

令和7年度 修士論文

地上望遠鏡で探る  
タイタン大気の時間変動

Time Variations of Titan's Atmosphere Probed by Ground-based Telescopes

氏名： 中嶋 瑞穂

学生番号：20243070

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 探査観測ユニット

作成日：2026年2月27日

指導教員：高木 聖子 講師

## 概要

土星衛星タイタンは豊富な大気を持つ唯一の衛星であり、大気の主成分は窒素とメタンである。高層大気では紫外線や高エネルギー粒子により化学反応が進行し、複雑な有機分子が生成される。これらの有機分子は凝集・成長しタイタン大気に厚いヘイズ層を形成する。地上望遠鏡や Cassini-Huygens ミッションにより、ヘイズ層や原料となるメタンの時間変動が観測されている。入射する太陽フラックスが減少する冬季にはヘイズの光学的厚さが増加し [Karkoschka, 2022], メタンの存在量も増加する [Vinatier et al., 2015]. これらの変動の原因はヘイズ粒子の生成量と輸送量の変化によるものと考えられているが、ヘイズ層の生成・維持メカニズムやその時間変動については未解明な点が多い [Hörst, 2017]. またヘイズ粒子の生成速度は電離圏のプラズマ環境に影響を受ける可能性が指摘されているが [Lavvas et al., 2013], 土星磁気圏がタイタン大気・ヘイズ層に及ぼす影響は観測不足ゆえに知見は限られている。

本研究はヘイズ層の生成・維持メカニズムの解明を目的とし、北海道大学大学院理学研究院附属天文台が所有するピリカ望遠鏡と搭載装置を用いて 2023 年から 2025 年にかけてタイタンの長期連続観測を実施した。観測データを解析することにより反射率とその時間変動を導出した。その結果、メタン吸収線 727 nm 帯域および 889 nm 帯域における等価幅の平均値はそれぞれ 6.87, 8.97 であり、年平均の値は増加傾向を示した。

さらに、観測結果と放射伝達モデルの数値計算を比較し、ヘイズ及びメタンの光学的厚さの変動を定量評価しその時間変動を導出した。その結果、観測された等価幅と一致するためにはヘイズの光学的厚さを 1.12 倍またはメタンの光学的厚さを 0.43-0.92 倍に調整する必要がある。また観測された等価幅の増加傾向を説明するためには、727 nm 帯域の場合ヘイズの光学的厚さが 1.20 倍から 1.15 倍に減少、889 nm 帯域の場合ヘイズの光学的厚さが 1.11 倍から 0.56 倍に減少する必要がある。これは 2025 年に春分点を通過し、全球平均のヘイズ層の光学的厚さが減少する季節変動と整合的である。等価幅の時間変動をメタンの光学的厚さの変動で説明する場合、メタンの光学的厚さが増加する必要がある、これは季節変動とは逆の傾向となる。

一方で土星磁気圏内のタイタンの位置とヘイズ・メタンの光学的厚さの変動との間に相関は見られなかった。

以上より本研究では、観測されたタイタン反射率スペクトルの時間変動はヘイズ層の光学的厚さの変動によって説明可能であり、ヘイズ層の生成・維持メカニズムは太陽光の入射量変動との関係を示唆する結果を得た。一方で土星磁気圏がヘイズ層の生成・維持メカニズムに及ぼす影響は小さい可能性が示唆された。

# 目次

第 1 章	序論	4
1.1	タイタン大気圏・ヘイズ層の構造	4
1.2	タイタン大気圏・ヘイズ層の時間変動	7
1.3	研究目的	9
第 2 章	方法	10
2.1	望遠鏡観測	10
2.1.1	観測	10
2.1.2	解析	11
2.1.3	土星地方時：タイタンの位置	16
2.2	数値計算	18
2.2.1	モデル大気	18
2.2.2	放射伝達	28
2.2.3	反射率	30
2.2.4	ヘイズ・メタンファクター	31
第 3 章	結果	32
3.1	望遠鏡観測	32
3.2	数値計算	40
3.2.1	光学的厚さ・透過率	40
3.2.2	反射率スペクトル	43
3.2.3	等価幅	45
3.3	望遠鏡観測と数値計算の比較	46
3.3.1	反射率スペクトル	46
3.3.2	等価幅の変動とヘイズ・メタンファクター	46
第 4 章	議論	53
4.1	観測値と数値計算値の比較	53
4.2	放射フラックス	53
4.2.1	波長依存性	53

4.2.2	ヘイズの光学的厚さが及ぼす影響	54
4.2.3	メタンの光学的厚さが及ぼす影響	55
4.3	等価幅	57
4.3.1	ヘイズの光学的厚さが及ぼす影響	57
4.3.2	ヘイズ生成速度の変化が及ぼす影響	58
4.3.3	メタンの光学的厚さが及ぼす影響	58
4.3.4	メタンの存在量変動が及ぼす影響	58
4.4	等価幅の時間変動	59
4.4.1	土星磁気圏の影響	59
4.4.2	季節変動の影響	61
第 5 章	結論	63
	謝辞	64
付録 A 章	各観測日におけるカウント数と反射率スペクトル	70

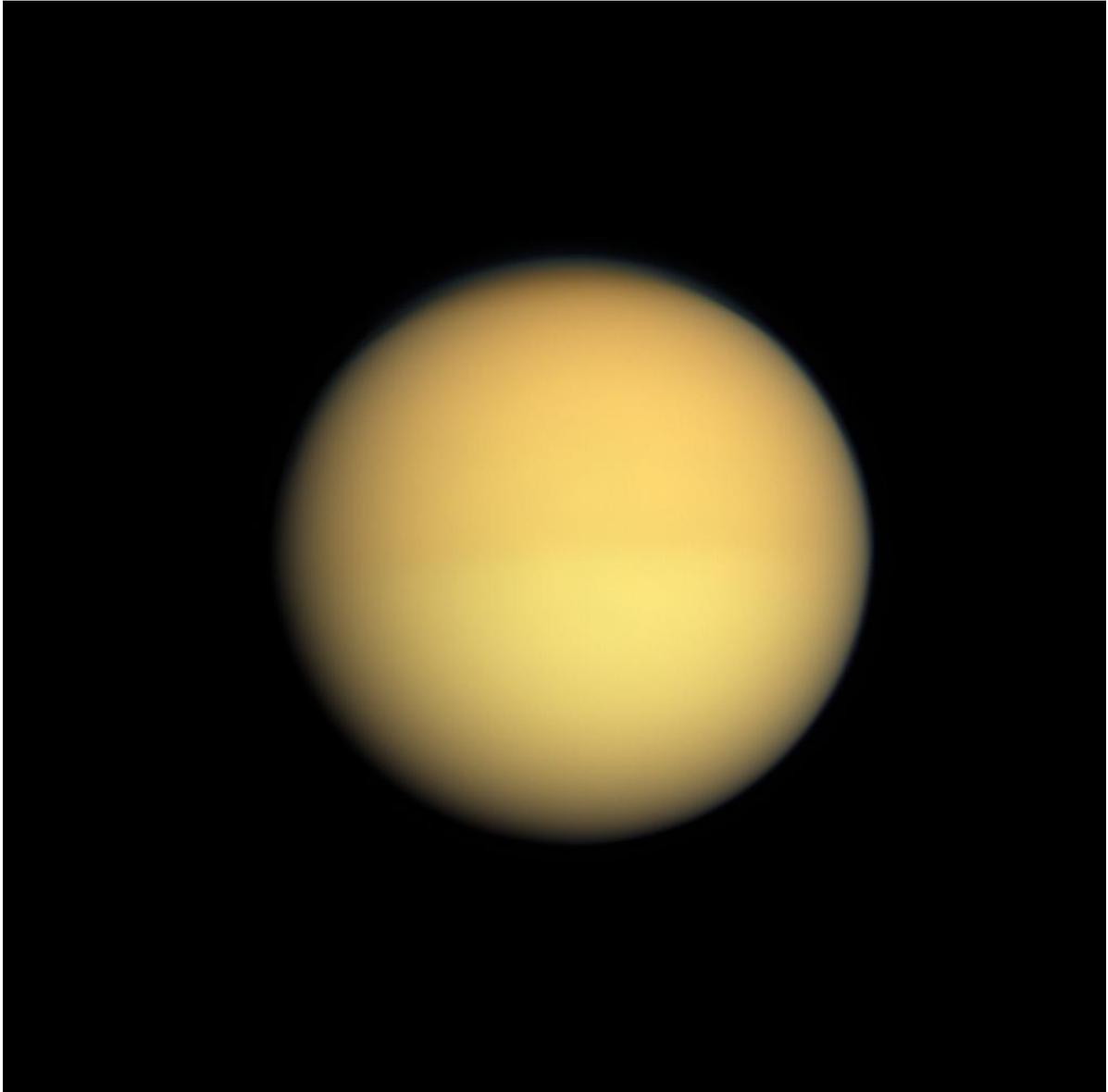


図1 Cassini 探査機が撮影したタイタン. Credit: NASA/JPL/Space Science Institute

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 タイタン大気圏・ヘイズ層の構造

タイタンは窒素とメタンを主成分とし，地表気圧が約 1.5 気圧に達する分厚い大気圏を持つ．大気圏は温度の鉛直構造から対流圏（地表～約 50 km），成層圏（約 50 km～約 250 km），中間圏（約 250 km～約 500 km），熱圏（約 500 km 以上）に分けられる．対流圏ではメタンの蒸発・凝縮に伴う雲や降水が見られ，地表には液体メタン・エタンの湖沼が存在する．対流圏から中間圏には光学的に厚いヘイズ層が存在する．ヘイズ層は対流圏から成層圏に存在するメインヘイズ層と，中間圏から熱圏にかけてディタッチドヘイズ層と呼ばれる薄いヘイズ層に分けられる（図 1.1）．



図 1.1 タイタンのヘイズ層，Credit: NASA/JPL-Caltech/Space Science Institute

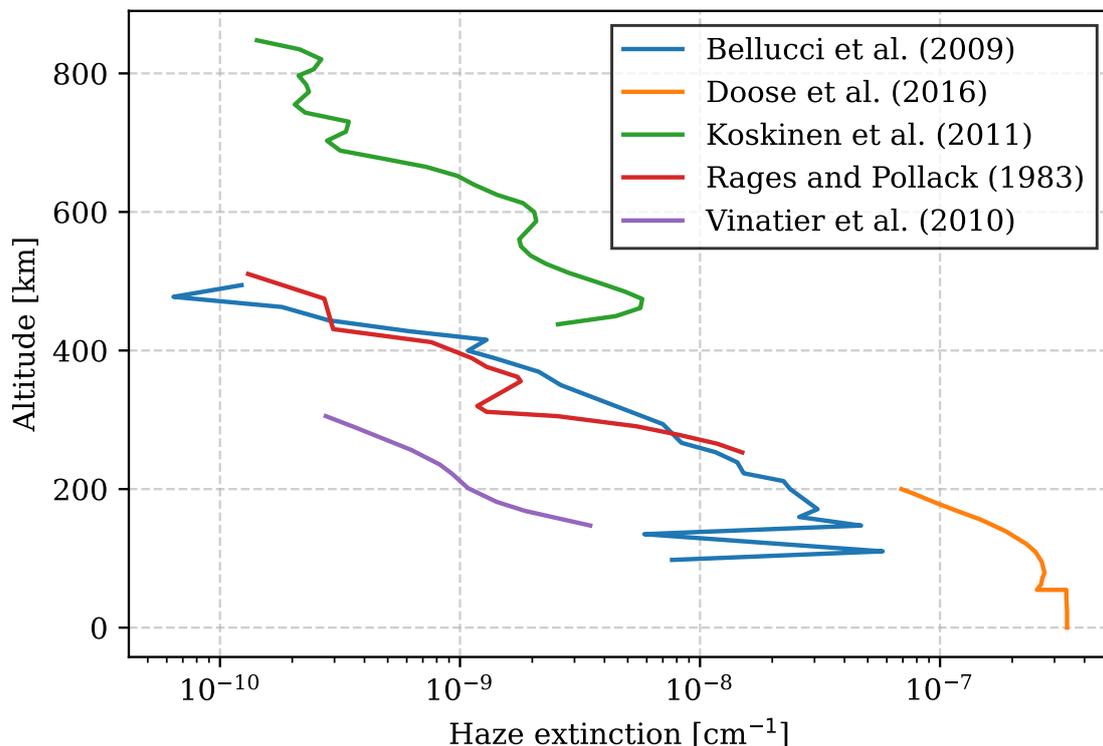


図 1.2 タイタン大気圏のヘイズ消散係数の鉛直分布比較. Voyager 探査機による観測 (Rages and Pollack, 1983) は 500 nm, Cassini/CIRS による観測 (Vinatier et al., 2010) は 7190 nm, Cassini/UVIS による観測 (Koskinen et al., 2011) は 190 nm, Cassini/VIMS による観測 (Bellucci et al., 2009) は 880 nm, Huygens/DISR による観測 (Doose et al., 2016) は 700 nm において得られた結果を示す.

ヘイズ層の観測は、地上望遠鏡、Voyager 探査機、Cassini-Huygens 探査機などにより行われてきた。最初期の観測は地上望遠鏡によるもので、Veverka (1973), Zellner (1973) は偏光観測からヘイズ層の存在を示唆した。Trafton (1975) はメタン吸収帯のスペクトルを調査し、ヘイズによる散乱を検出した。探査機による観測は 1979 年にタイタンへ接近した Pioneer 11 号から始まり、1980 年には Voyager 1 号がフライバイ観測を行った。Rages and Pollack (1983) は Voyager 2 号の紫外分光観測データを用いて、ヘイズ層の消散係数鉛直分布を導出した。しかしながら粒子数密度が小さい高高度や、光学的厚さが大きい対流圏は観測が困難であり、断片的な知見に留まっていた。

Cassini-Huygens 探査機は 1997 年に打ち上げられ、2004 年から 2017 年までタイタンを含む土星系を探索した。Huygens 探査機は 2005 年 1 月 14 日にタイタン大気圏へ突入し、大気圏の直接観測を行った。Huygens 探査機は Gas Chromatograph Mass Spectrometer (GCMS), Descent Imager and Spectral Radiometer (DISR), Huygens Atmosphere Structure Instrument (HASI) などの観測装置が搭載されている。M. Tomasko et al. (2008), Doose et al. (2016) は Huygens/DISR が取得した観測データを解析し、ヘイズ粒子の位相関数、単一散乱アルベ

ド、Voyager 探査機が観測できなかった対流圏ヘイズ層の消散係数（図 1.2）を明らかにした。Karkoschka and Tomasko (2010) は Huygens/DISR データから、低温なタイタン大気におけるメタン吸収断面積を導出した。Niemann et al. (2010) は Huygens/GCMS が直接測定したメタン濃度の鉛直分布を解析した。Cassini 探査機は 2004 年から 2017 年までの約 13 年間にわたりタイタンを 127 回フライバイ観測した。Cassini 探査機には Composite Infrared Spectrometer (CIRS), Ultraviolet Imaging Spectrograph (UVIS), Visual and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS) などの分光装置が搭載されている。これらの分光装置により、タイタン大気の広い高度範囲でリモートセンシング観測が行われた。Voyager 探査機では明らかにされなかった高高度のヘイズ層について、Koskinen et al. (2011) は Cassini/UVIS による恒星掩蔽観測データを用いて、ディタッチドヘイズ層を含む高高度のヘイズ層の消散係数を導出した。Bellucci et al. (2009) は Cassini/VIMS による太陽掩蔽観測データから、大気組成、ヘイズ層の消散係数と粒子数密度を明らかにした（図 1.2）。これらの観測により、熱圏から対流圏にかけてのヘイズ層の詳細な構造が明らかにされてきた。

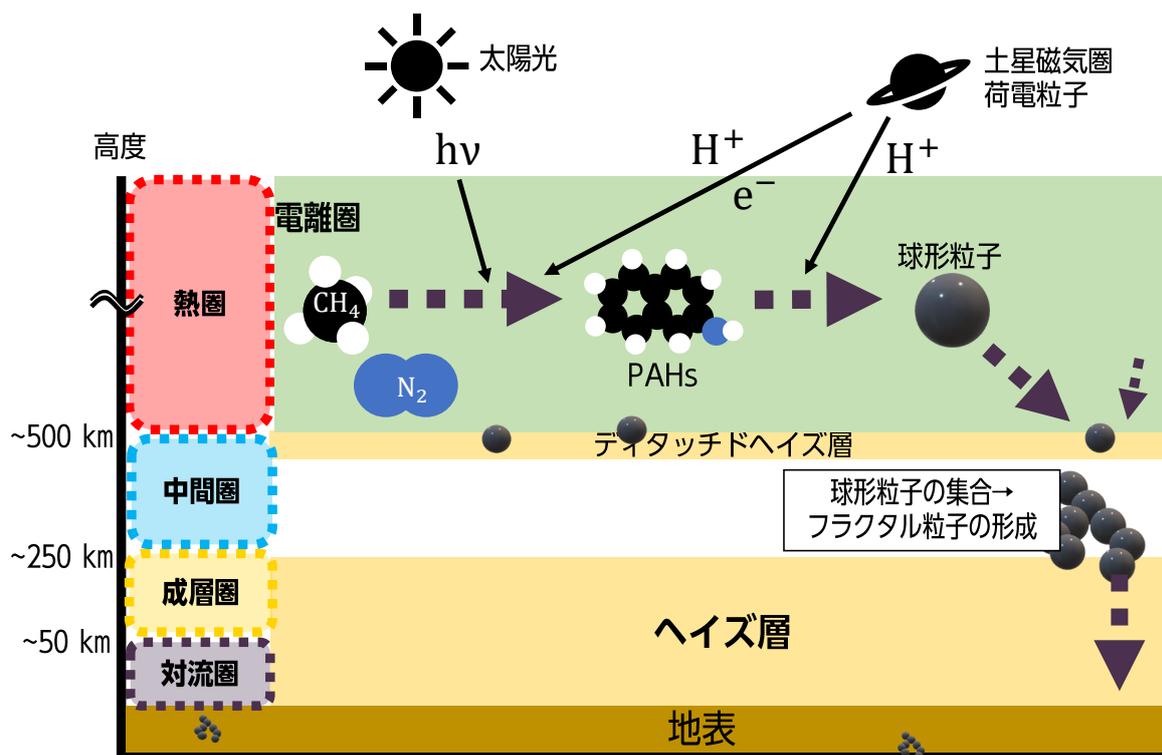


図 1.3 タイタン大気圏におけるヘイズ粒子生成メカニズムの概略図。

ヘイズ層を構成する粒子は熱圏でその前駆体が生成され、成層圏・対流圏へ降下する過程で成長すると考えられている（図 1.3）。熱圏では紫外線または高エネルギー粒子により大気分子の窒素、メタンが電離・解離され電離圏が形成されている。電離・解離から生成される主要な一次種は  $N_2^+$ ,  $N^+$ ,  $N(^2D)$ ,  $N(^4S)$ ,  $CH_3$ ,  $CH_4^+$  などである [Lavvas, Galand, et al., 2011]。これらの一次種は数千のイオン・中性分子、中性分子間の化学反応からなる大規模な化学ネットワークを通じて、数

百種類以上の複雑な有機分子へと変化していく [Lopes et al., 2025]. Cassini 探査機には Cassini Plasma Spectrometer (CAPS) や Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) などの観測装置が搭載されており、電離圏を通過するフライバイ観測ではヘイズ粒子生成場の直接観測が行われた。Cassini/CAPS の観測データを解析した結果、電離圏には重いイオンが存在しヘイズ粒子生成の前駆体の有機分子であると考えられている [Coates et al., 2007]. 重いイオンは芳香族炭化水素 (PAH) を含む有機分子であると推測されており、有機分子の衝突凝集により球形粒子が形成される [Lavvas, Sander, et al., 2011]. 球形粒子同士の衝突および凝集により、粒子は高度 500 km 付近で半径 50 nm 程度の球状粒子へ成長する [Lavvas, Galand, et al., 2011]. さらに成層圏・対流圏へ降下する過程で、球形粒子同士の衝突および凝集によりヘイズ粒子はフラクタル構造へ成長する。M. Tomasko et al. (2008) は Huygens/DISR データから、対流圏のヘイズ粒子がフラクタル構造を持つことを明らかにした。最終的に、ヘイズ粒子は対流圏で地表へ降下し、大気圏から除去される。

## 1.2 タイタン大気圏・ヘイズ層の時間変動

タイタン大気圏・ヘイズ層は季節変動やより短い時間スケールの変動を示すことが知られている。タイタンの軌道傾斜角 (0.3 度)・赤道傾斜角 (約 2 度) は小さいが、土星の赤道傾斜角 (約 25 度) と公転運動 (約 30 年周期) により、タイタン大気圏・ヘイズ層は約 30 年の周期の季節変動が生じる。主な季節変動は

- 大気組成の変化
- ディタッチドヘイズ層の高度変化
- ヘイズの光学的厚さの南北非対称性

である。冬半球は有機物の光分解が抑制されるため存在量が増加する [Vinatier et al., 2015]. Dinelli et al. (2019) は Cassini/VIMS によるメタンの非局所熱力学平衡放射の観測データを用いて、冬季の北極上空でメタンの存在量が増加することを報告した。これは光分解量の減少とともに帯状風の季節変動による輸送の影響も示唆している。ディタッチドヘイズ層は中間圏に位置する薄いヘイズ層であり、春分点付近で高度が減少する [Koskinen et al., 2011; West et al., 2011]. ヘイズ粒子の生成速度や大気循環の変化が高度変化に関与していると考えられているが、詳細なメカニズムは不明である [Hörst, 2017]. ヘイズの光学的厚さは南北非対称性を示し、冬半球は相対的に厚いヘイズ層を持つ [Penteado et al., 2010]. 南北非対称性は高高度 (150 km 以上) と低高度 (80 km 以下) の 2 成分で変化し、高高度成分はヘイズ粒子の輸送速度、低高度はヘイズ不透明度または位相関数の形状が変化することで説明される [Karkoschka, 2016; Karkoschka, 2022].

ヘイズの光学的厚さの時間変動は、季節変動より短い時間スケールでも観測されている。Nichols-Fleming et al. (2021) は地上望遠鏡を用いたメタン吸収帯の観測データを解析し、ヘイズの光学的厚さが数週間から数ヶ月の時間スケールで変動することを明らかにした。これは成層圏ヘイズ層の生成速度や輸送速度の変化に起因すると考えられているが、詳細なメカニズムは不明で

ある。

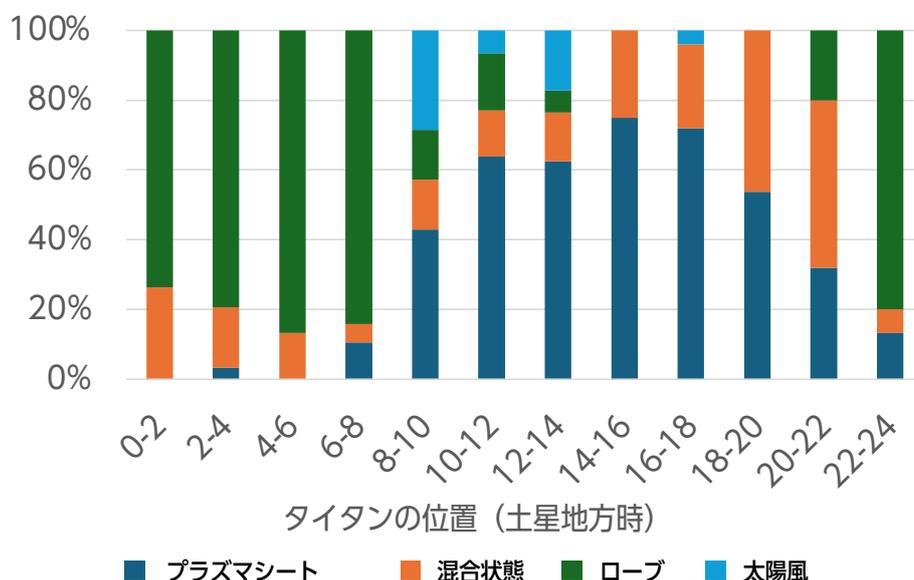


図 1.4 Cassini 探査機がタイタンをフライバイ観測した際のプラズマ環境の累積確率。プラズマシート、ローブ、混合状態、太陽風に直接曝露する状態の 4 つに分類される。横軸は観測時のタイタンの土星地方時であり、12 時のときタイタンは土星から見て太陽方向に位置する [Kabanovic et al. (2017) に基づく]。

土星磁気圏内の位置によりタイタン周囲のプラズマ環境は大きく変化する。図 1.4 は Cassini 探査機がタイタンをフライバイ観測した際のプラズマ環境の累積確率を示している。タイタンが土星磁気圏の昼側（太陽側）に位置するときプラズマシートに位置する確率が高く、夜側ではローブに位置する確率が高い。プラズマシートに位置する場合、タイタン電離圏の電子密度は高く、ローブに位置する場合は低い傾向がある [Edberg et al., 2015]。電離圏の解離・電離した中性分子はヘイズ粒子生成の前駆体となるため、プラズマ環境の変化はヘイズ粒子の生成速度に影響を与える可能性がある。Lavvas et al. (2013) は電離圏のプラズマ密度がヘイズ粒子生成速度に与える影響を数値モデルで調査し、プラズマ密度が高い場合、ヘイズ粒子生成速度が増加することを示した。また土星磁気圏にはエンセラダスのプリュームに由来する酸素イオンが存在する。タイタン大気は酸素が少ない還元的な環境であるため、土星磁気圏から供給される酸素イオンはヘイズ粒子の化学組成に影響を与える可能性がある。

ヘイズ層は (1) 温室効果, (2) 有機物の化学進化の場, (3) 地表へ堆積を通してタイタンの環境に重要な役割を果たしている。しかしながら大気・ヘイズ層の観測不足故に知見が断片的であり、以下の未解明点が存在する [Hörst, 2017]。

- 電離圏において重いイオンがどのように生成され、生命誕生へつながる化学進化がどのように進行するのか

- ヘイズ層の組成および空間的・時間的変動
- エンセラダス由来の土星磁気圏プラズマが大気に及ぼす影響
- メタンの寿命と変動の時間スケール

タイタンと同様の大気組成を持つ原始地球にもヘイズ層が存在したと考えられており、タイタンのヘイズ層の生成・維持メカニズムの理解は地球生命の起源解明にも寄与すると期待される。

### 1.3 研究目的

タイタン大気圏・ヘイズ層の時間変動は地上望遠鏡・探査機観測により知見が蓄積されてきた。しかしながら現在においてもヘイズ層の光学的厚さおよびメタンの存在量の時間変動の詳細は不明である。ヘイズ粒子の輸送速度・生成速度が変化することでヘイズの光学的厚さが時間変動すると考えられているが、メカニズムは明らかにされていない。またヘイズ粒子の原料であるメタンは季節変動により存在量が変わることが知られており、ヘイズ生成量の時間変動に影響を与える可能性がある。

本研究はタイタンを連続的に観測することで、大気圏・ヘイズ層で生じる時間変動を明らかにすることを目的とする。タイタンの反射スペクトルの形状はヘイズによる散乱とメタンによる吸収により決まる。スペクトルの時間変動を調査し、ヘイズの光学的厚さおよびメタン吸収の時間変動を定量的に評価する。これによりヘイズ粒子の生成・輸送メカニズムおよびメタンの時間変動の理解に貢献することを目的とする。季節変動の一端からタイタン公転周期（約 16 日）までの時間スケールを解析する連続観測を行うことで、太陽入射フラックスの時間変動と土星磁気圏プラズマ環境の時間変動が大気圏・ヘイズ層の時間変動に与える影響を明らかにする。

## 第 2 章

# 方法

大気圏に入射するフラックスの時間変動に伴い，メタン存在量やヘイズ層の光学特性が変化する．これによりタイタン反射スペクトルは時間変動を示す．本研究は地上望遠鏡を用いてタイタンの反射スペクトルを取得し，反射スペクトルの時間変動を解析することで，タイタン大気圏・ヘイズ層の時間変動を評価した．反射スペクトルからヘイズおよびメタン吸収の影響を定量的に評価するため，放射伝達モデルを構築し，数値計算によりタイタンの反射スペクトルを再現した．

### 2.1 望遠鏡観測

#### 2.1.1 観測

北海道大学大学院附属天文台のピリカ望遠鏡（図 2.1，表 2.1）及びカセグレン焦点に設置された可視光マルチスペクトル撮像観測装置 MSI (Multi Spectral Imager)（図 2.2，表 2.2）を用いて観測を行った．MSI には，液晶可変フィルター (LCTF) が搭載されており，任意の波長での天体の明るさを測定できる．LCTF を用いて，メタン吸収線 (727, 889 nm) を含む波長帯でタイタンの明るさ測定した．

表 2.1 ピリカ望遠鏡の仕様

位置	44.37, 142.48 (北海道名寄市)
光学系	リッチークレチアン式
主鏡有効径	1600 mm
合成焦点距離	19238 mm
合成 F 値	12.0
焦点	カセグレン，ナスミス

2023 年から 2025 年にかけて，合計 24 夜観測を実施した．観測リストを表 2.4 に示す．土星地方時の導出については 2.1.3 項で述べる．タイタンの立体角  $\Omega_{\text{Titan}}$ ，タイタンにおける太陽等級



図 2.1 ペリカ望遠鏡  
[Watanabe et al., 2012]



図 2.2 撮像装置 MSI [Watanabe et al., 2012]

表 2.2 撮像装置 MSI の仕様

視野角	3.3 arcmin × 3.3 arcmin
液晶可変フィルター波長域	400-1100 nm
検出器	浜松ホトニクス 電子増倍型 CCD カメラ C9100-13
画素数	512 × 512 ピクセル

$m_{\odot \text{ at Titan}}$  は、JPL/HORIZONS システム [<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>] を用いて計算した。標準星の等級  $m_{\star}$  は SIMBAD 天体データベース [<https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/>] から取得した。表 2.3 に本研究で使用した標準星の情報を示す。

表 2.3 標準星の情報

標準星	スペクトル型	V 等級	赤経 [h:m:s]	赤緯 [d:m:s]
HR 8414	G2Ib	2.94	22:05:47	-0:19:11
HD 215812	G2V+G8V	7.56	22:47:50	-4:13:44

### 2.1.2 解析

MSI で取得したデータの解析手順について述べる。解析は以下の手順で行った。

1. 一次処理：バイアス・フラット補正
2. 開口測光：タイタンおよび標準星の測光
3. 反射率の算出

表 2.4 観測リスト

観測日	標準星	タイタンの土星地方時	タイタンの立体角 [sr]	タイタンのエアマス	標準星のエアマス	観測した吸収線帯域
2023-09-07	HR8414	22.0	$1.21 \times 10^{-11}$	1.80-1.82	1.48-1.49	712-742
2023-10-08	HR8414	20.5	$1.14 \times 10^{-11}$	2.54-2.78	1.82-1.84	712-742
2023-10-10	HR8414	23.7	$1.14 \times 10^{-11}$	1.91-2.08	1.59-1.61	712-742
2023-10-11	HR8414	1.26	$1.13 \times 10^{-11}$	1.84-1.87	1.41	712-742
2023-10-18	HR8414	11.8	$1.12 \times 10^{-11}$	1.86-1.95	1.48-1.50	712-742
2023-10-23	HR8414	19.0	$1.10 \times 10^{-11}$	1.84-1.86	1.42	712-742
2023-10-25	HR8414	22.1	$1.09 \times 10^{-11}$	1.85-1.88	1.45-1.47	712-742
2023-11-16	HR8414	7.54	$1.01 \times 10^{-11}$	1.84-1.87	1.43-1.44	712-742
2023-12-12	HR8414	22.3	$9.28 \times 10^{-12}$	1.93-2.30	1.56-1.76	712-742
2024-06-29	HR8414	11.1	$1.08 \times 10^{-11}$	1.83-2.78	1.40-1.41	712-742, 871-905
2024-09-09	HR8414	23.2	$1.24 \times 10^{-11}$	1.63-2.32	1.41	712-742, 871-905
2024-09-15	HR8414	8.48	$1.24 \times 10^{-11}$	1.63-1.72	1.45-1.46	712-742, 871-905
2024-09-21	HR8414	17.1	$1.23 \times 10^{-11}$	1.63-2.28	1.45-1.46	712-742, 871-905
2024-10-05	HR8414	14.2	$1.21 \times 10^{-11}$	1.81-2.15	1.68-1.73	712-742, 871-905
2024-10-08	HR8414	18.7	$1.20 \times 10^{-11}$	1.65-2.12	1.41-1.67	712-742, 871-905
2024-10-28	HR8414	1.00	$1.14 \times 10^{-11}$	1.66-1.90	1.42-1.78	712-742, 871-905
2025-08-15	HD215812	6.57	$1.22 \times 10^{-11}$	1.60-1.95	1.64-1.70	712-742
2025-09-05	HD215812	13.8	$1.27 \times 10^{-11}$	1.46-1.57	1.51-1.75	712-742, 871-905
2025-09-08	HD215812	18.2	$1.27 \times 10^{-11}$	2.01-2.17	1.74-1.79	712-742
2025-09-11	HD215812	22.9	$1.27 \times 10^{-11}$	1.67-1.89	1.62-1.65	712-742, 871-905
2025-09-18	HD215812	9.56	$1.28 \times 10^{-11}$	1.83-2.20	1.76-1.89	712-742, 871-905
2025-09-29	HD215812	2.15	$1.27 \times 10^{-11}$	1.48-2.39	1.61-2.29	712-742, 871-905
2025-10-09	HD215812	16.8	$1.26 \times 10^{-11}$	1.68-1.78	1.51-1.52	712-742

## 4. 等価幅の算出

### 2.1.2.1 一次処理

MSI で取得されたデータは CCD の特性に起因するバイアスやピクセルごとの感度ムラが含まれている。バイアスフレームおよびフラットフレームを用いて以下の式で補正を行った。

$$I_{\text{corr}} = \frac{I_{\text{raw}} - I_{\text{bias}}}{I_{\text{flat}} - I_{\text{bias}}} \quad (2.1)$$

ここで、 $I_{\text{corr}}$  は補正後の画像、 $I_{\text{raw}}$  は補正前の生データ、 $I_{\text{bias}}$  はバイアスフレーム、 $I_{\text{flat}}$  はフラットフレームである。

### 2.1.2.2 開口測光

補正後の画像に対して、タイタンおよび標準星の開口測光を行い、明るさを定量的に評価した。開口測光の処理は Python ライブラリ Astropy, Photutils を用いた。天体の検出は photutils.detection.DAOStarFinder 関数を用いた。2次元 Moffat 関数をフィッティングし星像の FWHM (半値全幅) を求め、photutils.aperture.CircularAperture 関数、photutils.aperture.aperture\_photometry 関数を用いて、FWHM の 3 倍の半径を持つ円形開口を設定し、開口内の総カウント数を測定した。星像に含まれるピクセルの最大カウント値がフレーム全体の平均カウント値より 300 ADU より低い場合は、雲の影響を受け天体のカウント値が減少したフレームとして除外した。

表 2.5 解析に使用した主要ソフトウェアとライブラリ

名称	バージョン	用途
Python	3.10	解析メインスクリプト
Astropy	6.1	FITS 操作・関数フィッティング
Photutils	2.0	天体検出・開口測光

### 2.1.2.3 反射率

タイタンの反射率  $R_{\text{Titan}}$  は、タイタン大気上端において、太陽光の放射照度に対するタイタンからの反射光の放射照度の比として定義される。

$$R_{\text{Titan}} = \frac{E_{\text{Titan at TOA}}}{E_{\odot \text{ at Titan}}} \quad (2.2)$$

ここで、 $E_{\text{Titan at TOA}}$  はタイタン大気上端におけるタイタンからの放射照度、 $E_{\odot \text{ at Titan}}$  はタイタン大気上端における太陽光の放射照度である。放射照度  $[\text{W}/\text{m}^2]$  は距離の 2 乗に反比例するが、立体角あたりの放射輝度  $[\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}]$  は距離に依存しない。したがって、タイタン反射光の放射輝度

$$L_{\text{Titan}} = \frac{E_{\text{Titan at TOA}}}{\pi} \quad (2.3)$$

は地球上で観測されたタイタンの放射輝度と等しくなる。地球から見たタイタンの立体角  $\Omega_{\text{Titan}}$  を用いると、地球上で観測されたタイタンの放射照度は

$$E_{\text{Titan at Earth}} = L_{\text{Titan}} \cdot \Omega_{\text{Titan}} \quad (2.4)$$

と表される。ここで観測される放射照度  $E_{\text{Titan at Earth}}$  は、開口測光で得られるカウント値  $C_{\text{Titan}}$  と露光時間に比例するため、比例定数  $k$  を用いて

$$E_{\text{Titan at Earth}} = k \cdot \frac{C_{\text{Titan}}}{t_{\text{exp}}} = k \cdot C'_{\text{Titan}} \quad (2.5)$$

と表される。1秒あたりのカウント値を  $C'$  とする。同様に、標準星の放射照度  $E_{\star}$  は

$$E_{\star} = k \cdot \frac{C_{\star}}{t_{\text{exp}}} = k \cdot C'_{\star} \quad (2.6)$$

以上の式より、

$$\begin{aligned} \frac{C'_{\text{Titan}}}{C'_{\star}} &= \frac{E_{\text{Titan at Earth}}}{E_{\star}} \\ &= \frac{L_{\text{Titan}} \cdot \Omega_{\text{Titan}}}{E_{\star}} \\ &= \frac{E_{\text{Titan at TOA}}}{E_{\star}} \cdot \frac{\Omega_{\text{Titan}}}{\pi} \\ &= R_{\text{Titan}} \cdot \frac{E_{\odot \text{ at Titan}}}{E_{\star}} \cdot \frac{\Omega_{\text{Titan}}}{\pi} \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。ここでポグソンの式により、放射照度の比は等級  $m$  を用いて、

$$\frac{E_{\odot \text{ at Titan}}}{E_{\star}} = 10^{(m_{\odot \text{ at Titan}} - m_{\star}) / (-2.5)} \quad (2.8)$$

と表される。したがって、タイタンの反射率は以下の式で求められる。

$$R_{\text{Titan}} = \frac{C'_{\text{Titan}}}{C'_{\star}} \cdot 10^{(m_{\odot \text{ at Titan}} - m_{\star}) / 2.5} \cdot \frac{\pi}{\Omega_{\text{Titan}}} \quad (2.9)$$

開口測光の結果  $C'$  が標準偏差  $\sigma$  の分布を持つとき、反射率  $R$  の不確かさ  $\sigma_R$  は以下の式で与えられる。

$$\frac{\sigma_R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{Titan}}}{C'_{\text{Titan}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\star}}{C'_{\star}}\right)^2} \quad (2.10)$$

#### 2.1.2.4 等価幅

吸収スペクトルの吸収線強度を定量的に評価するために、等価幅を算出した。等価幅  $EW$  は以下の式で定義される。

$$EW = \int \left(1 - \frac{F_{\lambda}}{F_c}\right) d\lambda \quad (2.11)$$

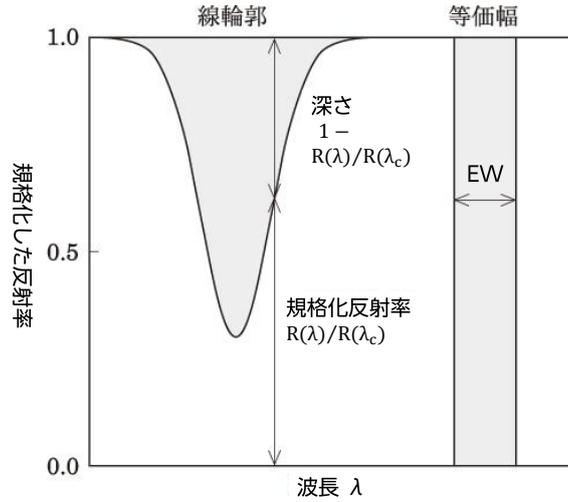


図 2.3 等価幅の概念図. 等価幅は線輪郭と同じ面積を持つ連続光の幅に対応する [竹田, 2009 より改変].

ここで,  $F_\lambda$  は吸収線を含むスペクトルの放射強度,  $F_c$  は基準線の放射強度である. 等価幅は, 規格化した放射強度によるスペクトル線輪郭の面積として解釈される (図 2.3). 吸収線が深くなるほど, 等価幅の値は大きくなる.

メタン吸収スペクトルの強度を評価するために, 等価幅  $EW$  を算出した. 式 2.12 の  $R(\lambda)$  は波長  $\lambda$  における反射率,  $R(\lambda_c)$  は基準波長  $\lambda_c$  における反射率を表す. 解析したメタン吸収線の波長, 線輪郭の範囲 (短波長・長波長限界) は表 2.6 に示す. 吸収線 727, 889 nm を含む波長域の等価幅をそれぞれ  $EW_{727}$ ,  $EW_{889}$  とする. 線輪郭の両端はメタン吸収断面積が同程度となる波長を基準に設定した (表 2.7). メタン吸収断面積の値は Karkoschka and Tomasko (2010) の吸収係数に基づく. 吸収係数から吸収断面積の導出は 2.2.1.3 項で述べる.

$$EW = \sum \Delta\lambda \cdot \left(1 - \frac{R(\lambda)}{R(\lambda_c)}\right) \quad (2.12)$$

表 2.6 等価幅算出に用いる波長範囲

吸収線 [nm]	短波長限界 (基準波長) [nm]	長波長限界 [nm]	波長間隔 $\Delta\lambda$ [nm]
727	712	742	3
889	871	905	3

等価幅の不確かさ  $\sigma_{EW}$  は, 反射率の不確かさ  $\sigma_R$  を用いて以下の式で与えられる.

$$\sigma_{EW} = \sum \sigma_R^2 \quad (2.13)$$

表 2.7 メタン吸収断面積 [Karkoschka and Tomasko, 2010 に基づく].

波長 [nm]	吸収断面積 [ $\text{cm}^2/\text{molecule}$ ]
712	$3.46 \times 10^{-26}$
727	$1.00 \times 10^{-24}$
742	$3.01 \times 10^{-26}$
871	$5.89 \times 10^{-25}$
889	$3.63 \times 10^{-24}$
905	$7.15 \times 10^{-25}$

### 2.1.2.5 相対測光

相対測光は標準星と目標天体を同時に観測する手法であり、大気減光や機器特性の影響を取り除くことができる。本研究で用いた標準星は同一フレーム内に存在しないため、タイタン観測前後に標準星を観測した。

解析対象の等価幅 EW727, EW889 の波長範囲は地球大気の水蒸気吸収線と重なりがあり（図 2.4）、水蒸気の大気減光の影響を受ける。これを除くためタイタンの視線方向と最も近い標準星を選択し、大気吸収の影響を同様に受けるようにすることで水蒸気吸収の影響を低減した。

### 2.1.3 土星地方時：タイタンの位置

土星を基準とした地方時を用いて、観測日時における公転軌道上のタイタンの位置を導出した。土星地方時の正午（12 時）方向は太陽方向に対応する。（図 2.5）タイタン公転周期は約 16 日であり、1 日あたり 1.5 土星地方時だけ移動する。

土星地方時の計算には Python ライブラリの `Spiceypy` を用いた。`Spiceypy` は NASA の NAIF が提供する SPICE ツールキットの Python ラッパーであり、軌道データ・天体定数から天体位置を計算できる。本研究は NAIF/SPICE の Web サイト [<https://naif.jpl.nasa.gov/naif/>] から取得した軌道データ・天体定数データを用いて、観測日時におけるタイタンの土星地方時を計算した（表 2.4）。

土星地方時の計算手順は以下の通りである。

1. 観測日時を設定する。
2. 基準座標系を土星中心に設定し、観測日時における、土星から見た太陽・タイタンの位置ベクトルを取得する。
3. 土星から見た太陽方向とタイタン方向のなす角を計算する。
4. 太陽方向を 12 時とし、なす角からタイタンの土星地方時を算出する。

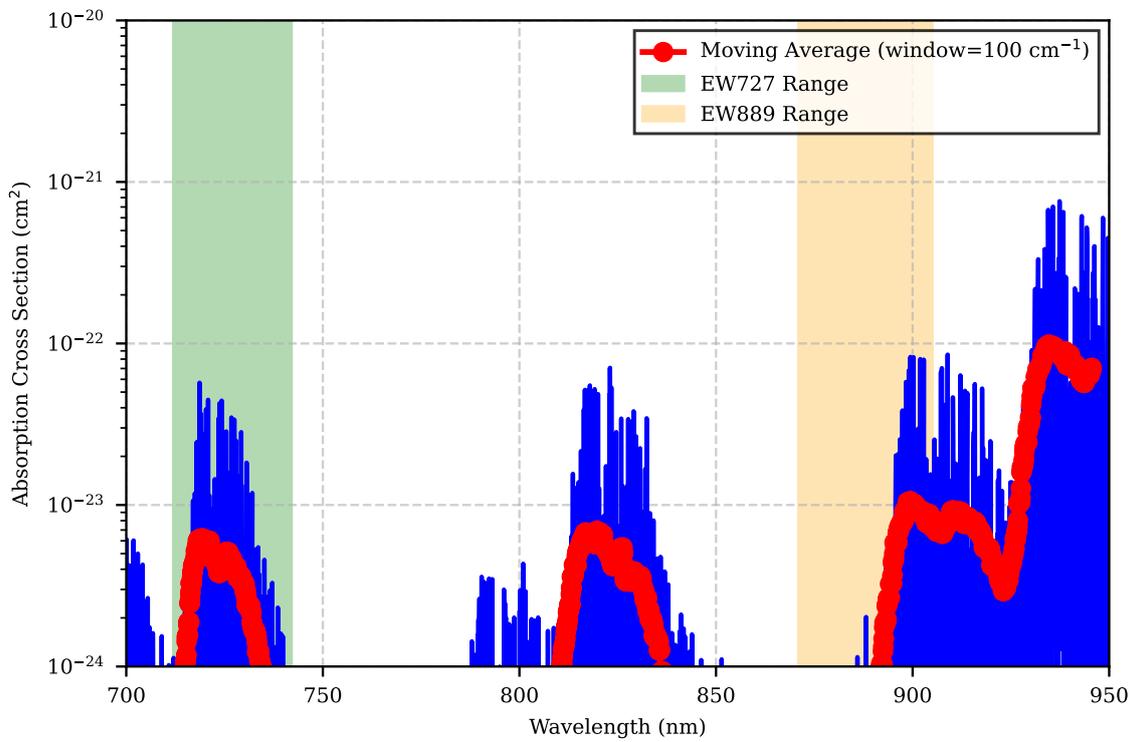


図 2.4 水蒸気の吸収断面積 (青), 吸収断面積の移動平均 (赤), 解析対象の等価幅の波長域 (EW727 : 緑, EW889 : 橙) [Karkoschka and Tomasko (2010) に基づく.]

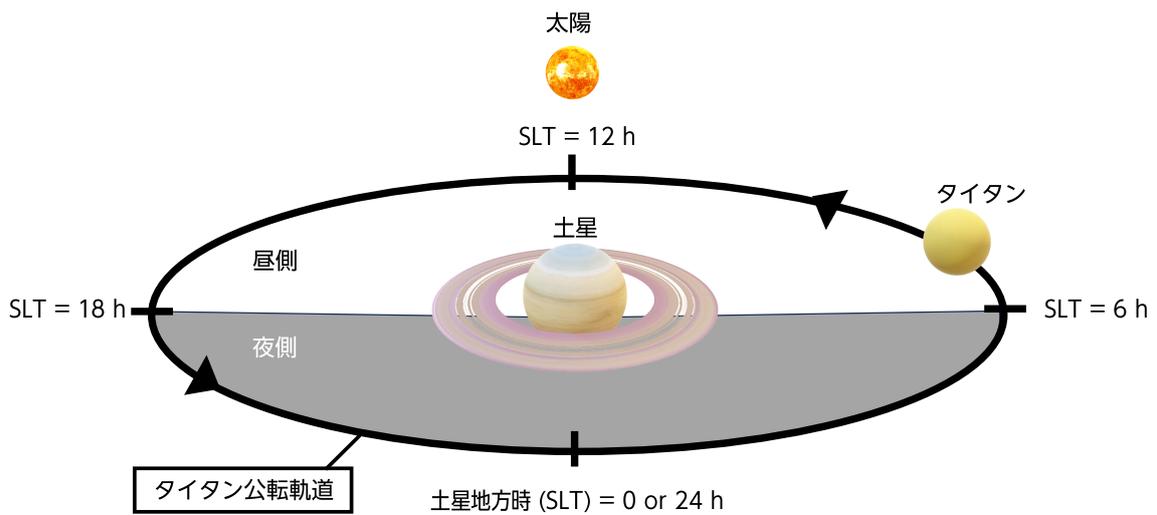


図 2.5 土星地方時の概念図. 土星を中心に, 太陽方向が 12 時, 反対側が 0 時となる.

## 2.2 数値計算

### 2.2.1 モデル大気

#### 2.2.1.1 圧力・温度

モデル大気の圧力・温度プロファイルは、Huygens/HASI が降下中に取得したデータを用いた (図 2.6).

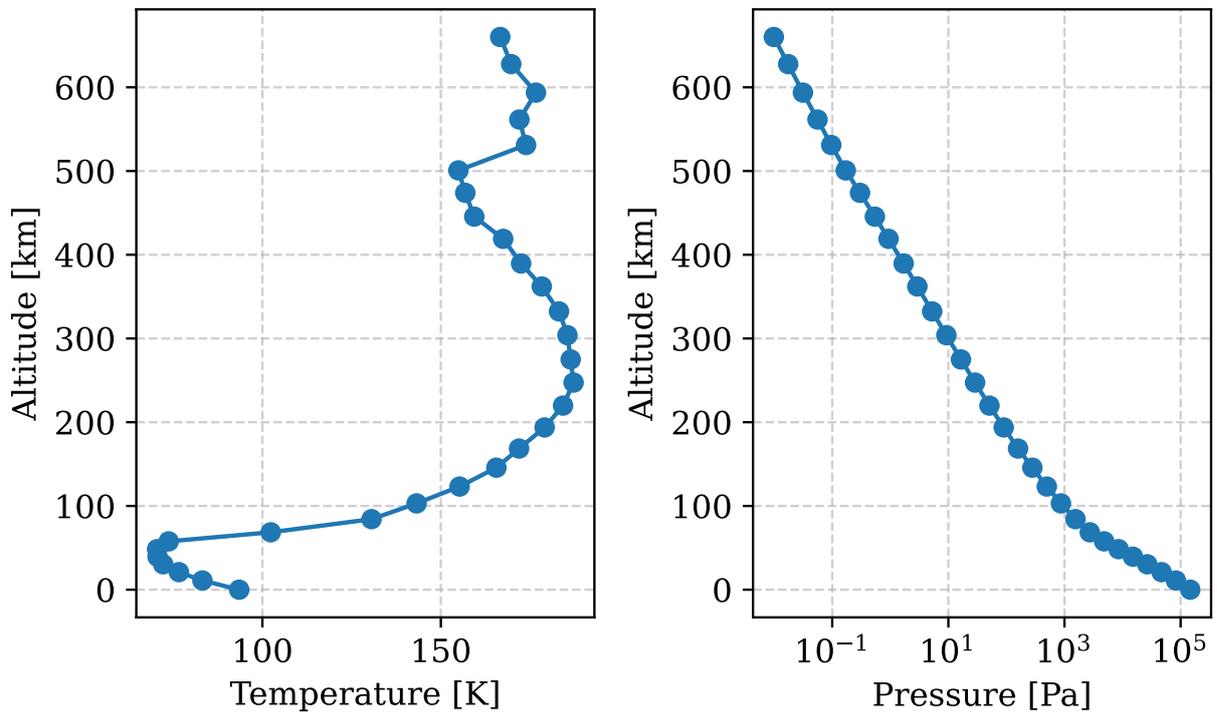


図 2.6 Huygens/HASI が取得したタイタン大気の温度・圧力プロファイルから構築したモデル大気. モデル大気は地表から 10<sup>-2</sup> Pa まで気圧の対数間隔で 30 層に分割した. プロファイルデータは NASA/PDS Atmospheres Node から取得した.

#### 2.2.1.2 メタンの垂直分布

モデル大気の水素の混合比プロファイルは、Huygens/GCMS が取得した観測データを解析した、Niemann et al. (2010) の結果を用いた. Huygens/GCMS は高度 140 km から地表まで測定しており、モデル大気では高度 140 km 以上はメタン混合比を一定とした.

メタン混合比および温度・圧力から、各層の水素柱密度 [km-amgat] を計算した. 水素柱密度の計算式は以下の通りである.

$$u_{\text{CH}_4} = \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \Delta z \cdot R_{\text{CH}_4} \quad (2.14)$$

ただし、 $P$  は各層の気圧 [Pa],  $P_0$  は標準気圧 (1013 hPa),  $T$  は各層の温度 [K],  $T_0$  は標準温度 (273 K),  $\Delta z$  は各層の厚さ [km],  $R_{\text{CH}_4}$  は各層のメタン混合比である. 図 2.7 にモデル大気 of メタン混合比プロファイル, メタン柱密度プロファイルを示す.

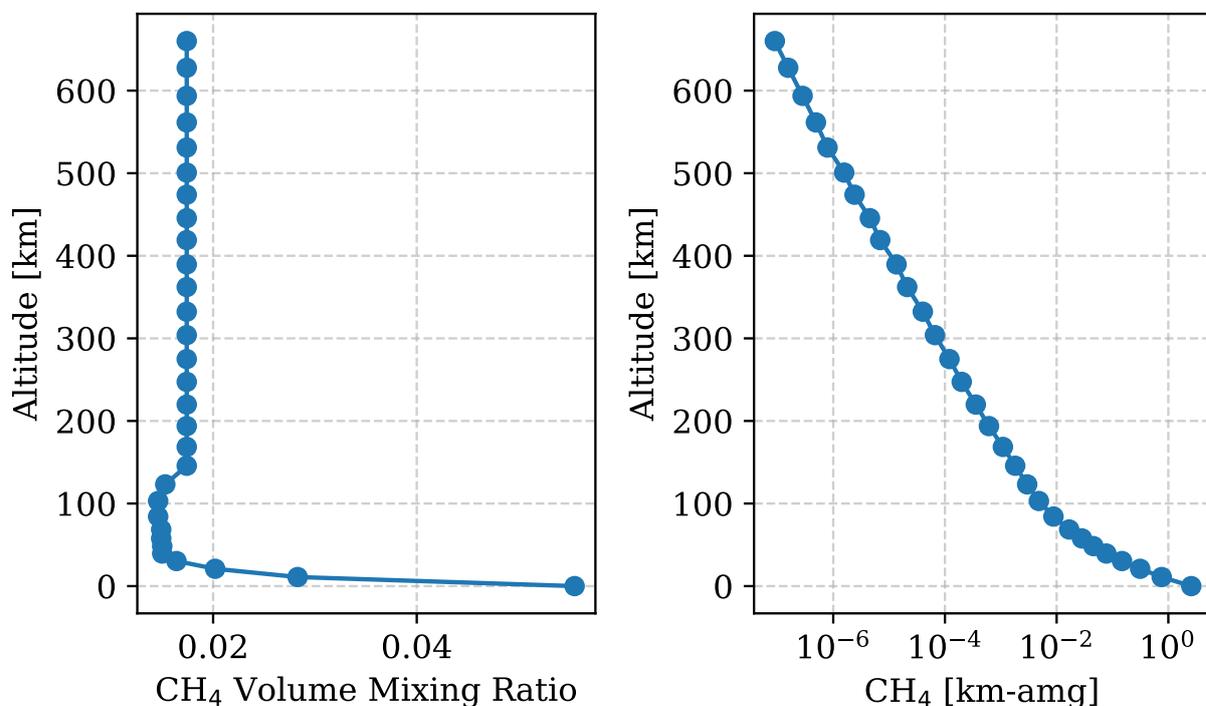


図 2.7 Huygens 探査機が取得したタイタン大気のメタン混合比・柱密度プロファイル

### 2.2.1.3 メタンの吸収

メタンの吸収断面積は Karkoschka and Tomasko (2010) で示された Huygens/DISR 観測データに基づく実測値を用いた. Karkoschka and Tomasko (2010) は Huygens/DISR が取得した波長域  $0.4 - 5.5 \mu\text{m}$  のスペクトルデータからメタン吸収係数を導出している. メタン吸収係数は指数和表現で与えられており, 式 2.15 で表される.

$$T(x) \approx \sum_{i=1}^n w_i \exp(-k_i x) \quad (2.15)$$

ここで、 $T$  は透過率,  $x$  はメタン柱密度 [km-amgat],  $w_i$  は各指数成分の重み,  $k_i$  は各指数成分の吸収係数 [km-amgat<sup>-1</sup>] である. Karkoschka and Tomasko (2010) は, 波長ごとに最大 4 成分の指数和でメタン吸収を表現し, 指数成分の重みは M. G. Tomasko et al. (2008) の値を用いている.

表 2.8 に透過率の指数和の項数が 1 から 4 までの場合の各指数成分の重みを示す.

ここで指数和表現された透過率から吸収断面積を計算するため, ランベルト・ベールの法則に基

表 2.8 指数項に対する重み M. G. Tomasko et al. (2008) より

$w_i$	成分数 1	成分数 2	成分数 4
$w_1$	1	0.5	0.173927425
$w_2$		0.5	0.326072575
$w_3$			0.326072575
$w_4$			0.173927425

づいた有効光学的厚さを定義する。有効光学的厚さ  $\tau_{\text{eff}}$  は式 2.16 で定義する。

$$\tau_{\text{eff}} \equiv -\ln(T(x)) = -\ln\left(\sum_{i=1}^n w_i \exp(-k_i x)\right) \quad (2.16)$$

ここでメタン柱密度  $x$  を 1 km-amgat としたとき、吸収断面積  $\sigma_{\text{CH}_4}$  は式 2.17 となる。図 2.8 に波長ごとのメタン吸収断面積を示す。

$$\sigma_{\text{CH}_4} \equiv \tau_{\text{eff}}(x = 1 \text{ km-amgat}) = -\ln\left(\sum_{i=1}^n w_i \exp(-k_i)\right) \quad (2.17)$$

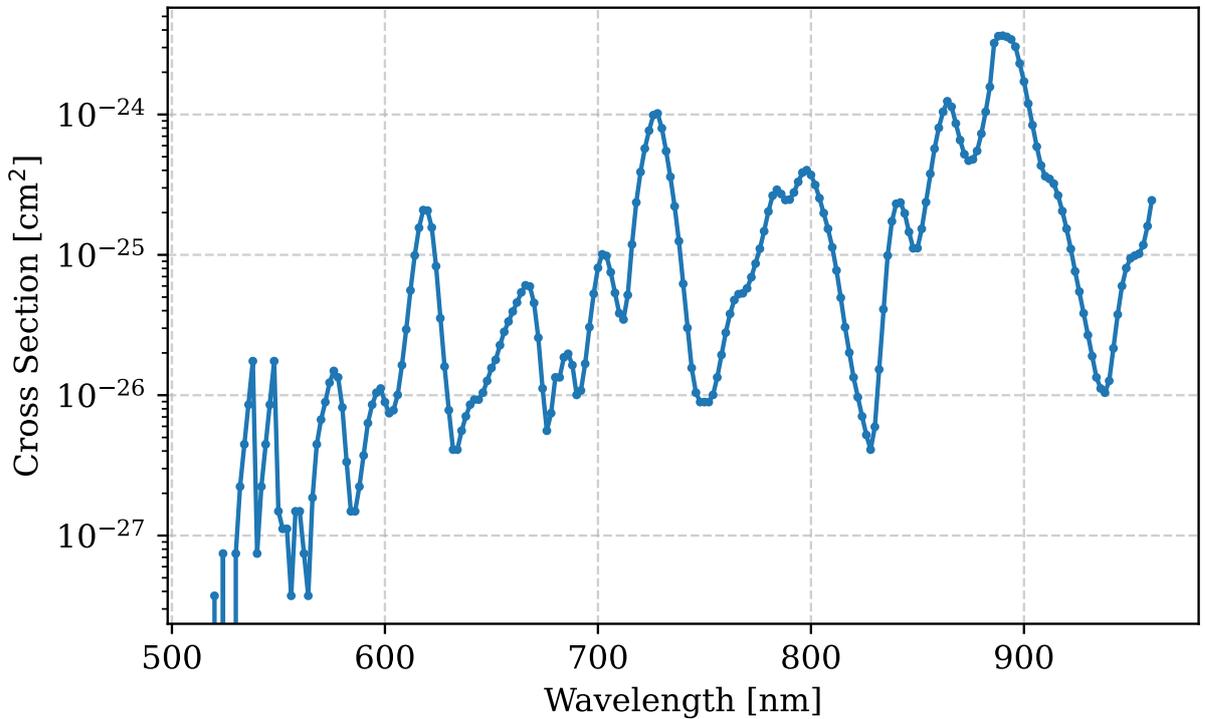


図 2.8 メタン吸収断面積. Karkoschka and Tomasko (2010) に基づく。

各層のメタン吸収の光学的厚さ  $\tau_{\text{CH}_4}$  は、吸収係数  $k_i$  [km-amgat<sup>-1</sup>] と各層のメタン柱密度

[km-amgat] から計算した (式 2.18).

$$\tau_{\text{CH}_4} = \sum_{i=1}^n k_i \cdot u_{\text{CH}_4} \quad (2.18)$$

図 2.9 にモデル大気メタン吸収の光学的厚さプロファイルを示す.

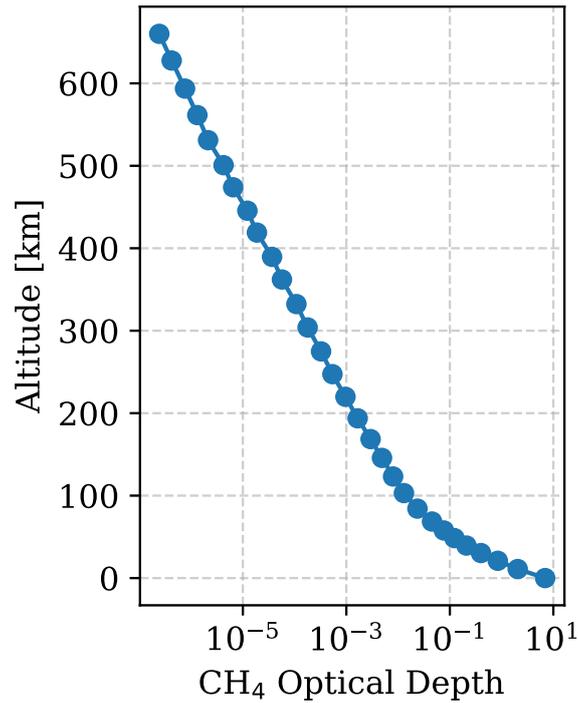


図 2.9 計算波長 727 nm における, メタン吸収の光学的厚さプロファイル.

#### 2.2.1.4 レイリー散乱

波長  $\lambda$  のレイリー散乱の散乱断面積は分子の分極率  $\alpha$  から,

$$\sigma_{\text{rayleigh}} = \frac{\alpha^2 128 \pi^5}{3 \lambda^4} \quad (2.19)$$

と計算される. 分子の分極率は CCCBDB データベース [<https://cccbdb.nist.gov/>] から取得した (表 2.9).

表 2.9 モデル大気に使用した分極率 [NIST, n.d.]

成分	分極率 [ $\text{\AA}^3$ ]
窒素 ( $\text{N}_2$ )	1.710
メタン ( $\text{CH}_4$ )	2.448

各層のレイリー散乱光学的厚さは

$$\tau_{\text{rayleigh}} = \sum_j \sigma_{\text{rayleigh},j} \cdot n_j \cdot \Delta z \quad (2.20)$$

となる．ここで， $j$  は大気成分（窒素，メタン）， $n_j$  は各成分の柱密度 [molec cm<sup>-2</sup>]， $\Delta z$  は各層の厚さ [cm] である．図 2.10 にモデル大気におけるレイリー散乱の光学的厚さプロファイルを示す．

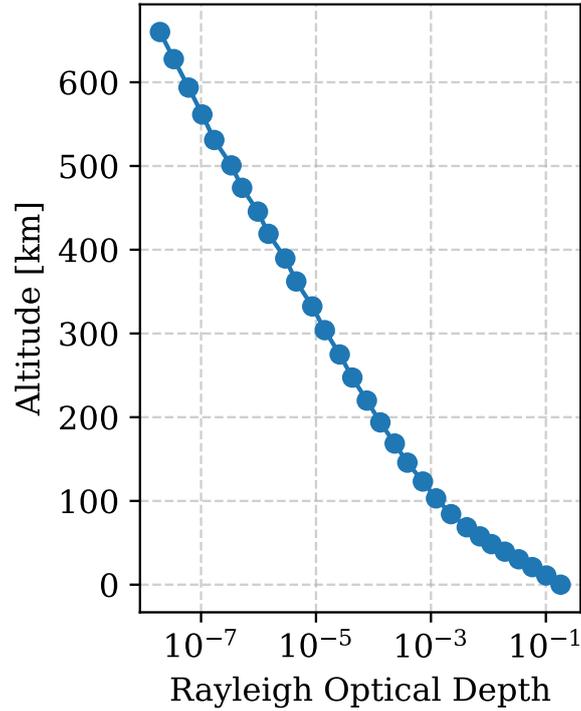


図 2.10 計算波長 727 nm における，レイリー散乱光学的厚さプロファイル．

#### 2.2.1.5 ヘイズの消散係数

Cassini-Huygens ミッションによるヘイズの消散係数の観測データ（図 1.2）からモデル大気各層のヘイズの消散係数を設定した．表 2.10 に示す高度範囲でヘイズの消散係数を採用した．

表 2.10 モデル大気のヘイズ消散係数に使用した先行研究

研究	観測高度範囲 [km]	モデル大気使用する高度範囲 [km]
Doose et al. (2016)	0 - 200	0 - 200
Bellucci et al. (2009)	90 - 500	200 - 440
Koskinen et al. (2011)	440 - 850	440 - 670

ヘイズの消散係数は波長依存性を持つため，波長ごとに補正を行った．Rannou et al. (2010) は Cassini/VIMS が観測したデータを解析し，400 - 1580 nm の波長範囲におけるヘイズの複素屈折

率のスペクトルを取得した (図 2.11)。波長依存性の補正は式 2.21 で行った。

$$\beta_{\text{haze}}(\lambda) = \beta_{\text{haze}}(\lambda_0) \cdot \frac{k(\lambda)}{k(\lambda_0)} \quad (2.21)$$

ここで、 $\beta_{\text{haze}}(\lambda)$  はモデルの計算波長  $\lambda$  におけるヘイズ消散係数、 $\lambda_0$  は先行研究の観測波長、 $k(\lambda)$  は波長  $\lambda$  におけるヘイズの消衰係数である。Koskinen et al. (2011) の観測波長 190 nm であり、Rannou et al. (2010) の波長範囲外であるため外挿した消衰係数を用いた。図 2.12 に、計算する波長に補正したモデル大気のヘイズ消散係数プロファイルを示す。

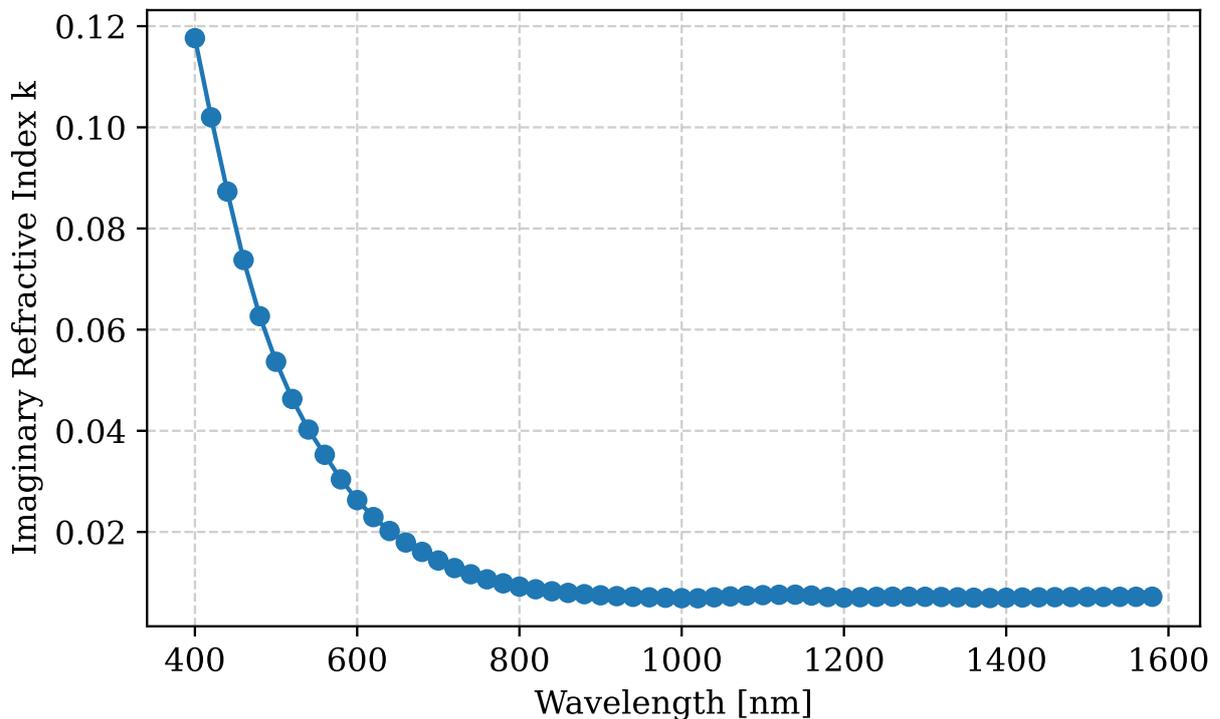


図 2.11 ヘイズの消衰係数 (複素屈折率虚部) の波長依存性 [Rannou et al., 2010].

### 2.2.1.6 ヘイズの単一散乱アルベド

単一散乱アルベドは、散乱係数を消散係数で割ったものである。モデル大気のヘイズの単一散乱アルベドは Doose et al. (2016) の結果を基に設定した。Doose et al. (2016) は Huygens/DISR 観測データを解析し、波長 500 - 950 nm の範囲でヘイズの単一散乱アルベドを導出している。図 2.13 は高度 200 km 以上および高度 80 km 以下における単一散乱アルベドの波長依存性を示す。図 2.14 は波長 500, 750, 950 nm における単一散乱アルベドの高度分布を示す。高度 80 - 200 km において単一散乱アルベドは高度により変化する。この高度範囲では、線形補間により高度依存性を考慮した。

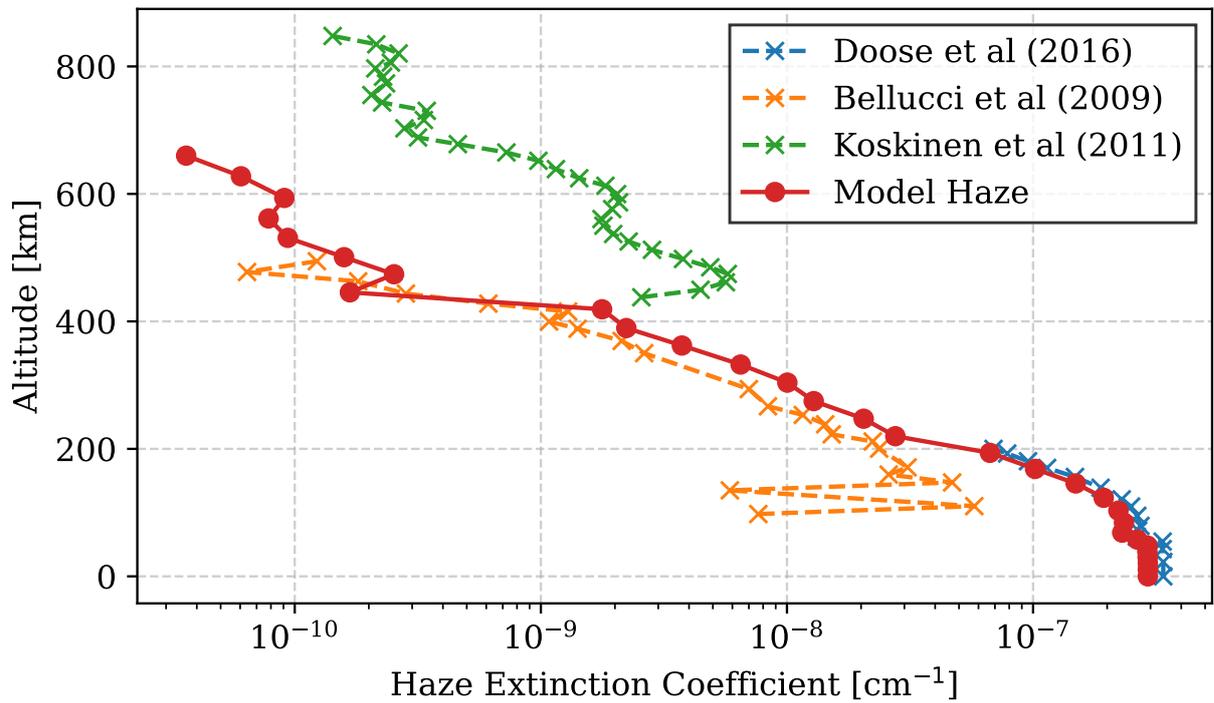


図 2.12 計算波長 727 nm におけるモデル大気のヘイズの消散係数プロファイル (赤色). Doose et al. (2016) は波長 700 nm, Bellucci et al. (2009) は 880 nm, Koskinen et al. (2011) は 190 nm におけるヘイズの消散係数を示す.

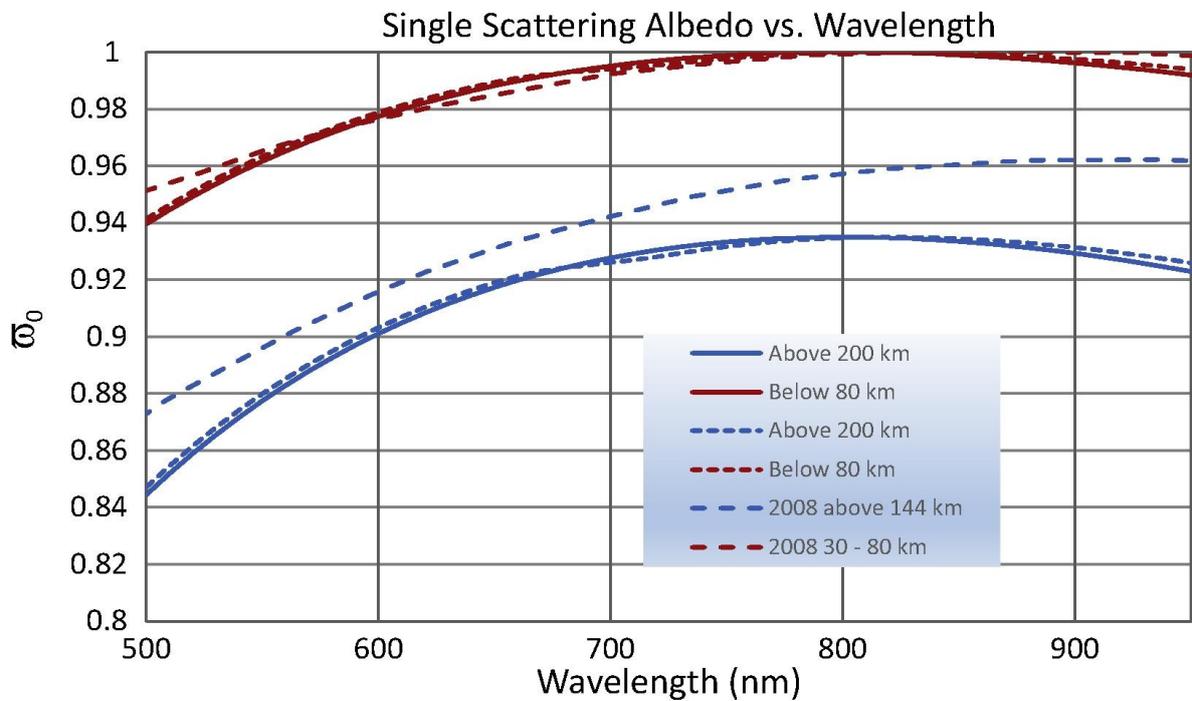


図 2.13 ヘイズの単一散乱アルベド (縦軸) の波長依存性 (実線) [Doose et al., 2016].

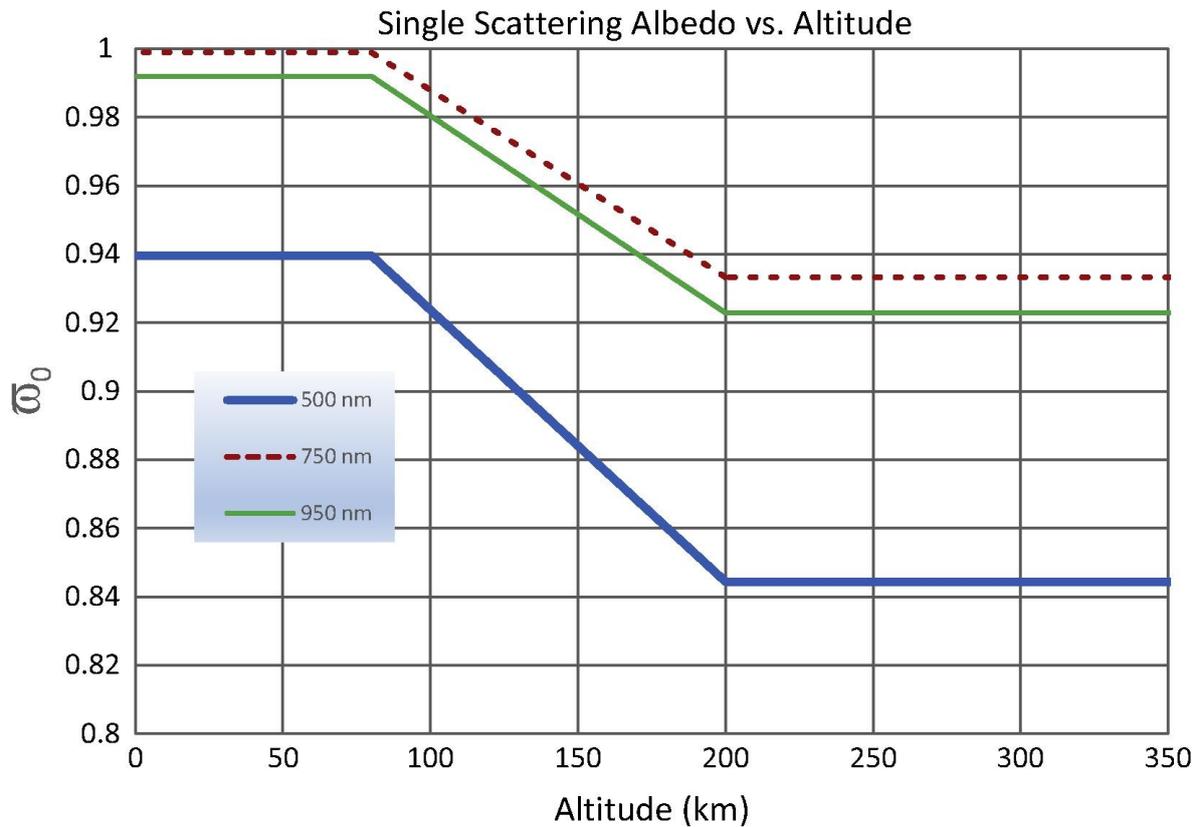


図 2.14 ヘイズの単一散乱アルベド（縦軸）の高度分布 [Doose et al., 2016].

### 2.2.1.7 ヘイズの非対称因子

非対称因子は、散乱位相関数の 1 次モーメントで定義される。非対称因子は入射光の波長および粒子の大きさに依存する。モデル大気の非対称因子は Khare et al. (1984) による実験室生成ヘイズ粒子の散乱特性を用いた。

実験室生成ヘイズ粒子のデータを参照するため、各層のヘイズ粒子の大きさを設定した。フラクタルなヘイズ粒子の断面積と同じ断面積の球径を等積半径 ( $r_a$ ) を定義すると、等積半径はヘイズ粒子のフラクタル数の関係は式 2.22 で与えられる [Tazaki, 2021].

$$r_a \propto \sqrt{\frac{N}{\ln N}} \quad (2.22)$$

ここで、 $N$  はヘイズ粒子を構成するモノマーの数である。Doose et al. (2016) は高度 200 km 以下のヘイズ粒子の等積半径は  $2.03 \mu\text{m}$ , Koskinen et al. (2011) は Lavvas et al. (2009) を引用しディタッチドヘイズ層 (高度 500-700 km) におけるヘイズ粒子の等積半径を  $0.04 \mu\text{m}$  としている。

高度 200-500 km の間でヘイズ粒子は集合しフラクタル構造を形成するため、モノマー数に応じた等積半径を設定する必要がある。Bellucci et al. (2009) は Cassini/VIMS 観測データを解析し、モノマー数の高度分布を導出している (図 2.15)。式 2.22 からモノマー数に基づき等積半径を算出

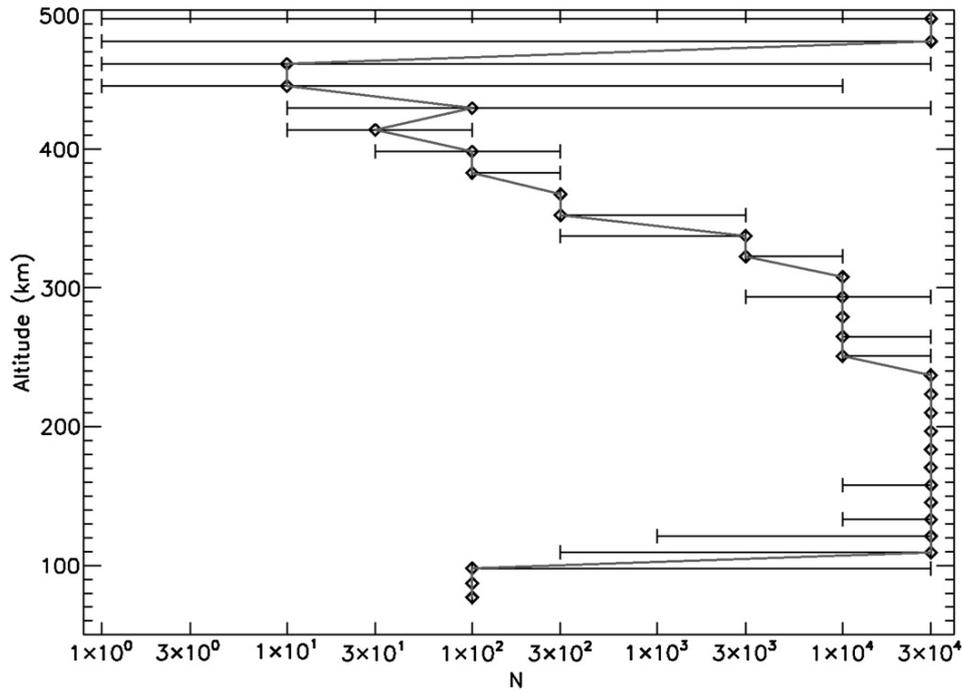


図 2.15 ヘイズ粒子のモノマー数の高度分布 [Bellucci et al., 2009. Fig. 13]

できる.

$$r_a = r_{a,200km} \cdot \sqrt{\frac{N}{N_{200km}} \cdot \frac{\ln N_{200km}}{\ln N}} \quad (2.23)$$

$$r_{a,200km} = 2.03 \mu\text{m}$$

$$N_{200km} = 30000$$

ここで,  $r_{a,200km}$  は高度 200 km における等積半径,  $N_{200km}$  は高度 200 km におけるモノマー数である.

表 2.11 モデル大気に使用したヘイズ粒子の等積半径

参照する先行研究	高度範囲 [km]	等積半径 [ $\mu\text{m}$ ]
Doose et al. (2016)	0 - 200	2.03
Bellucci et al. (2009)	200 - 440	モノマー数に応じて算出
Koskinen et al. (2011)	440 - 700	0.04

モノマー数及び先行研究の等積半径値から, モデル大気のヘイズ粒子等積半径プロファイルを設定した (表 2.11, 図 2.17). モデル大気のヘイズ粒子等積半径と計算波長に基づき, Khare et al. (1984) のデータから非対称因子を各層に設定した (図 2.16).

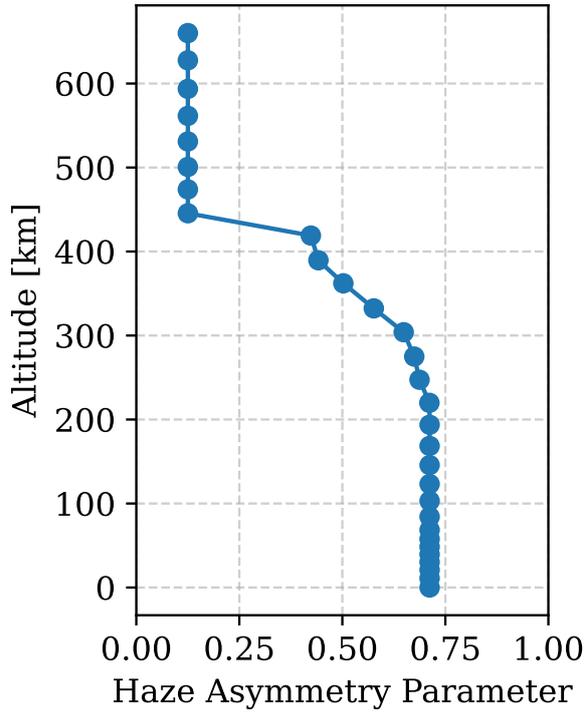


図 2.16 計算波長 727 nm におけるヘイズの非対称因子プロファイル。

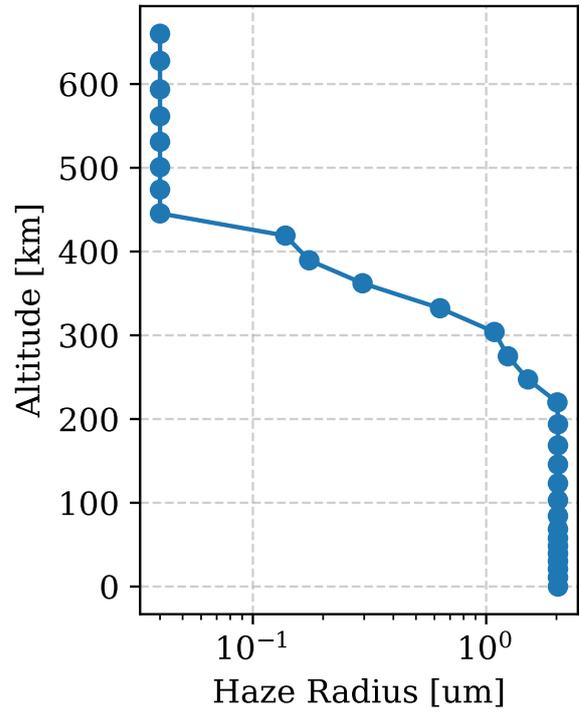


図 2.17 モデル大気へのイズ粒子等積半径プロファイル。

### 2.2.1.8 光学的厚さ・単一散乱アルベド・非対称因子まとめ

各層の光学的厚さ  $\tau_{\text{total}}$ , 単一散乱アルベド  $\omega_{\text{total}}$ , 非対称因子  $g_{\text{total}}$  は以下の式で計算される [Takahashi et al., 2023].

$$\begin{aligned}
 \tau_{\text{total}} &= \tau_{\text{rayleigh}} + \tau_{\text{CH}_4} + \tau_{\text{haze}} \\
 \omega_{\text{total}} &= \frac{\tau_{\text{rayleigh}} + \omega_{\text{haze}} \cdot \tau_{\text{haze}}}{\tau_{\text{total}}} \\
 g_{\text{total}} &= \frac{\tau_{\text{haze}} \cdot \omega_{\text{haze}} \cdot g_{\text{haze}}}{\tau_{\text{total}} \cdot \omega_{\text{total}}}
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

ここでメタン吸収の光学的厚さ  $\tau_{\text{CH}_4}$  は Karkoschka and Tomasko (2010) で示された吸収係数 [1/km-amgat] と各層のメタン柱密度 [km-amgat] から導出される (式 2.18). レイリー散乱の光学的厚さ  $\tau_{\text{rayleigh}}$  は式 2.19 で計算される. ヘイズの光学的厚さ  $\tau_{\text{haze}}$  は各層の消散係数  $\beta_{\text{haze}}$  と層の厚さ  $\Delta z$  から計算される.

$$\tau_{\text{haze}} = \beta_{\text{haze}} \cdot \Delta z \tag{2.25}$$

## 2.2.2 放射伝達

平行平面大気を仮定すると，放射伝達方程式は以下のように表される [Liou, 2014] .

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \theta, \phi)}{\partial \tau} = I(\tau, \theta, \phi) - J(\tau, \theta, \phi) \quad (2.26)$$

ここで， $\tau$  は光学的厚さ， $\theta$  は上向きの方角に対する傾き（天頂角）， $\phi$  は  $x$  軸を基準とした方位角を表し， $\mu = \cos \theta$  である（図 2.18）.  $I(\tau, \theta, \phi)$  は放射強度， $J(\tau, \theta, \phi)$  は放射源関数を表す.

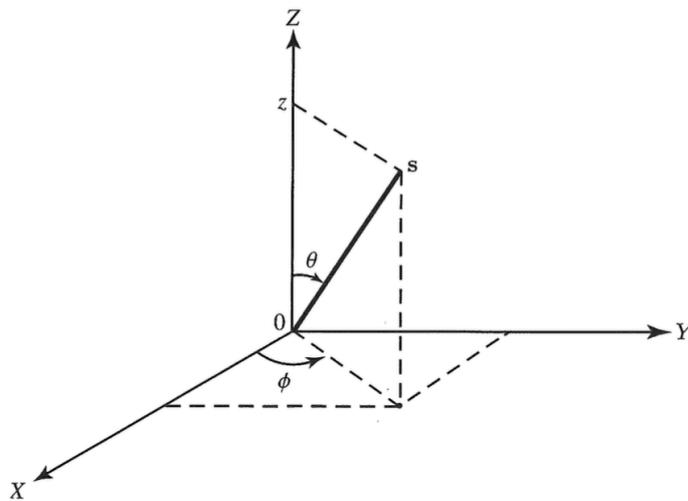


図 2.18 放射伝達方程式における座標系の定義 [Liou, 2014].  $\theta$  は天頂角， $\phi$  は方位角， $\mathbf{s}$  は位置ベクトルを表す.

式 2.26 は平行平面大気における多重散乱の問題のための基本的な方程式であり，これを解くことで  $\tau = 0$  と  $\tau = \tau_*$  で区切られた有限の大気の上向きと下向きの放射強度を求めることができる（図 2.19） [Liou, 2014].

放射強度  $I$  は直達成分と拡散成分に分けられる.

$$I_{\text{total}} = I_{\text{direct}} + I_{\text{diffuse}} \quad (2.27)$$

拡散成分は以下の 4 つの過程から構成される（図 2.20）.

1. 消散による減衰
2. 直達成分からの単一散乱
3. 拡散成分からの散乱（多重散乱）
4. 熱放射

このとき，放射源関数  $J(\tau, \theta, \phi)$  は位相関数  $p(\mu, \phi; \mu', \phi')$ ，単一散乱アルベド  $\omega$  を用いて以下のよ

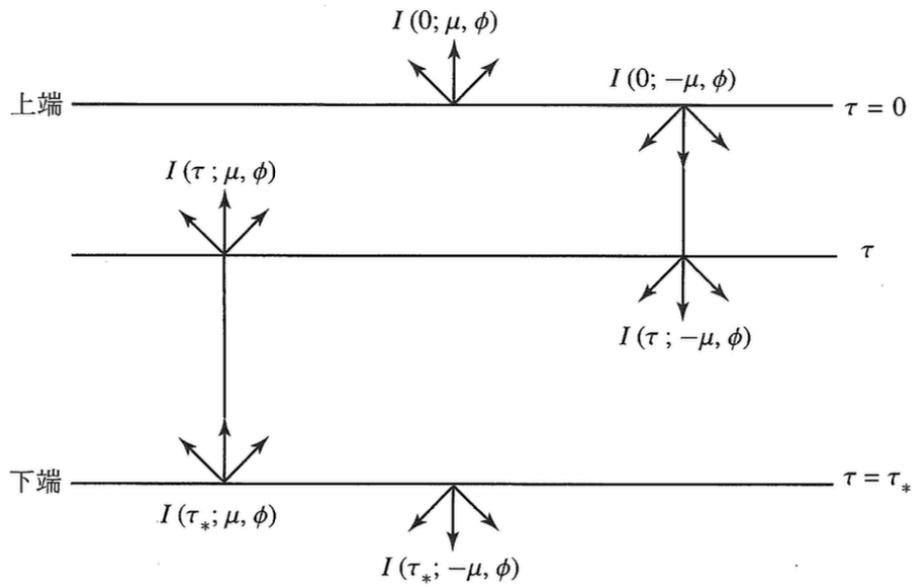


図 2.19 放射伝達方程式の解により求められる放射強度の概念図 [Liou, 2014]. 有限の平行平面大気のある与えられた高度  $\tau$ , 大気上端  $\tau = 0$ , 大気下端  $\tau = \tau_*$  における上向き  $\mu$  と下向き  $-\mu$  の放射強度  $I$ .

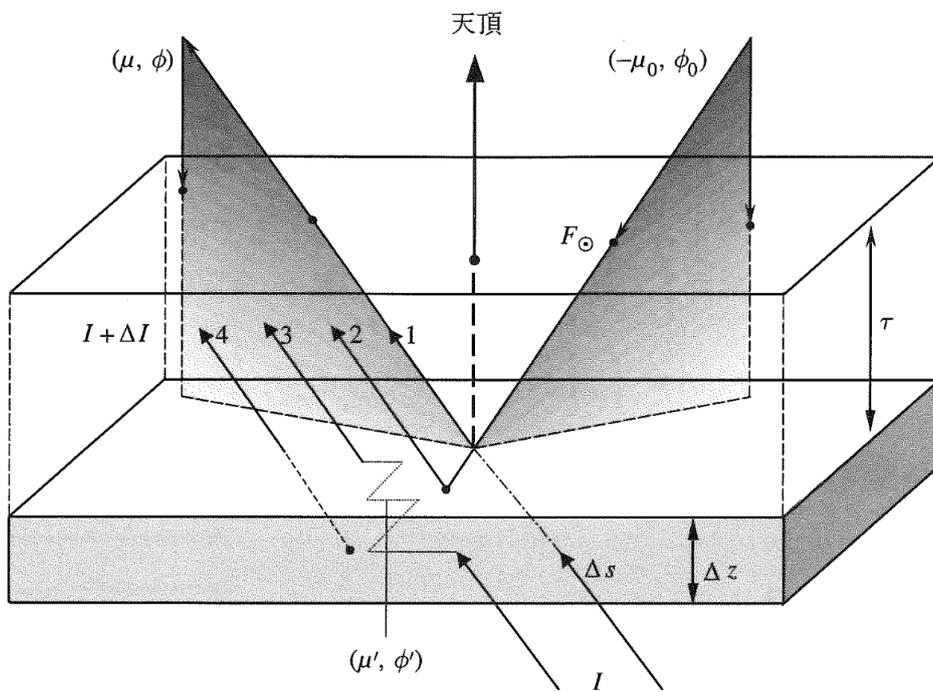


図 2.20 拡散成分を構成する 4 つの過程の概念図 [Liou, 2014]. (1) 消散による減衰, (2) 直達成分からの単一散乱, (3) 拡散成分からの散乱 (多重散乱), (4) 熱放射.

うに表される [Liou, 2014].

$$J(\tau, \mu, \phi) = \frac{\omega}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} p(\mu, \phi; \mu', \phi') I(\tau, \mu', \phi') d\phi' d\mu' + \frac{\omega I_0}{4\pi} p(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \exp(-\mu_0^{-1}\tau) + (1 - \omega)B(T) \quad (2.28)$$

ここで  $B(T)$  はプランク関数を表す. 可視近赤外域におけるタイタン大気の熱放射が無視できるため, 式 2.28 の右辺第 3 項は無視できる. したがって放射強度の伝達を導くための基本的なパラメータは

- 光学的厚さ  $\tau$
- 単一散乱アルベド  $\omega$
- 位相関数  $p(\mu, \phi; \mu', \phi')$

である.

位相関数  $p(\mu, \phi; \mu', \phi')$  は散乱エネルギーの角度分布を表し, ルジャンドル多項式  $P_l(\cos \Theta)$  の級数展開で表せられる. ここで  $\Theta$  は入射方向  $(\mu', \phi')$  と出射方向  $(\mu, \phi)$  から,

$$\cos \Theta = \mu\mu' + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \cos(\phi' - \phi) \quad (2.29)$$

により求められる散乱角である. ルジャンドル多項式の展開係数  $\tilde{\omega}$  は, ルジャンドル多項式の直交性を用いて以下のように求められる.

$$\tilde{\omega}_l = \frac{2l + 1}{2} \int_{-1}^1 p(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d(\cos \Theta) \quad (l = 0, 1, \dots, N) \quad (2.30)$$

本研究は, タイタンヘイズ粒子の位相関数を Henyey-Greenstein 位相関数で近似し, 展開係数を非対称因子  $g$  を用いて以下のように表した.

$$\tilde{\omega}_l = g^l \quad (2.31)$$

本研究は, タイタンモデル大気 (2.2.1 項参照) における放射伝達を式 2.26 と式 2.28 に基づいて数値的に解いた. 数値解法には, Python ライブラリの PythonicDISORT [Ho, 2024] を用いた.

### 2.2.3 反射率

Russell (1916) は Bond により定義されたアルベド  $A_B$  (ボンドアルベド) は, 天体表面の材料に依存する反射率  $p$  と天体表面の形状に依存する位相積分  $q$  の積で表されることを示した.

$$A_B = p \cdot q \quad (2.32)$$

ボンドアルベド  $A_B$  は, 天体が受け取った全入射放射エネルギーに対する全反射放射エネルギーの割合を表す. 反射率  $p$  は, 幾何アルベド (geometric albedo) であり, 天体表面が全方向に均一に反射する理想的な拡散面 (ランバート面) である場合に  $p = 1$  となる. 2.1.2.3 目で述べた反射

率はこの幾何アルベドに対応する。位相積分  $q$  はタイタン大気の散乱特性に依存する。本研究は  $q = 1.5$  とし、タイタンの反射率  $p$  を計算した。

放射伝達方程式 (式 2.26) を解くことにより、タイタン大気上端のエネルギー収支からポンドアルベド  $A_B$  が導出され、天体の反射率  $p$  を以下のように計算できる。

$$p = \frac{A_B}{q} \quad (2.33)$$

## 2.2.4 ヘイズ・メタンファクター

観測値と比較するため、モデル大気においてヘイズの光学的厚さとメタンの光学的厚さの大きさを変化させた。モデル大気各層のヘイズの光学的厚さの初期値  $\tau_{\text{haze}}$  (図 2.12) 及び、メタンの光学的厚さの初期値  $\tau_{\text{CH}_4}$  (図 2.9) に対して、無次元のスケーリングファクター (以下、ヘイズファクター、メタンファクター) を乗じた。

$$\tau'_{\text{haze}} = f_{\text{haze}} \cdot \tau_{\text{haze}} \quad (2.34)$$

$$\tau'_{\text{CH}_4} = f_{\text{CH}_4} \cdot \tau_{\text{CH}_4} \quad (2.35)$$

ここで、 $f_{\text{haze}}$ ,  $f_{\text{CH}_4}$  はそれぞれヘイズ・メタンファクターを表し、 $\tau'_{\text{haze}}$ ,  $\tau'_{\text{CH}_4}$  はそれぞれファクターを乗じた後のヘイズ・メタンの光学的厚さを表す。

## 第 3 章

# 結果

### 3.1 望遠鏡観測

2023-09-07 から 2025-10-09 にかけて、ピリカ望遠鏡/MSI を用いて観測を実施した。LCTF を用いてメタン吸収波長を含む 700-950 nm の波長でタイタン・標準星の明るさを測定した。各波長フレームで開口測光を行い、天体のカウント値を算出した。カウント値のスペクトルを図 3.1 から図 3.3 に示す。複数回観測した波長はカウント値の平均値と標準偏差をプロットしている。また付録図 A.1 から付録図 A.24 に各観測日におけるカウント値と反射率スペクトルを示す。MSI のセンサー感度特性および LCTF の透過率特性により、長波長側でカウント値が低下している。カウント値のスペクトルから観測中の天体に雲がかかりカウント値が著しく低下した可能性がある天体・波長のフレームが見つかった (表 3.1)。これらのフレームは天文台に設置された全天カメラが稼働していない時間帯に観測されており、雲の有無を確認できなかった。

表 3.1 観測中に雲がかかりカウント値が著しく低下した可能性がある天体・波長がある観測日

観測日	天体	波長 (nm)
2023-10-18	タイタン	724-733
2023-11-16	HR8414	727-742
2024-09-09	HR8414	712-739
2024-09-15	タイタン	871-904
2025-08-15	タイタン	715-721

開口測光の結果からタイタンの反射率を算出した。図 3.4 にタイタンの反射率のスペクトルを示す。2023-11-16, 2024-09-09 は標準星 (HR8414) のカウント値が小さかったため反射率が大きく算出された。

図 3.5 および図 3.6 に 712 nm および 871 nm で規格化した反射率スペクトルを示す。2023-10-18 の 724-733 nm, 2024-09-15 の 871-904 nm, 2025-08-15 の 715-721 nm はタイタンのカウント値が小さかったため、反射率が大きく算出された。

反射率スペクトルから等価幅を計算した。表 3.2 に各観測日における等価幅の結果を示す。表

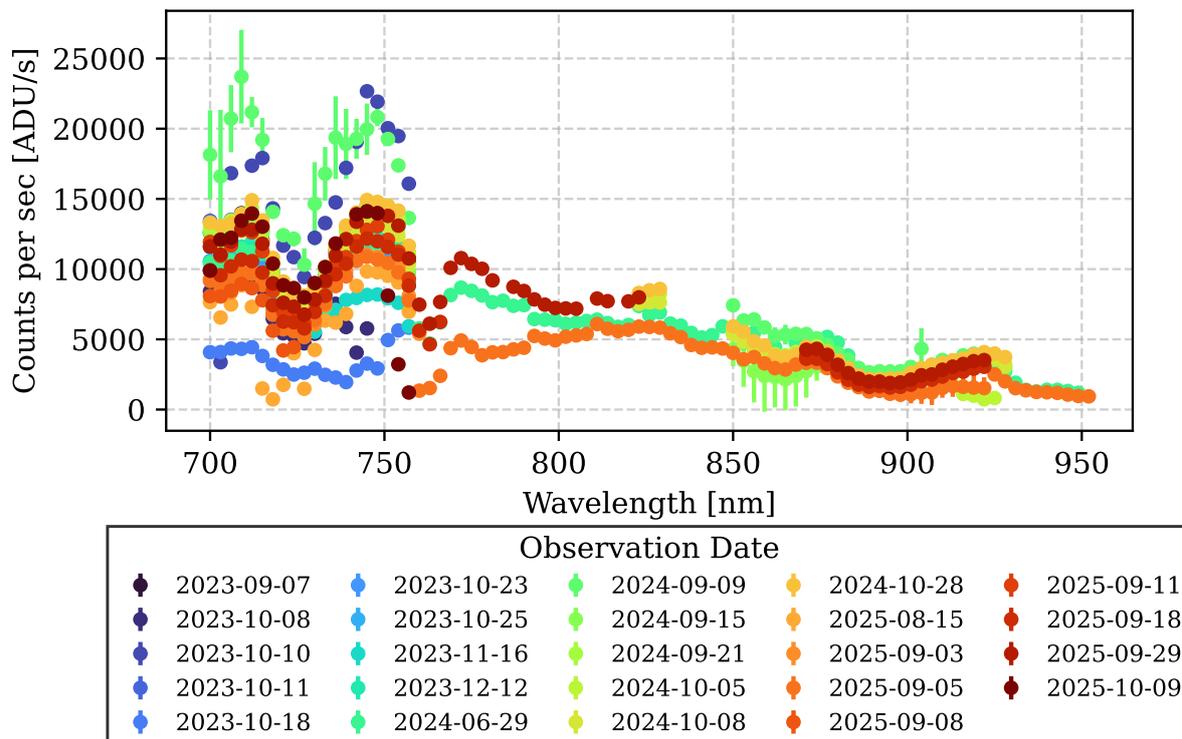


図 3.1 全観測日におけるタイタンのカウント値スペクトル

3.2 のうち、吸収線帯域を観測したが等価幅が計算できなかった観測日を表 3.3 に示す。図 3.7 から図 3.10 に各観測日における等価幅の結果を示す。図 3.7 および図 3.8 の横軸は観測日を示し、図 3.9 および図 3.10 の横軸は観測日におけるタイタンの位置（土星地方時）を示す。2023-10-18, 2024-09-09, 2025-08-15 は規格化した反射率が小さく算出され等価幅 EW727 が大きくなっている。2024-09-15 は基準波長の反射率が小さく算出され等価幅 EW889 が負の値となっている。

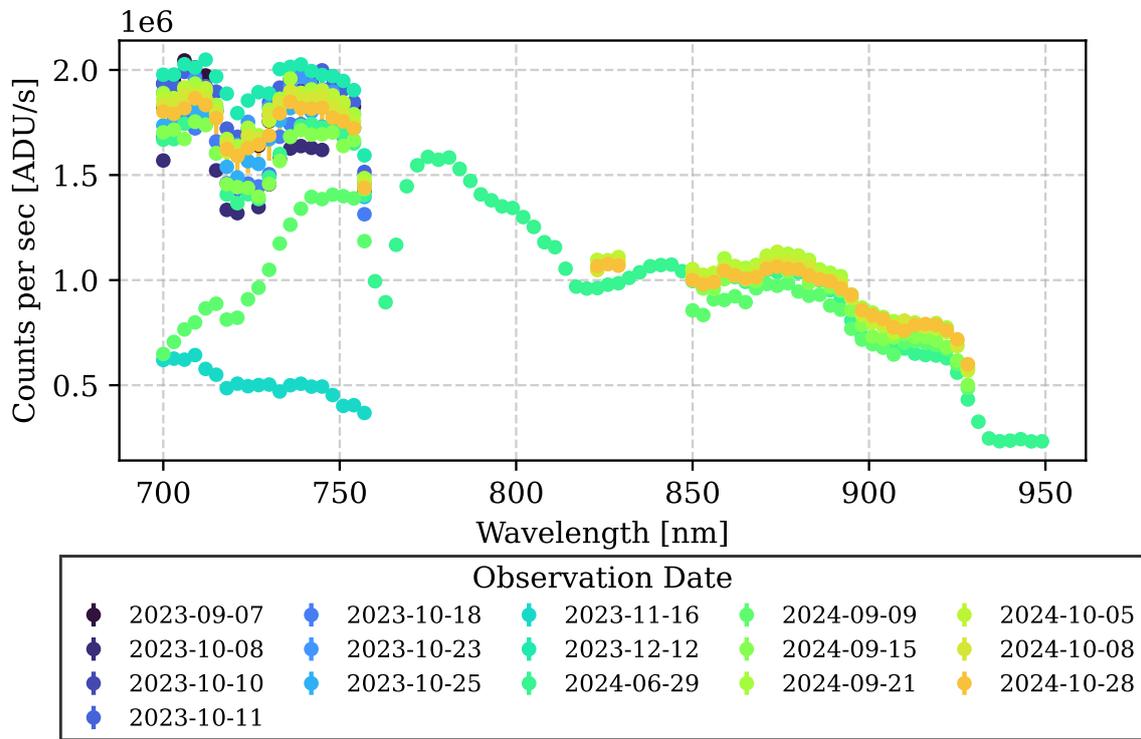


図 3.2 各観測日における HR 8414 のカウント値スペクトル

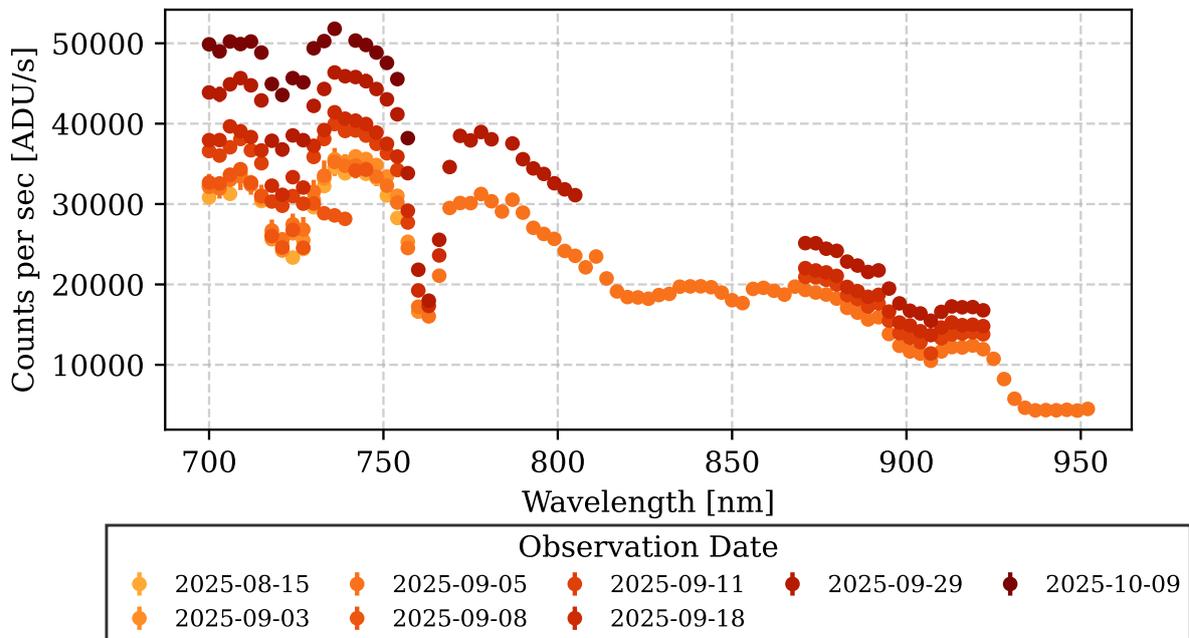


図 3.3 各観測日における HD 215812 のカウント値スペクトル

表 3.2 等価幅の結果

観測日	土星地方時	EW727	$\sigma_{EW727}$	EW889	$\sigma_{EW889}$	観測した吸収線帯域
2023-09-07	22.0	5.94	0.00	N/A	N/A	712-742
2023-10-08	20.5	N/A	N/A	N/A	N/A	712-742
2023-10-10	23.7	4.30	0.00	N/A	N/A	712-742
2023-10-11	1.26	7.46	0.00	N/A	N/A	712-742
2023-10-18	11.8	9.45	0.00	N/A	N/A	712-742
2023-10-23	19.0	6.22	0.00	N/A	N/A	712-742
2023-10-25	22.1	N/A	N/A	N/A	N/A	712-742
2023-11-16	7.54	6.16	0.00	N/A	N/A	712-742
2023-12-12	22.3	6.72	0.00	N/A	N/A	712-742
2024-06-29	11.1	6.84	0.00	6.78	0.00	712-742, 871-905
2024-09-09	23.2	11.65	0.73	8.13	1.43	712-742, 871-905
2024-09-15	8.48	4.97	0.12	-1.50	7.94	712-742, 871-905
2024-09-21	17.1	6.17	0.11	9.62	0.10	712-742, 871-905
2024-10-05	14.2	6.04	0.01	10.84	0.04	712-742, 871-905
2024-10-08	18.7	5.86	0.31	9.57	0.28	712-742, 871-905
2024-10-28	1.00	7.13	0.42	9.93	0.35	712-742, 871-905
2025-08-15	6.57	11.81	0.00	N/A	N/A	712-742
2025-09-03	10.9	5.17	0.00	N/A	N/A	712-742
2025-09-05	13.8	5.77	0.52	12.11	1.81	712-742, 871-905
2025-09-08	18.2	N/A	N/A	N/A	N/A	712-742
2025-09-11	22.9	7.81	0.00	10.46	0.00	712-742, 871-905
2025-09-18	9.56	5.71	0.00	9.45	0.00	712-742, 871-905
2025-09-29	2.15	6.14	0.81	9.23	0.62	712-742, 871-905
2025-10-09	16.8	N/A	N/A	N/A	N/A	712-742
2023 年平均		6.61	1.58			
2024 年平均		6.94	2.17	7.62	4.23	
2025 年平均		7.07	2.49	10.32	1.31	
合計平均		6.87	2.08	8.97	2.77	

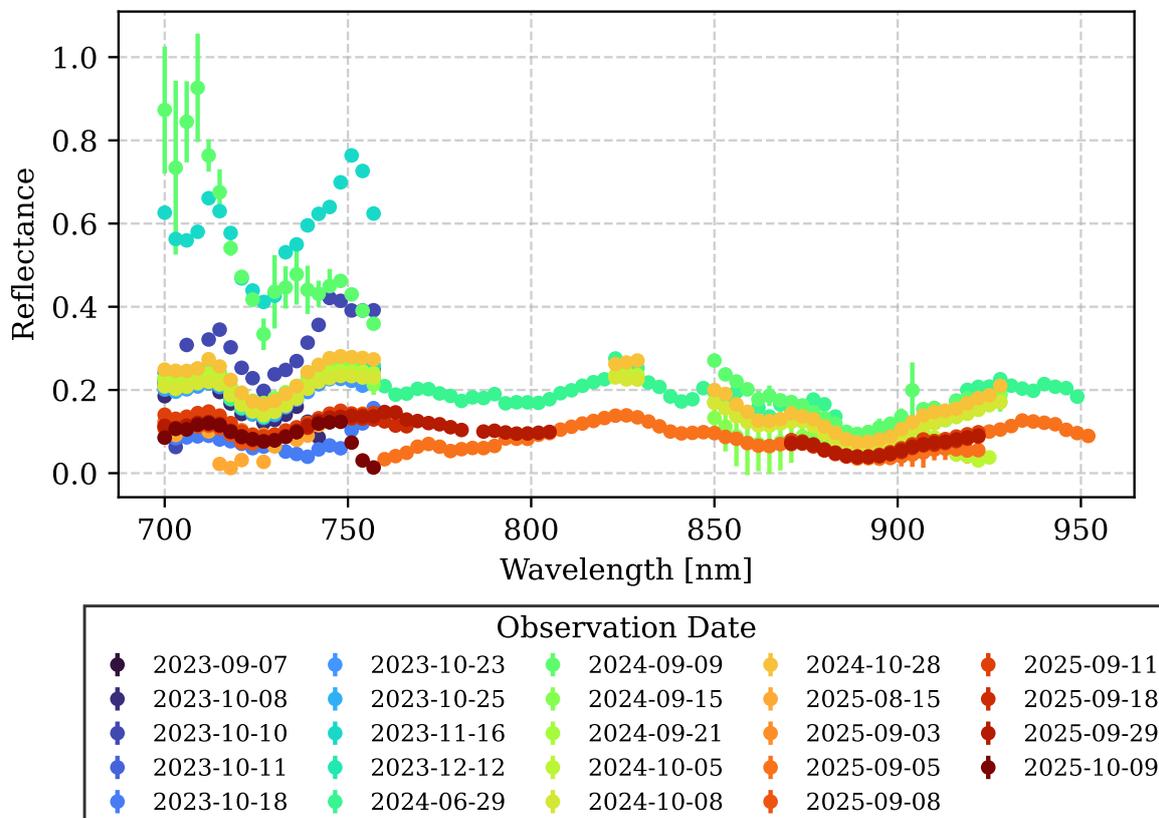


図 3.4 各観測日におけるタイタンの反射率スペクトル

表 3.3 吸収線帯域を観測したが、等価幅が計算できなかった観測日

観測日	観測できなかった波長	理由
2023-10-08	712, 724 nm	標準星の星像を Moffat 関数でフィッティングできなかったため
2023-10-25	715 nm	標準星の星像を Moffat 関数でフィッティングできなかったため
2025-09-08	727-742 nm	タイタンの星像を検出できなかったため
2025-09-29	733 nm	機械トラブルにより観測データが欠損したため
2025-10-09	739 nm	機械トラブルにより観測データが欠損したため

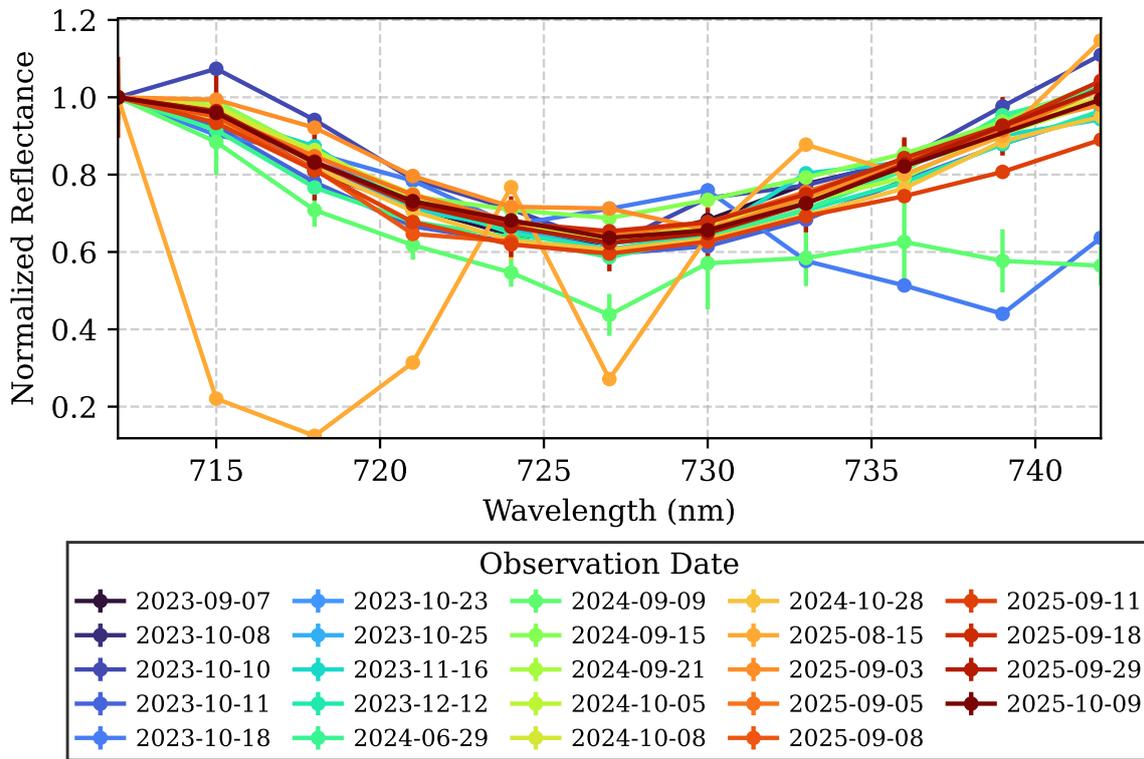


図 3.5 各観測日におけるタイタンの正規化反射率スペクトル (712 nm で正規化)

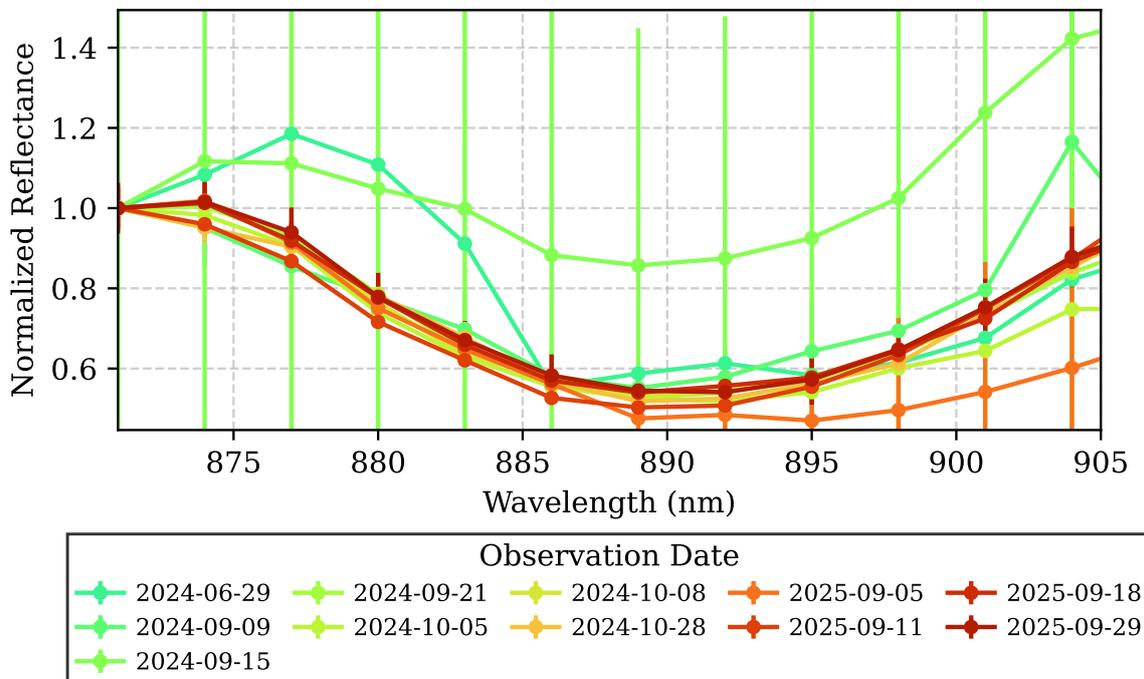


図 3.6 各観測日におけるタイタンの正規化反射率スペクトル (871 nm で正規化)

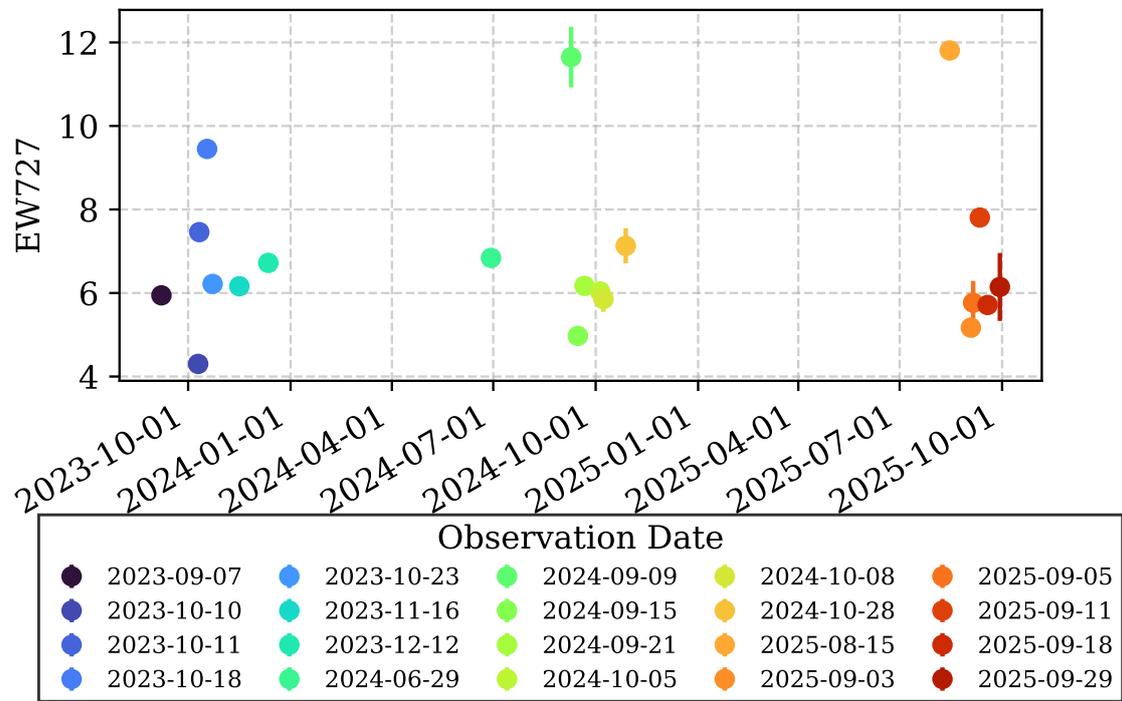


図 3.7 各観測日の等価幅 (EW727)

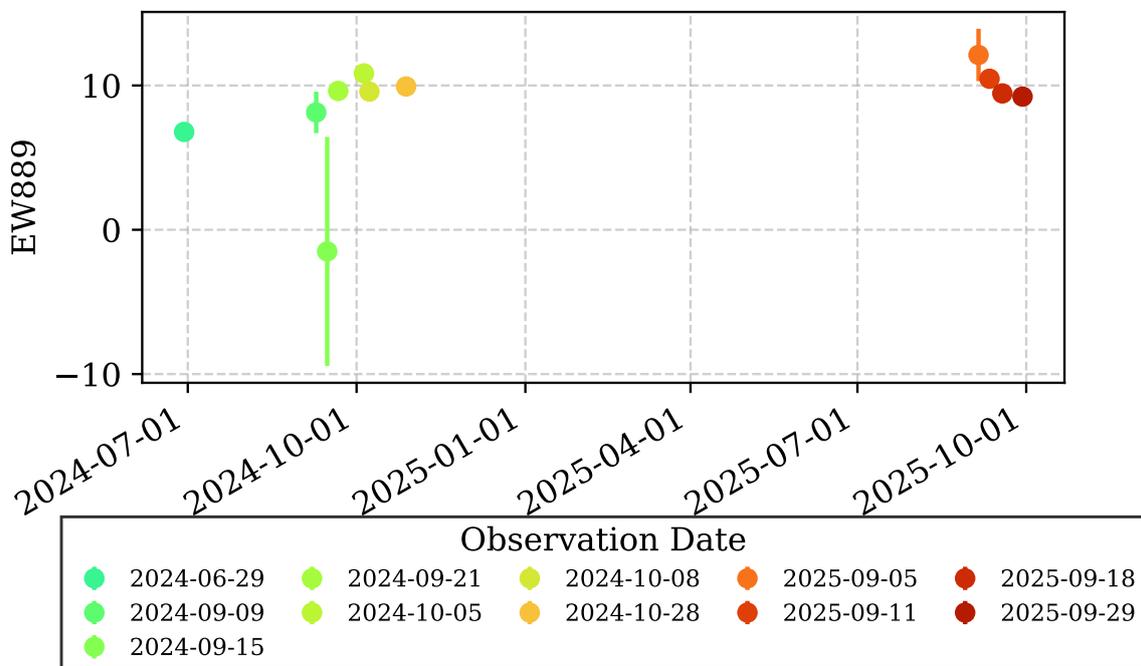


図 3.8 各観測日の等価幅 (EW889)

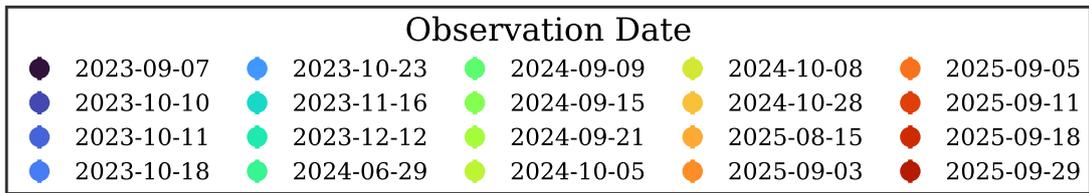
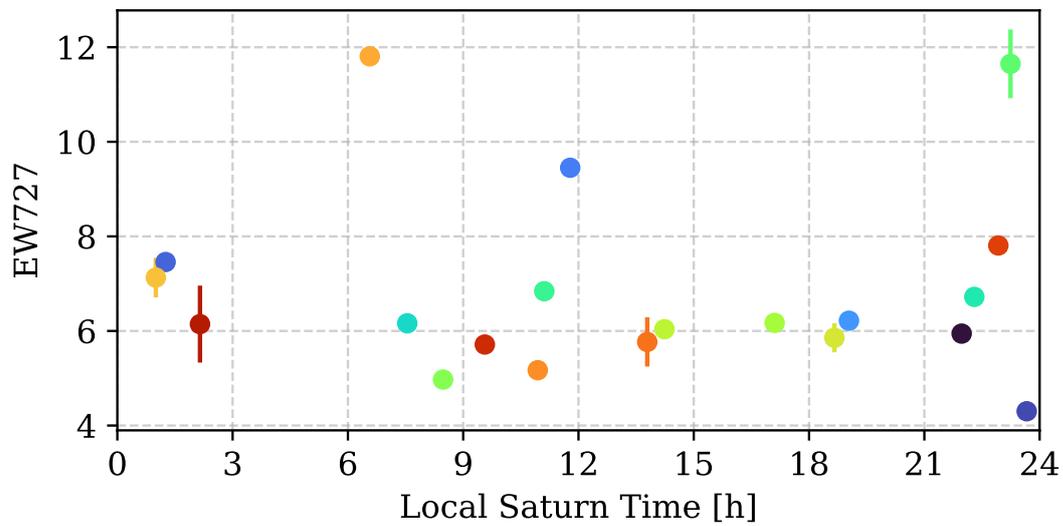


図 3.9 各観測日の等価幅 (EW727) と土星地方時

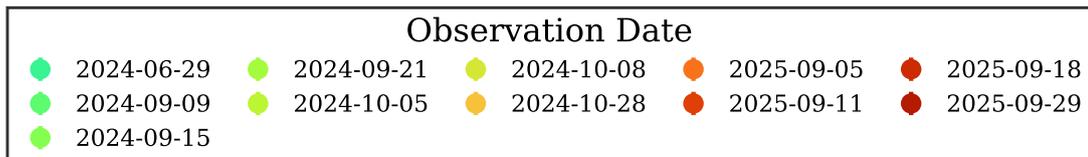
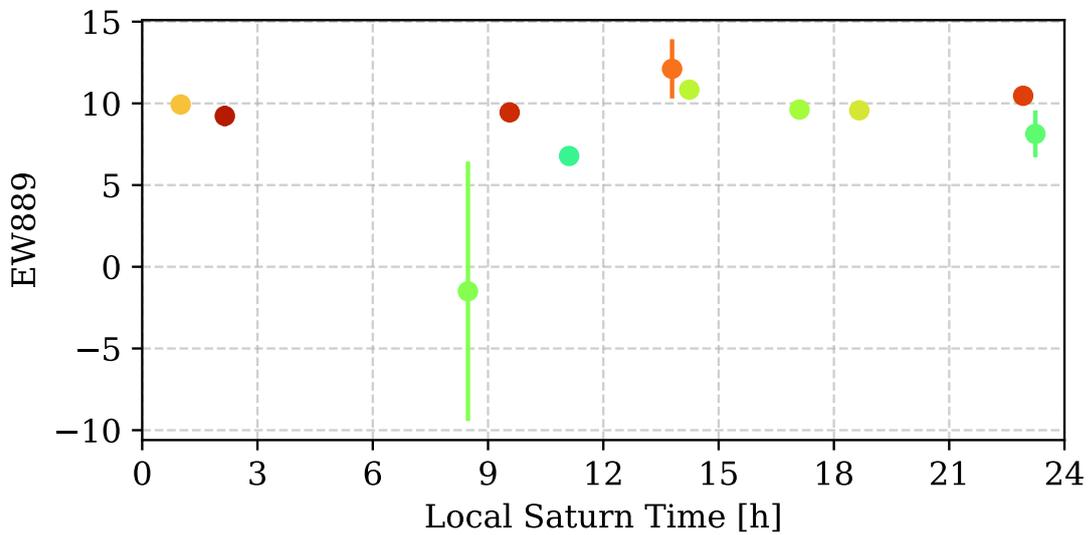


図 3.10 各観測日の等価幅 (EW889) と土星地方時

## 3.2 数値計算

### 3.2.1 光学的厚さ・透過率

モデル大気の光学的厚さ・透過率のスペクトルを示す。メタン光学的厚さのスペクトル(図 3.11)は、メタン吸収線(727 nm および 889 nm)でピークを持ち、889 nm で最大値を示す。ヘイズ光学的厚さのスペクトル(図 3.12)は、波長が長くなるにつれて減少する傾向を示す。メタン吸収、ヘイズ・レイリー散乱を合わせた光学的厚さのスペクトル(図 3.13)は、地表、対流圏界面、成層圏界面、中間圏界面におけるモデル大気上端からの累積光学的厚さを示している。地表における累積光学的厚さはメタン光学的厚さのスペクトルの特徴を反映している。対流圏界面と地表面の累積光学的厚さの差は対流圏メタン吸収の大きさを示している。図 3.14 に示す透過率スペクトルは、地表と圏界面における大気上端からの透過率を示している。ヘイズ光学的厚さの波長依存性により、成層圏界面、対流圏界面における透過率は長波長側で高くなっている。

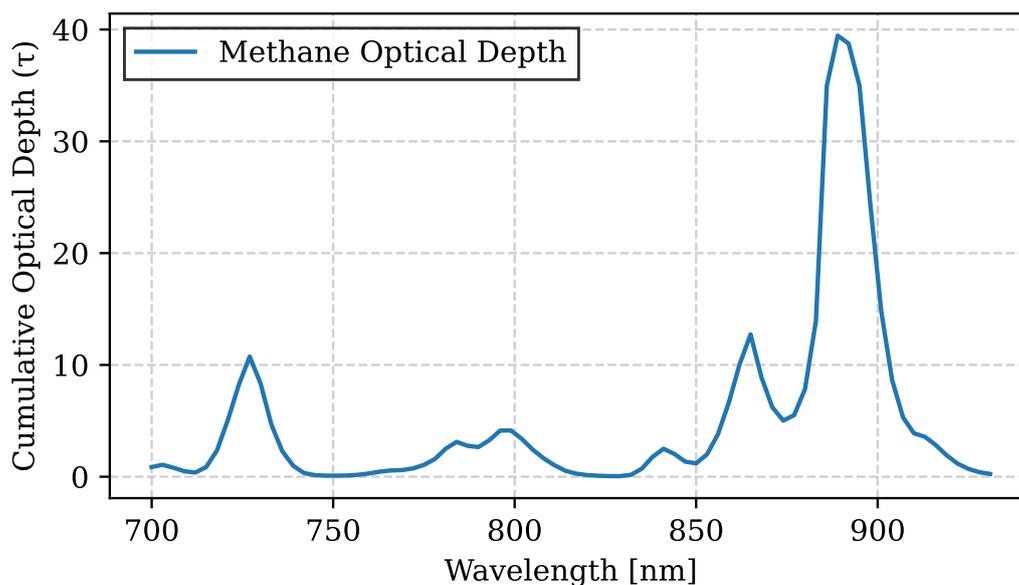


図 3.11 モデル大気のメタンの累積光学的厚さ

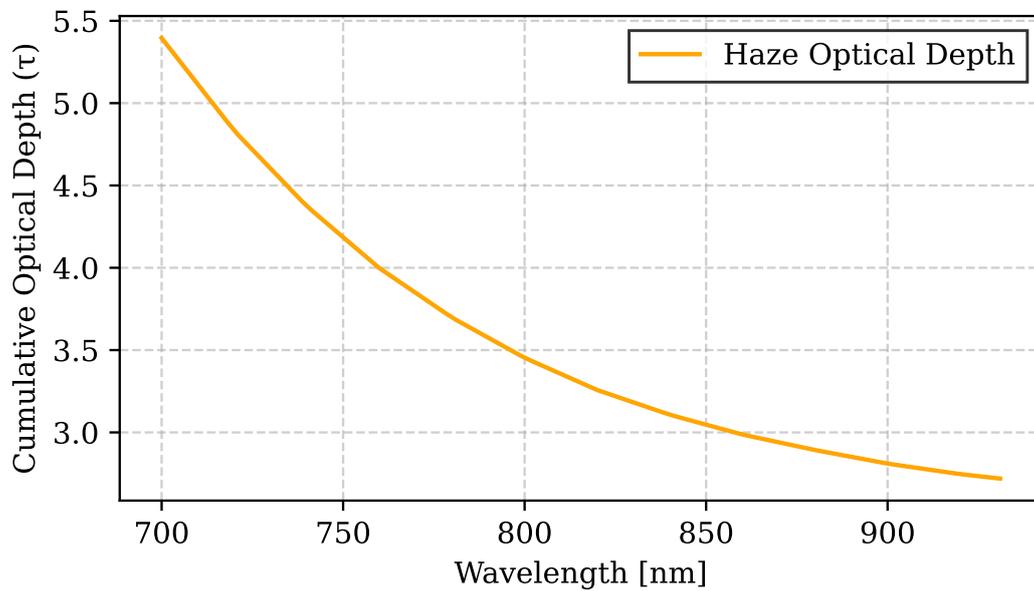


図 3.12 モデル大気へのヘイズの累積光学的厚さ

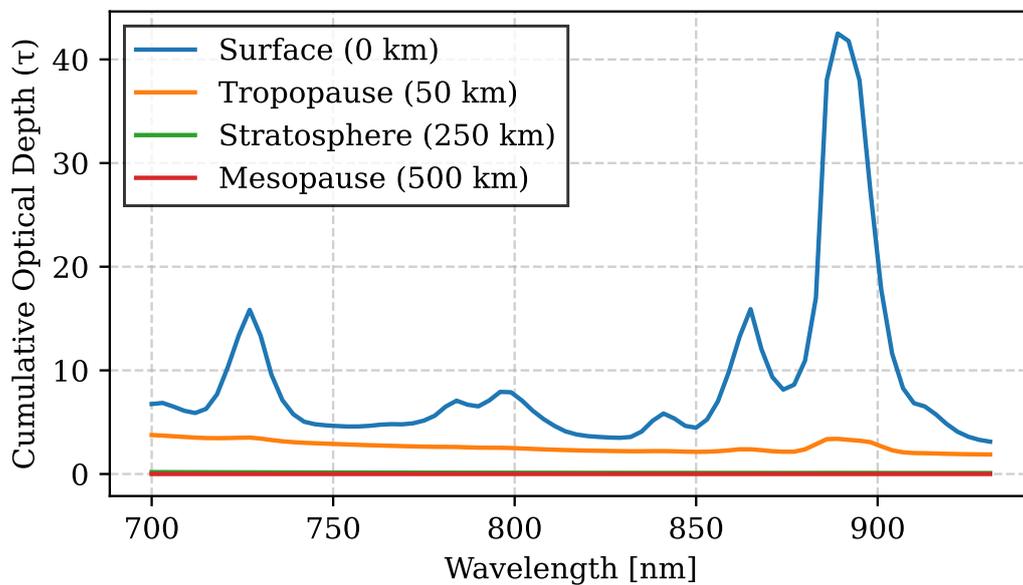


図 3.13 モデル大気への累積光学的厚さ。各圏界面および地表における大気上端からの累積光学的厚さを示す。

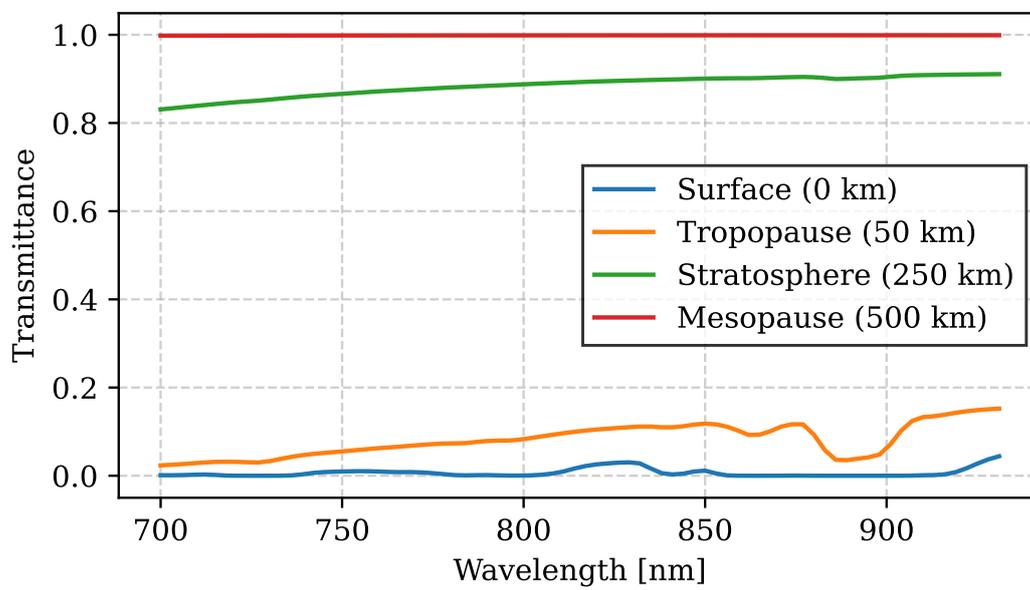


図 3.14 モデル大気の透過率. 各圏界面および地表における大気上端からの透過率を示す.

### 3.2.2 反射率スペクトル

モデル大気において放射伝達計算を行い，得られた反射率スペクトルを図 3.15 に示す．

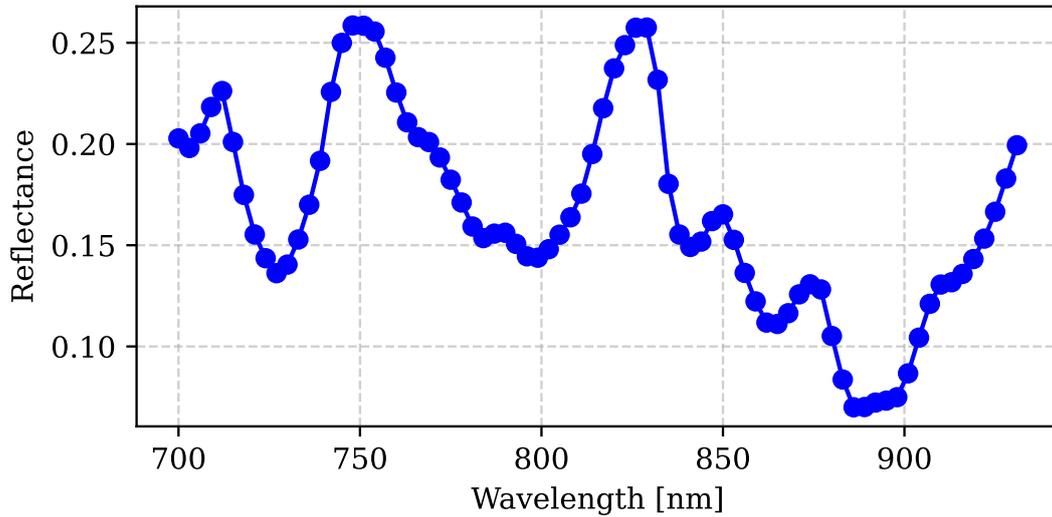


図 3.15 数値計算による反射率スペクトル

図 3.16 および図 3.17 にヘイズ・メタンファクターを 0.5 から 1.5 まで変化させたときの反射率スペクトルを示す．ファクター 1 のときモデル大気基準の光学的厚さであり，ファクター 0.5 のとき光学的厚さが半分，ファクター 1.5 のとき光学的厚さが 1.5 倍となる．ヘイズファクターを大きくすると反射率が増加し，メタンファクターを大きくすると反射率が減少する傾向を示した．

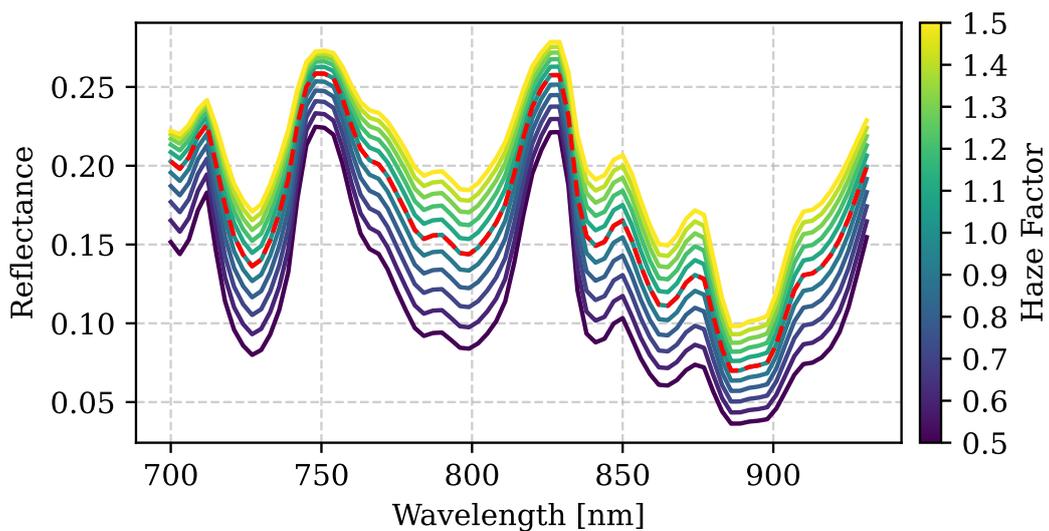


図 3.16 ヘイズファクターを 0.5 から 1.5 まで変化させたときの反射率スペクトル

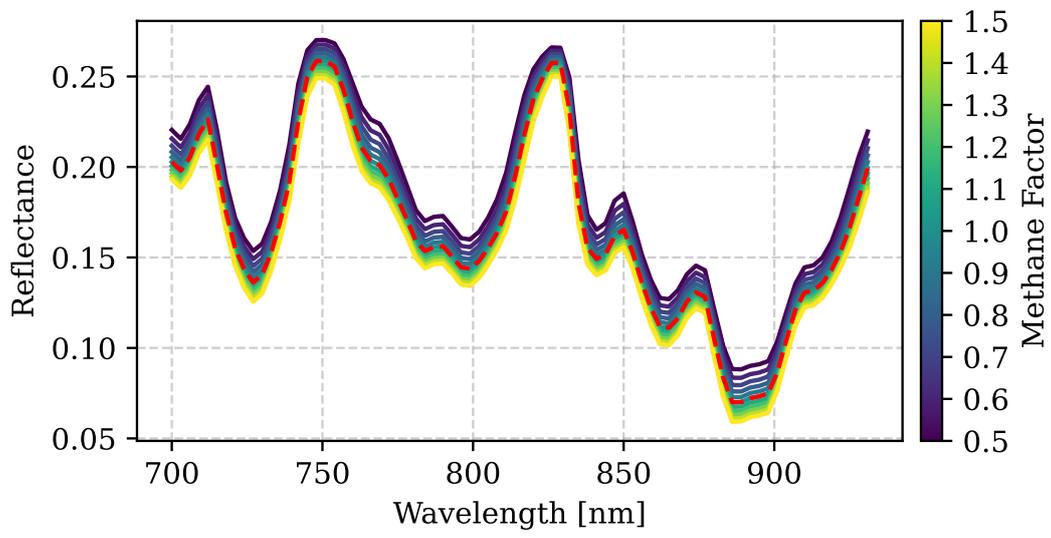


図 3.17 メタンファクターを 0.5 から 1.5 まで変化させたときの反射率スペクトル

### 3.2.3 等価幅

数値計算による反射率スペクトル (図 3.15) から計算される等価幅は, EW727 が 7.56, EW889 が 9.16 であった (表 3.4, 表 3.5). 図 3.18 および図 3.19 にヘイズファクターおよびメタンファクターを 0.5 から 1.5 まで変化させたときの等価幅を示す. ヘイズファクターを大きくすると等価幅が小さくなり, メタンファクターを大きくすると等価幅が大きくなる傾向を示した.

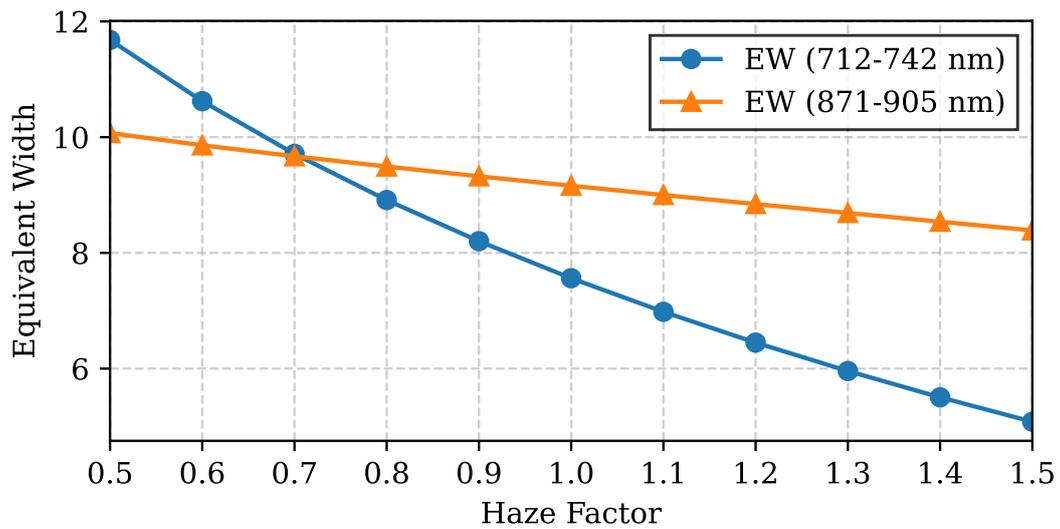


図 3.18 ヘイズファクターを 0.5 から 1.5 まで変化させたときの等価幅

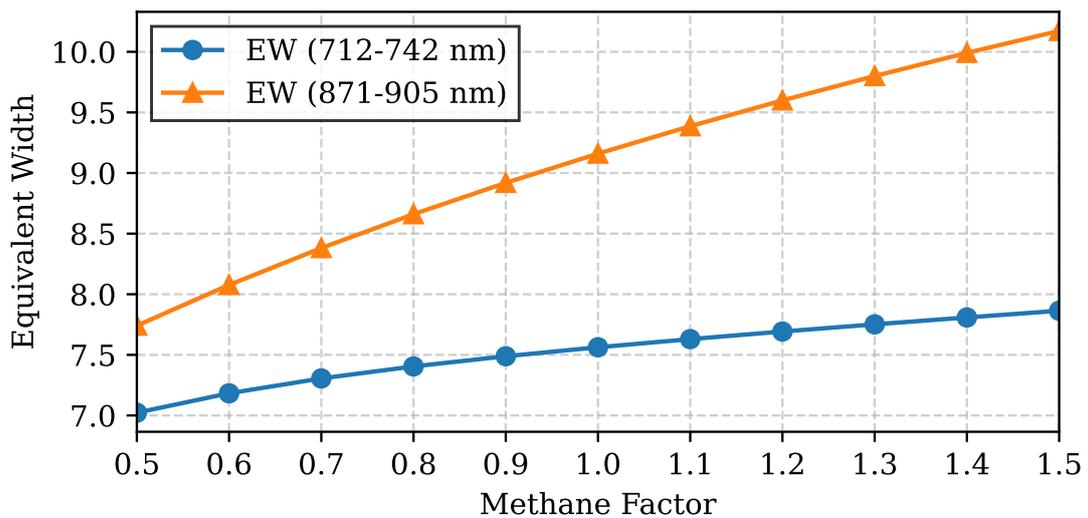


図 3.19 メタンファクターを 0.5 から 1.5 まで変化させたときの等価幅

### 3.3 望遠鏡観測と数値計算の比較

#### 3.3.1 反射率スペクトル

図 3.20 に望遠鏡観測（2024-06-29）と数値計算による反射率スペクトルの比較を示す。727 nm メタン吸収線付近では観測値と数値計算値が一致しているが、889 nm メタン吸収線付近では観測値が数値計算値よりも大きくなっている。

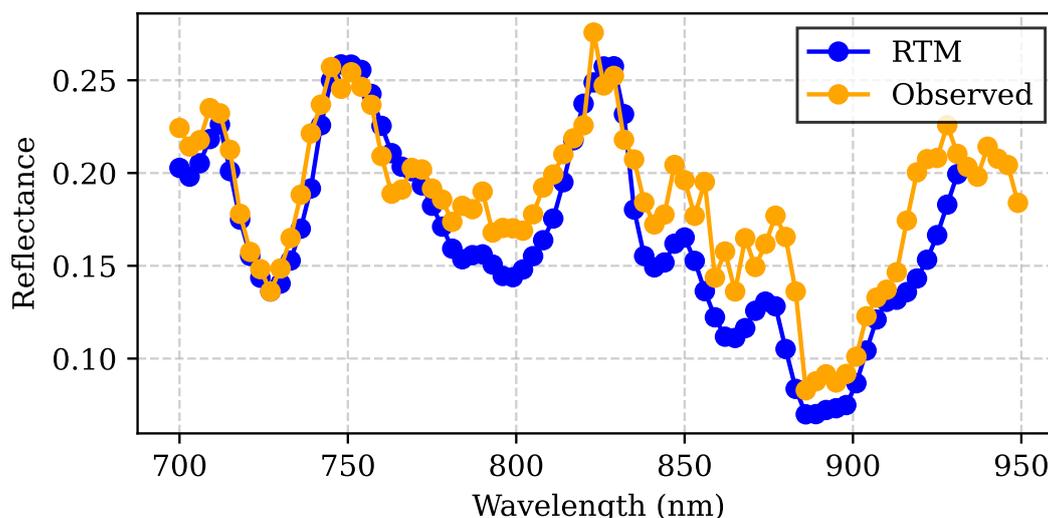


図 3.20 望遠鏡観測 (2024-06-29) と数値計算による反射率スペクトルの比較

#### 3.3.2 等価幅の変動とヘイズ・メタンファクター

表 3.2 の等価幅と一致する、ヘイズファクター及びメタンファクターを計算した。ヘイズファクターとメタンファクターを 0.1 から 5.0 まで 0.05 刻みで変化させ導出された等価幅の結果を線形補間し、観測値に対応するファクターを求めた。ヘイズファクターは EW727 の範囲 0.308-11.8 に対して 0.489-3.65、メタンファクターは EW727 の範囲 4.97-7.81 に対して 0.12-1.4 となった (表 3.4)。同様にヘイズファクターは EW889 の範囲 6.78-12.1 に対して 0.131-2.68、メタンファクターは EW889 の範囲 6.78-12.1 に対して 0.265-2.96 となった (表 3.5)。

タイタンの土星地方時に対するヘイズファクター (図 3.22 および図 3.24) から、タイタンの公転運動に伴うヘイズの光学的厚さの変動は見られなかった。同様に土星地方時に対するメタンファクター (図 3.26 および図 3.28) から、タイタンの公転運動に伴うメタンの光学的厚さの変動は見られなかった。一方でヘイズファクターの年平均はわずかに増加傾向 (表 3.4, 表 3.5) を示し、メタンファクターの年平均はわずかに減少傾向 (表 3.4, 表 3.5) を示した。

図 3.25 から図 3.28 に等価幅に対応するメタンファクターを示す。

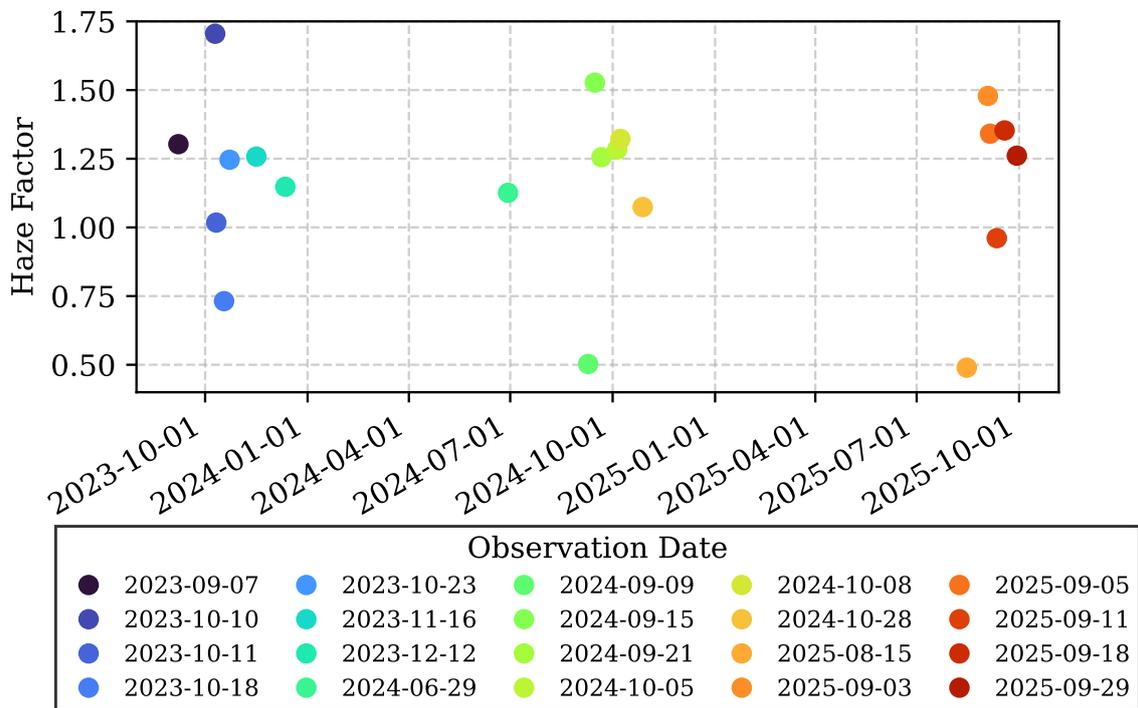


図 3.21 等価幅 EW727 に対応するヘイズファクター

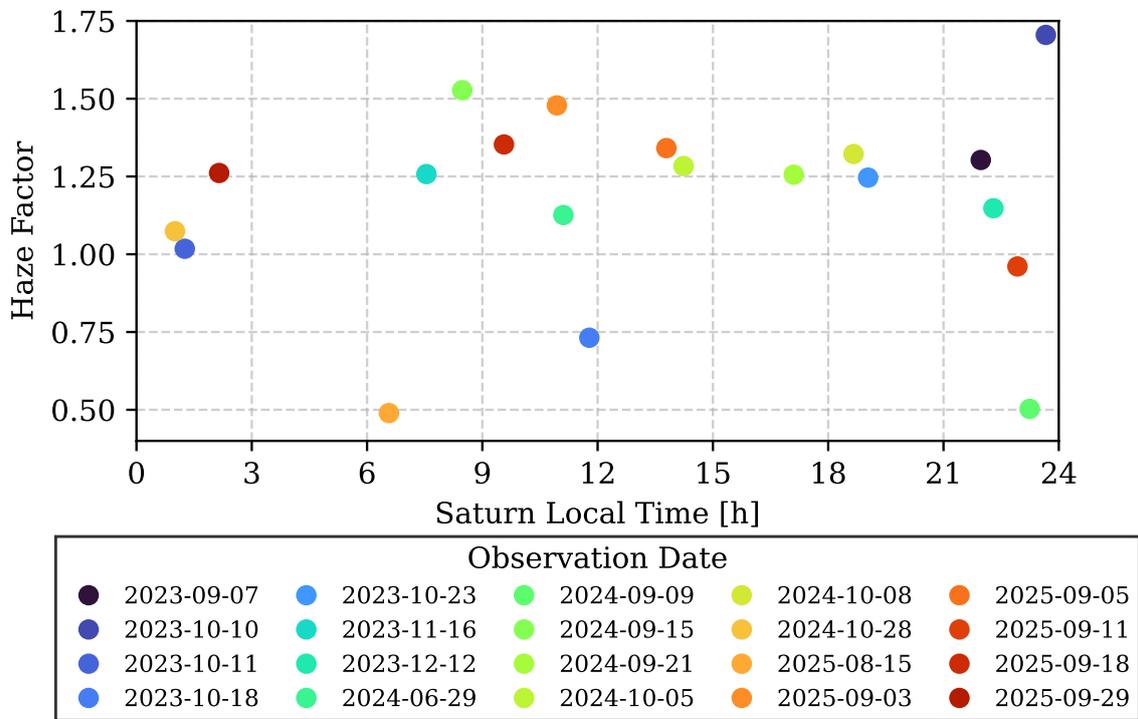


図 3.22 等価幅 EW727 に対応するヘイズファクター。横軸は観測日時のタイタンの土星地方時。

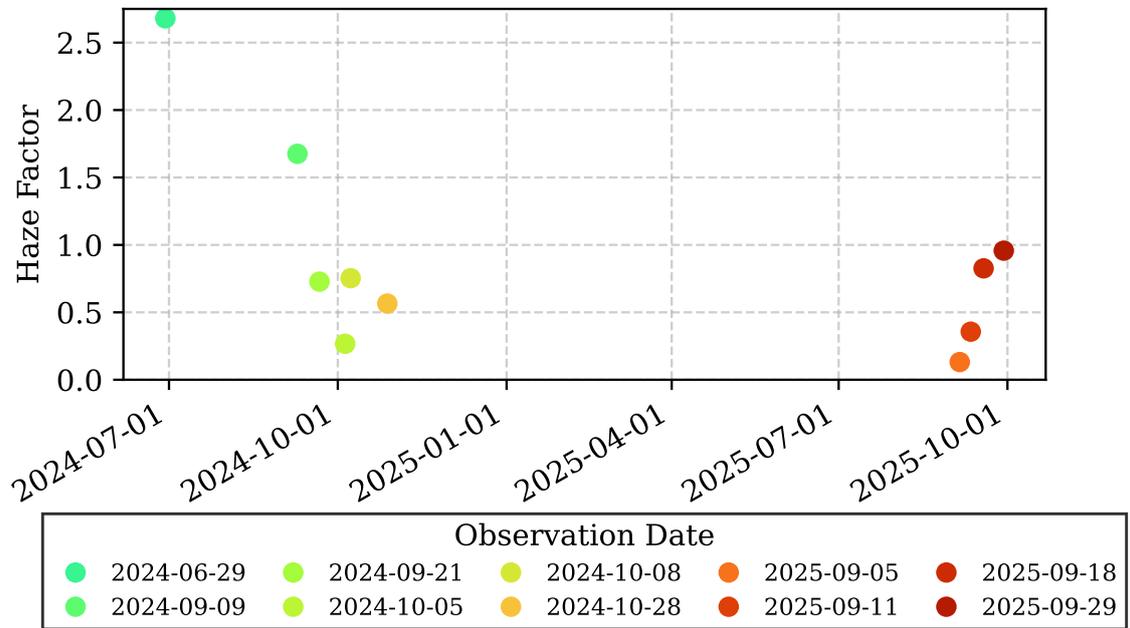


図 3.23 等価幅 EW889 に対応するヘイズファクター

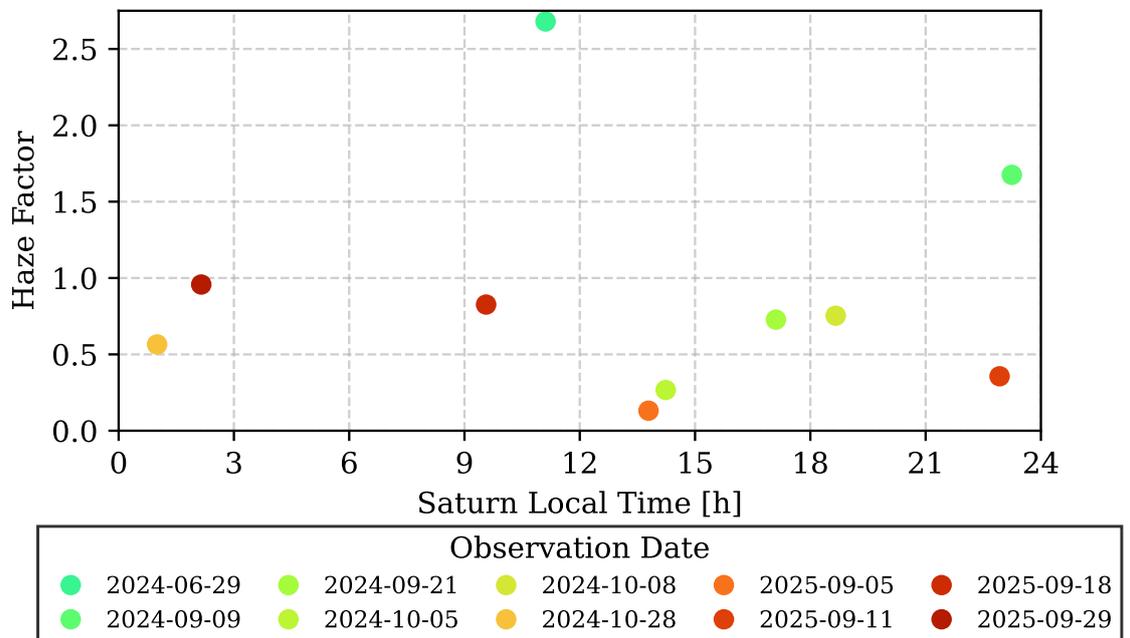


図 3.24 等価幅 EW889 に対応するヘイズファクター。横軸は観測日時のタイタンの土星地方時。

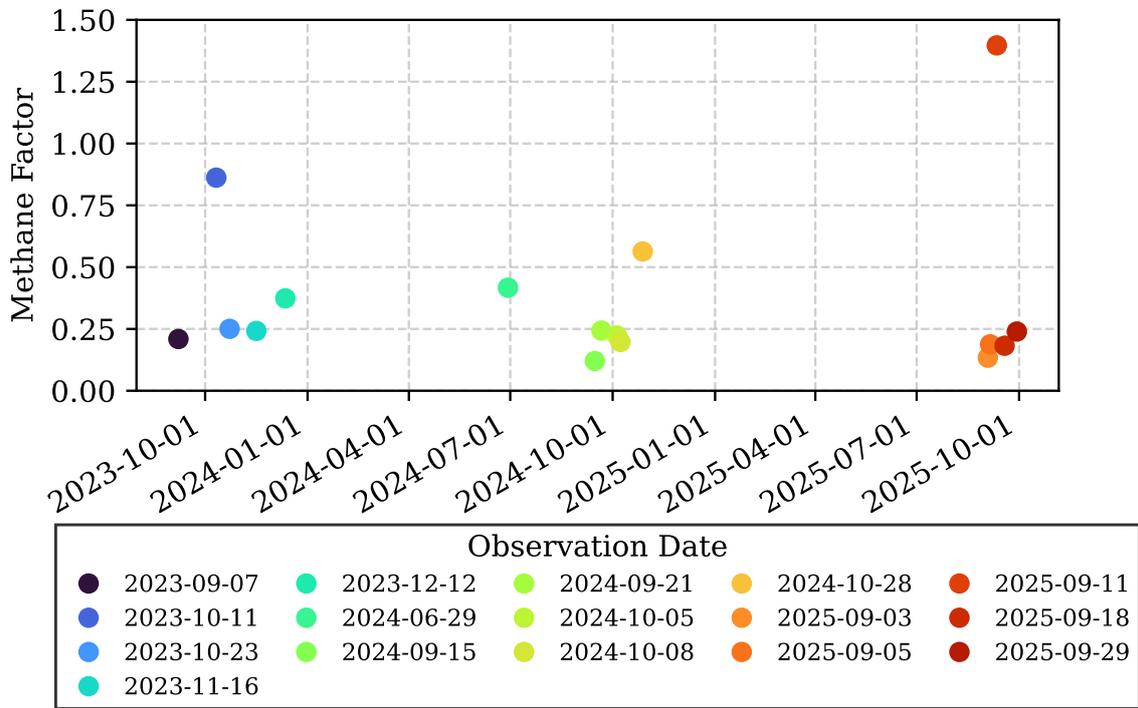


図 3.25 等価幅 EW727 に対応するメタンファクター

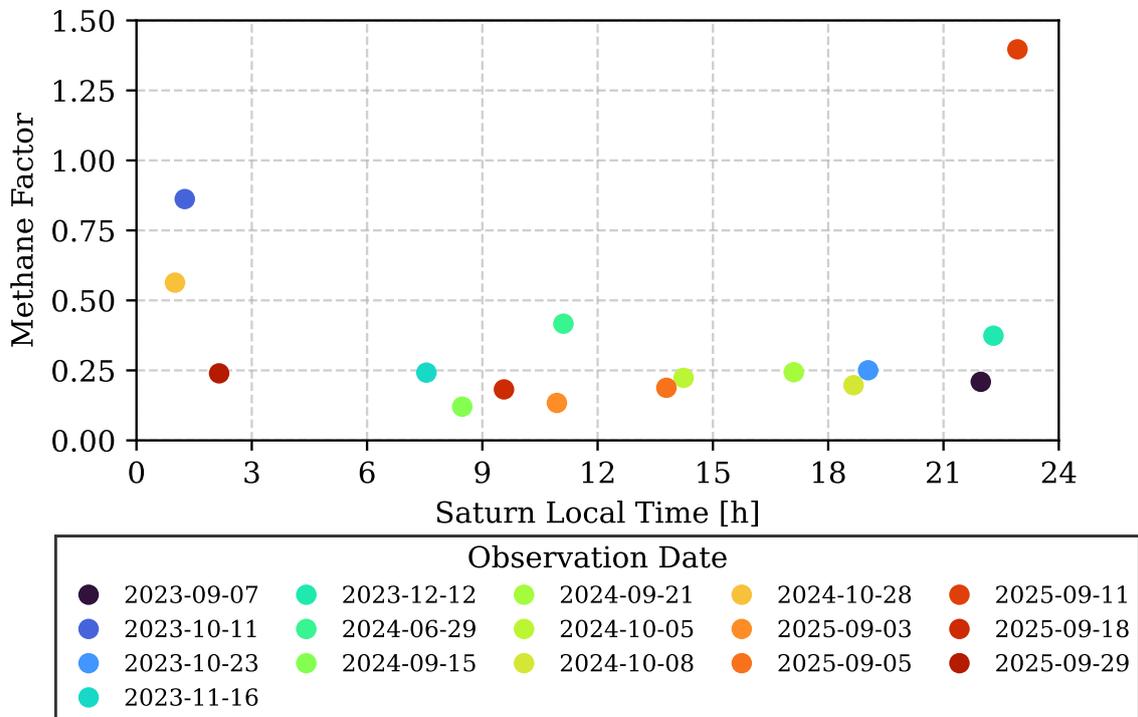


図 3.26 等価幅 EW727 に対応するメタンファクター。横軸は観測日時のタイタンの土星地方時。

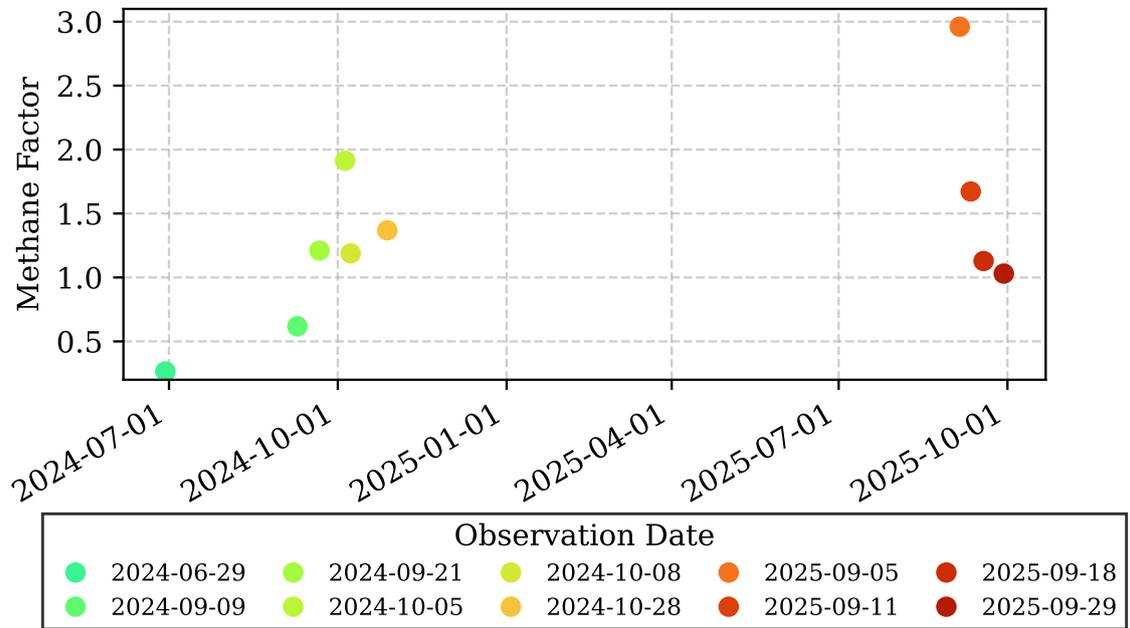


図 3.27 等価幅 EW889 に対応するメタンファクター

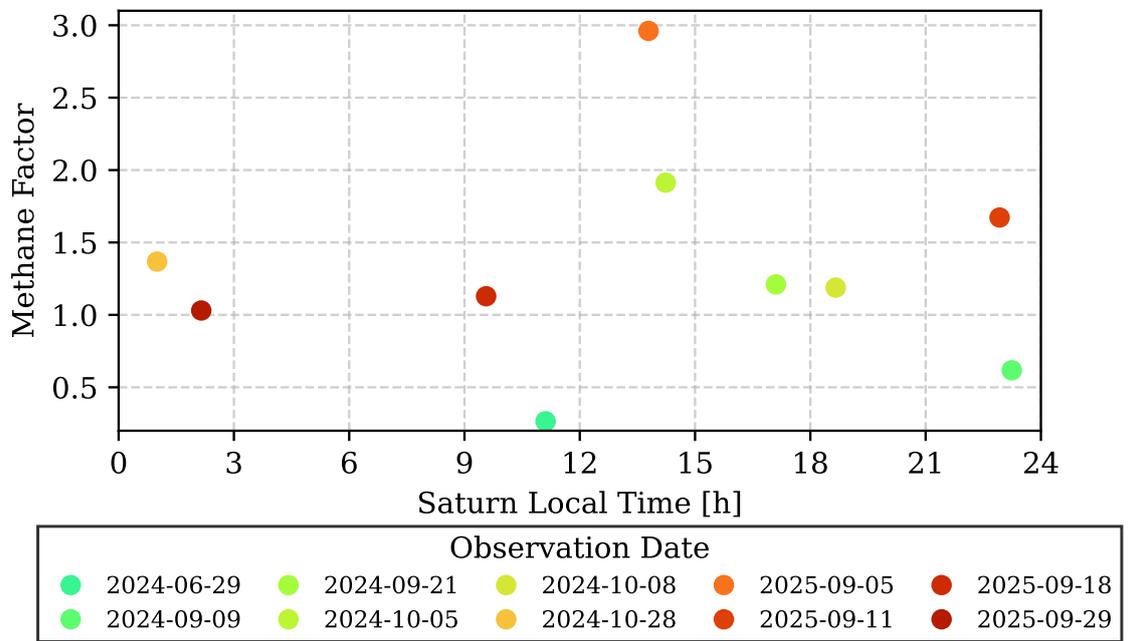


図 3.28 等価幅 EW889 に対応するメタンファクター。横軸は観測日時のタイタンの土星地方時。

表 3.4 等価幅 (EW727) に対応するヘイズ・メタンファクター

観測日	SLT (hr)	EW727	Haze Factor	Methane Factor
2023-09-07	21.97	5.94	1.3	0.209
2023-10-10	23.66	4.3	1.71	N/A
2023-10-11	1.26	7.46	1.02	0.862
2023-10-18	11.78	9.45	0.732	N/A
2023-10-23	19.04	6.22	1.25	0.25
2023-11-15	6.05	0.308	3.65	N/A
2023-11-16	7.54	6.16	1.26	0.242
2023-12-12	22.30	6.72	1.15	0.374
2024-06-29	11.11	6.84	1.13	0.417
2024-09-09	23.24	11.6	0.503	N/A
2024-09-15	8.48	4.97	1.53	0.12
2024-09-21	17.10	6.17	1.26	0.243
2024-10-05	14.24	6.04	1.28	0.223
2024-10-08	18.66	5.86	1.32	0.197
2024-10-28	1.00	7.13	1.07	0.563
2025-08-15	6.57	11.8	0.489	N/A
2025-09-03	10.94	5.17	1.48	0.134
2025-09-05	13.79	5.77	1.34	0.188
2025-09-11	22.93	7.81	0.961	1.4
2025-09-18	9.56	5.71	1.35	0.182
2025-09-29	2.15	6.14	1.26	0.239
2023 年平均		6.61	1.20	0.39
2024 年平均		6.94	1.16	0.29
2025 年平均		7.07	1.15	0.43

表 3.5 等価幅 (EW889) に対応するヘイズ・メタンファクター

観測日	SLT (hr)	EW889	Haze Factor	Methane Factor
2024-06-29	11.11	6.78	2.68	0.265
2024-09-09	23.24	8.13	1.68	0.618
2024-09-15	8.48	-1.5	N/A	N/A
2024-09-21	17.10	9.62	0.728	1.21
2024-10-05	14.24	10.8	0.267	1.91
2024-10-08	18.66	9.57	0.753	1.19
2024-10-28	1.00	9.93	0.565	1.37
2025-09-05	13.79	12.1	0.131	2.96
2025-09-11	22.93	10.5	0.357	1.67
2025-09-18	9.56	9.45	0.826	1.13
2025-09-29	2.15	9.23	0.957	1.03
2024 年平均		7.62	1.11	1.09
2025 年平均		10.32	0.57	1.70

## 第 4 章

# 議論

### 4.1 観測値と数値計算値の比較

観測されたタイタン反射率スペクトルと放射伝達モデルにより計算されたタイタン反射率スペクトルを比較すると (図 3.20), 727 nm メタン吸収線付近では観測値と数値計算値が一致しているが, 889 nm メタン吸収線付近では観測値が数値計算値よりも大きい. 観測された等価幅の平均値は EW727 が 6.87, EW889 が 8.97 であり (表 3.2), これに合致するヘイズファクターは EW727 は 1.12, EW889 も 1.12 であった. メタンファクターは EW727 が 0.43, EW889 は 0.92 であった.

反射率スペクトルの観測値と数値計算値の不一致は, ヘイズ消衰係数の波長依存の仮定 (図 2.11) やヘイズの光学的厚さが Cassini-Huygens ミッション期間から現在までに変化したことが原因である可能性が考えられる.

### 4.2 放射フラックス

#### 4.2.1 波長依存性

タイタンの放射フラックスはメタン吸収, ヘイズ・レイリー散乱が組み合わさる図 3.15 のスペクトルとなる. モデル大気における 712, 727, 871 nm の上向き・下向き放射フラックスを図 4.1 に示す. 727, 871 nm はメタン光学的厚さが同程度であるが, ヘイズ光学的厚さは 871 nm の方が大きい. 大気上端及び各圏界面における上向き・下向き放射フラックスを表 4.1 に示す. 中間圏界面の下向き放射フラックスは入射フラックスと等しことから, 熱圏のディタッチドヘイズが放射フラックスに与える影響は小さいことがわかる. 712 nm と 727 nm の成層圏界面と対流圏界面における下向き放射フラックスの差から, 成層圏メタンの吸収が放射フラックスに与える影響が大きいことがわかる. 同様に上向き放射フラックスの差から, 成層圏ヘイズの散乱が放射フラックスに与える影響が大きいことがわかる.

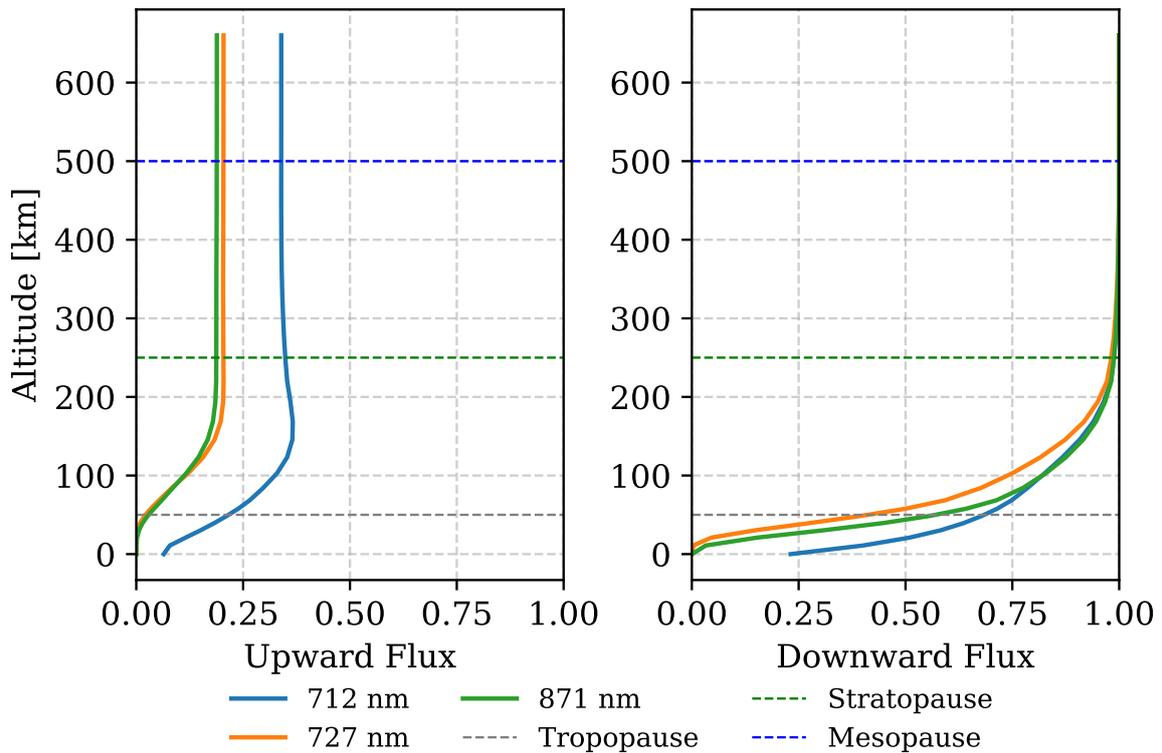


図 4.1 放射伝達モデルにおける 712, 727, 871 nm の上向き・下向き放射フラックス。入射フラックスは 1 とする

表 4.1 放射伝達モデルにおける各波長の上向き・下向き放射フラックス。入射フラックスは 1 とする。

波長 [nm]	712		727		871	
	上向き	下向き	上向き	下向き	上向き	下向き
大気上端	0.34	1.00	0.20	1.00	0.19	1.00
中間圏界面	0.34	1.00	0.20	1.00	0.19	1.00
成層圏界面	0.35	0.99	0.20	0.98	0.19	0.99
対流圏界面	0.22	0.68	0.02	0.41	0.03	0.57

#### 4.2.2 ヘイズの光学的厚さが及ぼす影響

ヘイズファクターを変化させ、ヘイズ光学的厚さを 0.5, 1.0, 1.5 倍とした場合の 712 nm における各圏界面の上向き・下向き放射フラックスを図 4.2 及び表 4.2 に示す。ヘイズ光学的厚さを増加させると、ヘイズ散乱が増加し成層圏における上向き放射フラックスが増加する。これにより大気上端における上向き放射フラックスも増加する。図 3.16 の反射率スペクトルに示されるように、ヘイズ光学的厚さの増加は反射率スペクトル全体の反射率を増加させる効果がある。

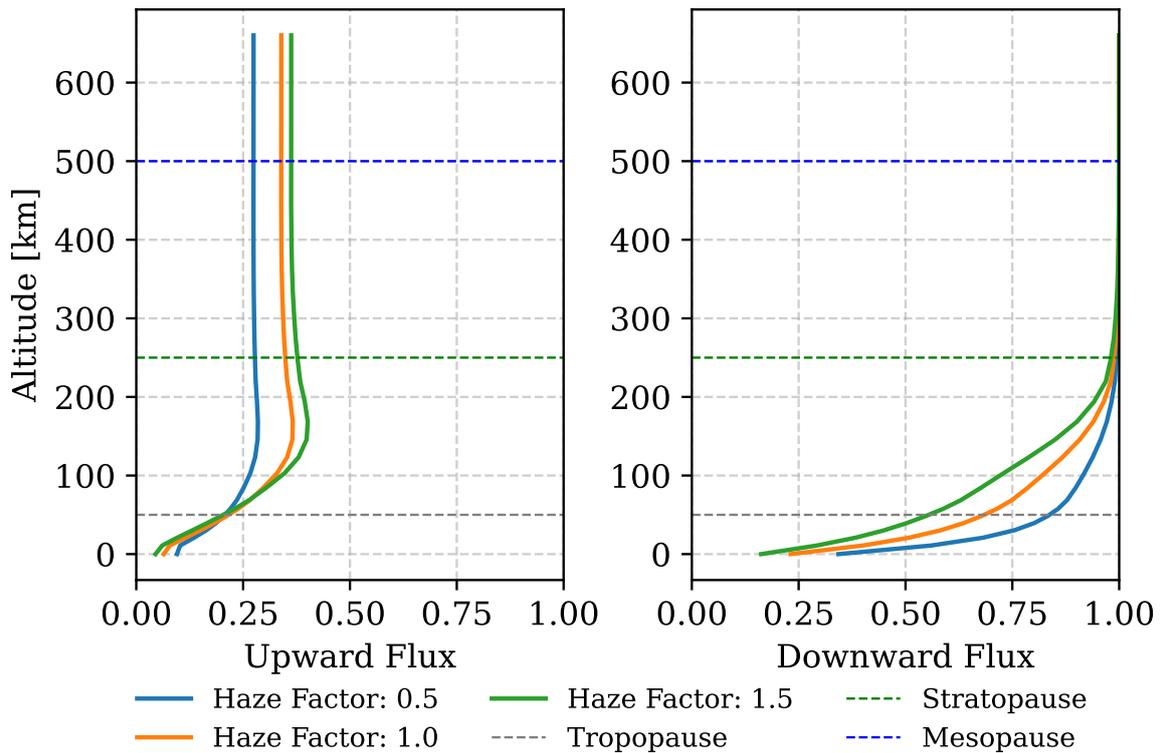


図 4.2 放射伝達モデルにおける 712 nm の各ヘイズファクターの上向き・下向き放射フラックス。入射フラックスは 1 とする。

表 4.2 放射伝達モデルにおける 712 nm の各ヘイズファクターの上向き・下向き放射フラックス。入射フラックスは 1 とする。

ヘイズファクター	0.5		1.0		1.5	
	上向き	下向き	上向き	下向き	上向き	下向き
大気上端	0.27	1.00	0.34	1.00	0.36	1.00
中間圏界面	0.27	1.00	0.34	1.00	0.36	1.00
成層圏界面	0.28	0.99	0.35	0.99	0.38	0.98
対流圏界面	0.21	0.84	0.22	0.68	0.20	0.55

#### 4.2.3 メタンの光学的厚さが及ぼす影響

メタンファクターを変化させ、メタン光学的厚さを 0.5, 1.0, 1.5 倍とした場合の 727 nm における各圏界面の上向き・下向き放射フラックスを図 4.3 及び表 4.3 に示す。メタン光学的厚さが減少すると成層圏界面の上向き放射フラックスが増加する。一方で中間圏界面から大気上端にかけての上向き放射フラックスはほぼ一定である。したがって、中間圏・熱圏のメタン濃度変化は放射フ

ラックスに与える影響が小さいことがわかる。

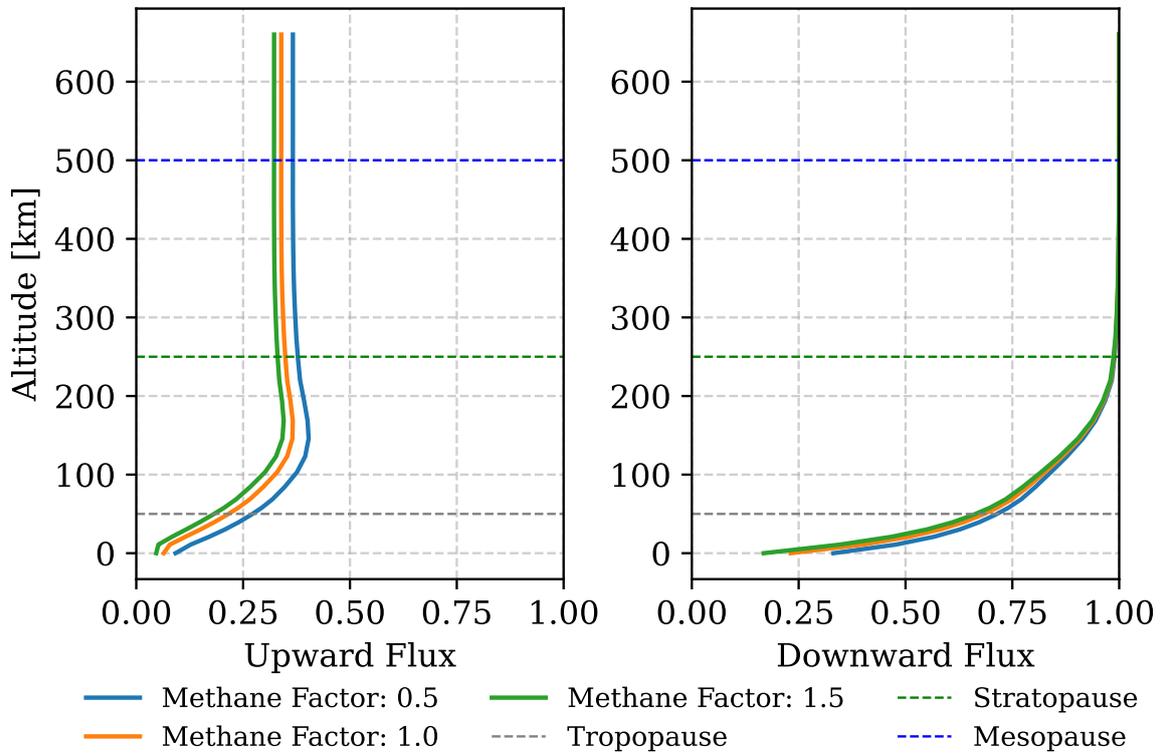


図 4.3 放射伝達モデルにおける 727 nm の各メタンファクターの上向き・下向き放射フラックス。入射フラックスは 1 とする。

表 4.3 放射伝達モデルにおける 727 nm の各メタンファクターの上向き・下向き放射フラックス。入射フラックスは 1 とする。

メタンファクター	0.5		1.0		1.5	
	上向き	下向き	上向き	下向き	上向き	下向き
大気上端	0.37	1.00	0.34	1.00	0.32	1.00
中間圏界面	0.37	1.00	0.34	1.00	0.32	1.00
成層圏界面	0.38	0.99	0.35	0.99	0.33	0.99
対流圏界面	0.27	0.71	0.22	0.68	0.18	0.66

## 4.3 等価幅

### 4.3.1 ヘイズの光学的厚さが及ぼす影響

図 3.18 に示したように、712-742 nm の等価幅 EW727 は 871-905 nm の等価幅 EW889 よりもヘイズ光学的厚さの影響を受けやすい。ヘイズファクターを 0.5, 1.0, 1.5 と変化させ、ヘイズ光学的厚さを 0.5, 1.0, 1.5 倍に変化させた場合の、タイタン反射率を表 4.4 に示す。各ヘイズファクターのタイタン反射率とヘイズファクター 1 の場合のタイタン反射率の比を感度と定義した結果を表 4.5 に示す。

表 4.4 ヘイズファクターに対するタイタン反射率

ヘイズファクター	712 nm	727 nm	871 nm	889 nm
0.5	0.18	0.08	0.07	0.04
1.0	0.23	0.14	0.13	0.07
1.5	0.24	0.17	0.17	0.10

表 4.5 ヘイズファクターに対するタイタン反射率の感度。ヘイズファクター 1 の場合のタイタン反射率との比を示す。

ヘイズファクター	712 nm	727 nm	871 nm	889 nm
0.5	0.78	0.57	0.54	0.55
1.0	1.00	1.00	1.00	1.00
1.5	1.04	1.21	1.31	1.43

メタン吸収断面積が大きい波長ではヘイズファクターに対する感度が大きくなる。等価幅 EW727 は 712 nm, EW889 は 871 nm の反射率を基準として規格化されるため、吸収線 (727 nm, 889 nm) の感度と基準波長の感度の比が等価幅の感度となる。表 4.6 に示されるように、712, 727 nm の感度の比は 871, 889 nm の感度の比よりも大きく、EW727 は EW889 に比べてヘイズファクターの変化に対する感度が大きい。

表 4.6 感度の比

ヘイズファクター	727 nm の感度/712 nm の感度	889 nm の感度/871 nm の感度
0.5	0.73	1.02
1.0	1.00	1.00
1.5	1.16	1.09

### 4.3.2 ヘイズ生成速度の変化が及ぼす影響

先行研究が推定するヘイズ生成速度の範囲を基に、等価幅の変化量を検討する。McKay et al. (2001) はメインヘイズ層の質量フラックスが、 $0.5 - 2.0 \times 10^{-14}$  [g/cm<sup>2</sup>/s] の範囲であると推定している。Toon et al. (1992) のシミュレーション結果では、ヘイズ生成速度とヘイズ光学的厚さの関係が式 4.1 で近似できる。

$$\tau \propto n^{0.75} \times \tau_0 \quad (\tau_0 = 3.0) \quad (4.1)$$

ここで、 $\tau$  はヘイズの光学的厚さ、 $n$  はヘイズ生成速度の比であり、 $n = 1$  のときの光学的厚さは  $\tau_0$  である。

ヘイズ生成速度が最大値と最小値の間で変動すると仮定すると、ヘイズ光学的厚さは 0.36-2.8 倍、すなわちヘイズファクターが 0.36-2.8 の範囲で変動すると予想される。3.2.3 節の結果から、等価幅の変動は EW727 が 1.49-13.5、EW889 が 6.63-10.5 の範囲で変化する。

### 4.3.3 メタンの光学的厚さが及ぼす影響

図 3.19 に示したように、712-742 nm の等価幅 EW727 は 871-905 nm の等価幅 EW889 よりもメタン光学的厚さの影響を受けにくい。メタンファクターを 0.5, 1.0, 1.5 と変化させ、メタン光学的厚さを 0.5, 1.0, 1.5 倍に変化させた場合の、タイタン反射率を表 4.7 に示す。各メタンファクターのタイタン反射率とメタンファクター 1 の場合のタイタン反射率の比を感度と定義し、表 4.8 に示す。等価幅の感度は、吸収線の感度と基準波長の感度の比で決定される。表 4.9 に示されるように、EW727 は EW889 に比べてメタンファクターの変化に対する感度が小さい。また表 4.9 と比較して、メタン光学的厚さの変化に対する等価幅の感度はヘイズ光学的厚さの変化に対する等価幅の感度よりも小さいことがわかる。図 3.19 と図 3.18 の比較からも同様の傾向が読み取れる。

表 4.7 メタンファクターに対するタイタン反射率

メタンファクター	712 nm	727 nm	871 nm	889 nm
0.5	0.24	0.15	0.14	0.09
1.0	0.23	0.14	0.13	0.07
1.5	0.22	0.13	0.12	0.06

### 4.3.4 メタンの存在量変動が及ぼす影響

タイタン大気メタン存在量は Huygens 探査機、Cassini 探査機、ハーシェル宇宙望遠鏡などにより観測されている。Lellouch et al. (2014) は Cassini/CIRS が取得したデータを解析し、成層圏メタン体積混合比が 1.0-1.5% の範囲で変動すると報告している。メタン光学的厚さはメタン存在量に比例するため、メタン体積混合比が最大値と最小値の間で変動すると仮定すると、成層圏

表 4.8 メタンファクターに対するタイタン反射率の感度. メタンファクター 1 の場合のタイタン反射率との比を示す.

メタンファクター	712 nm	727 nm	871 nm	889 nm
0.5	1.08	1.13	1.12	1.26
1.0	1.00	1.00	1.00	1.00
1.5	0.95	0.92	0.93	0.85

表 4.9 感度の比

メタンファクター	727 nm の感度/712 nm の感度	889 nm の感度/871 nm の感度
0.5	1.04	1.12
1.0	1.00	1.00
1.5	0.97	0.91

メタンの光学的厚さは 0.67-1.5 倍の範囲で変動する. 対流圏のメタン存在量は, 最大で 0.6-1.4 倍の範囲で変動する証拠も報告されている [Tokano, 2014; Ádámkovics et al., 2016]. 以上のことから, 成層圏及び対流圏メタンの光学的厚さが 0.6-1.5 倍の範囲で変動すると仮定する. 4.2.3 節の結果から, 中間圏・熱圏のメタン吸収は放射フラックスに与える影響が小さいため, 本研究では中間圏・熱圏メタンは対流圏・成層圏メタンと同じ変動範囲であると仮定する.

メタン光学的厚さが 0.6-1.5 倍, すなわちメタンファクターが 0.6-1.5 の範囲で変動すると仮定すると, 等価幅の変動は EW727 が 7.18-7.84, EW889 が 8.08-10.17 の範囲で変化する.

## 4.4 等価幅の時間変動

### 4.4.1 土星磁気圏の影響

観測された等価幅の時間変動に対して, 土星磁気圏の影響を検討する. 土星磁気圏を構成するイオン及び電子は, タイタン大気にエネルギーを供給し, 温度上昇・イオン化によるヘイズ生成速度の変化を引き起こす可能性がある. Westlake et al. (2011) はタイタンが土星磁気圏プラズマシートに位置する場合, プラズマローブ内に位置する場合と比較して, 熱圏の温度が上昇するため, 土星磁気圏がタイタン大気に影響を与えると指摘している (図 4.4).

熱圏温度を上昇させるプラズマシートのイオン及び電子フラックスは, メタンと窒素をイオン化し, ヘイズ生成速度を増加させる可能性がある. ヘイズ生成速度が上昇すれば, ヘイズ光学的厚さが増加し, 等価幅が増加すると予想される.

一方でプラズマシートのイオン及び電子フラックスは, 太陽放射 EUV と比較して 1 桁以上小さい (図 4.5). また, Bell et al. (2011) は上層大気の熱的時定数が 1 タイタン日程度であり, プラズマ環境の変動よりも大きいことを指摘している.

土星地方時 10-20 時間帯ではタイタンはシート内に位置する確率が 50 % 以上である [Kabanovic

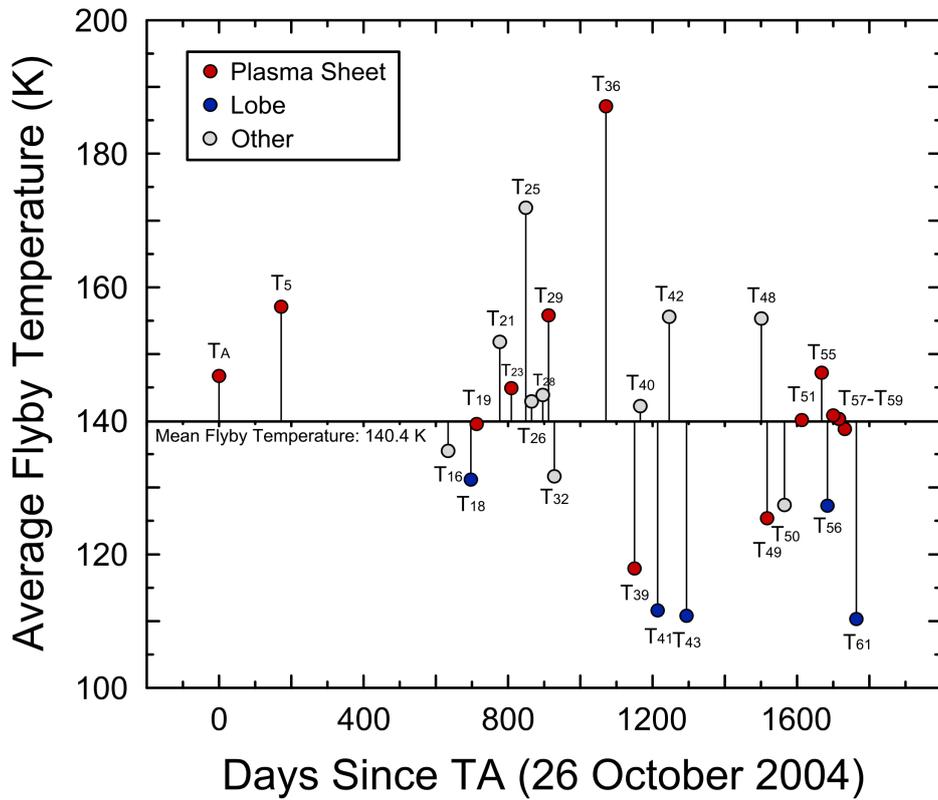


図 4.4 タイタンの土星磁気圏内での位置と熱圏温度の関係 [Westlake et al., 2011].

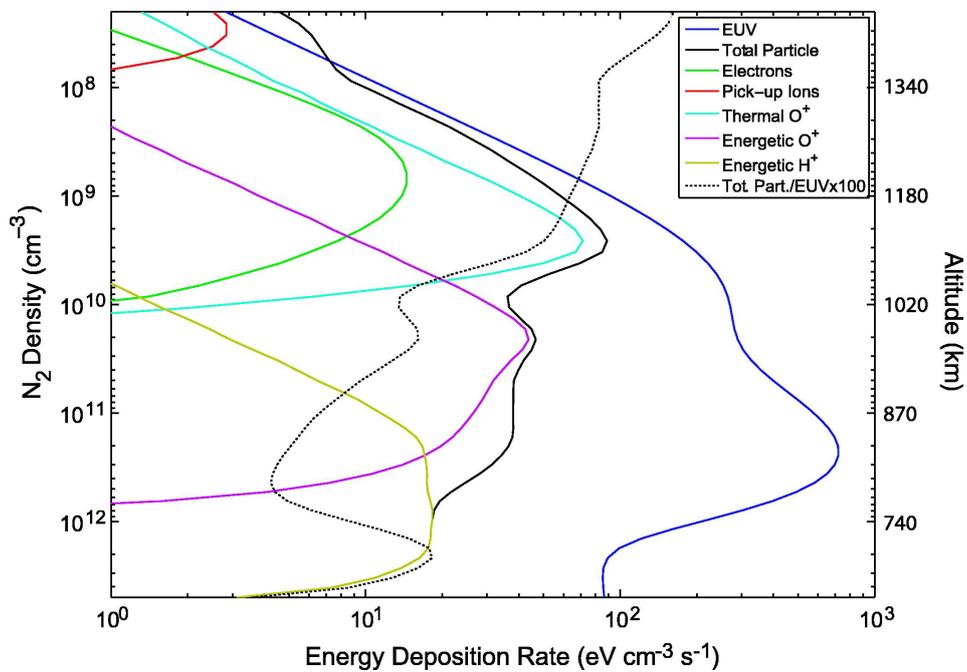


図 4.5 太陽放射 EUV (紫), 土星磁気圏プラズマシート電子 (緑), 熱的酸素イオン (青), 高エネルギー酸素イオン (赤紫), 高エネルギー水素イオン (鶯色) のエネルギー沈降率 [Snowden and Yelle, 2014].

et al., 2017]. しかし、等価幅と土星地方時の結果 (図 3.9, 3.10) から、EW727 および EW889 の変動は土星地方時に依存しないことが示唆される。土星磁気圏の影響は等価幅の時間変動を説明する要因とは考えにくい。

#### 4.4.2 季節変動の影響

土星公転運動 (約 30 年周期) に伴うタイタンヘイズ層の季節変動が、等価幅の時間変動に与える影響を検討する。ヘイズ層は太陽入射フラックスの変化に応じて、光学的厚さが変動する。冬半球のヘイズ層は夏半球に比べて光学的厚さが大きく、可視光領域で暗く観測される。これは南北非対称性 (NSA) と呼ばれる。図 4.6 に示すように、タイタン南半球は 2017 年に冬至を迎え、2025 年に春分を迎えた。そのため、観測期間中にタイタン南半球のヘイズ光学的厚さは減少し、全球平均のヘイズ光学的厚さが減少し NSA が弱まると予想される。

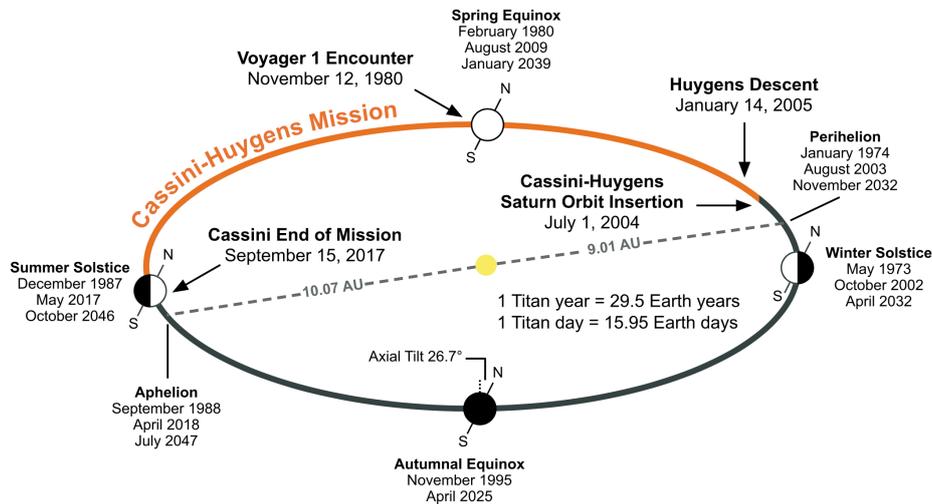


図 4.6 タイタンの季節 (29.5 年周期) と土星公転軌道の関係 [Hörst, 2017].

3.1 節の等価幅と観測日の結果から、各年の等価幅とヘイズファクターの変動を図 4.7 に示す。EW727 の年平均は 6.60 → 6.94 → 7.07, EW889 の年平均は 7.62 → 10.32 と増加傾向にある。ヘイズファクターは EW727 で 1.20 → 1.16 → 1.15, EW889 で 1.11 → 0.56 と減少傾向にある。ヘイズファクターの減少は、季節変動に伴うヘイズ光学的厚さの減少と整合的である。したがって、季節変動は等価幅の時間変動に影響を与える要因と考えられる。

一方で季節変動により冬半球のメタン存在量は増加する。したがって春分点に向かうタイタンでは全球平均のメタン存在量は減少すると予想される。メタン存在量が減少すると等価幅は減少するため、EW727 と EW889 の増加傾向とは逆の影響を与える。以上のことから、メタン存在量の季節変動が等価幅の時間変動に与える影響は小さいと考えられる。

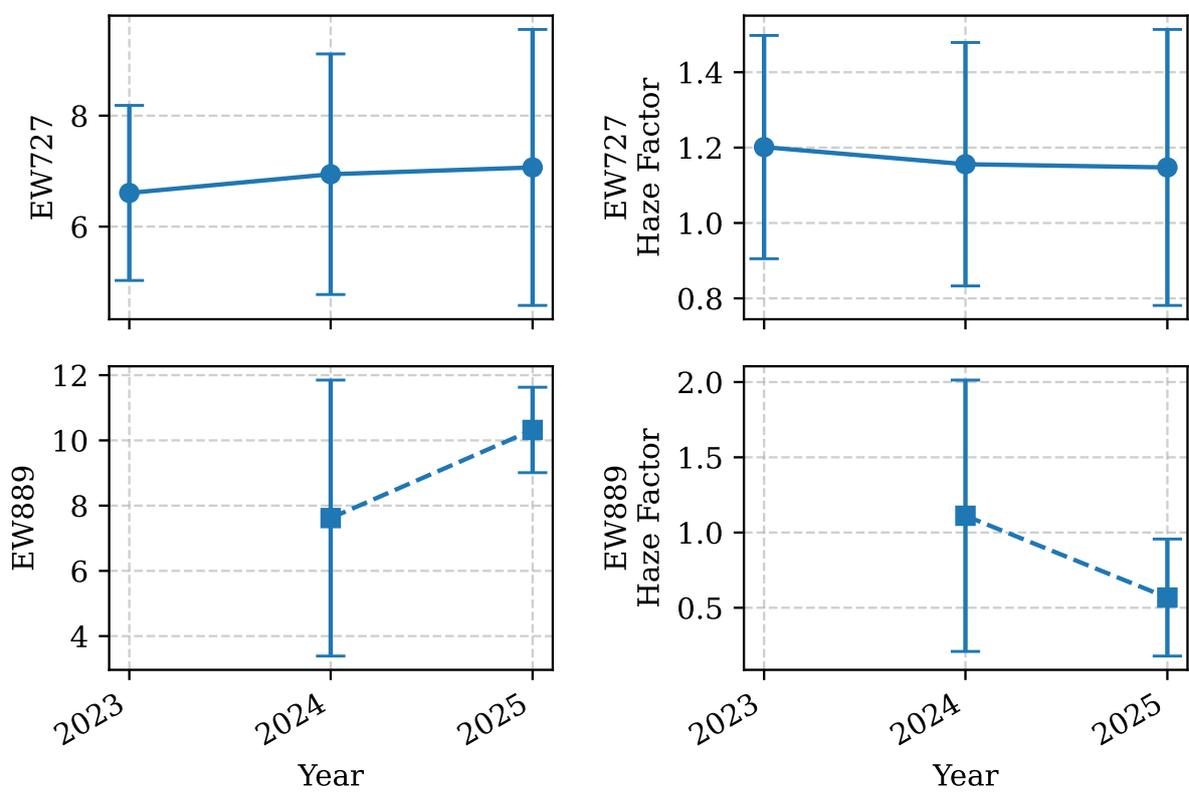


図 4.7 各年の等価幅の変動.

## 第 5 章

# 結論

タイタンヘイズ層はヘイズ粒子の生成量と輸送量の変化により約 30 年周期の季節変動から数ヶ月時間スケールでヘイズの光学的厚さが変動することが知られており、タイタンの反射率スペクトルの変化が観測されている。しかしながら観測から得られている知見は断片的であり、ヘイズ層の生成・維持メカニズムやその時間変動については未解明な点がある。

本研究は 2023 年から 2025 年にかけてタイタンの連続観測を行い、タイタン反射率スペクトルの時間変動を調査した。観測の結果、メタン吸収線 727 nm 帯域および 889 nm 帯域における等価幅 EW727, EW889 の平均値はそれぞれ 6.87, 8.97 であり、年平均の値は増加傾向を示した。Cassini-Huygens ミッションで取得されたタイタン大気・ヘイズ層の観測データからモデル大気を構築し、放射伝達モデルを用いて観測された反射率スペクトルを再現し、ヘイズの光学的厚さとメタンの光学的厚さの変動を推定した。観測された等価幅と一致するためにはヘイズの光学的厚さを 1.12 倍またはメタンの光学的厚さを 0.43-0.92 倍に調整する必要があった。また観測された等価幅の増加傾向を説明するためには、EW727 の場合ヘイズの光学的厚さが 1.20 倍から 1.15 倍に減少、EW889 の場合ヘイズの光学的厚さが 1.11 倍から 0.56 倍に減少する必要がある。これは 2025 年に春分点を通過し、全球平均のヘイズ層の光学的厚さが減少する季節変動と整合的である。一方で等価幅の時間変動をメタンの光学的厚さの変動で説明する場合、メタンの光学的厚さが増加する必要がある、これは季節変動とは逆の傾向となる。以上のことから、観測されたタイタン反射率スペクトルの時間変動は季節変動に伴うヘイズの光学的厚さの変動によって説明できると結論付けられる。

ヘイズ粒子の生成速度を変化させる要因として、太陽フラックスの変動（季節変動）だけではなく土星磁気圏プラズマの入射フラックスの変動も考えられる。しかしながら観測された等価幅はタイタンの土星磁気圏内の位置（土星地方時）と相関しなかった。これは土星磁気圏プラズマの入射フラックスの変動がヘイズ粒子の生成速度に及ぼす影響が小さいことを示唆している。

今後の研究では、タイタン周囲のプラズマ環境について、太陽風の変動や土星磁気圏の構造変化なども考慮しながら、タイタンヘイズ層の生成・維持メカニズムやその時間変動の理解を深めることが重要である。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり，多くの方々にお世話になりました。

指導教員の高木聖子講師には，ピリカ望遠鏡の操作方法から科学的な目標設定まで，非常に多くのご指導を頂きました。高木聖子講師の支えにより研究を行うことができたました。ここに深謝の意を表します。

高橋幸弘教授，佐藤光輝教授，久保田尚之特任准教授，そして EOU の皆様には，貴重なご助言を頂きました。名寄市立天文台の職員の方々には観測に対して多くのご支援を頂きました。ご指導ご鞭撻を賜りました皆様に心より感謝申し上げます。

## 参考文献

- Ádámkovics, M., Mitchell, J. L., Hayes, A. G., Rojo, P. M., Corlies, P., Barnes, J. W., Ivanov, V. D., Brown, R. H., Baines, K. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., Nicholson, P. D., & Sotin, C. (2016). Meridional variation in tropospheric methane on titan observed with ao spectroscopy at keck and vlt [Titan's Surface and Atmosphere]. *Icarus*, *270*, 376–388. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.05.023>
- Bell, J. M., Bougher, S. W., Waite Jr., J. H., Ridley, A. J., Magee, B. A., Mandt, K. E., Westlake, J., DeJong, A. D., Bar-Nun, A., Jacovi, R., Toth, G., De La Haye, V., Gell, D., & Fletcher, G. (2011). Simulating the one-dimensional structure of titan's upper atmosphere: 3. mechanisms determining methane escape. *Journal of Geophysical Research: Planets*, *116*(E11). <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2010JE003639>
- Bellucci, A., Sicardy, B., Drossart, P., Rannou, P., Nicholson, P., Hedman, M., Baines, K., & Burrati, B. (2009). Titan solar occultation observed by cassini/vims: Gas absorption and constraints on aerosol composition. *Icarus*, *201*(1), 198–216. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.12.024>
- CDS. (n.d.). Simbad astronomical database. <https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/>
- Coates, A. J., Crary, F. J., Lewis, G. R., Young, D. T., Waite Jr., J. H., & Sittler Jr., E. C. (2007). Discovery of heavy negative ions in titan's ionosphere. *Geophysical Research Letters*, *34*(22). <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2007GL030978>
- Dinelli, B. M., Puertas, M. L., Fabiano, F., Adriani, A., Moriconi, M. L., Funke, B., García-Comas, M., Oliva, F., D'Aversa, E., & Filacchione, G. (2019). Climatology of ch<sub>4</sub>, hcn and c<sub>2</sub>h<sub>2</sub> in titan's upper atmosphere from cassini/vims observations. *Icarus*, *331*, 83–97. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.04.026>
- Doose, L. R., Karkoschka, E., Tomasko, M. G., & Anderson, C. M. (2016). Vertical structure and optical properties of titan's aerosols from radiance measurements made inside and outside the atmosphere [Titan's Surface and Atmosphere]. *Icarus*, *270*, 355–375. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.09.039>
- Edberg, N. J. T., Andrews, D. J., Bertucci, C., Gurnett, D. A., Holmberg, M. K. G., Jackman, C. M., Kurth, W. S., Menietti, J. D., Opgenoorth, H. J., Shebanits, O., Vigren, E., &

- Wahlund, J.-E. (2015). Effects of saturn’s magnetospheric dynamics on titan’s ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *120*(10), 8884–8898. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/2015JA021373>
- Ho, D. J. (2024). Pythonicdisort: A python reimplement of the discrete ordinate radiative transfer package disort. *Journal of Open Source Software*, *9*(103), 6442. <https://doi.org/10.21105/joss.06442>
- Hörst, S. M. (2017). Titan’s atmosphere and climate. *Journal of Geophysical Research: Planets*, *122*(3), 432–482. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/2016JE005240>
- JPL. (n.d.). Jpl horizons system. <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>
- Kabanovic, S., Simon, S., Neubauer, F. M., & Meeks, Z. (2017). An empirical model of titan’s magnetic environment during the cassini era: Evidence for seasonal variability. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *122*(11), 11, 076–11, 085. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/2017JA024402>
- Karkoschka, E. (2016). Seasonal variation of titan’s haze at low and high altitudes from hst-stis spectroscopy [Titan’s Surface and Atmosphere]. *Icarus*, *270*, 339–354. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.07.007>
- Karkoschka, E. (2022). Titan’s haze at opposite seasons from hst-stis spectroscopy. *Icarus*, *387*, 115188. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2022.115188>
- Karkoschka, E., & Tomasko, M. G. (2010). Methane absorption coefficients for the jovian planets from laboratory, huygens, and hst data. *Icarus*, *205*(2), 674–694. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.07.044>
- Khare, B., Sagan, C., Arakawa, E., Suits, F., Callcott, T., & Williams, M. (1984). Optical constants of organic tholins produced in a simulated titanian atmosphere: From soft x-ray to microwave frequencies. *Icarus*, *60*(1), 127–137. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035\(84\)90142-8](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035(84)90142-8)
- Koskinen, T., Yelle, R., Snowden, D., Lavvas, P., Sandel, B., Capalbo, F., Benilan, Y., & West, R. (2011). The mesosphere and lower thermosphere of titan revealed by cassini/uvis stellar occultations. *Icarus*, *216*(2), 507–534. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.09.022>
- Lavvas, P., Galand, M., Yelle, R., Heays, A., Lewis, B., Lewis, G., & Coates, A. (2011). Energy deposition and primary chemical products in titan’s upper atmosphere. *Icarus*, *213*(1), 233–251. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.03.001>
- Lavvas, P., Sander, M., Kraft, M., & Imanaka, H. (2011). Surface chemistry and particle shape: Processes for the evolution of aerosols in titan’s atmosphere. *The Astrophysical Journal*, *728*(2), 80. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/728/2/80>

- Lavvas, P., Yelle, R. V., Koskinen, T., Bazin, A., Vuitton, V., Vigren, E., Galand, M., Wellbrock, A., Coates, A. J., Wahlund, J.-E., et al. (2013). Aerosol growth in titan's ionosphere. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *110*(8), 2729–2734.
- Lavvas, P., Yelle, R. V., & Vuitton, V. (2009). The detached haze layer in titan's mesosphere. *Icarus*, *201*(2), 626–633. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.01.004>
- Lellouch, E., Bézard, B., Flasar, F., Vinatier, S., Achterberg, R., Nixon, C., Bjoraker, G., & Gorius, N. (2014). The distribution of methane in titan's stratosphere from cassini/circs observations. *Icarus*, *231*, 323–337. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.12.016>
- Liou, K. N. (2014, August). 大気放射学：衛星リモートセンシングと気候問題へのアプローチ (鋼藤枝 & 正. 深堀, Trans.) [An Introduction to Atmospheric Radiation (Second Edition) の邦訳]. 共立出版.
- Lopes, R. M., Elachi, C., Mueller-Wodarg, I., & Solomonidou, A. (2025). *Titan after cassini-huygens*. Elsevier.
- McKay, C., Coustenis, A., Samuelson, R., Lemmon, M., Lorenz, R., Cabane, M., Rannou, P., & Drossart, P. (2001). Physical properties of the organic aerosols and clouds on titan. *Planetary and Space Science*, *49*(1), 79–99. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(00\)00051-9](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0032-0633(00)00051-9)
- Nichols-Fleming, F., Corlies, P., Hayes, A. G., Ádámkóvics, M., Rojo, P., Rodriguez, S., Turtle, E. P., Lora, J. M., & Soderblom, J. M. (2021). Tracking short-term variations in the haze distribution of titan's atmosphere with sinfoni vlt. *The Planetary Science Journal*, *2*(5), 180.
- Niemann, H. B., Atreya, S. K., Demick, J. E., Gautier, D., Haberman, J. A., Harpold, D. N., Kasprzak, W. T., Lunine, J. I., Owen, T. C., & Raulin, F. (2010). Composition of titan's lower atmosphere and simple surface volatiles as measured by the cassini-huygens probe gas chromatograph mass spectrometer experiment. *Journal of Geophysical Research: Planets*, *115*(E12). <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2010JE003659>
- NIST. (n.d.). Computational chemistry comparison and benchmark database. <https://cccbdb.nist.gov/>
- Penteado, P. F., Griffith, C. A., Tomasko, M. G., Engel, S., See, C., Doose, L., Baines, K. H., Brown, R. H., Buratti, B. J., Clark, R., Nicholson, P., & Sotin, C. (2010). Latitudinal variations in titan's methane and haze from cassini vims observations [Solar Wind Interactions with Mars]. *Icarus*, *206*(1), 352–365. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.11.003>
- Rages, K., & Pollack, J. (1983). Vertical distribution of scattering hazes in titan's upper atmosphere. *Icarus*, *55*(1), 50–62. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035\(83\)90049-0](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90049-0)

- Rannou, P., Cours, T., Le Mouélic, S., Rodriguez, S., Sotin, C., Drossart, P., & Brown, R. (2010). Titan haze distribution and optical properties retrieved from recent observations. *Icarus*, *208*(2), 850–867. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.03.016>
- Russell, H. N. (1916). On the albedo of the planets and their satellites. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *2*(2), 74–77. <https://doi.org/10.1073/pnas.2.2.74>
- Snowden, D., & Yelle, R. (2014). The thermal structure of titan’s upper atmosphere, ii: Energetics. *Icarus*, *228*, 64–77. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.08.027>
- Takahashi, Y. O., Hayashi, Y.-Y., Hashimoto, G. L., Kuramoto, K., & Ishiwatari, M. (2023). Development of a line-by-line and a correlated k-distribution radiation models for planetary atmospheres. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, *101*(1), 39–66.
- Tazaki, R. (2021). Analytic expressions for geometric cross-sections of fractal dust aggregates. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *504*(2), 2811–2821. <https://doi.org/10.1093/mnras/stab1069>
- Tokano, T. (2014). Non-uniform global methane distribution in titan’s troposphere evidenced by cassini radio occultations. *Icarus*, *231*, 1–12. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.11.030>
- Tomasko, M. G., Bézard, B., Doose, L., Engel, S., & Karkoschka, E. (2008). Measurements of methane absorption by the descent imager/spectral radiometer (disr) during its descent through titan’s atmosphere. *Planetary and Space Science*, *56*(5), 624–647.
- Tomasko, M., Doose, L., Engel, S., Dafoe, L., West, R., Lemmon, M., Karkoschka, E., & See, C. (2008). A model of titan’s aerosols based on measurements made inside the atmosphere [Titan as seen from Huygens - Part 2]. *Planetary and Space Science*, *56*(5), 669–707. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.pss.2007.11.019>
- Toon, O., McKay, C., Griffith, C., & Turco, R. (1992). A physical model of titan’s aerosols. *Icarus*, *95*(1), 24–53. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035\(92\)90188-D](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035(92)90188-D)
- Trafton, L. (1975). The morphology of titan’s methane bands. i-comparison with a reflecting layer model. *Astrophysical Journal*, *vol. 195, Feb. 1, 1975, pt. 1, p. 805-814.*, *195*, 805–814.
- Veverka, J. (1973). Titan: Polarimetric evidence for an optically thick atmosphere? *Icarus*, *18*(4), 657–660. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035\(73\)90069-9](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035(73)90069-9)
- Vinatier, S., Bézard, B., de Kok, R., Anderson, C. M., Samuelson, R. E., Nixon, C. A., Mamoutkine, A., Carlson, R. C., Jennings, D. E., Guandique, E. A., Bjoraker, G. L., Michael Flasar, F., & Kunde, V. G. (2010). Analysis of cassini/cirs limb spectra of titan acquired during the nominal mission ii: Aerosol extinction profiles in the 600–

- 1420cm<sup>-1</sup> spectral range. *Icarus*, *210*(2), 852–866. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.06.024>
- Vinatier, S., Bézard, B., Lebonnois, S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Gorius, N., Mamoutkine, A., Guandique, E., Jolly, A., Jennings, D. E., & Flasar, F. M. (2015). Seasonal variations in titan's middle atmosphere during the northern spring derived from cassini/cirs observations. *Icarus*, *250*, 95–115. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.11.019>
- Watanabe, M., Takahashi, Y., Sato, M., Watanabe, S., Fukuhara, T., Hamamoto, K., & Ozaki, A. (2012). Msi: A visible multi-spectral imager for 1.6-m telescope of hokkaido university. *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, *8446*, 948–957.
- West, R. A., Balloch, J., Dumont, P., Lavvas, P., Lorenz, R., Rannou, P., Ray, T., & Turtle, E. P. (2011). The evolution of titan's detached haze layer near equinox in 2009. *Geophysical Research Letters*, *38*(6). <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2011GL046843>
- Westlake, J. H., Bell, J. M., Waite Jr., J. H., Johnson, R. E., Luhmann, J. G., Mandt, K. E., Magee, B. A., & Rymer, A. M. (2011). Titan's thermospheric response to various plasma environments. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *116*(A3). <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2010JA016251>
- Zellner, B. (1973). The polarization of titan. *Icarus*, *18*(4), 661–664. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035\(73\)90070-5](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0019-1035(73)90070-5)
- 竹田, 洋. (2009). 恒星の大気とスペクトル. In 野本憲一, 定金晃三, & 佐藤研一 (Eds.), 恒星 (Vol. 7). 日本評論社.

## 付録 A 章

# 各観測日におけるカウント数と反射率 スペクトル

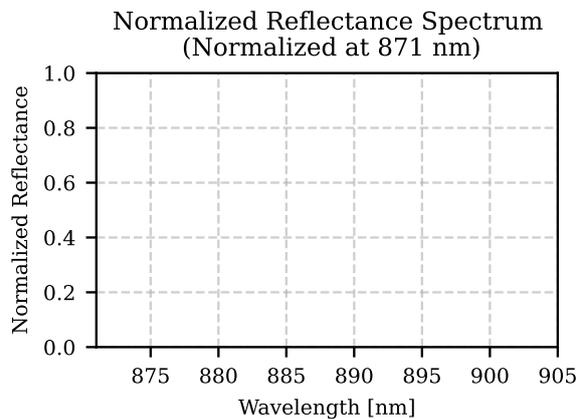
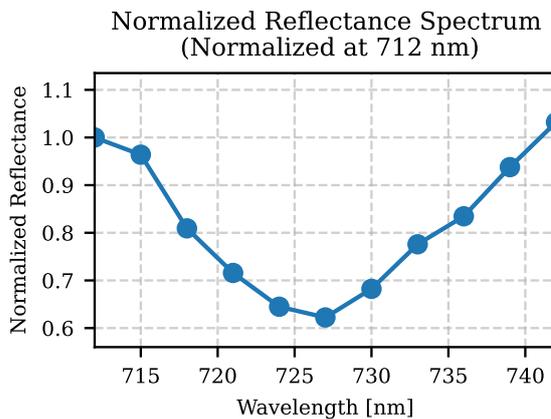
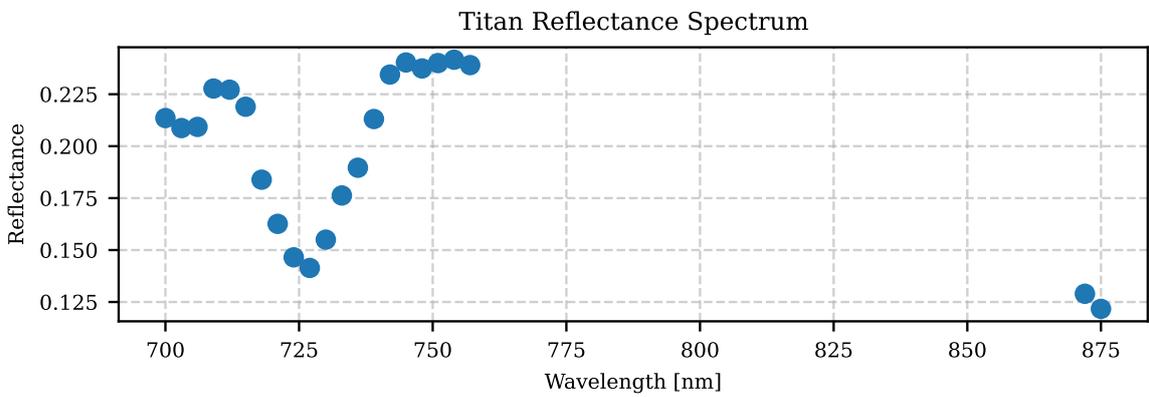
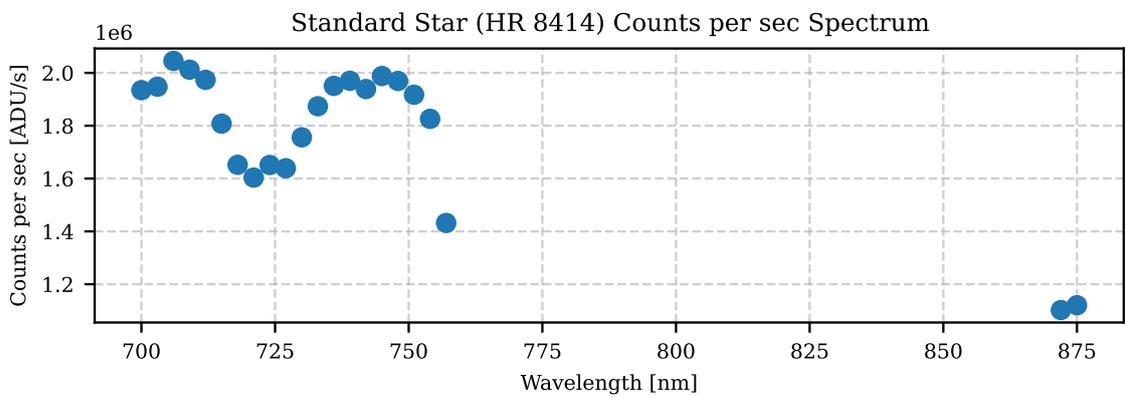
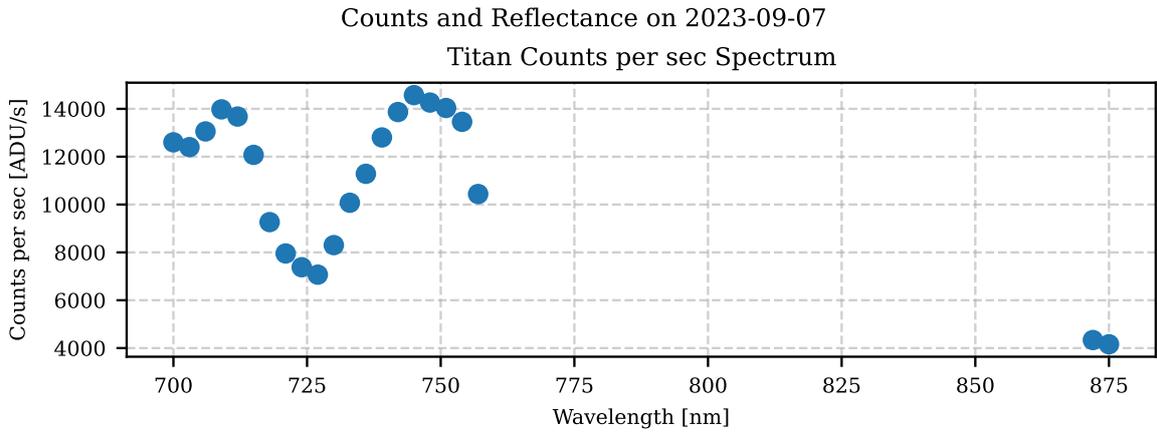


図 A.1 2023-09-07 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

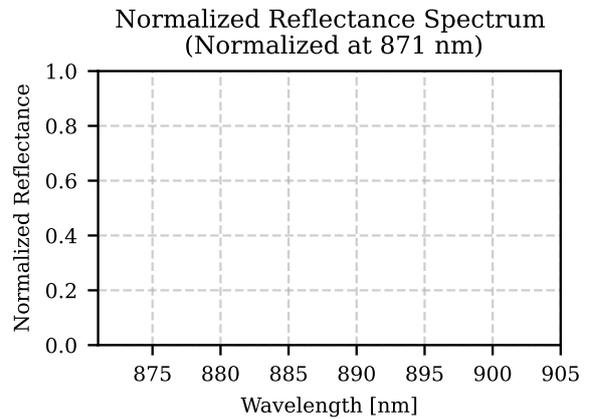
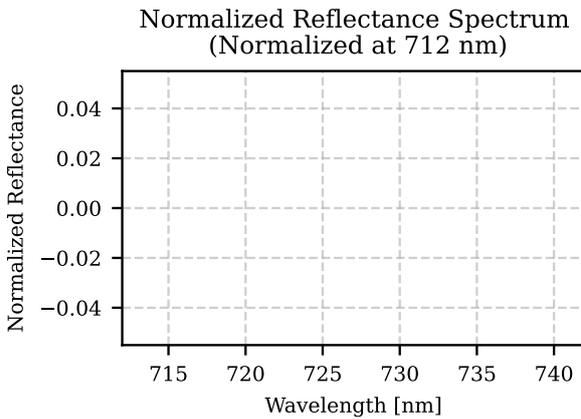
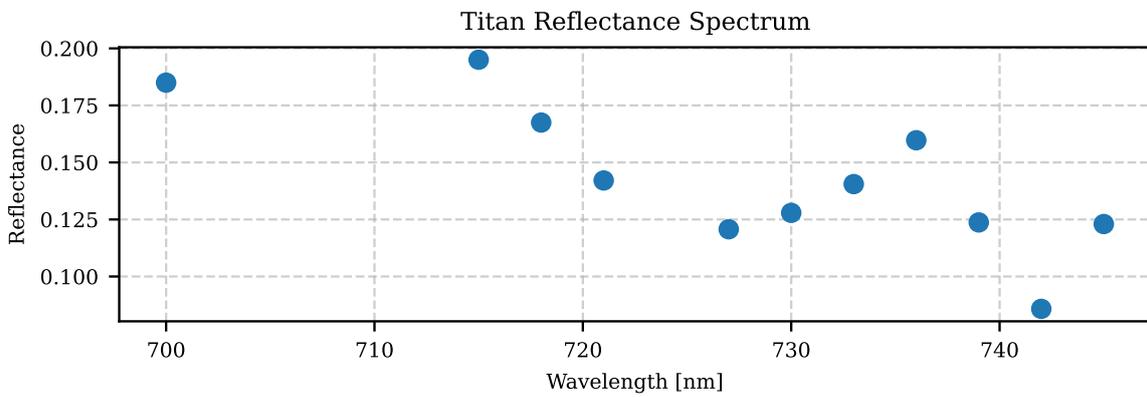
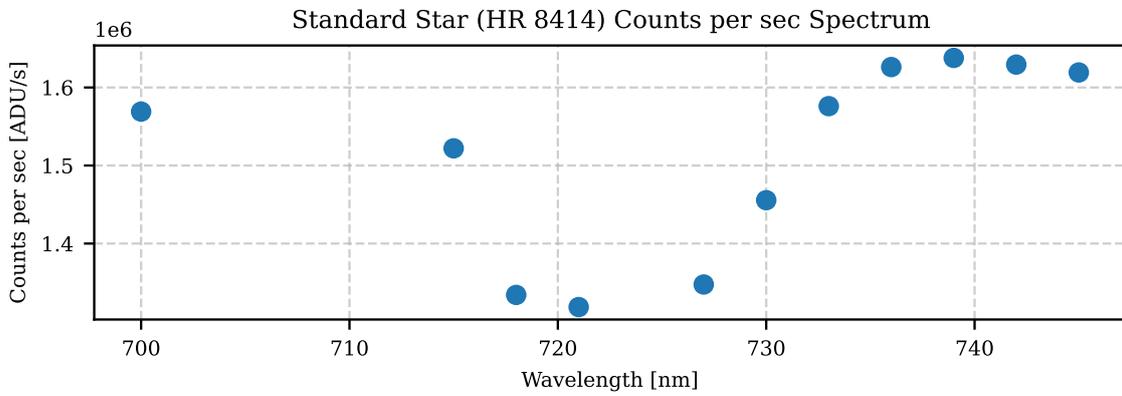
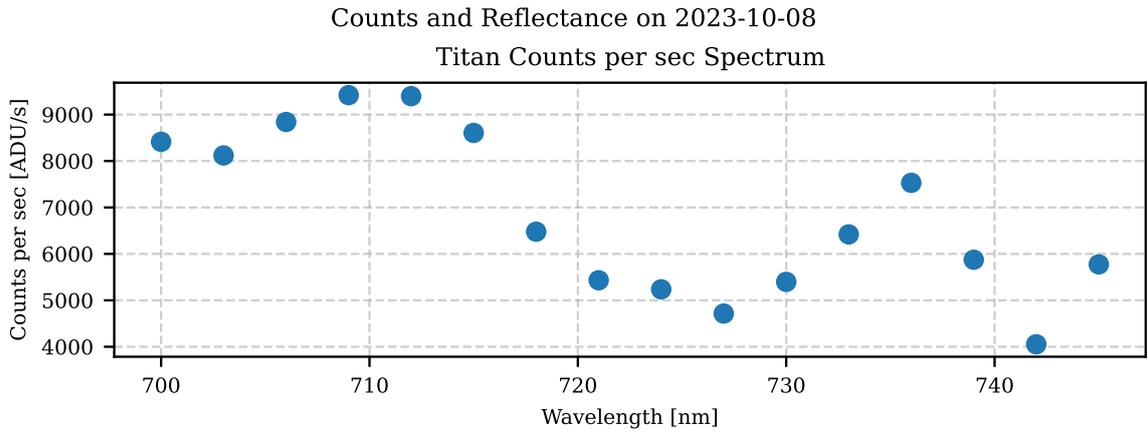


図 A.2 2023-10-08 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

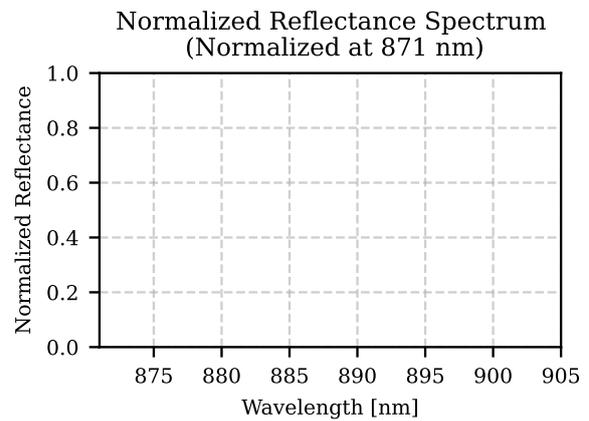
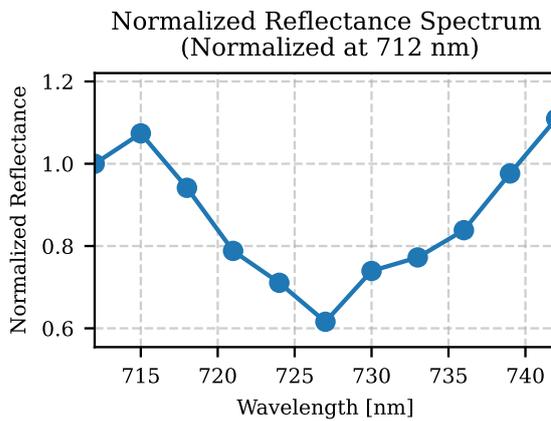
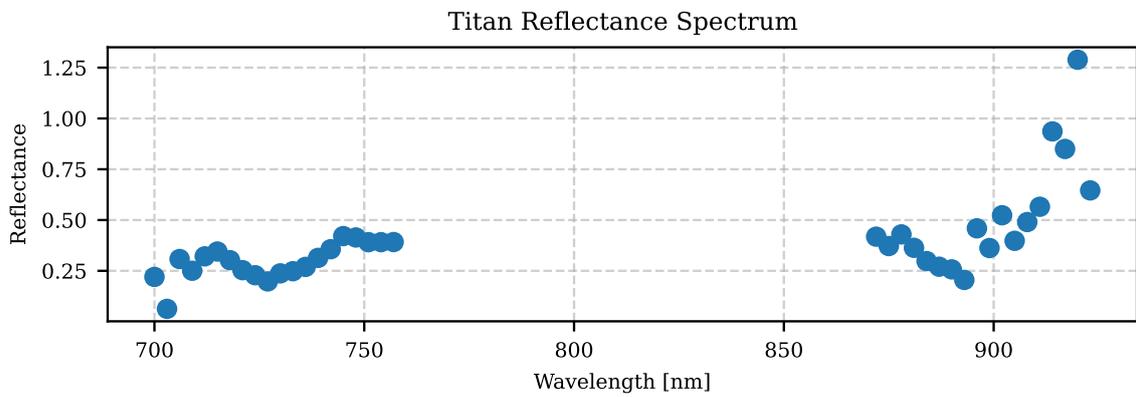
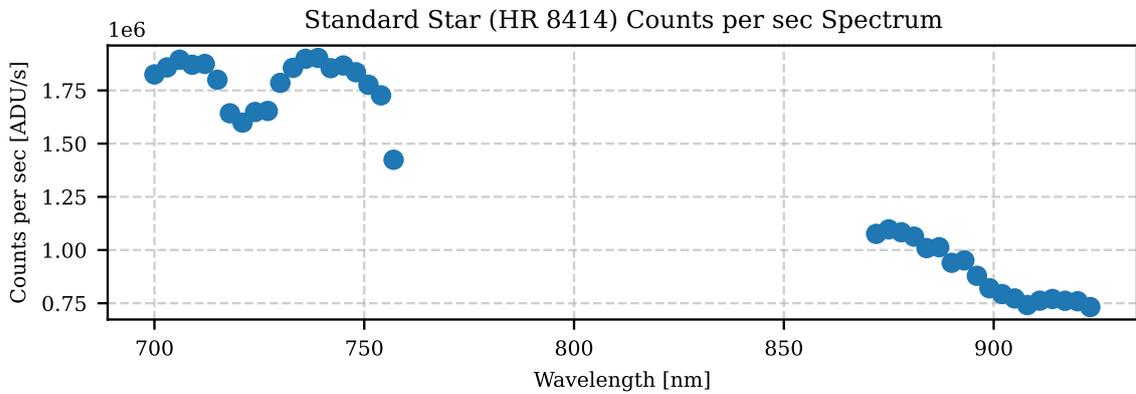
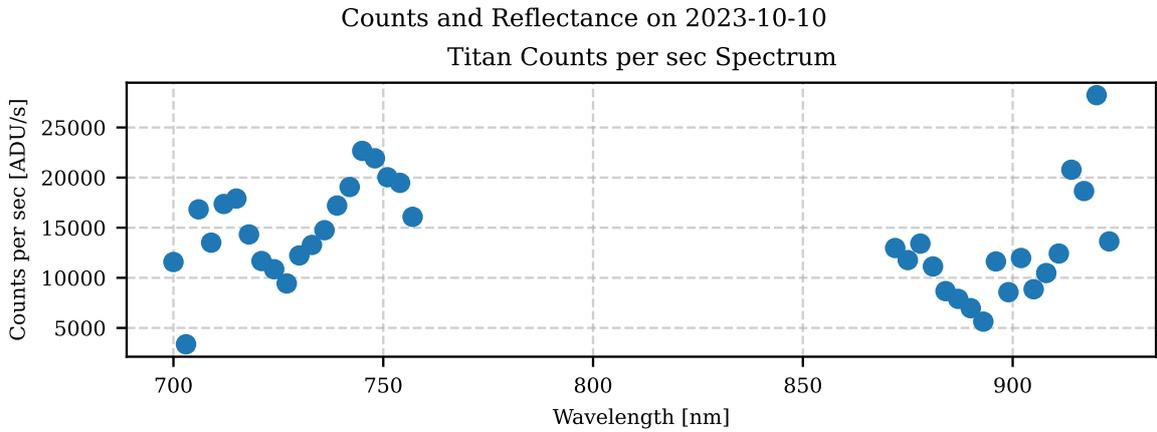


図 A.3 2023-10-10 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

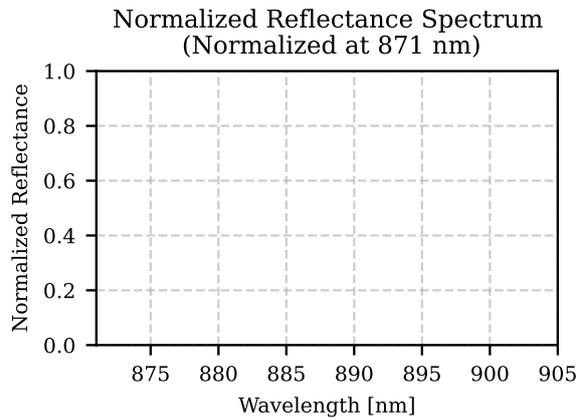
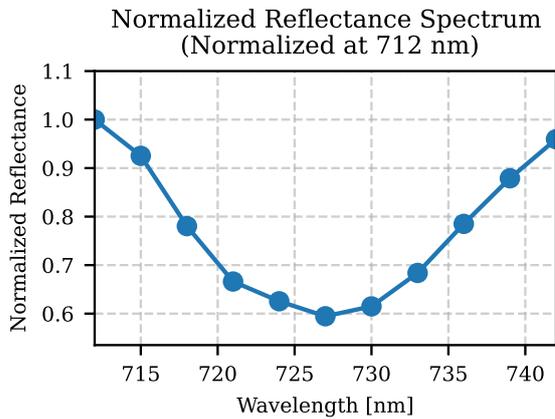
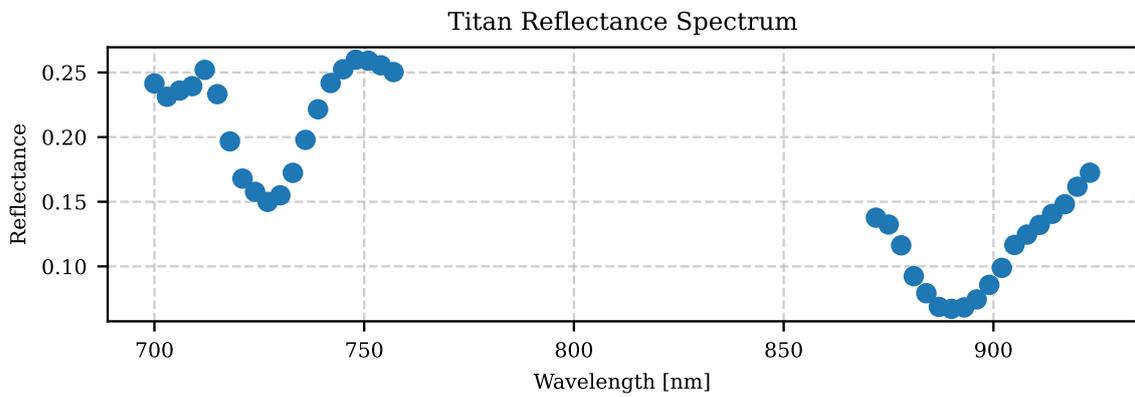
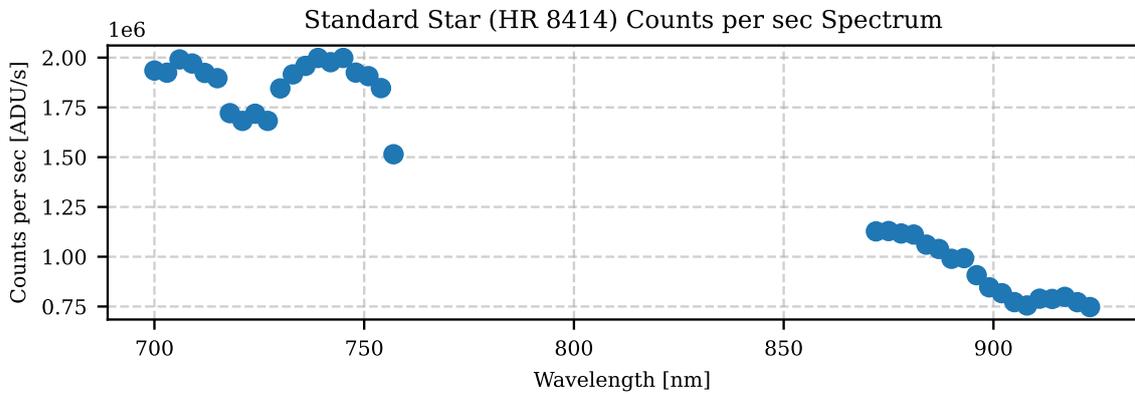
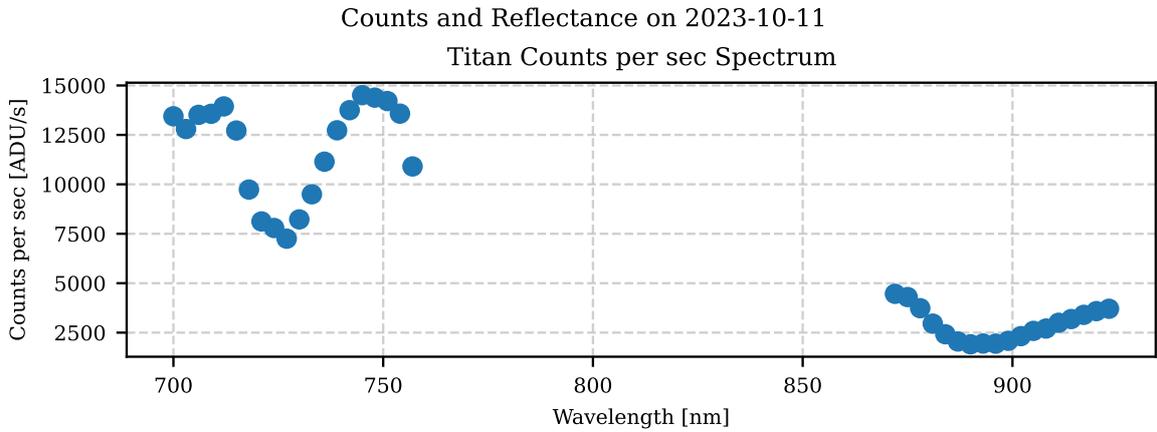


図 A.4 2023-10-11 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

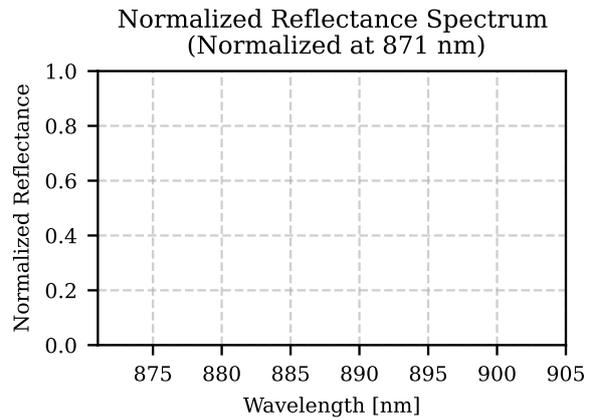
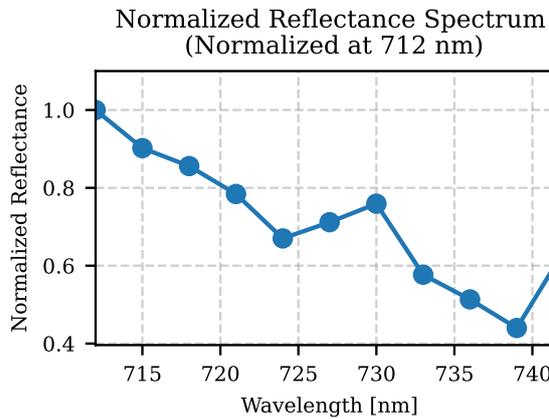
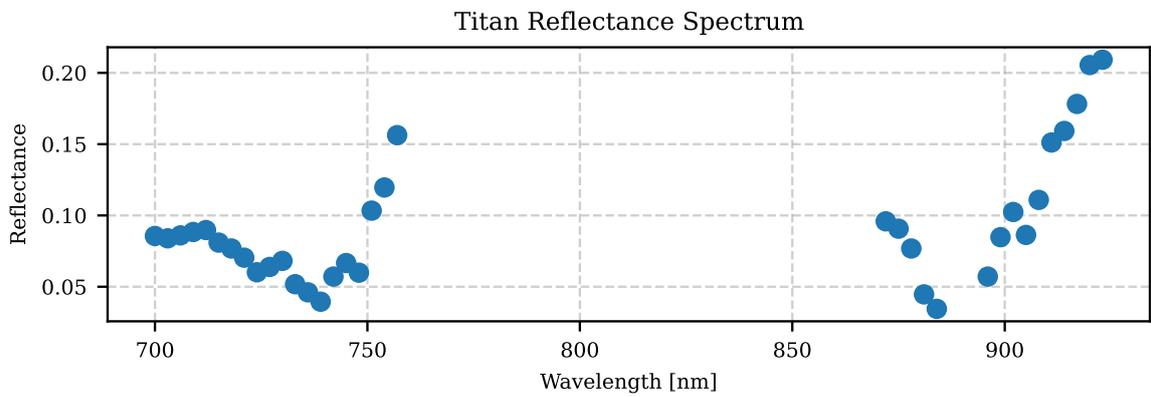
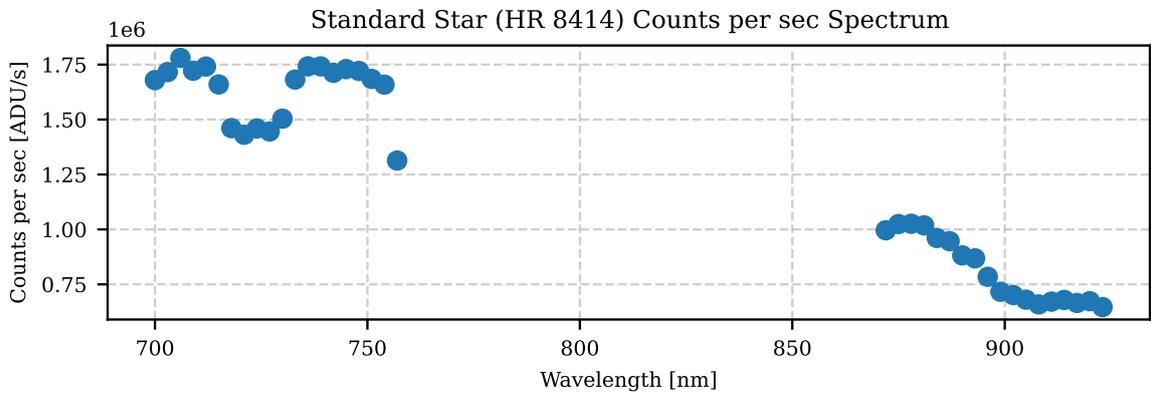
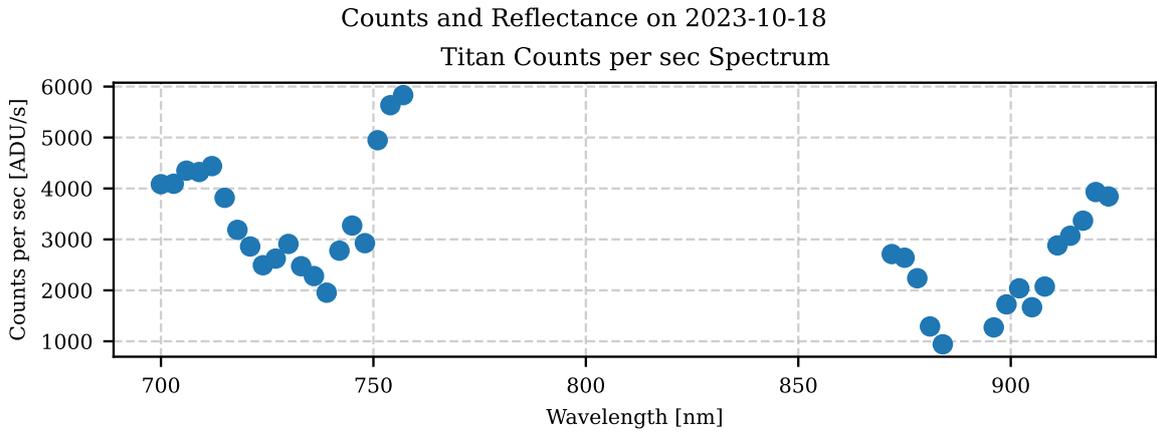


図 A.5 2023-10-18 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

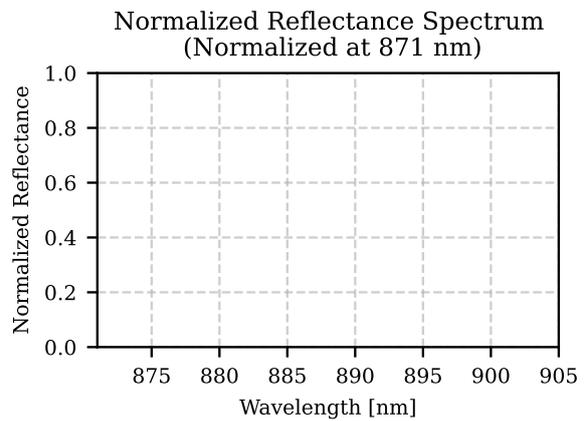
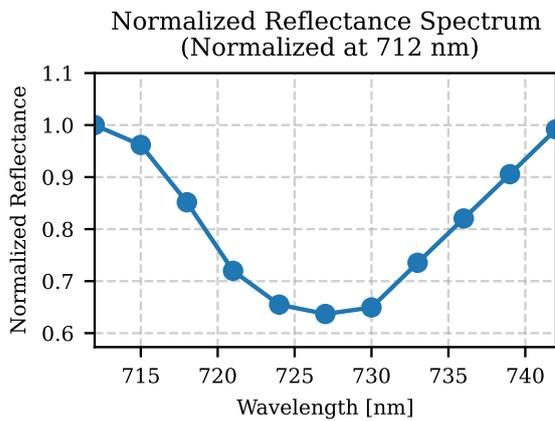
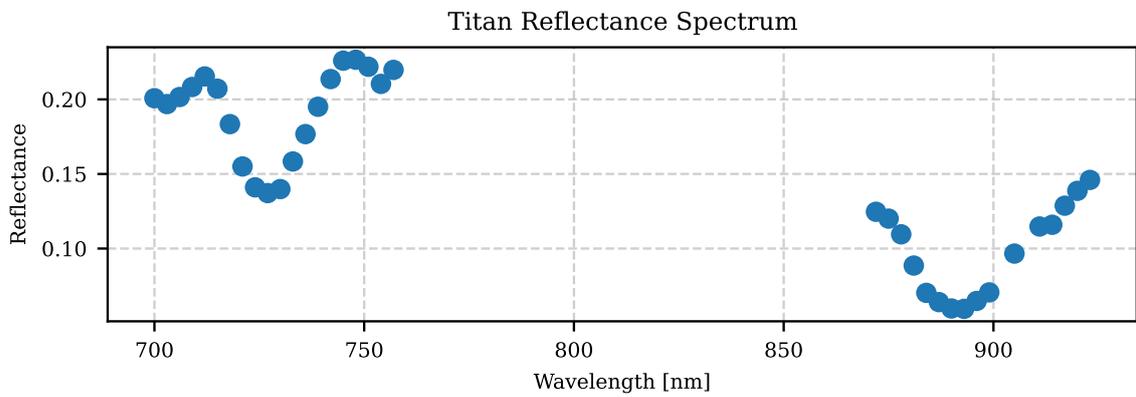
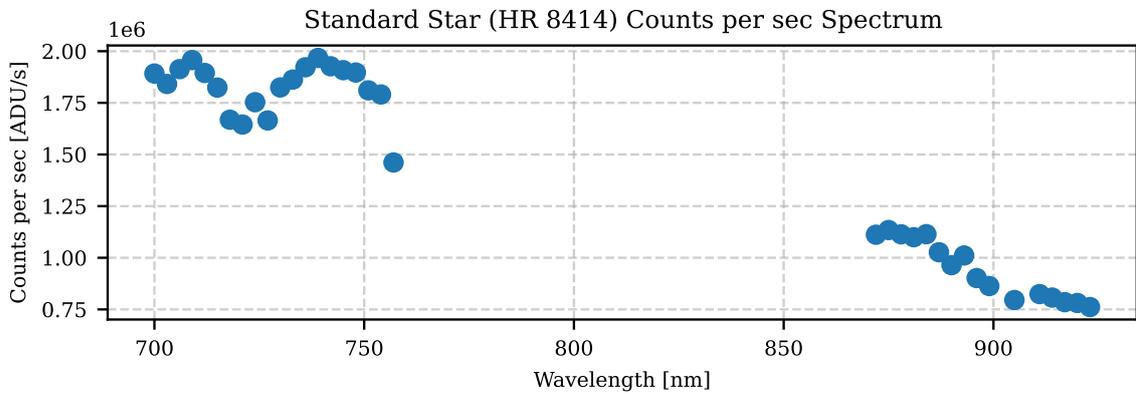
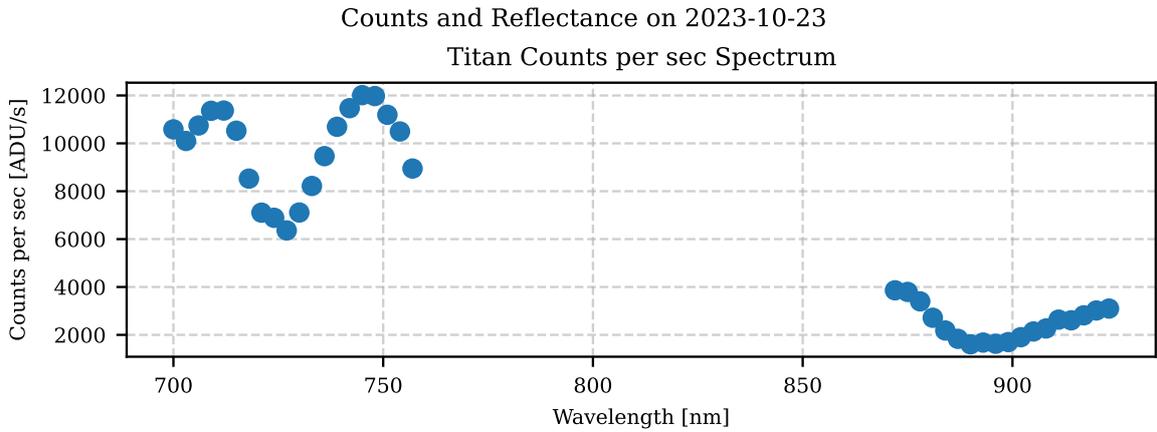


図 A.6 2023-10-23 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

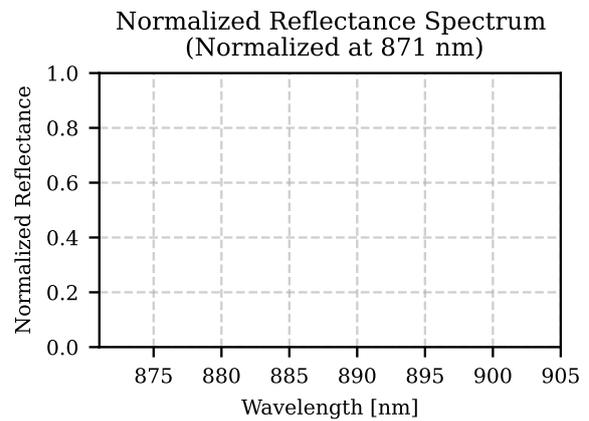
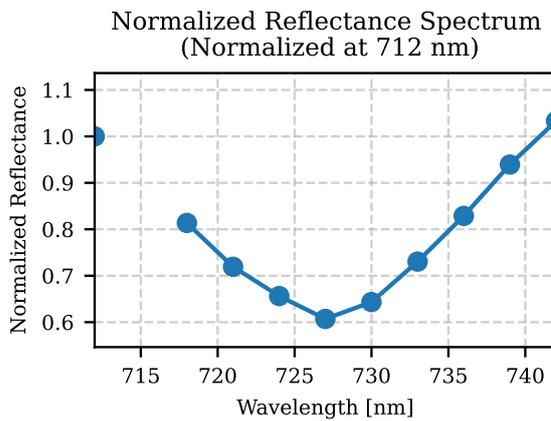
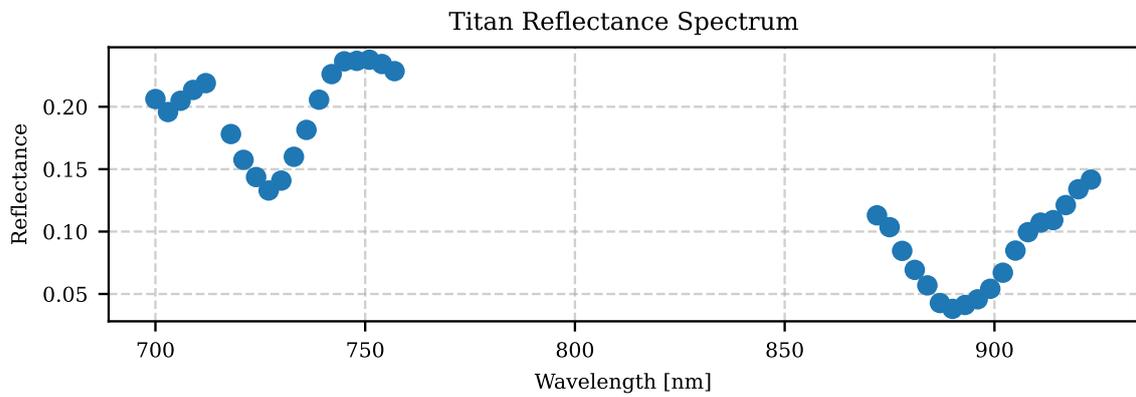
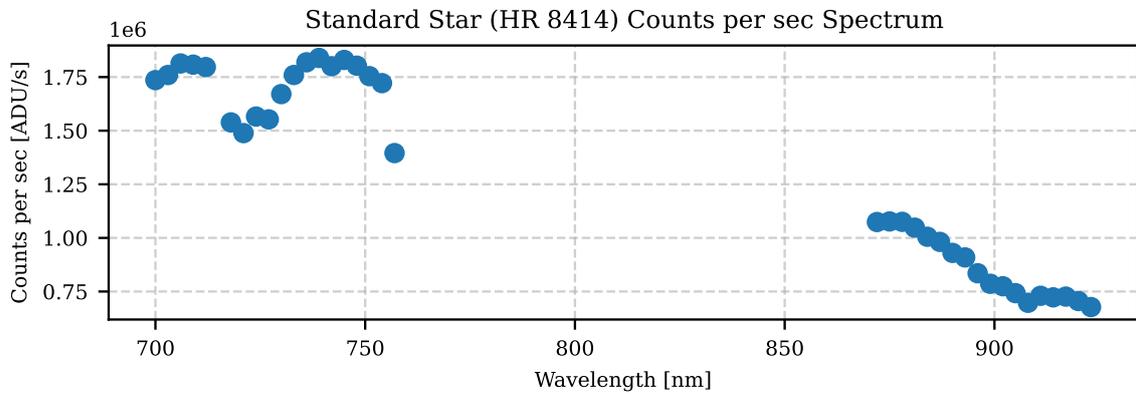
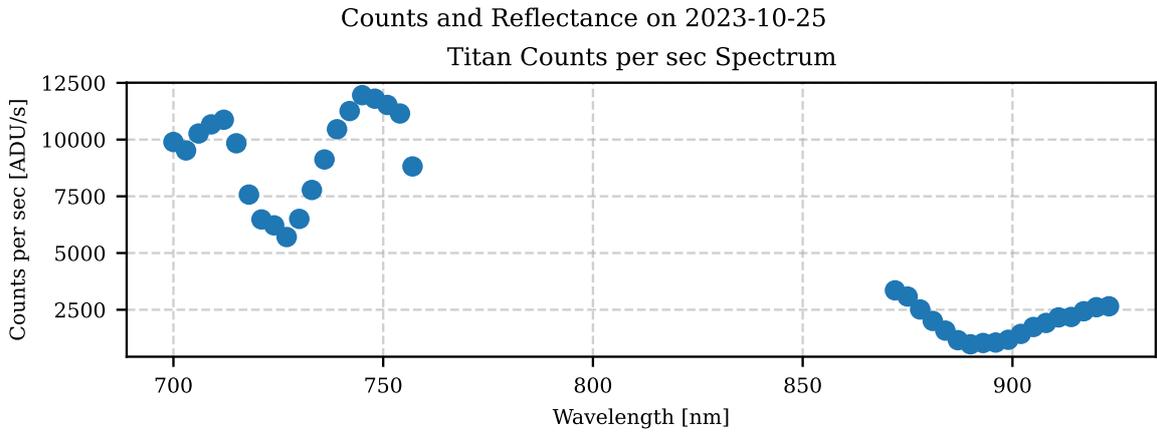


図 A.7 2023-10-25 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

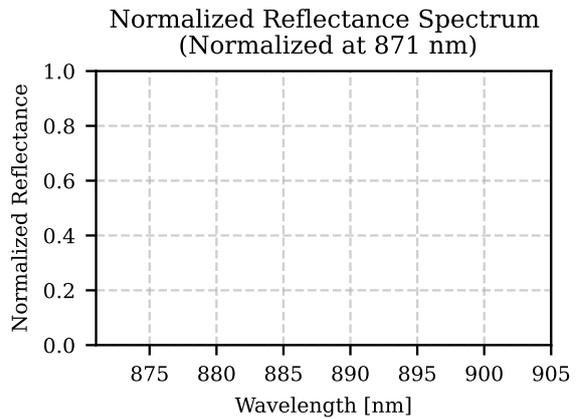
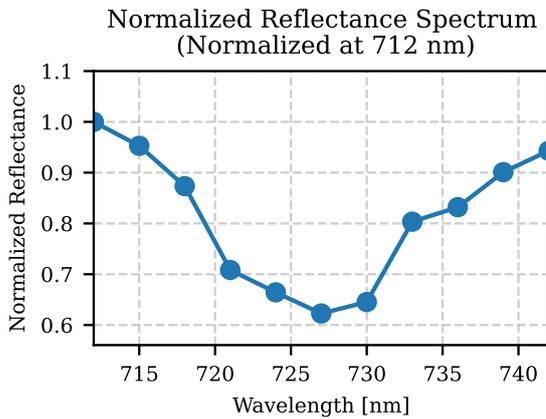
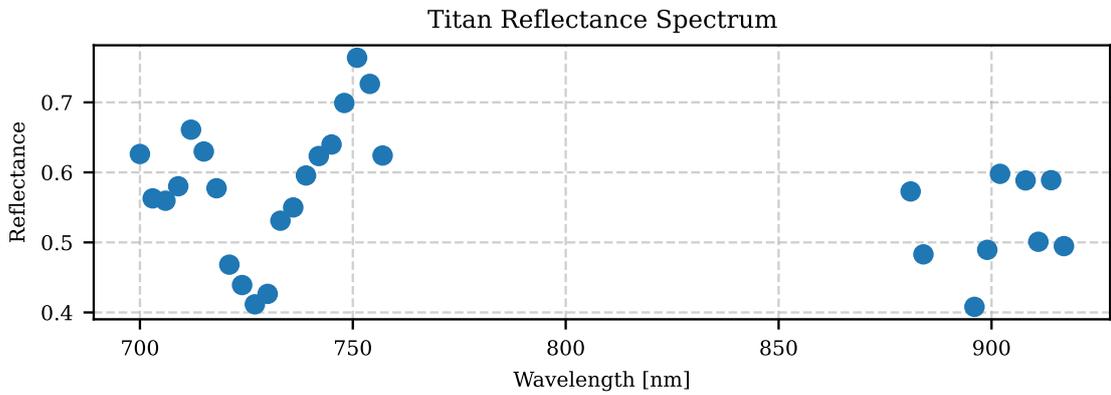
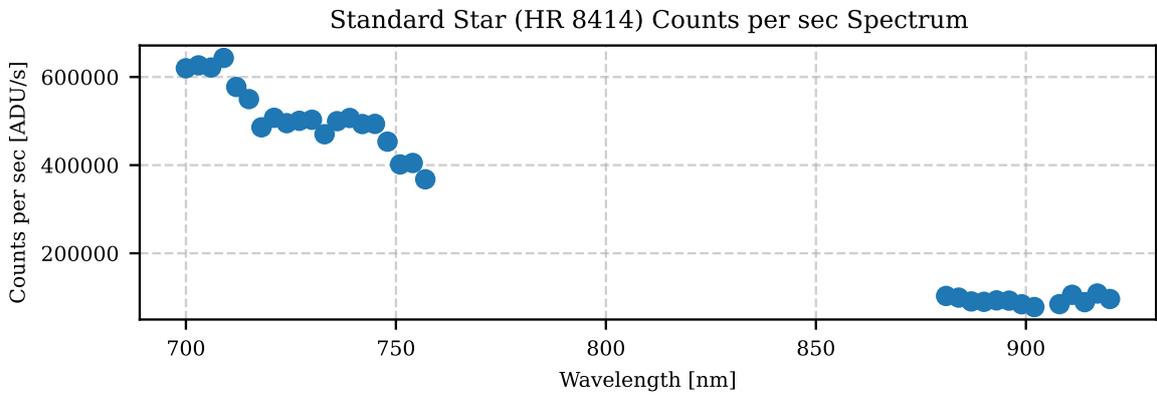
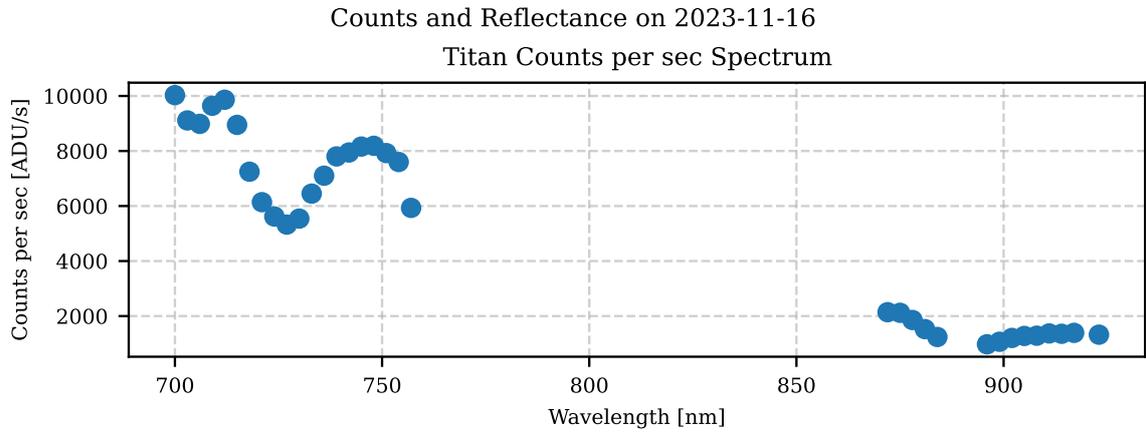


図 A.8 2023-11-16 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

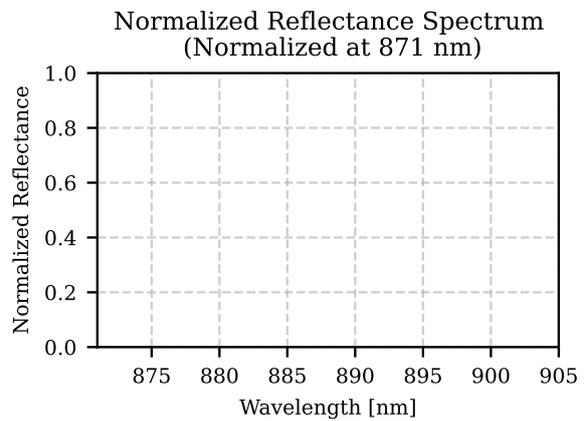
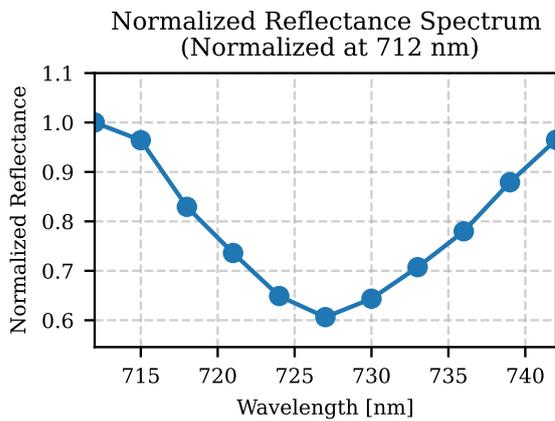
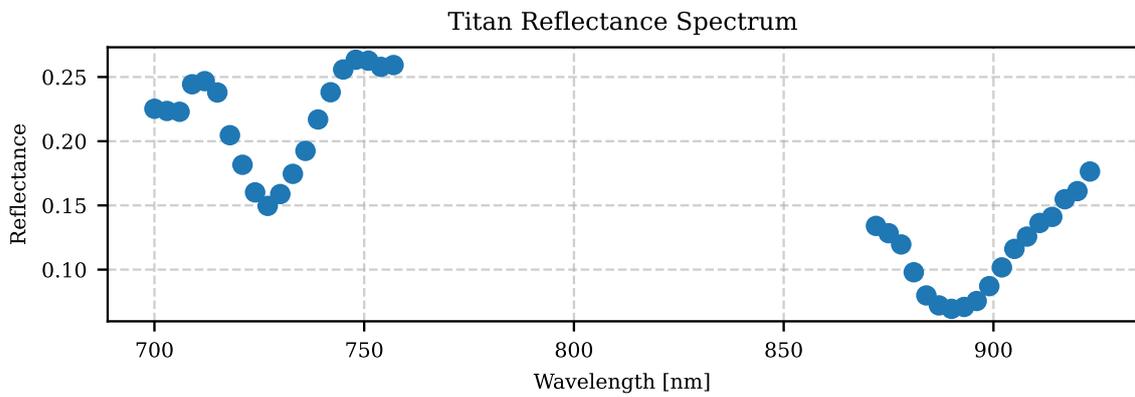
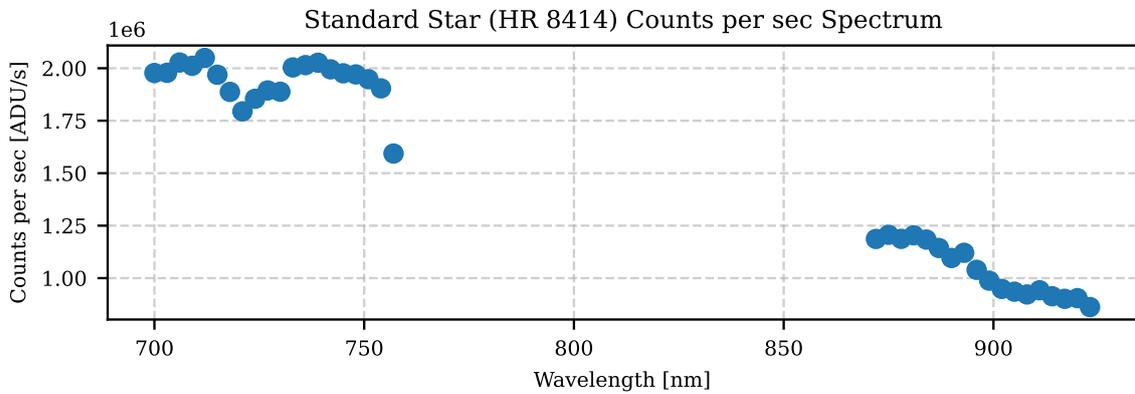
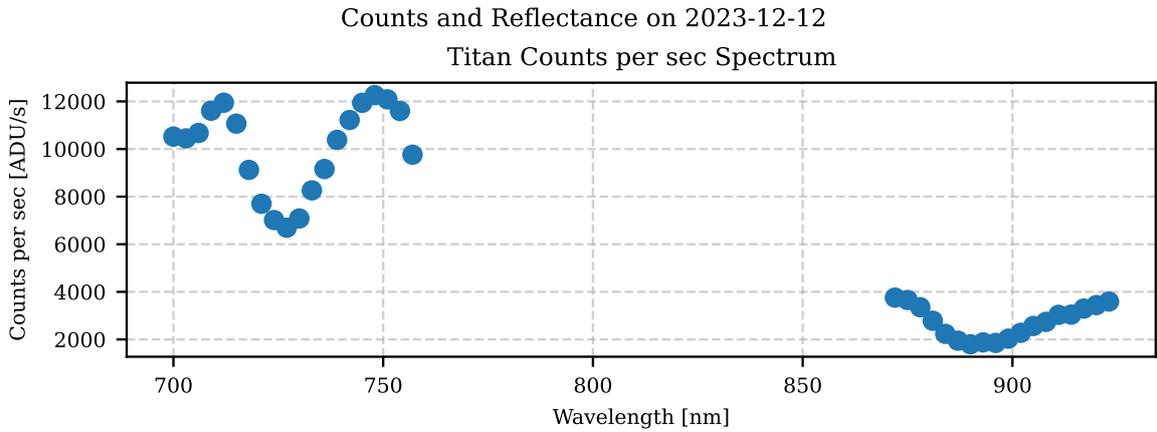


図 A.9 2023-12-12 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

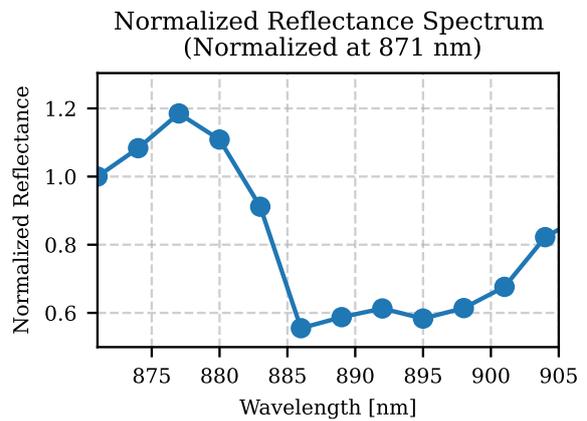
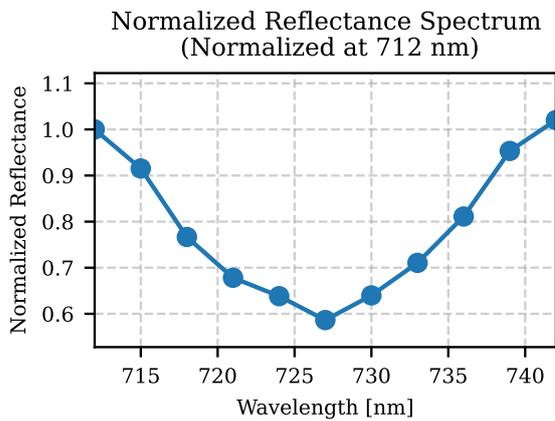
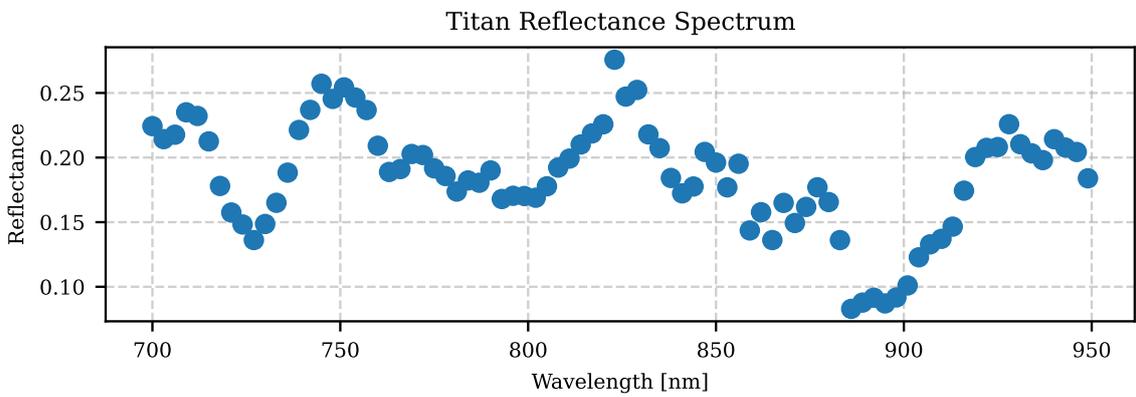
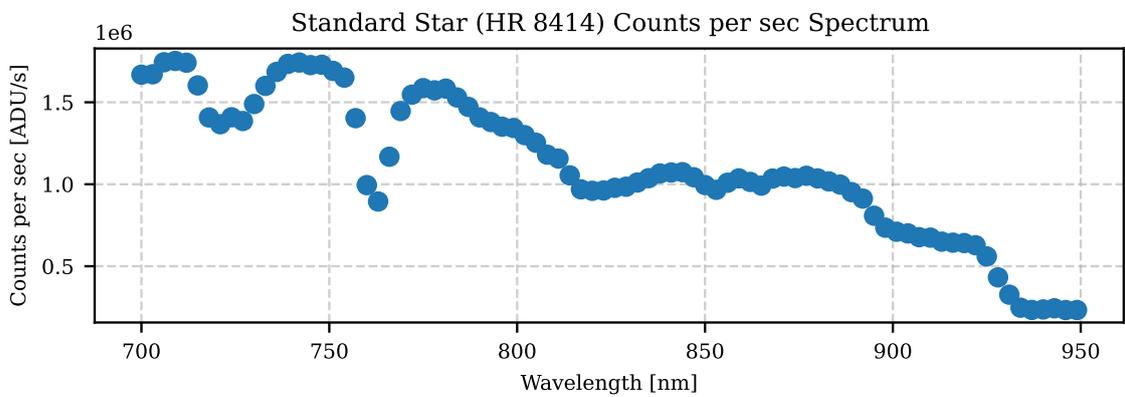
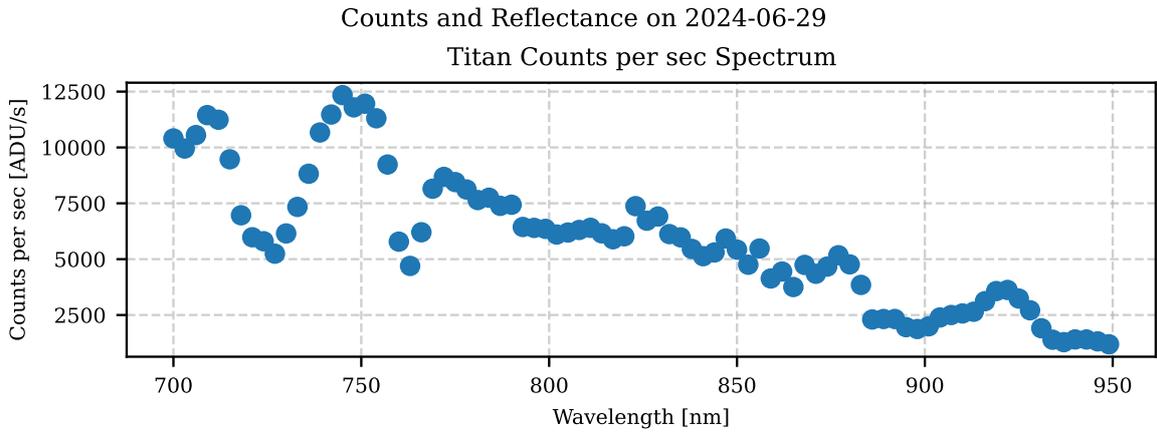


図 A.10 2024-06-29 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

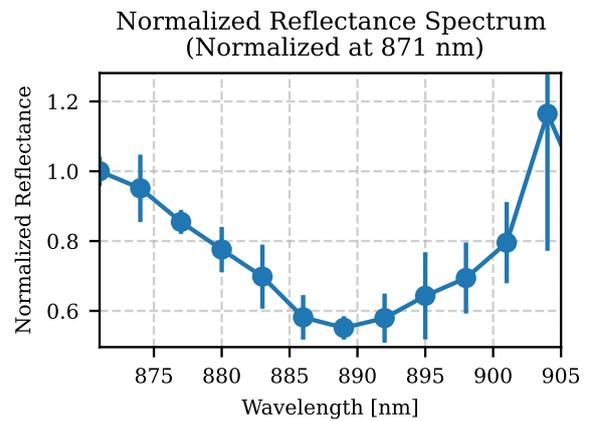
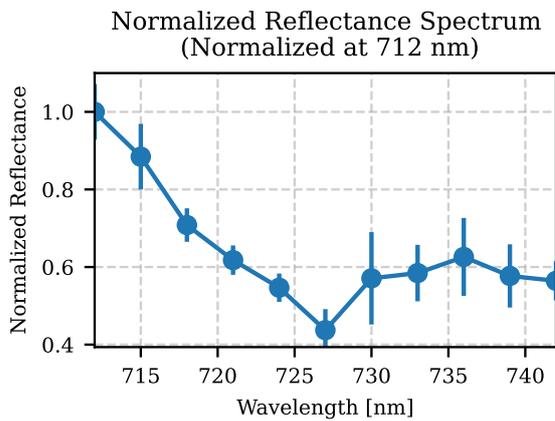
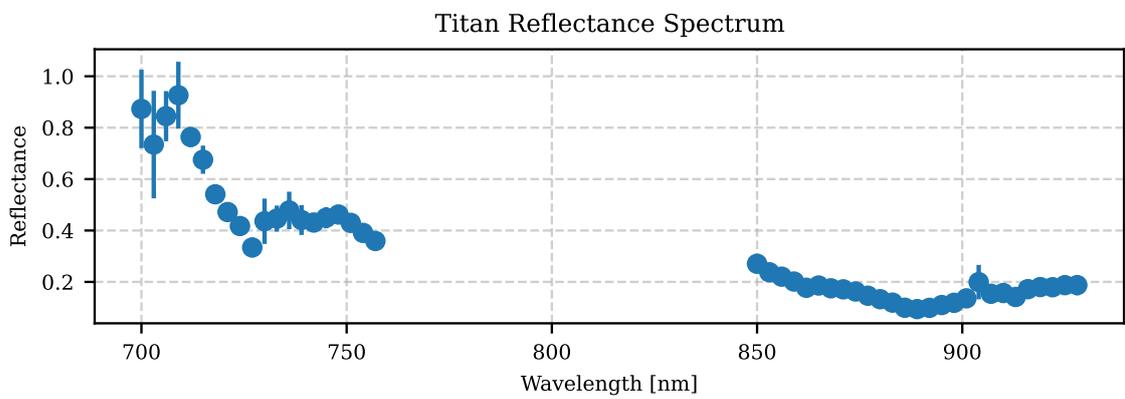
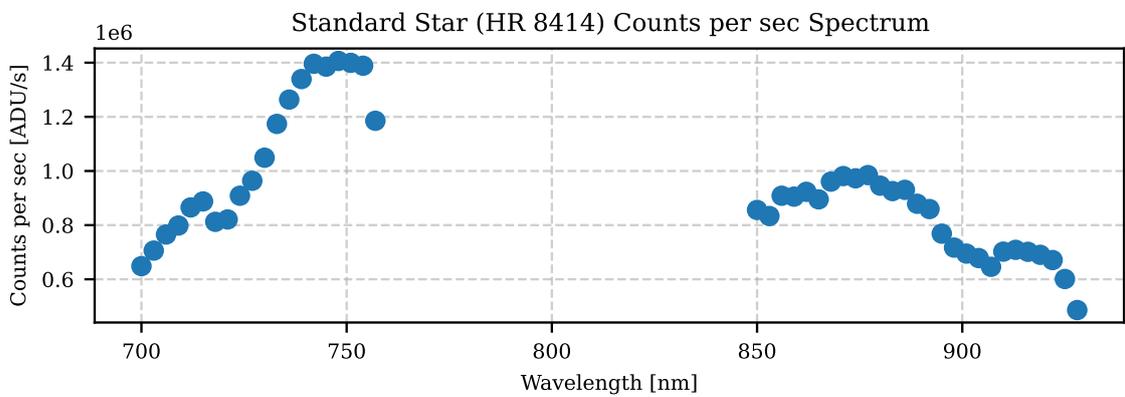
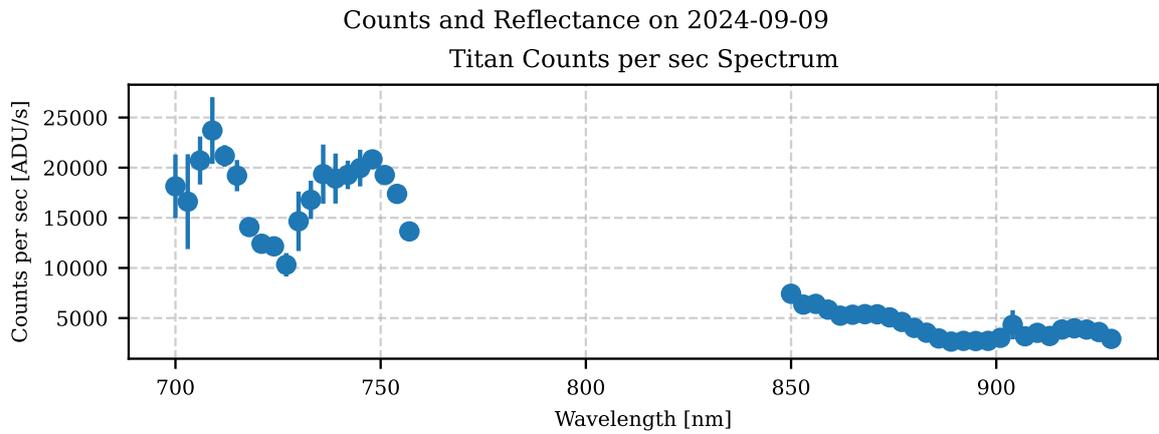
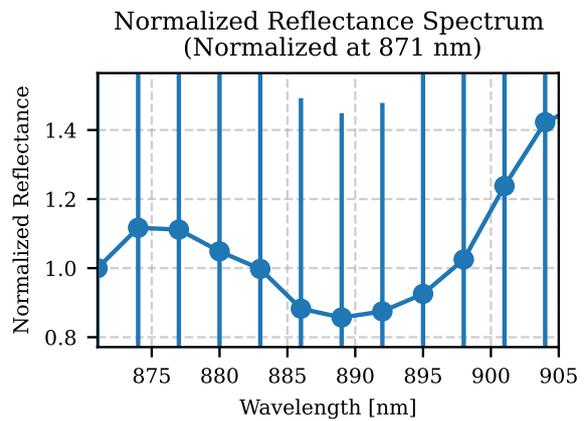
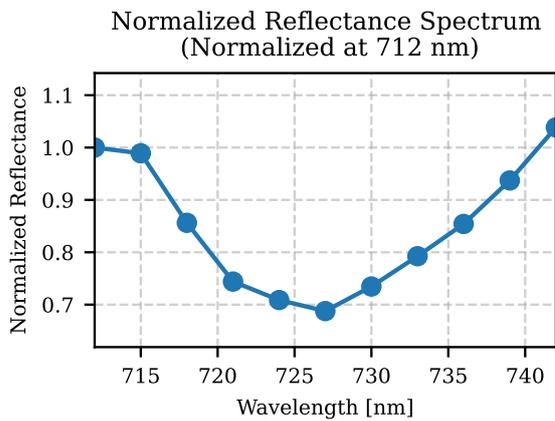
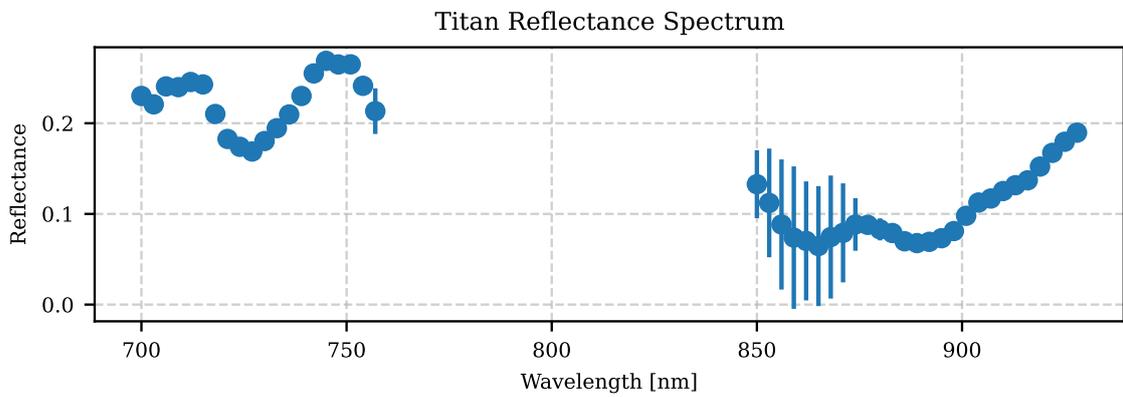
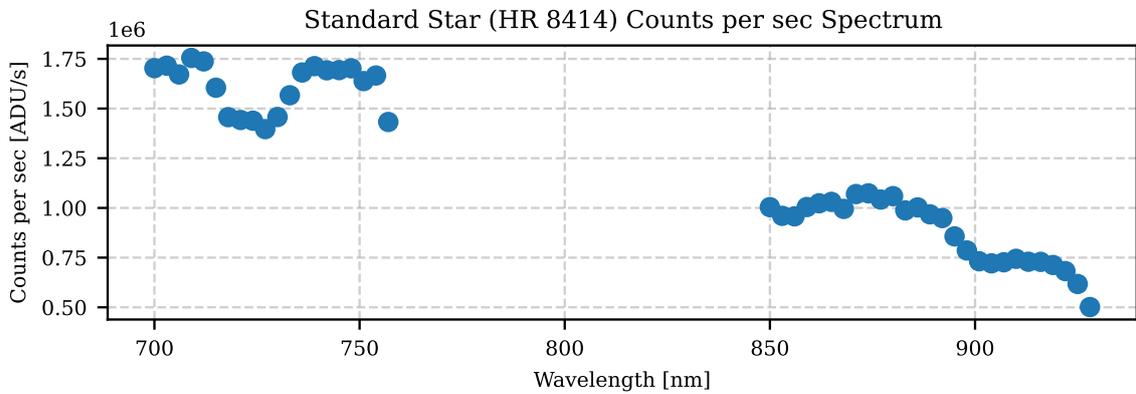
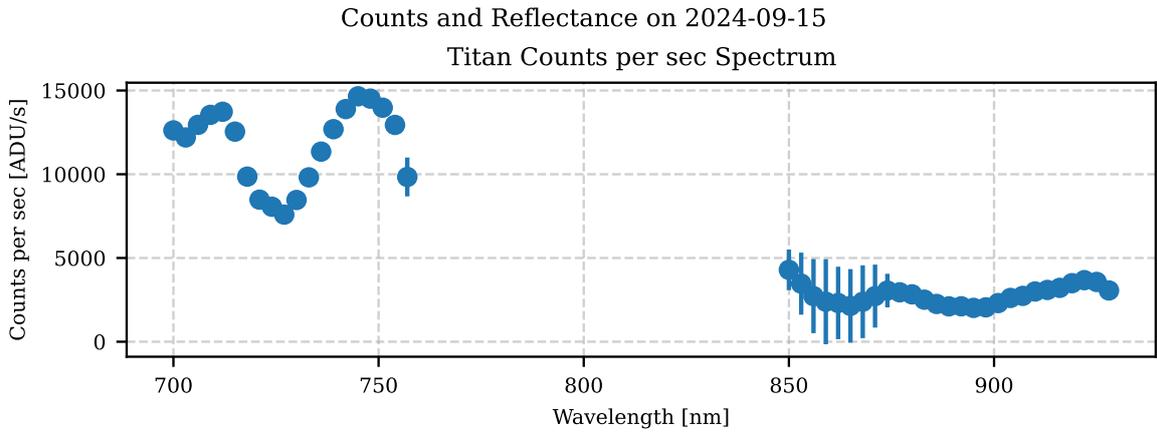


図 A.11 2024-09-09 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル



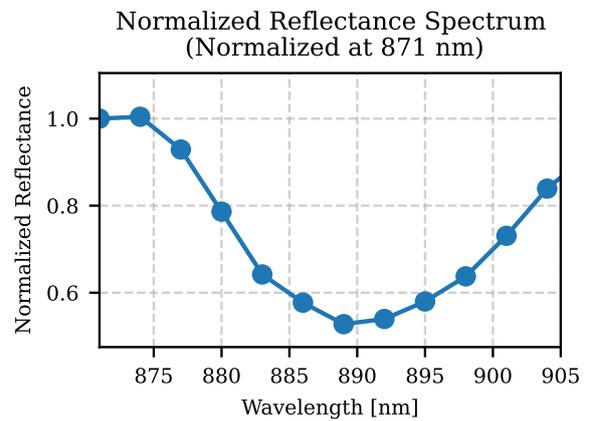
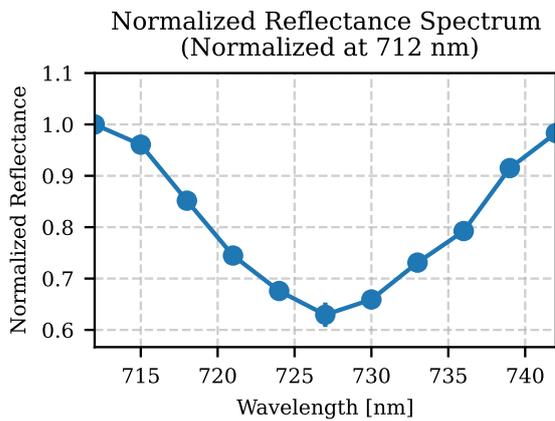
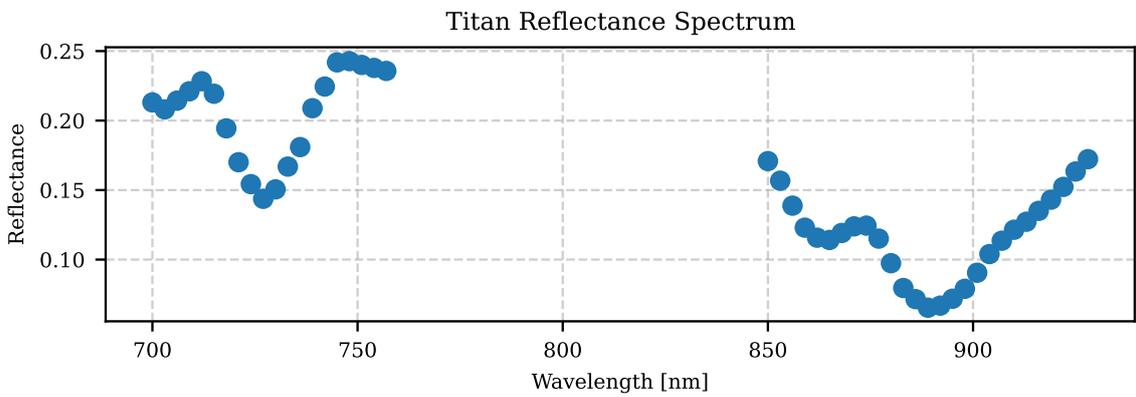
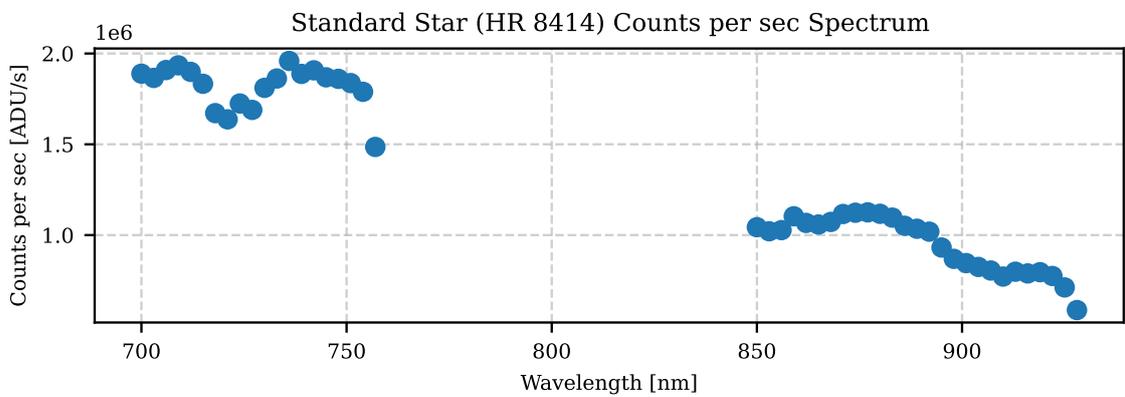
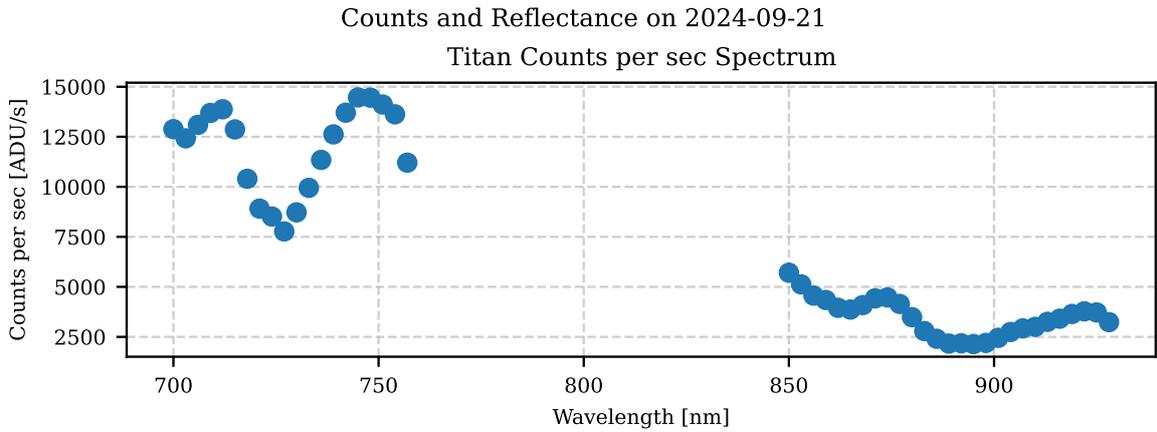


図 A.13 2024-09-21 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

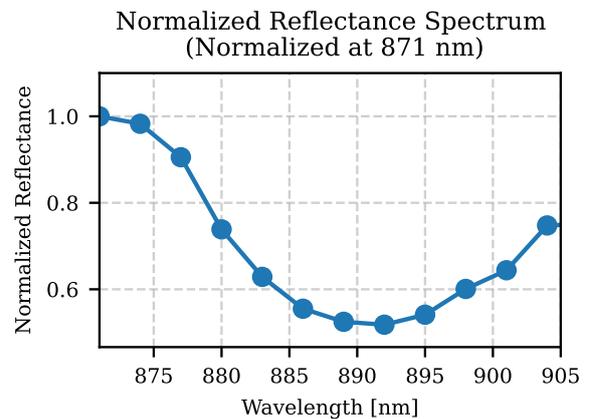
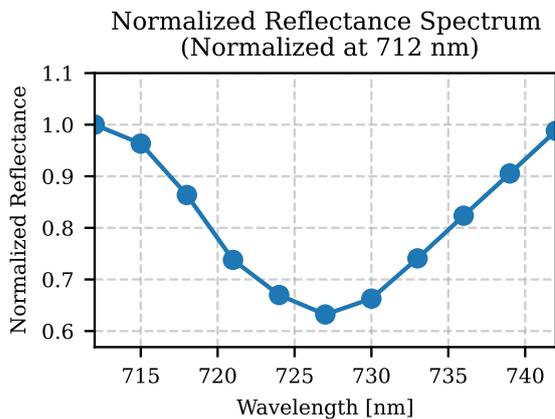
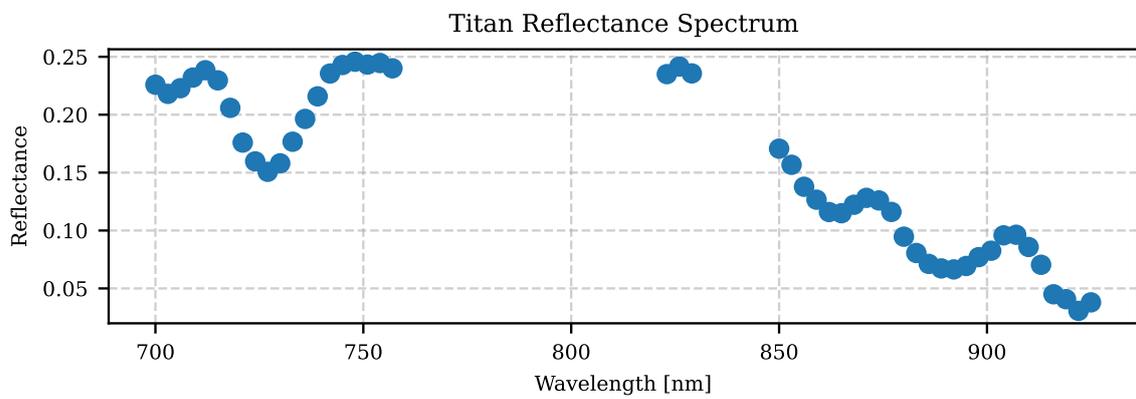
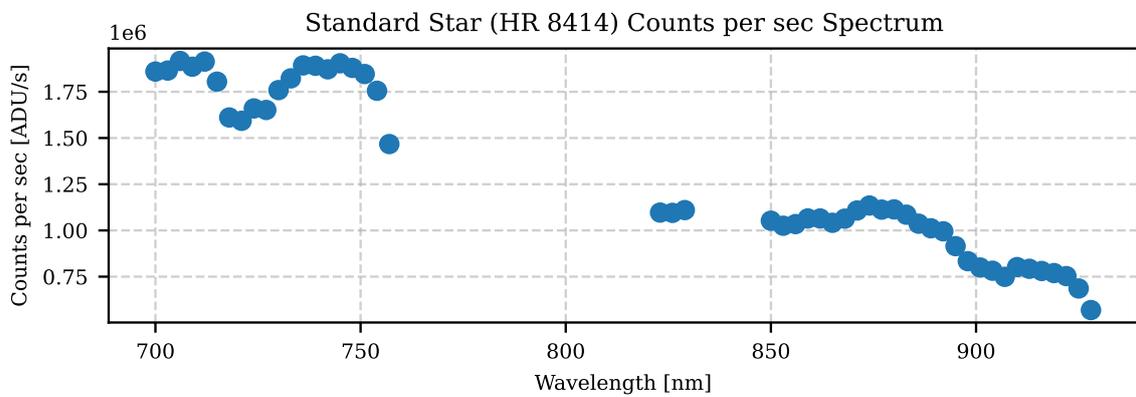
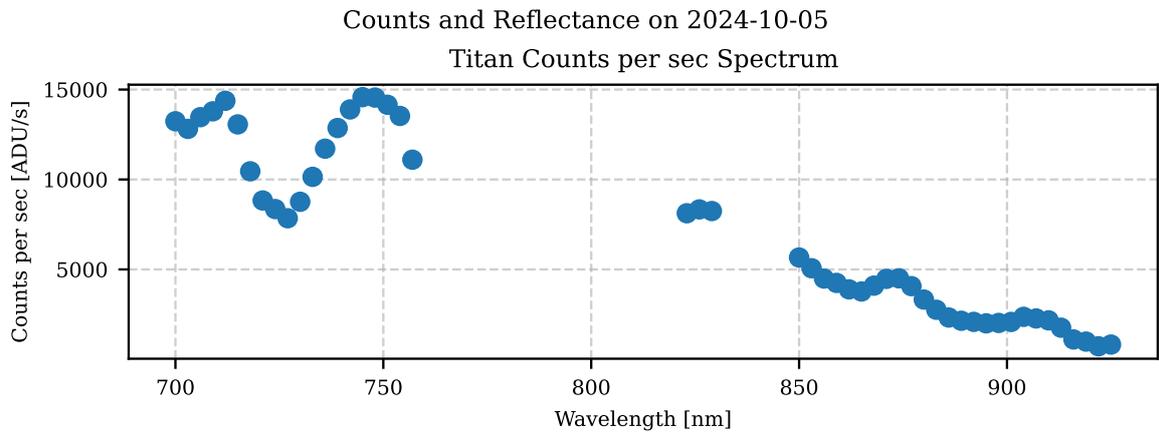


図 A.14 2024-10-05 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

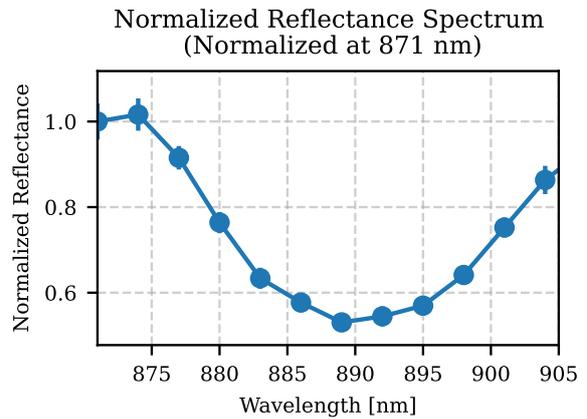
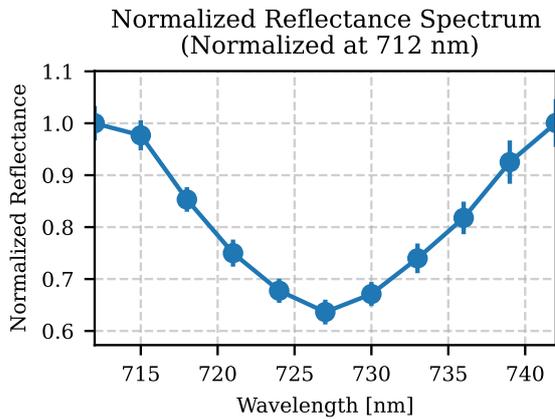
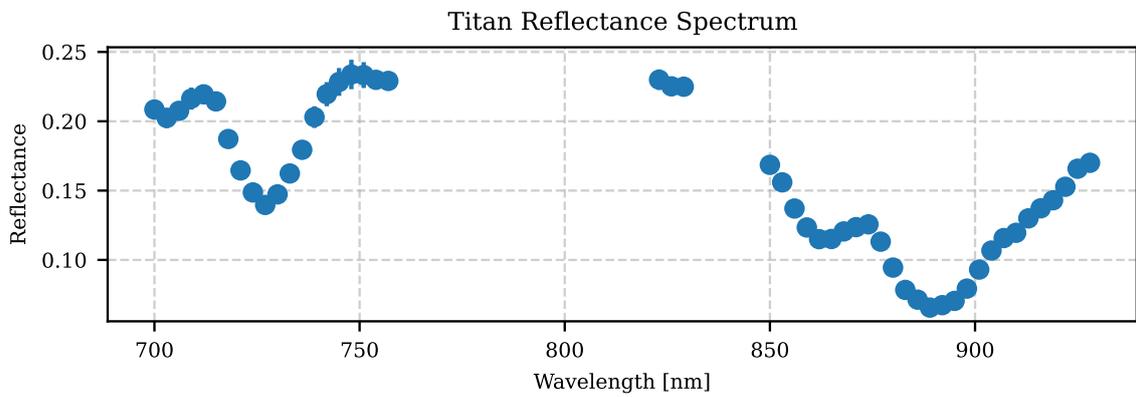
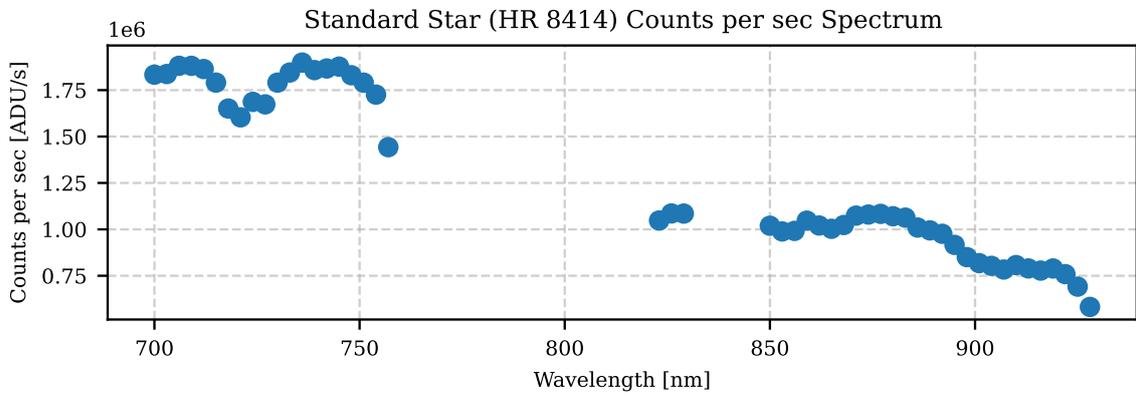
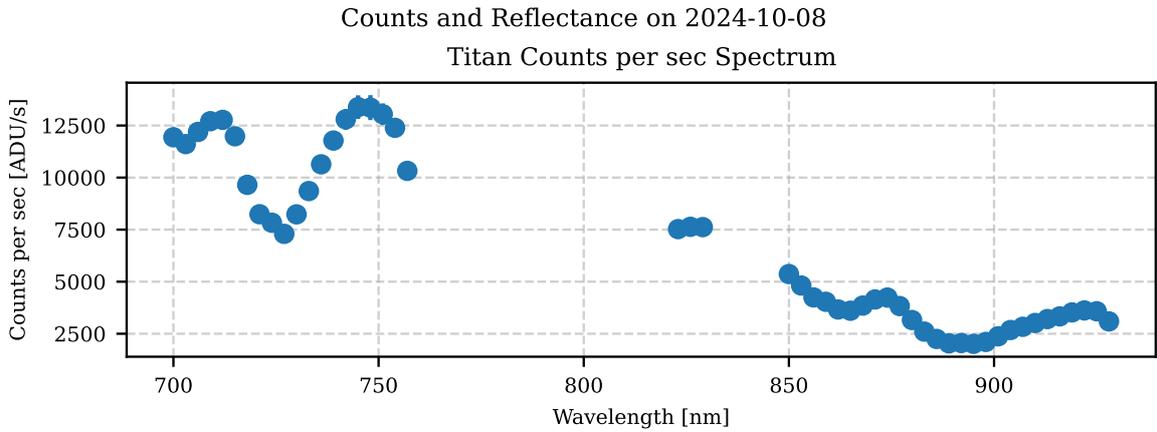


図 A.15 2024-10-08 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

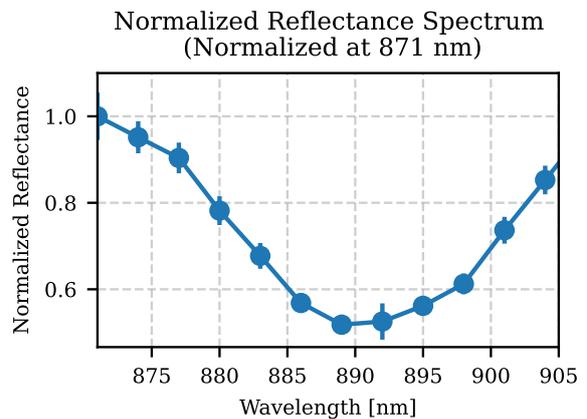
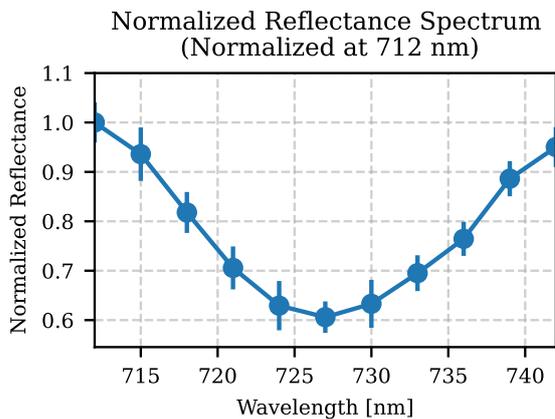
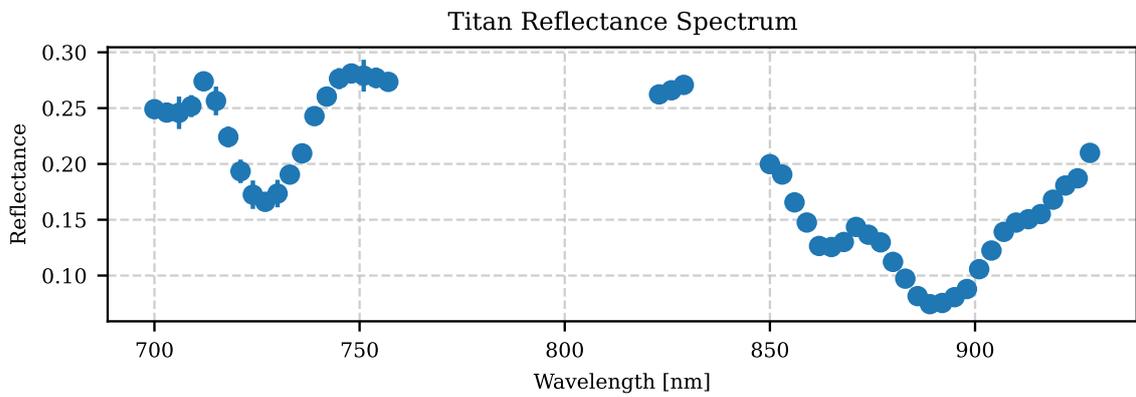
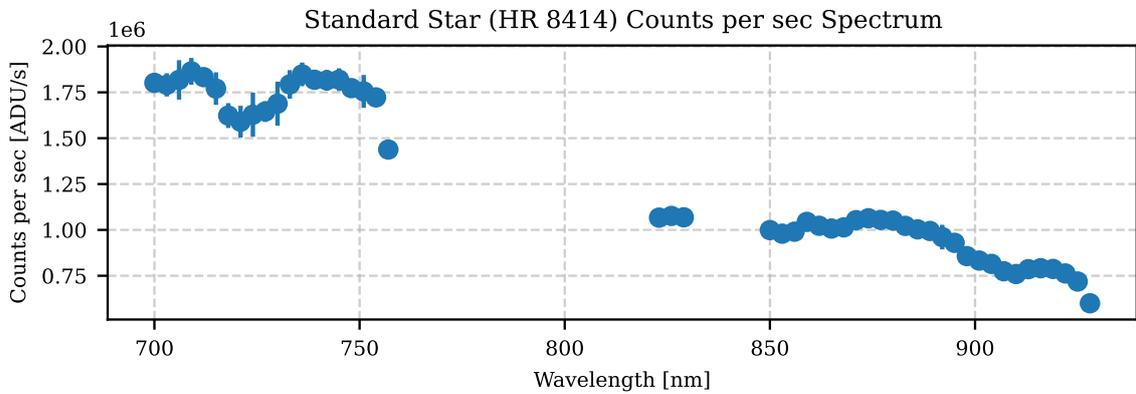
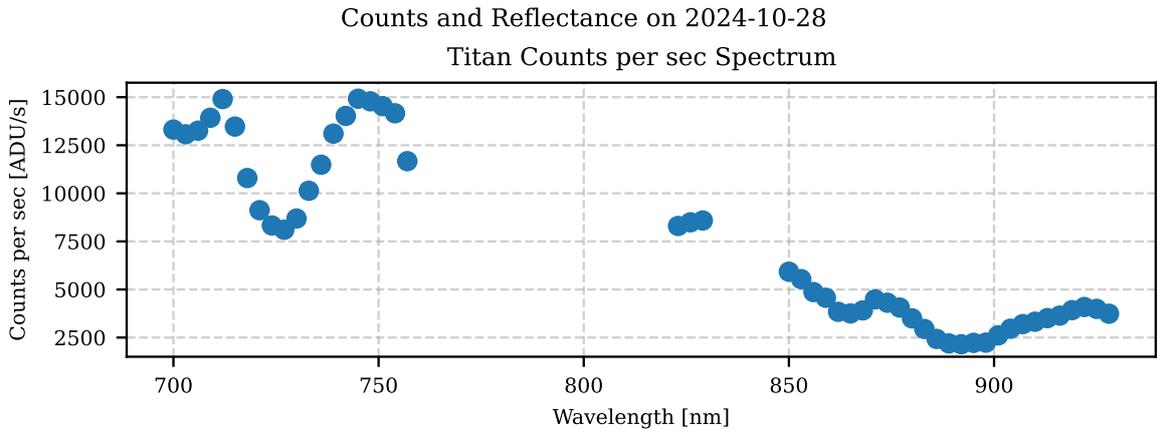


図 A.16 2024-10-28 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

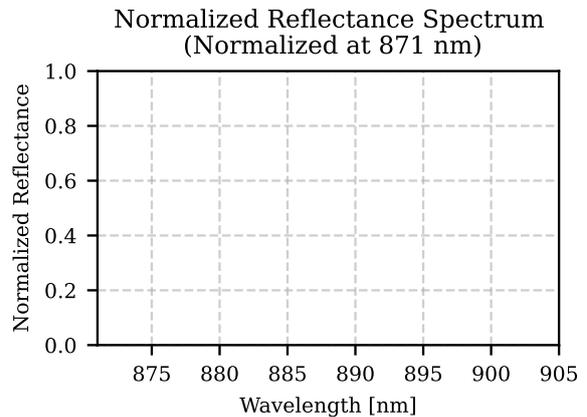
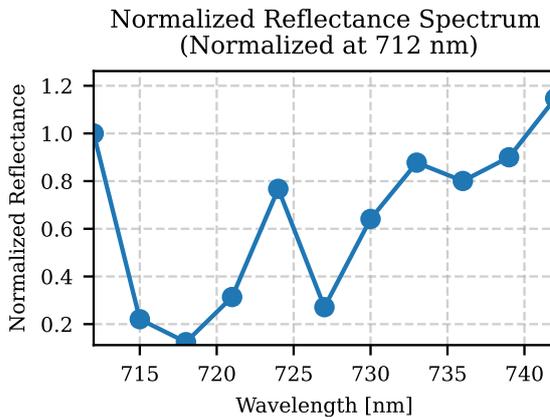
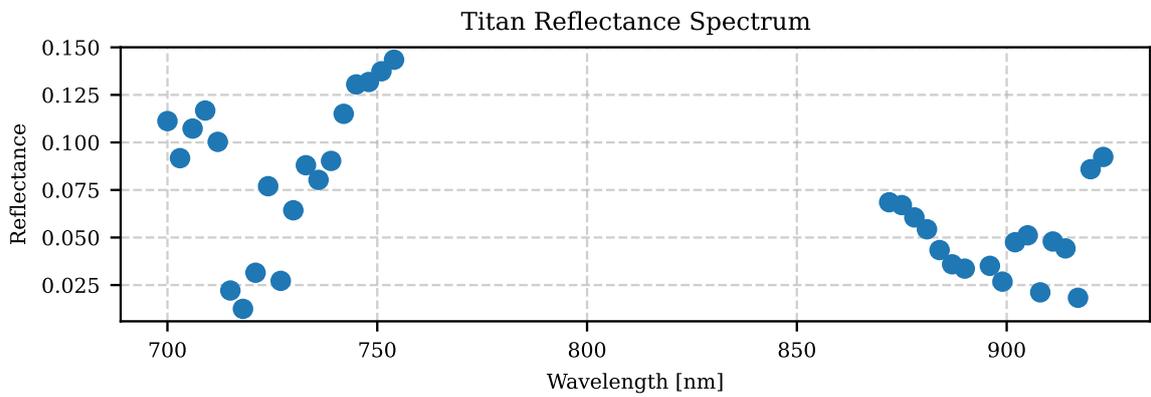
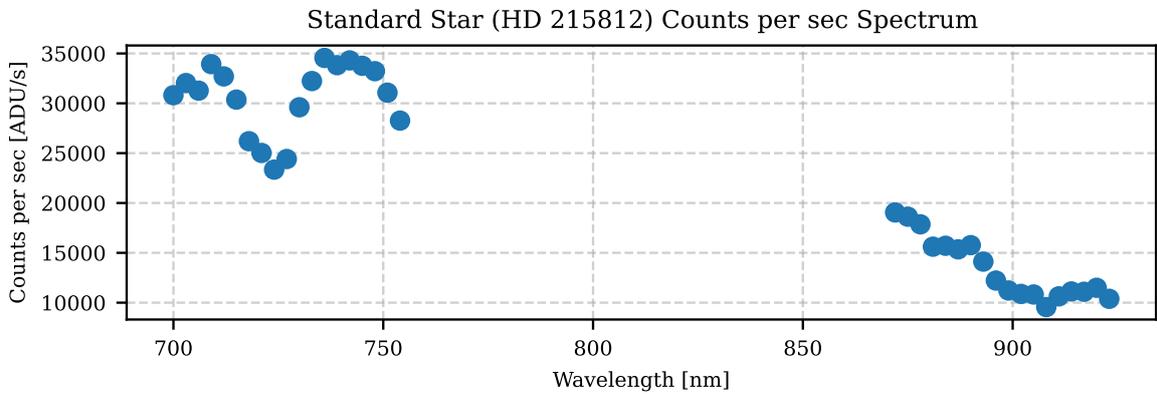
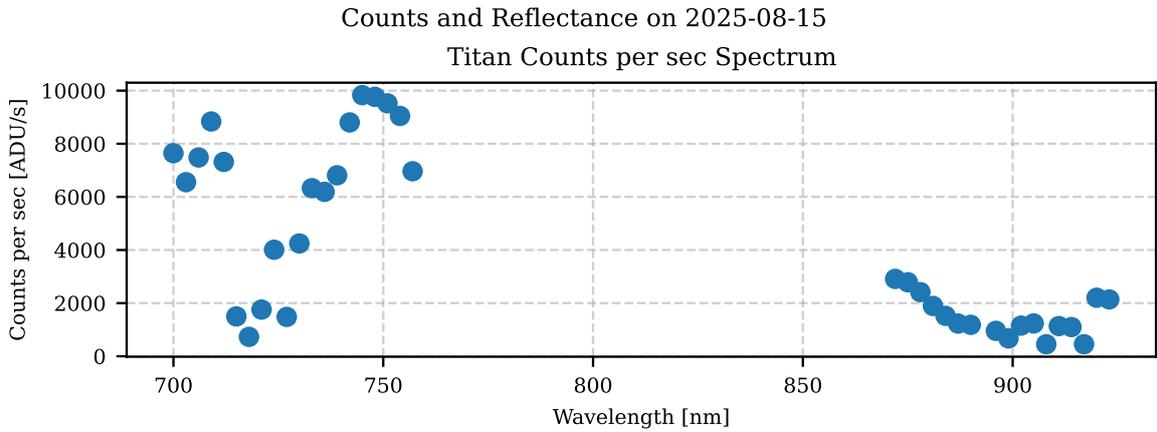


図 A.17 2025-08-15 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

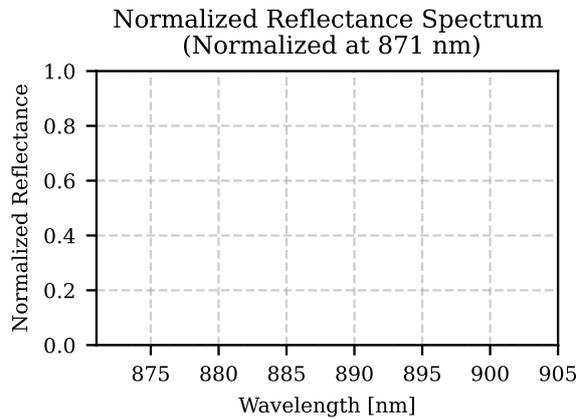
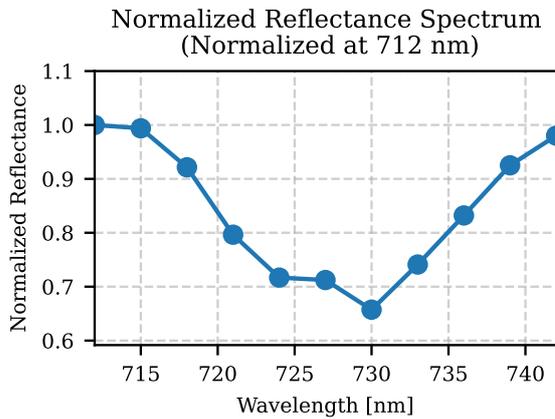
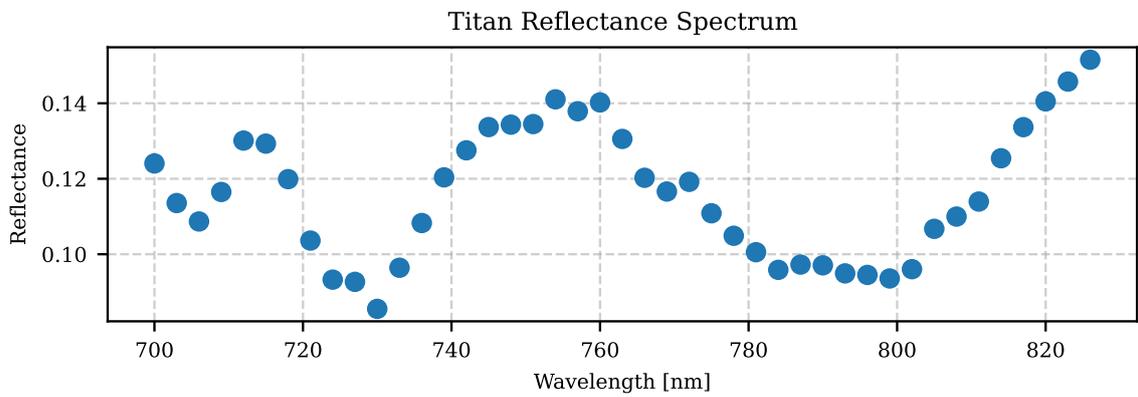
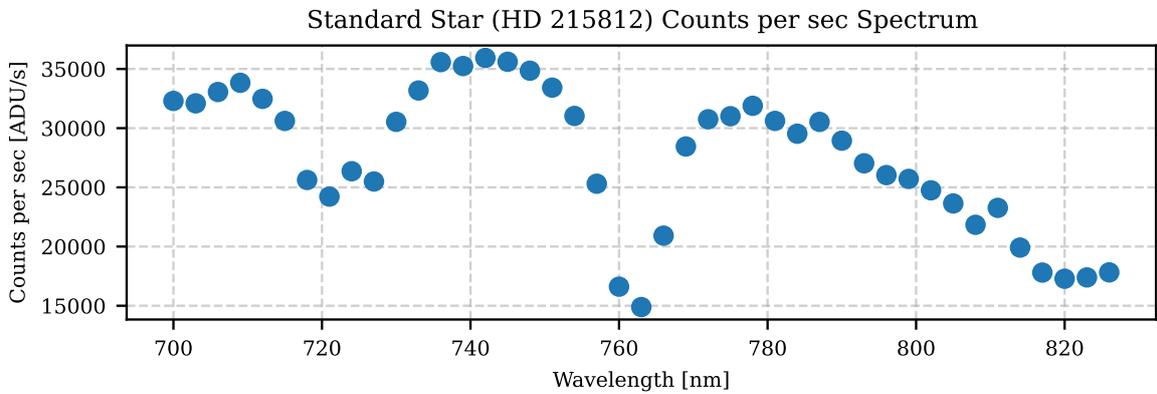
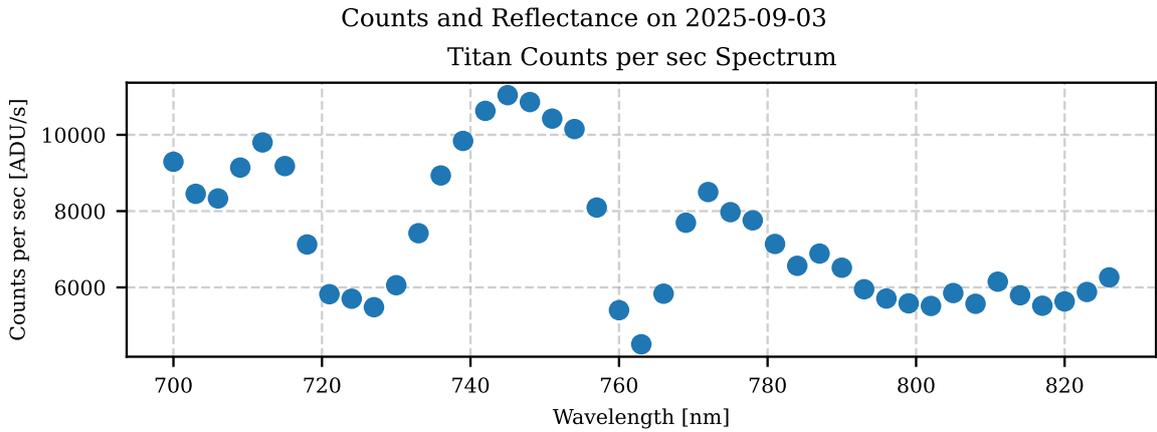


図 A.18 2025-09-03 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

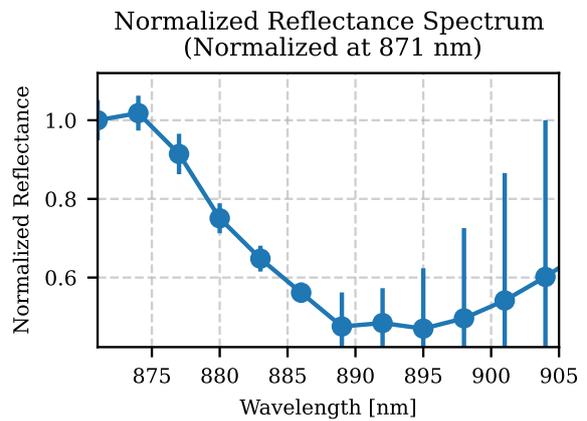
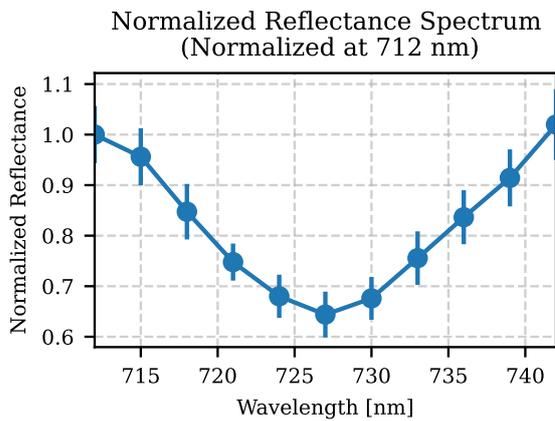
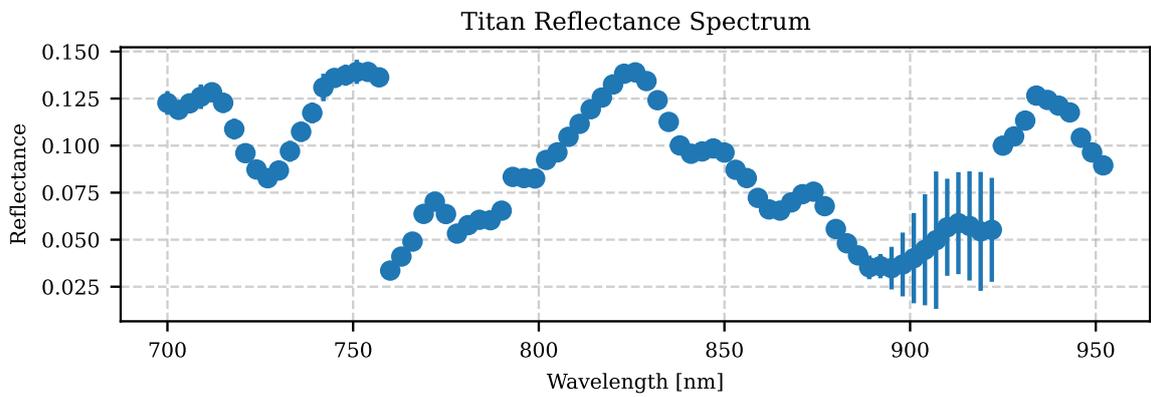
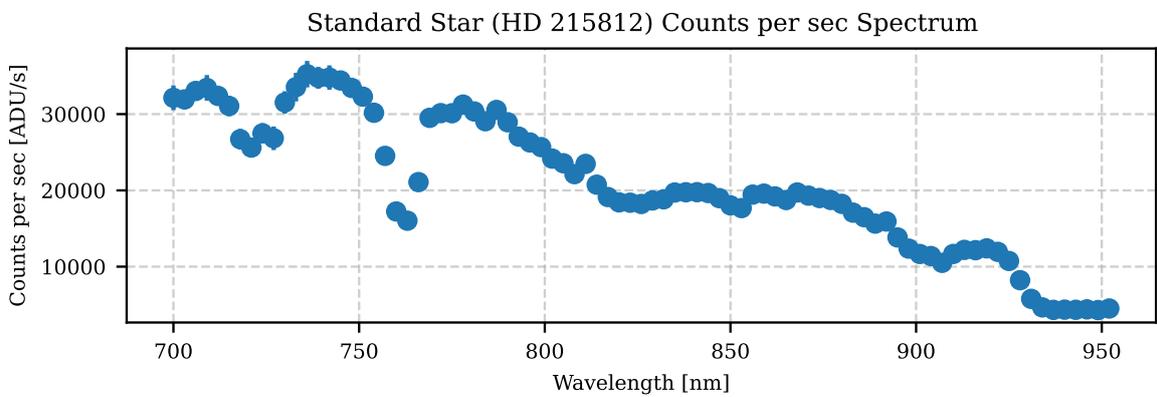
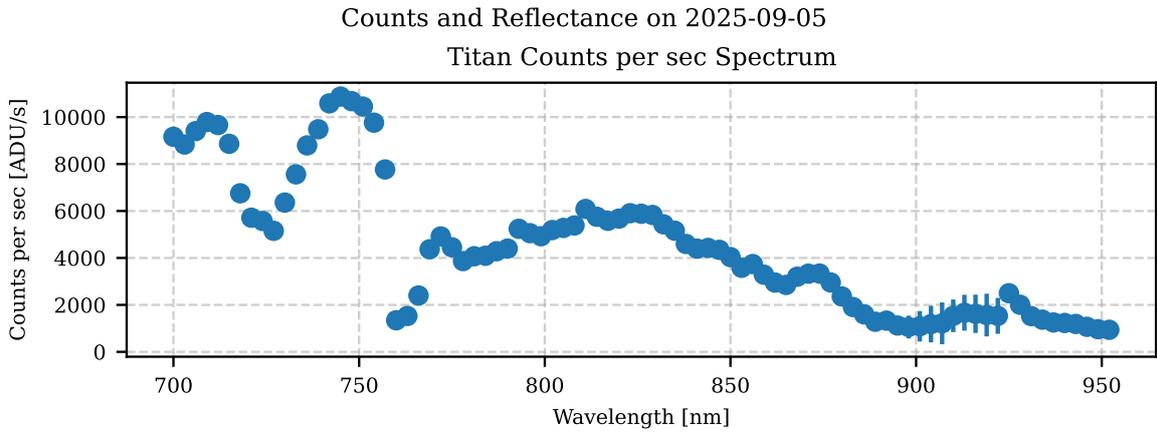


図 A.19 2025-09-05 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

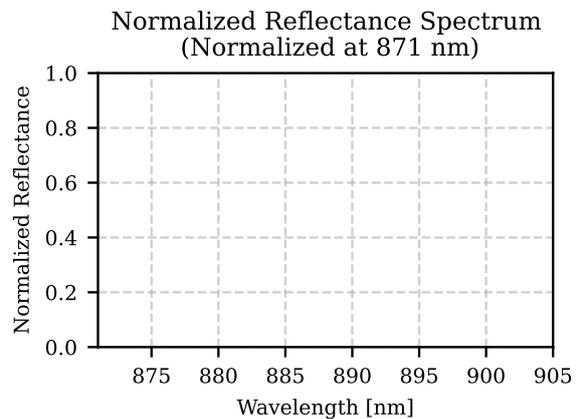
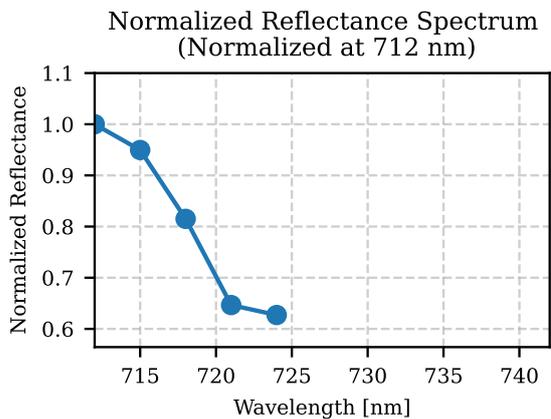
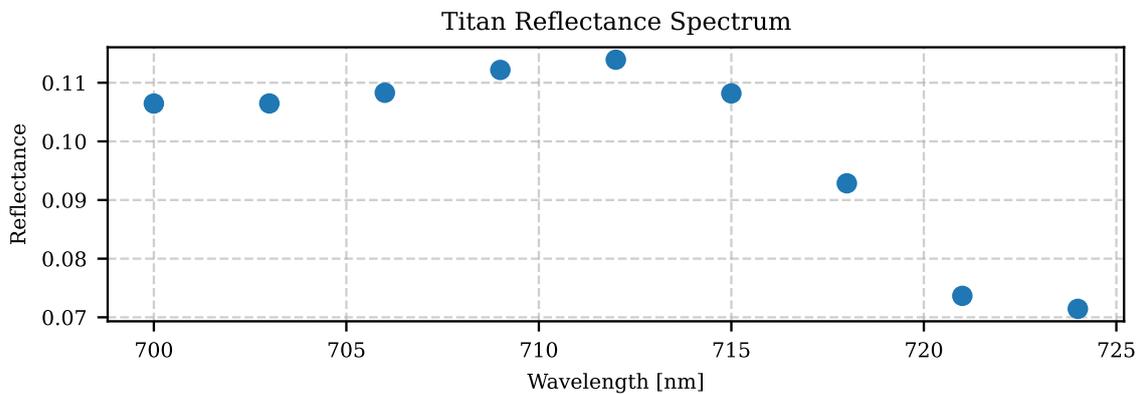
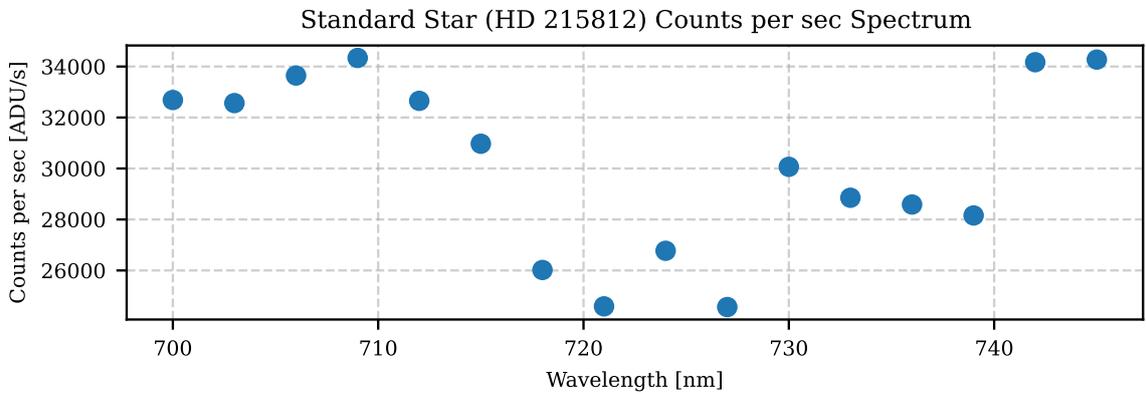
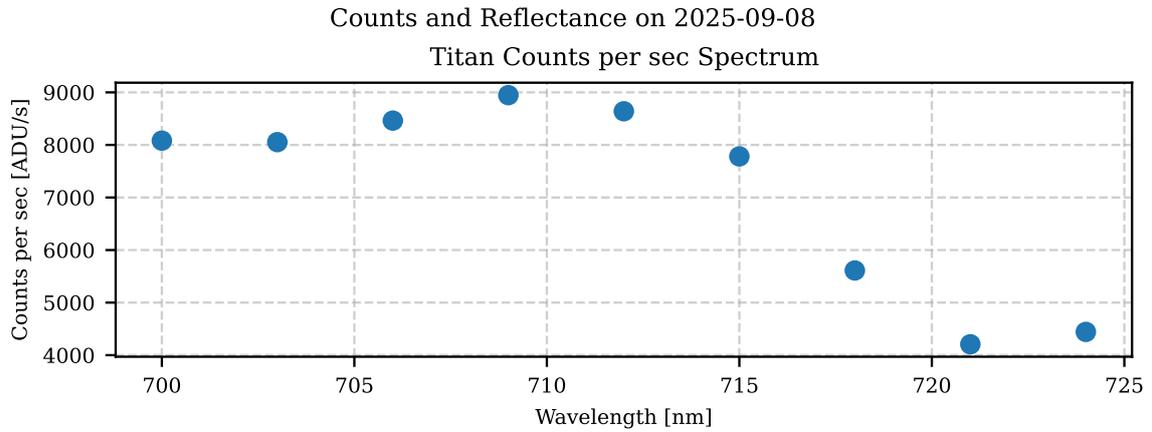


図 A.20 2025-09-08 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

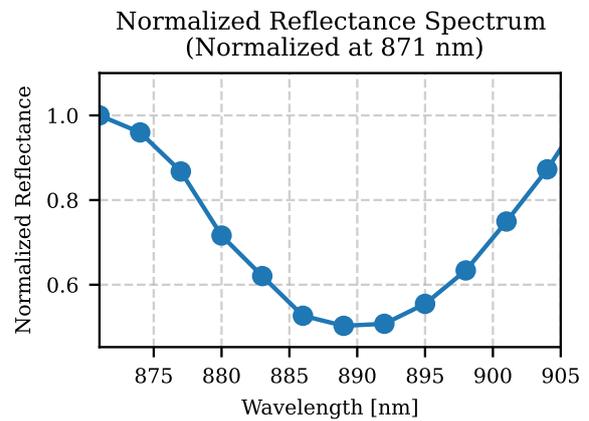
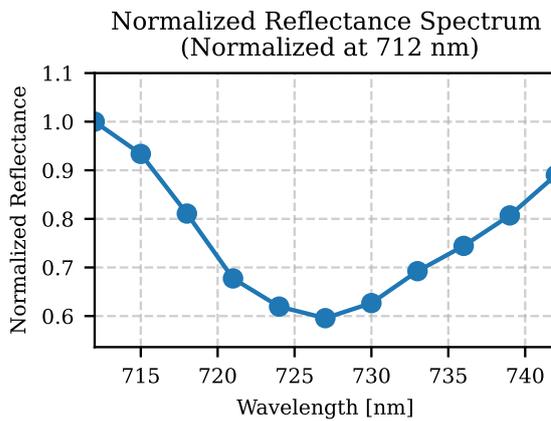
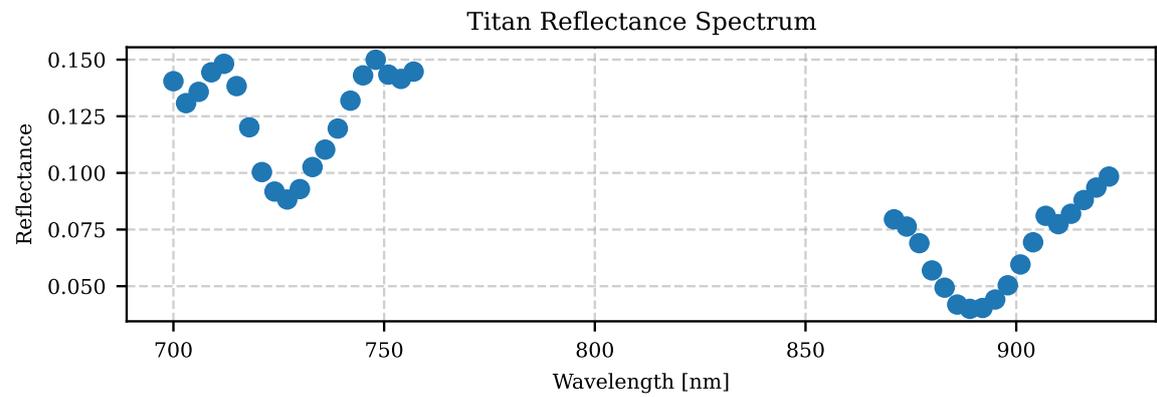
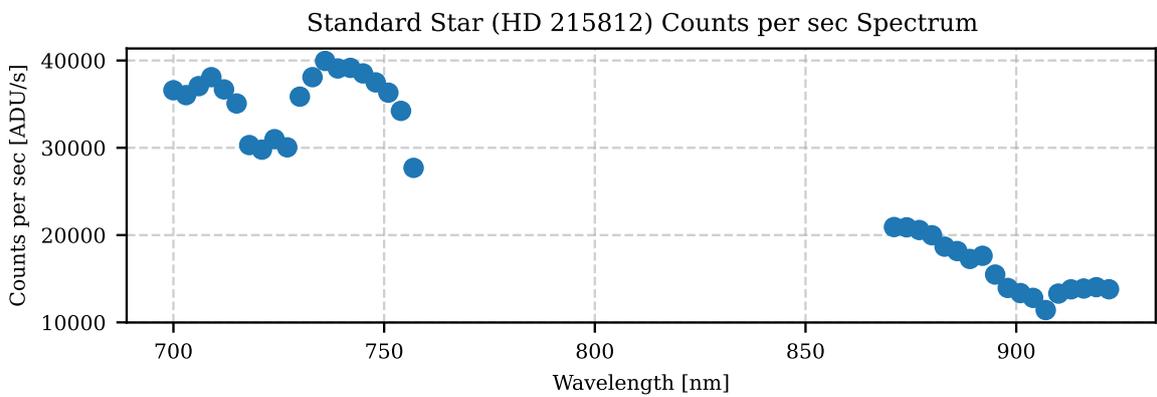
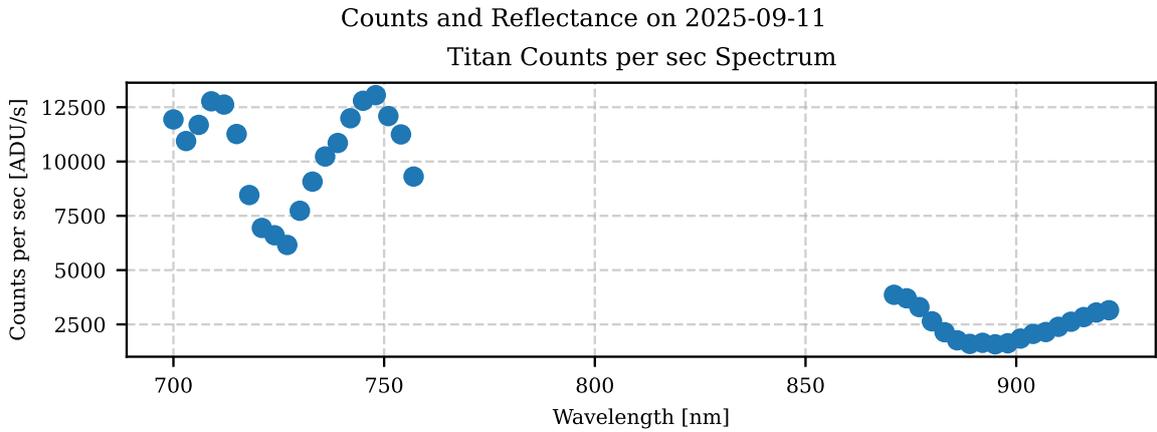


図 A.21 2025-09-11 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

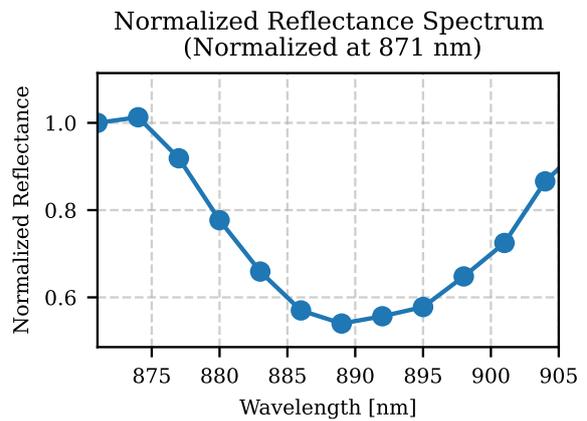
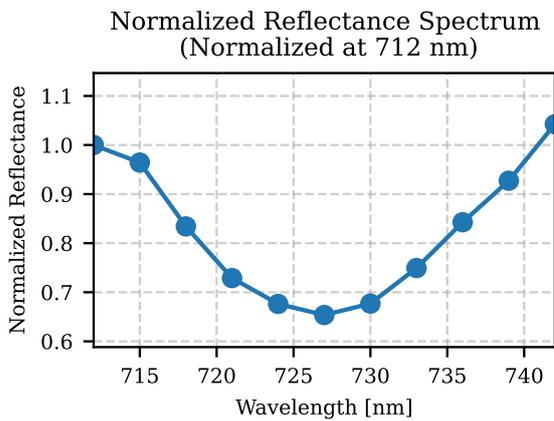
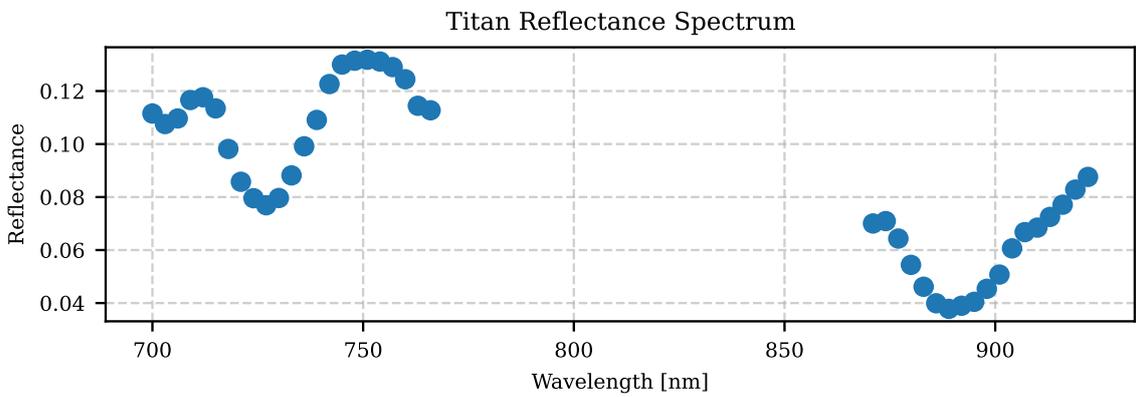
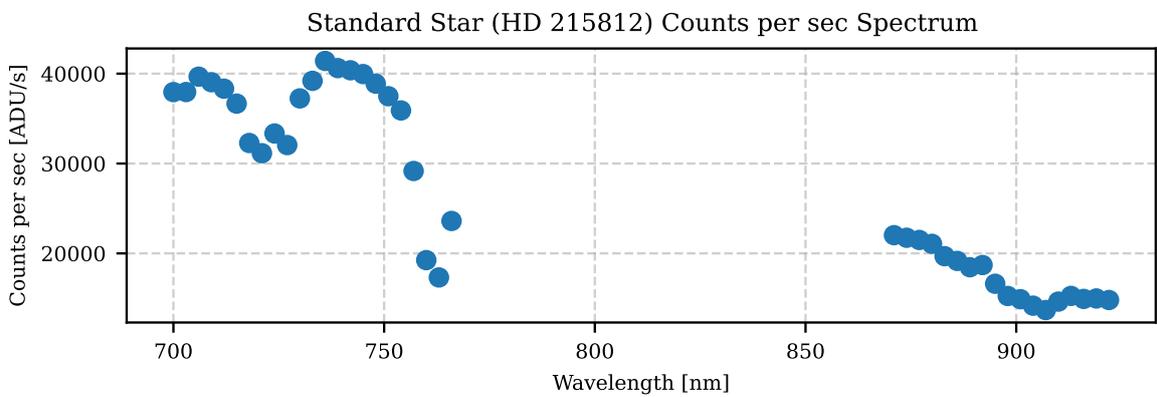
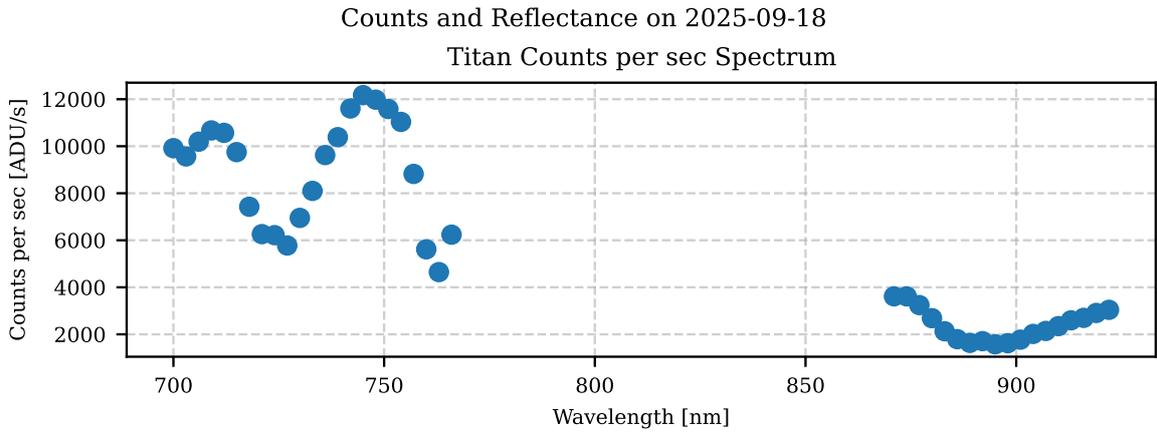


図 A.22 2025-09-18 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

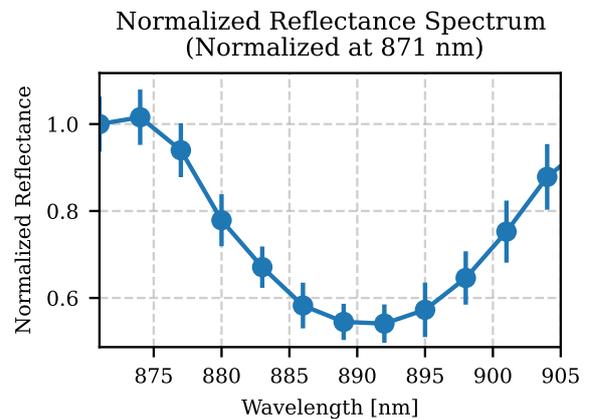
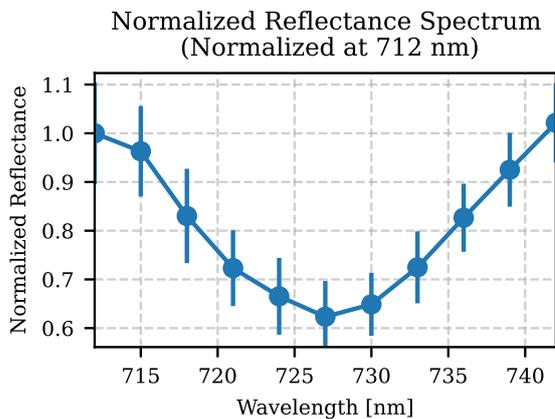
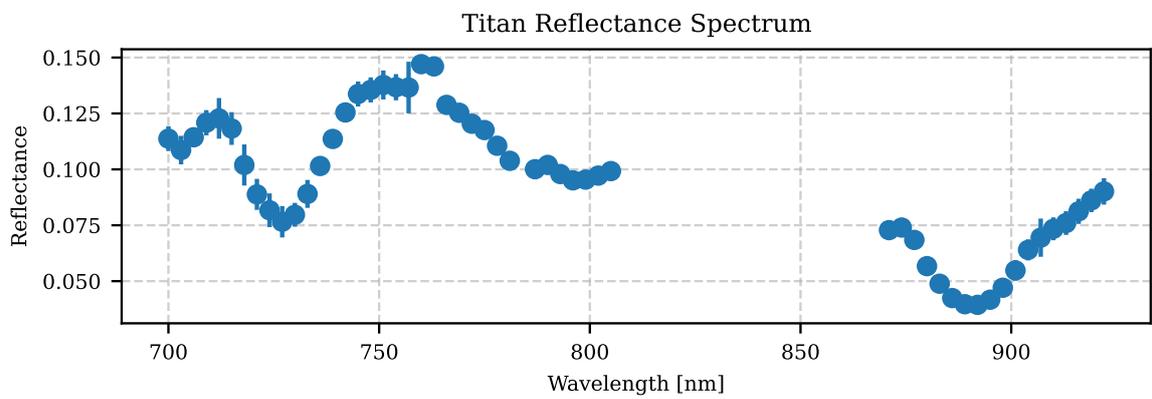
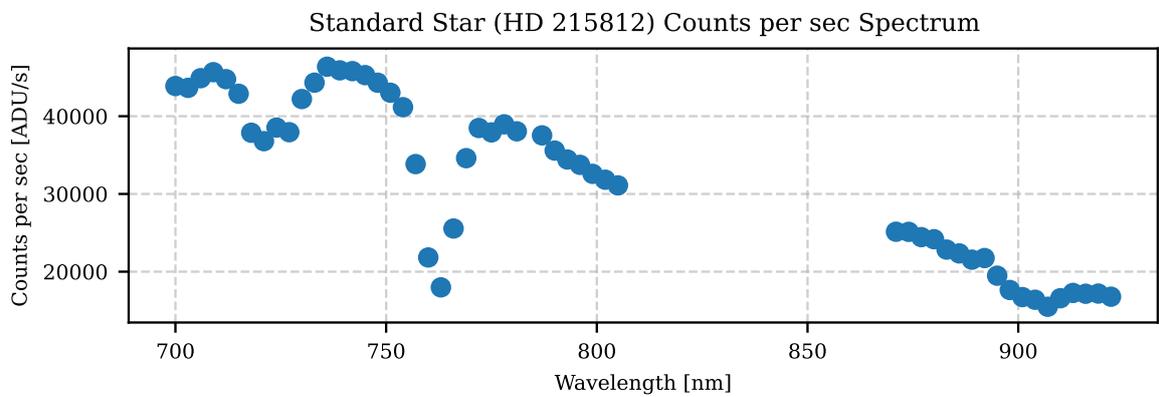
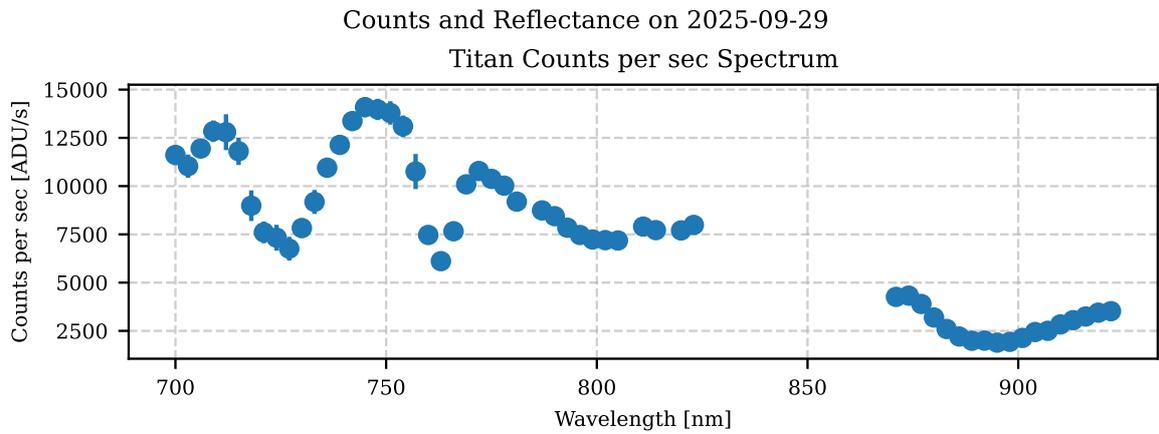


図 A.23 2025-09-29 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル

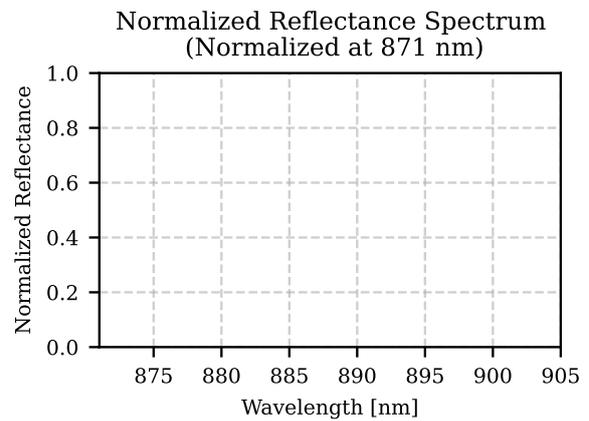
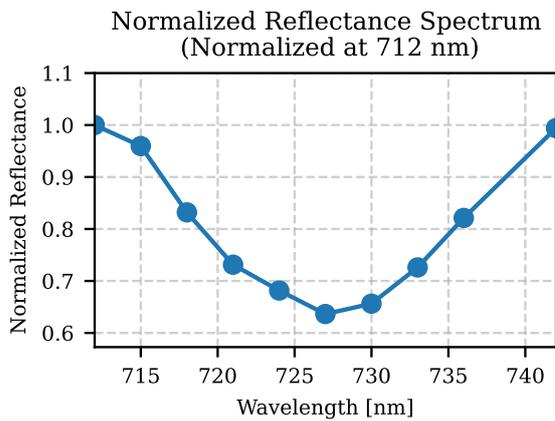
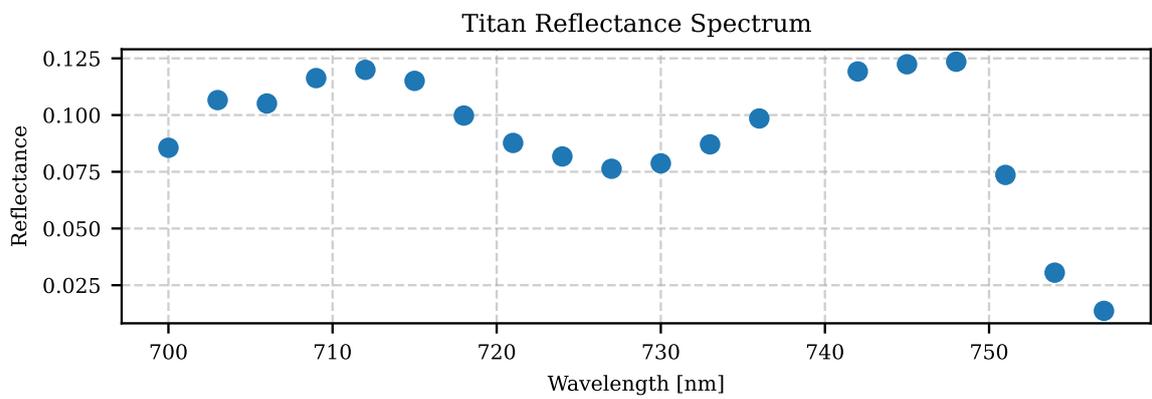
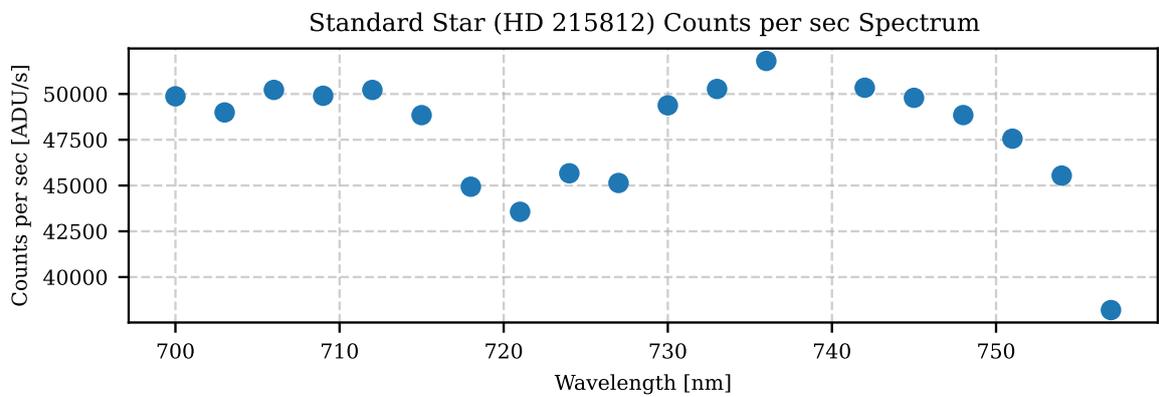
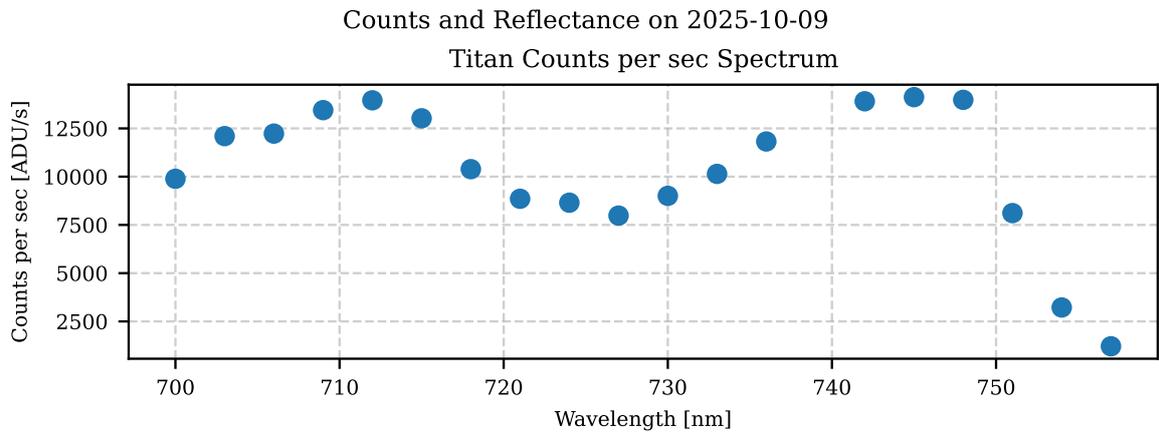


図 A.24 2025-10-09 の観測データに基づくカウント数と反射率スペクトル