

## S-520-19号機搭載 Helium Emission Monitor による プラズマ圏ヘリウムイオンの光学観測に関する研究

吉川 一朗\*・中村 正人\*・平原 聖文\*  
滝沢 慶之\*・山下 廣順\*\*・国枝 秀世\*\*  
山崎 孝\*\*・見崎 一民\*\*・鶴田 浩一郎\*\*\*

(1996年12月9日受理)

## Optical Observation of the Plasmaspheric Helium Ions by HEM on board Sounding Rocket S-520-19

By

I. Yoshikawa\*, M. Nakamura\*, M. Hirahara\*,  
Y. Takizawa\*, K. Yamashita\*\*, H. Kunieda\*\*,  
T. Yamazaki\*\*, K. Misaki\*\* and K. Tsuruda\*\*\*

**Abstract :** We report on the optical observation of resonantly scattered plasmaspheric He II (304Å) emission by a newly developed helium emission monitor (HEM) on board sounding rocket S-520-19. HEM is a normal incidence telescope consisting of a spherical Mo/Si multi-coated mirror, an Al/C thin-filter, and microchannel plates and exhibits high sensitivity at 304Å (~100cps/Rayleigh), high spatial resolution (2.5°), and contamination free from other major emission lines. The sounding rocket S-520-19 was launched from Kagoshima, Japan (131°05' E, 31°15' N) at 0100 LT on January 29, 1995. From an altitude of 220km on upleg HEM was directed to the white dwarf, Hz 43, which is located near the galactic north pole. This operation was mainly for observation of Hz 43 by the other onboard telescopes. During a scanning period (altitude 210–170km on downleg), the instrument's line of sight was changed to the dawnside of the Earth's limb. We compare the optical observation data by HEM with the intensity of He II emission calculated from models. Here we use a diffusive equilibrium model for predicting global He<sup>+</sup> distribution in the plasmasphere and the empirical model based on mass spectrometer and incoherent scatter data for quantifying thermospheric absorption rate. Best-fitted results indicate He<sup>+</sup> number density of 3700/cm<sup>3</sup> at the topside ionosphere and equatorial temperature of 8000K near the dawnside of the plasmopause. These values are consistent with recent

---

\* 東京大学大学院理学系研究科地球惑星物理学専攻

\*\* 名古屋大学理学部物理学科

\*\*\* 宇宙科学研究所

satellite observation under low Kp and low solar activity. At completion of the scanning operation, a distinct difference was apparent between calculated and observed intensity, probably due to contamination of multiply scattered He I (584Å) emission from the dayside ionosphere.

## 概 要

本論文では観測ロケット S-520-19 号機に搭載した Helium Emission Monitor によるプラズマ圏ヘリウムイオンの光学的観測について報告する。HEM は多層膜反射鏡と金属薄膜フィルタ、マイクロチャンネルプレートという光学部品から構成され、ヘリウムイオンが散乱する極端紫外光に高い検出感度 ( $\sim 100$  cps/Rayleigh, 空間分解能  $2.5^\circ$ ) を持ち、他の共鳴光の混入が非常に少ない直入射型望遠鏡である。観測ロケット S-520-19 号機は鹿児島宇宙空間観測所から 1995 年 1 月 29 日午前 1 時に打ち上げられ、高度 220 km から観測を開始した。観測の前半は他の望遠鏡が銀河北極方向にある高温白色矮星 Hz 43 の観測を行うため、HEM の視線方向は他の望遠鏡と同様に固定されていた。その後下降時の高度 210–170 km の間にロケットの機軸を傾ける姿勢変更によって HEM の視線方向を移動させ、プラズマ圏ヘリウムイオンの分布を光学的に観測した。

取得されたデータの解析には拡散平衡モデルを使用し、プラズマ圏ヘリウムイオンの大局的な分布の導出を行った。またロケット高度から行う光学観測には中性大気による吸収が大きく影響するため、衛星による粒子の質量分析や IS レーダによる観測データから導かれた経験モデルを用いてその効果を定量化した。その結果、観測された散乱光の光量の変化はモデルから見積もられた光量の変化と非常によく一致していることが解り、このことから逆に電離圏上部におけるヘリウムイオンの密度とプラズマポーズ付近の温度をそれぞれ  $3700/\text{cm}^3$  および 8000 K と算出することができた。近年の衛星による直接観測データと比較するとこれらの値はプラズマ圏・電離圏の典型的な値であり、さらに観測時前後の地磁気活動度が非常に低かったことも考慮に入れると今回は磁気圏全体の活動度が低い状態を観測したと考えられる。また、観測視野を朝側地表付近に向けた時には、昼側電離圏から He I (584 Å) の多重散乱光が観測された。

## 第1章 序 論

地球電離圏の外側に磁力線に沿ってプラズマの密度が高い領域が存在することは 1960 年代に VLF 波伝搬の観測により明らかにされた [1]。VLF 波の通過して来た領域の電子密度を分散関係より推定すると地球赤道面では平均的に地球半径の 4 倍程遠くにこの領域の境界がある。この境界の内側をプラズマ圏と呼び、境界域をプラズマポーズと呼ぶ。1970 年代以降には、人工衛星による直接観測によりプラズマ圏の平均的な猫像が確認され、さらにイオン組成やその温度も明らかにされてきた。現在我々の理解しているプラズマ圏とは、太陽風が運んでくる磁力線と結合することのない閉じた磁力線によってそのプラズマの密度を保ち、磁気圏全体の対流と地球の自転による対流パターンの重ね合わせによりその大局的な形状が決定される領域であると考えられている [2]。

プラズマ圏の様子を明らかにする試みは光学観測からも行なわれた。これらは主に、プラズマ圏に存在するヘリウムイオンによって散乱された太陽光を検出する観測であり、1980 年代初頭までロケット [3], [4], [5], [6] およびアポロソユース計画を含む低高度衛星 [7], [8] を使って行なわれた。高度の制約から観測は全てプラズマ圏の内側から外側に測定装置を向け、プラズマ圏に存在するヘリウムイオンの総和を見るものであった。当時の観測器の能力は S/N 比または波長分解能、空間分解能に制約があったが、観測された結果は VLF 伝搬の観測や人工衛星による観測から得られた結果とよく一致していた。

これらの観測、特に人工衛星による直接観測ではプラズマ圏の存在を確認し、そのイオン組成・密度やプラズ

マポーズの平均的な位置等を明らかにしてきたが、磁気圏の活動に伴うプラズマ圏全体の形状変化やこの領域へのプラズマの注入、プラズマポーズの生成・消滅の過程に関しては未だ十分な研究がなされていない。特定の領域を限られた時間に観測する人工衛星からでは、時々刻々とその形状を変化させるプラズマ圏に起こる物理現象の時間変化と空間変化を弁別できないというのがその理由の一つである。

これらの問題を解決するために近年議論されている研究方法は、プラズマ圏をその外側から光学観測し大局的な形状変化を連続的に観測するという方法である。これは1970年代に行なわれた光学観測と同じように、プラズマ圏に存在する粒子の太陽散乱光を用いる方法であるが、プラズマ圏全体の変貌を連続的に観測するためには、当時よりもS/N比および波長分解能、空間分解能を一桁以上向上させた観測機器が必要となる。プラズマ圏で共鳴散乱される光の波長は主に極端紫外領域にあり、これらの光は物質に対する反射率が低いため、これまでの直入射の光学系では効率良く集光することは出来なかった。通常用いられる斜入射の光学系では十分な集光能力を得ることができず、また測定器自体も大きくなるため、極端紫外域でのプラズマ圏撮像装置は長い間その必要性が議論されながらも実現には至らなかった。我々は、反射鏡の表面に重元素と軽元素を交互に積層させた多層膜反射鏡や金属薄膜フィルタ等、近年の技術革新に伴って現われた新しい光学素子を極端紫外光にあわせて開発し、従来より1桁以上高い検出能力および波長分解能を持つ直入射型の極端紫外光望遠鏡の設計・制作を進めている。その第一歩として、宇宙科学研究所の観測ロケットS-520-19号機にヘリウムイオンから散乱される極端紫外光を検出するHelium Emission Monitor (HEM)を搭載し、プラズマ圏の光学観測を行なった。本論文では観測機器の構成・性能とプラズマ圏ヘリウムイオンの大局的な密度分布の導出について報告する。

## 第2章 太陽共鳴散乱光

1970年代に盛んに行われた人工衛星からの粒子観測により、地球のプラズマ圏の主な組成は水素イオン（プロトン）と一価に電離したヘリウムイオンであるということが明らかになった。さらに、プラズマ圏に存在するヘリウムイオンは太陽放射光を共鳴散乱していることも数々の光学観測により確認された。この章ではヘリウムイオンによる太陽放射光の共鳴散乱についてのレビューを行なう[9]。一般に、一価ヘリウムイオンの散乱光をHe II、ヘリウム原子の散乱光をHe Iと表記するので、以降でもこの表記に従う。

### 2.1. 一次散乱近似

粒子が特定の波長の光を選択的に吸収し再放出する性質を共鳴散乱、または共鳴蛍光と呼んでいる。前者は再放出したのち元の状態に戻る場合を、後者はそうでない場合を表す。図1に示すようにHe IIは前者に属する遷移 ( $1s^2S-2p^2P^0$ ) である。

大気による減光や再吸収が無視できる場合に視線方向  $L_{os}$  に散乱される光量は一般に次の式で近似される。

$$\begin{aligned} I &= 10^{-6} \times p \cdot \int_{\text{視線}} \int_{\text{輝線}} \sigma_{\nu} (\pi F_{\nu})_0 n(L_{os}) dv dL_{os} \\ &= 10^{-6} \times p \cdot (\pi F_{\nu})_0 f \left[ \frac{\pi e^2}{m_e c} \right] \int_{\text{視線}} n(L_{os}) dL_{os} \\ &= 10^{-6} \times p \cdot g \int_{\text{視線}} n(L_{os}) dL_{os} \end{aligned} \quad (1)$$

ただし

$$g = (\pi F_{\nu})_0 f \left[ \frac{\pi e^2}{m_e c} \right] \quad (2)$$

ここでは光量  $I$  を Rayleigh  $\left[ \frac{10^6}{4\pi} \text{ photons/sec/cm}^2/\text{str} \right]$  という単位で表す。  $(\pi F_{\nu})_0$   $[\text{sec}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}]$  は線心（輝線の中心）における太陽放射束、  $\sigma_{\nu}$   $[\text{cm}^2]$  は散乱粒子の吸収断面積、  $f$  は振動子強度と呼ばれる遷移に固有な値を表す。また、  $p$  は位相関数と呼ばれ散乱角分布を表し、  $n(L_{os})$  は粒子の数密度を表す。この式から、観測され得る光量は視線方向  $L_{os}$  に沿った粒子の柱密度に比例することが解る。

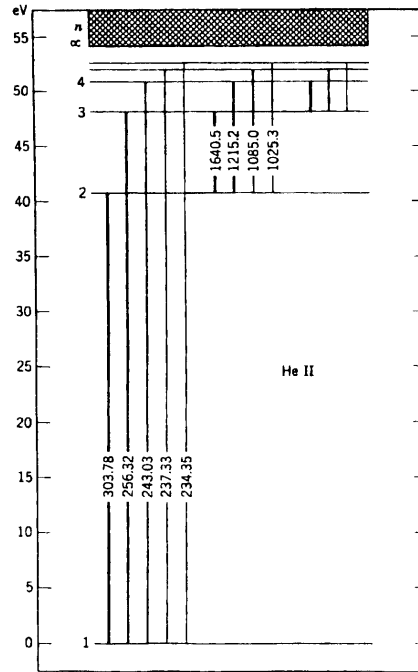
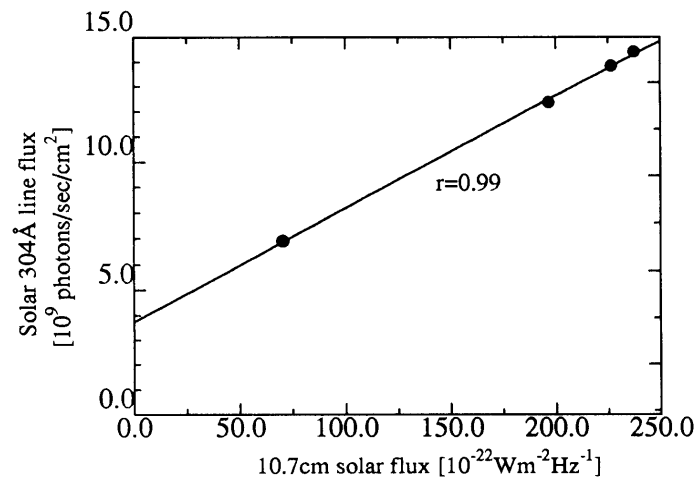


図1. ヘリウムイオンの準位図表

図2. Atmosphere Explore C, D, E 衛星の光学観測から得られた 10.7 cm ( $F_{10.7}$ ) と 304 Å ( $\pi F_{304}$ ) の太陽放射束の相関関係

304 Å の太陽放射束 ( $\pi F_{304}$  [ $10^9 \text{ photons sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ]) は太陽活動度に応じて変化し、10.7 cm の太陽放射束 ( $F_{10.7}$ ) と良い相関が有ることが知られている。この相関については過去に Atmosphere Explore C, D, E 衛星が観測を行っている。そのうち 1974 年から 79 年の結果を図 2 に示す [10]。

この図から解るように 304 Å の太陽放射束は大きく変化する。したがって散乱光の光量を算出するときには、線心における太陽放射束 ( $\pi F_{\nu}$ )<sub>0</sub> を  $F_{10.7}$  を用いて校正する必要がある。ここで、例として ( $\pi F_{304}$ ) =  $6.9 \times 10^9$  [ $\text{photons sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ] ( $\pi F_{10.7} = 71.0$ ) 時の  $g$  (通常  $g$ -factor と呼ばれる) を計算してみよう。まず ( $\pi F_{\nu}$ )<sub>0</sub> [ $\text{photons sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ ] と ( $\pi F_{304}$ ) [ $\text{photons sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ] の間には

$$(\pi F_{\nu})_0 = (\pi F_{304}) / \sqrt{\pi} \Delta \nu_n \quad (3)$$

の関係がある。ここで  $\Delta \nu_n$  は太陽放射光のドップラ幅を表し、 $\Delta \nu_n = 2.339 \times 10^{12}$  [Hz] であることが知られてい

る [11]. この式より, 線心における太陽放射束  $(\pi F_\nu)_0$  は  $1.6643 \times 10^{-3}$  [photons sec<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>Hz<sup>-1</sup>] と求まる. 振動子強度  $f$  は He II の場合  $f = 0.4162$  であるので,  $g$ -factor は  $1.54 \times 10^{-5}$  [photons sec<sup>-1</sup>] と求められる.

位相関数  $p(\theta)$  は次式で表される.

$$P(\theta) = 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{2}{3} - \sin^2 \theta \right) \text{ [str}^{-1}\text{]} \quad (4)$$

ここで,  $\theta$  は入射方向と散乱方向のなす角度を表し, この式は散乱に関する異方性を表す.  $P(\theta)$  は  $\theta = 0$  および  $180^\circ$  のとき, 最大で  $\frac{7}{6}$  となり,  $\theta = 90$  および  $270^\circ$  のとき, 最小で  $\frac{11}{12}$  となる.

## 2. 2. 一次近似の有効性

前節までは太陽共鳴散乱光を一次近似する方法を説明した. しかし, 散乱粒子の数密度が大きくなってくると高次散乱の影響が著しくなり, 先に挙げた単純な関係式が成り立たなくなる. 前節で述べた一次散乱近似が成り立つためには, 共鳴線に対する光学的厚み  $\tau$  が

$$\tau = \sigma_\nu \int n dL_{os} \ll 1 \quad (5)$$

を満たすことが必要である. 今, 極端な例として, 地球プラズマ圏にヘリウムイオンが  $4 \text{ Re}$  (地球半径) まで一様に分布しているとし, その数密度が  $1000/\text{cc}$  (高度  $500 \text{ km}$  の電離圏の典型的な値) であると仮定する. そのときの光学的な厚みを計算すると

$$\tau = \sigma_0 \int_{500 \text{ km}}^{4 \text{ Re}} n_{\text{He}^+}(L_{os}) dL_{os} = 9.32 \times 10^{-14} [\text{cm}^2 \text{ at } 1000 \text{ K}] \times 1000 [\text{/cc}] \times 4 \text{ Re} \approx 0.01 \ll 1$$

と極めて薄いことが解る. したがって, 上記の仮定よりも密度の低い実際のプラズマ圏においては先に述べた一次近似で十分に取り扱いえることが確認される. しかし, ヘリウム原子による共鳴散乱光 He I ( $584 \text{ \AA}$ ) に関しては, 高度が数千  $\text{km}$  まで光学的厚みが非常に厚いので ( $\tau \sim 10$ ), 高次散乱の影響を考慮しなければならない.

## 第3章 光量の見積もり

この章では, 地球プラズマ圏のヘリウムイオンから散乱される He II ( $304 \text{ \AA}$ ) の光量の見積もりを行う. 見積もりにはプラズマ圏のヘリウムイオンの大局的な分布を知る必要があり, ここでは拡散平衡モデル [12] を用いる. さらに, 中性大気による吸収の効果を MSIS (Thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data) モデル [14] を用いて定量化する.

### 3. 1. プラズマ圏ヘリウムイオンの大局的な分布

#### 3. 1. 1. 拡散平衡モデル

磁力線  $s$  に沿ってプラズマ圏の各イオン種 ( $j$ ) が圧力勾配と電場から受ける力, 地球の引力, 遠心力, ミラー斥力により釣り合いを保っているとした場合, 平衡状態として

$$-\frac{\partial P_j}{\partial s} + n_j [\pm eE - m_j \left( \left( \frac{GM_E}{r^2} \right) \hat{r} \cdot \hat{s} - (\Omega_E^2 a) \hat{a} \cdot \hat{s} \right) + F_{\parallel}] = 0 \quad (6)$$

が成り立つ. ここではプラズマ圏のイオン種 ( $j$ ) は  $\text{He}^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{H}^+$  と電子に限るものとする.

(6) 式の記号の意味は以下の通りである.

$$\begin{aligned} P_j &: \text{粒子種 } j \text{ の圧力,} & n_j &: \text{粒子種 } j \text{ の数密度,} & m_j &: \text{粒子種 } j \text{ の質量} \\ r &: \text{地球中心からの距離,} & a &: \text{地球の自転軸からの距離,} & E(s) &: \text{磁力線に沿った電場} \\ \Omega_E &: \text{地球の自転の角速度,} & M_E &: \text{地球の質量,} & F_{\parallel} &: \text{ミラー斥力 } (= \frac{BT_j}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial s}) \end{aligned}$$

さらに圧力に関して

$$P_j = n_j k_B T_j$$

を仮定すれば, (6) 式は

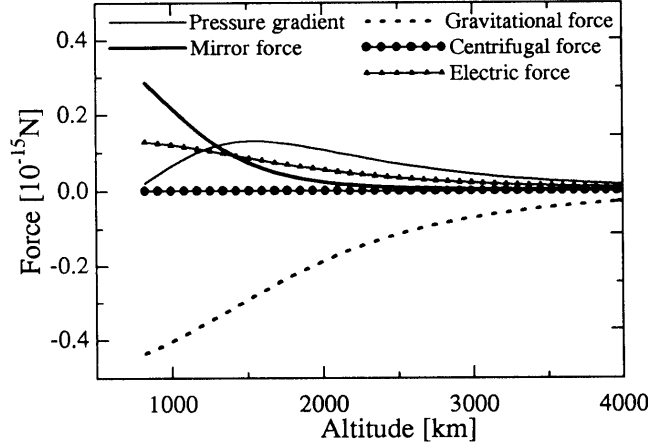


図3. L=2の磁力線にあるヘリウムイオンに働く力の大きさ

$$n_j(s) = n_j(l) \left[ \frac{B_s}{B_l} \cdot \frac{T_j(l)}{T_j(s)} \right] \exp \int_l^s \frac{eE(s) - m_j \left( \left( \frac{GM_E}{r^2} \right) \hat{r} \cdot \hat{s} - (\Omega^2 a) \hat{a} \cdot \hat{s} \right) ds}{kT_j(s)} \quad (7)$$

と書き表せる.  $s=l$  は境界点を表し, ここでは高度 500 km の電離圏上部を境界高度とする. ここで, プラズマ圏の温度  $T_j(s)$  と  $s=l$  における各イオンの密度が与えられ, さらに

$$\text{準中性条件: } n_e(s) = n_{O^+}(s) + n_{H^+}(s) + n_{He^+}(s) \quad (8)$$

を仮定すると,  $E(s)$  が  $s=l$  の点から順次求まり, 各イオンの密度  $n_j(s)$  を求めることができる. 例として,  $T_j(s) = 5000$  [K] と仮定した場合, L=2 の磁力線にあるヘリウムイオンに働く力を計算した結果を図3に示す.

図3から, 低高度では重力に対してミラー斥力と電場で釣合いを保ち, 高度が上がるにつれて圧力勾配で釣合いを保つことが解る.

### 3. 1. 2. 温度構造モデル

OGO-5 衛星によるプラズマ圏の温度観測の結果から, プラズマ圏の大局的な温度構造は

$$T(s) = T_0 + T_1 \left[ \frac{L-1}{L_0} \right]^\alpha \left[ \frac{l_L-s}{l_L} \right]^\beta \quad (9)$$

と表されることがわかっている [12]. ここで  $l_L$  は赤道面から電離圏上部までの磁力線の長さ,  $s$  は赤道面から測った磁力線の長さ,  $T_0$  は電離圏上部における温度,  $T_1$  は  $L$  と  $s$  に対する温度構造を決定するパラメータを表している. また同観測では  $\alpha = \frac{1}{2}$ ,  $\beta = \frac{1}{2}$ ,  $L_0 = 3$  が最も確からしい値であると報告している.  $T_0 = 1000$  [K],  $T_1 = 5000$  [K] と仮定した場合に式(9)から計算される温度構造を図4に示す. (9)式は, 地球の半径方向ではなく磁力線に沿って温度を決定しているにも関わらず, 図4から解るように全体の温度構造は半径方向に依存している. この傾向は, ISIS-1, 2 衛星による観測結果から導かれた経験モデルともよく一致している [13].

### 3. 1. 3. 境界条件

ここでは, 表1に示す様々な境界条件および温度構造を設定し, これらがどのようにプラズマ圏の密度分布に寄与するかを検討する.

Case 1 は中緯度地点における電離圏上部の標準的な値であり, case 2, 3 では  $n_{O^+}(l)$  と  $n_{H^+}(l)$  を case 1 に比べ半分または2倍にした. Case 4, 5 では  $n_{O^+}(l)$  もしくは  $n_{H^+}(l)$  を case 1 に比べて2倍にした. Case 6, 7 では温度構造へのモデルの依存性を検討するために, case 1 に比べ  $T_1$  だけを50%変化させた. Case 1 の条件を用いて L=2 の磁力線に沿った各イオンの密度分布を算出した結果を図5に示す.

この図から,  $He^+$  に比べて質量が大きい  $O^+$  は低い高度にしか存在せず(スケールハイト 90 km), また質量が小さい  $H^+$  はかなり高い高度まで存在する(スケールハイト 1800 km)ことが確認できる. また, case 1, 4-7 を

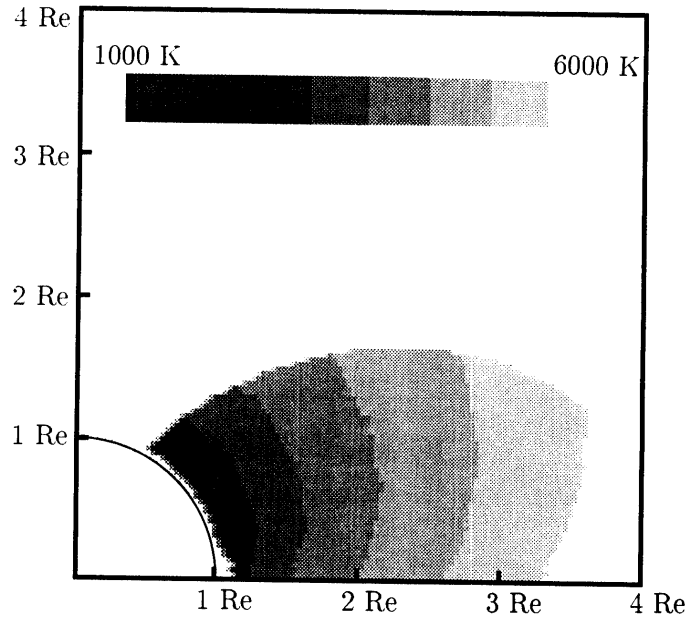


図4. OGO 5の観測から導かれたプラズマ圏の温度構造に関する経験モデル

表1. 光量の算出を行うために仮定した境界条件および温度構造

	$n_{He^+}(l)$ [/cc]	$n_{H^+}(l)$ [/cc]	$n_{O^+}(l)$ [/cc]	$T_1$ [K]	$T_0$
case 1	5,000	50,000	200,000	5000	1000
case 2	5,000	25,000	100,000	5000	1000
case 3	5,000	100,000	400,000	5000	1000
case 4	5,000	50,000	400,000	5000	1000
case 5	5,000	100,000	200,000	5000	1000
case 6	5,000	50,000	200,000	2500	1000
case 7	5,000	50,000	200,000	7500	1000

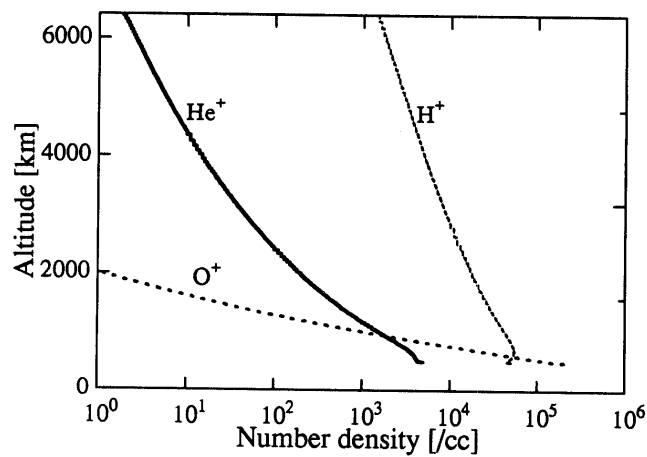


図5. Case 1を仮定して拡散平衡モデルを使用し, L=2の磁力線に沿った各イオンの密度を算出した結果

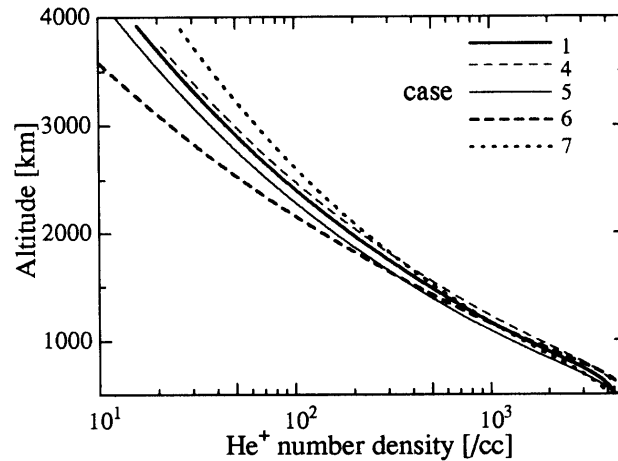


図6. Case 1, 4-7 を用いた場合に L=2 の磁力線上のヘリウムイオンの密度を算出した結果

表2. 観測位置 (鹿児島宇宙空間観測所)

経緯	北緯 31 度 東経 131 度
観測高度	500 km
観測時刻	午前 1 時

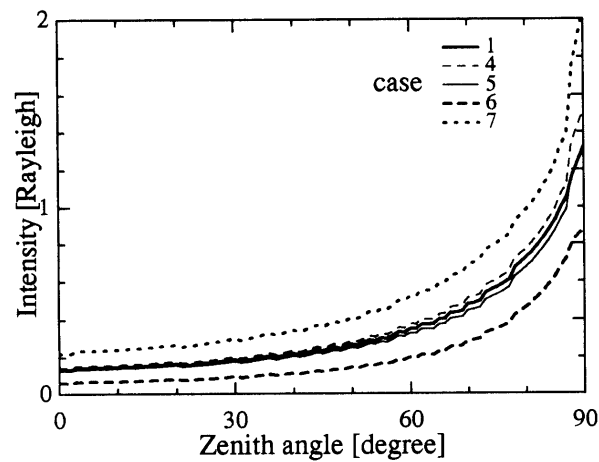


図7. 天頂方向から東方向に視線を移動させたときの光量の変化を Case 1, 4-7 を用いて算出した結果

用いて L=2 の磁力線に沿った密度を算出し、ヘリウムイオンの密度のみを表した結果を図6に示す。

ここで case 2 と 3 を用いた結果は、case 1 を用いたときと比べほとんど変化が無かったので省略した。Case 1 と case 4, 5 の結果の違いは主に電場から受ける力の違いによるものである。すなわち、電場  $E$  はその高度において多数を占めるイオンの質量により決定されるので、case 4 のように酸素イオンが多数存在する場合には  $E$  が大きくなり、質量が軽いヘリウムイオンはより高い高度まで拡散できることになる。逆に、case 5 のように水素イオンが多数存在する場合は、 $E$  が小さくなるのでヘリウムイオンは高い高度まで拡散できないことが解る。

ここで、第2章で説明した(1)式にしたがって光量の算出を行う。遮蔽高度を 150 km と仮定し、観測位置を表2のように設定する。

この地点で天頂方向(天頂角  $0^\circ$ ) から東方向(天頂角  $90^\circ$ , 方位角  $90^\circ$ ) に視線を変化させたときの光量の変化



を算出する。Case 1, 4-7を仮定したときの光量の変化を図7に示す。ただし、case 2と3に関しては、case 1を用いたときと比べほとんど変化がないので省略した。このcase 1-3の比較から $n_{O^+}(l)$ と $n_{H^+}(l)$ の比が同じであれば、散乱光の総量にはほとんど影響しないことが解り、そのため観測からは $n_{O^+}(l)$ と $n_{H^+}(l)$ の絶対量は求められないことが解る。

Case 1に比べ $O^+$ が多いため電場による拡散が大きいcase 4は、case 1を用いたときと比べ数%光量が多い。逆にcase 1に比べ $H^+$ が多いため電場による拡散が小さいcase 5では、case 1を用いたときに比べ数%光量が少なくなっている。この考察から、 $O^+$ もしくは $H^+$ のうち片方が2倍増えると算出される光量が数%程度は変化することが解ったが、実際の観測結果に大きく現れることは無いことが解る。Case 1とcase 6, 7を用いたときの結果を比較すると、温度構造に関するパラメータをcase 1に比べ50%変化させただけでも算出される光量に数十%の違いが見られる。このことから光量の算出にはプラズマ圏の温度構造への依存性が大きいことが解る。

### 3. 2. 中性大気による吸収の効果の見積り

散乱光の光量の見積もりには中性大気による吸収の効果を検討にいれなければならない。中性大気による吸収率 $A_{abs}$ は次式で表すことができる。

$$A_{abs} = 1 - \exp\left(-\sum_j \int_{\text{視線}} \sigma_j n_j(z) dz\right) \quad (10)$$

ここで $\sigma_j$ は中性大気 $j$ の吸収断面積を表す。粒子種 $j$ には、中性大気の主な組成であるOおよび $O_2$ ,  $N_2$ を考慮すれば十分であり、それぞれの $\sigma_j$ は

$$\sigma_{N_2} = 11.6 \times 10^{-18} \text{ [cm}^2\text{]}$$

$$\sigma_O = 9.7 \times 10^{-18} \text{ [cm}^2\text{]}$$

$$\sigma_{O_2} = 16.0 \times 10^{-18} \text{ [cm}^2\text{]}$$

である。

中性大気(O,  $O_2$ ,  $N_2$ )の分布を知るために、ここではMSIS (Thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data) モデルを採用する。これは衛星による粒子の質量分析やISレーダによる観測などのデータから導かれた中性大気に関する経験モデルであり、観測地点および $F_{10.7}$ , Ap indexを入力することにより中性大気の標準的な分布を知ることができる[14], [15], [16], [17]。例として、95年1月29日午前1時の表2に示した地点における中性大気の高高度分布をこのモデルを使って導いた結果を図8に示す。さらに図8の分布にしたがって(10)式から計算される天頂方向の吸収率 $A_{abs}$ と高度の関係を図9に示す。

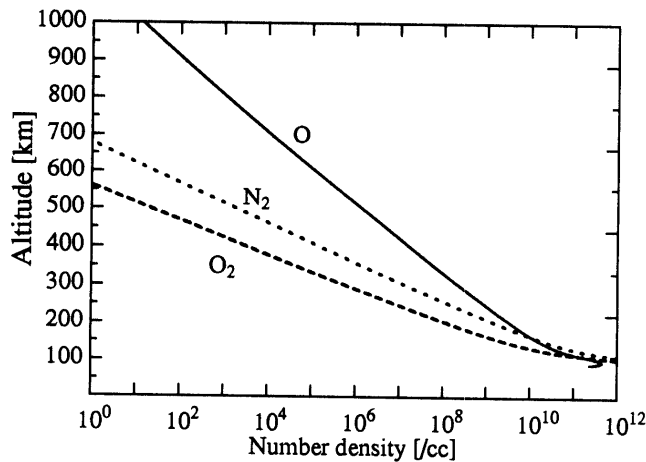


図8. MSISモデルから導いた $N_2$ ,  $O_2$ , Oの高高度分布

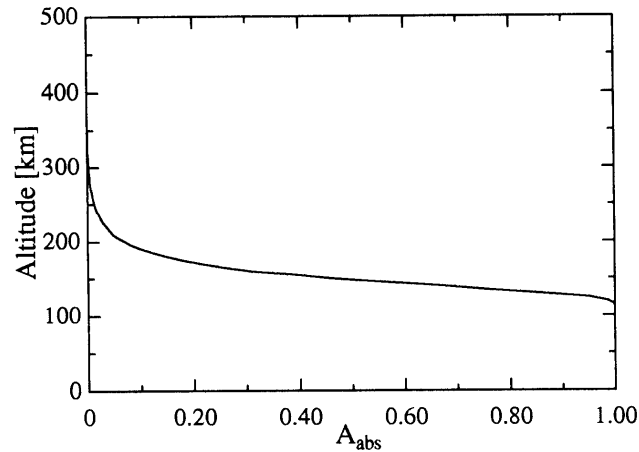


図9. 図8に示した分布から算出した天頂方向の吸収率  $A_{abs}$  と高度の関係

### 3. 3. 光量の算出

前述の拡散平衡モデルに温度構造モデルを組合せ、MSISモデルに基づいて中性大気による吸収効果を定量化することにより光量の算出を行うことができる。観測高度を200 kmに仮定して散乱光の光量を算出した結果を図10に天空図として示す。

ここで行った光量の算出は図10に示すように地理的な依存性が高い結果となった。まず、算出した散乱光の光量には東西にわずかな非対称が確認できるが、これは設定した観測時間が午前1時であることに起因する。次に、南北の非対称性については次のように解釈できる。つまり南南西の天頂に近い方向では視線がほとんど地球の影に隠れるので、視線上で太陽光が当たる領域に存在するヘリウムイオンの全量が少なくなり、その結果散乱光の光量も少なくなる。また、太陽光が当たり始める高度が比較的地表付近に近くなる北北東方向では、視線上で太陽光が当たる領域に存在するヘリウムイオンの全量が多くなるため、光量も多くなっている。

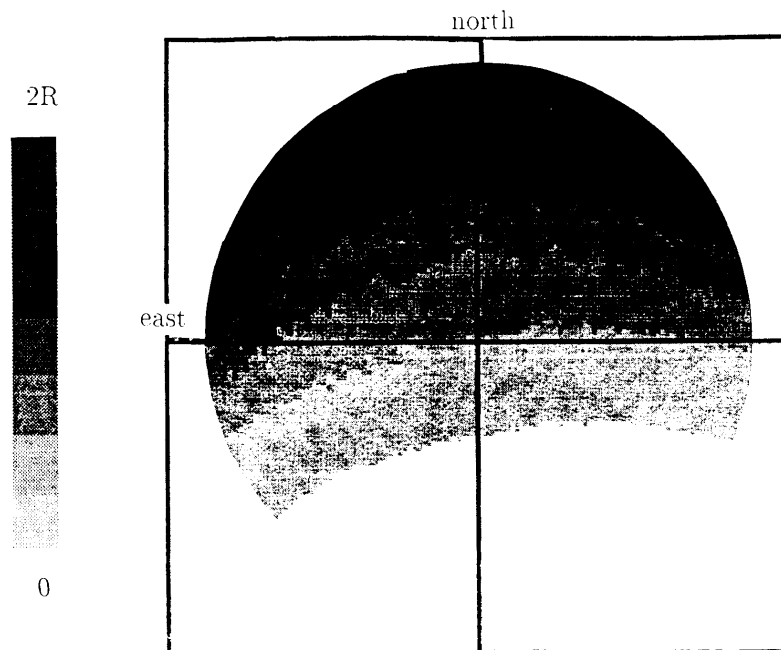


図10. 高度200 kmから観測されるHe II (304Å)の光量

## 第4章 観測機器概要

この章では観測ロケット S-520-19号機に搭載された観測機器 (Helium Emission Monitor) の構成および性能について説明する。HEM は直焦点に検出器をおいた軸外し直入射型望遠鏡である。図 11 には HEM の断面を模式的に示す。

光は左上方の開口部から観測器に入り、反射鏡により集光され、焦点面に置かれたマイクロチャンネルプレート (MCP) へ入射する。ジオコ罗纳として知られるライマン  $\alpha$  線等の長い波長の光は、MCP 前面に置かれたフィルタによって除去される。MCP で増幅された信号は、MCP 後段に置かれたアノードに検出された後、プリアンプを経て信号処理のための回路部に送られる。これらの光学部品に関する較正実験の結果は付録に記した。

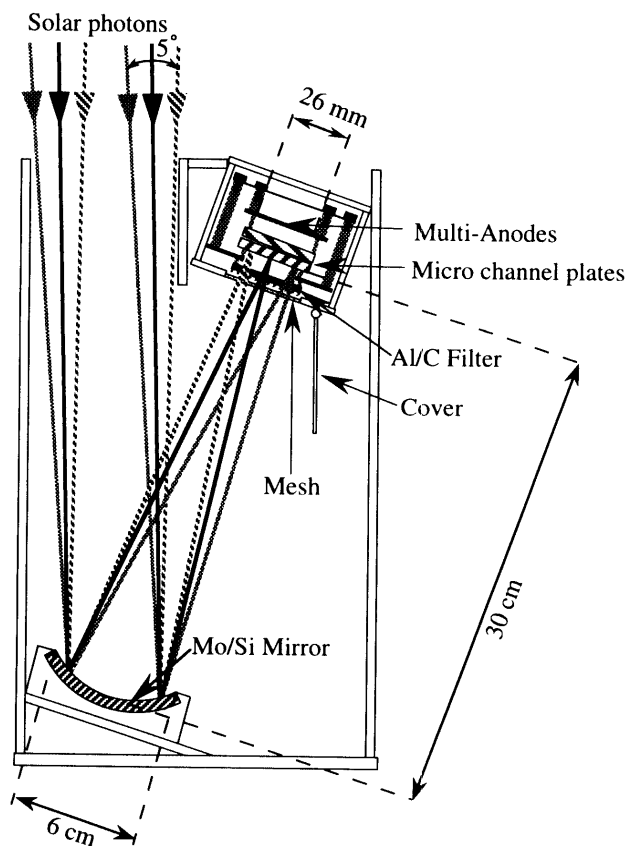


図 11. Helium Emission Monitor の模式図

### 4. 1. Mo/Si 多層膜反射鏡

反射鏡には、モリブデン (Mo) とシリコン (Si) から構成される直径 6 cm, 焦点距離 30 cm の多層膜反射鏡を用いた。多層膜反射鏡とは、ブラッグの反射条件を満たすように軽元素と重元素を交互に積層させることにより、通常は極めて低い短波長の光の反射率の増大をはかったものである。今回は Mo/Si の組を 20 層重ねた多層膜反射鏡を使用し、 $304 \text{ \AA}$  に反射率のピークを持つように設計した。理論的な反射率特性を図 12 に示す。較正実験を行った結果、 $304 \text{ \AA}$  における反射率は 22.1% であると結論した。また、多層膜反射鏡はその波長選択性により、さらに単波長でエネルギーの高い星の光などを除去する役割も兼ねている。

### 4. 2. Al/C 金属薄膜フィルタ

地球の電離圏・プラズマ圏には He II 以外にも幾つかの強い共鳴散乱線が存在する。表 3 にこれらの共鳴線と典型的な光量を記す。

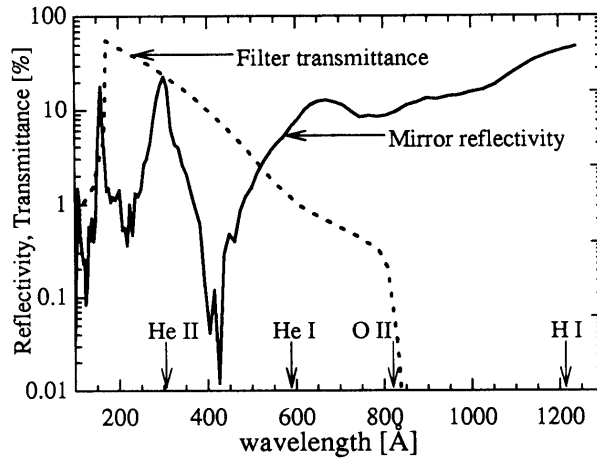


図12. 反射鏡の反射率とフィルタの透過率の波長依存性

表3. 電離圏・プラズマ圏からの主な共鳴散乱線

光	遷移	波長	光量 (昼間-夜間)(Rayleigh)
He II	$1s^2S-2p^2P^0$	304 Å (He <sup>+</sup> Lyman $\alpha$ )	30 - 0.1
He I	$1s^2^1S-1s2p^1P^0$	584 Å	300 - 1
O II	$2s^2 2p^3^4S^0-2s 2p^4^4P$	834 Å	400 - 10
H I	$1s^2S-3p^2P^0$	1026 Å (H Lyman $\beta$ )	40 - 10
H I	$1s^2S-2p^2P^0$	1216 Å (H Lyman $\alpha$ )	10k - 1k

表3に挙げた共鳴線は多層膜反射鏡の波長選択域より長い波長を持つため反射鏡の表面で全反射してしまう。そのため、これらの光の混入を反射鏡のみで除去することは不可能である。そこでこれらの長い波長の光を除去するために金属薄膜フィルタを検出器の前面に置き、波長の選択を行った。金属薄膜フィルタとは構成元素に特有の吸収端における急激な吸収の変化を用いて必要な波長を選択的に透過させるものである。Al (厚み 1500 Å) と C (厚み 270 Å) の金属薄膜フィルタは共に L 殻電子の吸収によりそれぞれ図13-1, 図13-2に示す透過率特

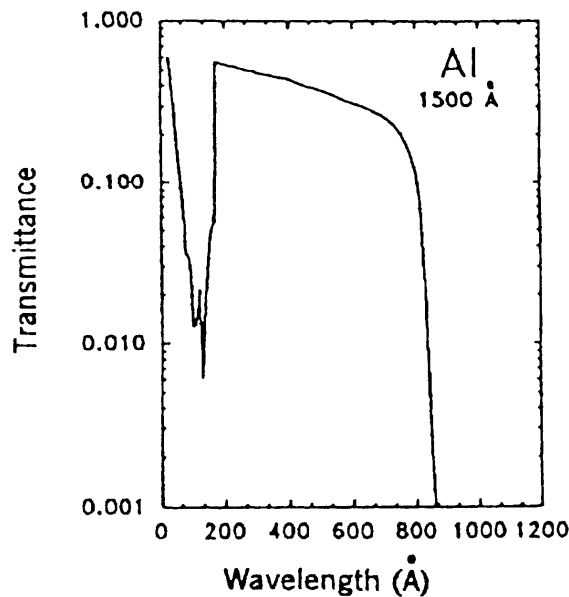


図13-1. Al (1500Å) の金属薄膜フィルタの透過率曲線

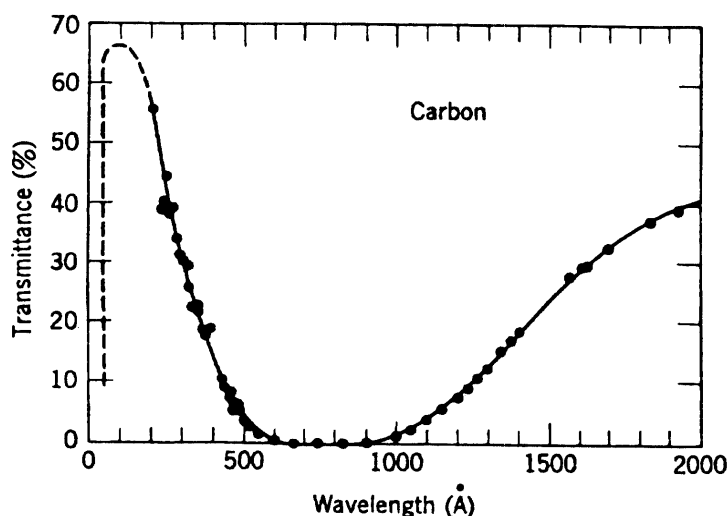


図 13-2. C (270 Å) の薄膜フィルタの透過率曲線

性を持つ。

この図から Al においては 170 Å 以下, C においては 400 Å から 1300 Å にかけて透過率が減少していることが確認できる。さらに, 図 12 に Al (厚み 1500 Å) と C (厚み 270 Å) から構成される金属薄膜フィルタの理論的な透過率特性を示した。図 12 から解るように He II (304 Å) および He I (584 Å), O II (834 Å), H I (1056 Å), H I (1216 Å) における透過率はそれぞれ 23% および 1.2%, 0.03%,  $\sim 10^{-6}\%$ ,  $\sim 10^{-8}\%$  であり, He II よりも通常 4-5 桁程光量が多い水素の Lyman  $\alpha$  線 (H I 1216 Å) を測定上無視できるレベルまで除去できることが解る。較正実験の結果から, Al/C 金属薄膜フィルタの 304 Å における透過率は 24.2% であると結論した。

#### 4. 3. マイクロチャンネルプレート

検出器にはマイクロチャンネルプレート (MCP) を使用した。MCP は二枚のプレートから構成され, 入射側と出射側の間に 2kV の電圧を印加した。各プレートにはそれぞれ  $27^\circ$  (一段目) と  $12^\circ$  (二段目) のバイアス角を付け, 一段目の表面には量子効率を上げるために Cs I を蒸着した。図 14 に MCP の量子効率に関する較正実験の結果を示す。

図 14 に示すようにこの測定は目的波長である 304 Å を含んではいない。しかし MCP の量子効率は極端紫外光領域においてほとんど一定であることが知られているので, この測定から 304 Å における MCP の量子効率を

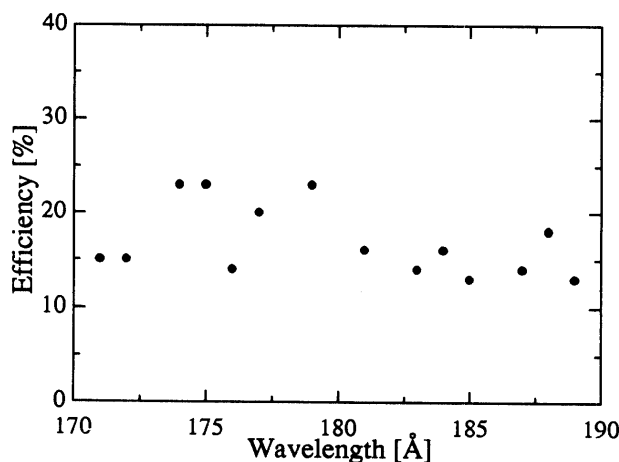


図 14. MCP の量子効率の波長依存性

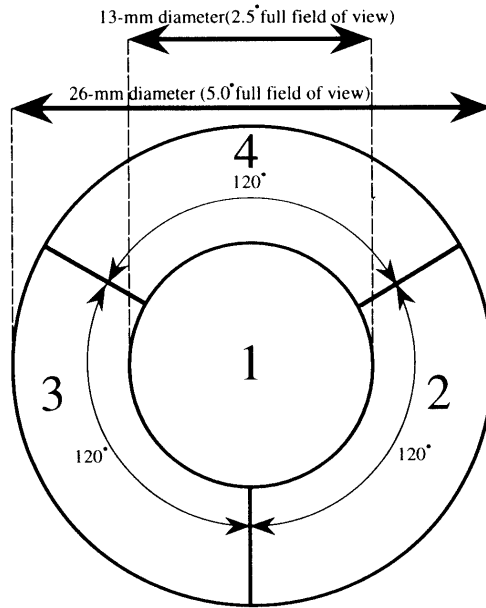


図 15. アノードの分割と視野角

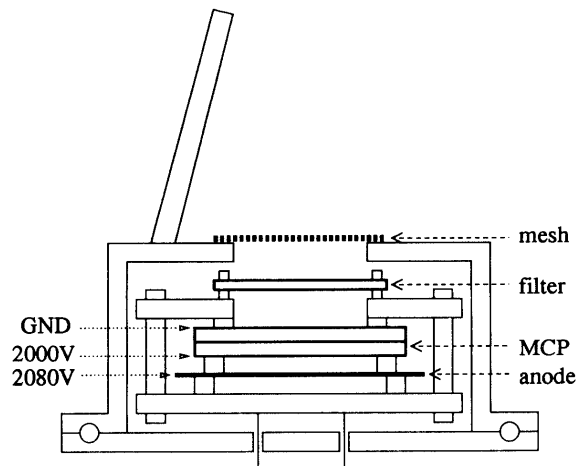


図 16. 検出器部の模式図

15%と結論した。また、MCPのダークカウントレベルは3 [cps]であることが解った。MCPの後段には、観測視野を分割するためにディスクリットアノード(図15)を置き、MCP後段とアノードの間には80Vの電圧を印加した。このようなアノードを用いることは、フィルタにピンホールが空いた時の対処法としても有効である。検出器部分については図16に模式図を示す。

#### 4.4. 観測機器の総合評価

HEM全体の検出効率の波長依存性は次式で表される。

$$\eta(\lambda) = \frac{\sigma \delta^2}{4} \cdot R_{\text{mirror}}(\lambda) \cdot T_{\text{filter}}(\lambda) \cdot E_{\text{MCP}}(\lambda) \times 10^6 \text{ [cps Rayleigh}^{-1}] \quad (11)$$

ここで $\sigma$ はHEMの開口面積[cm<sup>2</sup>]、 $\delta$ は視野角(半角)[rad]、 $R_{\text{mirror}}$ は反射鏡の反射率、 $T_{\text{filter}}$ はフィルタの透過率、 $E_{\text{MCP}}$ はMCPの量子効率を表す。(11)式から計算した検出効率 $\eta(\lambda)$ を図17-1に示す。

図17-1に示した検出効率と表3に挙げた光量を比較すると、O II (834 Å)とH I (1056 Å)、H I (1216 Å)

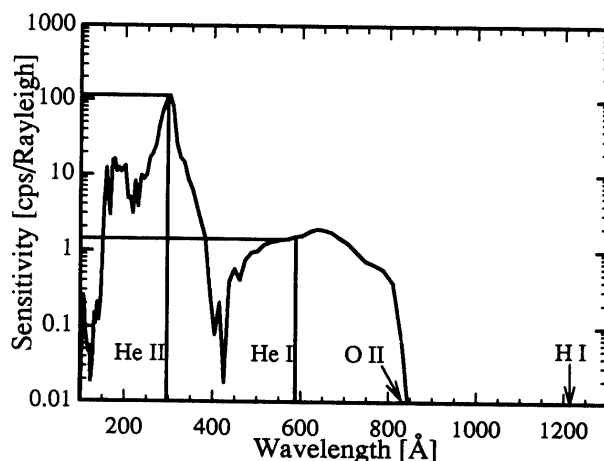


図 17-1. HEM の検出効率の波長依存性

表 4. HEM の総合性能

反射鏡の反射率	22.1%
フィルタの透過率	24.2%
MCP の量子効率	15%
開口面積	28.3cm <sup>2</sup>
視野角度	4.8° (全アノードの総和) 2.4° (中心アノードのみ)
効 率	105 cps Rayleigh <sup>-1</sup>
ダークカウント	3 cps

は完全に除去できることが確認できる。しかし、He II (304 Å) の観測には、この波長に近く光量も多い He I (584 Å) の混入が数%程度あると結論できる。表 4 に較正実験から結論した HEM の総合性能をまとめる。

次に、信号をノイズから分離するために必要なデータの積算時間  $T$  [sec] と観測対象の明るさ  $I$  [Rayleigh] との関係について説明する。観測器により検出されるカウント数は、散乱光による信号と MCP 内で発生したノイズの両方を含み、これらが入る間隔はランダムと考えられるから検出数の期待値はポアソン分布になる。そこで、単位時間当たりの MCP のノイズカウントの平均値を  $N_{dark}$ 、分散を  $\sqrt{N_{dark}}$  とし、検出されるカウント数、すなわちノイズカウントと信号との総和の平均値を  $N_{obs}$ 、分散を  $\sqrt{N_{obs}}$  とし、また検出数のデータは 200 Hz でサンプリングされるものとする

$$N_{signal} = N_{obs} - N_{dark} > 2 \sqrt{\frac{N_{obs}}{200 \times T}} \quad (12)$$

が信号をノイズから分離するための条件となる。(12) 式に

$$N_{signal} = \eta(304) \cdot I / 200, \quad N_{obs} = (\eta(304) \cdot I + N_{dark}) / 200$$

を代入し得られた結果を図 17-2 に示す。

図 17-2 から、例えばノイズと信号を 1 秒間で分離するには 0.09 Rayleigh が限界であることが解り、より少ない光量を検出するためにはさらに長い積算時間を必要とすることが解る。この検出限界の光量は第 3 章で行なった見積もりよりも十分に小さいことから、この観測器は十分な S/N 比を有すると結論した。

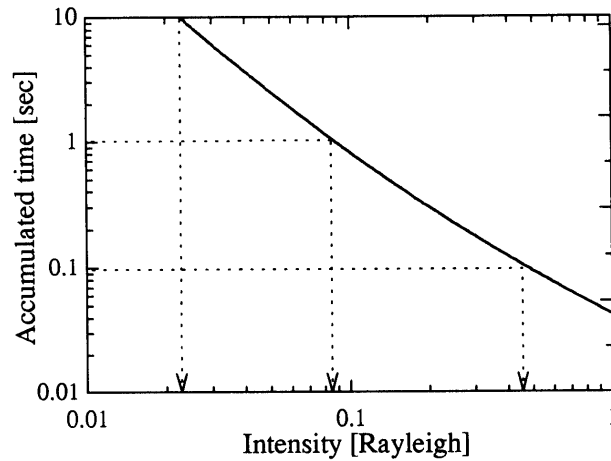


図 17-2. 対象の明るさと信号をノイズから分離するために必要な積算時間の関係

## 第5章 S-520-19号機による観測

この章では HEM を搭載した S-520-19 号機についてその概要を述べ、観測結果を報告する。

### 5.1. 観測目的および観測機器概要

観測ロケット S-520-19 号機に搭載された観測機器は NIT 1 と NIT 2, UVT, LAP, HEM である。NIT 1 および NIT 2, UVT では天体観測を行った。これら 3 台の望遠鏡の観測対象は  $100\text{--}200\text{ \AA}$  の波長域で最も明るい天体である高温白色矮星 Hz 43 であり、この観測は名古屋大学理学部および国立天文台により行なわれた。これ

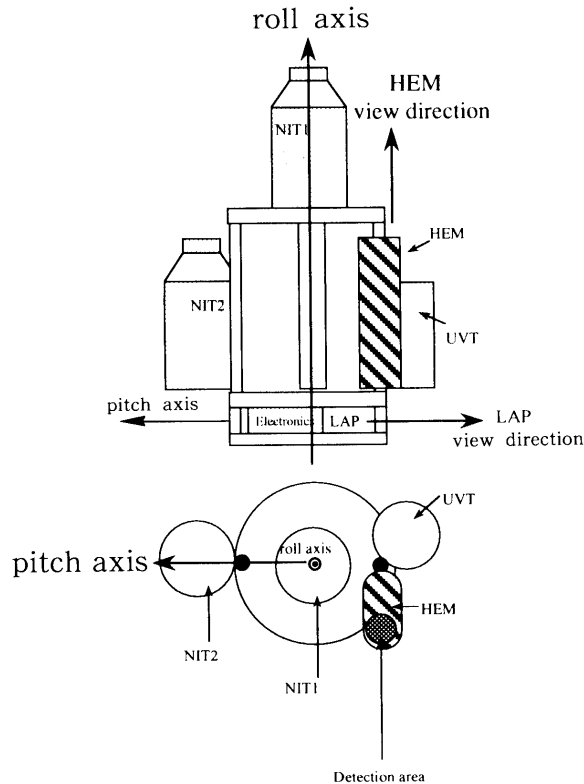


図 18. S-520-19 号機に搭載された HEM と NIT 1, NIT 2, UVT, LAP の配置およびロール軸とピッチ軸を表した模式図



ら3台の望遠鏡の詳細は付録2に記した。また、水素吸収セルと呼ばれる測器を用いたLAPは、地球のジオコロナ(H I 1216 Å)の観測を目的とし、その視線方向がロケットの機軸と垂直になるように取り付けられた。

Hz 43の観測のために観測の前半(打上げ後100秒~440秒)はHz 43方向に望遠鏡の視線を固定した。Hz 43は赤道座標系( $\alpha, \delta$ ) = (13<sup>h</sup>16<sup>m</sup>08<sup>s</sup>, 29°07'34")に位置し、打上げ地点からは天頂角51.5°, 方位角75.0°の方向にある。観測の後半は、ロケットの軸を傾けるロールスキャンおよびピッチスキャンと呼ばれるオペレーションを行なった。このオペレーションによるロケットの姿勢変化によりHEMの視線方向が変化し、プラズマ圏のヘリウムイオンの空間分布を光学的に観測することが可能となった。

HEMを含めた5つの観測機器の配置を図18に示す。ロケット打上げから80秒後に、格納されていた3つの観測機器(NIT 2, UVT, HEM)を、視野にNIT 1が入らない位置まで展開した。ロケットに固定された座標軸であるピッチ軸およびロール軸について図18に示す。

## 5. 2. フライトオペレーション

S-520-19号機の打上げ日時・地点を表5に示す。

表6に打上げ時刻からのフライトオペレーションを記す。

表5. S-520-19の打上げ日時・地点

打上げ日時	1995年1月29日 午前1時(日本時間)
打上げ地点	鹿児島宇宙空間観測所(北緯31°15' 東経131°05')

表6. フライトオペレーション

X+秒	オペレーション
0	打上げ
30	LAP ヒータ作動
57	HEM と NIT 1, NIT 2 の検出器の窓開け
63	Hz 43 視線移動開始
64	UVT の高圧およびフィルターモータ作動
80	HEM と UVT, NIT 2 を展開
100	Hz 43 に視線固定; HEM と NIT 1, NIT 2 の高圧作動(観測開始)
390	ロールスピンの開始
440	ロールスピンの終了; ピッチスキャンの開始
460	ピッチスキャンの終了
490	観測機器の切り放し(観測終了)

X+390-440秒にかけて行なったロールスキャンとは、図19に示すようにロール軸のまわりにロケットを50秒で一回転させる姿勢変更である。

この間はHEM全体の視線方向は変化しないが、1を除く2-4の三つのアノードの視野が変化する。このオペレーションは主にLAPの視線方向を変化させるために行なった。X+440-460秒にかけて行なったピッチスキャンとは、図19に示すようにピッチ軸のまわりにロール軸(機軸)を傾けることでロケット回収のためのパーベキュースピンの移行するために行なった姿勢変更である。この間にHEMの視線方向は天頂角が51.5°から79.5°へ方位角が75.0°から95.3°へ変化し、朝側の地表付近に移動した。次章で後述するように、このオペレーションの間に得られたデータからプラズマ圏ヘリウムイオンの大局的な密度分布を導出することが可能となった。

ロケット打上げ後の経過時間[sec]とロケットの高度[km]を図20に示す。

ピッチスキャンの間の視野方向の変化を図21に、全体的な観測図を図22に示す。

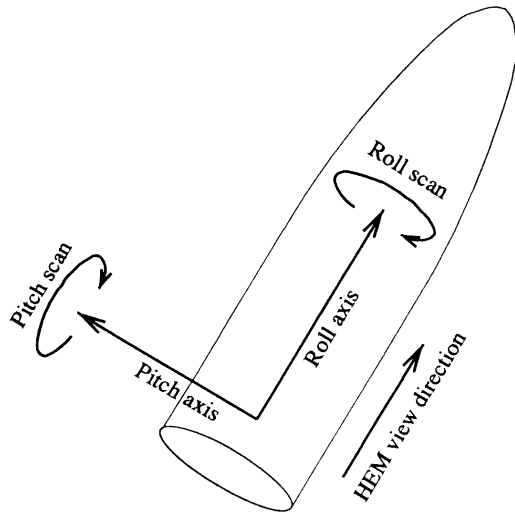


図 19. ロールスキャンおよびピッチスキャンによる姿勢変化

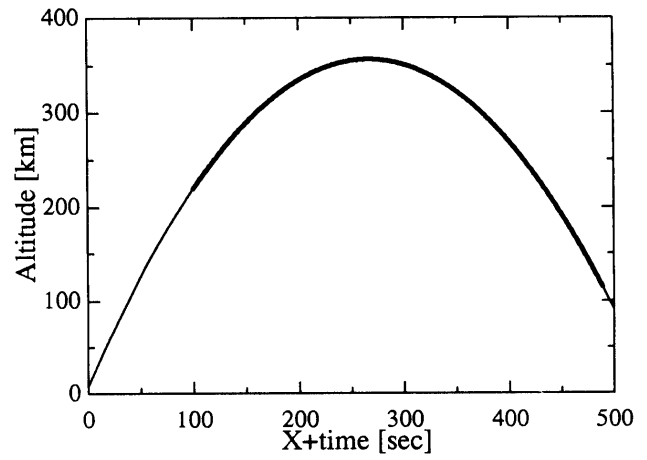


図 20. ロケット打ち上げ後の経過時間と飛行高度

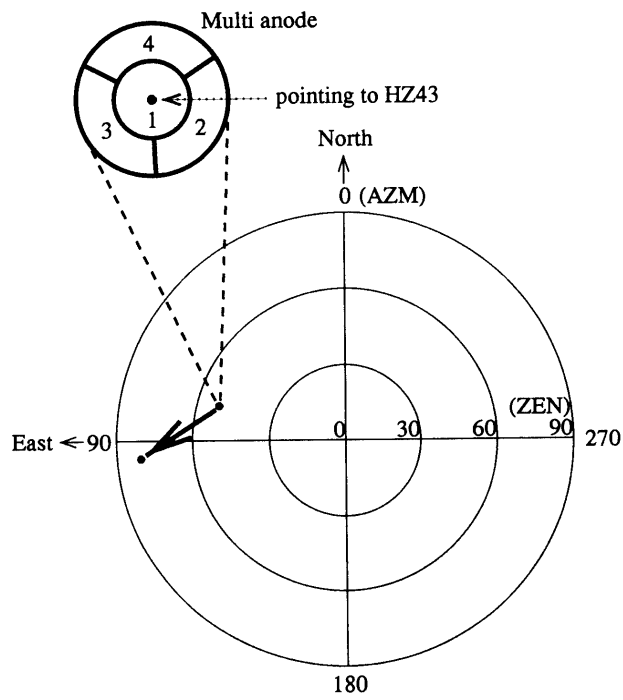


図 21. 打ち上げ地点から見上げたピッチスキャンの間の HEM の視野方向の変化

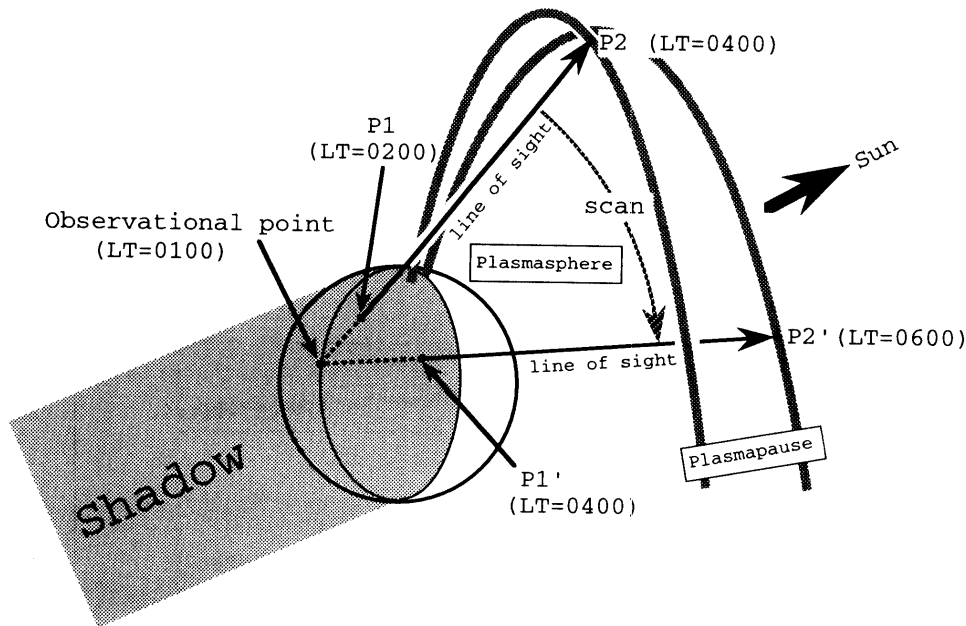


図 22. ピッチスキャンの間の HEM の視線方向の変化

5. 3. 観測日時前後の地磁気活動度と太陽放射束

観測日の地磁気活動度および 10.7cm 太陽放射束は、以下の通りであった。

$$K_p = 0 + F_{10.7} = 80.2 [10^{-22} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}]$$

観測日の前後 3 日間の  $K_p$  と  $F_{10.7}$  を図 23 に示す。

図 23 から解るように観測時を含む数日間は磁気圏の活動度は比較的 low、太陽放射光もほぼ定常な値を示していた。このことから今回は磁気圏の活動度が低い場合のプラズマ圏のヘリウムイオンの分布を観測したと考えられる。

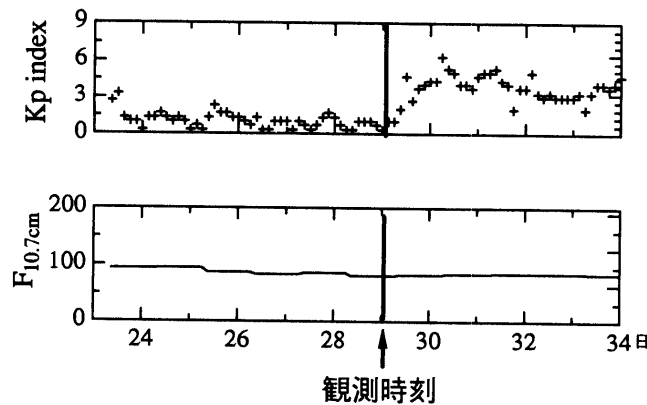


図 23. 観測日時前後の  $K_p$  と  $F_{10.7}$

5. 4. 観測結果

観測結果の概要を図 24 および図 25 に示す。図 24 は上段から順に HEM の各アノードから検出されたカウント数、HEM の高圧モニタ、ロケットのピッチ軸方向（天頂角，方位角），ロール軸方向（天頂角，方位角）を示し、図 25 には NIT 1 と NIT 2，UVT で検出された総カウント数を示す。図 26 には、X+200 秒以降に HEM の各アノードから検出されたカウント数および総カウント数を示す。

HEM の各アノードから検出されたカウント数をみると、X+155 秒に大きなピークがありそれから次第に減少していることが解る。これらの検出数の光の起源がプラズマ圏のヘリウムイオンからの散乱光であると考え

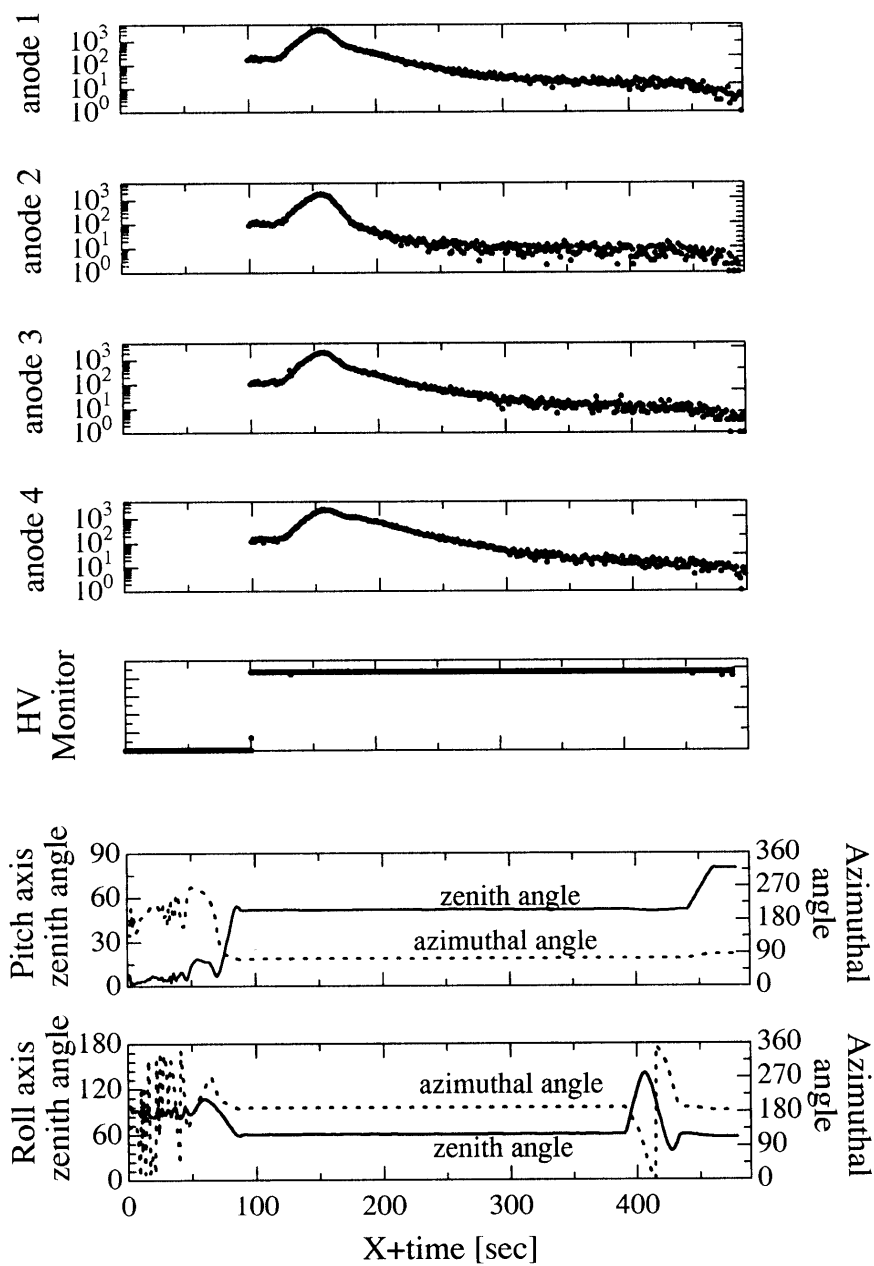


図 24. HEM の各アノードから検出されたカウント数および高圧モニタ、ロケットの姿勢に関する取得データ

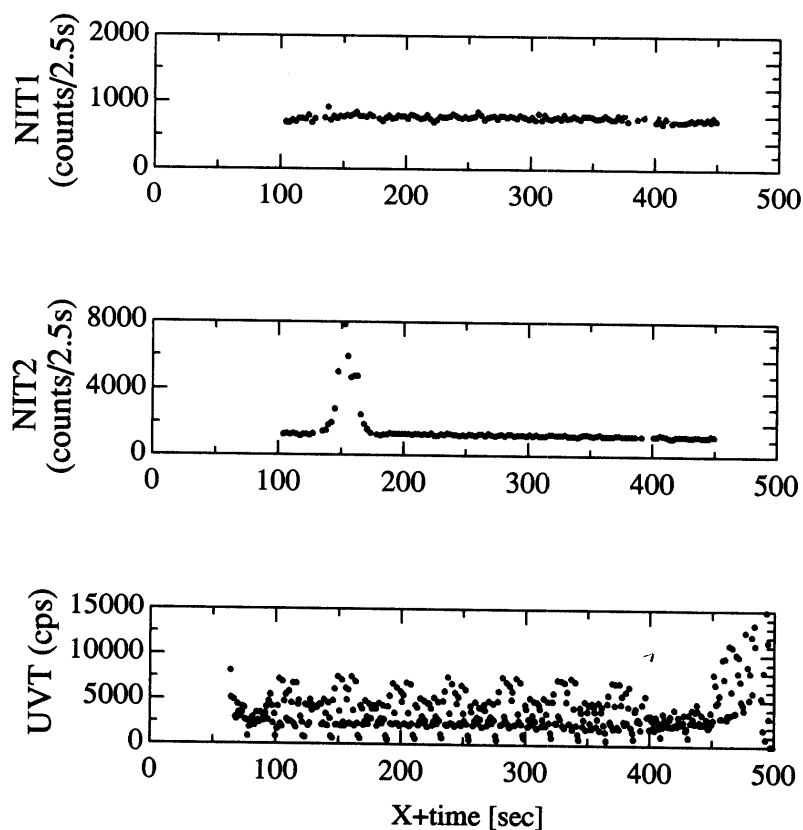


図 25. NIT 1 および NIT 2, UVT の取得データ

ならば、その平均密度は  $4000/\text{cc}$  を越えることになる。よって、この時間帯はプラズマ圏からの  $\text{He II}$  ( $304 \text{ \AA}$ ) だけを観測しているのではなく、他の起源の光を同時に観測していると考えられる。この起源については第 7 章で詳しく述べる。検出数は  $X+300$  秒以降には一定値に収束し、ピッチスキャン開始後に再び減り始め、スキャン終了後も減少し続けた。ロールスキャン ( $X+390$  秒 $\sim$ 440 秒) による姿勢変化に伴う各アノードからの検出数の変化は検出数が少ないために確認できなかった。

次章以降に行う取得データの解析にあたり、取得データを二つの時間帯に分ける。第一の時間帯は検出数が多く変動が激しい時間帯 ( $X+100$  秒 $\sim$ 300 秒) であり、この間には  $\text{He II}$  ( $304 \text{ \AA}$ ) 以外の光を同時に観測していると考えられる。第二の時間帯は検出数が一定値に収束しその後観測機器の視線方向を変化させるためにロールスキャンおよびピッチスキャンを行った時間帯 ( $X+300$  秒 $\sim$  $X+490$  秒) である。第 6 章においてまず本来の観測目的を達成したと考えられる第二の時間帯を扱い、第 7 章において他の信号が混入したと考えられる第一の時間帯を取り扱う。

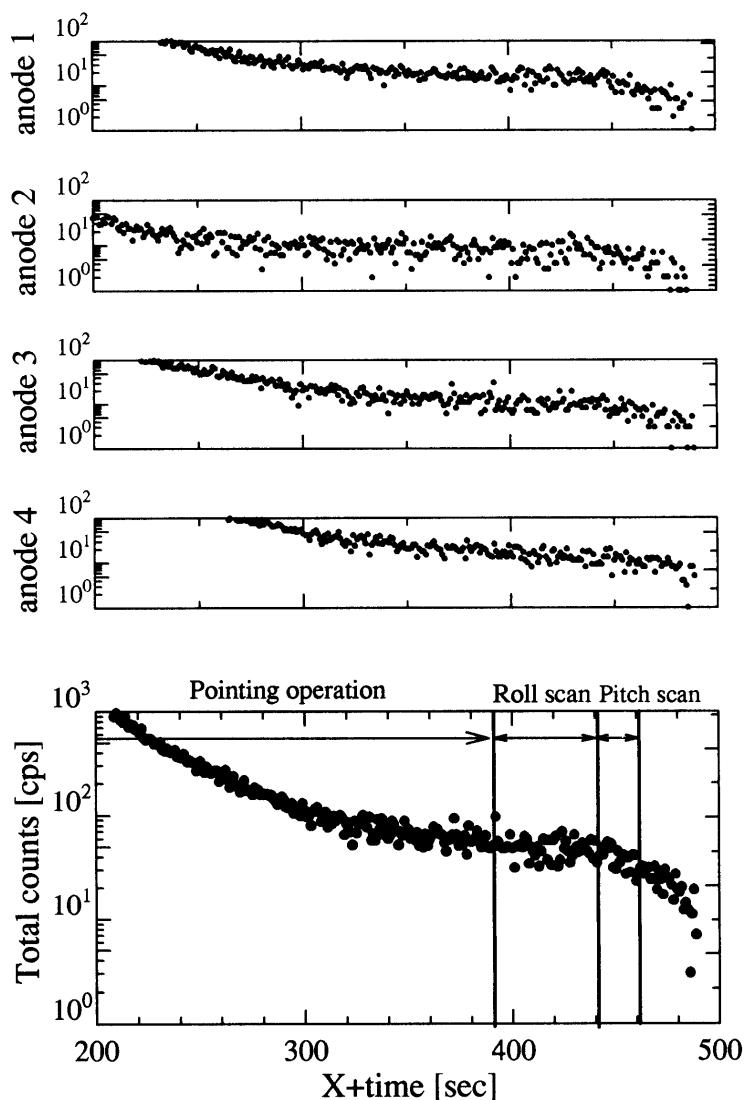


図 26. X+200 秒以降に HEM の各アノードから検出されたカウント数および総検出数の変化

## 第 6 章 X+300–490 秒間のデータの解析

### 6. 1. スキャンオペレーション間の取得データ

X+200 秒以降に各アノードから得られた検出カウント数および総カウント数を図 26 に示した。X+300 秒近傍から検出カウント数が一定の値に収束していることが確認できる。また、各アノードからの信号に有意な差は認められないので、以降データの信頼性を上げるため、すべてのアノードから得られた検出数の総和を使って解析を行なう。

### 6. 2. モデル計算

この章では、視線方向の変化に伴う HEM の検出数の変化を、第 3 章で述べたモデルを使って説明することを試みる。まず、観測日時の 10.7 cm の太陽放射束  $F_{10.7}$  を用いて  $g$ -factor の校正を行う。図 2 に示したデータを線形補間すると  $F_{10.7} = 80.2$  のときの 304 Å の太陽放射束は  $(\pi F_{304}) = 7.2 \times 10^9$  となる。この値を (2) と (3) 式に代入すると  $g$ -factor が  $1.54 \times 10^{-5}$  [ions $^{-1}$ sec $^{-1}$ ] と求まる。以降この値を採用し解析を行なう。

第 3 章では拡散平衡モデルのパラメータ依存性について考察を行った。その結果、 $n_{H^+}(l)$  と  $n_{O^+}(l)$  はその比

が一定であれば、それぞれの総量はプラズマ圏のヘリウムイオン分布にほとんど影響を及ぼさないことが解った。また、その比を変化させてもヘリウムイオンの分布に影響が表れはするが、散乱光の算出には大きく影響を及ぼさないことも解った。しかも電離圏では  $O^+ + H \leftrightarrow O + H^+$  の平衡状態が支配的であるため、両イオンの密度の比は大きくは変化しないことが知られている。そこで、以下に示すように中緯度電離圏の標準モデルに基づく各イオンの密度比を用い、以降これらのパラメータの比を固定して解析をすすめる。中緯度電離圏の標準モデルからは

$$n_{He^+}(l) : n_{H^+}(l) : n_{O^+}(l) = 1 : 10 : 40$$

と密度比を求めることができる [18]。

また、拡散平衡モデルはプラズマ圏の温度構造への依存性が高いことをすでに第3章で確認した。この温度構造を現実的な値にするために、これを決定するパラメータの一つである  $T_0$  (赤道面における電離圏上部の温度) を地方時刻に依存するように設定する。このパラメータ  $T_0$  は、MSIS モデルを用いることにより観測時の  $A_p$  と  $F_{10.7}$  から求めることができる。MSIS モデルから求めた各地方時刻における電離圏上部 (高度 500 km) の温度を図 27 に示す。

これらの設定の基に散乱光の光量を算出するにあたって、 $n_{He^+}(l)$  および  $T_1$  だけを変数として扱う。また、中性大気による吸収率  $A_{abs}$  を HEM の視線方向に沿って定量化した結果を図 28 に示す。

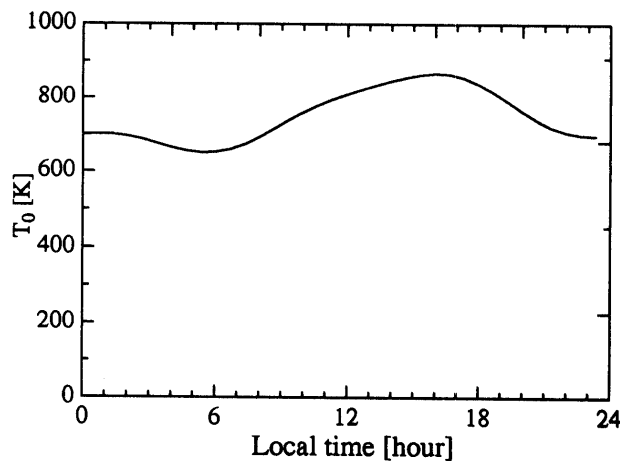


図 27. MSIS モデルから求めた電離圏上部 (500 km) の温度の地方時依存性

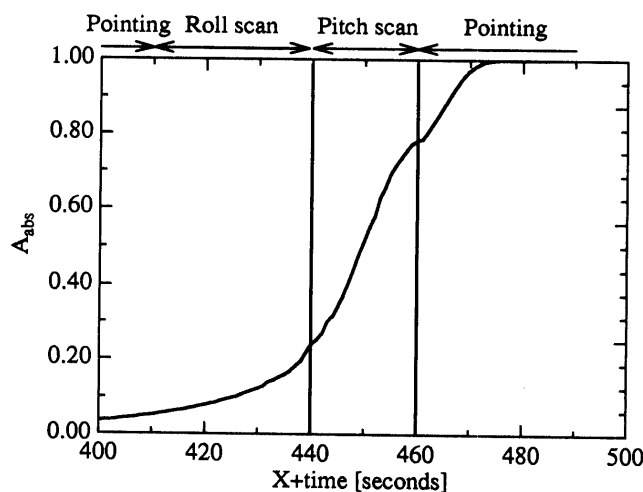


図 28. HEM の視線方向に沿った中性大気による吸収率  $A_{abs}$  を MSIS model から定量化した結果

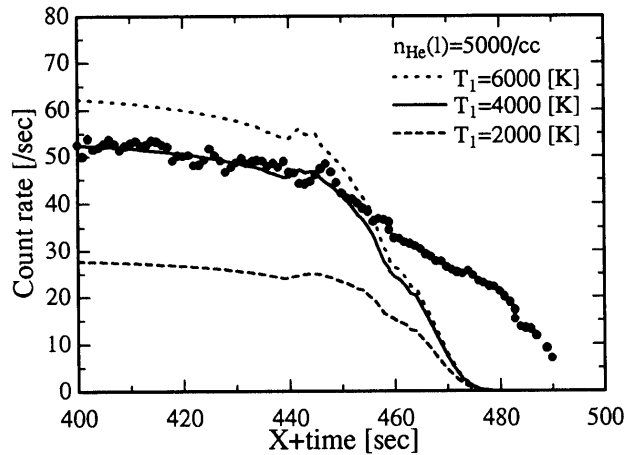


図 29-1.  $n_{\text{He}^+}(l) = 5000/\text{cc}$  と仮定し、適当な  $T_1$  を設定して算出した光量と観測データの比較

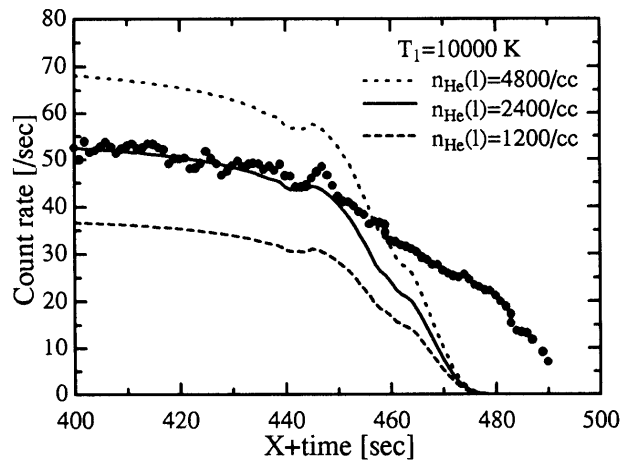


図 29-2.  $T_1 = 10000 \text{ K}$  と仮定し、適当な  $n_{\text{He}^+}(l)$  を設定して算出した光量と観測データの比較

この図から、観測の後半におけるロケットの高度では中性大気による吸収の影響が大きいため視線方向を下げると急激に吸収率が大きくなることが確認できる。

計算の手順としては、まず  $n_{\text{He}^+}(l)$  を固定し、さまざまな  $T_1$  を用いて光量を算出し、これらを観測データと比較する (図 29-1 の例では  $n_{\text{He}^+}(l) = 5000/\text{cc}$ )。

この図から、電離圏上部の  $\text{He}^+$  の密度を仮に  $5000/\text{cc}$  とした場合には  $T_1 = 4000 \text{ [K]}$  とするのが観測データとよく一致していることが解る。逆に、 $T_1$  を固定し、さまざまな  $n_{\text{He}^+}(l)$  を用いて光量を算出し、観測データと比較した結果が図 29-2 である (図 29-2 の例では  $T_1 = 10000 \text{ K}$ )。

このようにまず 2 つのパラメータ、つまり  $n_{\text{He}^+}(l)$  および  $T_1$  のうち片方を固定すれば、観測データと一致する他方のパラメータを見つけ出すことが可能であることが解る。先に示した例のように観測データと一致するパラメータの組を見つけ出し、それを  $(n_{\text{He}^+}(l), T_1)$  としてプロットしたものを図 30 に示す。

図 30 に示した  $(n_{\text{He}^+}(l), T_1)$  の中から最終的に一組の  $(n_{\text{He}^+}(l), T_1)$  を選ぶために、さらに赤道面における電子密度の経験モデルを用いることにする。まず、ヘリウムイオンの空間分布を求める際に用いた拡散平衡モデルから、赤道面における電子密度を算出する。各  $(n_{\text{He}^+}(l), T_1)$  を用いて赤道面上の  $L = 2.25$  地点における電子密度を求め、それらをコンターラインとして図 30 のグラフに重ねて示した結果が図 31 である。

次に、赤道面の電子密度  $N_e$  に関する経験モデルを使用する。ここで用いるモデルは ISEE 1 とホイッスラー波伝搬の観測から求められた経験モデルであり、(13) 式で表される [19]。



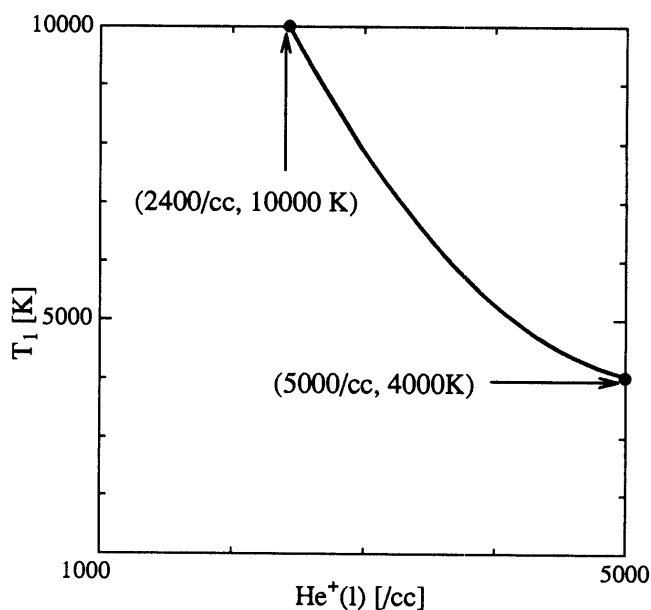


図 30. モデルが観測データと一致する場合に仮定した  $n_{He^+(l)}$  と  $T_1$

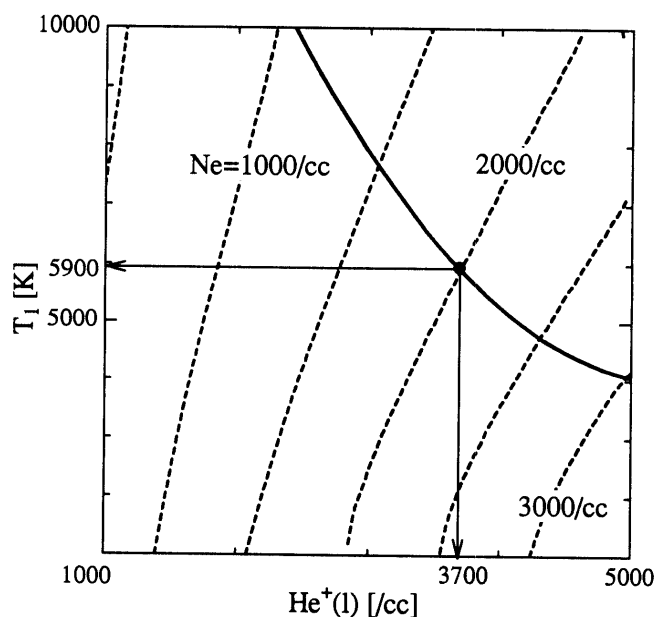


図 31. 赤道面上の  $L=2.25$  の地点における電子密度  $N_e$  を拡散平衡モデルから算出した結果 ( $N_e=2000/cc$  は Carpenter の経験モデルから算出した値)

$$\log N_e = (-0.3145L + 3.9043) + \left[ 0.15 \left( \cos \frac{2\pi(d+9)}{365} - 0.5 \cos \frac{4\pi(d+9)}{365} \right) + 0.00127\bar{R} - 0.0635 \right] \exp \left[ -\frac{(L-2)}{1.5} \right]$$

ただし

$$2.25 < L < 4$$

(13)

ここで  $\bar{R}$  は過去 13 カ月間の太陽の黒点数の一日あたりの平均値,  $d$  は 1 月 1 日からの日数を表す. この経験モデルから, 観測を行った日時の赤道面  $L=2.25$  における電子密度を求めると  $2000/cc$  になる. 図 31 に示した  $N_e=2000/cc$  のコンターラインと実線の交点から,  $n_{He^+(l)} = 3700/cc$  および  $T_1 = 5900K$  と求められる. 前者の

値は高度 500 km におけるヘリウムイオンの密度が 3700/cc であったことを示し、この値は近年の電離圏観測の値と矛盾しない値である。また、この  $T_1$  の値を第 3 章で紹介した温度構造モデルに当てはめると、朝側のプラズマポーズ付近の温度が約 8000 [K] と求まる。この値も過去の衛星のデータ [20] と比較して妥当なものである。

### 6. 3. 考 察

モデルに適切な値 ( $n_{He^+}(l) = 3700/cc$ ,  $T_1 = 5900/cc$ ) を用いて算出した光量と観測値は X+460 秒まで良く一致している。この両者のパラメータの値は近年の衛星観測のデータと比較して妥当な値であることから、今回のロケット観測はプラズマ圏の典型的な状態を観測したと解釈できる。しかし、X+460 秒以降には両者の間に差が生じている。ここではその原因について考察をする。特に、X+470 秒以降は、中性大気による吸収の効果が大きくなるため散乱光はほとんど観測器まで到達できないはずであるにもかかわらず、実際には有意な値を保っている。ここでは、X+460 秒以降に検出された光がヘリウム原子による散乱光 He I (584 Å) であると仮定して検討を進める。地球電離圏・プラズマ圏において観測されうる He I (584 Å) の起源については次の 2 つが考えられる。

- ・昼間側電離圏からの多重散乱光
- ・Interstellar wind 中の He による散乱光

まず、前者を考察するにあたり、視線方向の光学的厚さを考える必要がある。これを MSIS モデルから求めた結果を図 32 に示す。

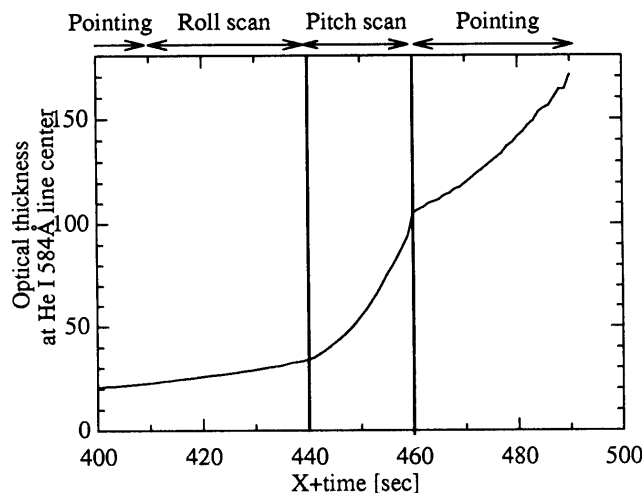


図 32. HEM の視線方向に沿って MSIS モデルから算出したヘリウム原子の線心における光学的厚み

X+440 秒からピッチスキャンを行なったことにより、視線方向の光学的厚みが急激に増したことが解る。また、X+440 秒までは HEM の視線上で太陽光があたっている領域は高度 2500 km 以上に限られていたが、X+440 秒以降は視線方向を変化させたため視線上の太陽光があたり始める高度が 1500 km 程度まで下降した。これらを考慮すると、昼間側電離圏からの多重散乱は無視できないと考えられる。光学的厚みが厚い場合の散乱光の光量の算出には、プラズマ圏全体の放射輸送方程式を解く必要があるが、ここでは He I (584 Å) に関する過去のロケット実験の紹介をするにとどめる。Young et al. [1971] [3] の行ったロケット実験は今回のロケット実験と似た観測状況 (太陽天頂角 134°, 観測高度 270 km) にあり、観測された He I (584 Å) の光量は約 4 Rayleigh であったと報告されている。この観測事実と HEM の 584 Å における検出感度 (2cps/Rayleigh) から、今回の観測における He I (584 Å) の混入は 8cps 程度であると解釈でき、今回の観測とよく一致する。

次に、Interstellar wind 中のヘリウム原子による散乱光について考察する。Interstellar wind については、黄経 71 度、黄緯 -7.5 度の方向に流れ [21]、そのイオン組成は光学観測によりヘリウム原子と水素原子が主成分であ

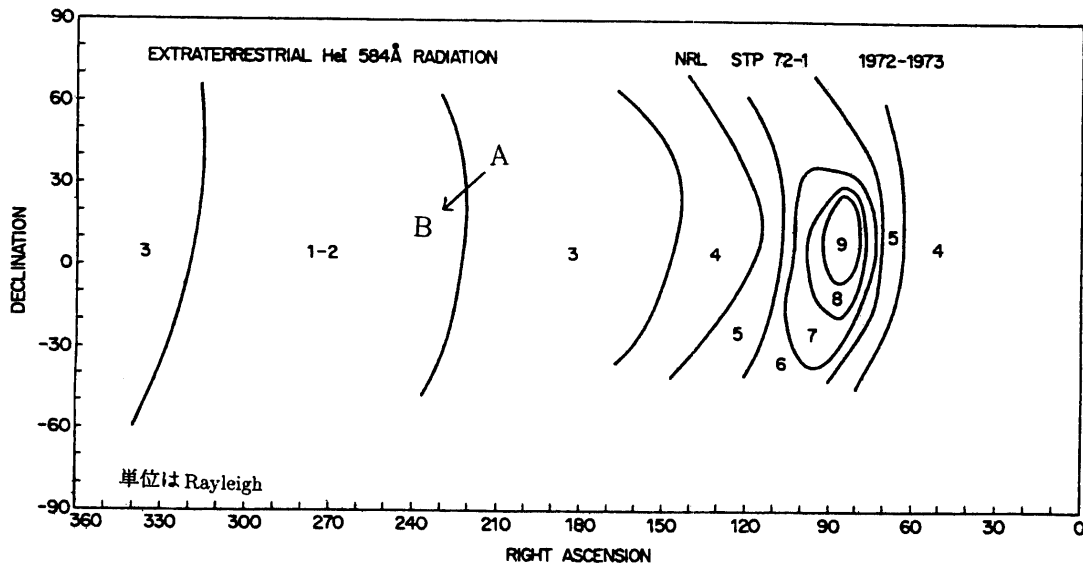


図 33. STP 72-1 satellite によって観測された Interstellar wind 起源の He I の光量

ると報告されている [22]. Interstellar wind 中のヘリウム原子による散乱光 He I (584 Å) の光量は地球近傍では STP 72-1 衛星により詳細に観測されている (図 33) [23].

Interstellar wind 中のヘリウム原子は 10~50 km/s の速度をもつため、実際に散乱される光の波長はドップラーシフトの影響により 584 Å から数十 mÅ ずれていることが解っている。そのため地球プラズマ圏・電離圏に存在する熱的なヘリウム原子はこの光をさらに散乱することはできない。よって、Interstellar wind 起源の He I は、プラズマ圏・電離圏において多重散乱されることがほとんどないため、直接検出器に到達すると考えることができる。今回の HEM の視線方向の移動を図 33 に表すと点 A から点 B への移動に対応する。図 33 から解るように視線方向の移動に伴い検出される He I の光量は減るはずであるが、実際にはそのようなことはなかった。また、今回の観測高度では、電離圏高度より上方からの He I は He II と同様に 95% 以上中性気体により吸収されてしまう。これらを考慮に入れると、Interstellar wind からの He I の影響はほとんどないと考えられる。以上の考察により、X+460 秒以降の観測データとモデルによって算出された光量の不一致は昼間側から多重散乱された He I (584 Å) の影響であると考えられる。

## 第 7 章 X+100-300 秒間のデータの解析

この章では、ロケット打上げ後 100 秒から 300 秒の間に取得されたデータの解析を行う。第 5 章に記述したように、ロケットの上昇時には下降時よりも平均 1-2 桁程多い光量を検出した。この光の起源をプラズマ圏ヘリウムイオンによる共鳴散乱光と仮定すると、プラズマ圏のヘリウムイオンの平均密度は 4000/cc を越え、近年の衛星の粒子観測による報告とはかけ離れた結果となる。したがって、ロケットの上昇時にはヘリウムイオンの散乱光以外の信号を検出したと考えられる。この章ではその現象について順次考察を行う。

### 7.1. 観測機器内部の不具合の可能性

観測機器内部における不具合の可能性としては

1. 周囲のイオンまたは電子の検出器への流入
2. MCP の放電
3. フィルタのピンホール

の 3 点が考えられる。これら 3 点について順次考察する。

1. 周囲のイオンまたは電子が検出器へ流入した可能性

検出器である MCP は、入力側 (GND) に対し出力側に +2kV の高圧を印加した極性になっている (図 16 参照)。この極性により負の電荷を持つ電子が MCP に流入し加速を受けて増幅される可能性がある。しかし、高度数百 km の電子が持つエネルギーは 0.1eV 程度であり、この程度のエネルギーの電子には MCP が感度を持たないことが過去の経験から解っている。また、印加した +2kV の高圧により電子が増幅されずに加速されアノードに直接流入したとしても、MCP の利得と同程度の電子数が入り込まなければ有意な信号とはならない。MCP の利得は  $10^6 \sim 10^7$  であり、これと同等数の電子がアノードに入り込むとは考えにくい。さらに電子の熱速度 (数百 km/秒) を考えれば、ロケットの飛翔速度に関わらず常に電子の流入が観測されるはずであり、ロケットが下降するときにも同等数の検出数があるはずである。また、熱的なエネルギー程度しか持たない電離圏のイオンは、+2kV の高圧が印加されているため、検出器の入射面まで到達することができない。したがってこの両者とも原因にはなり得ない。

## 2. MCP の放電の可能性

印加した高圧により MCP 内部で放電が発生したならば、高圧モニタに変化が現れるはずである。しかし、図 24 に示した高圧のモニタ出力は一定の値を示している。したがって MCP の大規模な放電は起こっていないと結論できる。

## 3. フィルタにピンホールがあいた可能性

金属薄膜フィルタの製作過程においてピンホールが発生したか、もしくは観測途中で発生した可能性が有る。しかし、図 24 から解るように、HEM の各アノードからは同程度の光量が検出されている。仮にピンホールが一部に発生したならば、ヘリウムの散乱光よりも数桁強度が強い Lyman  $\alpha$  線 (H I 1216 Å) が特定のアノードにのみ検出されるはずである。実際にはそのような状況は観測されず、したがってフィルタにピンホールが開いた可能性は否定できる。

## 7. 2. 観測器外部からの信号の混入の可能性

観測器外部から He II 以外の信号が混入したとすると、考えられる要因には

1. Hz 43 の強度変化
2. Upward flowing Ion 中のヘリウムイオンによる散乱光の混入
3. 太陽放射光の強度変化
4. 電離圏の他の発光源

が挙げられる。これらについて考察する。

### 1. Hz 43 の強度変化の可能性

白色矮星 Hz 43 の観測は、同時に搭載された NIT 1 と NIT 2, UVT によって行なわれた。図 25 から解るように NIT 1 と UVT は、HEM の検出数が増加している間も定常な強度の光を観測している。したがって Hz 43 の強度が変化した可能性は極めて低い。しかし NIT 2 は 160 秒に多くの光量を検出している。これについては 7. 3. で議論する。

### 2. UFI 中のヘリウムイオンによる散乱光の混入の可能性

極域電離圏から吹き上がる Upward Flowing Ion 中のヘリウムイオンによる散乱光を観測した可能性は、HEM の視線方向が東を向いていたことを考慮すると極めて低いと考えられる。しかも、図 23 に示した地磁気活動度 Kp から解るように、観測時前後は非常に平穏な状況にあるので、磁気嵐等の磁気圏変動が起こり Upward Flowing Ion の増大現象が突然起こったとは考えられない。このことから Upward Flowing Ion を観測した可能性は非常に低い。

### 3. 太陽放射光強度が変化した可能性

10.7 cm 太陽放射光 F<sub>10.7</sub> には変化が見られないので太陽放射光強度の変化とは考えられない。

### 4. 電離圏の他の発光源の可能性

図20と23から解るように、観測された光量が最大となったのは、ロケットが電離圏F層を通過していたときである。この領域には電子と酸素イオンが最も多く存在し、その密度の高度変化がHEMの検出数の変化と良い相関が有るように見える。したがって酸素イオンの遷移に伴う発光(O II)を観測した可能性が考えられる。これについて次節以降に考察する。

7.3. STP 78-1 衛星による O II (400~600Å) の観測例

電離圏起源の400 Å~600 Åの大気光の観測はSTP 78-1衛星によって行われた[24], [25]。この衛星の周回高度は600 kmであり、8 Åの分解能をもつ回折格子分光システムを用いて電離圏の上方から下向きに視野を固定し観測を行った。その結果を図34に示す。

図34から解るように、この波長域で酸素イオンからの発光が観測されている。図34に挙げた観測例の中で主なO II遷移および光量を表7にまとめる。

この例は昼間に行われた観測ではあるが、400 Å~600 Åの間に計40 Rayleigh以上の光を検出している。しかし表7に挙げた遷移はすべて許容遷移であるので、その寿命は非常に短いと推測され、これらの輝線が検出されるのは昼間に限られると考えられる。夜間に行った今回の観測で表7に挙げたO IIの輝線が検出されたとは考えにくいですが、影響が無いとは言えない。次節ではその可能性について議論を進める。

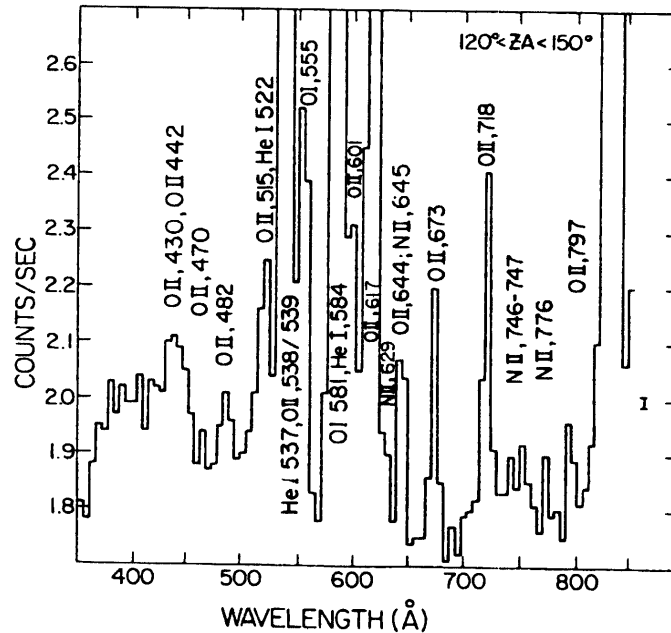


図34. STP 78-1 衛星による電離圏起源の昼光の観測例

表 7.

遷 移	波 長	光量(Rayleigh)
$2p^3\ ^4S^0 - 2p^2(^3P)3d\ ^4P$	430 Å	12
$2p^3\ ^2D^0 - 2p^2(^1D)3d'\ ^2D$	442 Å	12
$2p^3\ ^2D^0 - 2p^2(^1D)3d'\ ^2D$	470 Å	8
$2p^3\ ^2D^0 - 2p^2(^3P)3d\ ^2D$	482 Å	8
$2p^3\ ^2D - 2p^2(^3P)3d\ ^2P^0$	515 Å	?

7.4. O IIの見積もり

HEMで観測された光を以下のように説明することを試みる。昼間に太陽光で準安定状態に励起された酸素イオン(主に doublets と考えられる)が夜間まで存在し、ロケットが通過する際にHEMの開口部から侵入し反射

鏡に衝突する。その際、表7に記した ${}^4\text{P}$ か ${}^2\text{D}$ または ${}^2\text{P}^0$ の準位まで励起され、その後基底状態に遷移したと仮定する。この仮定の検証には、電離圏の酸素イオンの分布と飛翔体の速度および粒子のエネルギー変換効率が関係してくる。電離圏の酸素イオンの密度分布 $n(\text{O}^+)$ は次式のChapmann Layerの式で近似される。

$$n(\text{O}^+) = N_{\max} \exp\left(\frac{1}{2}\left(1 - \frac{h-h_{\max}}{H} - \exp\left(\frac{h-h_{\max}}{H}\right)\right)\right) \quad (14)$$

ここで $N_{\max}$ は酸素イオンの最大密度、 $h_{\max}$ はその高度、 $H$ はスケールハイトを表わす。ここではこれらを電離圏F層における典型的な値 $N_{\max} = 10^6/\text{cc}$ 、 $h_{\max} = 350\text{ km}$ 、 $H = 60\text{ km}$ とする。運動エネルギーの電子エネルギーへの変換効率は次式で近似される [26]。

$$P \propto \exp\left(-\frac{C \cdot \delta E}{l \cdot v_{\text{rel}}}\right) \quad (15)$$

ここで $\delta E$ は変換されるエネルギー、 $v_{\text{rel}}$ は相対運動エネルギー、 $l$ は酸素イオンの原子半径、 $C$ は量子力学的定数を表わす。HEMの視線方向とロケットの速度ベクトルのなす角度を $\theta$ とすると、HEMの開口部から流入する酸素イオンのフラックス $F$ は

$$F = n(\text{O}^+) \cdot v \cos \theta \quad (16)$$

と表わせる。以上の(14)–(16)式から計算した $P \cdot F$ つまりHEMに流入し遷移した酸素イオンの粒子数に比例した値を観測データとともに図35に示す。

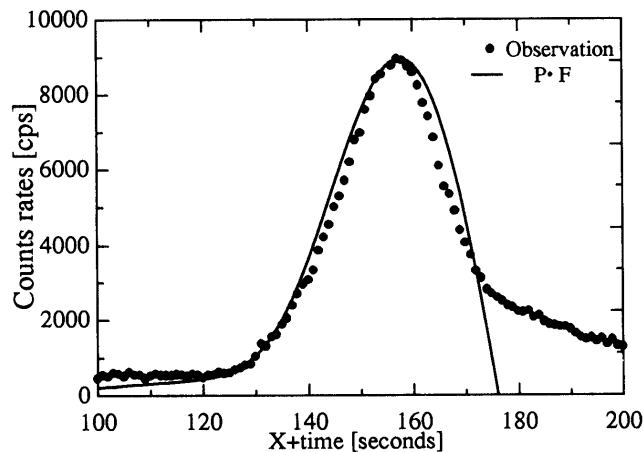


図35. HEMの内部で発光した $\text{O}^+$ と観測データの比較

ただし図35に示した $P \cdot F$ の値は観測データのピークの値に規格化してあるので、定性的な議論しか行なうことができない。この図から解るように $P \cdot F$ と観測データはその様相が極めて似ていることから、ロケット上昇時に観測された光の起源は、電離圏の酸素イオンから発光した $\text{O II}$ であると推測できる。次に、総検出数に対する各アノードからの検出数の比を図36に示す。

この図から解るように、 $X+100$ 秒～ $180$ 秒とそれ以降では各アノードからの検出数の比が異なっている。このことから検出された光の起源は $X+180$ 秒の前後で異なると解釈することができる。また、図26のアノード2と4からの検出数を比較すると、確かにアノード4は検出数が増し、アノード2は減っていることが確認できる。さらに、先の定性的な議論が正しいとするなら、図35からも解るように $X+180$ 秒以降は酸素イオンによる影響はほとんどないと考えられる。また、 $X+160$ 秒に多くの光を検出したNIT2は $X+180$ 秒以降には定常な観測を行っていることから、 $\text{O II}$ と推測される光の混入は $X+180$ 秒以降ほとんどないと考えられる。しかし、 $\text{O II}$ の混入がないと考えられる $X+180$ 秒から検出数が収束する( $X+300$ 秒)までの時間帯にHEMによって検出された光の起源については説明ができない。この時間帯( $X+180 \sim 300$ 秒)に検出された光がすべて $\text{He II}$  ( $304 \text{ \AA}$ )で

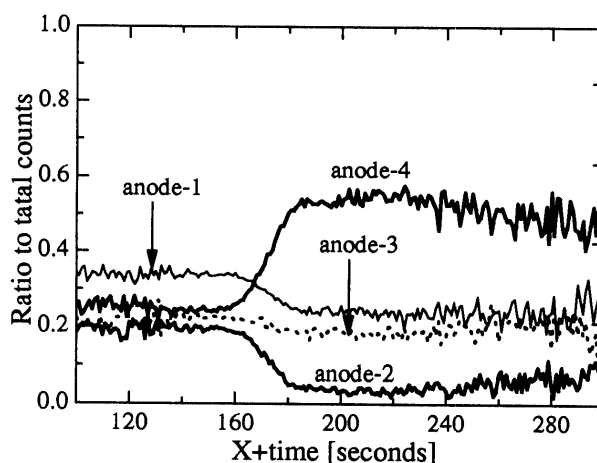


図 36. 総検出数に対する各アノードからの検出数の比

あるとするなら、電離圏の  $\text{He}^+$  のスケールハイトが数千 km であったか、もしくはプラズマ圏に 100Re を越える detached plasma が朝側に存在したことになる、現在の我々のもつ認識とはかけ離れた結果となる。したがって、この時間帯も  $\text{He II}$  (304 Å) 以外の信号を検出したと結論できるが、現段階ではその原因を特定するに至っておらず、今後の研究課題としたい。

## 第8章 ま と め

近年、これまでの衛星による直接探査からでは理解することが困難なプラズマ圏全体に及ぶ現象、例えば磁気圏全体の活動度の変化に伴うプラズマ圏の形状変化や磁気嵐後のプラズマ圏へのプラズマの再注入、プラズマポーズの生成消滅といった現象を解明する手段として、太陽共鳴散乱光を用いたプラズマ圏イメージングの実現の可能性が磁気圏や電離圏研究者の間でさかんに議論されている。このプラズマ圏イメージングという観測手段が長い間その有効性が議論されながらも実現には至らなかった理由の一つに、散乱される光の波長が極端紫外光領域にあるということが挙げられる。極端紫外光は物質に対する反射率が極めて低いため、従来の光学素子だけでは直入射の光学系を製作することは不可能であった。そこで我々は、多層膜反射鏡や金属薄膜フィルタといった近年の技術革新にとまって現れた光学素子を極端紫外光にあわせて開発し、高感度な観測機器 Helium Emission Monitor の制作を行った。HEM の S/N 比および波長分解能、空間分解能は、従来の観測器よりも一桁以上向上したものであり、我々はこの観測器が地球プラズマ圏の光学観測に十分な性能を有することを較正実験により証明した。較正実験を終えた後、我々は HEM を宇宙科学研究所の観測ロケット S-520-19 号機に搭載し、ロケット高度からプラズマ圏ヘリウムイオンの光学観測を行った。

次に、ロケット観測により得られたデータからプラズマ圏ヘリウムイオンの大局的分布を導出することを試みた。ここではヘリウムイオンの分布には拡散平衡モデルを仮定し、中性大気による吸収の効果を定量化するために MSIS モデルを用いた。そしてこれらのモデルに必要なパラメータを電離圏上部でのヘリウムイオンの密度とプラズマポーズの温度を決める温度パラメータの2つに絞り、観測データの解析を行なった。その結果、電離圏上部におけるヘリウムイオンの密度とプラズマポーズ付近の温度をそれぞれを 3700/cc, 8000 K という近年の衛星観測と矛盾しない値を仮定した場合に、モデルから算出される値が観測データと非常によく一致することを見つけた。

また、観測視野を朝側に变化させた後に得られたデータには  $\text{He I}$  (584 Å) の混入が確認された。この散乱光については Interstellar wind 起源と昼間側からの多重散乱光が考えられたが、ロケットの観測高度と観測視野方向、過去に行われたロケットや衛星による  $\text{He I}$  の強度の観測結果を考慮することにより、昼間側からの多重散

乱によるものと結論した。

また、ロケットの上昇時には準安定状態にある  $O^+$  からの輝線と考えられる多くの光が検出された。このことから電離圏 F 層における寿命が長い準安定状態の  $O^+$  の存在が推測される。

我々は今回のロケット実験によって極端紫外光望遠鏡 HEM の性能を十分に証明し、プラズマ圏の光学観測の実現性・有効性を確認した。今回製作した HEM は高性能であると同時に構成が非常に簡単であるため、将来の衛星計画に向けた 2 次元撮像機能や望遠鏡の大口径化等の改良を容易に行うことができる。そして今回の研究によって我々はプラズマ圏・磁気圏撮像という新しい研究手法の第一歩を踏み出したとともに、我々が最終目的として掲げている人工衛星からの磁気圏撮像への布石ともなった。

## 第9章 参考文献

- [1] Carpenter, D. L., Whistler evidence of a 'Knee' in the magnetospheric ionization density profile, *J. Geophys. Res.*, **68**, 1675-1682, 1963.
- [2] Nishida, A., Formation of plasmopause, or magnetospheric plasma knee, by the combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5669-5679, 1966.
- [3] Young, James M., C. S. Weller, C. Y. Johnson and J. C. Holmes, Rocket observation of the far UV nightglow at Lyman  $\alpha$  and shorter wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3710-3722, 1971.
- [4] Ogawa, T. and T. Tohmatsu, Sounding rocket observation of helium 304- and 584-Å glow, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6136-6145, 1971.
- [5] Paresce, Francesco, C. S. Bowyer and S. Kumar, On the distribution of  $He^+$  in the plasmasphere from observation of resonantly scattered He II 304Å radiation, *J. Geophys. Res.*, **79**, 174-178, 1974.
- [6] Meier, R. R. and C. S. Weller, Extreme ultraviolet observations of the latitudinal variation of helium, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1575-1578, 1974.
- [7] Weller C. S., and R. R. Meier, First satellite observations of the  $He^+$  304Å radiation and its interpretation, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1572-1574, 1974.
- [8] Chakrabarti, S., F. Paresce, S. Bowyer, Y. T. Chiu and A. Aikin, Plasmaspheric helium ion distribution from satellite observation of He II 304Å, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 151-154, 1982.
- [9] Tohmatsu and T. Ogawa, Compendium of aeronomy Terra Scientific Publishing Company, 335-400, 1990.
- [10] Torr, M. R., D. G. Torr, R. A. Ong and H. E. Hinteregger, Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 771-774, 1979.
- [11] Garrido, D. E., R. W. Smith, D. W. Swift, S. Akasofu, R. M. Robinson and Y. T. Chiu, Imaging the plasmasphere and trough regions in the extreme-ultraviolet region, *Opt Eng*, **33**, 371-381, 1994.
- [12] Chiu, Y. T., J. G. Luhmann, B. K. Ching and D. J. Boucher, jr., An equilibrium model of plasmaspheric composition and density, *J. Geophys. Res.*, **84**, 909-916, 1979.
- [13] Rich, F. J., Electron temperature profiles measured up to 8000km by S3-3 in the late afternoon sector, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1328-1332, 1979.
- [14] Hedin, A. E., MSIS-86 thermospheric model, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4649-4662, 1987.
- [15] Hedin, A. E., J. E. Salah, J. V. Evans, C. A. Reber, G. P. Newton, N. W. Spencer, D. C. Kayser, D. Alcayde, P. Bauer, L. Cogger and J. P. McClure, A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS 1.  $N_2$  density and temperature, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2139-2147, 1977.
- [16] Hedin, A. E., C. A. Reber, G. P. Newton, N. W. Spencer, H. C. Brinton and H. G. Mayr, A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS 2. Composition, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2148-2156, 1977.
- [17] Hedin, A. E., A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data: MSIS-83, *J. Geophys. Res.*, **88**, 10170-10188, 1983.
- [18] *Advances in Space Research*, **10**, 1990.
- [19] Carpenter, D. L. and R. R. Anderson, An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **97**, 1097-1108, 1992.
- [20] Horwitz, J. L., R. H. Comfort and C. R. Chappel, A statistical characterization of plasmasphere density structure



- and boundary locations, *J. Geophys. Res.*, **95**, 7937-7947, 1990.
- [21] Weller, C. S. and R. R. Meier, Observations of helium in the interplanetary/in-terstellar wind: The solar-wake effect, *Astrophys. J.*, **193**, 471-476, 1974.
- [22] Cook, J. W., R. R. Meier, G. E. Brueckner and M. E. VanHoosier, Latitudinal anisotropy of the solar far ultraviolet flux: Effect on the *L $\alpha$*  sky background, *Astron. Astrophys.*, **97**, 394-397, 1981.
- [23] Paresce, F. and S. Bowyer, On the backscatter of solar He II, 304Å radiation from interplanetary He<sup>+</sup>, *Planet. Space Sci.*, **21**, 1795-1797, 1973.
- [24] Chakrabarti, S., R. Kimble and S. Bowyer, Spectroscopy of the EUV (350-1400Å) nightglow, *J. Geophys. Res.*, **89**, 5660-5664, 1984.
- [25] Chakrabarti, Supriya, F. Paresce, S. Bowyer, R. Kimble and S. Kumar, The extreme ultraviolet day airglow, *J. Geophys. Res.*, **88**, 4898-4904, 1983.
- [26] Kenji, Kuratani and S. Tsuchiya, Shock wave in Chemistry and Physics, Shoukabou, 298-310, 1968.

### 補遺 1. HEM 較正実験

我々は愛知県岡崎市にある分子科学研究所内施設 UVSOR (Ultra Violet Synchrotron Orbital Radiation) において観測機器 HEM の較正実験を行なった。この章では UVSOR の実験環境について紹介し、較正実験の結果について報告する。

#### UVSOR

UVSOR の実験施設は UV 光の発生装置である SOR 部とそこから SOR 光を引き込むポートによって構成されている。SOR 部では円形加速器により高エネルギー電子を磁場により曲率中心方向に加速させ、軌道の接線方向へ SOR 光を放射させる。放射された SOR 光は、各ポート部でグレーティングとミラーを用いてそれぞれの目的にあった波長に単色化された後、測定室の真空チェンバに導かれる (図 37 参照)。我々は数ある実験ポートの内の BL-5 B という分光装置を使用して較正実験を行った。

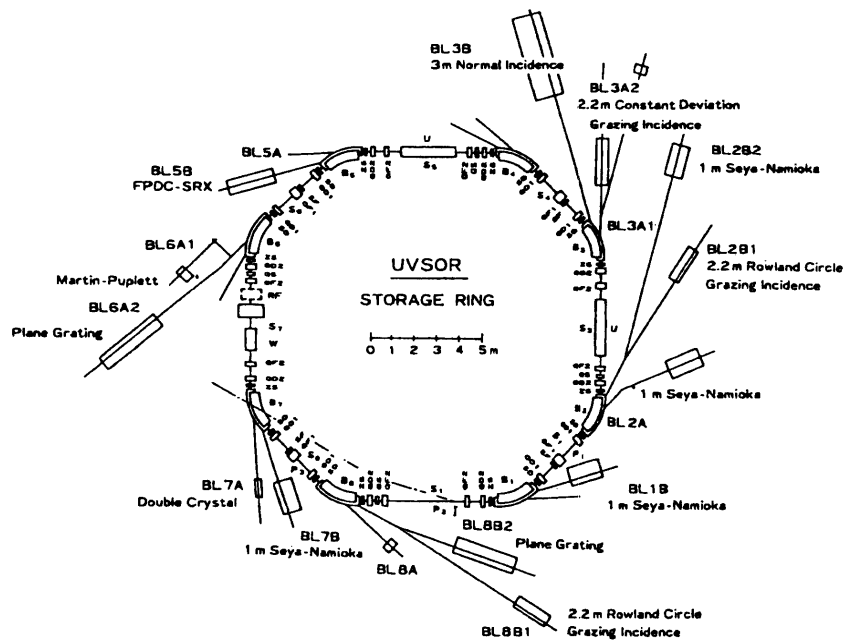


図 37. UVSOR の SOR 部とポート部

#### 較正実験

我々は以下の点に重点を置き較正実験を行なった。

- ・ 304 Å における Al/C 薄膜フィルタの透過率

- ・ Al/C 薄膜フィルタの透過率の一様性
- ・ 304 Å における Mo/Si 多層膜反射鏡の反射率
- ・ Mo/Si 多層膜反射鏡の反射率の一様性

真空チェンバ内には検出器 MCP と Mo/Si 多層膜反射鏡, Al/C 薄膜フィルタを図 38 のように配置し, 以下の手順で較正実験を行なった.

まず, Al/C 薄膜フィルタと多層膜反射鏡を入射光から外し, MCP で SOR 光の光量を測定した. その後, Al/C フィルタの中心を入射光の位置まで移動させ, フィルタを透過した光量を測定し透過率を求めた. さらに, Al/C フィルタを MCP の前面に固定し, 入射光に対して垂直方向に MCP を動かすことにより, Al/C フィルタの透過率の一様性を調査した. HEM には 4 つに分割されたアノードを使用するため (図 15 参照), この分割方法に

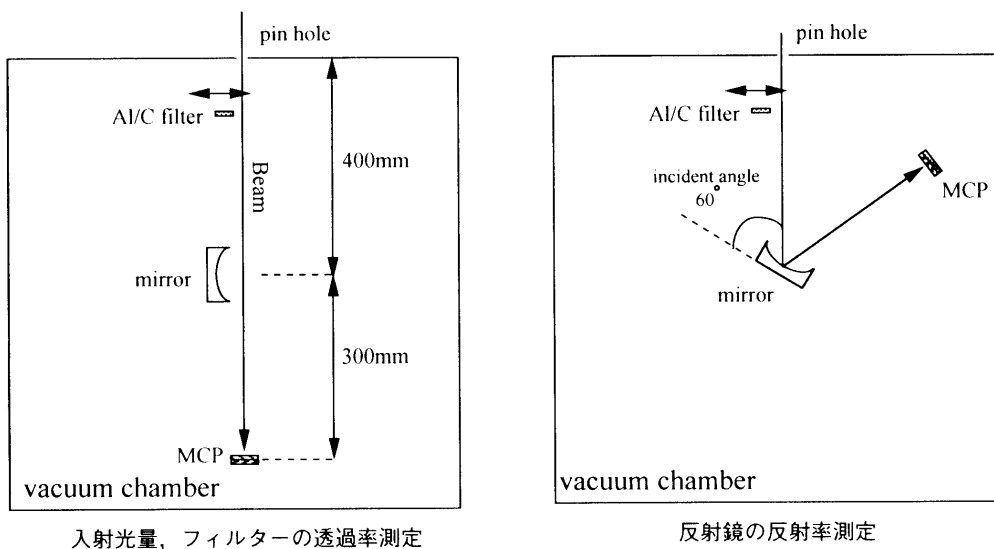


図 38. 測定室内の光学部品の配置図

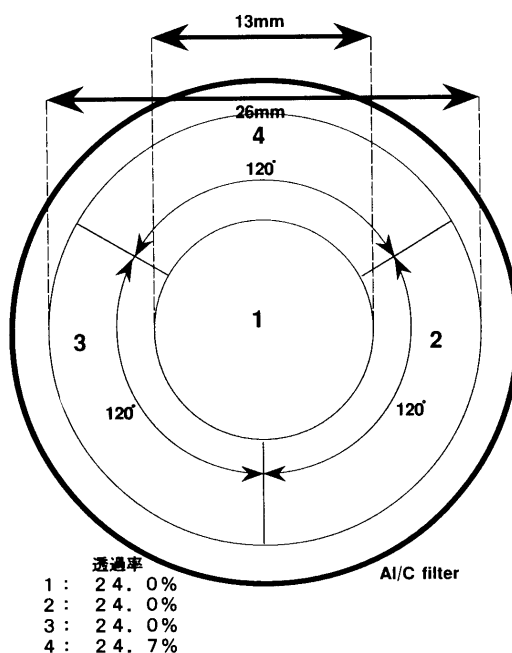


図 39. フィルタの透過率の測定結果

従ってフィルタの一様性に関する調査を行なった。その結果を図39に示す。

次に、多層膜反射鏡に関する校正実験について説明する。BL-5Bの測定チェンバ内には空間的な制約があるため、反射鏡に垂直に光を入射しその反射光をMCPで検出することができなかつた。そのため実際は図38の下図に示したように反射鏡面から60°の方向から光を入射させることにより、反射鏡に関する校正実験を行なった。このように斜めから光を入射することにより、反射率のピークは304 Åから $\lambda = 2d \sin 60^\circ \sim 255 \text{ \AA}$ にずれることが計算から求められる。直入射および60°入射時の反射率の計算結果と今回の測定の結果を図40に示す。

図40に示した測定点は反射鏡の中心を測定したときの値である。測定点と計算から得られた反射率曲線のピークの位置を比べて、この多層膜反射鏡が設計通りの層厚に制作されていることが確認できる。また、反射率のピーク値を比較することにより、反射鏡の反射率は計算値の90%であることが解る。この値は入射角度によらず一定と考えられ、304 Åの直入射の光の反射率を計算値(22.7%)から算出して20.4%と結論した。さらに、入射光が反射鏡にあたる位置を変化させることにより、反射率の一様性を調査した。多層膜反射鏡の制作過程から反射率は中心からの距離に依存することを考慮にいれ、中心と中心から5, 10, 15, 20 mmの5点において反射率を調査した。その結果を図41に示す。反射鏡全体の平均反射率を算出する際には面積比を考慮に入れて算出した。

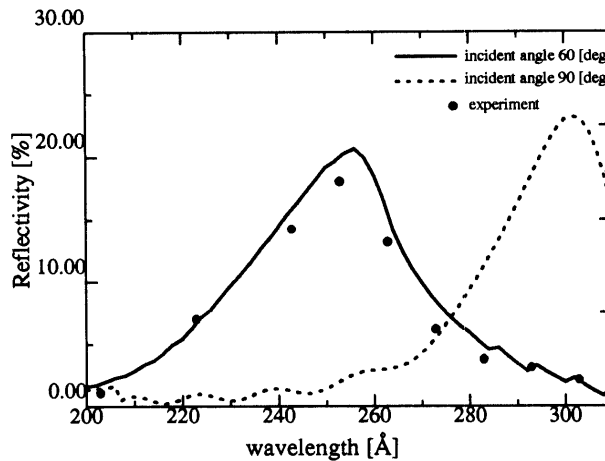


図40. 計算から求めた反射鏡の反射率と測定結果

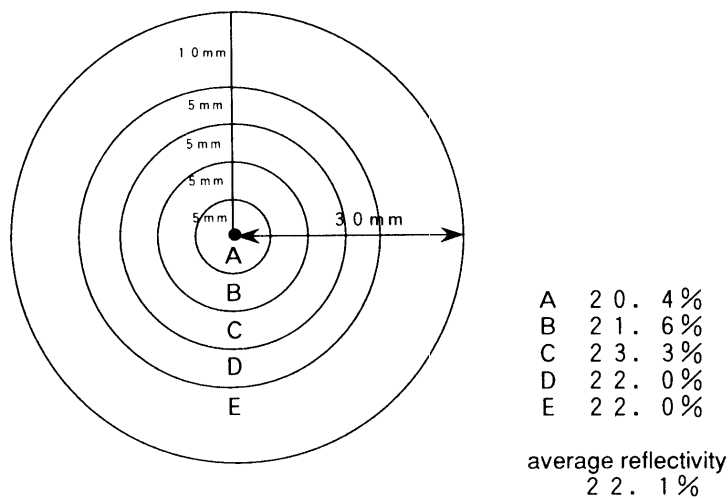


図41. 反射鏡の反射率に関する測定結果

## 結 論

HEMを構成する光学部品であるMo/Si多層膜反射鏡とAl/C薄膜フィルタについてUVSORのシンクロトロン放射光を用いて較正実験を行なった。その結論を以下の表8にまとめる。

表 8.

	測定値	理論値
反射鏡の反射率	20.4 (中心)~23.3% (中心から10~15mm) (平均22.1%)	22.7%
フィルタの透過率	24.0~24.7%	24.0%
MCPのダークカウント	3 cps	

## 補遺 2. NIT 1, NIT 2, UVT, LAP

## ・多層膜望遠鏡 NIT 1, NIT 2

この2台の望遠鏡の観測波長域はそれぞれ170–180 Å (NIT 1) と130–140 Å (NIT 2) にある。HEMと同様な構成で設計されているが、反射鏡には口径20cm, 焦点距離30cmの多層膜反射鏡, 薄膜フィルタには厚み1200 Åの炭素フィルタを使用している。プラズマ圏からの散乱光であるHe II (304 Å) およびHe I (584 Å), H I (1216 Å) はこの炭素フィルタによって除去される。焦点面には2次元の位置検出が可能なレジスティブアノード付きMCPが置かれ、Hz 43のdiffuse成分を2次元像として取得することができる。

## ・紫外線望遠鏡 UVT

口径10cm, 焦点距離20cmの単層膜球面鏡と焦点面に置く4本の光電子増倍管から構成され、観測波長域は1600–2800 Åにある。検出器の前で特殊なパターンのセクタを回転させることにより変調された計数率の変化から、焦点面上における他の星の位置を知ることができ、ロケットの正確な姿勢を知ることができる。

## ・ライマンαフォトメータ LAP

数Torrの水素ガスを封じた吸収セルおよびフィルタ, 光電子増倍管から構成される。吸収セルに内蔵したフィラメントに加える電圧を変化させると異なる吸収プロファイルが生成されることを利用し、ジオコロナH I (1216 Å) の観測を行なった。