造を求めることで、木星上層大気における放射エネルギーの授受がどのように決まっている

のか明らかにすることができると期待される。

そこで本研究では、木星表層大気の放射対流平衡数値モデルを新たに構築し、木星の観測的・理論的知見と整合的な大気構造の推定を行う。そして宇宙空間への惑星放射と日射の吸収・散乱・射出に対する各大気成分の寄与と雲対流の役割を明らかにするとともに、放射過程と雲対流過程を結ぶ大気の加熱・冷却の仕組みについて、理論的考察をおこなう。

1.2 木星におけるエネルギー収支の観測的制約

木星全体のエネルギー収支についての基本的な情報は Pioneer, Voyager, および Cassini によるフライバイ観測から得られている。Pioneer 10/11 による観測 (Ingersoll *et al.*, 1975) では、木星の惑星放射量は 13.8 ± 1.4 W/m^2 と推定された。Pioneer での観測と Voyager に搭載された IRIS での観測を組み合わせたデータ解析 (Hanel *et al.*, 1981) ではより詳しい推定が行われており、木星全球のボンドアルベド (0.343 ±0.032) と総惑星放射量 (13.6 ± 0.14 W/m^2) が示され、日射吸収量との不均衡から内部熱流量 (5.44 ± 0.425 W/m^2) が推定されている。また Cassini による赤外観測でも惑星放射量が得られており、全球平均で 14.1 ± 0.02 W/m^2 と見積もられている (Li *et al.*, 2012)。以上のエネルギー収支を視覚化したものが図 1.1 である。

このような惑星放射の射出や、日射の吸収は、成層圏下部から対流圏上部にかけての上層大気で主に生じている。しかしながらこれがどう決まっているのか、具体的には物質・温度分布や雲対流活動とどう関係しているのかについては不明な点が多い。

木星上層大気のエネルギー収支の決定機構に取り組んだ数少ない先行研究のうち、最近のものの一つが Zhang *et al.* (2015) である。彼らは木星成層圏のガスとエアロゾルの鉛直分布をメタンバンド観測と光化学モデルを用いて推定し、それらと温度分布の観測的制約から、各大気成分の成層圏の加熱・冷却への寄与について調べた。その結果、木星への日射のうち 0.9 W/m^2 がガス、0.7 W/m^2 がエアロゾルによって吸収されることで成層圏に加熱をもたらし、一方でガスとエアロゾルがそれぞれ 1.4 W/m^2、0.2 W/m^2 の放射冷却を起こすことにより日射加熱との平衡が実現していると推定した (図 1.2)。

これらの日射および惑星放射の吸収・射出は木星全体の熱収支の 10% 程度であり、これだけでは全球的なエネルギー収支を説明できない。Zhang *et al.* (2015) では、残りのエネルギーについては成層圏より下の「雲層」によって吸収・散乱・射出されることにより、全体的なエネルギー収支が実現されているとしている。ただし彼らはこの「雲層」を成層圏の放射伝達の境界条件として扱い、半無限均質雲層としてその寄与を表現しているにとどまる。

力学的に安定な成層圏での温度構造を調べるためエネルギー収支や放射平衡を解いた研究は他にもいくつか存在するが (e.g., Kuroda *et al.*, 2014)、下部の雲層までを含めた大

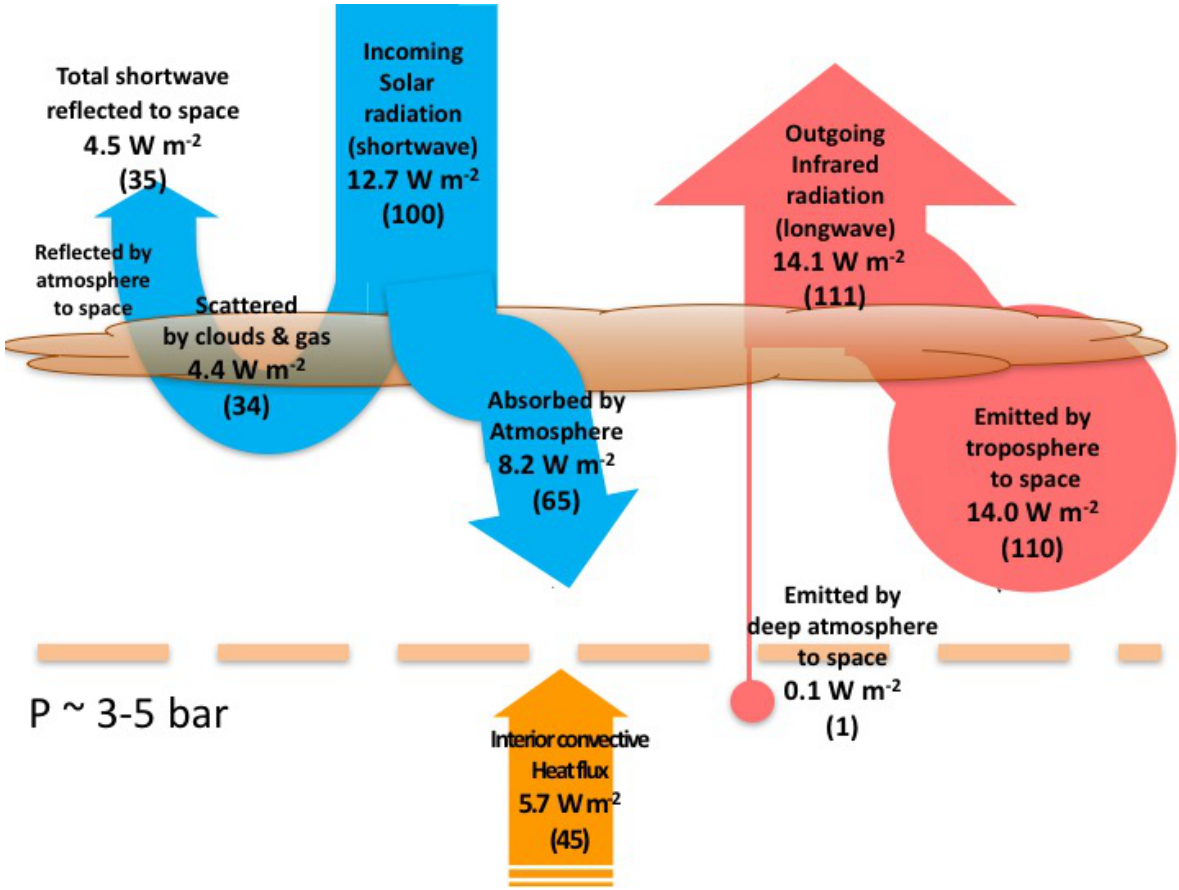

図 1.1　木星におけるエネルギー収支 (Read *et al.*, 2016)。

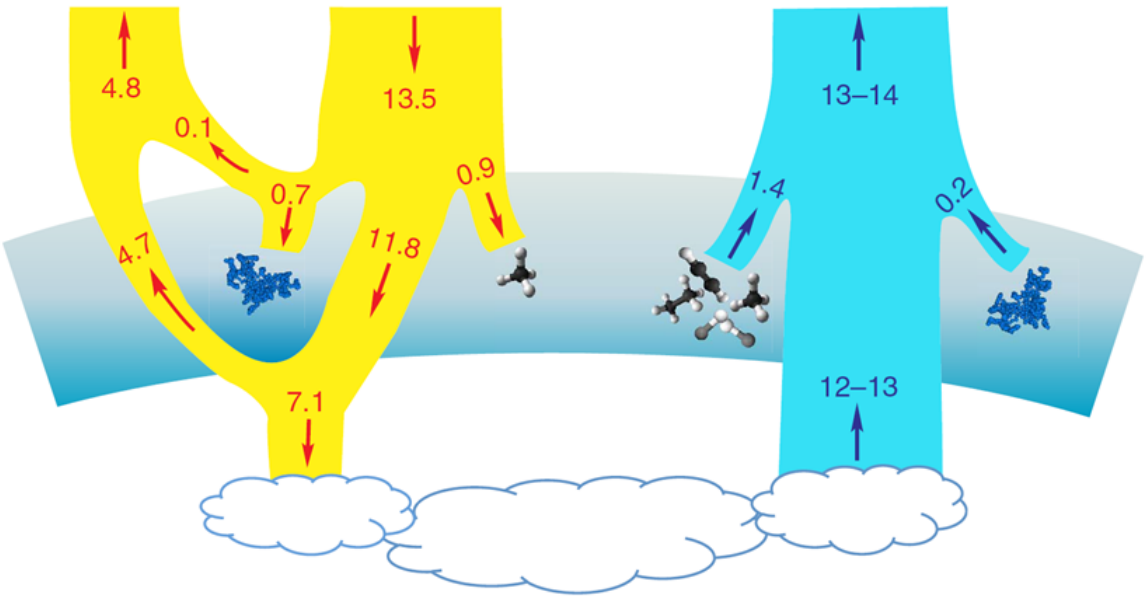

図 1.2　Zhang *et al.* (2015) が示した木星成層圏におけるエネルギー収支。

気全体のエネルギー収支を解析した研究は無い。

1.3 木星における雲対流

大気のエネルギー輸送を考察する上で欠かせないのが鉛直雲対流である。エネルギー輸送における対流の影響は、大気深部からの顕熱と潜熱の輸送そのものと、雲形成による光学活性物質分布の制御がある。雲形成については、Weidenschilling and Lewis (1973) によって提案された ECCM (Equilibrium cloud condensation model) が最も基本的な理論的枠組みとして知られている。このモデルでは、木星大気が太陽に似る元素組成を持つことと、雲形成が対流圏で起きていることを仮定したうえで、木星の断熱温度分布に沿った各分子種の凝結高度を見積もる。その結果は、木星では NH_3、NH_4SH、H_2O の 3 種類の雲が形成されることを示す (図 1.3)。

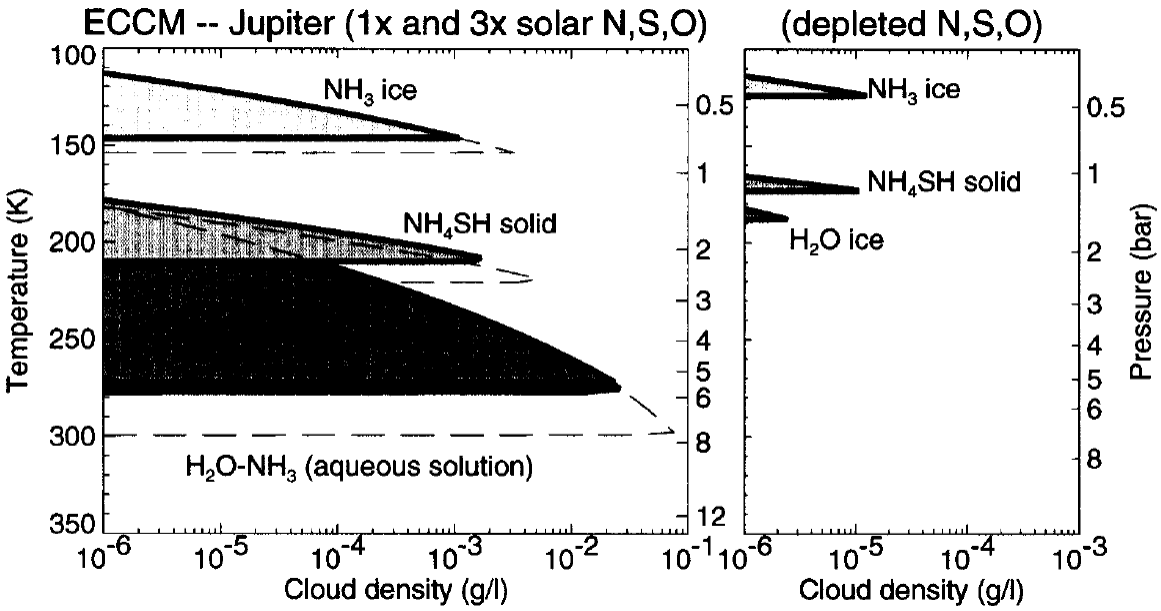

図 1.3 Atreya *et al.* (1999) が示した木星大気における雲構造。

このうち NH_3 雲と H_2O 雲は純物質の凝結、一方で NH_4SH は NH_3 と H_2S の化合によって形成される。それに対し重元素化合物として豊富に含まれる CH_4 は、木星の大気環境下では凝結しない。ECCM によって示された 3 層の雲の概念は広く受け入れられており、例えば観測スペクトルの解釈でも、しばしば雲高度の推定に用いられている (e.g., Banfield *et al.*, 1998)。しかし ECCM で見積もられた雲水量分布については、降水による除去が無視されているため過大評価になっている可能性が高い。実際、この雲水量分布を用いて放射モデル計算をおこなうと、現実の木星よりも惑星放射が抑制され、またアル

ベドも高くなる (図 4.2, 図 4.3)。これは ECCM から推定される雲水量が、実際に過剰であることを裏付ける。

木星大気のおける雲粒形成、移流、消失を大気運動とともに解き、より現実的な雲水量を求めた研究が Sugiyama *et al.* (2014) である。彼らは、2 次元流体力学コードを用い三種類の雲の形成を組み込んで、長時間の湿潤対流シミュレーション (Sugiyama *et al.*, 2014) を実施した。その結果によれば、平均的な雲水量は ECCM を用いた推定よりも数桁小さく、また、木星湿潤対流は二つの異なるフェイズが交互に繰り返す (図 1.4)。フェイズの一つは雲密度が小さく雲活動サイクルの 90% 以上の時間を占める静穏期 (Quiet period)、もう一つは短期間で突発的に積乱雲が形成される活発期 (Active period) である。このような間欠性は、放射冷却による力学的不安定性の励起と、雲凝結に伴う潜熱解放加熱のバランスにより理解できる。すなわち、対流圏上部で大気の放射冷却が進行すると、あるタイミングで下層大気との不安定性層を解消するための強い積雲対流が発生する。このときの潜熱解放によって大気が加熱され、安定な成層構造になるため、その後しばらくの間は静穏期が続くという仕組みである。この仕組みからは、対流圏の放射冷却速度が、雲対流の様相を決める大きな要因となることがわかる。

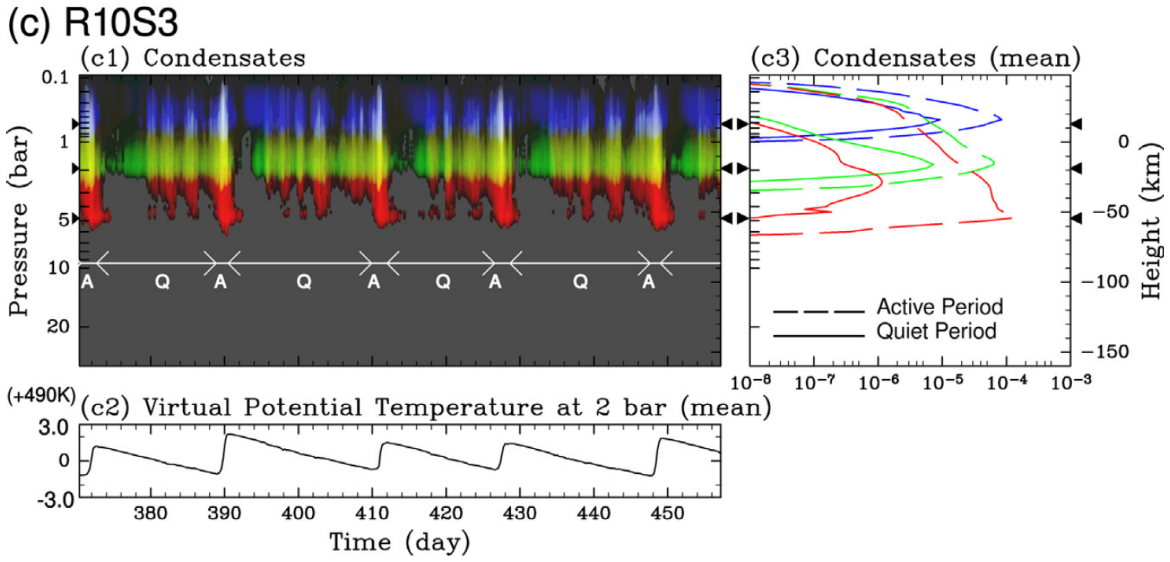

図 1.4　Sugiyama *et al.* (2014) が示した木星大気における雲構造の時間変化。

1.4　Galileo プローブによる大気放射場観測

大気中における大気放射場の情報を得るには、その場観測が適している。木星大気でのその場観測は、ガリレオ探査機が投下した大気プローブ観測が唯一の例となっている。

探査機 Galileo は 1989 年 10 月に打ち上げられ、1995 年 12 月 7 日に木星周回軌道に到着して木星観測を開始した。大気突入プローブはこれに先立つ 1995 年 7 月に探査機本体と分離され、周回軌道投入と同日に木星大気に突入した。プローブは木星大気突入から 57 分間にわたって投下地点の大気に関する観測データを送信した (Seiff *et al.*, 1998)。

ガリレオプローブは 7 つの測器を搭載し、降下中に温度・圧力・大気組成・散乱体・放射フラックス・雷放電の観測をおこなった。これらの中で、本研究が着目している放射エネルギー輸送と特に関係するのが放射フラックス観測である。フラックス観測は Net Flux Radiometer (NFR) によっておこなわれた。NFR はガリレオプローブの側面に搭載されており、プローブ本体の回転および振り子運動の影響を受けながら、上下方向それぞれの放射フラックスの一部を観測した (Sromovsky *et al.*, 1998)。

この NFR の観測データの解析をおこなったのが Sromovsky *et al.* (1998) である。この論文では、補正された観測データおよび解析用の大気モデルを用いたデータ解釈の結果が示されている。その一例が放射冷却率分布である (図 1.5)。この解析は現時点で木星大気内部の放射場の直接観測から求めたものとしては唯一のものである。Sugiyama *et al.* (2014) の雲対流数値シミュレーションでは、この放射冷却率分布に基づき放射強制がパラメータ化されている。しかし、プローブ観測は局所的・一時的なデータであり、それが木星の一般的な対流運動を考察するのに適しているのかどうかは吟味が必要である。

1.5 本論文の目的と構成

木星大気中のエネルギー輸送を調べるためには、まずは木星大気における放射伝達過程を解く放射モデルが必要となる。木星大気を対象とした放射モデルはいくつか開発されているが (e.g., Banfield *et al.*, 1998)、大規模なモデルであるため、それらの内部構成や計算原理をきちんと把握しつつ、自在な設定を与えた計算を行うことは難しい。

本研究の目的に沿って大気内での放射エネルギー輸送を解くには、日射と惑星放射をカバーする十分な波長範囲、加熱や冷却に寄与する吸収線を分解する波長解像度、そして全ての波長について十分な光学的深さをカバーする高度範囲の確保が必要である。それと同時に、日射や惑星放射の吸収や散乱に関係する全ての大気成分の光学パラメータを与えなければならない。

そこで本研究では、まずこの条件を満たす木星大気放射モデルの開発をおこなった (第 2 章)。それが現実の木星大気に適用可能であることの検証も兼ねて、第 3 章ではガリレオプローブに搭載された放射計 (NFR, Net flux radiometer) の観測データと、本放射モデルを用いて投下地点における放射場を再現した計算結果の比較をおこなった。続く第 4 章では、この放射モデルを使って全球惑星放射スペクトルとアルベドスペクトルを再現するのに最適な標準大気モデルを構築する。第 5 章では、こうして得られた標準大気モデ

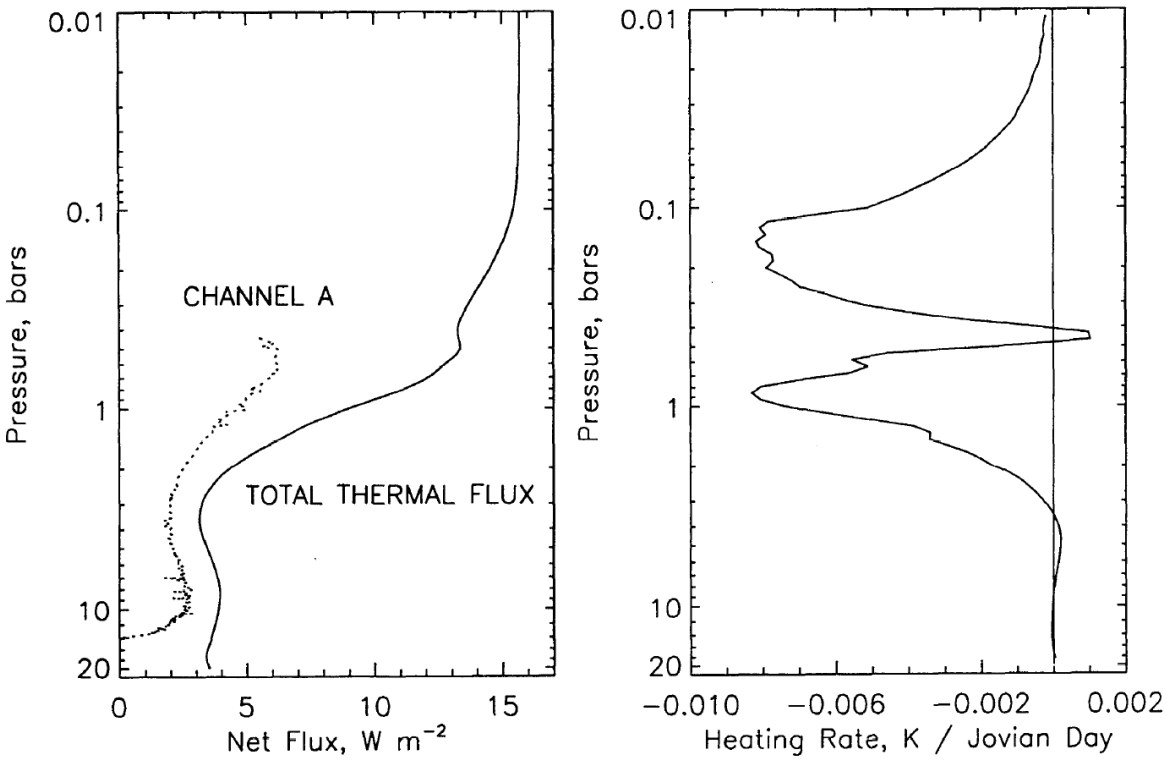

図 1.5　Sromovsky *et al.* (1998) が示したガリレオプローブ投下地点における正味上向き惑星放射フラックスと放射冷却率の分布。

ルから放射冷却率プロファイルを導き、日射や惑星放射の吸収や散乱、射出が大気中のどの高度で、どの成分によって行われているかを解析する。第 6 章では、本研究で明らかとなった木星エネルギー収支の全体像を示したうえで、得られた放射冷却率プロファイルを利用し、放射と対流の相互作用過程の一端である雲対流周期について議論する。第 7 章では、以上のモデル計算の結果と考察・議論についてまとめる。付録では、各モデルの定式化の詳細について述べる。

第 2 章

木星大気放射モデル

本研究で開発した鉛直 1 次元放射伝達モデルは、木星大気を想定した温度と大気成分 (気体および凝結物等の粒子) の高度分布をを与えた平行平板大気に対して放射伝達過程を解くものである。このモデルは大きく分けて光学パラメータ計算と放射伝達計算の 2 つのセクションからなる。光学パラメータ計算では、各大気成分の吸収および散乱に関する光学特性のデータに基づいて、これらの成分を含んだ大気層が各波長においてどのような光学パラメータを持つかを計算する。放射伝達計算では、前セクションで得られた光学パラメータを用いて、放射伝達過程を数値的に解く。

本章では、上記の計算をおこなうために必要なモデルの基本設定、光学パラメータ計算、そして放射伝達計算の概要について述べる。定式化の詳細については付録 A に記述する。

2.1 基本設定

本モデルが対象とするのは木星のごく表層の大気であり、木星半径に比べ十分に薄い領域であるため、平行平板大気を仮定する。また、局所熱力学平衡および静水圧平衡を仮定する。重力加速度には、木星が高速で自転し楕円体となっていることを考慮した。惑星探査機の軌道観測から求められた重力ポテンシャル係数 (Guillot *et al.*, 2005) を元に各緯度における重力加速度を求め、その全球平均値 25.16 m s^{-2} を標準値として用いた。ただし、次章で示すガリレオプローブ投下地点の大気構造を想定した放射計算では、投下地点が赤道付近であったことから赤道における重力加速度 23.10 m s^{-2} を用いている。

本モデルで計算する高度範囲は、成層圏から上部対流圏を想定し 0.001–100 bar の圧力範囲に相当する。0.001 bar より上層には、H_2, He のほか CH_4 の光解離などによって形成された炭化水素類が分布していると考えられている (e.g., Zhang *et al.*, 2013)。しかし柱密度が低いため、このような上層大気は全ての波長に対してほぼ透明であり、一部の吸収線を除いて放射伝達過程にはほとんど寄与しない (e.g., Kuroda *et al.*, 2014)。本研究

の目的は波長積分した全放射エネルギー輸送のモデリングであることから、極低圧の大気層の影響を無視する。また 100 bar よりも下層は、全ての波長に対して 1 より十分大きな光学的深さを持つ。したがって宇宙空間への惑星放射 (熱放射) の射出や太陽放射の散乱は、これよりも上層で起こる。さらに、このような高圧領域では光学的深さが深度とともに急激に増加するため、ある大気層から射出された惑星放射はごく近傍の大気層に再吸収され、正味の放射エネルギー輸送はほぼゼロとなる (5.2 節参照)。よって本研究では、100 bar を計算領域下端とした。本モデルでは、グリッド間の気圧差が対数スケールで等間隔になるように 501 グリッド (500 大気層) に分割した。この分割数は、各大気層の光学的厚さが十分小さく、放射伝達過程が正確に計算でき、なおかつ計算コストが過大にならないように設定した。

本モデルでは日射と惑星放射を十分にカバーできるよう、扱う波数範囲を 10–35,000 $\mathrm{cm}^{-1}(> 0.3\ \mu\mathrm{m})$ としている。この波数範囲は、日射によるエネルギーの 99 % 以上を含む。波数解像度については、原則として 1 cm^{-1} とし、必要に応じて 0.01 cm^{-1} から 10 cm^{-1} の間で適宜設定する。

2.2 光学パラメータ計算

大気層の光学特性は光学的厚さ τ・一次散乱アルベド ω・非対称因子 g によって記述される。これらの光学パラメータは、大気に含まれる気体成分と Mie 散乱粒子 (雲・ヘイズ・着色物質) による寄与を足し合わせることにより求められる。

2.2.1 気体による吸収・散乱

気体による放射の吸収については、衝突誘起吸収と線吸収を導入する。衝突誘起吸収は、分子同士が衝突した際に一時的な極性を生じ、電磁波と相互作用を起こすことによって引き起こされる吸収である。衝突誘起吸収は線吸収に比べて弱いが、木星大気のように厚い大気環境では、H_2 も赤外波長において顕著な幅広い連続吸収をもたらす。本モデルでは、大気の大部分を占める H_2 および He による衝突誘起吸収を考慮した (付録 A.1.1)。これらの衝突誘起吸収は 20–30 μm 帯に最も強いピークを持っている。木星の輝度温度は 125 K ほどであり、その黒体放射のピークは 40 μm にくることから、この吸収は木星の惑星放射に強い影響を与えている。

線吸収は、大気成分分子が振動や回転などのエネルギー準位に対応した電磁波を吸収することで生じる。吸収が起きる波長は分子種ごとに違い、また吸収強度は温度に依存する。さらに、吸収線形は温度・圧力に依存する。本モデルでは、光学パラメータ計算に先だって H_2O, CH_4, NH_3, H_2S, PH_3, C_2H_2, C_2H_6 の分子一個当たりの吸収係数を Line

by line 計算から求め、その結果を波長・温度・圧力を引数とするデータテーブルとして作成している (付録 A.1.2)。光学パラメータ計算の際は、このデータテーブルから各大気層の温度・圧力に応じて吸収係数を内挿することで、線吸収の効果を与えている。各分子種の吸収線データについては、表 2.1 に示すデータベースおよび論文から引用した。

表 2.1　線吸収データの参照元

分子種	文献
H_2O, CH_4, NH_3, C_2H_2, C_2H_6, H_2S, PH_3	HITRAN2012
CH_4(>7800 cm^{-1}, 低温低圧条件下)	Karkochka and Tomasko (2012)
CH_4(10,000 cm^{-1} 付近, 高温高圧条件下)	Beguier *et al.* (2015)
NH_3(HITRAN データの無い波数帯)	ExoMol (Yurchenko *et al.*, 2011)

気体による散乱については、レイリー散乱を導入する。木星大気におけるレイリー散乱は、H_2 および He によるものが支配的である。その散乱特性の記述には、以下の近似式 (Taylor 2004, pp.81) を用いた。

$$\tau_R/P = 0.0083(1 + 0.014\lambda^{-2} + 0.00027\lambda^{-4})\lambda^{-4} \tag{2.1}$$

ここで τ_R は大気上端からのレイリー散乱による光学的深さ、λ は波長 (μm)、P は圧力 (bar) である。

2.2.2　粒子による吸収・散乱

粒子による吸収と散乱については、ミー理論に基づき計算する。ミー理論では、複素屈折率と粒径から粒子の消散断面積、一次散乱アルベド、散乱光の位相関数、非対称因子を求めることが出来る。本モデルでは、それぞれ NH_3 ice, NH_4SH, H_2O ice からなる雲粒子、着色物質粒子、および成層圏ヘイズ粒子について、光学パラメータを求めた。数値計算手法は Bohren and Huffmann (1983) による (数値コード提供ははしもとじょーじ氏)。

NH_3, NH_4SH, H_2O は、木星上部対流圏で凝結することが予想される分子種であり、これらの物質からなる雲粒は木星における主要な日射散乱体であると考えられている (e.g., Weidenschilling and Lewis, 1973)。

着色物質 (Chromophores) は、純粋な雲粒子では説明がつかない、可視から紫外にかけての木星アルベドスペクトルが短波長側ほど低下すること (赤化) を説明するために導入する物質である。そうした物質の存在なしに、アルベドの赤化の説明は困難である一方、その組成や形成過程、性質や分布については不明な点が多い。しかし近年になって、アルベドスペクトルの赤化を説明できる物質を、木星環境を模した室内光化学実験により合成した研究が発表されている (Carlson *et al.*, 2016)。

成層圏ヘイズは、 10 mbar 付近に分布することが観測から示唆されており、CH_4 の光分解とその後の一連の光化学反応により生成される炭化水素化合物である可能性が示唆されている (e.g., Zhang *et al.*, 2013)。

本研究では、いずれの粒子も完全球形を仮定し、それぞれ単一の物質からなるものと仮定する。雲粒子の有効粒径については、唯一の木星大気その場観測であるガリレオプローブ観測において Nephelometer から得られた粒子サイズを参照した (Ragent *et al.*, 1998)。この観測結果はプローブ投下地点の局所的なデータであるが、他の各種観測に基づく粒径推定 (e.g., Simon-Miller *et al.*, 2001) と概ね整合的であり、なおかつ高度別の推定値が示されていることから採用した。着色物質および成層圏ヘイズの光学パラメータについては、それぞれについて詳しい解析をおこなった Sromovsky *et al.* (2017) および Zhang *et al.* (2013) の解析結果を用いる。各粒子の粒径分布は以下の式で決まる対数正規分布を採用する。

$$v = \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\log(R/R_e)}{\log(R_d)}\right)^2\right) \tag{2.2}$$

ここで v は粒子数比, R は対象粒子サイズ, R_d は粒径分布パラメータであり、本研究では 1.3 を仮定した。用いる粒径パラメータと分布パラメータは表 2.2 に示す。これらの粒子の消散係数, 一次散乱アルベド, 非対称因子については 図 2.1, 図 2.2, 図 2.3 に示している。これらの粒子の鉛直分布は大気モデル毎に決めるため、それらの詳細については各節に示す。

表 2.2 Mie 散乱粒子のパラメータ

粒子種	複素屈折率のソース	有効粒径 R_e
NH_3	Howett *et al.* (2007)	0.25–0.75 μm
NH_4SH	Martonchik *et al.* (1984)	3 μm
H_2O	Warren (1984)	10 μm
着色物質	Sromovsky *et al.* (2017)	0.1 μm
成層圏ヘイズ	Zhang *et al.* (2013)	0.2 μm

2.2.3 大気層の光学パラメータ

以上の各成分による寄与の総和により、各大気層の光学的厚さ τ は以下の式で定義される。

$$\tau = \tau_{\mathrm{CIA}} + \tau_{\mathrm{LA}} + \tau_{\mathrm{R}} + \tau_{\mathrm{M}} \tag{2.3}$$

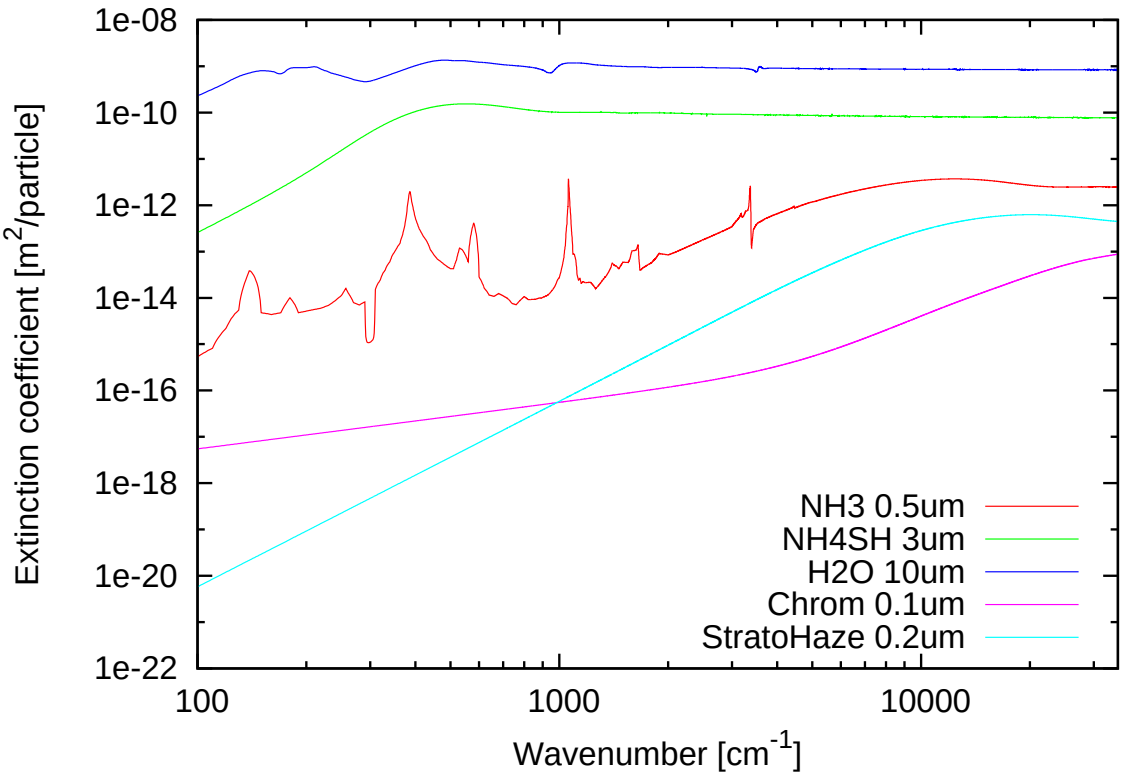

図 2.1　本モデルで用いた各粒子の消散係数。

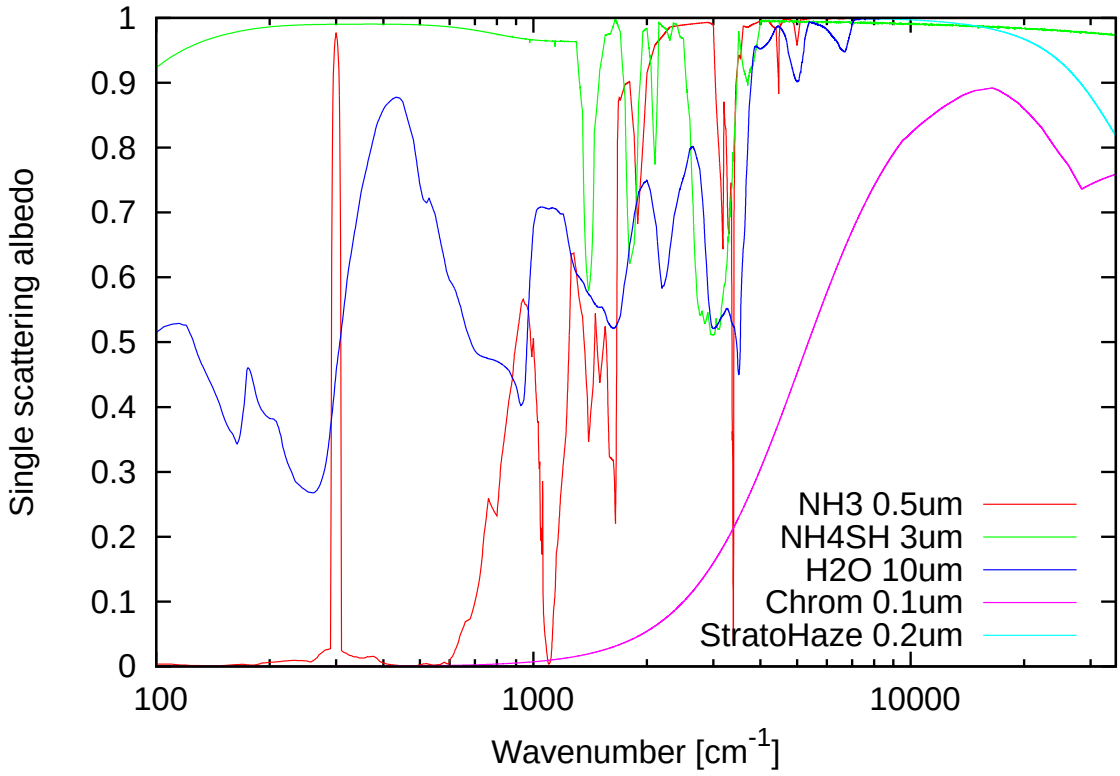

図 2.2　本モデルで用いた各粒子の一次散乱アルベド。

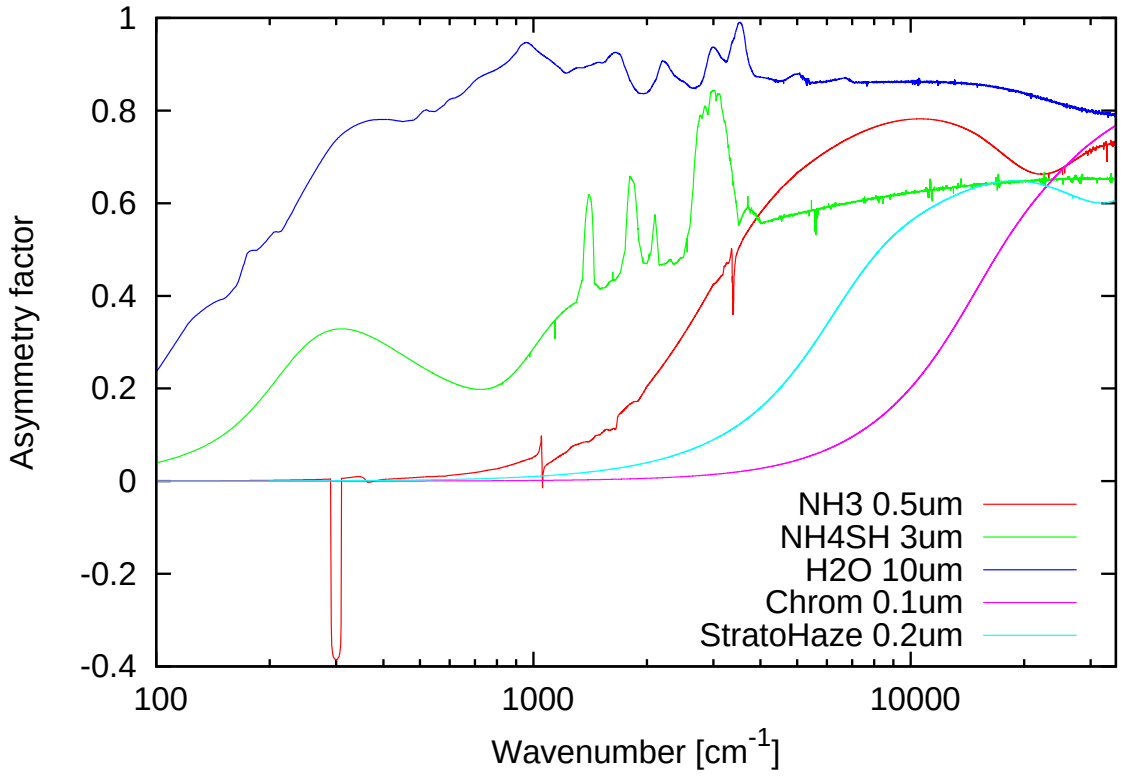

図 2.3　本モデルで用いた各粒子の非対称因子。

ここで τ_i は、それぞれ衝突誘起吸収 (CIA), 線吸収 (LA), レイリー散乱 (R), ミー散乱 (M) による光学的厚さを表す。さらに、大気層の一次散乱アルベド (ω) と非対称因子 (g) は次式で定義される。

$$\omega = \frac{\tau_{\rm R}\omega_{\rm R} + \tau_{\rm M}\omega_{\rm M}}{\tau} \tag{2.4}$$

$$g = \frac{\tau_{\rm R}\omega_{\rm R}g_{\rm R} + \tau_{\rm M}\omega_{\rm M}g_{\rm M}}{\tau\omega} \tag{2.5}$$

ここで ω_i、g_i はレイリー散乱 (R)、ミー散乱 (M) の一次散乱アルベドと非対称因子を表す。なお、レイリー散乱の一次散乱アルベドは 1、非対称因子は 0 である。

2.3 放射伝達計算

温度や物質の鉛直分布と光学パラメータを用いて放射伝達計算を行う。本研究では、DCPAM (https://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/index.htm.ja) の放射伝達計算モジュールを用いて、各大気層を通過する放射フラックスの鉛直プロファイルを計算した。この放射伝達計算モジュールは、広く用いられている Toon *et al.* (1989) による放射計算スキームに基づいており、日射伝達計算モジュールと惑星放射伝達計算モジュールからなる。

日射伝達計算モジュールは、二方向近似法 (Two stream method) を用いて大気上端から入射してくる日射の吸収と散乱を解く。ここでは大気層からの射出は無視する。この計算では、大気各層の光学パラメータの他に、大気上端に入射する太陽光フラックスとその入射天頂角を与える。また散乱光の方位角依存性は無視し、天頂角依存性については、ルジャンドル多項式展開の二次以降の項を無視するエディントン近似を用いている。一方で惑星放射伝達計算モジュールは、二方向近似放射源関数法 (Two stream source function method) を用いて大気下端 (地表) および大気層自身による放射の吸収と射出を解く。この計算では、境界条件として大気下端から上向きに入射するフラックスを拡散近似を用いて与えた。また散乱の近似として半球平均近似 (Hemispheric mean approximation) を用いている。本モデルでは、全波数に対して日射伝達計算モジュールを用いる一方で、惑星放射伝達計算モジュールについては計算コストを省くために 5,000 $\rm cm^{-1}$ 以下の波数に対してのみ用いた。したがって、 0–5000 $\rm cm^{-1}$ では日射と惑星放射の両方を計算して上向き・下向きフラックスを求めており、上向き同士・下向き同士の和から総フラックスを得ている。なお、木星の有効温度は 125K 程度であり、これより高波数における惑星放射の寄与はほとんど無いことから、高波数での惑星放射計算を省略することによる惑星放射量の切り捨ては無視できる。

第 3 章

ガリレオプローブ投下地点の大気放射場再現計算

本章では、前章で示した木星大気放射モデルにガリレオプローブ投下地点 (GPES : Galileo Probe Entry Site) の大気構造を与えて放射伝達計算をおこなう。そしてプローブ観測による大気放射場の実測データとの比較をおこない、木星大気放射モデルの妥当性について検証する。そのうえで、プローブ観測結果の解釈について、本モデルに基づいた再考を行う。

3.1 ガリレオプローブ投下地点の物質分布と気温分布

3.1.1 物質分布

3.1.1.1 気体

GPES の大気深部の気体混合比は 表 3.1 のとおり与える。これらの値のうち、CH_4 と H_2S はガリレオプローブに搭載された Galileo probe mass spectrometer (GPMS) の解析結果 (Wong *et al.*, 2004)、NH_3 と H_2O は Net flux radiometer (NFR) の解析結果 (Sromovsky *et al.*, 1998) に基づく。凝結高度付近では凝結性成分の存在比が大きく変化するものと期待される。GPES での気体の鉛直分布についてはフラックスプロファイルのフィッティングで求めた NH_3 および H_2O の分布 (Sromovsky *et al.*, 1998) が知られているのみである。そのため、本研究でもこの NH_3 および H_2O の鉛直分布を導入する。Wong *et al.* (2004) と大気深部での混合比の推定値に差があるが、大気深部はいずれの推定値を採用しても、十分光学的に厚いため、放射場への影響は限定的である。

H_2S も凝結成分であるが、その鉛直分布に関する観測データおよび解析は存在しない。H_2S は NH_3 と化合し、NH_4SH を作ることで凝結する。そこで、GPMS 観測で得られた

大気深部での H_2S 混合比と NFR 観測で求められた NH_3 混合比を元に、熱化学平衡計算から H_2S 分布を推定する。以下の平衡式を用いて計算する (Irwin 2009, eq. 4.49)。

$$\log(p_{NH_3}) + \log(p_{H_2S}) = 34.15 - \frac{10833.6}{T} \tag{3.1}$$

ここで p_{NH_3} と p_{H_2S} はそれぞれ NH_3 と H_2S の分圧 (bar) である。

PH_3 はプローブでは検出されていないが、もし太陽組成比程度だったと仮定しても検出限界以下となる (Wong *et al.*, 2004)。そこで本研究では、PH_3 が無しの場合、比較的精度良く存在比が得られている CH_4 に倣い、太陽組成比の 5 倍の存在比 (2.0×10^{-8}) の場合、そして Cassini の観測から示唆されている全球平均的な値 (1.0×10^{-8}, Irwin, 2009) の場合の 3 ケースに分けて、その影響を考察する。PH_3 は凝結はしない一方で、光分解を受け 1 bar より上空では存在量が減少すると考えられている (Kaye and Strobel, 1983)。よって、Voyager による大赤斑の分光観測から得られた PH_3 分布推定 (Griffith *et al.*, 1992) を参照し、1 bar から 0.1 bar の間で混合比が 2.8×10^{-8} まで減少すると仮定して計算する。

このほかに、成層圏で CH_4 を材料とした光化学反応により形成される C_2H_6 および C_2H_2 を導入した。これらの分子種もプローブ観測では検出されていないため、Zhang *et al.* (2013) が示した緯度別分布を元に全球平均的な分布を仮定して与える。ただしこれらの分子種による放射への寄与は限定的である。以上の気体分布を示したのが 図 3.1 である。

表 3.1 GPES 大気モデルにおける大気深部組成 (体積混合比)

分子種	GPES 大気モデルでの混合比	Wong *et al.* (2004) での推定値
H_2O	6.83×10^{-4}	$> 4.2\times10^{-4}$
NH_3	2.49×10^{-4}	$5.74 \pm 2.54\times10^{-4}$
CH_4	2.04×10^{-3}	同左
H_2S	7.7×10^{-5}	同左
PH_3	0	検出無し
	1.0×10^{-6} (Cassini)	
	2.2×10^{-6} (5 × solar)	

3.1.1.2 雲・着色物質分布

雲については、 Nephelometer の観測では 0.45–0.55 bar, 0.76–1.34 bar, 1.65 bar 付近に散乱体が存在していたとされているものの、それは極めて希薄であったことを示す

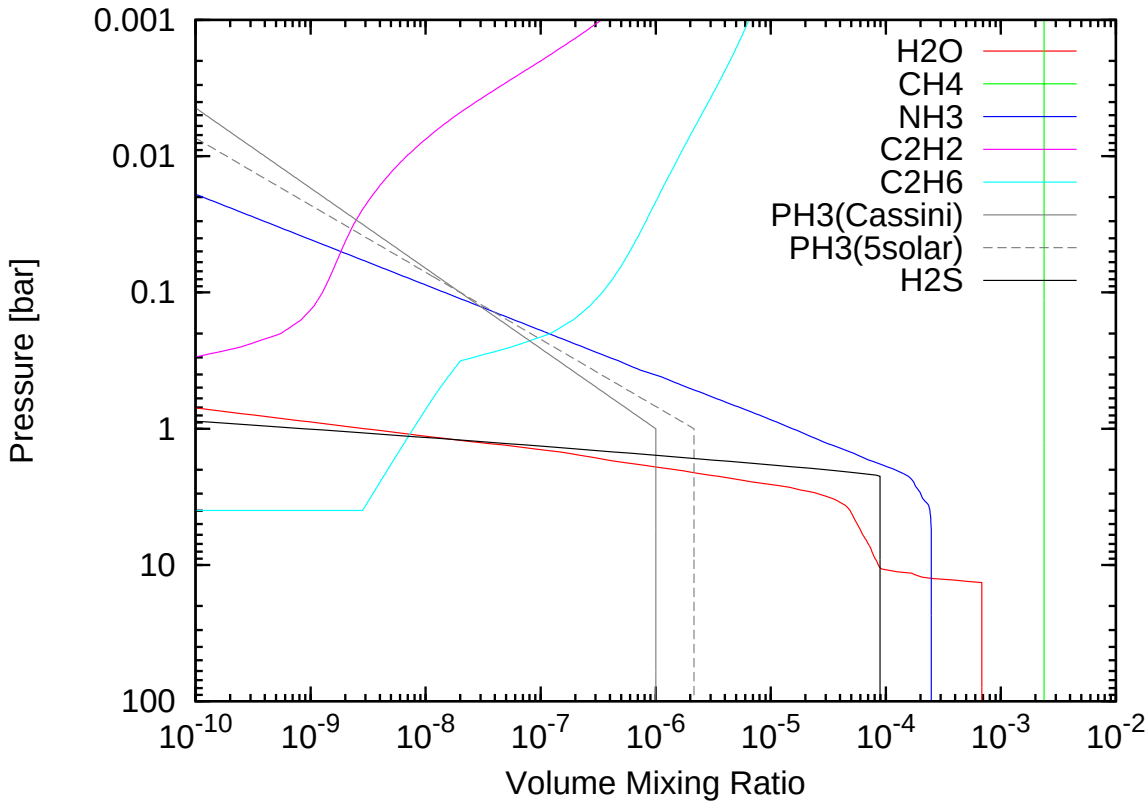

図 3.1　ガリレオプローブ投下地点のガス分布。

(Ragent *et al.*, 1998)。また、NFR 観測では雲が存在した場合に期待されるフラックス変化が見られなかったことから、雲はほとんどなかったか、あったとしてもごくわずかであったと示唆されている (Sromovsky *et al.*, 1998)。よって本モデルでは、雲無しを仮定して計算をおこなう。また、可視から紫外にかけてアルベドを低減させている着色物質に関しても、GPES においてどう分布していたかを示す研究は無い。そこで本モデルでは着色物質も無しとして計算を行い、この場合の日射フラックスが実測値と整合的かどうかを調べる。

3.1.1.3 成層圏ヘイズ分布

成層圏ヘイズについては、プローブの粒子観測が高度 0.45 bar から開始されているため、成層圏ヘイズが存在するとされる 10 mbar から 100 mbar にかけての分布は不明である。そこで、成層圏ヘイズの観測的制約を示した Zhang *et al.* (2013) の結果を導入する (図 3.2)。彼らは Cassini VIMS の観測と地上観測のデータを用いて、木星の各緯度におけるヘイズの光学特性と鉛直分布の推定を行った。ガリレオプローブの投下地点は北緯 5° なので、Zhang らが示した低緯度でのヘイズの光学特性と高度分布を用いた。なお、これらのヘイズは光学的に薄いため、その有無によってフラックス分布が顕著な影響を受けることは無い。

3.1.2 温度分布

GPES 大気モデルの温度分布として、ガリレオプローブに搭載された Atmosphere structure instrument (ASI) の観測で得られた温度-圧力プロファイルを用いる (Seiff *et al.*, 1998, 図 3.3)。このデータは NASA Planetary Data System (https://pds.nasa.gov/) にて公開されているものであり、本モデルで用いている大気層のグリッドに合わせて内挿を行った。ただし PDS で公開されているデータは、大気下層については観測値そのものではなく観測にベストフィットする断熱温度プロファイルを用いていることに注意が必要である。また、データの無い 30 bar より下の大気に関しては、30 bar の温度を元に断熱温度分布を与えている。

3.2 観測値との比較

NFR が観測した各チャンネルでのフラックスプロファイルと、放射モデルに GPES の物質分布と温度分布を与えて計算したフラックスプロファイルの比較を示す。比較用の計算結果は NFR の各チャンネルの感度 (Sromovksy *et al.*, 1998) を乗じて求めた (図 3.4)。

まず、惑星放射 (熱放射) を観測したチャンネル A, C および D について、モデル値と

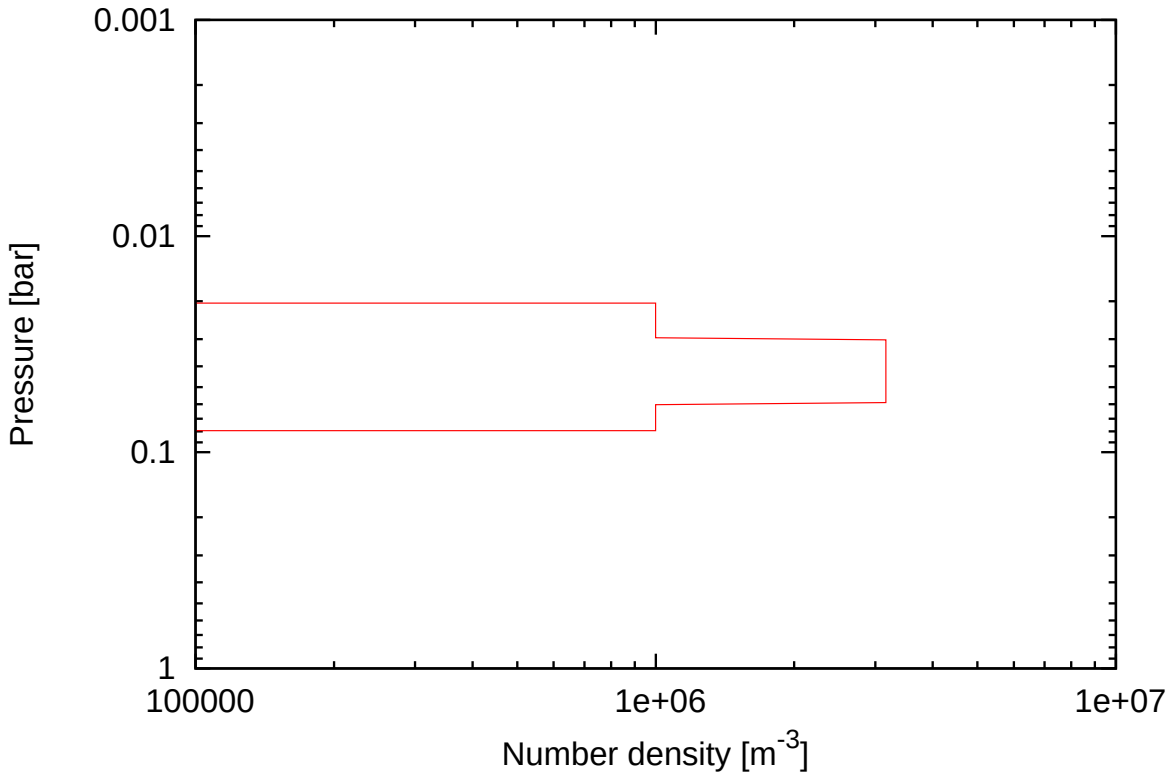

図 3.2　GPES 大気モデルで用いた成層圏ヘイズ分布。

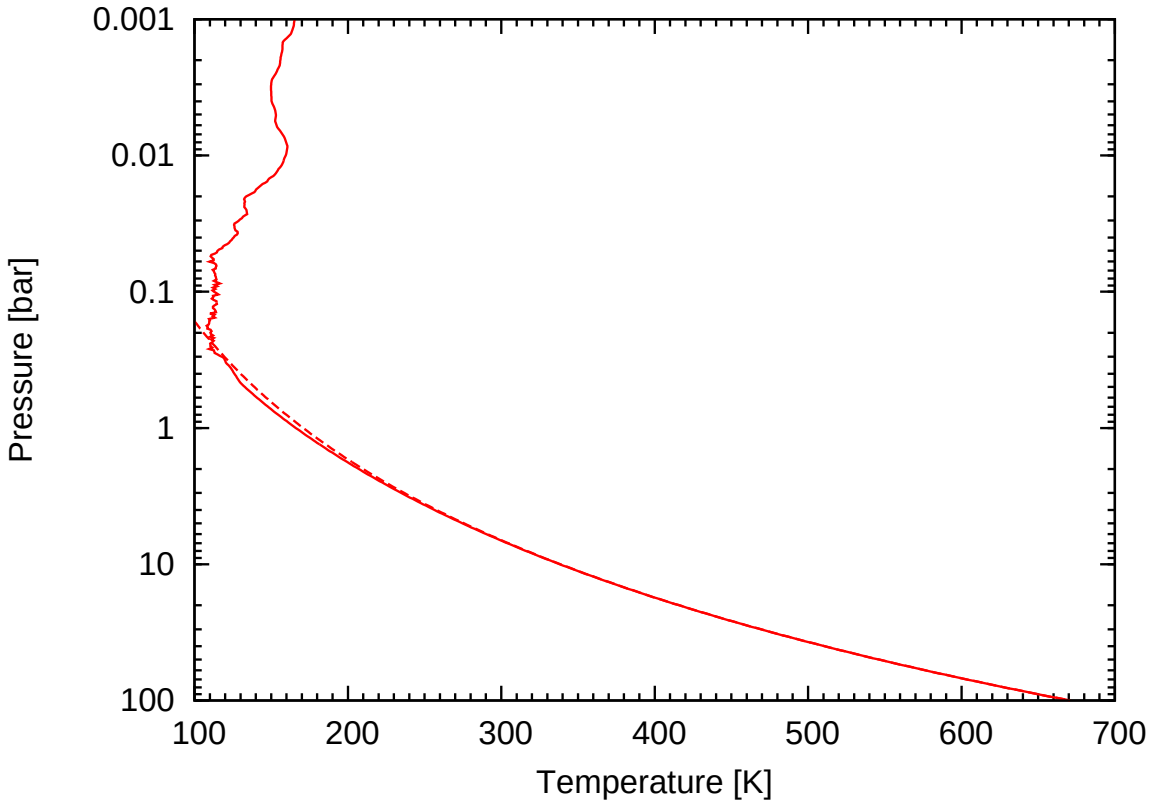

図 3.3 Galileo probe ASI 観測による GPES 温度構造。破線は下端温度に基づく乾燥断熱減率温度勾配を表す。

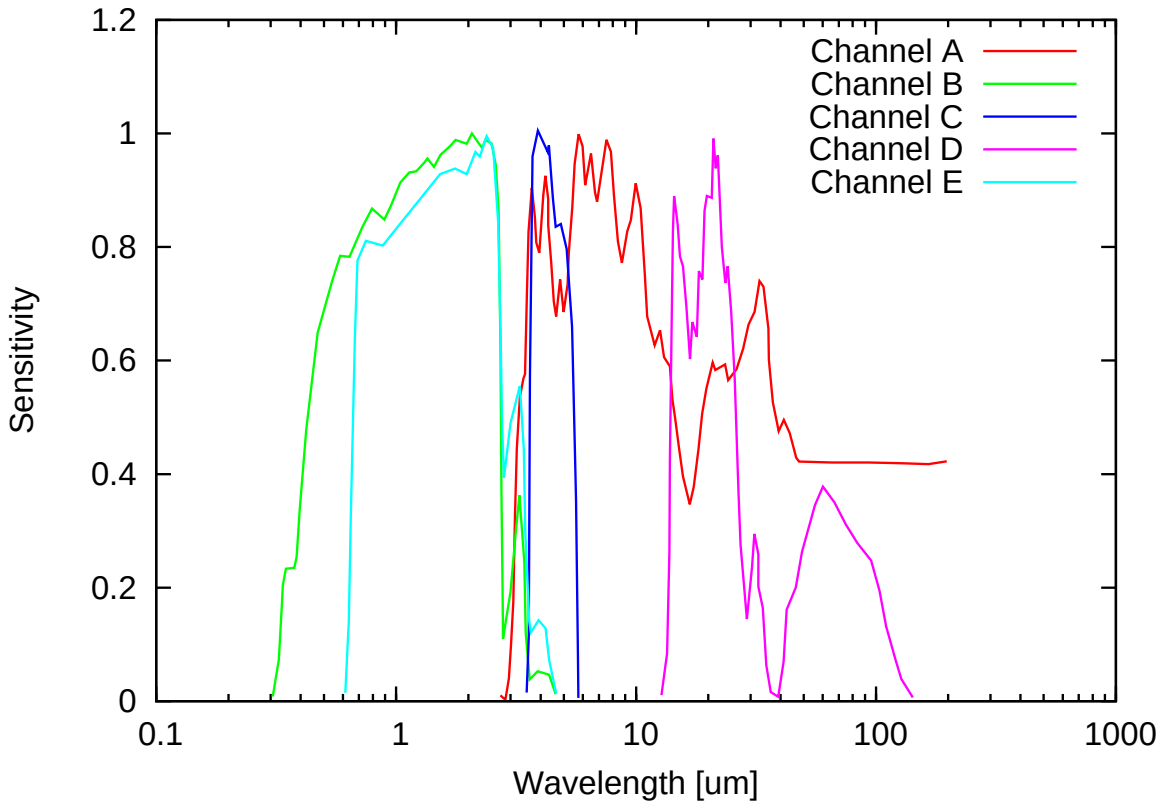

図 3.4　NFR の各チャンネル感度。

観測値を比較する (図 3.5, 図 3.6, 図 3.7))。各チャンネルはそれぞれ異なる波数範囲に感度を持っており、チャンネル A は惑星放射全体、チャンネル C は 5 μm 大気窓波長帯、チャンネル D は惑星放射スペクトルのピークである 25 μm 帯の惑星放射を測定している。ここで比較するのは、それぞれのチャンネルにおける正味上向き放射フラックスの高度プロファイル (Sromovsky *et al.*, 1998) である。

3 つの惑星放射チャンネルのうち、D は PH_3 量に関わらずモデルプロファイルと観測が 2 bar より下でおおむね一致した。一方で、2 bar より上ではモデル値が観測値よりも最大で 0.5 W/m^2 程度大きくなっている。その原因は不明であるが、深部に向かうほど観測フラックス値の振れ幅も小さくなっていることから、観測開始直後では、観測器の姿勢変化などにより、純粋な上下方向の惑星放射フラックスを計測できていなかった可能性が考えられる。

A および C チャンネルも似たプロファイルとなっているものの、D に比べて大気深部でのずれが目立つ。このうち C チャンネルは PH_3 の量に関わらずモデル計算の方がより深部にフラックスピーク値が来ているが、その絶対値は PH_3 量に依存して大きく変化している。これは、上部大気における 5 μm 帯の opacity が現実の大気より小さく見積もられており、より下層からの放射が大きくなっている可能性を示すとともに、その放射量は深部大気の微量ガス組成比によって大きく影響を受けることを表している。深部でのフラックス観測値を PH_3 量で説明する限りでは、観測値に最も近いのは Cassini 観測で示された PH_3 混合比である。ただし数 bar 以深では H_2O なども不定性が大きいことから、フラックス観測値の変化が PH_3 だけによるものかは議論の余地がある。

A チャンネルは全ての惑星放射を含んでいるため、C および D チャンネルでのずれも内包している。A, C のモデルフラックスからは、大気深部でのフラックスはほぼ C チャンネルで説明できることが示唆されるが、観測では A, C でピーク高度およびフラックス値がずれている。これが大気深部の物質分布不定性によるものか、あるいは観測解析に起因するものかは不明である。なお、ここに記載した観測データは数値データではなく論文中の図から抽出したものであるため、作図ミスの可能性があることも留意する必要がある。

大気上部での A チャンネルのフラックス値は、C, D チャンネルでは感度の無い 5–10 μm あるいは 30 μm 以上の波長帯からの惑星放射の寄与も無視できないことを示す。その一方で、モデルと観測のずれは PH_3 を含むモデルではおおむね D チャンネルと同程度であることから、両者のずれは 25 μm 帯のピーク惑星放射量に起因していることがわかる。PH_3 を含まないモデルでは A チャンネルの観測と差があるが、これは大気深部の不透明度が低いために深部からの惑星放射がずれを助長していると考えられる。

各惑星放射チャンネルの観測を元に、大気モデルを仮定することで Sromovsky *et al.* (1998) では全惑星放射フラックスの推定を行っている。それと本モデルでの全惑星放射

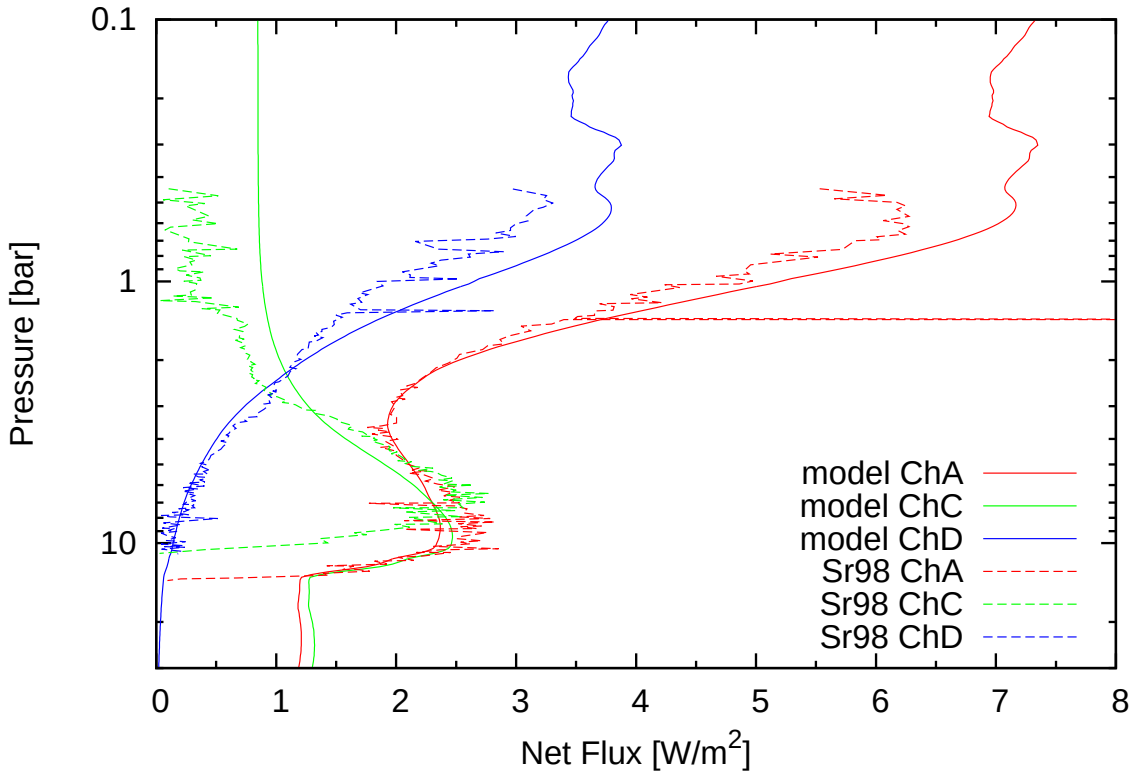

図 3.5　Cassini PH_3 を仮定した場合の A, C, D チャンネル (赤, 緑, 青) における観測フラックス (破線) とモデルフラックス (実線)。

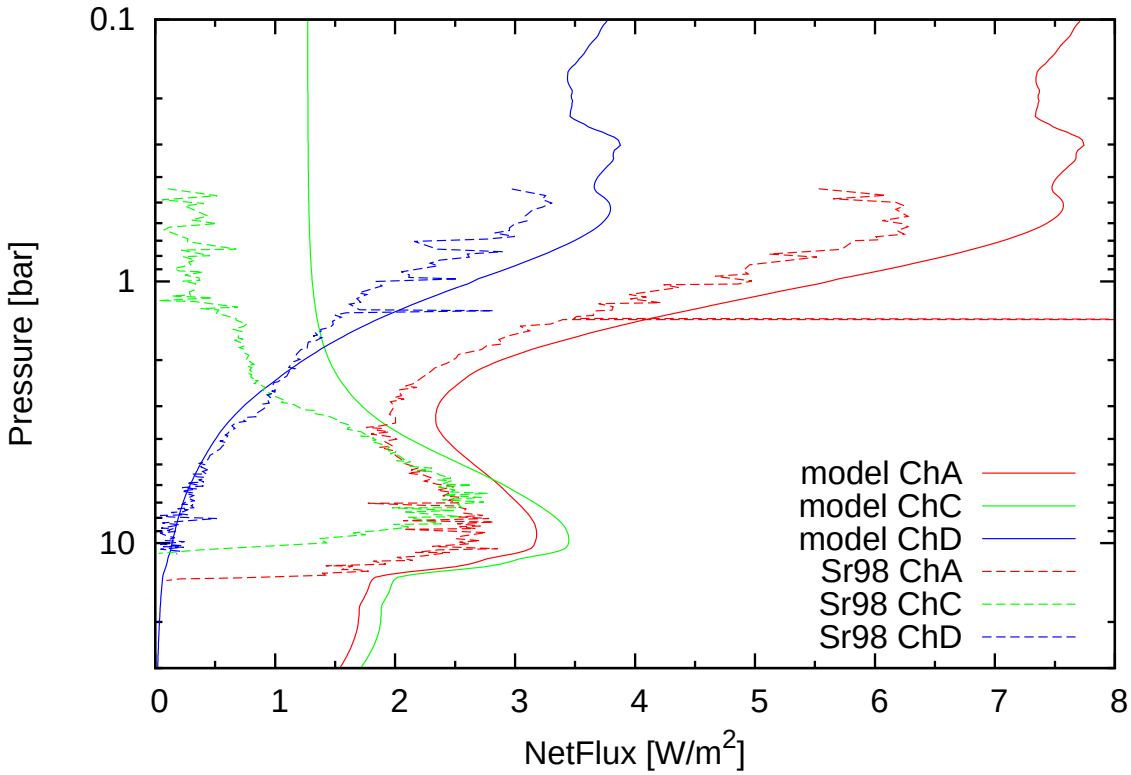

図 3.6　No PH_3 を仮定した場合の A, C, D チャンネル (赤, 緑, 青) における観測フラックス (破線) とモデルフラックス (実線)。

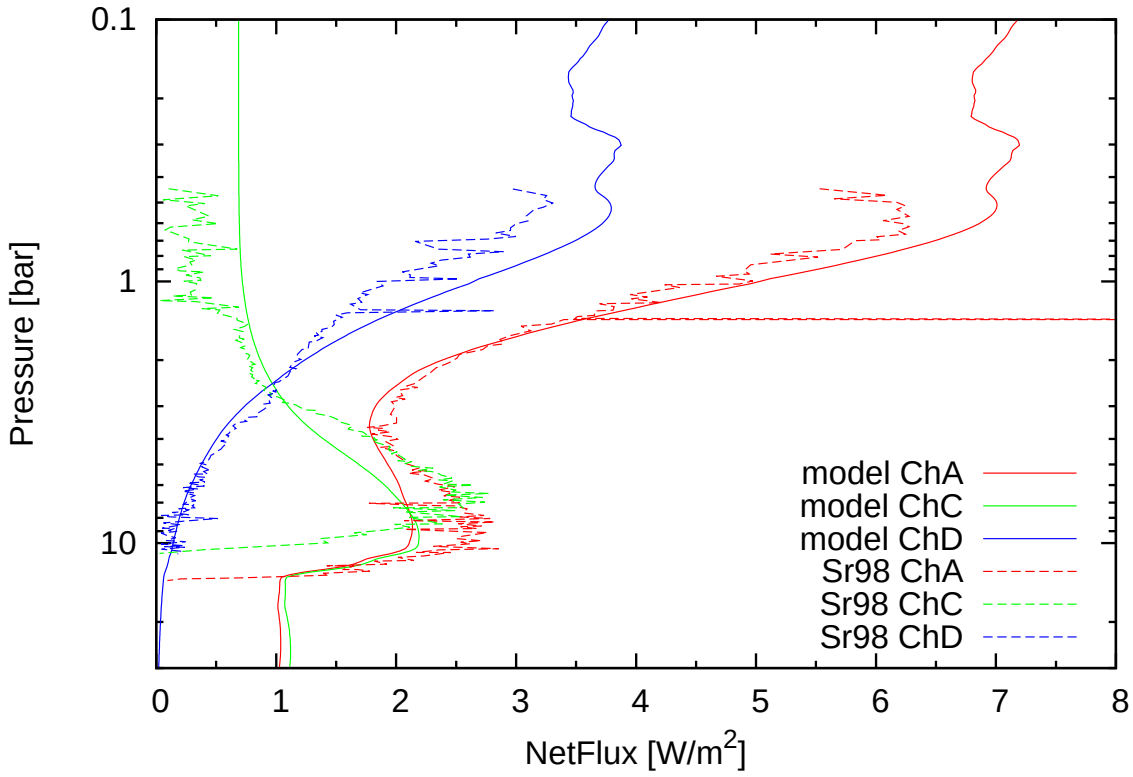

図 3.7　5 × solar PH_3 を仮定した場合の A, C, D チャンネル (赤, 緑, 青) における観測フラックス (破線) とモデルフラックス (実線)。

フラックスを比較したのが図 3.8 である。この比較では、0.4–2 bar ではほぼ Sromovsky *et al.* (1998) と同様の結果が得られた。これより上の高度では数 W/m^2 のずれが生じているが、この高度は観測されていないため実測値との比較にはなっていない。逆に 2 bar よりも低空では、PH_3 混合比によってモデル値にばらつきが出ている。Sromovsky らの解析に近いのは PH_3 混合比が $0–1.0\times10^{-6}$ の場合であるが、大気深部のフラックスは H_2O 量の不定性の影響を受ける可能性もあり、本研究モデル計算との差の原因を特定するのは難しい。さらに惑星放射フラックスは温度への依存性が強く、Sromovsky *et al.* (1998) の解析では観測器自体の温度を参照しており ASI による大気温度観測結果が用いられていないことが原因で、放射量見積もりに違いが生じている可能性がある。

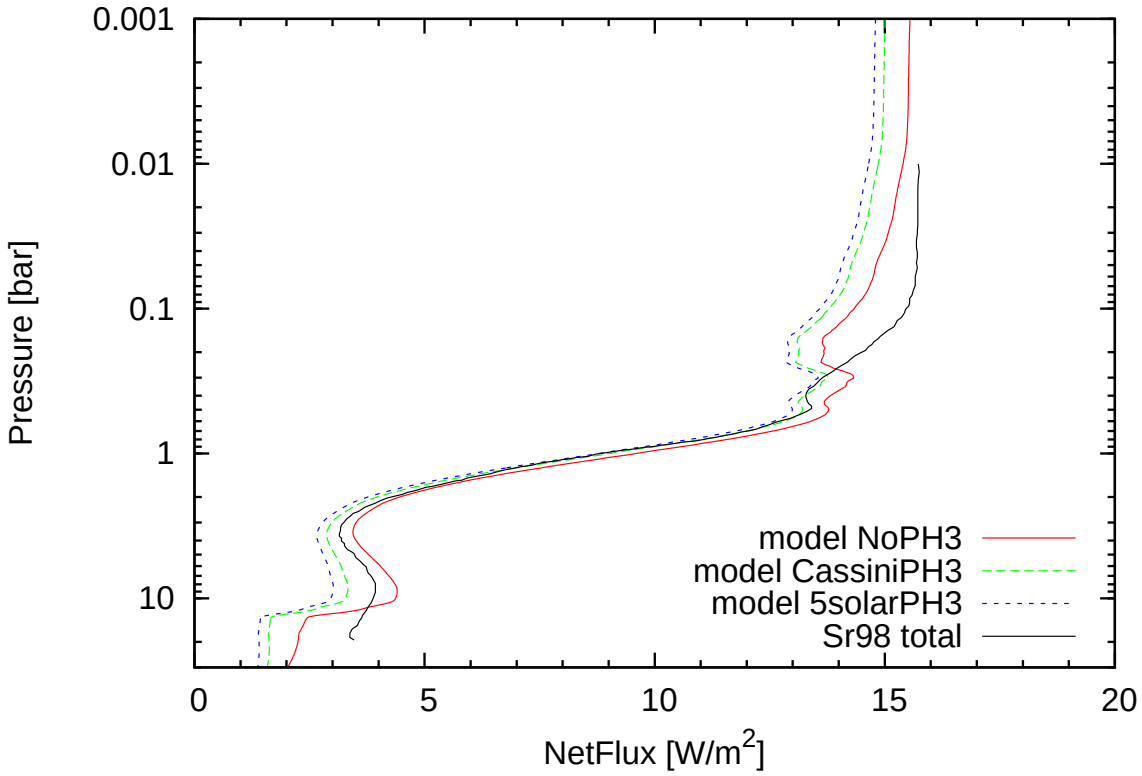

図 3.8　観測を元に推定された全熱フラックス (黒実線) と各 PH_3 比を仮定した場合のモデルフラックス (赤, 緑, 青)。

日射は太陽天頂角によって大きく変化するため、日射チャンネル B, E との比較は工夫を要する。ガリレオプローブが降下する一時間弱の間に、太陽天頂角は 66 – 90 °(すなわち日没) まで変化しており、それに従って日射フラックスも急速に弱まる。B および E チャンネルが観測した日射フラックスもこの影響を受けているため、特定の太陽天頂角での放射計算結果と単純比較することはできない。そこで、あらかじめ太陽天頂角を 66° か

ら 90° まで変化させた放射計算を複数行い、各モデルから太陽天頂角とフラックス分布を得る。そしてプローブ降下中の太陽天頂角と高度の対応関係 (Sromovsky *et al.*, 1998 の figure 22, 図 3.9) を元に、各高度における日射フラックスを求めた。その結果を図 3.10, 図 3.11 に示す。

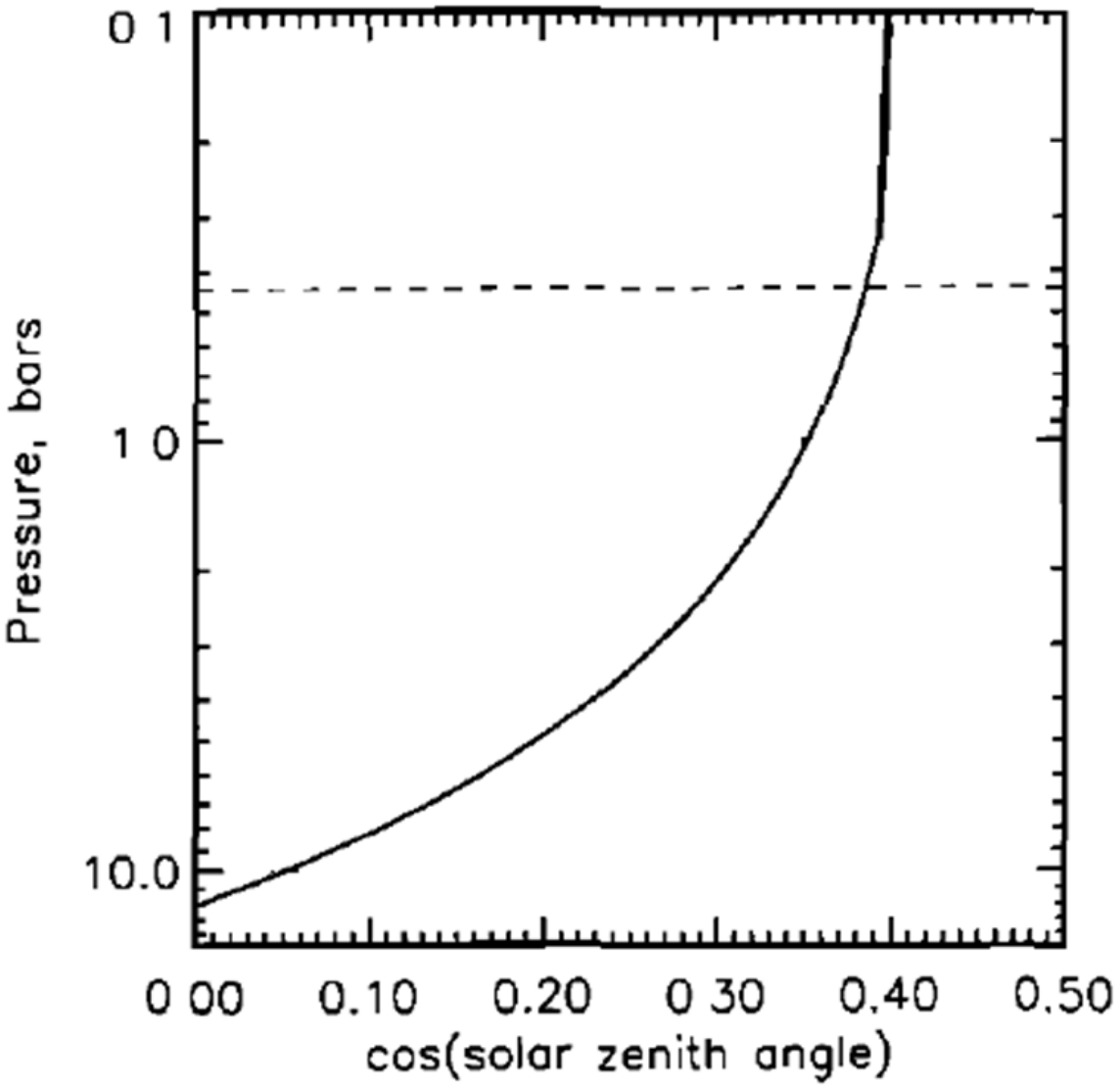

図 3.9　ガリレオプローブ降下中の高度と太陽天頂角の関係。破線は観測開始高度。Sromovsky *et al.* (1998) より。

全ての日射を含んだチャンネル B では、モデル計算結果は観測フラックスと概ね一致している。一方で、波長 0.6 μm 以上の日射のみを計測したチャンネル E では、大気深部でモデル計算値が実測値よりも絶対値が大きい。これは実際の大気では、モデル大気よりも強く日射が消散されていることを示す。同様の解析をした Sromovsky *et al.* (1998)

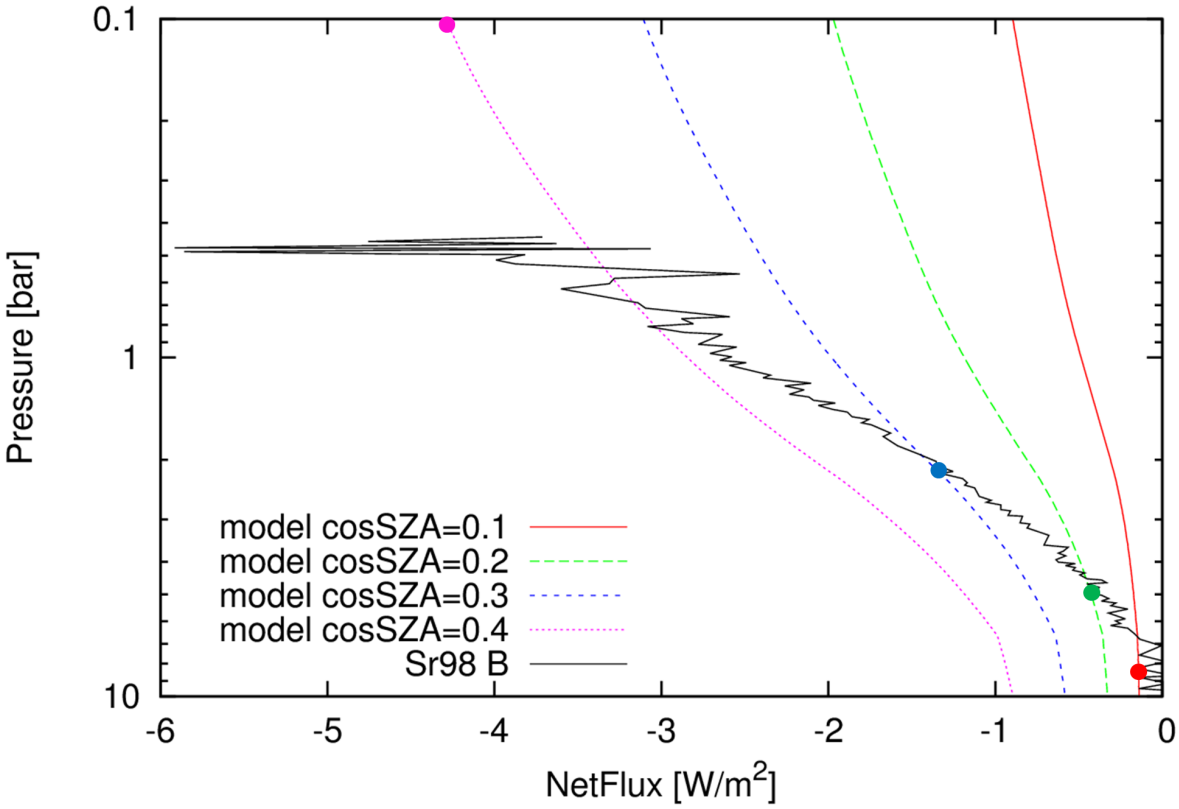

図 3.10　B チャンネルにおける観測フラックス (黒) と日射天頂角の余弦を 0.1 (赤), 0.2 (緑), 0.3 (青), 0.4 (マゼンタ) とした場合のモデルフラックス。モデルフラックス上の色付きの点は、その太陽天頂角に対応するガリレオプローブの高度を表す。

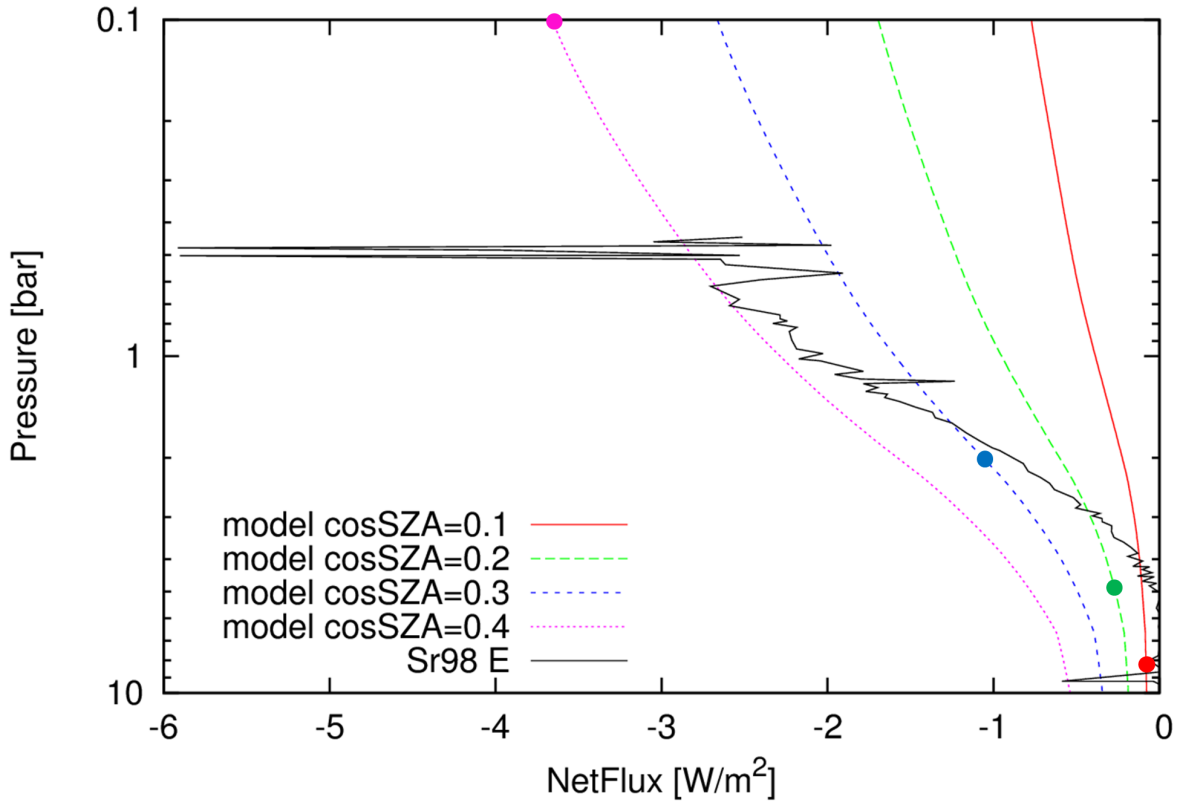

図 3.11　E チャンネルにおける観測フラックス (黒) と日射天頂角の余弦を 0.1 (赤), 0.2 (緑), 0.3 (青), 0.4 (マゼンタ) とした場合のモデルフラックス。モデルフラックス上の色付きの点は、その太陽天頂角に対応するガリレオプローブの高度を表す。

は、強い日射の減衰が引き起こされる原因として “Red absorber” という可視光のうち長波長成分を強く吸収する吸収体がこの高度に分布することを仮定している。このような吸収をもたらす物質がなんであるかは現時点でも不明である。前章で触れた着色物質は、短波長側を強く吸収する性質を持つため、 Red absorber の候補としては考えにくい。

観測開始高度 (0.45 bar 付近) あるいは大気深部 (15 bar 以深) などで観測値が大きく変化している点については、いくつかの原因が提起されている。まず観測開始高度付近では、プローブ自体の熱放射や回転に加え、落下地点直下の大気構造と落下地点周辺の大気構造が非一様であり、周囲の雲などからの影響を受けていた可能性が示唆されている (Sromovsky *et al.*, 1998)。また大気深部では、光学的深さが大きくなるにつれて日射が減衰して相対誤差が大きくなるとされている。観測自体は 30 bar 付近まで行われているが、データ解析の信頼性から 14 bar 以降については議論に適さないとみられる (Sromovsky *et al.*, 1998)。

惑星放射の場合と同様に、Sromovsky *et al.* (1998) は全日射フラックスの推定も行っている[*1] 。これと本研究のモデル計算を比較したのが図 3.12 である。Sromovsky *et al.* (1998) には Red absorber による大気深部でのわずかな日射吸収が加味されていることを除けば、プロファイルは概ね一致している。

3.3 放射冷却率プロファイルの比較

放射冷却率は、正味上向き放射フラックス F の発散から求めることができる (式 3.2)。

$$-\left(\frac{dT}{dt}\right)_c = \frac{1}{\rho C_p}\frac{dF}{dz} = \frac{g}{C_p}\frac{dF}{dp} \tag{3.2}$$

ここで $-\left(\frac{dT}{dt}\right)_c$ は放射過程による大気の冷却速度、ρ, C_p はそれぞれ大気の密度および単位質量あたりの定圧比熱、g は重力加速度、z は高度を表す。第二の等式には静水圧平衡の関係を用い変形を施した。

図 3.13 に惑星放射フラックスによる放射冷却率のモデル計算プロファイルと Sromovsky *et al.* (1998) による推定プロファイルを示す。横軸は放射冷却率の逆の符号を取った放射加熱率としていることに注意されたい。大気からの熱放射の射出は冷却の効果を持つが、一部の波長や高度では再吸収がおこり加熱が生じている。本研究で求めたプロファイルは、0.2 bar より上空の成層圏および 0.5 bar より下層の対流圏では、冷却が卓越している。それに対し Sromovsky *et al.* (1998) の解析ではそれぞれ 0.15 bar 付近と

[*1] Sromovsky らはこのフラックスプロファイルを太陽日射角 68.6 ° に固定した場合のものであるとキャプションに記載しているが、本モデルにてその日射角を与えた場合のモデルフラックスとは大きく異なっていることから、これはキャプションの誤記であると推測される。

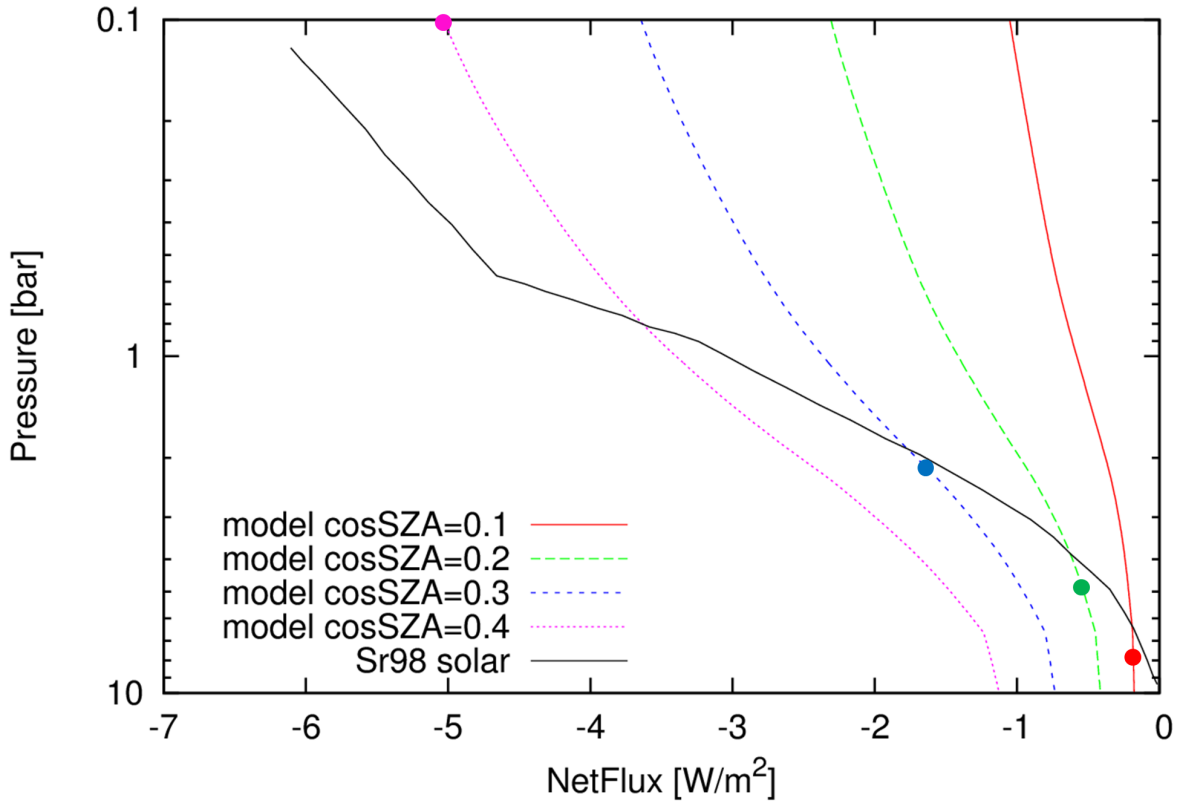

図 3.12　観測を元に推定された全日射フラックスと日射天頂角の余弦を 0.1 (赤), 0.2 (緑), 0.3 (青), 0.4 (マゼンタ) とした場合のモデルフラックス。モデルフラックス上の色付きの点は、その太陽天頂角に対応するガリレオプローブの高度を表す。

0.9 bar 付近に極大を持つ二つの冷却率ピークが見られる。このうち上部のピークについては放射計のデータは無く、 Sromovksy *et al.* (1998) の解析モデルに依存するものであり、彼らも 0.4 bar より上空での解析結果の信頼性は保証していない。我々のモデルではこれに対応するピークは見られないが、気温の与え方の違いが表れているものと思われる。一方の下部のピークは、我々のモデルで得られている 0.9 bar 付近のピークにほぼ一致している。次章で示すように惑星放射は主に NH_3 ガスと H_2 ガスが担っているが、GPES のように極端に NH_3 ガスが少ない大気では、H_2 ガスのみが冷却を担うことになるため、本モデルと Sromovsky *et al.* (1998) での解析は同様の結果となっているものと推測される。

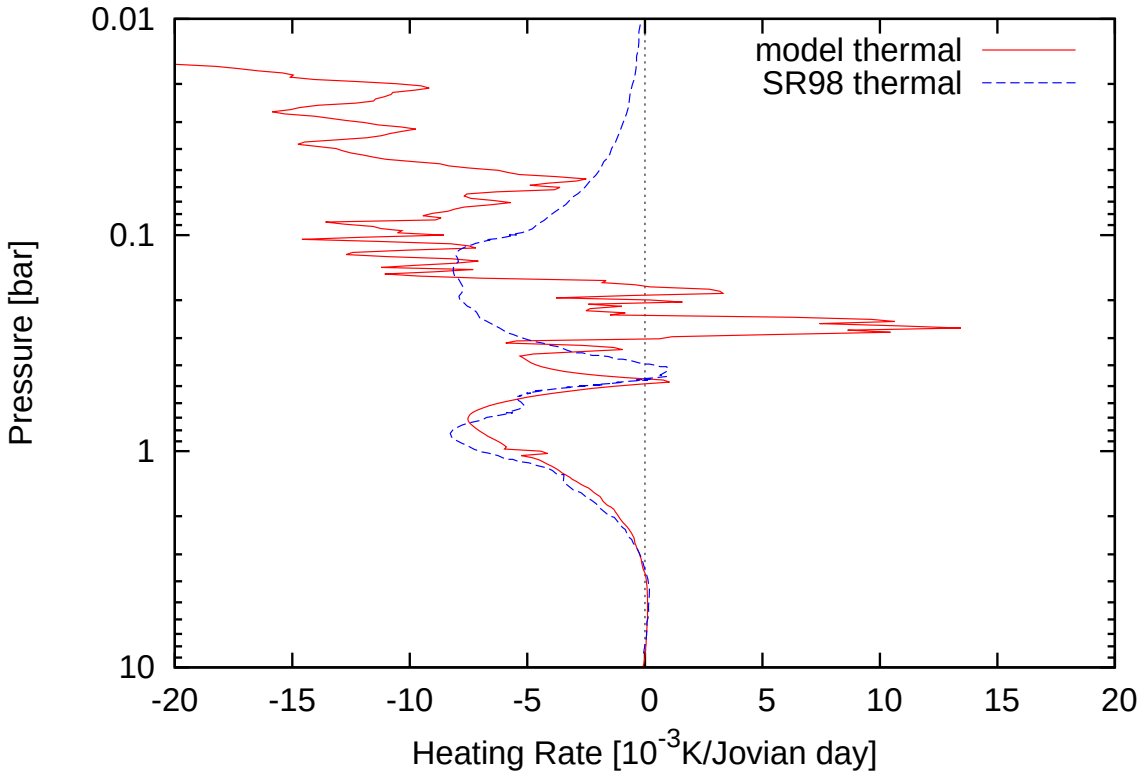

図 3.13 Sromovsky *et al.* (1998) において推定された惑星放射による放射加熱率 (青破線) と本モデルから求めた放射加熱率 (赤実線)。

図 3.14 は全日射フラックスによる放射加熱率プロファイルである。太陽放射の吸収は大気加熱をもたらす。モデル計算では、大気上部で強い加熱が生じ、下部に向かうにつれて徐々に弱まる。これに対して Sromovsky *et al.* (1998) の解析では、大気上部の加熱がほとんど無く、対流圏の 0.6–0.7 bar 付近に強いピークを持つ加熱プロファイルとなっている。ガリレオプローブによる観測では 0.45 bar より上のフラックスプロファイルの

データが得られていないことから、この結果は解析モデルに強く依存していると考えられる。しかし解析モデルの詳細な記述が無いため、我々のモデルとなぜこのような違いが見られるのかは不明である。Sromovsky *et al.* (1998) の解析で見られる対流圏での加熱について、彼らは短波長における NH_3 ガス吸収が十分に考慮されていなかったことが原因ではないかと推測しているが、我々のモデルを用いた予備的な計算によれば、短波長での NH_3 ガス吸収を導入したとしても、GPES のように NH_3 ガスが乏しい環境ではほとんど加熱をもたらさない可能性がある。NH_3 ガスの凝結高度を考えると、この加熱ピークをもたらすフラックスの勾配は雲によるものである可能性があるが、次章で示す NH_3 雲の光学的寄与から類推すると、これだけの加熱をもたらすほど強い吸収体としてはたらくかは疑問である (5.3 参照)。ただし NH_3 雲高度付近に着色物質が存在していると考えれば、このような加熱をもたらすかもしれない。残念ながら、Sromovsky *et al.* (1998) の解析モデルにおける光学的厚さに対する散乱体と吸収体の寄与の詳細が不明なため、具体的な検討は困難である。また Red absorber については、比熱の大きい大気深部での吸収となるため加熱としてはあまり大きな影響はない。

3.4 GPES 大気放射場モデル計算のまとめ

以上の結果から、NFR が観測した GPES における放射フラックスプロファイルは、他の機器による同時観測から求められた気温・物質プロファイルを与えた放射計算により、その基本的な特徴が再現できることがわかる。不一致については、観測の誤差や検出限界以下の微量成分の分布の不確定性で説明できる範囲にある。つまり、我々が開発した放射モデルは、木星とその外界とのエネルギーのやり取りの主舞台である木星対流圏上部から成層圏下部にかけての放射過程を正しく追うことが可能である。次章以下ではこのモデルを応用して、木星大気の全球平均的な放射エネルギー収支について、特に雲対流、着色物質分布との関係に着目しつつ明らかにする。

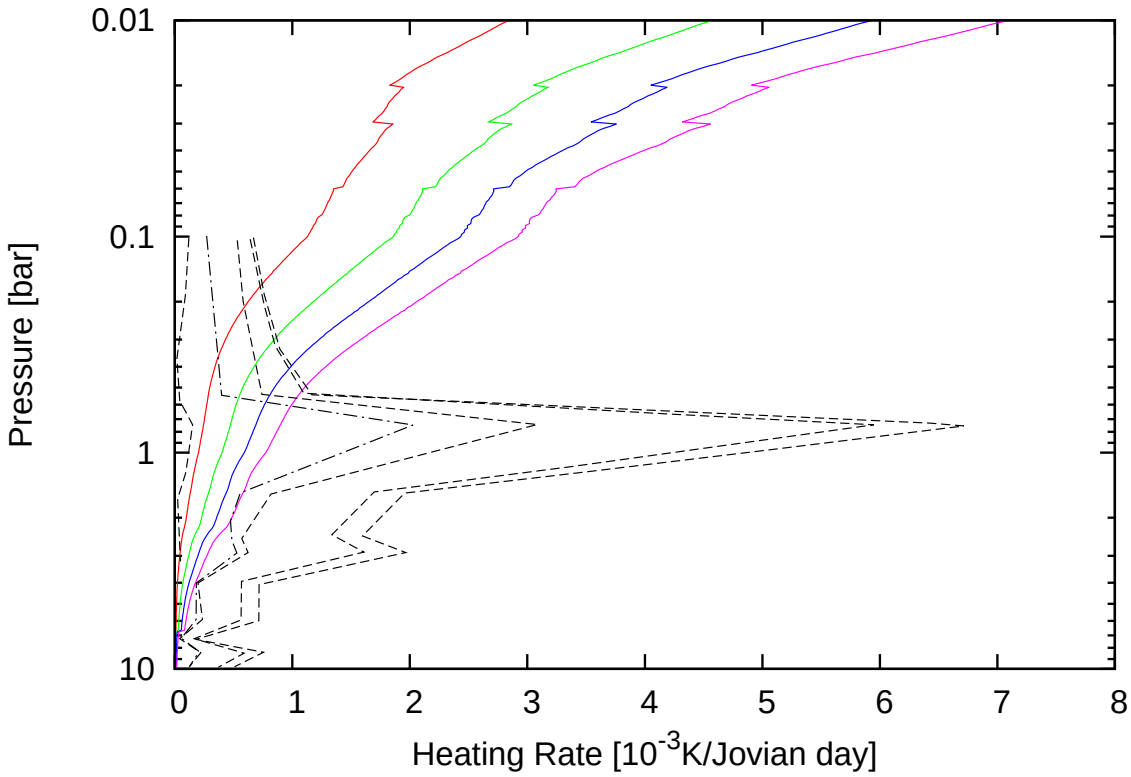

図 3.14　推定された全日射フラックスから求めた放射加熱率とモデルフラックスから求めた放射加熱率。各色実線は、それぞれの太陽天頂角の余弦を 0.1(赤), 0.2(緑), 0.3(青), 0.4(マゼンタ) とした場合の日射加熱率をあらわす。黒の破線は Sromovsky *et al.* (1998) で示された太陽天頂角 8.5, 30, 60, 86° での日射加熱率である。また黒の鎖線は、一日平均の太陽天頂角 (68.6 °) を仮定した場合の日射加熱率である。

第 4 章

木星全球平均大気モデルの構築

前章では、GPES における温度と物質を再現した大気モデルを用いて放射計算をおこない、観測データおよびその解析結果との比較を行った。本章では木星における全球平均的な大気放射場を推定する。

4.1 大気モデルの構築方針

木星の大気構造に関する観測的情報が極めて限られていることは第一章で述べたとおりである。そこで本研究では、木星の全球惑星放射 (熱放射)、反射スペクトルを主な制約に、また木星大気の構造に関する観測的・理論的知見を加味した全球平均的な放射対流平衡大気モデルを構築する。

具体的な手順としては、まず基準となる物質分布と温度を定めたうえで放射対流平衡計算を行い、スペクトルを得る。全球平均的な大気放射場を持つ大気構造を得るには、放射計算から得られるスペクトルが全球平均的なスペクトル特徴を満たしている必要がある。そこで、基準となる物質分布から、特にスペクトルに強く寄与する不確定要素を選び、観測スペクトルに対してモデルスペクトルが最適化されるように、それらの分布を調整する。こうして得られる全球スペクトルを最もよく説明するモデルを、以下では標準大気モデルと呼ぶことにする。

4.2 基準となる物質分布

4.2.1 気体

図 4.1 に、仮定した基本的なガス混合比プロファイルを示す。全球平均的な気体分布を与えるため、本モデルでは Irwin (2009) で示された木星深層のバルク組成に基づき、大気深部における各重元素化合物の体積混合比を与えた (表 4.2)。この組成はガリレオプロー

ブに搭載された質量分析計 (GPMS) による深部大気における重元素量観測解析 (Wong *et al.*, 2004) を中心とした各種観測結果を元に推定されたものであり、木星の大気深部の組成として現時点で最も広く受け入れられている。ただし、プローブ観測では H_2O 混合比は下限値しか求められておらず、他の重元素化合物の混合比からの類推により、平均的にはより H_2O 混合比は高いと予想される。そこで本モデルでは CH_4 の混合比を参照し、太陽組成に対して C と同じ割合で O の濃度が上昇していることを仮定して、太陽組成から求まる H_2O 混合比 (全ての O が H_2O を生成すると仮定) の 5 倍を大気深部での混合比とした。なお太陽組成比は Irwin (2009) の table 2.2b に記載されたものを参照している。

気体分子のうち、非凝結性成分の He と CH_4 については観測に合うように鉛直一様に分布させる。He の体積混合比は 0.135 で、CH_4 比は 2.0×10^{-3} である。凝結性成分である NH_3, H_2S, H_2O は凝結高度より上で飽和蒸気圧により混合比が制約される。各凝結性成分の飽和蒸気圧 $p_{\rm sat}$ はクラウジウス-クラペイロンの式を用いて以下のように計算される。

$$\log p_{\rm sat} = A - \frac{B}{T} \tag{4.1}$$

ここで A, B は定数である。定数 B は 1 mol あたりの凝結潜熱 L と $B = L/R$ の関係にある。ここで R は気体定数である。各化合物に適用した定数および潜熱を表 4.1 に示す。NH_3 と H_2S は化学結合により NH_4SH を形成するため、平衡式 (3.1) を用いて平衡蒸気圧を計算する。

表 4.1 クラウジウス-クラペイロンの式における定数 (Irwin 2009, table4.5)

分子種	$A_{\rm ice}$	$B_{\rm ice}$	$T_{\rm triple}$	$A_{\rm liq}$	$B_{\rm liq}$	L
NH_3	17.347	3930.6	195.45	11.901	2850.4	1.32e6
H_2O	17.477	6164.65	273.16	14.149	5257.2	2.27e6

(添え字 $_{\rm ice}$, $_{\rm liq}$ はそれぞれ固体と液体での定数、$T_{\rm triple}$ は三重点、L は潜熱である。)

前章では NH_3 混合比の分布があらかじめ与えられていたが、ここでは NH_3 分圧と H_2S 分圧の両方を未知数として解く必要がある。NH_3 と H_2S はそれぞれ分子一個ずつが化合することで NH_4SH が形成されることを加味することで、温度 T のときの NH_4SH 形成量を決めることができる。

凝結は温度逆転高度より上では起こらないため、凝結成分の混合比は凝結により最小値に達した高度より上空ではその最小値を維持するものとする。ただし NH_3 は光化学分解によって、上層大気にはほとんど存在しない。その具体的な分布量については制約が乏しいため、本モデルでは 0.01 bar で 10^{-10} まで混合比が低下するものと仮定し、0.1 bar

での濃度から対数補間している。なお、0.1 bar より上での NH_3 量はスペクトル観測による制約ができない程度の不透明度しか持たないため、ここでの量の不定性は放射計算にほとんど影響しない。

PH_3 は木星大気条件下では凝結しないが、前章同様に光解離による除去を考慮し 1 bar から 0.1 bar の間で 2.0×10^{-8} まで単調減少するものと仮定した。一方で、CH_4 に対する光解離は無視する。なぜなら、光解離による CH_4 の減少が見られるのは 1 mbar より上であり、本モデルの計算領域に含まれないためである。これに伴い、CH_4 の光解離から生成されると考えられている他の炭化水素についても、比較的存在量の多い C_2H_2 および C_2H_6 以外は無視する。C_2H_2 と C_2H_6 は、Zhang *et al.* (2013) の観測から推定された各緯度での鉛直分布を平均して与える。

表 4.2　標準大気モデルの深部大気ガス組成 (Irwin 2009, pp.40, table2.2b)

分子種	大気深部での体積混合率	鉛直分布の変化
He	0.135	一定
H_2O	3.9×10^{-3}	凝結
CH_4	2.0×10^{-3}	一定
NH_3	5.7×10^{-4}	凝結・光分解
H_2S	7.7×10^{-5}	凝結
PH_3	1.0×10^{-6}	光分解
H_2	1-(上記合計混合比)	一定

4.2.2　雲および着色物質

雲と着色物質は特に日射に対して重要な吸収・散乱体である。ここでは、それぞれについて基準分布として妥当と思われる鉛直分布を仮定を置く。

まず ECCM 雲水量を用いた場合を考える。 ECCM 雲水量分布を与えて計算したモデルスペクトル (図 4.2, 図 4.3) は観測スペクトルに比べて顕著に惑星放射が弱く、逆にアルベドは大きくなることがわかる。この結果は、ECCM が示した雲密度が現実の木星よりもかなり大きいことを表している。その原因は、ECCM が示した雲分布は気塊の断熱的な持ち上げで生じる凝結物が、各高度にとどまるという仮定を置いていることにある。現実の雲対流では凝結による雲粒形成、雲粒の成長、対流による輸送、重力落下 (降雨) といったプロセスが作用し、その結果として雲分布が決定されている。

そこで、本研究では図 4.4 に示す雲質量密度分布に比例する分布を用いた。この雲質量密度分布は、第一章で紹介した Sugiyama *et al.* (2014) による木星雲対流シミュレー

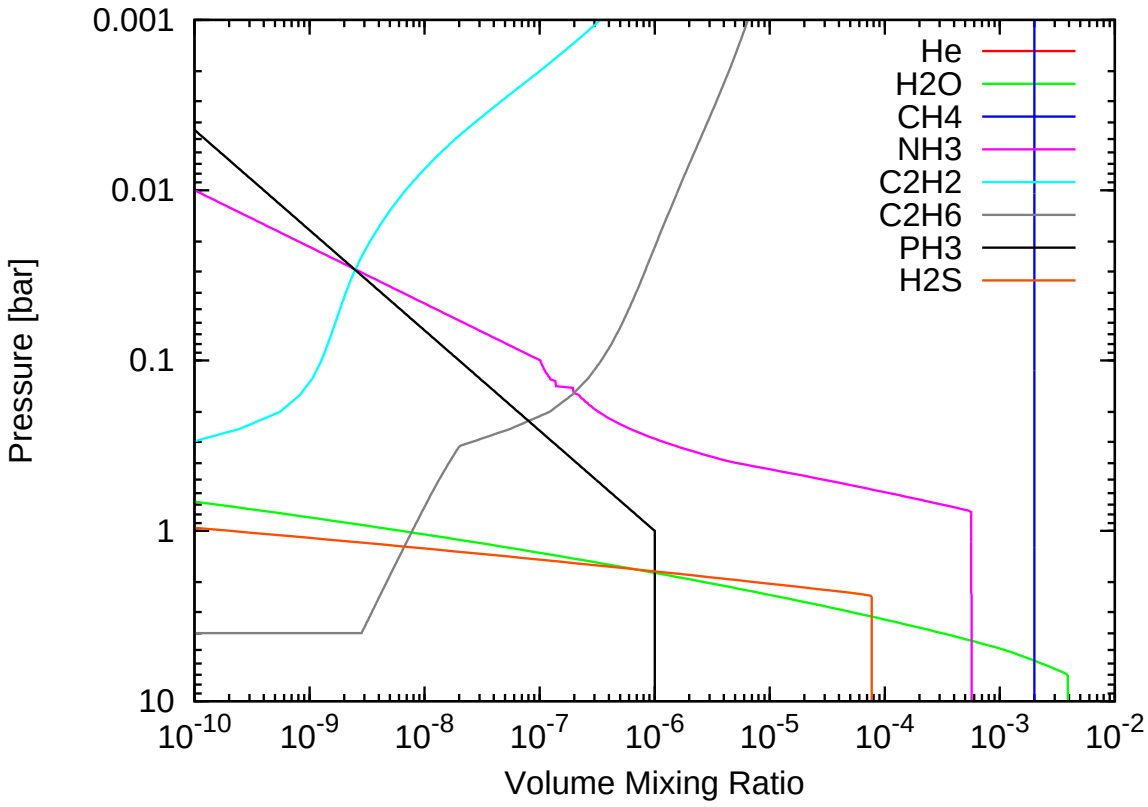

図 4.1　本モデルで用いたガス分布。

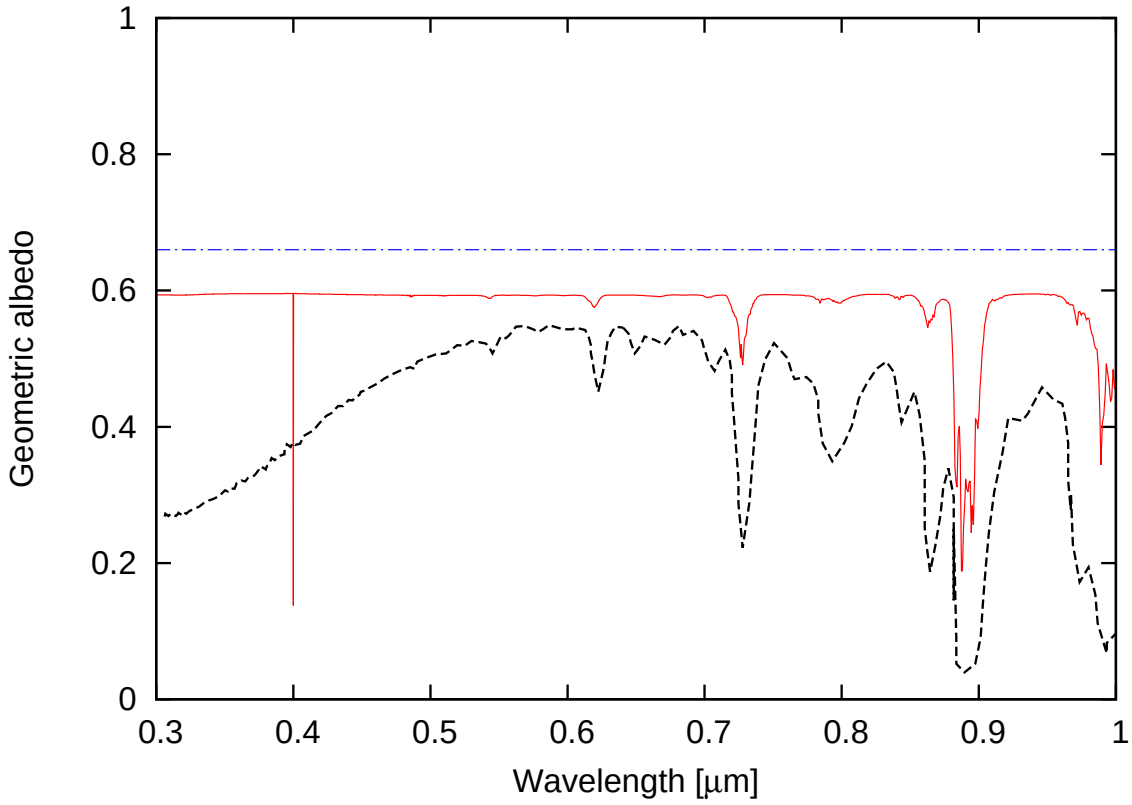

図 4.2　観測された日射アルベドスペクトル (黒破線) と ECCM の雲構造を用いて放射計算を行った場合のモデルスペクトル (赤実線) の比較。ここで示すモデルスペクトルは、大気構造として 4.6 節に示したものを用いつつ、その雲密度分布のみ図 1.3 で置き換えた場合に計算されたものである。なお 0.66 の鎖線は、 Lambert sphere を仮定した場合に解析的に求められる幾何アルベドである。

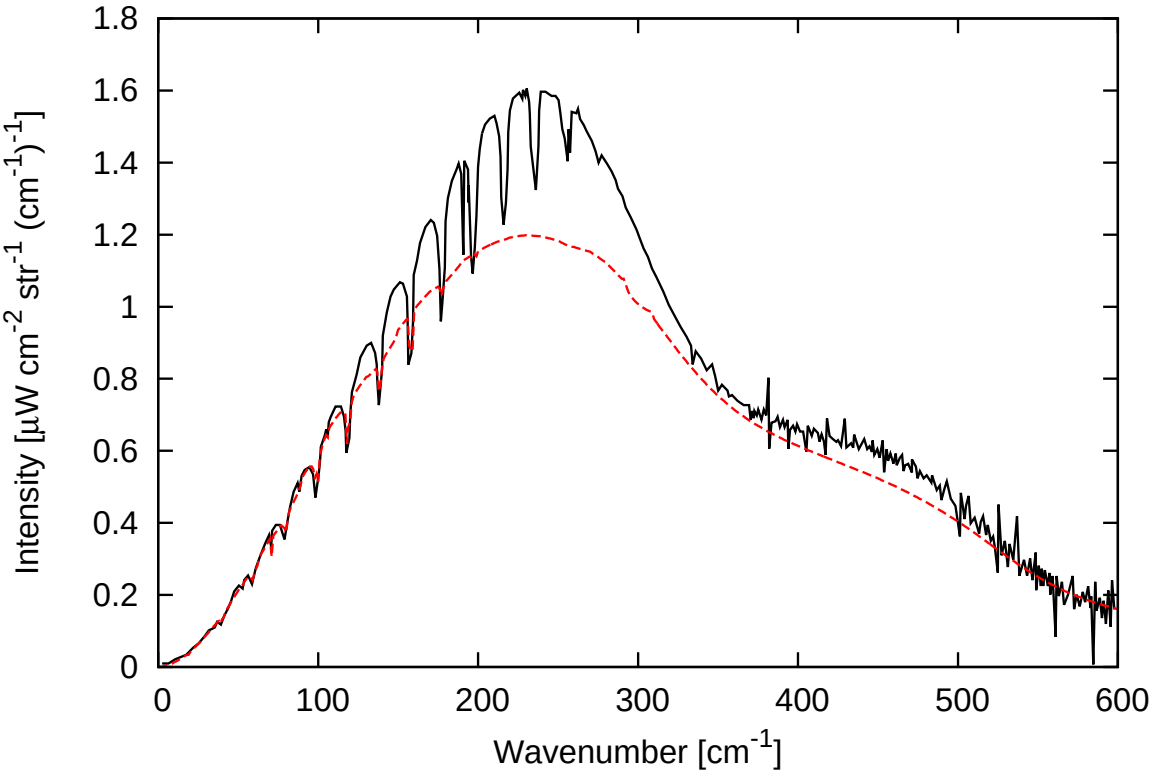

図 4.3　観測された惑星放射スペクトル (黒実線) と ECCM の雲構造を用いて放射計算を行った場合のモデルスペクトル (赤破線) の比較。モデル計算に用いた大気構造は図 4.2 と同様である。

ションから得られた分布に基づく。すでに述べたように、複数の凝結成分の雲微物理過程をそれぞれ考慮し、雲活動の長時間積分計算を行って、統計的な定常状態を求めた研究は Sugiyama *et al.* (2014) 以外にない。本モデルでは、雲対流シミュレーションで得られた雲構造の時間変化のうち雲対流周期の大部分を占める静穏期に着目し、それを時間および水平方向について平均したときの雲構造を、全球平均的な雲構造として与えた。

ただし本研究では、シミュレーションで得られた静穏期の平均雲密度に一部改変を加えた。まず、彼らのシミュレーションでは計算を効率化するために放射冷却率を意図的に現実の木星の 10 倍程度に強めており、それによって静穏期の雲密度は過剰に見積もられていると見られる。同時に、彼らの雲対流シミュレーションでは平均雲密度が放射冷却率に概ね比例することも示されている。この関係に基づき、我々は彼らの結果の 0.1 倍の雲密度を基準分布として用いることとする。次に、彼らのシミュレーションは雲対流が 0.1bar 付近まで到達すると仮定していた。しかし、本研究の放射対流平衡計算からは、対流圏界面高度がもっと下層に位置することが示される。したがって本モデルでは、放射平衡解における対流圏界面高度よりも上空の雲密度をゼロとして熱構造計算を繰り返す。すなわち、雲形成領域の上端を対流圏界面と仮定しそれより上の雲は取り除く。モデル化された雲質量密度は ECCM による推定の 1.0×10^{-3} – 1.0×10^{-5} 倍ほどであり、これは降雨と移流による雲粒の除去効果を反映している。

NH_3, NH_4SH, H_2O 雲の形成は、材料となる NH_3, H_2S, H_2O ガスの減少と連動する。しかし本モデルでは、ガス分布と雲分布は別個に設定するため、ガス量と雲形成量の整合性は厳密には担保されていないことに注意が必要である。また、ここで設定したのは雲の質量密度分布であり、雲粒のサイズ分布の与え方によって雲粒の数密度分布は変化する。なお具体的な分布量を決める雲密度の比例係数は、4.3 に示すアルベドスペクトルのフィッティングから決める。

続いて、着色物質の基本的な分布を示す。2 章で述べたように、着色物質は木星のアルベドスペクトルのうち可視から紫外にかけてのアルベド減少をもたらす物質であるが、その具体的な成分や組成、分布についてはほとんどわかっていない。最近、Carlson *et al.* (2016) は、木星環境下を想定した光化学実験により形成された物質を用いて、大赤斑のアルベドスペクトルが再現可能であることを示した。この物質は、木星成層圏にある C_2H_2 の光解離で形成された炭化水素により、NH_3 氷をコーティングしたものである。さらに Sromovsky *et al.* (2017) は、この物質の光学パラメータを用いて、大赤斑以外の各緯度帯のアルベドスペクトルも同様に再現可能であることを示した。そこで本モデルでは、彼らが示した着色物質の光学パラメータを導入する。

着色物質の分布については独自の設定を行う。Sromovsky *et al.* (2017) では、着色物質が雲層の直上に薄く貼りついた Creme brulee モデルとよばれる分布を仮定している。彼らがこのような分布を仮定したのは、他の分布だと各緯度のアルベドスペクトルをうま

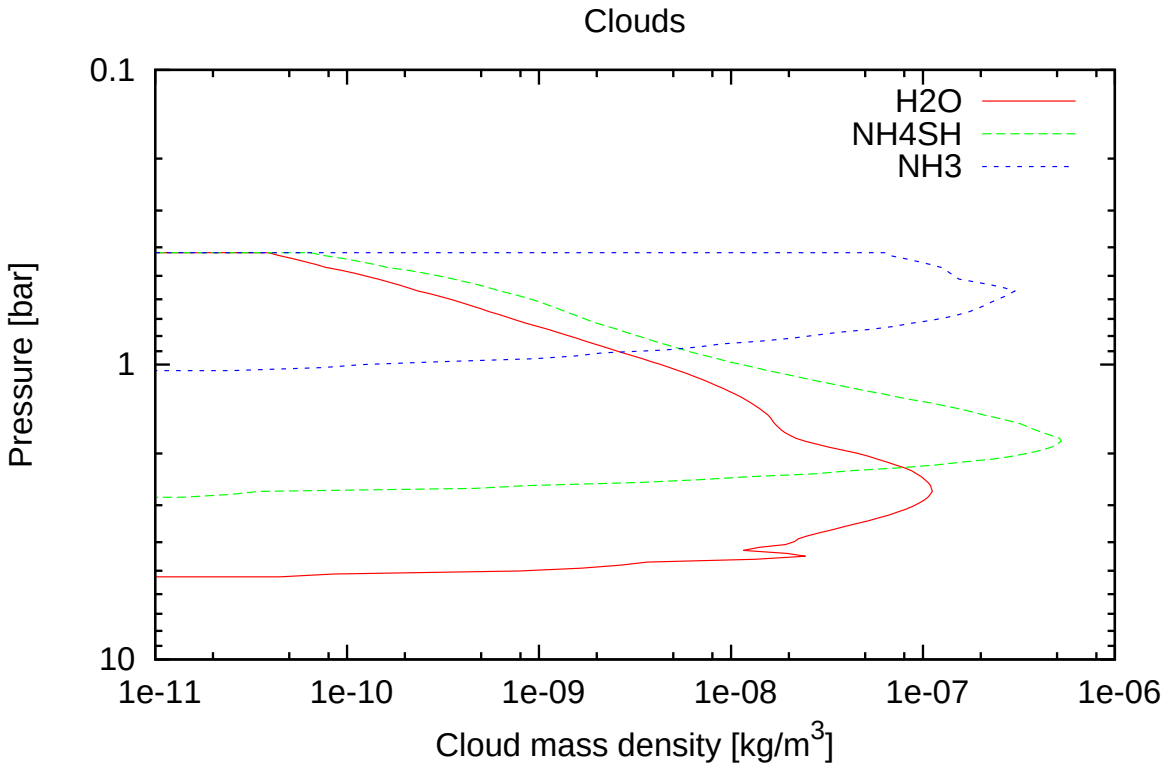

図 4.4　本モデルで用いた基準となる雲分布。

く再現できないためであるとしている。しかし、その根拠となる論文がまだ公開されていないため、その詳細は不明である。このような狭い領域で着色物質による日射吸収を仮定した場合、局所的に極めて強い加熱を引き起こし、不自然な温度構造をもたらすことが予想される。そこで本モデルでは、着色物質が NH_3 雲の質量密度に比例して分布していると仮定した (図 4.5, 図 4.6)。着色物質が雲層の上部に分布し、なおかつ NH_3 雲粒子をコーティングしたものであるとすれば、このような分布がもっともらしいと考えた。具体的な分布量を決める比例係数は、4.3 に示すアルベドスペクトルのフィッティングから決める。着色物質の粒径分布は、アルベドスペクトル解析 (Srovmosky *et al.*, 2017) によれば 0.1-0.3 μm 程度の有効粒径であると推定されている。これを参照し、本研究では 0.1 μm を有効粒径とするサイズ分布を仮定する。

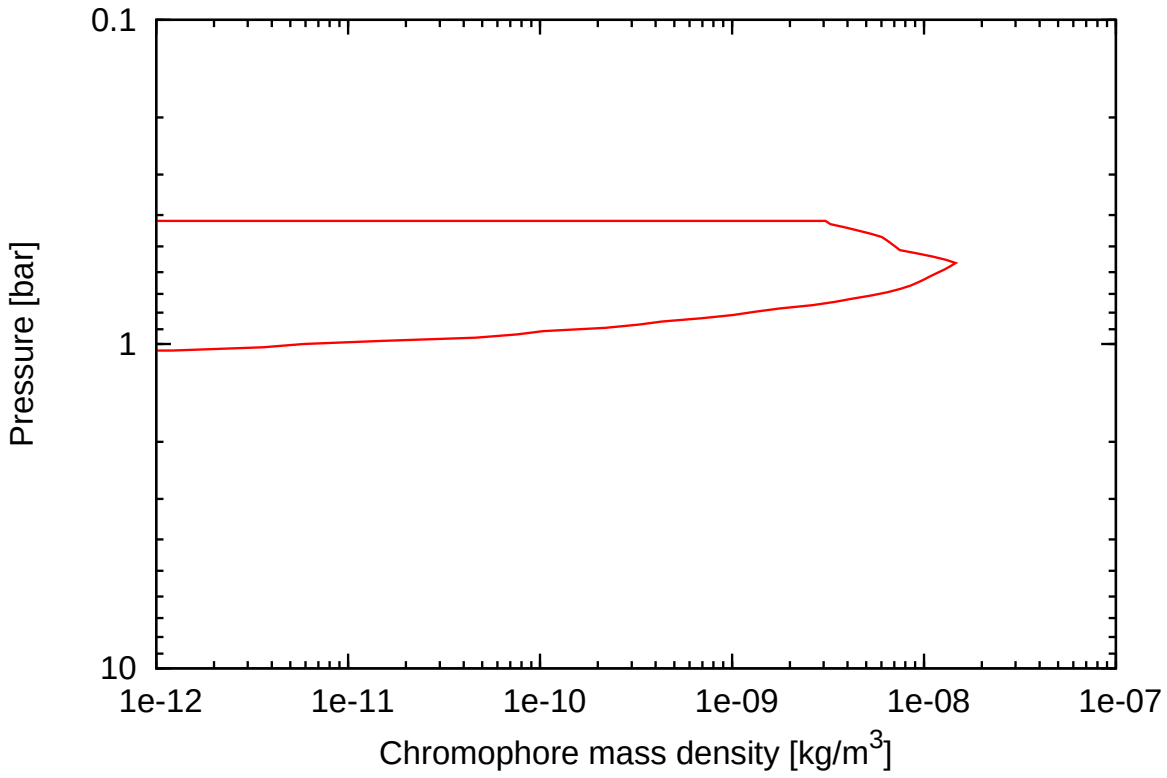

図 4.5　本モデルで用いた着色物質の質量密度分布。なお、これは着色物質による全光学的厚さが 10000 cm^{-1} において 0.06 となるよう調整した分布である。

4.2.3　成層圏ヘイズ分布

2 章でも触れたように、過去の観測から木星大気には雲とは別に成層圏においてヘイズ層があることが示唆されている。本モデルでは、3 章の GPES 大気モデル同様に Zhang

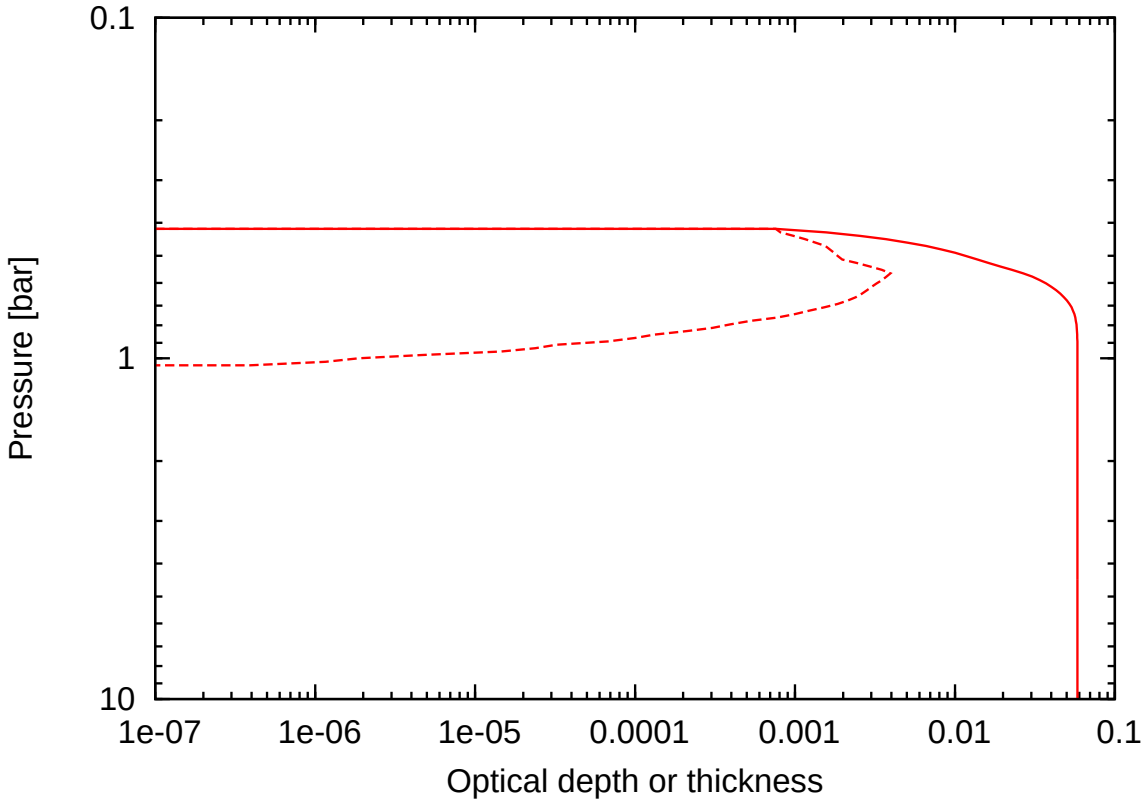

図 4.6　本モデルで用いた着色物質の 10000 cm^{-1} における不透明度分布。実線が大気上端からの着色物質による全光学的厚さ、破線が大気一層あたりの光学的厚さを示す。なお、これは着色物質による全光学的厚さが 10000 cm^{-1} において 0.06 となるよう調整した分布である。

et al. (2013) が示した成層圏ヘイズの光学パラメータおよび高度分布を導入する (図 4.7)。なお、本モデルでは簡単化のため低緯度ヘイズの分布のみを導入し、高緯度でのヘイズ分布および fractal aggregate の光学パラメータについては扱わない。

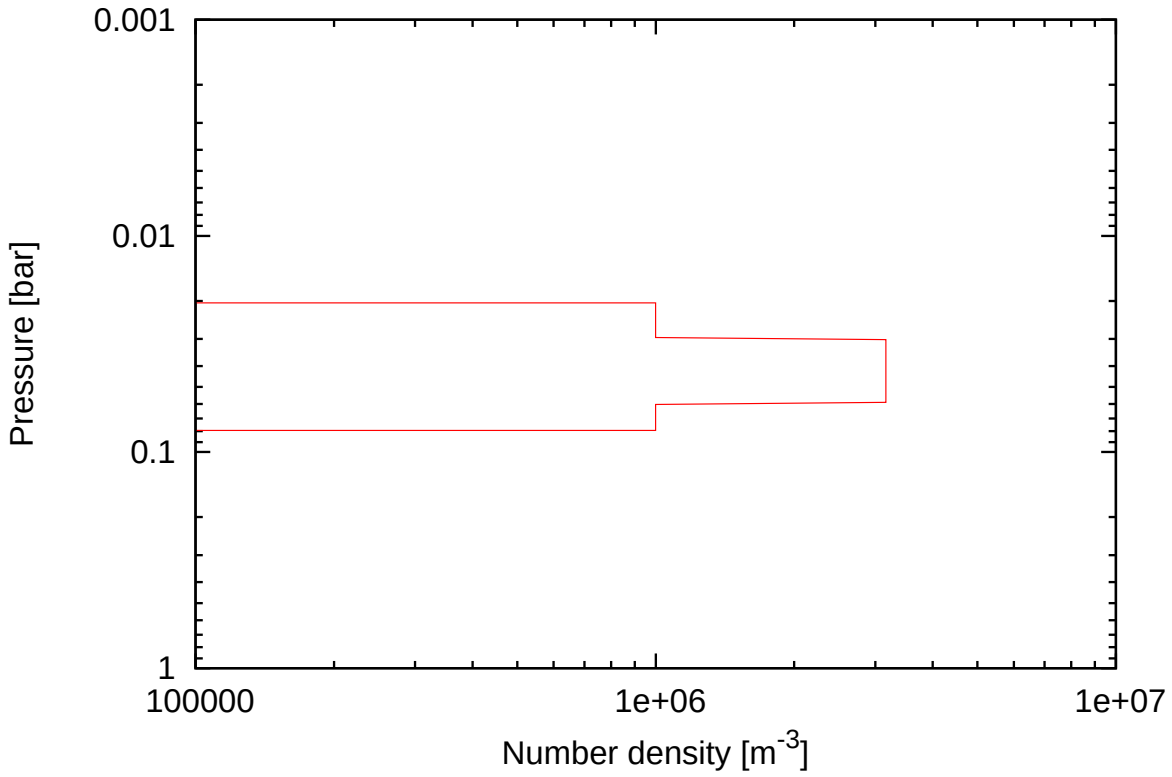

図 4.7　本モデルで用いた成層圏ヘイズ分布。図 3.2 と同一。

4.2.4　全粒子成分による光学的深さ分布

参考として、ここまでに挙げた全ての粒子成分による 10000 cm^{-1} での光学的深さを図 4.8 に示す。この図からは、成層圏ヘイズはほとんど不透明度をもっておらず、光学的深さが 1 になるのは $\mathrm{NH_3}$ 雲と着色物質が存在する雲頂付近であり、その大部分は $\mathrm{NH_3}$ 雲によるものであることがわかる。これに加えてガスによる吸収もあるため、全大気成分による光学的厚さはより上空で 1 に到達している。これは 10000 cm^{-1} での例であるが、短波長においてはおおむね同様の構造を持つ。このことから、太陽放射の伝達過程を考慮する上で雲頂の設定が重要であることがわかる。

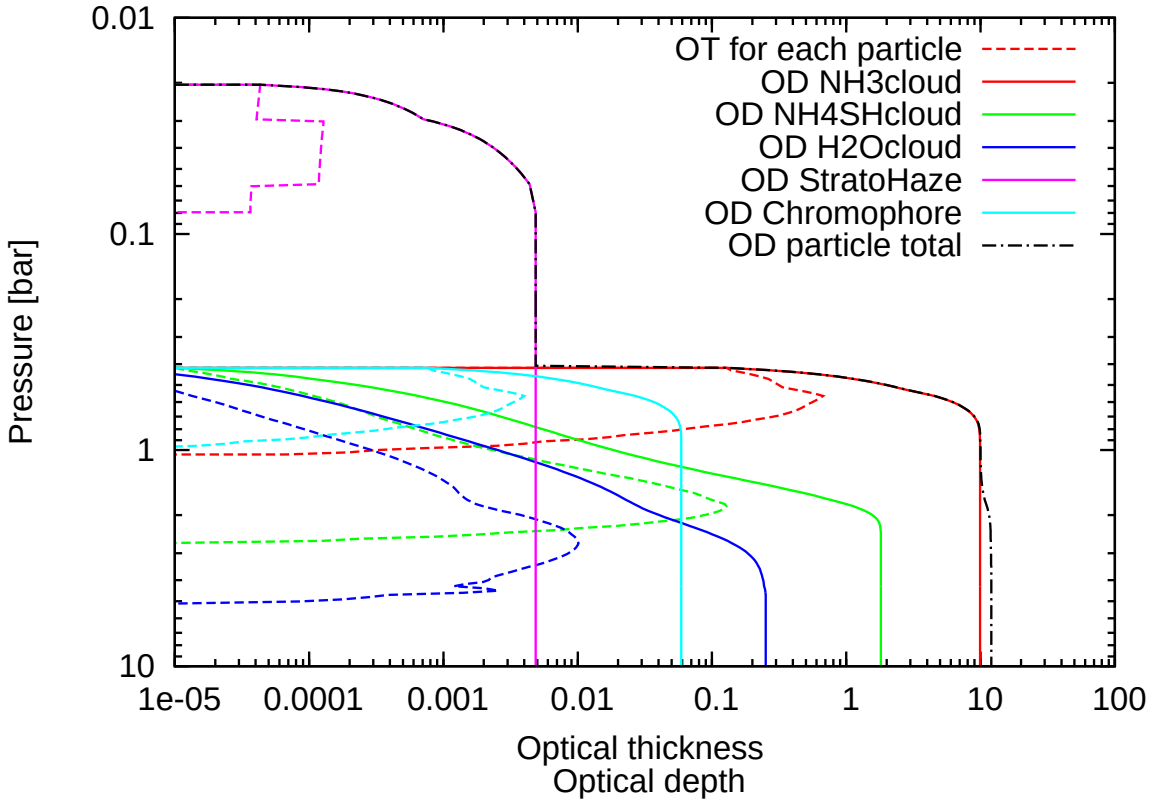

図 4.8　本モデルで用いた全ての粒子成分による 10000 cm^{-1} での光学的深さおよび大気各層の光学的厚さ。各色は粒子成分の種類をあらわし、実線はその成分の大気上端からの光学的深さ、破線は大気一層あたりの光学的厚さをあらわす。また黒の鎖線は全ての粒子成分による光学的深さである。

4.3 アルベドスペクトルに基づく物質分布の最適化

前節で述べたように、雲および着色物質の量を決める比例係数はアルベドスペクトルへのフィッティングにより定めた。これは、本モデルの大気構造が観測された全球平均的なスペクトルと最大限整合的な特徴を持つようにするためである。具体的には、雲分布および着色物質分布の基準分布をベースとして、雲密度の倍率、着色物質の 光学的厚さ、そして NH_3 雲の雲粒サイズ分布を適合パラメータとして、観測スペクトルを最もよく再現できる値を求める。

ガリレオプローブの Nephelometer 観測に基づく制約から、雲頂付近の粒子は有効粒径が 0.2 – 0.8 μm 程度と推定されている (Ragent *et al.*, 1998)。これを参照し、NH_3 雲の有効粒径には 0.25, 0.5, 0.75 μm とした 3 通りを与える。雲質量密度には、基準分布に加えて全高度で 3, 5, 7, 9 倍まで変化させる。各組み合わせについて放射計算を行い、得られたモデルスペクトルと観測された幾何アルベドスペクトルを、着色物質による影響がほとんど無い 2500–10000 cm^{-1} で比較したのが 図 4.9 である。ここでは他のパラメータは基準値に固定した。

これらのスペクトルを見ると、雲密度の上昇に伴ってアルベドが増加する様子がわかる。基準分布の場合はモデルアルベドが非常に小さいが、5 倍になるとほぼ全波数でモデルアルベドが観測アルベドを越える。くしの歯状の吸収特徴は CH_4 ガスの線吸収帯によるものだが、9000 cm^{-1} まではおおよそ観測値を説明できているのに対して、 10000 cm^{-1} では明らかに吸収が弱い。この波数での CH_4 ガスの吸収係数は他の波数に比べてわずかに小さいことから、モデルの雲頂高度が実際の木星に比べて高いために、ガス吸収が不十分となり高アルベドとなっているのかもしれない。

最適な雲密度倍率と NH_3 粒径を決定するため、以下のように各モデルスペクトルについて残差二乗和 SSR (Sum of squared residuals) を求めて評価する。

$$SSR = \sum_{\nu} ((A_{geo,\mathrm{obs}}(\nu') - A_{geo,\mathrm{model}}(\nu'))^2 \times W_{\mathrm{solar}}(\nu') \times \Delta\nu') \qquad (4.2)$$

ここで、$A_{geo,\mathrm{obs}}$ は観測された幾何アルベド、$A_{geo,\mathrm{model}}$ はモデル幾何アルベド、W_{solar} は重み、$\Delta\nu'$ は波数グリッド間隔をあらわす。ここでは日射の収支を正確に解くことが目的なので、各波数でのモデルと観測の幾何アルベド値の差分に、単位波数あたりの日射エネルギー量に基づいた重み W_{solar} を与えている (図 4.10)。また $A_{geo,\mathrm{obs}}$ は Spencer *et al.* (2004) の図から読み取ったため、波数方向グリッドの間隔 $\Delta\nu'$ が不等である点に注意する。

まず 4.2 式を 2500 – 10000cm^{-1} の範囲で計算し、雲密度倍率を評価した。各モデルの残差二乗和は、雲粒径が 0.25 μm および 0.5 μm の場合では倍率 3 で、0.75 μm では倍

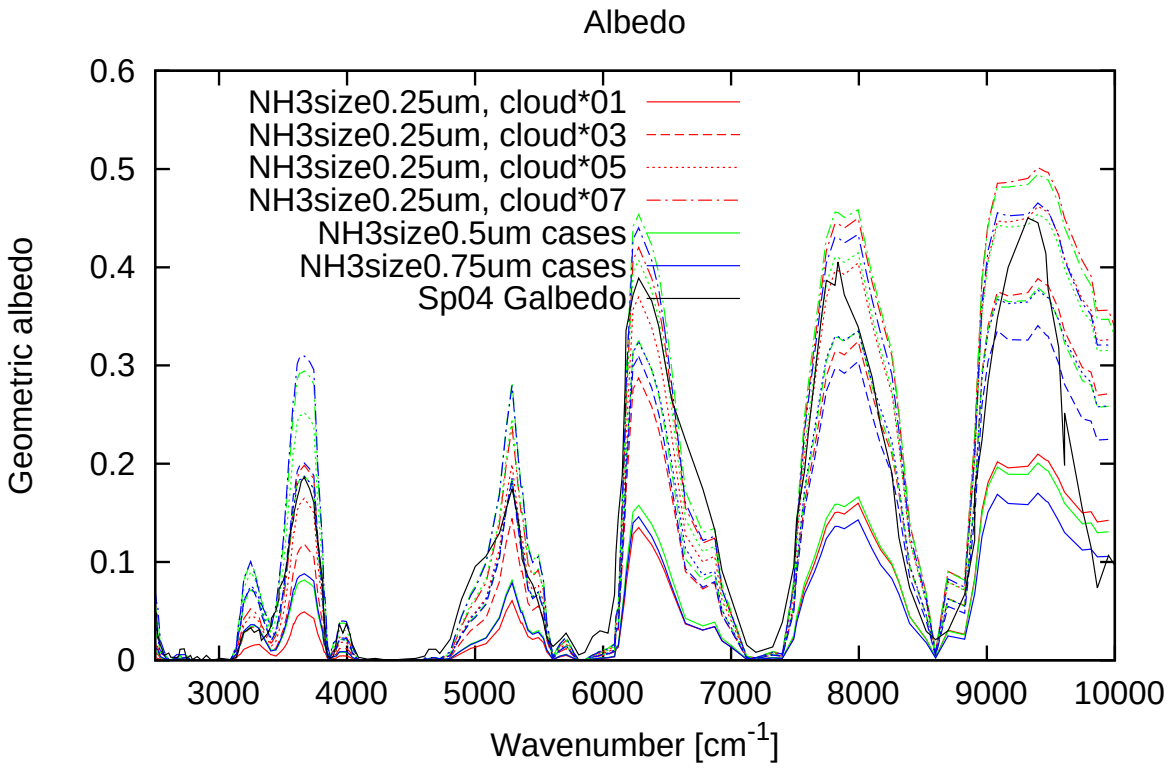

図 4.9　2500 – 10000cm^{-1} の観測アルベドスペクトル (黒実線) およびモデルアルベドスペクトル (各色線)。NH_3 雲粒子有効粒径毎 (赤 : 0.25 μm, 緑 : 0.5 μm, 青 : 0.75 μm,) に、雲密度を基本モデルの 1,3,5,7 倍にした場合 (実線, 破線, 点線, 鎖線) を抜粋して記載している。

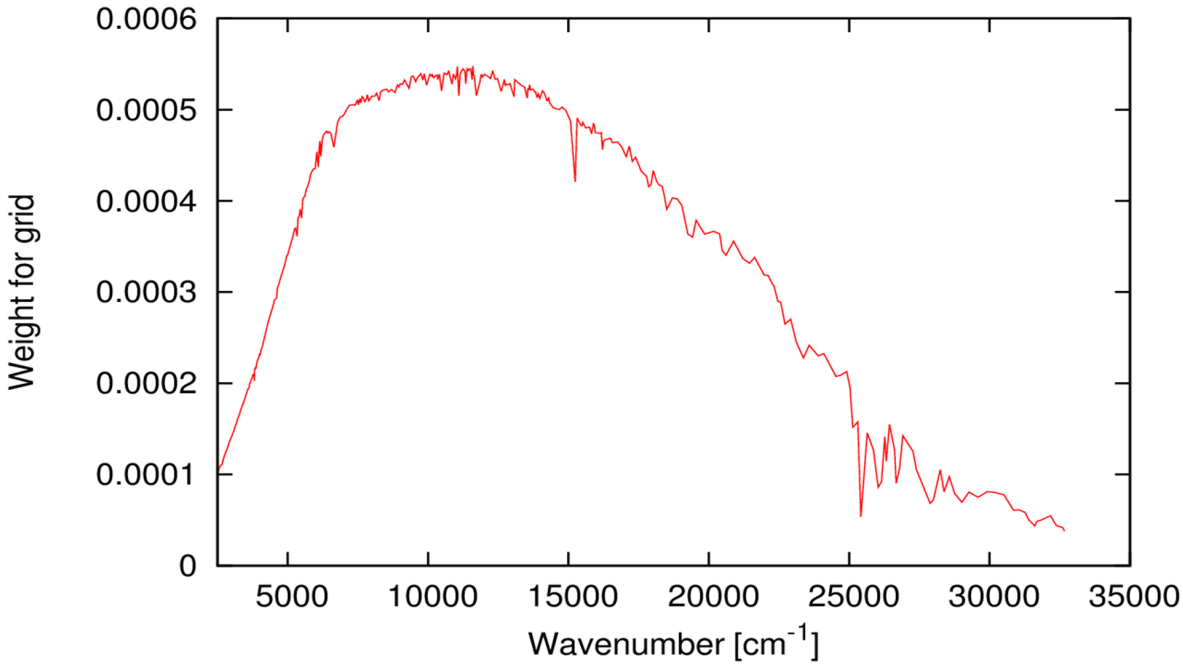

図 4.10　日射スペクトルに基づく単位波数あたりの重みづけ。

率 5 で最も値が小さくなる (図 4.11)。ただし粒径 0.75 μm においては倍率 3 でも残差二乗和はほとんど変わらない。同一の雲質量密度のままで粒子サイズを変化させた場合、粒子一つあたりの幾何断面積は粒子サイズ変化の 2 乗に比例するが、一方で粒子数密度は粒子サイズ変化の 3 乗に反比例するため、結果的に雲層全体の幾何断面積は粒子サイズに反比例する。それを踏まえると、粒子サイズを 0.25 μm と 0.75 μm に増加させると、全体の幾何断面積は 1/3 となり大幅に減少する。それにも関わらずいずれの粒子サイズ分布の場合でも雲密度倍率の最適値が同程度に保たれるのは、NH_3 雲粒子の光学特性の波数依存性が、幾何断面積の変化を相殺するためと考えられる。

また、一見するとスペクトル特徴の一致性は倍率 5 の方が高いように思われるが、倍率 3 でのモデルスペクトルにおける 10000 cm^{-1} の高アルベドと、他の波数のピークにおける低アルベドが相殺した結果、最小二乗和が小さくなったと考えられる。このことは、本モデルの雲分布の仮定の下では、個々のスペクトル特徴の一致と波数帯全体のエネルギー収支の一致が完全には両立できないことを意味する。以下では、波長積分した日射エネルギー収支の一致を重視し、標準大気モデルでは残差二乗和が最小となる倍率 3 を採用する。

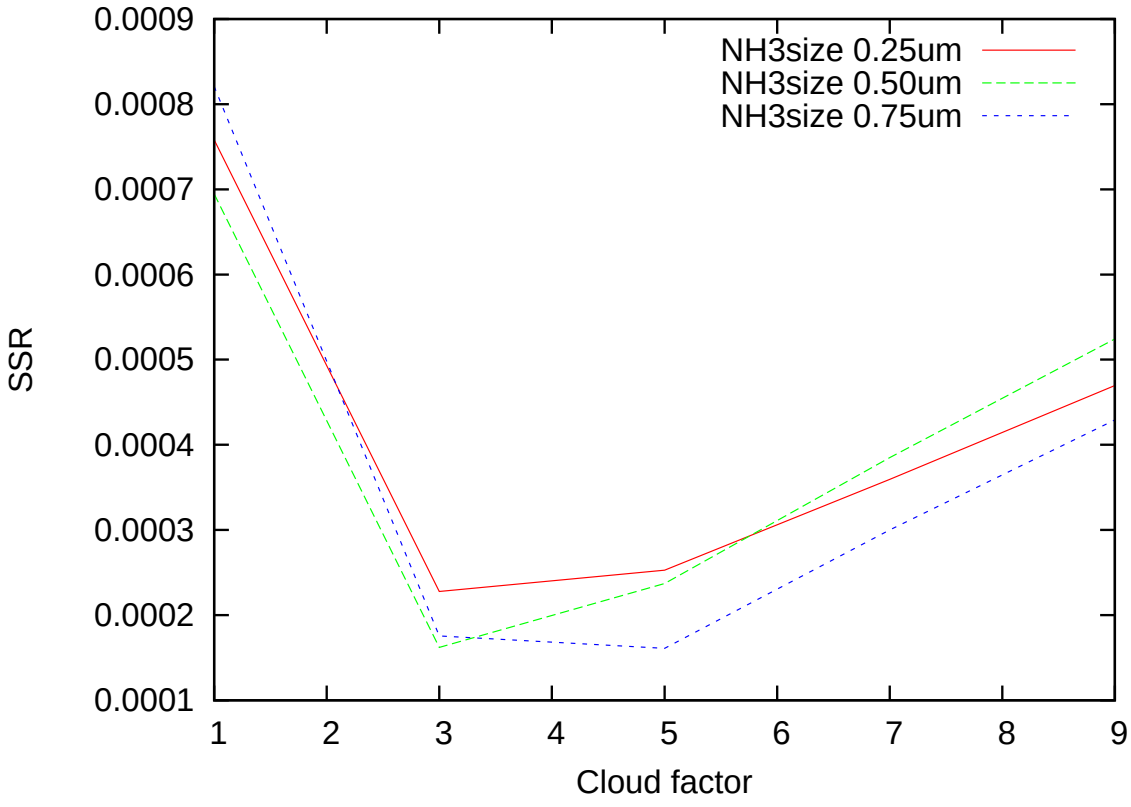

図 4.11　各雲モデルの残差二乗和。

続いて着色物質の光学的厚さの検討を行う。引き続き 3 通りの NH_3 雲粒径を仮定し、雲密度倍率 3 とした大気モデルに、着色物質の 10000 cm^{-1}(波長 1 μm) における光学的厚さをそれぞれ 0.015, 0.030, 0.045, 0.06, 0.12 とした場合のアルベドスペクトルを計算する。これらのモデルスペクトルと観測スペクトルを比較したのが 図 4.12 である。

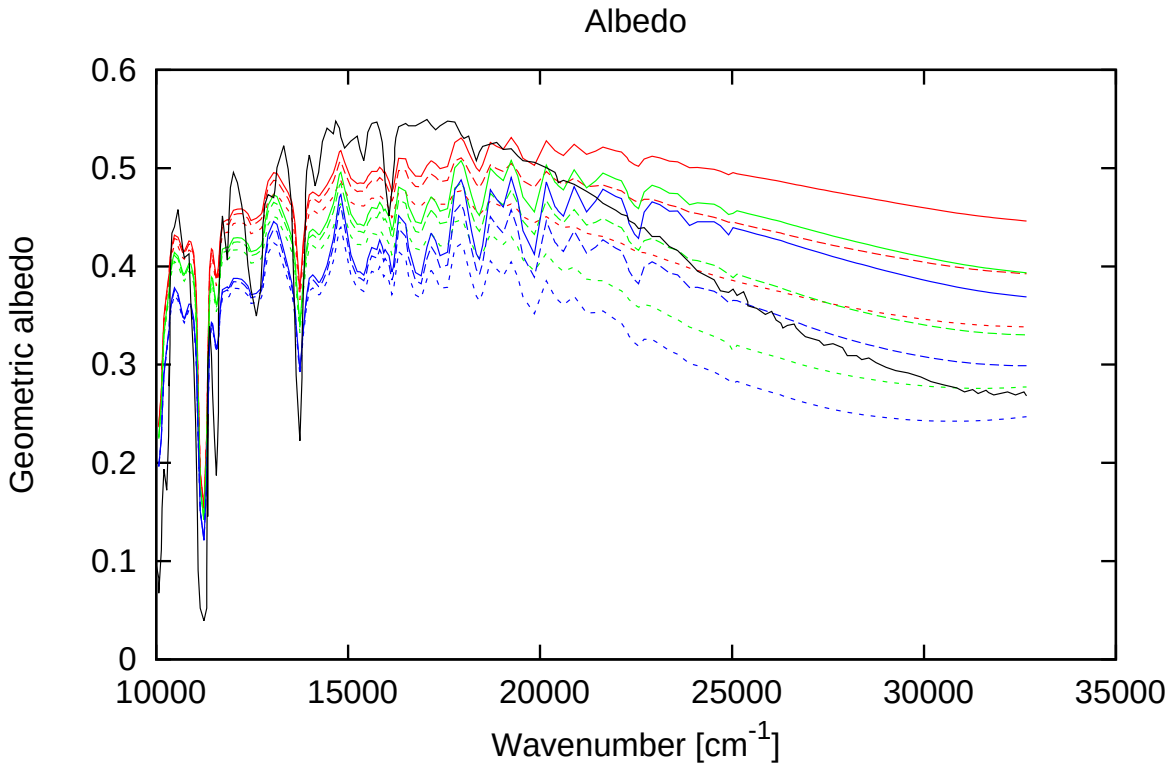

図 4.12　着色物質を加えた場合の 10000–35000 cm^{-1} のアルベドスペクトル。雲密度を基本モデルの 3 倍とし、NH_3 雲粒子有効粒径毎 (赤 : 0.25 μm, 緑 : 0.5 μm, 青 : 0.75 μm,) に着色物質の光学的厚さを 0.03 (実線), 0.06 (破線), 0.12 (点線) にした場合を抜粋して記載している。

この図からは、いずれのモデルスペクトルも観測スペクトルに見られる高波数側の負の傾斜を完全には再現できていないことがわかる。同様の光学特性を持つ着色物質を用いた Sromovsky *et al.* (2017) の解析では、概ね観測スペクトルを再現できている。本モデルとの違いは着色物質分布の仮定にある。先述のとおり、本モデルでは NH_3 雲の質量密度と比例するように着色物質の光学的厚さを与えているが、これにより Sromovsky らの解析モデルに比べて NH_3 雲のアルベドが強く効き、結果として着色物質によるアルベドの低減が弱まっている。着色物質によるアルベド変化が弱まっていることから、全体として低波数側と高波数側のアルベドのコントラストが低下している。10000–20000 cm^{-1} にかけては観測よりもモデルの方がアルベドが小さくなっており、逆にこれより高波数では

モデルの方がアルベドが高い。他方、Sromovsky *et al.* (2017) の着色物質分布には不自然さがあることは既に述べた。考え得る可能性としては、NH_3 雲粒そのものが着色物質に汚染されているか、現実の木星の着色物質の光学特性の波長依存性が室内実験で得られたものより一層強いことが挙げられる。着色物質が雲層より上に分布しており雲アルベドの影響をあまり受けない可能性も考えられるが、この場合、着色物質による日射吸収は対流圏ではなく成層圏で起きるようになり、下部成層圏がより加熱されることになる。この描像は 4.4.3 節で示すように惑星放射スペクトルから現実の下部成層圏の温度勾配が本モデルより小さいという予想とも一致するが、そのような分布を実現する物理過程は不明である。

4.2 式を 10000–35000 cm^{-1} の波数帯にかけて計算し、残差二乗和を用いて最適な着色物質の光学的厚さを評価したのが 図 4.13 である。この図からわかるように、雲粒径が小さいほど着色物質の光学的厚さが大きい場合に残差二乗和が最小値をとる。これは、粒径が小さいほどアルベドが大きくなるため、それを緩和するだけの着色物質が必要となるためである。またこの傾向は、日射の重みづけの影響 (図 4.10) も作用している。高波数でのアルベドの差は重みが小さいため、アルベドのずれに比して日射エネルギー変化への寄与は緩やかとなる。

雲密度の決定の場合と同様に、着色物質が寄与する高波数においても、アルベドスペクトルの形状の一致よりも考慮している波数領域全体のエネルギー収支の一致を優先し、着色物質の光学的厚さは 0.06 を最適値とする。なお、ここで示した着色物質の光学的厚さの値は Sromovsky *et al.* (2017) が推定した典型的な値とおおむね同程度である。

NH_3 雲粒径については、図 4.13 で最小の残差二乗和を示しているのが 0.5 μm の場合であることから、これを用いることとする。最適な雲密度倍率 3、着色物質光学的厚さ 0.06 の下で、NH_3 雲の有効粒径を 0.5 μm とした場合、太陽放射の強さで重みづけをした平均幾何アルベドは 0.336 となる。Spencer *et al.* (2004) で示された幾何アルベドスペクトル観測結果について同様の平均をとると 0.353 であり、両者の比は 0.95 となる。このことは、スペクトル特徴としては完全な一致には至っていないものの、太陽放射の吸収量全体としては全球平均的な特徴とおおむね一致していることを意味する。本研究の目的は個別のスペクトル特徴についてではなくエネルギー収支全体の議論であることから、この大気モデルを用いることは妥当である。

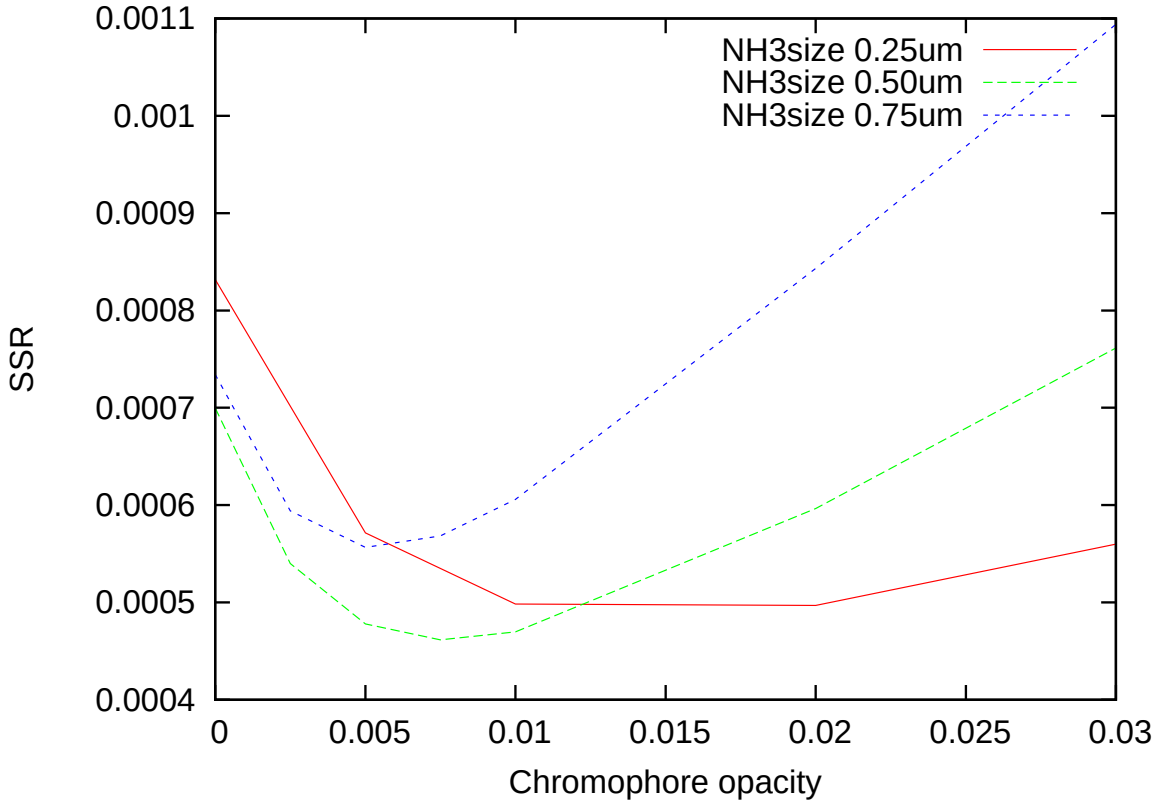

図 4.13　各着色物質モデルの残差二乗和。ただし、この図では着色物質の吸収のみによる光学的厚さを横軸に取っている。着色物質の吸収と散乱による全光学的厚さはこの約 6 倍となる。

4.4 放射対流平衡計算

4.4.1 温度分布決定の基本方針

本モデルにおいては、全球平均的な鉛直温度プロファイルは放射対流平衡状態により近似できるものと仮定し、平衡計算から温度分布を求める。放射対流平衡構造は、温度・物質分布の設定、放射伝達計算、その結果に基づく各層の一定時間後の気温変化を加えた温度・物質分布の再設定を、気温分布の変化が無くなるまで繰り返すことで得られる。温度分布の設定の際、重力不安定な層については、モデル大気の下端から H_2O の持ち上げ凝結高度の間では乾燥断熱減率に、持ち上げ凝結高度より上では湿潤断熱減率に従うように対流調節を施す。計算領域下端の温度は固定し、より深い大気が熱浴として機能することを仮定する。一方で、対流圏界面より上の安定成層領域では、温度分布は放射平衡で決まる。ここで、対流圏界面は温度極小点ではなく放射対流境界として定義する。

4.4.2 境界条件

下部境界の気温は、重元素化合物を除去した H_2-He 混合ガスを、乾燥断熱減率に沿って 1 bar に持ちあげたときの温度、すなわち温位で記述する。本モデルにおける温位は 166 K であり、これは 4.5 節で示すように惑星放射スペクトルへのフィッティングから決定した。また上部境界条件として木星公転軌道における日射を半分の強度 (昼夜平均) にしたものを与え、入射天頂角は 60° とする。この角度で入射させた場合、鉛直方向の日射フラックスは自転および緯度を考慮した太陽光入射の全球平均値と等しい値になる。

4.4.3 放射対流平衡構造

放射対流平衡計算の各ステップでは、放射伝達計算から求まった放射加熱・冷却率にタイムステップ (1.0×10^5sec) を掛けたものを大気層の温度に足し合わせることで次のステップの温度分布を得る。各ステップで生じた不安定層に対しては、対流が効率的に起こることを仮定し、対流調節を施す。またそれに応じて、凝結性成分の分布も再計算する。繰り返しの終了条件は、全ての対流安定層で放射冷却率の絶対値が 4.0×10^{-9} K/s 未満になったときとした。

図 4.14 では放射対流平衡解の温度構造を示す。0.4 bar よりも上空は対流安定な放射平衡状態にあり、より下層は対流平衡の状態にある。今後、前者の大気層を成層圏、後者の大気層を対流圏と呼ぶ。0.1 bar より上には温度逆転層があり、これは過去の観測から得られた温度分布と概ね一致している。10 mbar より上空での温度構造の観測値のふらつ

きは、大気波動による一時的なものと考えられている (e.g., Friedson *et al.*, 1999)。このずれは大気放射場にはほとんど影響しないため、以降は特に触れない。

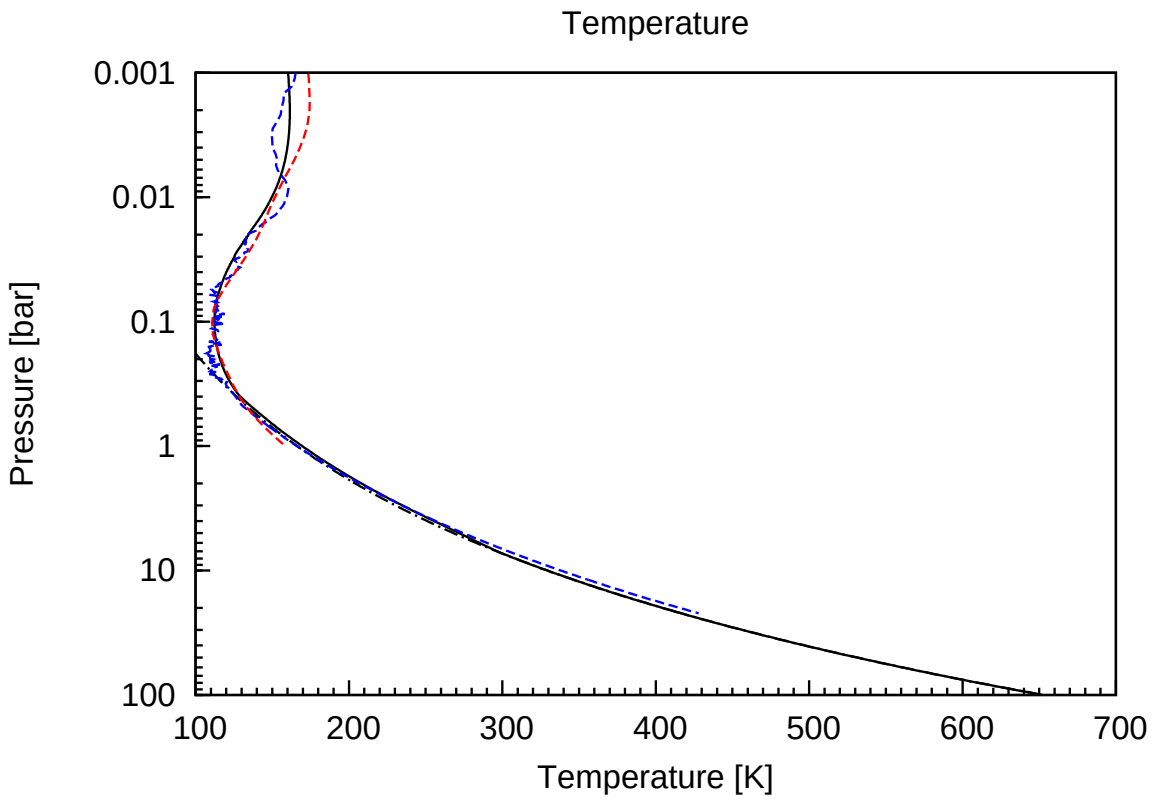

図 4.14　本モデルで用いた温度構造。これは基準温位として 166 K を仮定した放射対流平衡計算の結果として得られた温度構造である。下端温度に基づく乾燥断熱温度分布は鎖線で示している。また参考として、ガリレオプローブによるその場観測 (青, Seiff *et al.*, 1998) および惑星放射スペクトル解析に基づく推定 (赤, Pierel *et al.*, 2017) を併記した。

4.5　惑星放射スペクトルに基づく温度分布の最適化

温度分布は惑星放射スペクトルに大きな影響を与える。そこで平衡温度分布の基準となる 1 bar 面温度 (温位) をパラメータとし、木星惑星放射スペクトルの観測をもっともよく再現する最適解を探索した。図 4.15 は、観測された 600 cm^{-1} までの惑星放射スペクトル (Fouchet *et al.*, 2004) と、温位を 164, 166, 168 K としたときに得られた放射対流平衡大気のモデルスペクトルを示している。

アルベドスペクトルを用いた最適化と同様に、惑星放射スペクトルでの SSR から最適な温位を評価した。ただし、惑星放射スペクトルについては放射強度そのものを用いてい

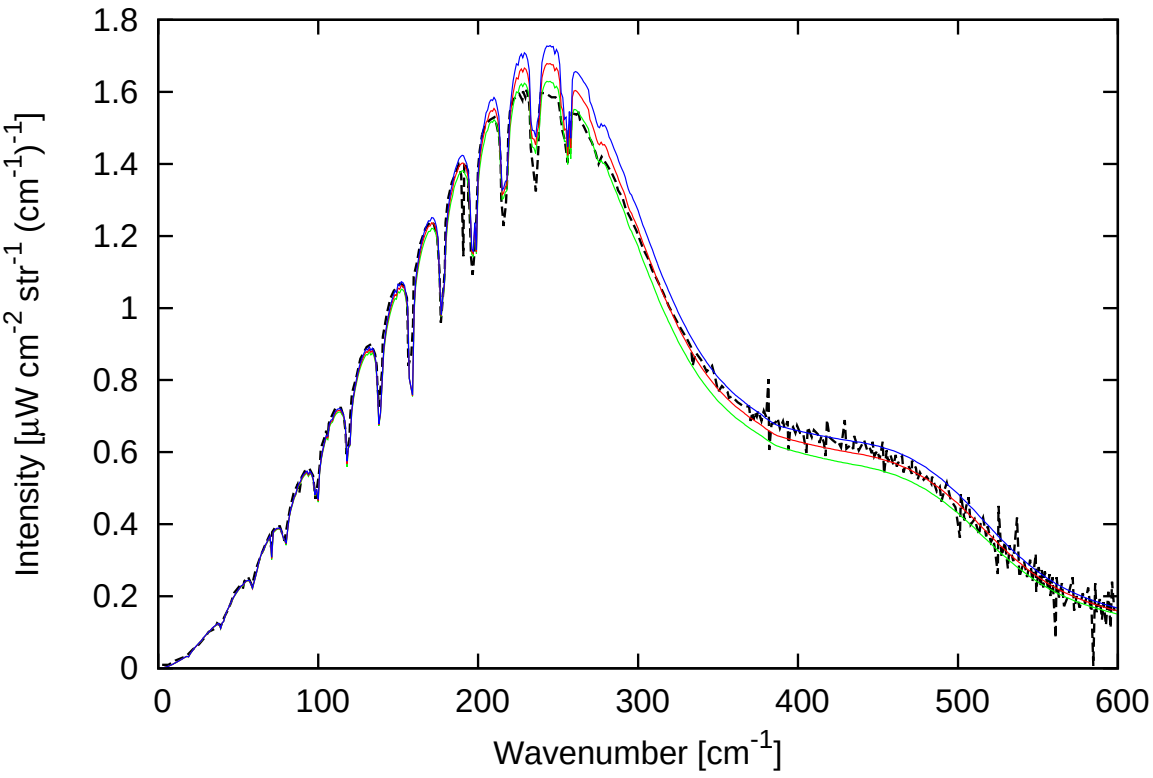

図 4.15　温位を変えたときの放射対流平衡解による惑星放射スペクトルの変化。緑が 164 K, 赤が 166 K, 青が 168 K での平衡計算結果であり、黒の破線が観測値 (Fouchet *et al.*, 2004) である。

ることから重みづけはおこなっていない。他の条件を同じにしてモデルスペクトルを計算した場合、観測とモデル間の残差二乗和が最も小さくなるのは 温位を 166 K にした場合である (図 4.16)。本モデルではこの温位を最適値として用いる。

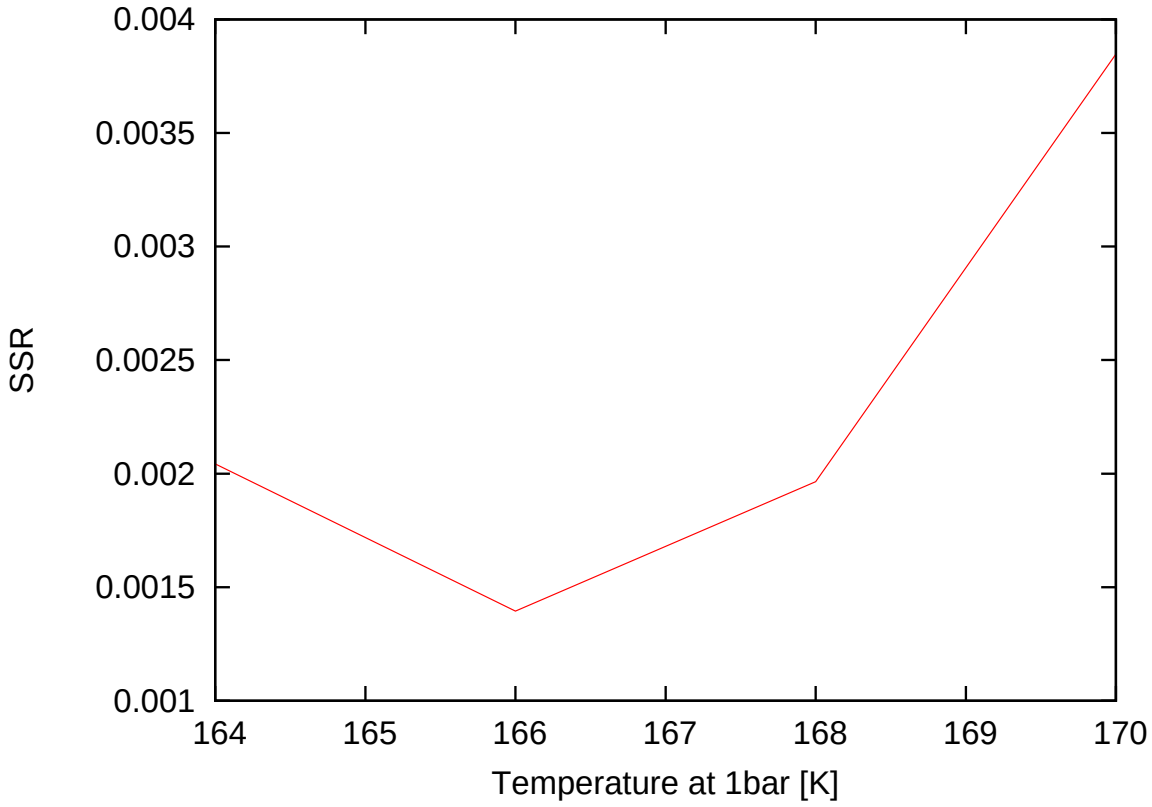

図 4.16　観測スペクトルと各温位での惑星放射スペクトルの残差二乗和。

なお、本モデルでは 200–250 cm^{-1} 付近の惑星放射のピークが観測値より大きく、逆に 400 cm^{-1} 以上での惑星放射強度は観測値よりも弱くなっているが、Pierel *et al.* (2017) では、ほぼ観測スペクトルに一致する温度分布が得られている (図 4.17)。これと本モデルの温度分布を比較すると、宇宙空間に惑星放射を射出している 0.1–1 bar にかけての温度構造に違いがあることがわかる。本モデルの輝度温度を参照すると (図 4.18)、惑星放射ピークをもたらしているのは 145 K に相当する高度であり、これは 0.60 bar 面に相当する。Pierel *et al.* (2017) ではこの高度の温度は若干低く、放射強度の抑制と整合的である。他方、本モデルで観測と比べ放射量が小さい 400 cm^{-1} の輝度温度は 120 K 程度であり、これに対応する高度は 0.27 bar 面である。この高度は Pierel 2017 解析ではわずかに本モデルより高温になっており、これによって放射量が観測値と同等になっていることがわかる。観測された惑星放射スペクトルが本モデルにおける放射対流平衡構造と整合的ではない部分があるという結果は、木星の全球平均的な温度構造が非平衡な状態にあ

るか、あるいは本モデルで導入されていないプロセスが寄与している可能性を示唆している。本研究ではこれ以上追及しないが、特に NH_3 の光分解や着色物質の分布といった不定性の大きい要素は、太陽放射の加熱による温度変化をもたらすため、温度分布の変化も説明できる可能性がある。

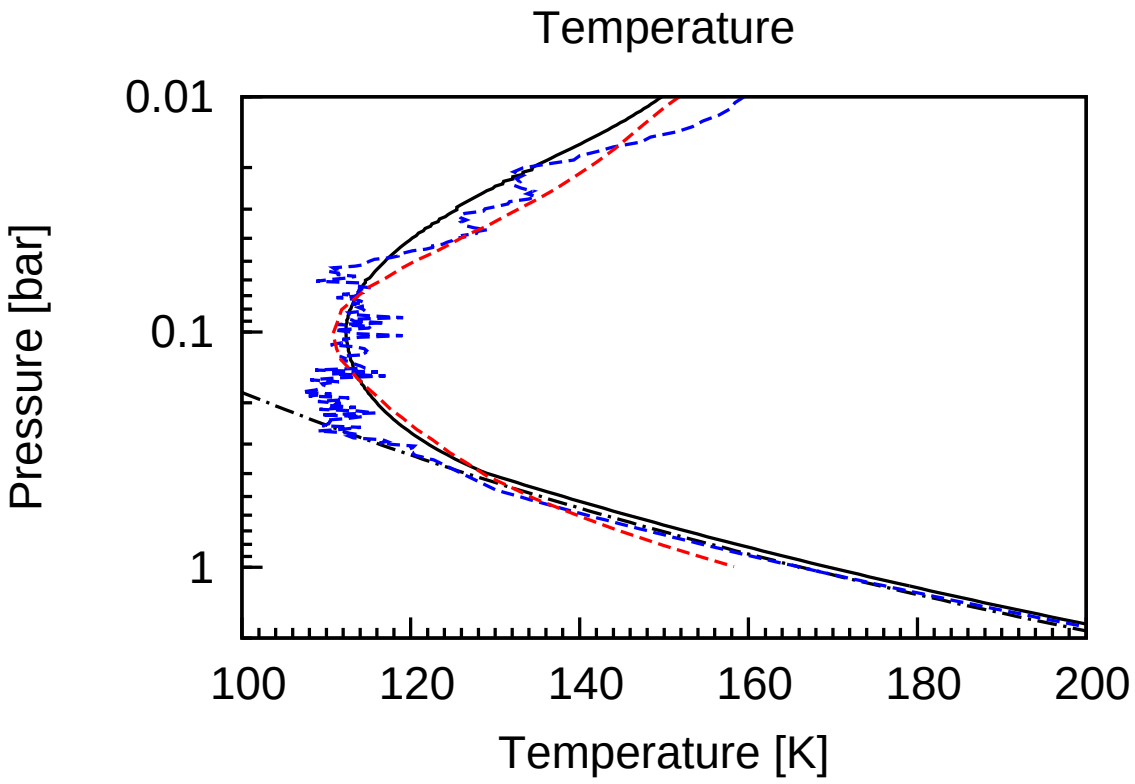

図 4.17　本モデル (黒) と Pierel *et al.* (2017) 解析による温度プロファイル (赤) の比較。青はガリレオプローブ観測による観測。

4.6　構築された標準大気モデルの諸元

最終的に得られた標準大気モデルの諸元を表 4.3 にまとめる。次章では、この大気モデルを用いた大気放射場の解析結果を示す。

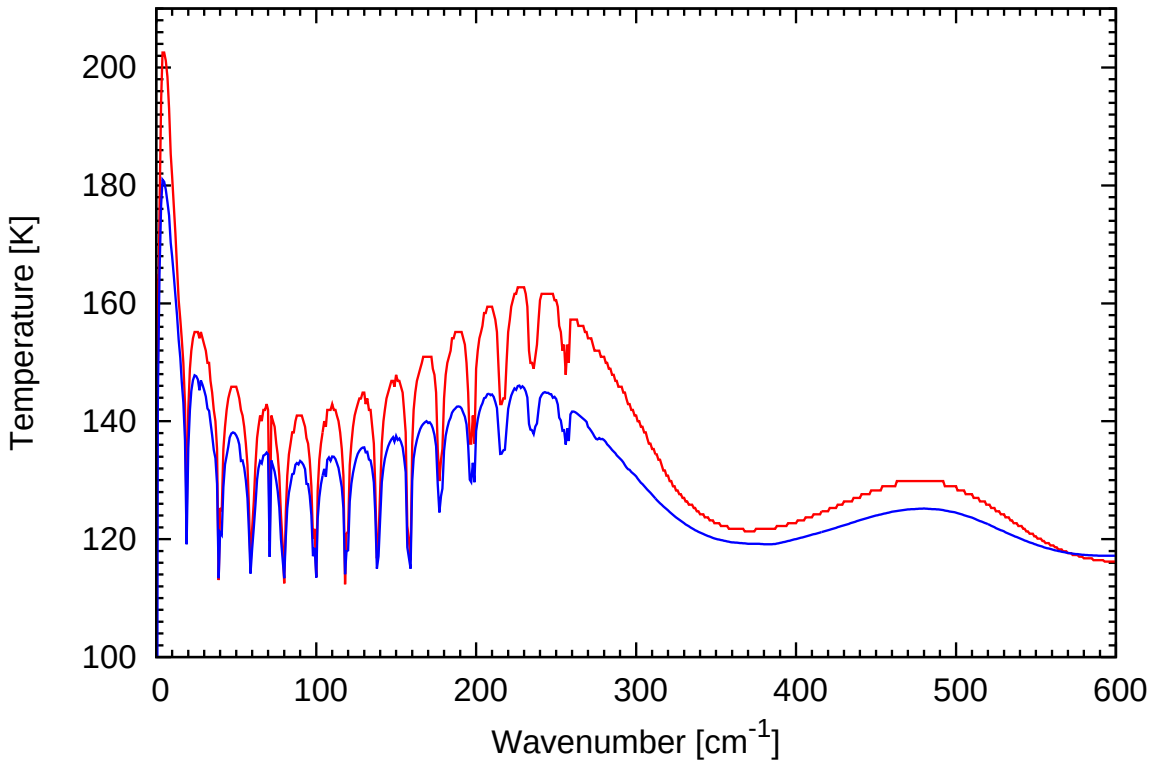

図 4.18　本モデルにおいて、各波数での輝度温度 (青) および光学的深さが 1 になる高度の温度 (赤)。

表 4.3 標準大気モデルの大気構造

構成要素	分布	制約条件
温度	温位 166 K, 図 4.14	惑星放射スペクトル
ガス体積混合比	深部主重元素化合物 5×solar, 図 4.1	熱化学平衡
雲質量密度	3× 基準分布 (図 4.4)	アルベドスペクトル
着色物質光学的厚さ	0.06 at 10000 cm^{-1}, 図 4.6	アルベドスペクトル
成層圏ヘイズ数密度	図 4.7	Zhang *et al.* (2013) より

第 5 章

全球平均的な大気放射場の解析

本章では、本研究の主要なテーマである放射冷却率に関する解析結果を示す。前章で構築した標準大気モデルにおける正味放射フラックスおよび放射冷却率のプロファイルについて、その特徴と成り立ちを明らかにする。

5.1 光学的深さ

まず、標準大気モデルにおける光学的深さが 1 に達する高度の波数依存性を図 5.1 に示す。大気下端における光学的深さが全ての波数で 1 を越えていることから、木星外界との放射エネルギーのやり取りを解くうえで十分な高度範囲をカバーしていることが確認できる。このうち低波数側 (< 10000 cm^{-1}) では、主に CH_4 および NH_3 ガスによる線吸収と H_2 の衝突誘起吸収が不透明度を担っており、おおむね 1 bar より上空で光学的深さが 1 を超えている。唯一の例外が 2000 cm^{-1} (5 μm) 帯で、この波数帯のみより深部で光学的深さが 1 となっている。この波数帯は木星の大気窓帯として知られており、大気深部の大気構造を知る数少ない手掛かりとして用いられる。ただしこの波数帯の惑星放射 (熱放射) 量は全体のわずか 1 % 程度であり、エネルギー収支にはほとんど寄与しないため、本研究では詳しく触れない。一方で高波数 (短波長) 側ではほぼ一律に 0.4 bar で光学的深さが 1 となっている。これは雲頂高度に対応する。すなわち、高波数の太陽放射は雲頂より下にはほとんど届かないことを示唆している。このことから、対流圏上部で生成されている雲は、特に太陽放射のやりとりにおいて重要な役割を果たしていると言える。

5.2 正味放射フラックス

惑星放射 (熱放射)、日射、およびそれらを足し合わせた正味放射フラックスの鉛直プロファイルを図 5.2 に示す。ただし日射に関しては特に下向きフラックスのプロファイルが

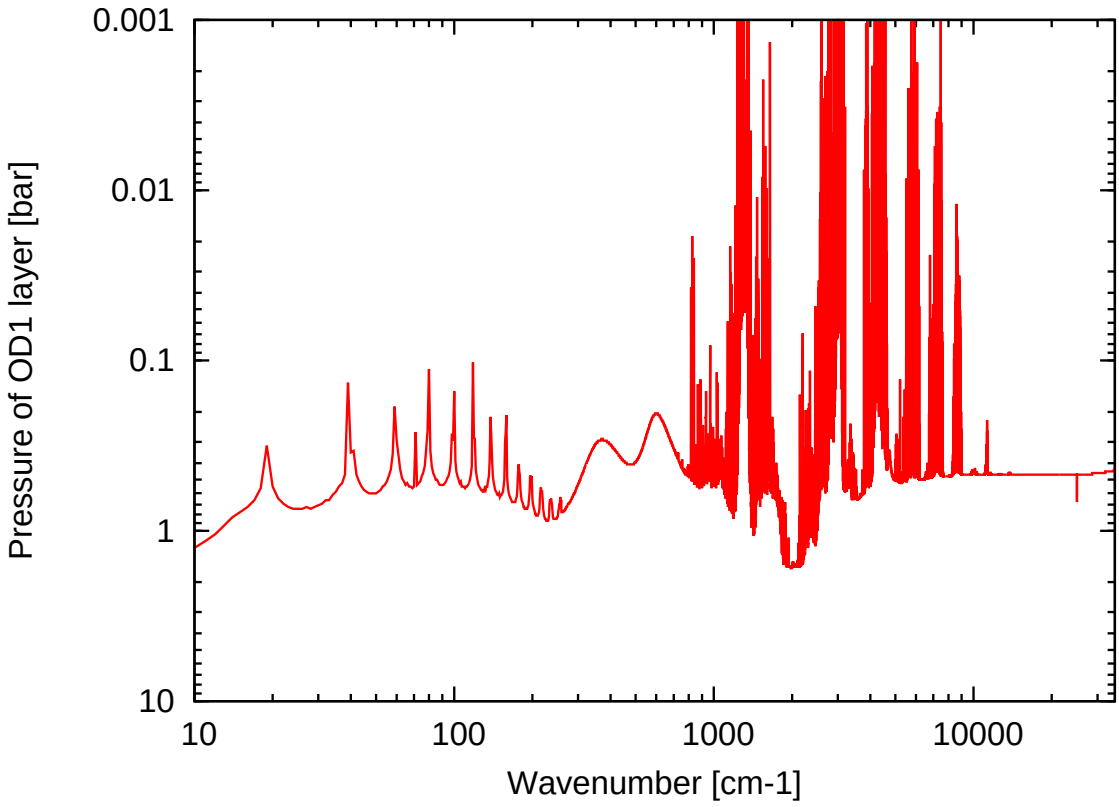

図 5.1　標準大気モデルにおいて光学的深さが 1 になる高度

重要であることから、日射の正味放射フラックスと共に示す。

まず惑星放射の振る舞いについて述べる。大気深部ではほぼ全ての波長で大気層の光学的厚さが十分に大きい。そのため惑星放射は等方的になり、正味放射フラックスは小さくなる。しかし高度が上がるにつれて光学的厚さが小さくなり、下向き放射フラックスに対して上向き放射フラックスが卓越するようになって、惑星放射正味フラックスは徐々に大きくなる。そして大気上端からの光学的深さが小さな大気層では放射は変化しなくなるため、計算領域上端付近では惑星放射正味フラックスはほぼ一定となる。最終的に大気上端から出ていく長波放射 (惑星放射) 総量 (Outgoing longwave radiation, OLR) は 15.1 W/m^2 である。標準大気モデルと雲無し大気モデルで惑星放射正味フラックスの高度分布に違いはほとんど無い。これは、標準大気モデルの雲は惑星放射に対してほぼ透明であることを表している。

日射は、大気上端から下向きに入射したのちに、大気成分による吸収・散乱を受けて徐々に減衰し、計算領域下端ではほぼ消失している。この基本的な傾向は雲無し大気モデルでも同様だが、標準大気モデルでは 0.1 bar から 1 bar の間で特に減衰量が大きくなっており、これは雲および着色物質によるものである。このことから、惑星放射に対してほぼ透明であった雲・着色物質が、日射の消散においては非常に重要であることがわかる。

これらの惑星放射フラックスと日射フラックスの寄与により、放射平衡が達成される大気上部では、正味全放射フラックスは高度によらず一定となる。フラックスが一定となる領域の下端高度は 0.40 bar 付近となっている。この高度が対流圏と成層圏の境目の対流圏界面である。

5.3 放射冷却率

正味全放射フラックスの発散から、各高度における放射冷却率を得ることができる (3.2 式)。図 5.2 で示したフラックスから得られた放射冷却率プロファイルを図 5.3 に示す。

惑星放射フラックスは冷却をもたらしており、0.5 bar 付近にピークを持つ。大気上端から対流圏界面までの成層圏では、圏界面に近づくにつれて徐々に冷却が弱まっている。これは後述する日射フラックスによる加熱とバランスしているためである。対流圏界面よりも下になると冷却は急激に強まり、0.5 bar 付近にピークを持つ。対流圏冷却は 2bar で NH_4SH 雲の影響により局所的に加熱に転じているが、それを除くと 6–7 bar まで緩やかに冷却が続き、以深ではほぼゼロとなる。これは大気密度が十分に大きくなり、さらに光学的に厚くなることで、上下方向のフラックスは大きくなるものの両者の差 (正味の放射フラックス) が小さくなり、温度変化が起きにくくなるためである。

一方で日射フラックスは加熱をもたらす。成層圏では惑星放射フラックスによる放射冷却とバランスするように大気を加熱しており、両者の加熱と冷却により放射平衡状態にあ

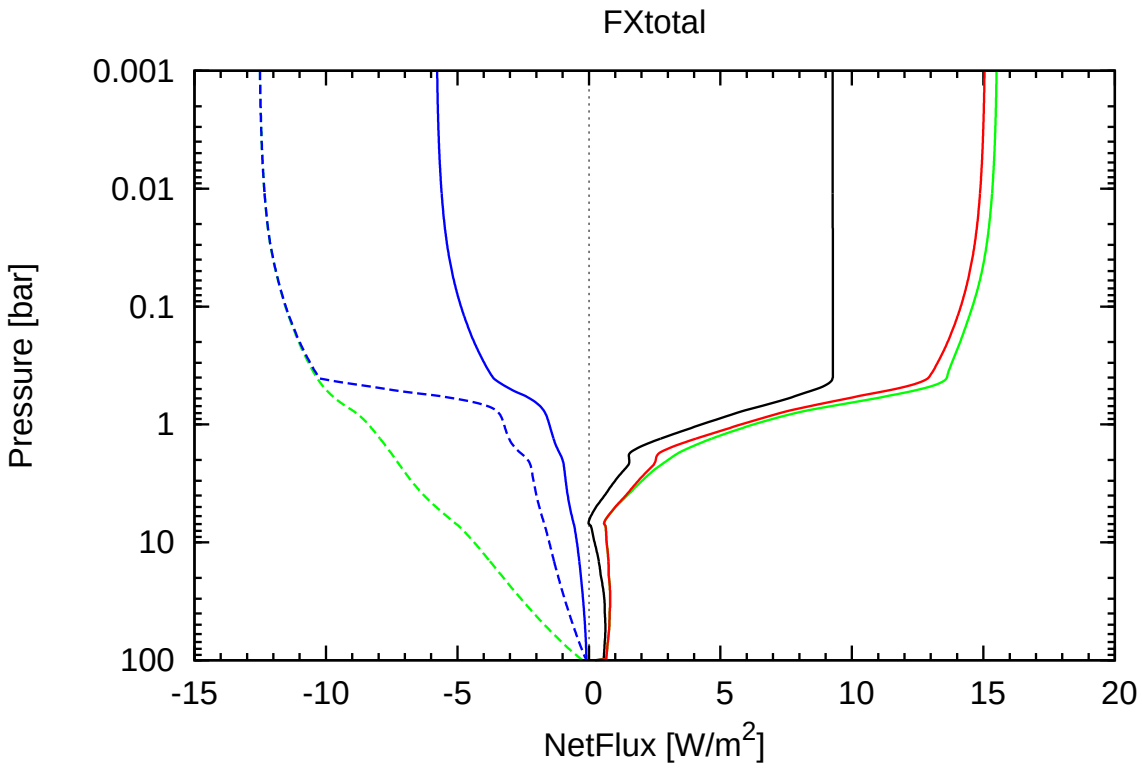

図 5.2　標準大気モデルおよび雲無し大気モデル (緑) における正味上向きフラックス分布。全フラックス (黒) は、惑星放射フラックス (赤) と日射フラックス (青) の和である。正味上向きの日射フラックスとは別に、下向きのみの日射フラックス (破線) も記載している。

ることがわかる。対流圏界面直下では強い加熱を示しているが、惑星放射による冷却が卓越しており、0.5 bar のピークにおける加熱による効果はおおよそ冷却の半分程度である。加熱ピークより深部では日射加熱は急激に弱まり、2 bar を越えたあたりでほぼゼロとなる。

惑星放射による冷却と日射による加熱を合算すると対流圏では正味の冷却が生じ、成層圏では計算精度の範囲内で両者が釣り合っていることがわかる。対流圏冷却は 2 bar 付近で放射冷却の減衰と日射加熱が相まって局所的に加熱に転じているが、それよりも深部ではほぼ惑星放射冷却のみが作用し緩やかに冷却が弱まっていく。

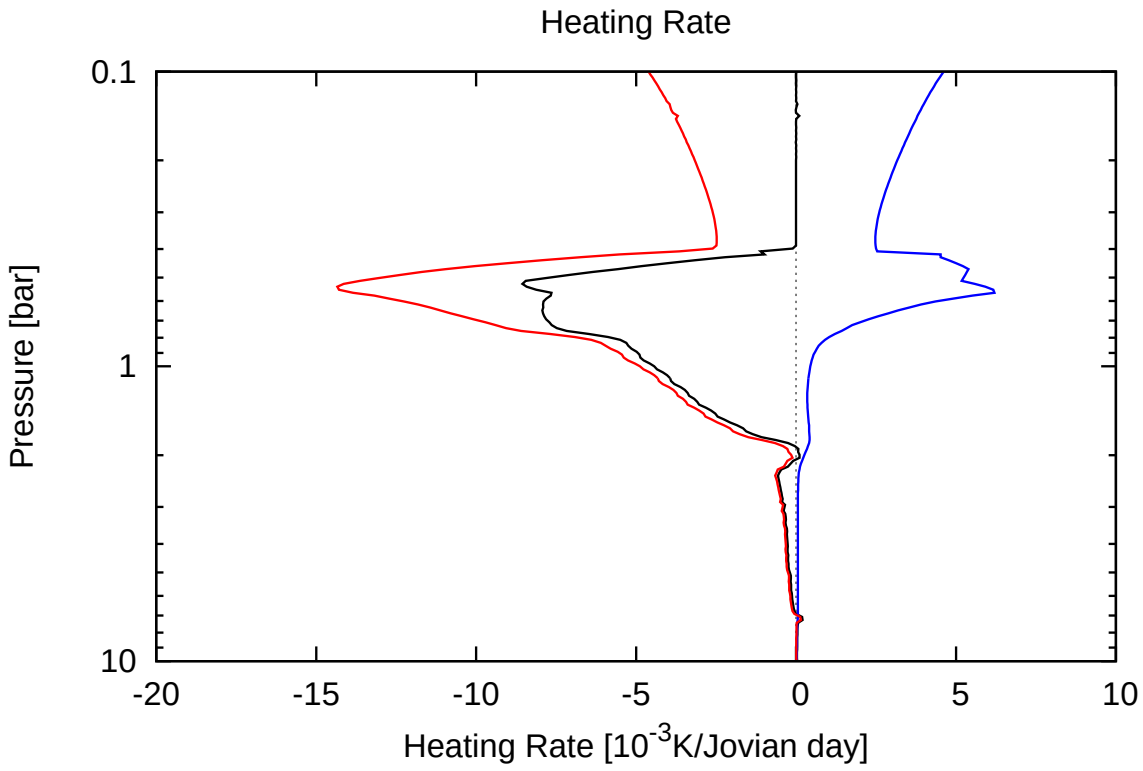

図 5.3　標準大気モデルでの正味上向きフラックスによる放射冷却率分布。全フラックスによる加熱・冷却 (黒) は日射による加熱 (青) と惑星放射による冷却 (赤) の和である。

ここまでに示した惑星放射と日射による加熱・冷却に対する各大気成分 (気体・粒子) の寄与を調べるため、以下の定式化を用いて大気の各層における成分毎の放射冷却率へ分解した。

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\mathrm{x}}(p) = \int_{\nu} \left(\frac{1}{\rho C_p} \frac{dF_\nu(p)}{dz} \times \frac{\Delta\tau_{\mathrm{xAbs}}(p,\nu)}{\Delta\tau_{\mathrm{allAbs}}(p,\nu)} \right) d\nu \tag{5.1}$$

ここで、ν は波数、$\frac{dF}{dz}$ は正味放射フラックスの高度微分、$\Delta\tau_{\mathrm{xAbs}}$ は成分 x による吸収の

光学的厚さ、$\Delta\tau_{\mathrm{allAbs}}$ は全成分による吸収の光学的厚さをあらわす。

惑星放射と日射を足し合わせた正味の放射冷却率を成分別に分けたのが図 5.4 である。この図から、成層圏では冷却源として H_2 ガスと NH_3 ガスが、加熱源として CH_4 ガスが重要であることがわかる。このうち、成層圏上部では H_2 ガスが主要な冷却源であるのに対して、成層圏下部 (対流圏界面付近) では NH_3 ガスによる冷却が急激に強まっている。これに対して対流圏では、対流圏界面直下で NH_3 ガスによる冷却と着色物質による加熱が強く寄与している。しかし両者ともに大気深部では急速に寄与が弱まる。惑星放射冷却は再び H_2 ガスが中心となり、7 bar 付近に向けて緩やかに弱まる。日射加熱は CH_4 ガスによる寄与がほとんどなくなり、2 bar 付近で NH_4SH 雲による局所的加熱が見られるほかは、ほとんど加熱は起きていない。これは雲頂によって日射が強く消散され、大気深部にはほとんど届かないことを示す。

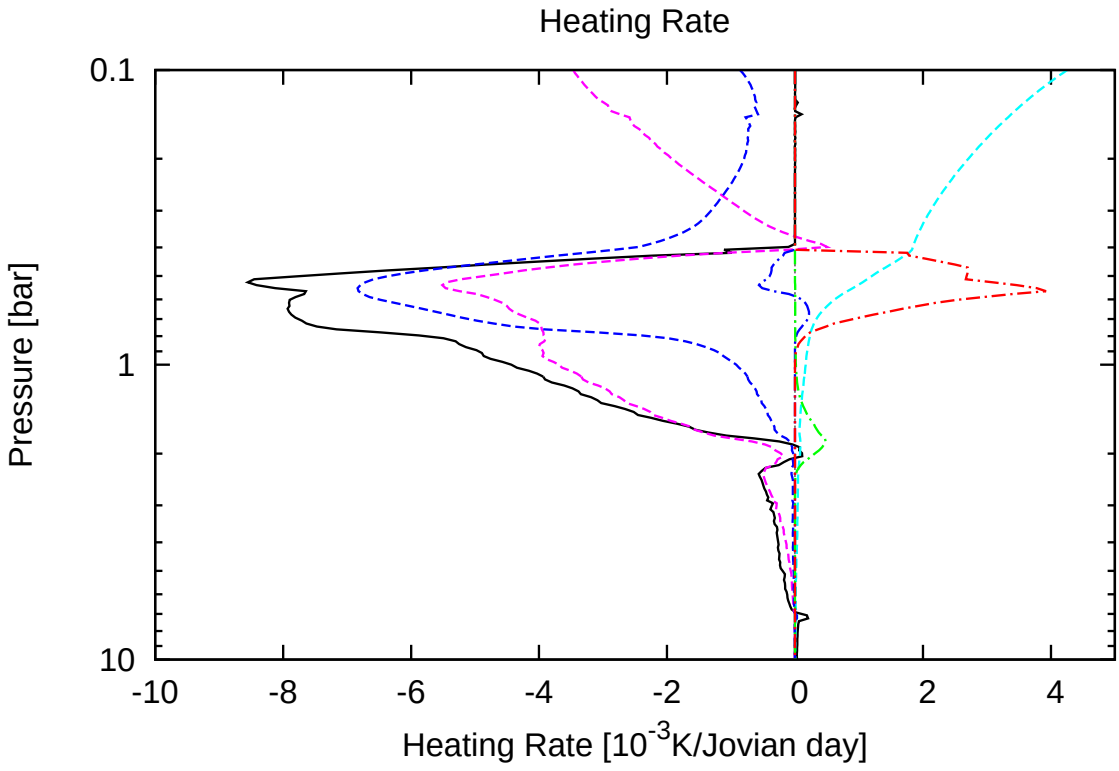

図 5.4　標準大気モデルでの放射冷却率分布への大気成分寄与の内訳。黒の実線が全加熱率をあらわす。破線はガスによる加熱・冷却をあらわし、一点鎖線は粒子による加熱・冷却をあらわす。青が NH_3 ガス及び雲、マゼンタが H_2 ガス、シアンが CH_4 ガス、赤が着色物質、緑が NH_4SH 雲である。

各成分の寄与を惑星放射フラックスと日射フラックスに分けたのが図 5.5 および図 5.6 である。図 5.5 からは先述のとおり NH_3 ガスと H_2 ガスによる冷却が重要であることが

わかるが、それに加えて NH_3 雲と NH_4SH 雲が冷却だけでなくわずかながら加熱に寄与している。これは雲が惑星放射の一部を吸収し再放射していることをあらわしている。一方で図 5.6 からは、先述の CH_4 ガスと着色物質による加熱に加えて、NH_3 ガスや NH_3 雲・NH_4SH 雲による加熱が効いていることがわかる。特に NH_3 ガスによる加熱は、このガスが主要な冷却源であるだけでなく加熱源としても一定の寄与を持つという点で重要である。ただしこの加熱は冷却の 1/8 程度であるため、NH_3 ガスの正味の寄与としては冷却となっている。なお、惑星放射による加熱・冷却の解析では一部で加熱としての寄与が見られたが、日射の場合は大気からの射出が存在しないため、加熱としての寄与しか見られない。また、大気深部において混合比の大きい H_2O ガスは、放射冷却で重要となる 0.1–7 bar の高度では凝結によってほとんど失われるため、冷却・加熱には寄与しない。

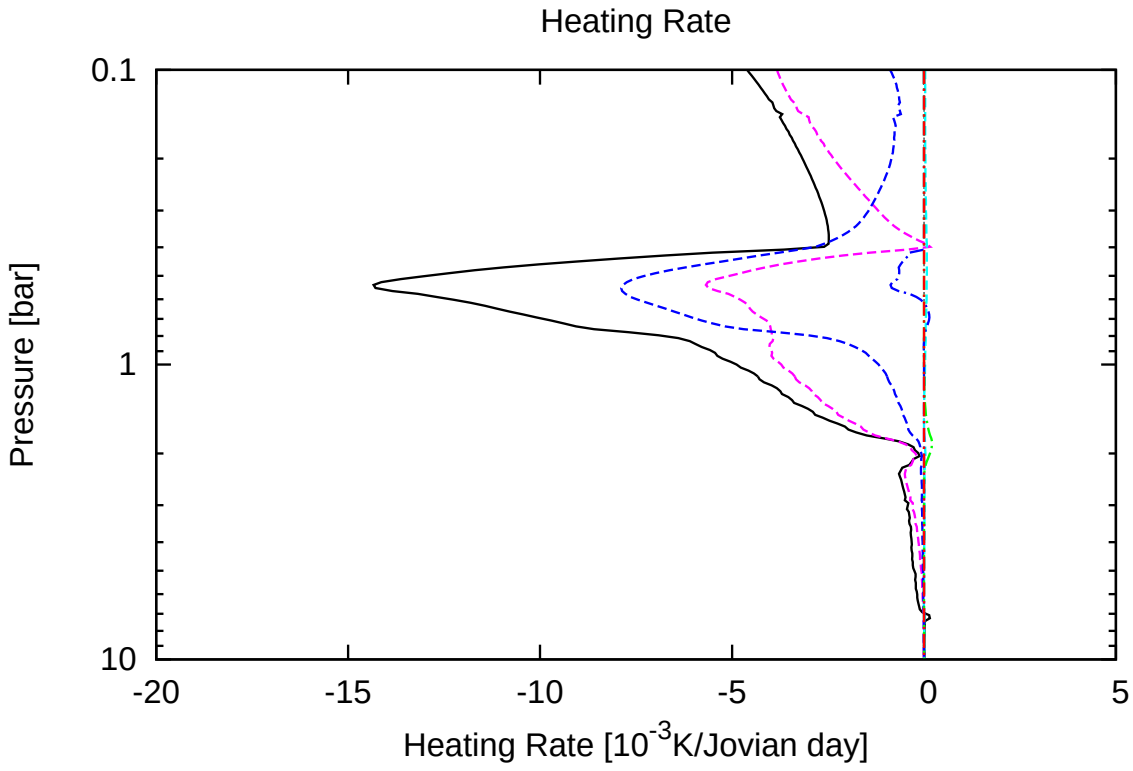

図 5.5　標準大気モデルでの惑星放射による放射冷却率分布への大気成分寄与の内訳。黒の実線が惑星放射の正味上向きフラックスによる加熱・冷却をあらわす。それ以外の各線は 図 5.4 に準じる。

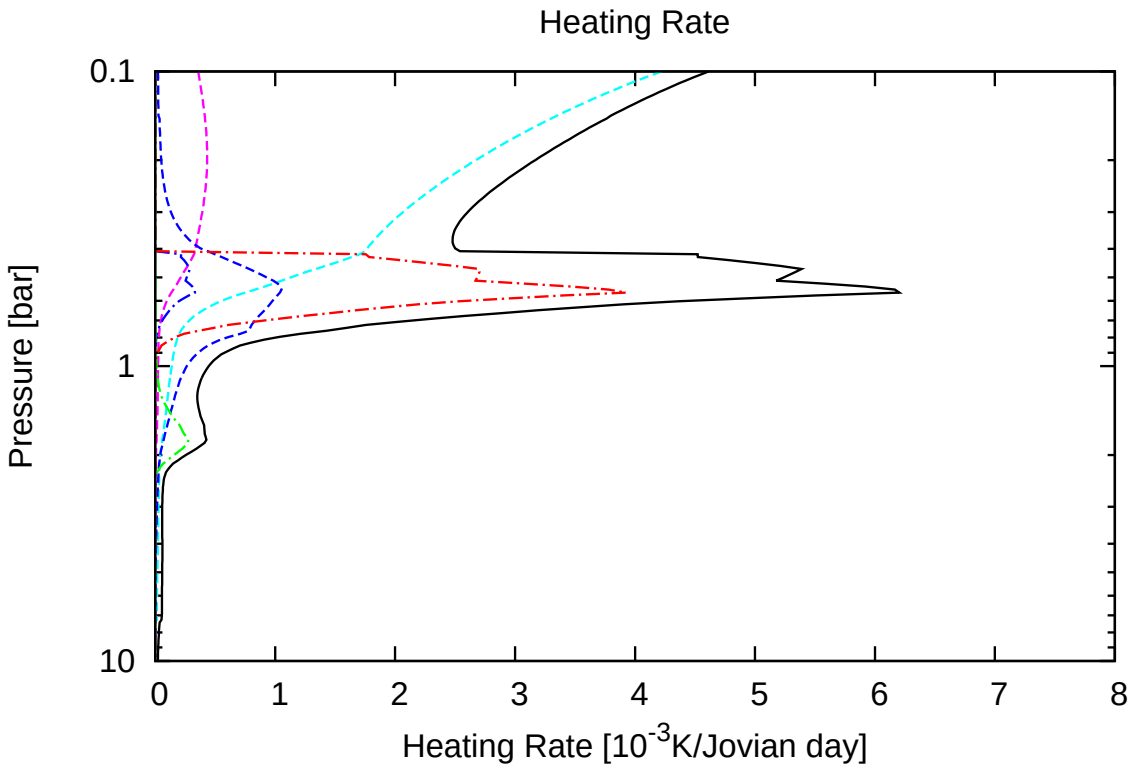

図 5.6　標準大気モデルでの日射による放射冷却率分布への大気成分寄与の内訳。黒の実線が日射の正味上向きフラックスによる加熱・冷却をあらわす。それ以外の各線は図 5.4 に準じる。

第 6 章

放射と対流によるエネルギー輸送の議論

6.1 木星の全エネルギー収支

標準大気モデルにおける正味放射フラックス分布をベースとして、その木星表層大気のエネルギー収支の描像をまとめる。放射対流平衡状態にある木星大気は、エネルギー収支の決まり方に応じて 4 つの領域に区分することができる (図 6.1)。この区分された 4 つの領域でのエネルギー収支を示したのが図 6.2 である。

まず、大気上端から 0.1 bar の温度極小高度の間を上部成層圏として区分する。ここは主に H_2 ガスによる惑星放射 (熱放射) 冷却と CH_4 ガスによる日射吸収加熱により、放射平衡に達している領域である (5.3 節参照)。ほぼ全波数帯において光学的厚さが小さいため、全エネルギー収支に対する寄与は限定的である。領域の上端と下端における正味上向きフラックスの差分は、日射・惑星放射ともに絶対値が 1.0 W/m^2 である。このことから、両者の吸収と射出によって上部成層圏が放射平衡となっていることがたしかめられる。

なお、上部成層圏の上端におけるエネルギーの収支は、Read *et al.* (2016) で示されているような広く受け入れられている木星エネルギー収支 (図 1.1) とは一致していない。Read らによれば、木星は日射の 65 % を吸収し、一方で木星内部から日射の 45 % に相当する量の内部熱フラックスを供給することで、日射の 111 % に相当する惑星放射を射出しているとされている。この描像のうち、日射の収支については Hanel *et al.* (1981) が示した Voyager による短波放射観測の解析に基づいている。また惑星放射については、Li *et al.* (2012) 等で示された Cassini の長波放射観測に基づいている。それに対し本モデルでは、木星のアルベドはより大きくなり日射吸収量は 45 % ほどになっている。一方で惑星放射量は日射の 120 % となっていることから、内部熱フラックスは日射の 75

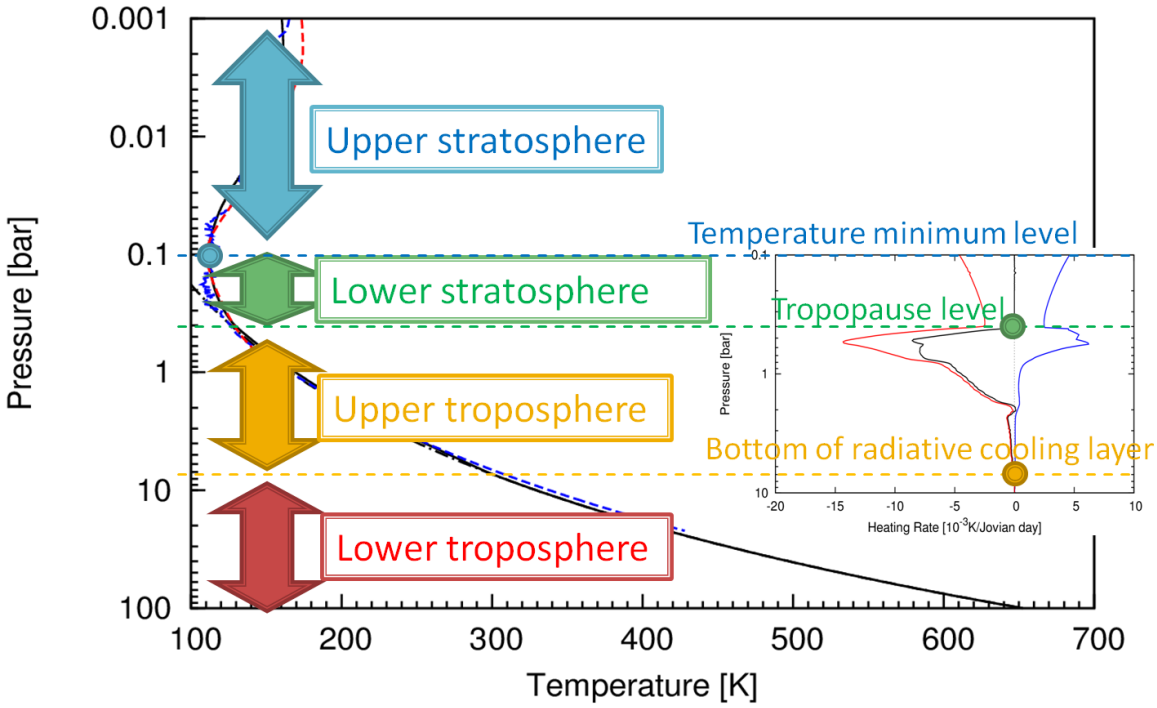

図 6.1　エネルギー収支における高度区分

% に達する。第 4 章で示したように、本モデルのアルベドは Spencer *et al.* (2004) で示された幾何アルベドスペクトルを参照して最適化されている。また惑星放射については、Fouchet *et al.* (2004) で示された Cassini の長波放射スペクトル観測を参照して最適化されている。Read *et al.* (2016) と本モデルでエネルギー収支の描像が異なることは、観測データを参照したとしても、その解析方法や観測の不定性によって、これだけ大きな差が見込まれるということを示している。特に日射の収支に関しては、多くの木星研究において Hanel *et al.* (1981) の推定が用いられてきたが、同論文の解析はあくまで予備的なものである。それに対し Spencer *et al.* (2004) で示されたような幾何アルベドスペクトルは他の地上観測等からも得られていることから、これに基づく本モデルの日射収支推定にも妥当性があるものと考えられる。

上部成層圏の下にあるのが下部成層圏であり、この領域の下端は対流圏界面とする。ここは上部成層圏同様に放射平衡になっているが、温度勾配は負であり上部成層圏よりも安定性が小さい。この領域での主要な冷却媒体は、領域下部では NH_3 ガスだが、高度の上昇とともに急速に存在比が減少するため、領域上部では H_2 に置き換わっている。一方で加熱源は上部成層圏と同様に CH_4 ガスとなっている。この領域でのフラックス変化の絶対値は、日射・惑星放射ともに 1.1 W/m^2 である。なお Zhang *et al.* (2015) では、雲頂より上の大気において日射のうち 0.7 W/m^2 が成層圏ヘイズに、0.9 W/m^2 がガスによって吸収されると推定している。また惑星放射は成層圏ヘイズが 0.2 W/m^2、ガスが 1.4 W/m^2 を射出するとしている。本モデルでの上部成層圏と下部成層圏の間でのフラックス変化 (2.1 W/m^2) と比較すると、彼らの推定値は本モデルより若干小さい。

下部成層圏の下に位置するのが上部対流圏である。この領域は対流圏界面から H_2O ガスの凝結開始高度までとする。この高度は、本モデルにおいては概ね放射冷却層の下端に相当している。ここでは NH_3 ガスと H_2 ガスが主要な冷却媒体となっており、それに対して雲層中の着色物質が日射吸収加熱をもたらしている。この領域でのフラックス変化の絶対値をみると、正味日射フラックス変化が 3.1 W/m^2 に対して、正味惑星放射フラックス変化は 12.3 W/m^2 である。したがって、この領域では惑星放射による冷却が卓越している。そのエネルギー損失を補っているのが、大気深部からの対流によるエネルギー供給である。対流によるエネルギー供給は、全球的な長期間の平均で考えれば日射と惑星放射の差分である 9.2 W/m^2 と一致するはずである。しかし次節で示すように木星雲対流に間欠性があると考えれば、実際には周期的な積雲形成によって大量の潜熱が短期間のうちに供給され、それが時間を掛けてゆっくりと冷却するという描像となる。

最後に、H_2O 凝結高度から計算領域下端にかけての領域を下部対流圏として考える。この領域では全ての波数帯で光学的厚さが十分に大きくなるため (図 5.1)、放射によるエネルギー輸送はほとんど起きない。正味日射フラックスの変化は 0.4 W/m^2、正味惑星放射フラックスの変化は 0.4 W/m^2 である。フラックス変化の小ささに加えて、大気深部

では大気密度が非常に大きくなるため、加熱・冷却も起こりにくくなる。そのため、下部対流圏では大気対流のタイムスケールではほとんど温度の変化は無く、上部対流圏へ熱を供給する熱源として機能している。

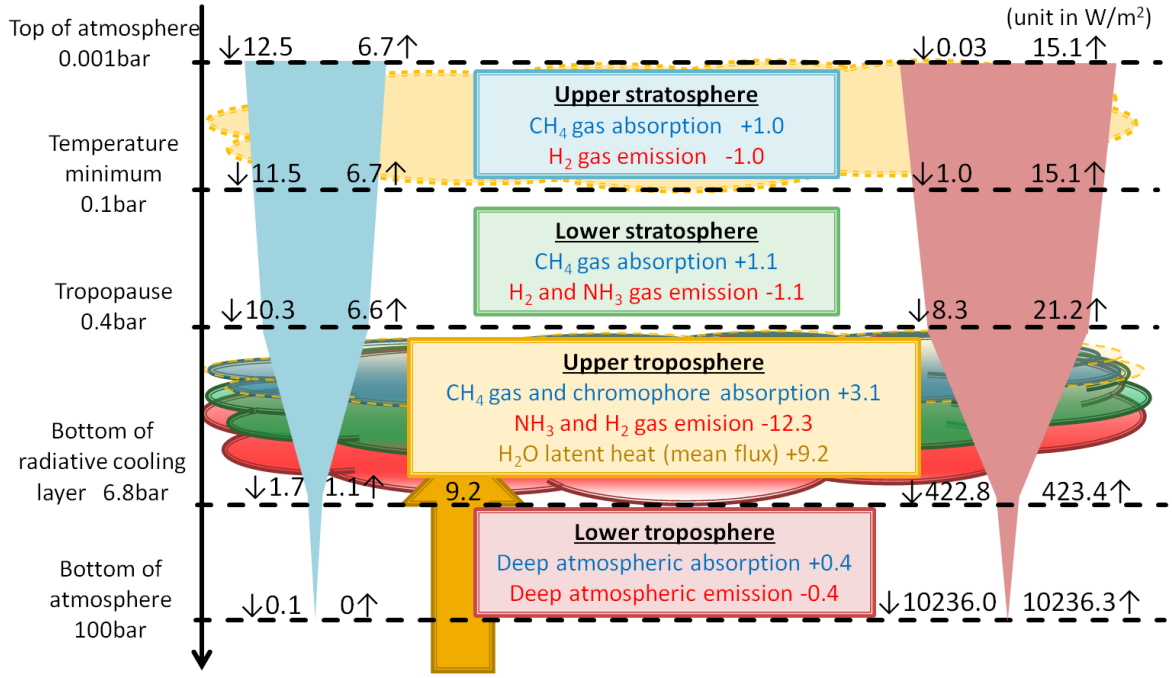

図 6.2　本研究から得られた各高度におけるエネルギー収支の描像。左の水色のバーが日射の変化をあらわし、右の赤色のバーが惑星放射の変化をあらわす。

6.2　雲対流の間欠性

Sugiyama *et al.* (2014) の雲対流シミュレーションで示された雲対流の間欠性は、積乱雲の発達による短時間での潜熱解放とそれによる大気層の安定化、そして長時間にわたる大気放射冷却による大気層の不安定化の繰り返しで生じると考えられている。ただし彼らのシミュレーションでは放射冷却を陽には解いていないため、周期の見積もりは放射強制パラメータに依存している。一方で本研究では大気放射場の計算により放射冷却量を陽に求めることができる。そこで、標準大気モデルにおける放射冷却量と潜熱加熱量のバランスから、具体的な周期の見積もりを行う。

Sugiyama *et al.* (2014) 同様に、放射冷却と潜熱解放加熱のバランスは以下の式であらわされると仮定する。

$$\frac{P_{\mathrm{bottom}} - P_{\mathrm{top}}}{g} \times x_{\mathrm{H_2O}} \times L_{\mathrm{H_2O}} = (F_{\mathrm{top}} - F_{\mathrm{bottom}}) \times t \tag{6.1}$$

ここで $P_{\rm bottom}, P_{\rm top}$、$F_{\rm bottom}, F_{\rm top}$ はそれぞれ H_2O 凝結高度 (bottom) と対流圏界面 (top) における圧力と正味上向きフラックス、x_{H_2O} は大気深部での H_2O 混合比、L_{H_2O} は H_2O の潜熱 (2.27 $\times 10^{-6}$ J/kg)、t は雲対流間欠周期をあらわす。重力加速度 g は標準大気モデル同様に 25.16 m/s^2 とする。この式は、強い積雲対流によって短時間のうちに雲対流層に供給された H_2O の凝結による潜熱エネルギーによる加熱と、雲対流層が時間 t の間に惑星放射冷却で失うエネルギーが等しいことを意味する。なお、NH_3 等の他の成分の凝結による加熱は H_2O のそれに比べて十分に小さいため無視している。

潜熱加熱量と H_2O の凝結高度は深部での H_2O 混合比に依存する。この混合比は不定性が大きいことから、ここでは標準大気モデルで仮定した太陽組成比の 5 倍の場合以外にも、GPMS 観測から得られた下限値である 4.2×10^{-4} (太陽組成比の 0.54 倍)、本研究で用いた雲構造の基準となった Sugiyama *et al.* (2014) の雲対流シミュレーションで用いられた混合比 (太陽組成比の 3 倍)、および 10 倍、20 倍のケースを用いて潜熱加熱量の見積もりを行う。

大気深部 H_2O 量、H_2O 凝結高度、同高度での正味上向きフラックス、そして上記の式から推定される対流間欠周期は図 6.3 に示すとおりとなった。なお、いずれの場合も対流圏界面高度 (0.40 bar) と対流圏界面での正味放射フラックス (9.14 W/m^2) は標準大気モデルの値を用いており、その他の大気構造も標準大気モデルのものを与えている。なお、前章の標準大気モデルの大気放射場解析で確認したように、H_2O は上部大気では凝結によってほとんど失われるため、この H_2O 量の不定性は放射冷却にはほとんど影響しない。

推定された対流間欠周期は、標準大気モデルにおいては 291 地球日となった。このことから、前節で示した対流による上部対流圏への潜熱輸送フラックス 9.2W/m^2 は平均値であり、実際には 291 日周期で 291(days)$\times$86400(s/day)$\times$9.2(W/m^2)=2.3×10^8 J が供給されていると考えることができる。

ここで得られた間欠周期のうち、太陽組成比の 3 倍の H_2O 混合比を与えたモデルでの周期 (149 地球日) は、Sugiyama *et al.* (2014) の標準設定 (放射冷却 0.01 K/地球日 $\sim$ 11.4 W/m^2, H_2O 混合比は太陽組成比の等倍) での雲対流数値実験から示された周期 (41 地球日) の 3.6 倍となり、H_2O 混合比の違いから想定される 3 倍よりも周期が長くなった。これは、Sugiyama らのシミュレーションでは考慮されていなかった太陽放射による加熱によって、冷却速度が弱まりわずかに周期が伸びたことを示している。

さらに、Sugiyama *et al.* (2014) では実際に木星で観測されている Fading / Revival feature (Fletcher *et al.*, 2011) とよばれる大規模な白雲の形成・消滅現象が同様のメカニズムによって駆動されている可能性について議論している。もしこれが正しい場合、本研究での見積もりを元にその発生周期 (3 – 10 年程度) を説明するには、深部の H_2O 濃度は太陽組成のおよそ 13 倍以上であると予想される (図 6.3 の緑線参照)。大気深部における H_2O 混合比の推定は NASA の Juno ミッションの主要なテーマの一つであることか

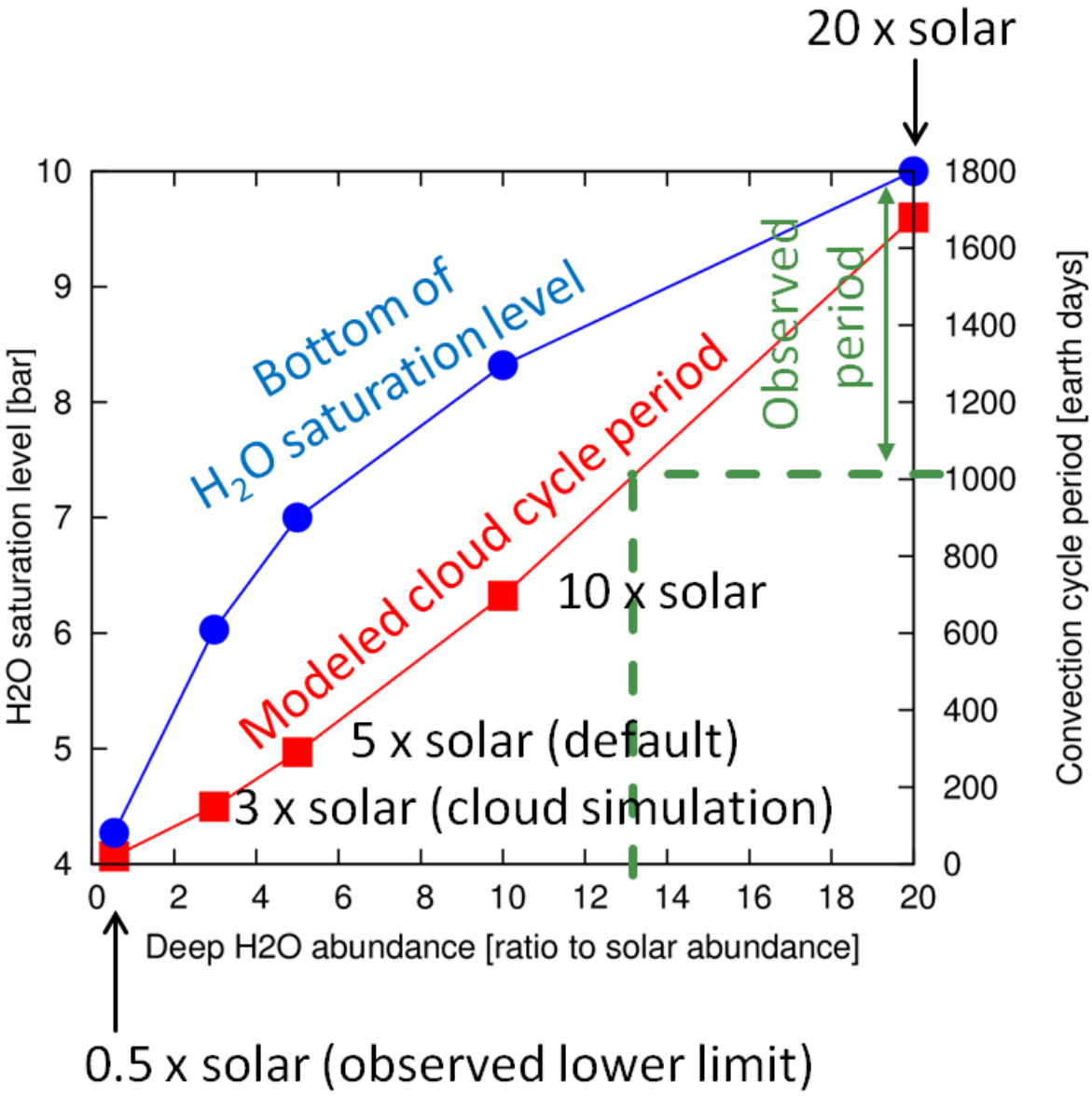

図 6.3　仮定した深部 H_2O 混合比と凝結高度、および対流間欠周期の見積もりの関係。深部 H_2O 混合比の下限は Wong *et al.* (2004) に基づき与えた。観測された積雲対流に対応する間欠周期と H_2O 混合比 (緑) については本文参照。

ら、この示唆が正しいのか、あるいは他のメカニズムを考える必要があるのかを検討する上で、観測の進展と解析が待たれる。

第 7 章

まとめと結論

本研究では、木星における大気放射場の物理的理解を得るため、木星大気放射モデルの構築、同モデルを用いたガリレオプローブ投下地点 (GPES) の大気放射場の再解析、全球平均的なスペクトルを満たす大気構造の推定とその大気放射場の解析、そして放射と対流のバランスによる雲対流間欠周期の推定と観測されている雲対流現象との比較をおこなった。

GPES 大気放射場の再解析から、本放射モデルは惑星放射 (熱放射) 観測結果をおおよそ再現することができた。そして惑星放射フラックス推定に基づいた放射冷却率分布についても、放射観測から制約された対流圏冷却率分布を再現でき、GPES において NH_3 が欠乏していたことを改めて支持する結果となった。大気深度の増大にともなう日射減衰についても観測データを再現する結果が得られた。

木星の全球アルベドスペクトルおよび惑星放射スペクトルを再現する大気構造モデルの探索から、次の結果と示唆が得られた。アルベドスペクトルは、およそ 10000 cm^{-1} より低波数では雲と CH_4 に、より高波数では雲と着色物質により値が決まっている。最適な大気モデルを探索したところ、雲対流数値シミュレーションから得られた雲水量プロファイルを調整することで、低波数側のアルベドスペクトルの再現に概ね成功した。しかし 10000 cm^{-1} 付近のメタン吸収特徴の深さがモデル探索の範囲では説明困難であった。また高波数側のアルベドスペクトルは、平均値は説明できるのに対して、モデル探索の範囲ではスペクトルの赤化の度合いが、観測よりも弱いものにとどまった。そこで本研究では、個々のスペクトル特徴の一致よりも日射全体としての収支が観測値と一致するように雲と着色物質の最適分布を決定した。

惑星放射スペクトルの基本的な形状は、探索範囲で最適な放射対流平衡モデルにより再現することができた。観測スペクトルとの若干のずれからは、0.2 bar から 0.4 bar 面付近の対流圏界面にかけて、本研究には取り入れられていない付加的な昇温過程が存在することが示唆された。しかしこのスペクトル特徴の違いはほとんど放射量には寄与しないた

め、日射アルベド同様、エネルギー収支の観点では影響はごく小さい。

こうして得られた木星の全球観測スペクトルを最もよく再現する放射対流平衡構造に対し、大気放射場の解析を行った。惑星放射フラックスは雲の影響をほとんど受けずに射出されている一方で、日射フラックスは雲および着色物質による散乱・吸収の影響を強く受けている。これらのフラックスの発散から放射冷却率プロファイルを求めると、対流圏上部の雲形成領域に正味放射冷却率のピークが存在し、これが雲対流の駆動源になると解釈できる。各大気層における放射冷却と放射加熱を各大気成分の寄与に分解すると、対流圏上部の冷却は NH_3 と H_2 の惑星放射冷却によりもたらされており、CH_4 と着色物質による日射吸収加熱によって一部相殺されている。

今回求めた放射対流平衡構造に基づき、木星表大気における熱収支を大局的に表す 4 層モデルを新たに提案した。これは成層圏を、温度極小高度を境に上部成層圏と下部成層圏に、対流圏を放射冷却率の大きい上部対流圏と、より深部の下部成層圏に分けるものである。宇宙空間への惑星放射、日射の吸収・散乱には、雲対流層を包含する上部対流圏、ならびに下部成層圏が主要な役割を果たしている。また本研究により示された熱収支は、先行研究に比べてアルベドが大きくなり日射吸収量が減少する一方で、惑星放射量はわずかに増加するため、対流による内部熱フラックスの寄与が 2 倍弱となる。これまで観測データに基づきボンドアルベドを示した先行研究は Hanel *et al.* (1981) だけであり、その解析には大きな不定性が含まれることが示唆されている。惑星放射量については、概ね先行研究と同程度であり、増加量は観測解析手法による不定性の範囲内に収まると思われる。

本研究で導いた放射冷却率を用い、雲対流活動期に雲層に解放される凝結潜熱を奪うのに要する時間を求めることで、雲対流間欠周期を推定することができる。間欠周期は対流圏上部ではほとんど冷却に寄与しない H_2O ガスの深部混合比に強く依存することが知られている (Sugiyama *et al.*, 2014)。本研究で対流間欠周期を推定し直した結果、間欠周期は 291 地球日となった。観測されている Fading / revival feature の数年単位の間欠周期を同様のメカニズムを用いて説明するには、太陽組成比の 13 倍以上の深部 H_2O 混合比が必要になる。

謝辞

本論文の執筆にあたり、大変多くの皆さまからご支援をいただきましたことを、この場にて御礼申し上げます。指導教官である倉本圭教授には、本研究の着想から具体的な進め方、課題の検討や解決に至るまで、全面的な御指導をいただきました。また副査として論文審査を引き受けてくださった高橋幸弘教授、石渡正樹准教授、岡山大学のはしもとじょーじ准教授に感謝いたします。松江工業高等専門学校の杉山耕一朗准教授には、本研究の根幹となる雲対流の導入にあたって多くの御指導をいただきました。神戸大学の高橋芳幸准教授および大西将徳研究員には、大気放射伝達モデルの開発や dcpam 放射伝達計算モジュールの導入、計算結果の検討などで多くのご助言をいただきました。ともに学位取得を目指した渡辺健介君、今井正尭君をはじめとする惑星宇宙グループの学生およびスタッフの皆さまには、日常的な議論を通じて本研究を進めるうえでの理論的・観測的・実験的な視野からの様々な示唆をいただきました。最後に、研究に打ち込める環境を与えてくれた家族に心より感謝します。

付録 A

木星大気放射モデル詳細

A.1　光学パラメータ計算

A.1.1　衝突誘起吸収

本研究では、水素分子同士の衝突 (H_2-H_2) および水素分子とヘリウム分子の衝突 (H_2-He) の 2 種類の衝突誘起吸収について考慮し、他の分子種については濃度が著しく小さいため無視する。衝突誘起吸収には rot-transitional (RT), および rot-vibrational (RV) に起因する吸収帯がある (e.g., Borysow 2002)。本研究では H_2-H_2 衝突誘起吸収の吸収係数として、Borysow (2002) テーブルを導入する。このテーブルは RT および RV の fundamental, 1st overtone, 2nd overtone を考慮している。このテーブルは 60-400 K まで 50 K 毎、400-1000 K まで 100 K 毎に、10-17000 cm^{-1} までの吸収係数が 10 cm^{-1} 毎に記載されている。図 A.1 にその一部をプロットしたものを示す。また H_2-He 衝突誘起吸収は Borysow (1989) の計算コードを用いて算出した。同コードでは RT および RV overtone 3 までの吸収係数を計算できる。これを用いて、50-1000 K の吸収係数を 50 K 毎・10 cm^{-1} 毎に計算し、それらを足し合わせて H_2-H_2 同様にテーブルを作成した (図 A.2)。

これらのデータは、より新しい HITRAN2012 提供の吸収係数データとも概ね整合的である。図 A.3 – 図 A.6 では 100 cm^{-1} から 400 cm^{-1} における吸収係数の温度変化を比較している。HITRAN データには normal と equilibrium の 2 種類があり、 normal は 200 K 以上の高温下での平衡オルソパラ比が低温下でも速度論的に保存されているとした場合の値であり、equilibrium は完全な熱平衡を仮定した場合の値である (Richard *et al.*, 2012)。Borysow データがどのようなオルソパラ比を想定しているかは、明確な記述が無いため不明であるが、 HITRAN の equilibrium データとよく一致することから、熱平衡を仮定していると推測される。本研究では 200 K 以下の温度となる 0.1-1 bar での H_2

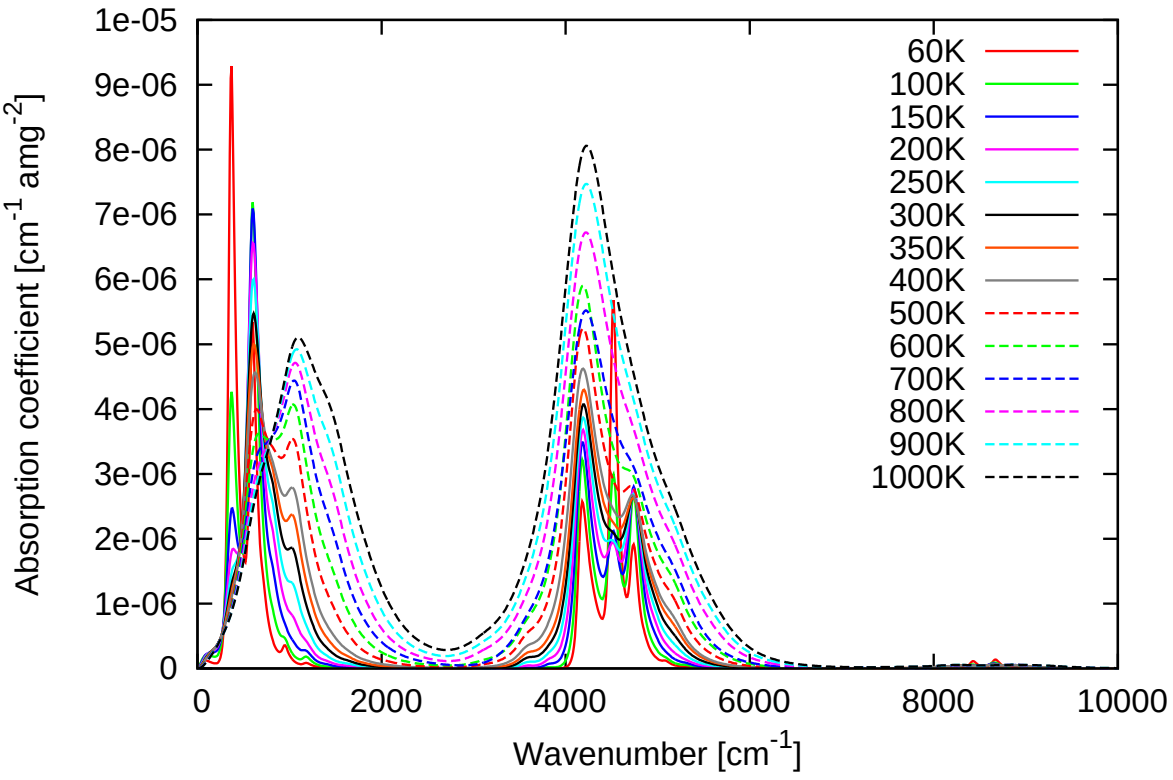

図 A.1 H_2-H_2 衝突誘起吸収の吸収係数。

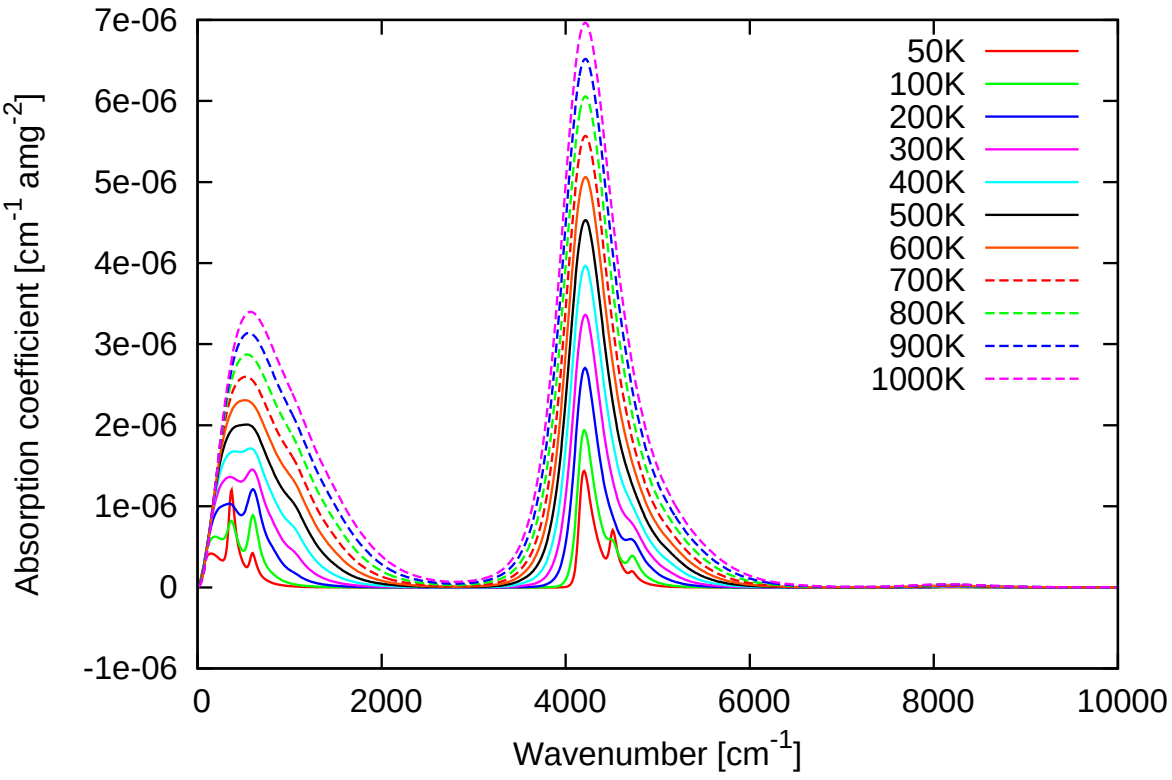

図 A.2　H_2-He 衝突誘起吸収の吸収係数。

吸収が重要となるため、equilibrium データと一致することは整合的である。波数によっては低温側 (<100 K) で HITRAN2012 equilibrium データからのずれが見られるが、本モデルでは 100 K 未満にはならないためこのずれは計算結果に影響しない。ただし、大気モデルにおいては H_2 分子のオルソパラ比の変化を考慮していないことに注意が必要である。

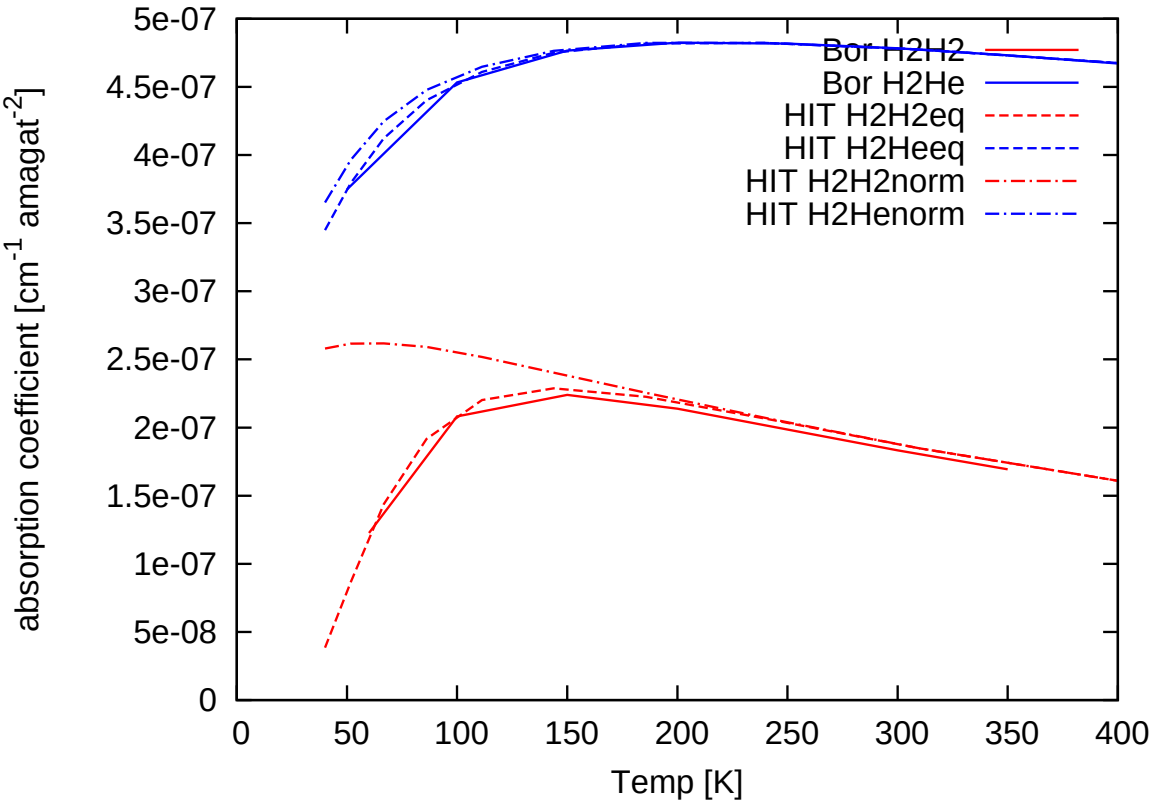

図 A.3 100 cm^{-1} における Borysow の研究に基づく係数と HITRAN2012 に基づく係数の比較。

本研究では、大気層の温度に合わせて直近の吸収係数データから温度方向に線形内挿し、そのうえで圧力方向に semi-log 内挿することで、任意の温度圧力に対する吸収係数を決定している。このテーブルから得られる吸収係数は $cm^{-1}amg^{-2}$ という次元をもっており、波数 ν における分子 x および y の衝突誘起吸収による opacity $d\tau_{x,y,\nu}$ は、衝突誘起吸収係数 α を用いて以下のように計算できる。

$$d\tau_{x,y,\nu} = \frac{\alpha_{x,y,\nu} P_x P_y}{n^2 M g k T P} dP \tag{A.1}$$

ここで $P_x P_y$ は各分子種の分圧 (Pa)、n は amagat 単位量 (2.69 $\times 10^{25}$ m^{-3})、M は平均分子量、g は重力加速度、k はボルツマン定数 (1.38 $\times 10^{-23}$ m^2 kg s^{-2} K^{-1})、T は

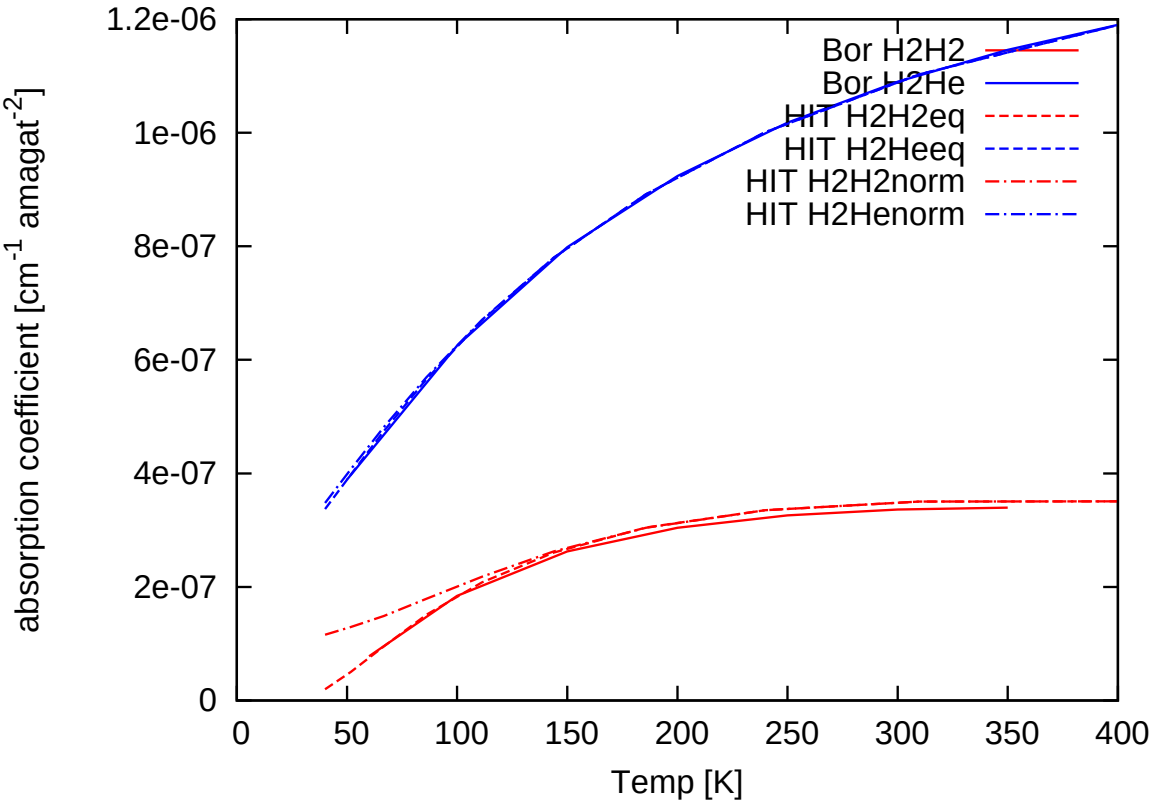

図 A.4　200 cm^{-1} における Borysow の研究に基づく係数と HITRAN2012 に基づく係数の比較。

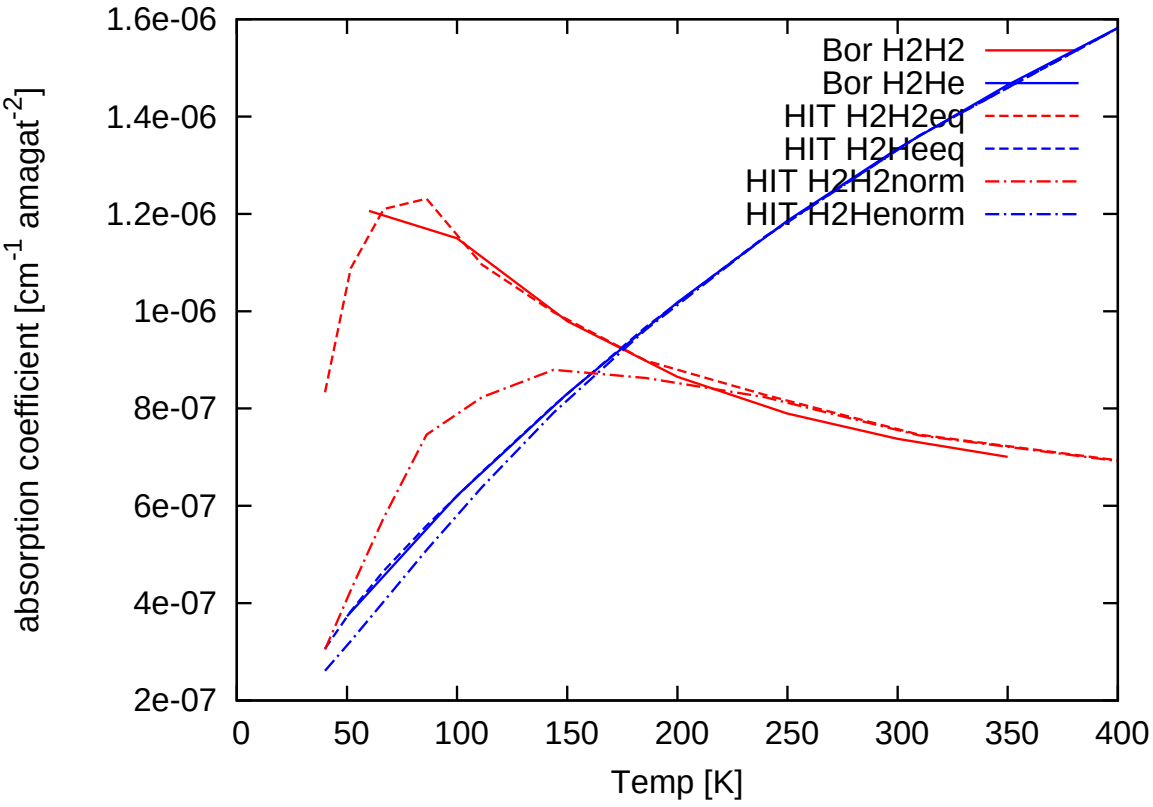

図 A.5 300 cm^{-1} における Borysow の研究に基づく係数と HITRAN2012 に基づく係数の比較。

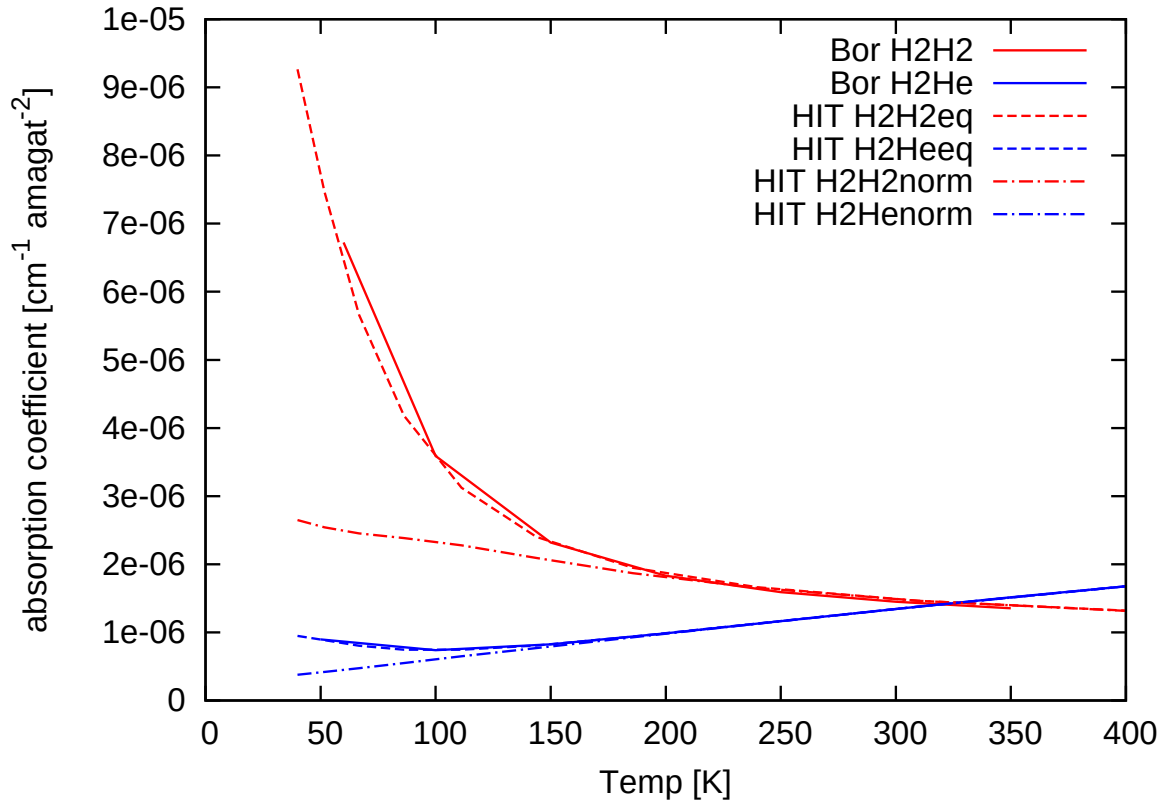

図 A.6　400 cm^{-1} における Borysow の研究に基づく係数と HITRAN2012 に基づく係数の比較。

温度、P は全圧である。これにより、H_2-H_2 および H_2-He の衝突誘起吸収による光学的厚さが決定される。

A.1.2 線吸収

線吸収による吸収係数を求める最も基本的な方法は Line by line 法である。この方法は、あらかじめ用意された吸収線のリファレンスデータに基づいて、対象となる大気の温度と圧力に応じた吸収係数をその都度計算するものである。Line by line 法は最も正確に吸収係数を計算できる一方で、その計算コストは膨大であるために、平衡計算のような複数回の放射計算をおこなう場合に用いるのは困難である。本モデルでは計算コストを削減するため、あらかじめいくつかの温度・圧力の組み合わせに対して Line by line 法を用いて吸収係数を求め、それらをデータテーブル化しておく。そして放射計算の際に各大気層の温度・圧力に応じて、データテーブルから適当なデータを呼び出し内挿を行うことで吸収係数を決定する。

A.1.2.1 HITRAN データベースを用いた Line by Line 計算テーブル

本モデルでは基本的に HITRAN2012 データベース (Rothman *et al.*, 2013) に基づき、line by line 計算を行う。ただし同データベースがカバーしていない吸収線については、他の文献データから補った。これについては後述する。HITRAN のデータは、基準温度圧力 ($P_{\rm ref}$ =1013 hPa, $T_{\rm ref}$ = 296 K) における吸収線強度および半値幅と、その温度圧力依存性を表すパラメータ等からなる (Rothman *et al.*, 2013, table 1 参照)。任意の温度に対する吸収線強度を求めるには、各分子種が特定のエネルギー準位にある割合を記述するために分配関数が必要である。それには各温度における各分子種の分配関数の値が掲載されている parsum.dat ファイル (HITRAN にて提供) を用いる。

波数解像度は、過去の放射モデル研究 (光田 2007) を参照し、地球の地上付近の線吸収をおおよそ不足なく表現するのに十分とされている 0.01 $\rm cm^{-1}$ 刻みを採用する。また一つの吸収線が吸収中心からどこまで離れた波数まで寄与するかを表すカットオフ半径については、解像度と同様の観点で見積もられた 25 $\rm cm^{-1}$ を採用する。Line by line 計算では、波数グリッドの各点に対して、その点から $\pm$ 25 $\rm cm^{-1}$ の範囲内に吸収中心を持つすべての吸収線からの寄与を足し上げ、その波数における吸収断面積を決定する。

以下に、温度 T、圧力 P の大気層における線吸収の光学的厚さの計算方法を示す。まず、分子種 A に関する i 番目の吸収線 X_i(中心波数 $n_i \rm cm^{-1}$) が、波数 N における吸収係数に与える寄与の計算をおこなう。吸収線 X_i が温度 T のときにもつ吸収強度 $S_i(T)$ は、

以下の式から求められる。

$$S_i(T) = S_i(T_{ref})\frac{Q(T_{ref})}{Q(T)}\frac{\exp(-c_2E/T)}{\exp(-c_2E/T_{ref})}\frac{(1-\exp(-c_2\nu/T))}{(1-\exp(-c_2\nu/T_{ref}))} \tag{A.2}$$

ここで $Q(T)$ は分配関数和、c_2 は第二放射定数 ($hc/k = 1.4388$ cm K)、E は下位準位エネルギー (cm^{-1})、ν は中心波数に対応する周波数である。

大気中での分子間衝突や熱運動により、吸収線は波数方向に広がり (broadening) を持つ。これを表す関数が吸収線型である。吸収線型は、大きく分けてドップラー線型とローレンツ線型の組み合わせによって表される。ドップラー線型は分子の熱運動によるドップラー効果に由来し、温度のみに依存する以下のような関数である。

$$f_D(\nu-\nu_0) = \frac{1}{\alpha_D(T)\pi^{1/2}}\exp\left[-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\alpha_D(T)}\right)^2\right] \tag{A.3}$$

$$\alpha_D(T) = \frac{\nu_0}{c}\left(\frac{2RT}{M_r}\right)^{1/2} \tag{A.4}$$

ここで α_D はドップラー半値幅、c は光速、R は気体定数、M_r は分子量、ν は周波数、ν_0 は吸収中心波数である。一方でローレンツ線形は分子間衝突に由来し、温度と圧力に依存する以下のような関数となる。

$$f_L(\nu-\nu_0) = \frac{\alpha_L(p,T)}{\pi[(\nu-\nu_0)^2+\alpha_L(p,T)^2]} \tag{A.5}$$

$$\alpha_L(p,T) = \alpha_L(p_{ref},T_{ref})\frac{p}{p_{ref}}\left(\frac{T_{ref}}{T}\right)^{N_L} \tag{A.6}$$

ここで α_L はローレンツ半値幅、N_L はローレンツ半値幅の温度依存性を表すべきである。参照温度、参照圧力における α_L および N_L は吸収線リファレンスデータから取得する。

本研究では、ドップラー線型とローレンツ線型の畳み込み関数であるフォークト関数を吸収線形として与える：

$$f_V(\nu-\nu_0) = \int_0^\infty f_L(\nu'-\nu_0)f_D(\nu-\nu')d\nu' \tag{A.7}$$

$$= \frac{Voigt(x,y)}{\alpha_D\pi^{1/2}} \tag{A.8}$$

$$Voigt(x,y) = \frac{y}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(-t^2)}{y^2+(x-t)^2}dt \tag{A.9}$$

$$x = \frac{\nu-\nu_0}{\alpha_D(T)}, y = \frac{\alpha_L(p,T)}{\alpha_D(T)}, t = \frac{\nu-\nu'}{\alpha_D(T)} \tag{A.10}$$

なお、実際の計算には先行研究で示されている近似式 (Kuntz 1997, Ruyten 2004) を用いた。

吸収強度 $S_i(T)$ とフォークト線型 $f_V(\nu - \nu_0)$ を用いて、吸収線 X_i が波数 ν でもつ吸収断面積 σ は以下のように書ける。

$$\sigma_{X_i}(\nu) = S_i(T) f_V(\nu - \nu_0) \tag{A.11}$$

そしてこの周波数に吸収をもたらす全ての吸収線の寄与を足し上げることで、相当する波数 ν における吸収係数が決まる。

$$\sigma_{\mathrm{total}}(\nu) = \sum_i \sigma_{X_i}(\nu) \tag{A.12}$$

ここで求めた吸収係数は特定の分子種の、分子一個当たりの吸収断面積であることに注意しておく。半値幅は同種の分子同士による衝突と他種の分子との衝突で変化するため、同分子種間衝突 (self) および他分子との衝突 (air) でそれぞれテーブルを作成している。本モデルで作成した吸収係数データベースは温度が 100–1000 K を 100 K 刻みに 10 グリッド、圧力が 0.001 bar から 100 bar まで桁ごとに 6 グリッドである。

A.1.2.2 CH_4 吸収係数テーブルの補完

CH_4 は木星大気において日射吸収に寄与するとともに、近赤外域にアルベドスペクトル特徴を与える重要な分子種である。HITRAN ではおよそ 0–11,500 cm^{-1} の範囲にある 460,000 本あまりの CH_4 吸収線が記載されているが、太陽放射の吸収を考察するには不十分である。そこでまず、10,000 cm^{-1} 付近の吸収帯を補う。この吸収帯を形成する吸収線は吸収強度が記載基準に満たないため HITRAN には記載されていないが、木星反射スペクトル上に明瞭に観測される。そして、HITRAN には記載の無い、 11,500 cm^{-1} よりも高波数での吸収係数データも補う (図 A.7)。

上記の補完のため、本研究では P. G. Irwin がウェブ上で公開している k 分布計算用データテーブルを導入した (Irwin *et al.*, 2008)。同テーブルは、Karkoschka and Tomasko (2010) (以降 KT2010) で示された CH_4 吸収モデルに基づく。KT2010 は 11 種の実験及び観測データを用いてモデル化したものであり、吸収線データベースに基づいた吸収係数の導出とはアプローチが異なる。KT2010 によれば低温・短波長の吸収線については解析が困難であり、このような実験的・経験的なモデルの方が有用であるとされている。Irwin のデータベースは、ある温度・圧力において 5 または 25 cm^{-1} 毎に区切られたメインバンド内に含まれる吸収線を小さい順に並べ替え、それを 10 のサブバンドに区切り、それぞれの吸収係数を記載したものである。10 のサブバンドの幅は常に特定の積算確率を持つものとして定義されている。本モデルでは、このメインバンド内での放射強度の波長依存性は無視できるとみなし、10 のサブバンドを小さい方から順に並べて吸収係数を決定した。従って、この吸収モデルを用いた波数範囲ではメインバンド以上の波長解像度を持たない。

本モデルでは、HITRAN に基づく高精度の吸収係数を優先しつつ、HITRAN ではデータが欠損し、なおかつ KT2010 の波数解像度の低さが問題にならなくなる高波数帯で KT2010 のデータを用いるようにした。具体的には、ラインバイライン計算において、波数の上昇とともに最初に吸収係数がゼロとなる 8000 cm^{-1} を目安として、その少し手前の 7800 cm^{-1} を HITRAN モデルと KT2010 モデルの接続点とした。

300 K 以下かつ 10 bar 以下の場合は上述のように HITRAN + KT2010 という組み合わせで吸収係数を求めるが、これより高温・高圧では HITRAN と Beguier *et al.* (2015) の線吸収データを取り入れた。Beguier は特に 10000 cm^{-1} 付近の CH_4 吸収線を詳しく調べた先行研究であり、これに付加された線吸収データは HITRAN と同様にラインバイライン法を用いて吸収係数を計算できる。ただし、Beguier *et al.* (2015) は吸収線の中心波数と吸収強度のみが提供されているため、吸収線の広がりについては HITRAN に記載のある直近の吸収線での値にて代用している。

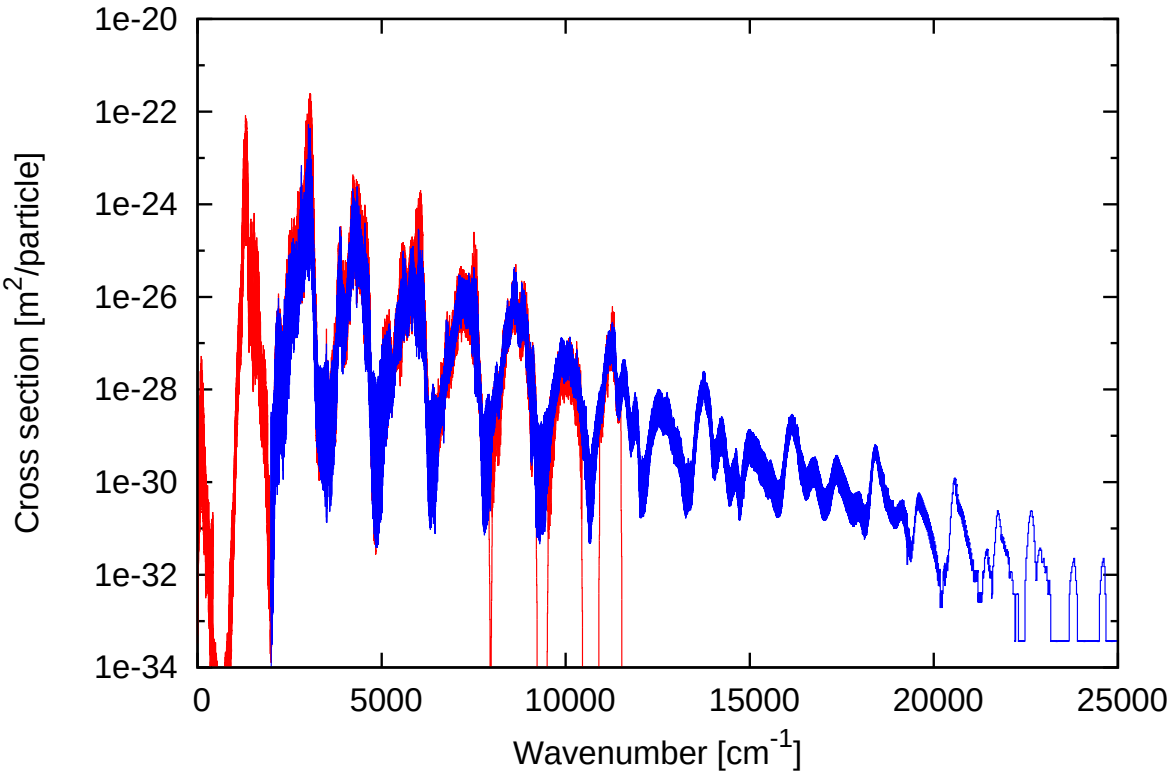

図 A.7　200K, 1bar の下での CH_4 分子の吸収断面積。赤が HITRAN2012 および Beguier *et al.* (2015) で示された吸収線を用いた場合、青が KT2010 のデータを用いた場合である。本モデルでは、7800 cm^{-1} までは HITRAN のデータを用い、それより高波数では KT2010 のデータを用いている。

A.1.2.3 ExoMol データベースを用いた NH_3 吸収断面積テーブルの作成

本モデルでは、NH_3 分子の線吸収の一部を ExoMol データベースにて提供されているプログラムから計算した。NH_3 は木星大気において CH_4 に次いで大気上部で豊富に存在する重分子種であるが、地球大気を想定した HITRAN では掲載されている吸収線本数が少なく (46,392 本)、波数範囲も最大 7,000 cm^{-1} 程度である。惑星放射 (熱放射) 計算のみであればこの波数範囲で十分であるが、日射による加熱への影響も考慮する場合、より波数が大きい範囲まで吸収を考慮する必要がある。ExoMol は系外惑星大気への適用を主眼としたデータベースであり、NH_3 吸収については Yurchenko *et al.* (2011) による研究を元として、1,138,323,351 本の吸収線による 12,000 cm^{-1} までの波数範囲での吸収係数を計算することが可能である。

HITRAN に基づいて計算した吸収係数と ExoMoL の吸収係数を比較すると、線型が大きく異なっている (図 A.8)。これは ExoMol のプログラムがブロードな線型を用いるように作られているためである。圧力が低い場合、線型はよりデルタ関数的な線型に近づくはずであり、このようなブロードな線型は正しくない。しかし同プログラムの設定上この線型を変更できないため、止むなくこの線型を用いた吸収係数をそのまま用いる。できるだけ HITRAN データベースに基づき Voigt 線型を仮定したより正確な吸収係数を用いるため、同吸収係数のデータが欠損している (吸収係数が 0 になる) 波数帯に限り、ExoMol プログラムによる吸収係数を用いることとする。なお、同プログラムでは air と self の区別は無いため、同じ吸収係数を用いる。

A.1.2.4 線吸収による光学的深さの決定

以上のデータベースをあらかじめ作成した上で、放射計算の途上でデータベースを呼び出して光学的厚さを計算する。任意の温度・圧力における吸収係数は温度方向には線形内挿、圧力方向には log-log 内挿を用いている。内挿により対象大気層での吸収係数が決まれば、それに分子数を与えて光学的厚さを求める。

$$d\tau_x = \frac{\sigma_x P_x}{MgP} dP \tag{A.13}$$

ここで τ_x は分子種 x の線吸収による光学的厚さ、σ_x は吸収断面積、P_x は分子種 x の分圧である。なお、吸収係数は self と air それぞれについて内挿して求めているため、対象の大気層の圧力と各分子種の混合比に応じて以下のように計算される。

$$d\tau_{x,total} = (P_x \tau_{x,self}) + (P - P_x)\tau_{x,air} \tag{A.14}$$

ここで $\tau_{x,total}$ は分子種 x の線吸収による全光学的厚さ、$\tau_{x,self}$ は分子種 x の self broadening による線吸収の光学的厚さ、$\tau_{x,air}$ は分子種 x の air broadening による線吸

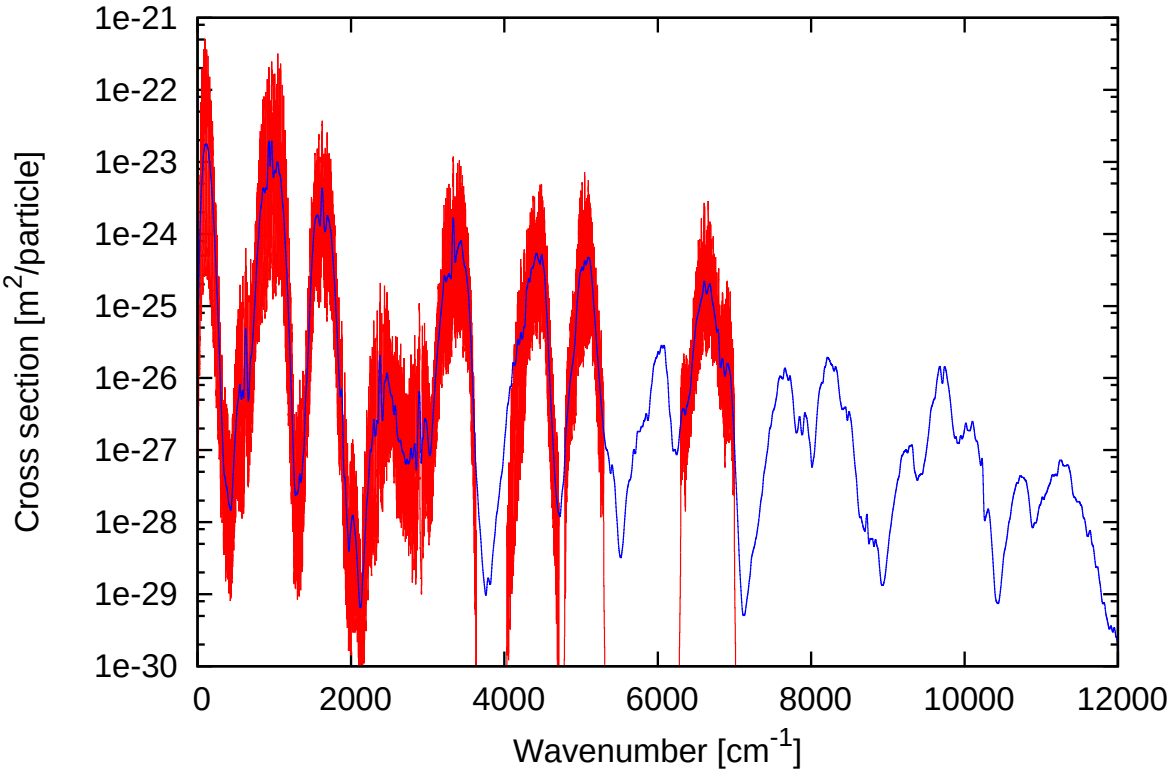

図 A.8　200K, 1bar の下での NH_3 分子の吸収断面積。赤が HITRAN2012 で示された吸収線を用いた場合、青が ExoMol のデータを用いた場合である。本モデルでは基本的に HITRAN のデータを用いるが、吸収係数が 0 となる波数では ExoMol のデータを用いている。

収の光学的厚さである。ある大気層に含まれる全ての分子種について線吸収による光学的厚さを合計することで、その大気層における線吸収の全光学的厚さが決まる。

A.1.3 Rayleigh 散乱

粒子による電磁波の散乱は大きくレイリー散乱とミー散乱に区別される。このうちレイリー散乱は、粒子のサイズが電磁波の波長に対して十分に小さい場合に有効となる。レイリー散乱は多重散乱を前提としているため等方的であり、またこの過程自体は吸収を考慮しないため一次散乱アルベドは 1 である。本モデルでは、最も基本的な大気散乱過程として、木星大気の大部分を占める H_2 および He ガスによるレイリー散乱を導入した。

木星大気における H_2 と He の量は高い精度でわかっており、そのような環境におけるレイリー散乱は以下のように近似できることが示されている (Taylor 2004)。

$$\tau_R/P = 0.0083(1 + 0.014\lambda^{-2} + 0.00027\lambda^{-4})\lambda^{-4} \tag{A.15}$$

これを用いてレイリー散乱の光学的厚さを計算すると、本モデルの最大波数である 35000 cm^{-1} でも大気深部の数 bar でようやく 1 に達するようになる。したがって、現在対象にしている 35000 cm^{-1} 以下の波数では、雲層がある限りはほとんど大気散乱には寄与しない。

A.1.4 ミー理論計算

前節のレイリー散乱に対して、散乱体サイズが波長とほぼ同程度かあるいは大きい場合にはミー散乱が有効となる。木星大気中には NH_3, NH_4SH, H_2O の雲や、成層圏ヘイズ、あるいは着色物質とよばれる粒子が存在しているとされ、これらの粒子は 0.01-100 μm 程度の粒径を持つと考えられており、これは紫外から遠赤外の波長と概ね同等である。よって、これらの粒子による散乱 (および吸収) を考察するにはミー理論に基づいた計算が必要である。ミー理論では粒子による吸収と散乱の両方を考慮して光学パラメータを求めることになるため、一次散乱アルベドは 1 より小さくなる場合がある。また粒子の性質により散乱方向にも偏りが生じるため、非等方因子も-1(完全後方散乱) から 1(完全前方散乱) の間で変化する。

まず、粒子の単位質量あたりの吸収と散乱の係数をミー理論計算から求める。本モデルでは、あらかじめ各種粒子の典型的な粒径分布を仮定した状態でミー理論計算を行い、各波長における消散係数・一次散乱アルベド・非等方因子をデータベース化している。ミー理論の計算に用いたプログラムは、はしもとじょーじ氏が作成した Bohren and Huffman (1983) のコードを一部改変したものである。なお、このプログラムは粒子について完全球形を仮定している。このプログラムでは、インプットとして環境媒体 (H_2, He) の屈折率

(実部)、粒子成分の複素屈折率、粒子成分の有効粒径、そして粒径分布パラメータを与える。このうち、H_2He の屈折率は 1 を仮定した。粒子の複素屈折率については、それぞれ表 2.2 に示す先行研究を参照した。ただし、不足データに付いては適宜内挿あるいは外挿している。また温度依存性は無視している。有効粒径については Ragent *et al.* (1998) の制約を元にして nominal な値を仮定した。粒径分布パラメータについては制約が難しいため、本研究においては極端に偏りが出ない値として各粒子種で一律に 1.3 を仮定した。

以上のインプットを用いて、アウトプットである消散係数、一次散乱アルベド、非対称因子はそれぞれ以下の式から計算される (浅野 2010, 大気放射学の基礎, pp126 参照)。

$$\sigma_e(x,m) = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{n=1}^{\infty} Re[a_n + b_n] \tag{A.16}$$

$$\sigma_s(x,m) = \frac{\pi}{k^2}\int_0^{\pi} [i_1(x,m;\Theta) + i_2(x,m;\Theta)]\sin\Theta d\Theta \tag{A.17}$$

$$\omega(x,m) = \sigma_s^M(x,m)/\sigma_e^M(x,m) \tag{A.18}$$

$$g = \frac{4}{x^2 Q_s}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{n(n+2)}{n+1}Re[a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*] + \frac{2n+1}{n(n+1)}Re[a_n b_n^*]\right) \tag{A.19}$$

ここで σ_e は消散断面積、σ_s は散乱断面積、ω は一次散乱アルベド、g は非対称因子である。x はサイズパラメータであり粒子半径 r と波長 λ を用いて $x = 2\pi r/\lambda$ とあらわせる。m は複素屈折率 $m_r - m_i i$ であり、$k = 2\pi/\lambda$ である。a_n, b_n はミー係数と呼ばれ、サイズパラメータと複素屈折率の関数である。Θ は散乱角 (前方で $\Theta = 0$) である。Q_s は散乱効率因子であり $\sigma_s(x,m)/\pi r^2$ で与えられる。

計算された各アウトプットはそれぞれ図 2.1 、図 2.2 、図 2.3 に示したとおりである。ここで得られた各パラメータは、表 2.2 に示した各先行研究で示されたのと概ね一致した。

放射伝達計算の際は、あらかじめ前述のミー理論計算で用いた粒径分布を持つような各種粒子の基準となる数密度 $\rho_{\mathrm{num,ref}}$ および質量密度 $\rho_{\mathrm{mass,ref}}$ を定めておく。

$$\rho_{\mathrm{num,ref}} = \sum_{i=1}^{n} X_i \tag{A.20}$$

$$\rho_{\mathrm{mass,ref}} = \sum_{i=1}^{n} (4/3)\pi R_i^3 \rho X_i \tag{A.21}$$

ここで n は粒子のサイズグリッドであり、本研究では 2^8 と設定した。X_i はそのサイズの粒子の個数比をあらわす。本研究では対数正規分布を仮定し個数比を決めている (2.2 式)。R_i は粒子の半径をあらわす。ρ はその粒子成分の単位質量 $(\mathrm{kg/m^3})$ をあらわす。

粒子の分布は各大気層における粒子総量の質量密度 $\rho_{\mathrm{mass}}(p)(\mathrm{kg/m^3})$ として与える。その質量密度が、上記の基準質量密度の何倍であるかを計算し、その比に基づいて大気層

の粒子数密度 $\rho_{\rm num}(p)$ を求める。

$$\rho_{\rm num}(p) = \rho_{\rm num,ref} \times \frac{\rho_{\rm mass}(p)}{\rho_{\rm mass,ref}} \tag{A.22}$$

これで大気層にどれだけの粒子が存在するかが決まるので、ここにミー理論計算から求めた粒子一個当たりの消散断面積をかけ、静水圧平衡を仮定し、光学的厚さを求める。

$$\tau(p) = \rho_{\rm num}(p) \times \sigma_e \times \frac{dP}{\rho_{\rm air} g} \tag{A.23}$$

ここで $\rho_{\rm air}$ はその大気層の平均質量密度 ($\mathrm{kg/m^3}$) である。ここで求められたある粒子成分による全光学的厚さ $\tau(p)$ のうち、一次散乱アルベド ω をかけたぶんが散乱による光学的厚さであり、残りは吸収による光学的厚さとなる。先述のとおり、本モデルでは 5 種類の粒子成分を導入しているため、それら全ての寄与を足し合わせたものが、全粒子成分による光学的寄与となる。

A.2 放射伝達計算

本モデルの放射伝達は、Toon *et al.* (1989) で示された二方向近似モデルに基づいた DCPAM5 コードを用いて計算している。同コードでは、放射を短波放射 (SW) と長波放射 (LW) に分け、それぞれの場合で鉛直方向に放射がどれだけ伝達されるかを、各大気層の光学パラメータから求めている。同コードで用いられている定式化及び離散化については、Toon *et al.* (1981)、dcpam ウェブサイトで提供されているドキュメント「DCPAM5 支配方程式系とその離散化 (`https://www.gfd-dennou.org/arch/dcpam/dcpam5/dcpam5-git/doc/basic_equations/pub/basic_equations.pdf`)」の第 7 章、「DCRTM 支配方程式とその離散化 (`https://www.gfd-dennou.org/arch/dcrtm/dcrtm/dcrtm_latest/doc/basic_equations/pub/dcrtm_basic_equations.pdf`)」の第 6 章、および光田 (2007) を参照した。本稿では短波計算と長波計算の注意事項のみ記述する。

A.2.1 短波

短波放射の計算では、大気上端からある天頂角で下向きに入射する太陽光が、各大気層を通過する際にどれだけ吸収あるいは散乱されるかを解く。ここでは二流近似法 (Two stream method) を用いる。また散乱近似としてエディントン近似を用いる。このとき、大気上端から n 番目にある光学的厚さ τ_n の大気層の上端 (光学的深さ τ_t, 以下では上端を基点とした光学的厚さ 0 を引数とする) と下端 (光学的深さ $\tau_t + \tau_n$, 以下では上端を基

点とした光学的厚さ τ_n を引数とする) の境界面における上下方向のフラックスは以下のように書ける。

$$F_n^+(0) = e_{3,n}Y_{1,n} + e_{4,n}Y_{2,n} + C_n^+(0) \tag{A.24}$$
$$F_n^+(\tau_n) = e_{1,n}Y_{1,n} - e_{2,n}Y_{2,n} + C_n^+(\tau_n) \tag{A.25}$$
$$F_n^-(0) = e_{1,n}Y_{1,n} + e_{2,n}Y_{2,n} + C_n^-(0) + \mu_0\pi F_s \exp(-\frac{\tau_t}{\mu_0}) \tag{A.26}$$
$$F_n^-(\tau_n) = e_{3,n}Y_{1,n} - e_{4,n}Y_{2,n} + C_n^-(\tau_n) + \mu_0\pi F_s \exp(-\frac{\tau_t + \tau_n}{\mu_0}) \tag{A.27}$$

ここで μ_0 は太陽天頂角の余弦、F_s は日射フラックスである。下向きフラックスの最終項は直達光をあらわす。e は以下の式であらわされる。

$$e_{1,n} = \Gamma_n \exp(-\lambda_n\tau_n) + 1 \tag{A.28}$$
$$e_{2,n} = \Gamma_n \exp(-\lambda_n\tau_n) - 1 \tag{A.29}$$
$$e_{3,n} = \exp(-\lambda_n\tau_n) + \Gamma_n \tag{A.30}$$
$$e_{4,n} = \exp(-\lambda_n\tau_n) - \Gamma_n \tag{A.31}$$

ここで Γ と λ は散乱近似によって変化する。

$$\Gamma_n = \frac{\gamma_{2,n}}{\gamma_{1,n} + \lambda_n} \tag{A.32}$$
$$\lambda_n = (\gamma_1^2 - \gamma_2^2)^{1/2} \tag{A.33}$$

エディントン近似のもとでは $\gamma_{1,2,3,4}$ は以下のようになる。

$$\gamma_1 = \frac{7 - \varpi_0(4 + 3g)}{4} \tag{A.34}$$
$$\gamma_2 = -\frac{1 - \varpi_0(4 - 3g)}{4} \tag{A.35}$$
$$\gamma_3 = \frac{2 - 3g\mu_0}{4} \tag{A.36}$$
$$\gamma_4 = 1 - \gamma_3 \tag{A.37}$$

ここで ϖ_0 は大気層の一次散乱アルベド、g は非等方因子である。また $Y_{1.2}$ は以下のようにあらわされる。

$$Y_{1,n} = \frac{1}{2}(k_{1,n} \exp(\lambda_n\tau_n) + k_{2,n}) \tag{A.38}$$
$$Y_{2,n} = \frac{1}{2}(k_{1,n} \exp(\lambda_n\tau_n) - k_{2,n}) \tag{A.39}$$

ここで $k_{1,2}$ は以下のようにあらわされる。

$$k_1 = \frac{F_s - k_2 - C^-(0)}{\Gamma} \tag{A.40}$$

$$k_2 = \frac{(A_{sfc}\Gamma - 1)F_s - C^-(0)\exp(\lambda\tau_{sfc}) + \Gamma(-C^+(\tau_{sfc}) + \mu_0\pi F_s \exp(-\tau_{sfc}/\mu_0))}{(A_{sfc}\Gamma - 1)\exp(\lambda\tau_{sfc}) - (A_{sfc} - \Gamma)\Gamma\exp(-\lambda\tau_{sfc})} \tag{A.41}$$

ここで A_{sfc}, τ_{sfc} はそれぞれ計算領域下端でのアルベドと光学的深さをあらわすが、本計算では A_{sfc} はゼロとしている。さらに $C^{+,-}$ については以下のようにあらわされる。

$$C_n^+(\tau) = \frac{\varpi_{0,n}\pi F_s \exp(-\frac{\tau_t+\tau}{\mu_0})(\frac{\gamma_{1,n}-\frac{1}{\mu_0}}{\gamma_{3,n}} + \gamma_{4,n}\gamma_{2,n})}{\lambda_n^2 - \frac{1}{\mu_0^2}} \tag{A.42}$$

$$+ 2\mu_{1,n}(B_{0,n} + B_{1,n}(\tau + \frac{1}{\gamma_{1,n}+\gamma_{2,n}}))$$

$$C_n^-(\tau) = \frac{\varpi_{0,n}\pi F_s \exp(-\frac{\tau_t+\tau}{\mu_0})(\frac{\gamma_{1,n}+\frac{1}{\mu_0}}{\gamma_{4,n}} + \gamma_{2,n}\gamma_{3,n})}{\lambda_n^2 - \frac{1}{\mu_0^2}} \tag{A.43}$$

$$+ 2\mu_{1,n}(B_{0,n} + B_{1,n}(\tau - \frac{1}{\gamma_{1,n}+\gamma_{2,n}}))$$

ここで $B_0 = \pi B(0)$、$B_1 = \pi(B(\tau_{sfc}) - B(0))/\tau_{sfc}$ である。以上の定式化と離散化の詳細については先述の参考文献を参照されたい。短波放射が重要になるのは可視光を中心とした高波数域であり、本モデルでは原則として 35,000 cm^{-1} までの全波数域で短波放射計算を行う。

A.2.2 長波

長波放射の計算では、大気下端から上向きに入射する拡散近似フラックスおよび大気自身が発する惑星放射 (熱放射) が、各大気層を通過する際にどれだけ吸収あるいは射出されるかを解く。ここでは二流近似放射源関数法 (Two stream source function method) を用い、散乱近似として入射角・散乱角依存性を持たない半球平均近似を用いている。放射源関数法を用いた場合、フラックスは以下のように書ける。

$$F_n^{\pm}(\tau) = \int_0^1 \mu I^{\pm}(\tau,\mu)d\mu \tag{A.44}$$

$$\approx \sum_i \omega_i\mu_i I^{\pm}(\tau,\mu_i) \tag{A.45}$$

ここで、ω_i はガウス重みであり、本モデルでは天頂角 θ を 0–90 ∘ を 8 点に分けて重みを与えている (表 A.1)。また $I^p m(\tau,\mu_i)$ は光学的深さ τ に位置する大気層を $\mu_i = \cos(\theta_i)$ の方向に通過する放射の放射強度をあらわす。± はそれぞれ上向きあるいは下向きの放射を意味する。

上下方向での I はそれぞれ以下の式であらわせる。

$$I_n^+(0,\mu) = I_n^+(\tau_n,\mu)\exp(-\frac{\tau_n}{\mu}) \tag{A.46}$$

表 A.1　本モデルで用いたガウス重み

分点	$\cos\theta_i$	重み
θ_1	1.99e-2	5.06e-2
θ_2	0.102	0.111
θ_3	0.237	0.157
θ_4	0.408	0.181
θ_5	0.592	0.181
θ_6	0.763	0.157
θ_7	0.898	0.111
θ_8	0.980	5.06e-2

$$
\begin{aligned}
&+ \frac{G_n}{\lambda\mu - 1}(\exp(\frac{-\tau}{\mu}) - \exp(-\tau\lambda)) \\
&+ \frac{H_n}{\lambda\mu + 1}(1 - \exp(-\tau_n(\lambda + \frac{1}{\mu})) \\
&+ \alpha_1(1 - \exp(-\frac{\tau_n}{\mu})) \\
&+ \alpha_2(\mu - (\tau_n + \mu)\exp(-\frac{\tau_n}{\mu})) \\
I_n^-(\tau_n, -\mu) &= I_n^-(0, -\mu)\exp(-\frac{\tau_n}{\mu}) \\
&+ \frac{J_n}{\lambda\mu + 1}(1 - \exp(-\tau_n(\lambda + \frac{1}{\mu}))) \\
&+ \frac{K_n}{\lambda\mu - 1}(\exp(-\frac{\tau_n}{\mu}) - \exp(-\tau_n\lambda)) \\
&+ \sigma_1(1 - \exp(-\frac{\tau_n}{\mu})) \\
&+ \sigma_2(\mu\exp(-\frac{\tau_n}{\mu}) + \tau_n - \mu)
\end{aligned}
\tag{A.47}
$$

ここで $G, H, J, K, \alpha, \sigma$ は以下のように与えられる。

$$G_n = (Y_{1,n} + Y_{2,n})(\frac{1}{\mu_1} - \lambda) \tag{A.48}$$

$$H_n = (Y_{1,n} - Y_{2,n})\Gamma(\lambda + \frac{1}{\mu_1}) \tag{A.49}$$

$$J_n = (Y_{1,n} + Y_{2,n})\Gamma(\lambda + \frac{1}{\mu_1}) \tag{A.50}$$

$$K_n = (Y_{1,n} - Y_{2,n})(\frac{1}{\mu_1} - \lambda) \tag{A.51}$$

$$\alpha_1 = 2(B_0 + B_1(\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} - \mu_1)) \tag{A.52}$$

$$\alpha_2 = 2B_1 \tag{A.53}$$

$$\sigma_1 = 2(B_0 - B_1(\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} - \mu_1)) \tag{A.54}$$

$$\alpha_2 = 2B_1 \tag{A.55}$$

ここで $\mu_1 = \frac{1-\varpi_0}{\gamma_1-\gamma_2}$ である。以上の式は式変形にあたり散乱近似として半球平均近似を仮定しており、そのときの γ は以下のように与えられる。

$$\gamma_1 = 2 - \varpi_0(1+g) \tag{A.56}$$

$$\gamma_2 = \varpi_0(1-g) \tag{A.57}$$

以上の定式化と離散化の詳細については先述の参考文献を参照されたい。ただし本研究では地表面は存在しないことから、下部境界での上向きフラックスとして黒体放射フラックスではなく以下の拡散近似フラックスを与えている。

$$F^+(\tau_{sfc}) = \pi B(T_{sfc}) + 2\pi \left(\frac{dB}{dT} \frac{dT}{dP} \frac{dP}{d\tau} \right) \tag{A.58}$$

これは計算領域下端付近での温度勾配を持った大気が、下端よりも下にも続いていると仮定した場合のフラックスの一次の項までを足したものである。長波放射が重要になるのは惑星放射が見られる低波数域であり、木星の場合は有効温度 125 K に対応する 25 μm (400cm^{-1}) 付近に惑星放射のピークを持つ。また 5 μm(2000 cm^{-1}) 付近に見られる大気窓波長帯からもわずかながら無視できない量の惑星放射が観測されている。従って、本モデルではこれらを十分にカバーできる 5000 cm^{-1} までの波数帯において、長波放射計算を行う。

A.3 アルベド計算

一般にアルベドとは、入射光に対する反射光の割合を示す比である。入射光や反射光の定義により様々な種類のアルベドが提案されているが、本研究では幾何アルベド (Geometric albedo) とボンドアルベド (Bond albedo) を用いて日射の放射計算結果を評価している。

A.3.1 幾何アルベド

幾何アルベドとは、惑星が位相角 0 の方向に返す放射の強度を、惑星半径と同じ大きさを持つ完全等方散乱円盤 (Lambert disk, 全ての入射光を半球方向に等方的に散乱する平面) が位相角 0 の方向に返す放射強度で割ったものである。その定義上、幾何アルベドは

波長の関数である。例えば 0.5μm における幾何アルベドが 0.4 であれば、その波長での放射強度が惑星サイズの等方散乱円盤で想定される位相角 0 度への反射光強度の 4 割であるということを意味する。なお、惑星半径の完全等方散乱球 (Lambert sphere) では、幾何アルベドは常に 2/3 となる。

本モデルでは、まず太陽天頂角を 0–90° の間で 8 点に分け、それぞれの太陽天頂角を与えた放射計算を個別におこなう。その結果得られる 8 つの放射計算結果それぞれについて、大気上端におけるフラックス F_i をガウス求積法を用いて積分することで、幾何アルベドの分子となる位相角 0 度への反射光強度 I_{scat} を求めることが出来る。ガウス重みづけは表 A.1 で示したものと同じである。ここでフラックスを放射強度に直すため、エディントン近似を仮定すると以下の式のように書ける。

$$I_{scat}(\nu) = \sum_{i=1}^{8} F_i(\nu)(\frac{\pi}{4} + \cos\theta_i)\frac{1}{\pi^2}2\pi R^2 \cos\theta_i W_i \tag{A.59}$$

ここで θ_i は太陽天頂角、R は木星半径、W_i はガウス重みである。また F_i は鉛直上向きフラックスのため、これを太陽天頂角方向に投影するため cos を掛けている。一方で、分母となる等方散乱円盤で想定される反射強度は以下の式で計算できる。

$$I_{LD}(\nu) = \frac{F_{solar}(\nu)\pi R^2}{2\pi} \tag{A.60}$$

これらの式を用いて、波数 ν における幾何アルベドは以下のように計算できる。

$$A_{geo}(\nu) = \frac{I_{scat}(\nu)}{I_{LD}(\nu)} \tag{A.61}$$

A.3.2 ボンドアルベド

ボンドアルベドは、惑星があらゆる方向に反射する放射強度の合計値を、惑星半径と同じ大きさの円盤が受ける放射強度の合計値で割ったものである。これを言い換えると、惑星が受け取る全太陽エネルギーに対する惑星が反射するエネルギーの比とも言える。その定義上、ボンドアルベドは惑星に対して一意に決定できる。例えばボンドアルベドが 0.3 ならば、惑星は受け取る全太陽エネルギーのうち 3 割を様々な方向に反射し、残りの 7 割を吸収するということである。なお、ボンドアルベドを波長積分値ではなく波長ごとに定義したものは球アルベド (Spherical albedo) とよばれる。

ボンドアルベドの計算は幾何アルベドとほぼ同様の手順でおこなう。様々な太陽天頂角を仮定した場合の放射計算をおこない、それぞれの場合の大気上端における上向きフラックスを得て、それを合算する。幾何アルベドでは位相角 0 の放射強度を得るため cos をかけていたが、ボンドアルベドでは全放射を用いるためそのままガウス求積法にて積分をお

こなう。

$$E_{scat} = \sum_{i=1}^{8} F_i 2\pi R^2 W_i \tag{A.62}$$

木星が受け取る日射エネルギーは $F_{solar}\pi R^2$ なので、ボンドアルベドは以下のように書ける。

$$A_{bond} = \frac{E_{scat}}{F_{solar}\pi R^2} = \frac{2\sum_{i=1}^{8} F_i W_i}{F_{solar}} \tag{A.63}$$

参考文献

1. Atreya, S. K., Wong, M. H., Owen, T. C., Mahaffy, P. R., Niemann, H. B., de Pater, I., Drossart, P. and Encrenaz, Th., 1999, A comparison of the atmospheres of Jupiter and Saturn: deep atmospheric composition, cloud structure, vertical mixing, and origin, *Planetary and Space Science*, **47**, 1243-1262.
2. Banfield, D., Gierasch, P. J., Bell, M., Ustinov, E., Ingersoll, A. P., Vasavada, A. R., West, Robert A. and Belton, M. J. S., 1998, Jupiter's Cloud Structure from Galileo Imaging Data, *Icarus*, **135**, 230-250.
3. Beguier, S., Liu, A. W. and Campargue, A., 2015, An empirical line list for methane near 1 μ m (9028-10,435 cm-1), *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **166**, 6-12.
4. Bohren, C. F. and Huffman, D. R., 1983, Absorption and scattering of light by small particles, New York: Wiley.
5. Borysow, A., Frommhold, L. and Moraldi, M, 1989, Collision-induced infrared spectra of H2-He pairs involving 0-1 vibrational transitions and temperatures from 18 to 7000 K, *Astrophysical Journal*, **336**, 495-503.
6. Borysow, A., 2002, Collision induced absorption coefficients of H2 pairs at temperatures from 60K to 1000K, *Astronomy and Astrophysics*, **390**, 779-782.
7. Carlson, R. W., Baines, K. H., Anderson, M. S., Filacchione, G. and Simon, A. A., 2016, Chromophores from photolyzed ammonia reacting with acetylene: Application to Jupiter's Great Red Spot, *Icarus*, **274**, 106-115.
8. Fletcher, L. N., Orton, G. S., Rogers, J. H., Simon-Miller, A. A., de Pater, I., Wong, M. H., Mousis, O., Irwin, P. G. J., Jacquesson, M. and Yanamandra-Fisher, P. A., 2011, Jovian temperature and cloud variability during the 2009-2010 fade of the South Equatorial Belt, *Icarus*, **213**, 564-580.
9. Fouchet, T, Irwin, P. G. J., Parrish, P. Calcutt, S. B., Taylor, F. W., Nixon, C. A. and Owen, T., 2004, Search for spatial variation in the jovian 15N/ 14N ratio from Cassini/CIRS observations, *Icarus*, **172**, 50-58.
10. Friedson, A. J., 1999, New Observations and Modelling of a QBO-Like Oscillation in Jupiter's Stratosphere, *Icarus*, **137**, 34-55.
11. Griffith, C. A., Bezard, B., Owen, T. and Gautier, D., 1992, The tropospheric abundances of NH3 and PH3 in Jupiter's Great Red Spot, from Voyager IRIS observations, *Icarus*, **98**, 82-93.
12. Guillot, T., 2005, The interiors of giant planets : Models and Outstanding

Questions, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **33**, 493-530.

13. Hanel, R., Conrath, B., Herath, L., Kunde, V. and Pirraglia, J., 1981, Albedo, internal heat, and energy balance of Jupiter - Preliminary results of the Voyager infrared investigation, *Journal of Geophysical Research*, **86**, 8705-8712.
14. Howett, C. J. A., Carlson, R. W., Irwin, P. G. J., Calcutt, S. B., 2007, Optical constants of ammonium hydrosulfide ice and ammonia ice, *Journal of the Optical Society of America B*, **24**, 126-136.
15. Ingersoll, A. P., Muench, G., Neugebauer, G., Diner, D. J., Orton, G. S., Schupler, B., Schroeder, M., Chase, S. C., Ruiz, R. D. and Trafton, L. M., 1975, Pioneer 11 infrared radiometer experiment - The global heat balance of Jupiter, *Science*, **188**, 472-473.
16. Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., de Kok, R., Fletcher, L. N., Howett, C. J. A., Tsang, C. C. C., Wilson, C. F., Calcutt, S. B., Nixon, C. A. and Parrish, P. D., 2008, The NEMESIS planetary atmosphere radiative transfer and retrieval tool, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, **109**, 1136-1150.
17. Irwin, P. G. J., 2009, Giant Planets of Our Solar System: Atmospheres, Composition, and Structure, *Springer Praxis Books*.
18. Karkoschka, E. and Tomasko, M. G., 2010, Methane absorption coefficients for the jovian planets from laboratory, Huygens, and HST data, *Icarus*, **205**, 674-694.
19. Kaye, J. A. and Strobel, D. F., 1983, HCN formation on Jupiter - The coupled photochemistry of ammonia and Acetylene, *Icarus*, **54**, 417-433.
20. Kuntz, M., 1997, A new implementation of the Humlicek algorithm for the calculation of the Voigt profile function., *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **57**, 819-824.
21. Kuroda, T, Medvedev, A. S. and Hartogh, P., 2014, Parameterization of radiative heating and cooling rates in the stratosphere of Jupiter, *Icarus*, **242**, 149-157.
22. Li, L., Baines, K. H., Smith, M. A., West, R. A., Perez-Hoyos, S., Trammell, H. J., Simon-Miller, A. A., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Orton, G. S., Nixon, C. A., Filacchione, Gianrico, Fry, Patrick M. and Momary, T. W., 2012, Emitted power of Jupiter based on Cassini CIRS and VIMS observations, *Journal of Geophysical Research*, **117**, CiteID E11002.
23. Martonchik, J. V., Orton, G. S. and Appleby, J. F., 1984, Optical properties of NH3 ice from the far infrared to the near ultraviolet, *Applied Optics*, **23**,

541-547.

24. Pierel, J. D. R., Nixon, C. A., Lellouch, E., Fletcher, L. N., Bjoraker, G. L., Achterberg, R. K., Bezard, B., Hesman, B. E., Irwin, P. G. J. and Flasar, F. M., 2017, D/H Ratios on Saturn and Jupiter from Cassini CIRS, *The Astronomical Journal*, **154**, article id. 178.
25. Ragent, B., Colburn, D. S., Rages, K. A., Knight, T. C. D., Avrin, P., Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A. and Grams, G. W., 1998, The clouds of Jupiter: Results of the Galileo Jupiter mission probe nephelometer experiment, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 22891-22910.
26. Read, P. L., Barstow, J., Charnay, B., Chelvaniththilan, S., Irwin, P. G. J., Knight, S., Lebonnois, S., Lewis, S. R., Mendonca, J. and Montabone, L., 2016, Global energy budgets and 'Trenberth diagrams' for the climates of terrestrial and gas giant planets, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **142**, 703-720.
27. Richard, C., Gordon, I. E., Rothman, L. S., Abel, M., Frommhold, L., Gustafsson, M., Hartmann, J.-M., Hermans, C., Lafferty, W. J., Orton, G. S., Smith, K. M. and Tran, H., 2012, New section of the HITRAN database: Collision-induced absorption (CIA), *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **113**, 1276-1285.
28. Rothman, L. S., Gordon, I. E., Babikov, Y., Barbe, A., Chris Benner, D., Bernath, P. F., Birk, M., Bizzocchi, L., Boudon, V., Brown, L. R., Campargue, A., Chance, K., Cohen, E. A., Coudert, L. H., Devi, V. M., Drouin, B. J., Fayt, A., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Harrison, J. J., Hartmann, J.-M., Hill, C., Hodges, J. T., Jacquemart, D., Jolly, A., Lamouroux, J., Le Roy, R. J., Li, G., Long, D. A., Lyulin, O. M., Mackie, C. J., Massie, S. T., Mikhailenko, S., Muller, H. S. P., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Orphal, J., Perevalov, V., Perrin, A., Polovtseva, E. R., Richard, C., Smith, M. A. H., Starikova, E., Sung, K., Tashkun, S., Tennyson, J., Toon, G. C., Tyuterev, Vl. G. and Wagner, G., 2013, The HITRAN2012 molecular spectroscopic database, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **130**, 4-50.
29. Ruyten, W., 2004, Comment on "A new implementation of the Humlicek algorithm for the calculation of the Voigt profile function" by M. Kuntz , *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, **86**, 231-233.
30. Seiff, A., Kirk, D. B., Knight, T. C. D., Young, R. E., Mihalov, J. D., Young, L. A., Milos, F. S., Schubert, G., Blanchard, R. C. and Atkinson, D., 1998,

Thermal structure of Jupiter's atmosphere near the edge of a 5- μ m hot spot in the north equatorial belt, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 22857-22890.

31. Simon-Miller, A. A., Banfield, D., and Gierasch, P. J., 2001, Color and the Vertical Structure in Jupiter's Belts, Zones, and Weather Systems, *Icarus*, **154**, 459-474.
32. Sromovsky, L. A., Collard, A. D., Fry, P. M., Orton, G. S., Lemmon, M. T., Tomasko, M. G. and Freedman, R. S., 1998, Galileo probe measurements of thermal and solar radiation fluxes in the Jovian atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 22929-22978.
33. Sromovsky, L. A., Baines, K. H., Fry, P. M. and Carlson, R. W., 2017, A possibly universal red chromophore for modeling color variations on Jupiter, *Icarus*, **291**, 232-244
34. Sugiyama, K., Nakajima, K., Odaka, M., Kuramoto, K. and Hayashi, Y.-Y., 2014, Numerical simulations of Jupiter' s moist convection layer: Structure and dynamics in statistically steady states, *Icarus*, **229**, 71-91.
35. Taylor, F. W., Atreya, S. K., Encrenaz, Th., Hunten, D. M., Irwin, P. G. J. and Owen, T. C., 2004, The composition of the atmosphere of Jupiter, In: Jupiter. The planet, satellites and magnetosphere. Edited by Fran Bagenal, Timothy E. Dowling, William B. McKinnon. *Cambridge planetary science*, **1**, 59 - 78.
36. Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P. and Santhanam, K., 1989, Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 16287-16301.
37. Warren, S. G., 1984, Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *Applied Optics*, **23**, 1206-1225.
38. Weidenschilling, S. J. and Lewis, J. S., 1973, Atmospheric and cloud structures of the Jovian planets, *Icarus*, **20**, 465-476.
39. Wong, M. H., Mahaffy, P. R., Atreya, S. K., Niemann, H. B. and Owen, T. C., 2004, Updated Galileo probe mass spectrometer measurements of carbon, oxygen, nitrogen, and sulfur on Jupiter, *Icarus*, **171**, 153-170.
40. Yurchenko, S. N., Barber, R. J. and Tennyson, J., 2011, A variationally computed line list for hot NH3, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **413**, 1828-1834.
41. Zhang, X., West, R. A., Banfield, D. and Yung, Y. L., 2013, Stratospheric aerosols on Jupiter from Cassini observations, *Icarus*, **226**, 159-171.

42. Zhang, X., West, R. A., Irwin, P. G. J., Nixon, C. A. and Yung, Y. L., 2015, Aerosol influence on energy balance of the middle atmosphere of Jupiter, *Nature Communications*, **6**, id 10231.
43. 光田千紘, 2007, 放射過程によって調節された二酸化炭素氷雲による古火星大気の温室効果, 学位論文, 北海道大学.