

## 惑星および地球磁気圏の撮像の可能性について

中川 朋子・鶴田浩一郎

### On the Feasibility of Imaging Planetary Magnetosphere

By

TOMOKO NAKAGAWA, KOICHIRO TSURUDA

**Abstract:** The feasibility of imaging the planetary magnetosphere using resonant scattering of the sunlight by magnetospheric  $O^+$  and  $He^+$  is investigated. Intensities of  $He^+$  resonant line scattered by the Earth's ionosphere and the Earth's plasmasphere are estimated to be  $10^2$  photons  $sec^{-1}cm^2$  and  $0.3$  photons  $sec^{-1}cm^2$ , respectively, assuming a telescope with a 1% efficiency and an angular resolution of  $1^\circ$ . They are sufficiently intense relative to the background emission coming from the interplanetary ions.

#### 概 要

プラズマを用いた磁気圏撮像の可能性を定量的に推定するため、惑星磁気圏プラズマ ( $O^+$ ,  $He^+$ ) による太陽光の共鳴散乱強度を試算すると、視野角  $1^\circ \times 1^\circ$ 、望遠鏡効率 1% とした場合、地球の電離層下部で  $1 cm^2$  あたり最大光子数  $10^2$  個/秒、プラズマ圏で最大 0.3 個/秒の受光量が  $He^+$  の共鳴線で観測できると予想される。これは惑星間空間のプラズマによる散乱光強度に対し十分な明るさであり、撮像観測の可能性を示すものである。金星や火星の場合、プラズマ雲やエスケーピングイオンなどの構造を見るためには、地球電離層を見る場合の 3 桁以上の集光力が必要となる。

#### 1. 磁気圏撮像の有用性

地球や地球外の惑星の磁気圏についての現在の知見の多くは、ロケットや人工衛星などの人工飛翔体による直接観測に基づいている。これらの観測結果を総合することによって初め

て磁気圏物理の理解がもたらされたといっても過言ではない。しかし飛翔体による観測は多くの場合一点観測であるため、時間変化と空間変化を分離できないという宿命を負っている。それゆえ全体の構造を知るためには、構造の時間変化を無視して多くのデータを統計的に扱うという手法が使われてきた。ところが一方で、これまでの観測は、惑星磁気圏が決して静的でなく太陽風の変化を受けて常に変動していることを示しており、これまでの解析方法には限界が出てきた。これからの磁気圏物理においては、磁気圏を動的に取り扱うことが不可欠であると考えられる。

磁気圏の全体構造を研究する上で有力な道具となりうるのが磁気圏撮像である。撮像の原理は、磁気圏内の荷電粒子による太陽光の共鳴散乱である。磁気圏の構造を反映する荷電粒子を散乱体を選び、それらの散乱光（波長数十 nm）を磁気圏の外から観測することにより、磁気圏全体の構造や動きを追うことができる。この観測方法は地球磁気圏だけでなく金星や火星の磁気圏にも適用することができる。また、惑星間空間の散乱光観測も、現在直接イオン組成の観測の行なわれていない高緯度の太陽系空間のイオン組成を知るという点、また、惑星磁気圏観測の背景光を知るという点で意義深い。

磁気圏撮像の最終目標は、磁気圏内の構造を分離できる空間分解能を持つ2次元像を、太陽風が磁気圏を通過する時間程度の高時間分解能で撮影することにあるが、実際には、密度の低いプラズマの散乱する光を限られた重量（すなわち限られた望遠鏡面積）の装置で観測するため、高時間・空間分解能の実現には困難が予想される。本研究では、現実的な観測器を想定した場合の、地球・金星・火星の磁気圏のプラズマの太陽光散乱によって期待される画像の明るさおよび惑星間空間プラズマ共鳴散乱による背景光の明るさを試算し、磁気圏撮像の可能性を定量的に推定する。

## 2. 撮像対象

散乱光の強さはイオン密度  $n$  と係数  $g \equiv F(\lambda) \cdot \sigma$  に比例する。ここで  $\sigma$  は共鳴散乱の散乱断面積であり、 $F(\lambda)$  は散乱される波長  $\lambda$  における太陽光線の放射強度である[1]。散乱光の波長  $\lambda$  はイオンの種類によって決まっており、その波長の太陽光強度もおおむね決まってしまうので、イオンの種類の選択は撮像の成否に非常に重要である。例えば  $H^+$  は地球の磁気圏内に最も豊富に存在するが、共鳴散乱をおこさないため使うことができない。逆に言えば、密度が高く大きな  $g$  値を持つプラズマを持つ構造は観測しやすいということになる。地球、金星、火星に存在するイオンのうちでは、 $He^+$  と  $O^+$  が散乱体として有望である。

地球磁気圏の構造のうち最も撮像に適すると考えられるのは、プラズマ圏である。プラズマ圏では夜側  $3R_E$  で  $10^2 cm^{-3}$ 、 $5R_E$  で  $10 cm^{-3}$  の高密度の  $He^+$  が観測されている[2]。プラズマポーズや、プラズマ圏から剥がれていくデタッチドプラズマの動きを観測することにより、内部磁気圏のダイナミクスを知ることが期待できる。

また、磁気緯度  $70^\circ$ - $85^\circ$  の極域からはポーラーウィンドに代表される低エネルギープラズマの流出があり、その密度は高さ  $2000$ - $3000 km$  で  $10^3 cm^{-3}$  に達することもある。近年、磁気圏のプラズマを電離層起源のプラズマだけでまかなえるという説が言われるようになったが、極域からのプラズマ流出の観測ができれば、これを検証する上で手がかりとなるであろう。磁気圏境界域（密度  $10^{-2} - 1 cm^{-3}$  [3]）や磁気圏尾部のプラズマシート（ $H^+$  密度の  $0.4 -$

2%,  $H^+$ は通常 $10^{-1} - 1 \text{ cm}^{-3}$ [4])は、プラズマ密度が低いため観測が難しいと考えられる。ただし磁気圏境界面はときおりプラズマ密度が1-2桁増加することがあり[3], 場合によっては観測が期待できる。磁気圏尾部のプラズモイド観測も、磁気圏のエネルギー放出の過程を研究する上で非常に面白い対象であるが、低密度のため自然のプラズマによる観測は難しい。人工的に放出した $Ba^+$ によるプラズモイド撮影の試みが、*Baker et al.*[5]によって行われている。

金星や火星は地球と異なり固有の強い磁場を持たないことから、磁気圏の研究上興味深い対象である。これまで行なわれたPioneer-Venusによる金星電離層の直接観測によれば、高度500-1000kmのイオノポーズの波動運動や、イオノポーズの上、高度4000kmにかけて、直径1000kmほどのちぎれたプラズマの雲と考えられる構造が見つかっている[6]。電離層の電子密度は高度150kmで $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , プラズマ雲内の電子密度は $10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ に達する。また、金星の夜側でも昼側の電離層と同程度の電子密度が観測されており、自転角速度の非常に遅い金星で夜側電離層を保持するメカニズムの解明が待たれている。

火星も上部電離層が太陽風にさらされる形となっており、電離層中の中性大気がイオン化したとたんに太陽風の運動によって運ばれるイオンピックアップ過程がおきていると考えられる。1989年にPhobos 2は火星のマグネトポーズ付近でこのイオンピックアップによると思われる $O^+$ イオン流出を観測し、また、真夜中付近で加速を受けて流出する $O^+$ イオンを観測した[7]。流出 $O^+$ イオンの密度は $2 \times 10^{-1} - 1 \text{ cm}^{-3}$ である[7, 8]。

### 3. 散乱光強度の推定

前述のように、単位体積内のイオンによる散乱光の強さはイオン密度 $n$ と係数 $g \equiv F(\lambda) \cdot \sigma$ に比例するので、図1に示すような望遠鏡表面からおよそ $l$ の距離にある微小体積( $l \sim l + \delta l$ ,  $r \sim r + \delta r$ ,  $0 \sim \delta \psi$ )の中にあるイオン(密度 $n$ )の散乱する光子のうち、望遠鏡表面の微小面積( $s \sim s + \delta s$ ,  $\chi \sim \chi + \delta \chi$ )にはいる光子数 $\delta I$ は

$$\delta I = g \cdot n \cdot r \cdot \delta r \cdot \delta \psi \cdot \delta l \cdot \frac{s \cdot \delta s \cdot \delta \chi \cdot l}{4\pi \{(r-s \cdot \cos \chi)^2 + (s \cdot \sin \chi)^2 + l^2\}^{3/2}} \quad (1)$$

で与えられる。よって集光面積 $S$ , 視野立体角 $\delta \Omega$ の望遠鏡に単位時間あたりに入る全光子数 $I$ は

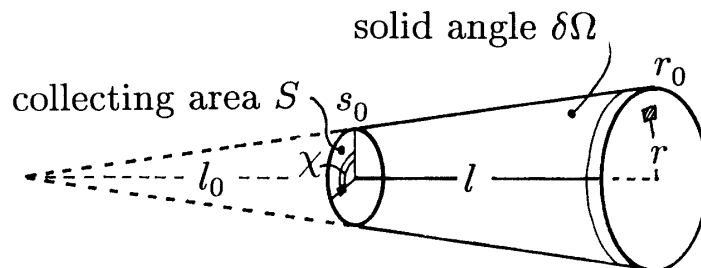


図1. 集光面積 $S$ , 視野角 $\delta \Omega$ の望遠鏡上の微小面積( $s \sim s + \delta s$ ,  $\chi \sim \chi + \delta \chi$ )で微小体積( $l \sim l + \delta l$ ,  $r + \delta r$ ,  $0 \sim \delta \psi$ )内にあるイオンによる共鳴散乱光を見る。

$$I = \int_{l_1}^l dl \int_0^{s_0} ds \int_0^x d\chi \int_0^{r_0} dr \frac{g \cdot n \cdot r \cdot s \cdot l}{\{(r-s \cdot \cos\chi)^2 + (s \cdot \sin\chi)^2 + l^2\}^{3/2}} \quad (2)$$

と計算される。ここで  $s_0$ ,  $r_0$ ,  $l_0$  は

$$\pi s_0^2 = S,$$

$$\pi r_0^2 = (l_0 + l)^2 \delta\Omega,$$

$$l_0^2 \delta\Omega \equiv S$$

である。 $r^2$  と  $s^2$  が  $l^2$  に対し充分小さいときは(2)式は

$$I \approx \int_{l_1}^l dl \cdot \frac{g \cdot n \cdot S \cdot \delta\Omega}{4\pi} \cdot \frac{(l_0 + l)^2}{l^2} \quad (3)$$

のように近似できる。許される誤差の割合を  $\epsilon$  とすると、この近似は

$$l > \frac{2\sqrt{\frac{S}{\pi}}}{\sqrt{(1+\epsilon)^{2/3}-1} - \sqrt{\frac{\delta\Omega}{\pi}}}$$

において成り立つ。例えば、 $\delta\Omega = 1^\circ \times 1^\circ$  かつ  $S = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  の場合、近似式(3)は  $l > 70 \text{ cm}$  において精度0.1%で成り立つ。

係数  $g$  は共鳴散乱光の波長によっておおよそ決まる。 $\text{He}^+$  の共鳴散乱光の波長は  $30.4 \text{ nm}$  で [1, 9, 10], この付近の波長域  $30.0-31.0 \text{ nm}$  における太陽放射強度は  $7.7 \times 10^9 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [11] であり, 散乱断面積を Lyman- $\alpha$  と同様に  $\sigma = 1.67 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$  [12] とし, 共鳴散乱される周波数幅を  $10^{-2} \text{ nm}$  と仮定すると,  $\text{He}^+$  の  $g$  値は  $1.3 \times 10^{-5} \text{ photons s}^{-1}$  となる。共鳴波長のドップラーシフトや, 散乱光強度角度 (散乱体から見た光源と観測者の角度) 依存性はここでは無視する。 $\text{O}^+$  については Chiu *et al* [10] が  $\lambda = 83.4 \text{ nm}$ ,  $\sigma = 2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ , また Swift *et al* [12] が  $\lambda = 84.3 \text{ nm}$ ,  $\sigma = 5 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$  の共鳴散乱を計算している。波長  $83.0-84.0 \text{ nm}$  の太陽放射強度は  $0.857 \times 10^9 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , 波長  $84.0-85.0 \text{ nm}$  の太陽放射強度は  $0.305 \times 10^9 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  であるので [11], 共鳴散乱される周波数幅を  $10^{-2} \text{ nm}$  と仮定すると  $\text{O}^+$  の係数  $g$  は Chiu *et al* の値を用いれば  $2.2 \times 10^{-6} \text{ photons s}^{-1}$ , Swift *et al* の値を用いたとき  $1.5 \times 10^{-6} \text{ photons s}^{-1}$  となる。

#### 4. 地球磁気圏の散乱光強度

単純なイオン密度モデルを, 地心距離  $R$  (または高度  $h$ ) および  $L$  値 (その場所を通る磁力線が赤道面との交点の地心距離) の関数として与え, それを磁気圏外の点 ( $R = 20R_E$ ) から見通したときの散乱光強度を, 視線に沿って計算し和をとった。視線方向は太陽光に直交

する方向（朝側あるいは夕側から磁気圏を見る状態）を中心に $\pm 30^\circ$ とし、積分は、望遠鏡から視線に沿って最も近い磁気圏内の点  $l=l_1$  から、最も遠い点  $l=l_2$  まで  $\delta R=0.2R_E$  ずつ行なった。このとき  $R=20R_E$  から地球をみこむ角は  $2.86^\circ$  である。望遠鏡が撮像対象から充分遠くにあるので、式(2)の代わりに近似式(3)を使うことができる。簡単のため望遠鏡の視野角は1画素あたり  $\delta\Omega=1^\circ \times 1^\circ$ 、望遠鏡面積は1画素  $S=1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ 、望遠鏡効率0.01 (100個の光子が来たとき1カウント)、露光時間1秒とした。これらのパラメタは観測される散乱光強度に単純に比例するので、これ以外の望遠鏡や露光時間を用いる場合については単にかけ算を行なえば良い。係数  $g$  は  $\text{O}^+$  が  $1.5 \times 10^{-6} \text{ photons s}^{-1}$ 、 $\text{He}^+$  が  $1.3 \times 10^{-5} \text{ photons s}^{-1}$  で一定とした。

#### 4.1. 密度一様なプラズマ圏

最も単純な場合として、まず  $L < 3R_E$  かつ  $R > 1R_E$  の領域で  $\text{He}^+$  と  $\text{O}^+$  の密度をそれぞれ  $n(\text{He}^+) = 100 \text{ cm}^{-3}$ 、 $n(\text{O}^+) = 50 \text{ cm}^{-3}$  で一様とし、更に  $4.5R_E < L < 5.5R_E$  かつローカルタイム3:00-3:30の領域に、磁気圏からはがれた磁束管（デタッチドプラズマ）を置いた。デタッチドプラズマの密度は  $n(\text{He}^+) = 100 \cos\theta \text{ cm}^{-3}$ 、 $n(\text{O}^+) = 50 \cos\theta \text{ cm}^{-3}$  とした。ただし  $\theta$  は磁気緯度である。

$\text{He}^+$  で観測を行なった場合の光子数は、望遠鏡の磁気緯度  $\theta_{OBS}$  が  $5^\circ$  のとき17-0.4個、 $\theta_{OBS}=45^\circ$  のとき11-0.4個、 $\theta_{OBS}=85^\circ$  のとき8.8-0.3個であった。 $\text{O}^+$  で観測される光子数は、 $\theta_{OBS}$  が  $5^\circ$  のとき1.0-0.02個、 $\theta_{OBS}=45^\circ$  のとき0.6-0.03個、 $\theta_{OBS}=85^\circ$  のとき0.5-0.02個であった。図2は、 $30 \times 30$ 個の画素でこのモデル磁気圏を見た場合の画像を、受光量の強度によって8段階の階調で示してある。プラズマ圏、デタッチドプラズマの形が分かる。

#### 4.2. 電離層 $\text{He}^+$ イオン密度の高度変化を考慮した場合

次に  $L < 3R_E$  かつ高度  $h > 800 \text{ km}$  の領域で、 $\text{He}^+$  の密度を  $h$  の関数として

$$n(\text{He}^+) = 2 \times 10^4 \times \exp \left\{ \frac{-h(\text{km})}{1200(\text{km})} \right\} \text{ cm}^{-3}$$

と与えた場合を考える。この密度分布では、 $h=3.58R_E$  ( $R=4.58R_E$ ) のとき  $n(\text{He}^+) = 100 \text{ cm}^{-3}$  となる。

このモデルを用いると、 $\text{He}^+$  で観測を行なった場合の最大光子数は  $\theta_{OBS}=5^\circ$  のとき  $4.2 \times 10^2$  個、 $\theta_{OBS}=45^\circ$  のとき  $4.2 \times 10^2$  個、 $\theta_{OBS}=85^\circ$  のとき  $4.1 \times 10^2$  個と推定される。最大のカウントが得られるのは、 $h \sim 800 \text{ km}$  の電離層の底で、密度が最大の領域を見ている画素である。

#### 4.3. 極域電離層 $\text{O}^+$ イオン（ポーラーウィンド）を考慮した場合

ポーラーウィンドの明るさを計算するために  $L < 14$  の高緯度かつ高度  $h > 800 \text{ km}$  の領域に

$$n(\text{O}^+) = 32 \times 10^4 \times \exp \left\{ \frac{-h(\text{km})}{300(\text{km})} \right\} \text{ cm}^{-3}$$

のように  $\text{O}^+$  密度を与えると、期待される受光量は  $\theta_{OBS}=5^\circ$  のとき11個、 $\theta_{OBS}=45^\circ$  のとき5.6個、 $\theta_{OBS}=85^\circ$  のとき6.4個となる。受光量が最大となるのは、電離層  $\text{He}^+$  の場合と同じく、 $h \sim 800 \text{ km}$  の密度最大の領域を見ている画素である。

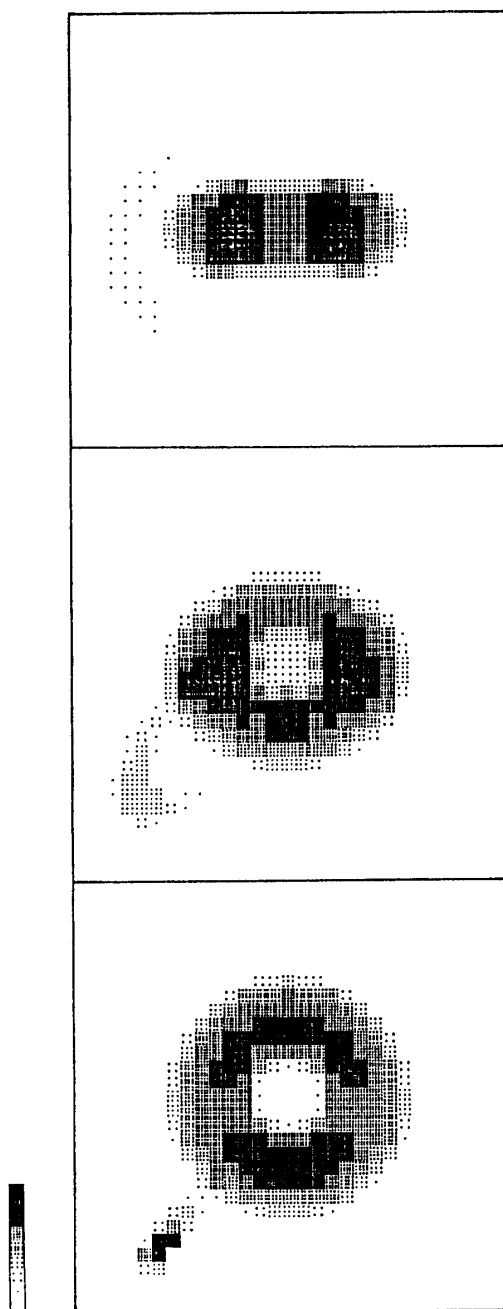


図2. 地球のプラス圏とデタッチドプラズマの撮像シミュレーション. 地球の夕側 (ローカルタイム18:00),  $20R_E$  から視野角  $30^\circ \times 30^\circ$ , 角度分解能  $1^\circ \times 1^\circ$  で見た場合. 観測される光子数を8段階の階調で表示. 上から順に, 赤道面から  $20^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $80^\circ$  からの画像.

#### 4.4. 磁気圏境界面

磁気圏境界面を厚さ  $9R_E < R < 10R_E$ , 密度  $n(O^+) = n(He^+) = 0.01 \text{ cm}^{-3}$  の球殻として計算すると, 期待される受光量は  $He^+$  で  $3.2 \times 10^{-3} - 1.4 \times 10^{-4}$  個,  $O^+$  で  $3.3 \times 10^{-4} - 2.2 \times 10^{-5}$  個となる.

### 5. 金星・火星の磁気圏の散乱光強度

金星軌道 (太陽から 0.72AU) においては, 光源となる太陽光が強いので, 係数  $g$  は地球軌道での値の 1.91 倍となる. 逆に, 火星軌道 (太陽から 1.52AU) においては, 光源となる太陽光が弱まり, 係数  $g$  は地球軌道での値の 0.43 倍となる. それ以外のパラメータは, 地球と同様に視野角  $\delta\Omega = 1^\circ \times 1^\circ$ , 望遠鏡面積  $S = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ , 望遠鏡効率 0.01, 露光時間 1 秒とした.

#### 5.1. 金星電離層の散乱光強度

金星の電離層イオン密度の高度分布を

$$n(O^+) = n(e^-) = 8 \times 10^4 \times \exp \left\{ \frac{-h(km)}{434(km)} \right\} \text{ cm}^{-3}$$

(ただし  $h > 200 \text{ km}$ ) とした場合, 電離層の最下層を通る視線に沿って入ってくる光子の受光量は  $2 \times 10^4$  個/秒である.

#### 5.2. 金星のプラズマ雲

典型的なプラズマ雲として直径  $1000 \text{ km}$ ,  $O^+$  密度  $n(O^+) = n(e^-) = 10^3 \text{ cm}^{-3}$  の球を想定すれば, (3)式により期待される光子の量は  $6.9 \times 10^{-2}$  個/秒と推定される.

#### 5.3. 火星電離層の散乱光強度

Hansen et al. [1] に基づき, 火星の電離層イオン密度の高度分布を

$$n(O^+) = 8 \times 10^4 \times \exp \left\{ -4.77 \times 10^{-4} h(km)^2 + 22.3 \times 10^{-2} h(km) - 19.62 \right\} \text{ cm}^{-3}$$

(ただし  $h < 400 \text{ km}$ ) と置くと, 受光量は, 火星表面から  $211 \text{ km}$  の層 ( $O^+$  密度最大の層) を通る視線をとったとき最大となり, 1.35 個/秒である.

#### 5.4. 火星の電離層流出イオンの散乱光強度の推定

電離層イオンの流出域を, 火星の夜側において, 直径が火星半径の 9 倍の円柱状の領域とし, そこでのイオン密度を最大  $1 \text{ cm}^{-3}$  とする [8] と, この領域を真横から見通した時の期待される受光量は, 最大で 0.5 個/秒と計算される.

### 6. 背景光強度の推定

背景光として特に問題と考えられるものには, 惑星本体のアルビード, 地球のジオコロナ, 惑星間空間のプラズマの共鳴散乱が挙げられる. ここでは惑星間空間プラズマによる共鳴散乱光について考察する.

惑星間空間のプラズマの共鳴散乱光強度は, (3)式において  $l_2$  について無限大まで積分することによって計算される. 図 3 のように, 太陽から距離  $a$  にある望遠鏡で太陽から角度

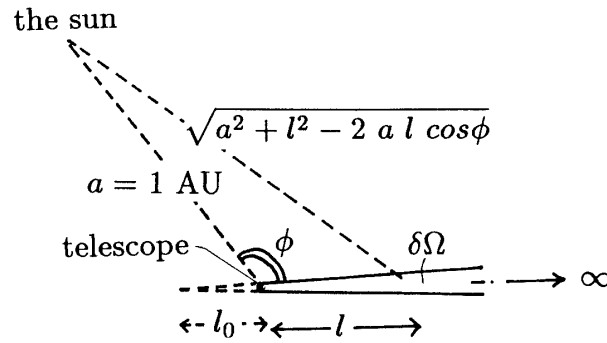


図3. 太陽, 望遠鏡および視線方向の関係.

$\phi$  の方向を見る場合を考えよう. 太陽光強度・太陽風イオンの密度を太陽からの距離の2乗に反比例すると近似すると, 望遠鏡からの距離  $l$  にあるイオンの密度とその場所における係数  $g$  は

$$n = \frac{n_0 \cdot R_0^2}{a^2 + l^2 - 2al \cos \phi}$$

$$g = \frac{g_0 \cdot R_0^2}{a^2 + l^2 - 2al \cos \phi}$$

と書けるので, 式(3)は

$$I \approx \frac{R_0^4 \cdot g_0 \cdot n_0 \cdot S \cdot \delta \Omega}{4\pi} \cdot \int_{l_1}^{\infty} dl \frac{(l_0 + l)^2}{l^2 \cdot (a^2 + l^2 - 2al \cos \phi)^2}, \quad (4)$$

と近似される. ここで  $n_0$  と  $g_0$  は  $R_0 = 1 \text{ AU}$  におけるイオン密度と係数  $g$  である. 望遠鏡の最も近くにあるイオンまでの距離  $l_1$  は, イオン密度  $n$  と視野立体角  $\delta \Omega$  を用いて

$$\frac{1}{2n} = \frac{(l_0 + l)^3 \cdot \delta \Omega}{3} - \frac{l_0^3 \cdot \delta \Omega}{3}$$

によって推定する.  $\delta \Omega = 1^\circ \times 1^\circ$ ,  $l_0 \approx 0.6 \text{ m}$ ,  $n = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  のとき,  $l_1 \approx 1.1 \text{ m}$  である.  $l_1 \ll a$  かつ  $l_0 \ll a$  であれば式(4)も以下のように近似される.

$$I \approx \frac{R_0^4 \cdot g_0 \cdot n_0 \cdot S \cdot \delta \Omega}{4\pi \cdot 2a^3} \cdot \frac{\cos \phi + \frac{\pi - \phi}{\sin \phi}}{1 - \cos^2 \phi}, \quad (\phi \neq 0, \pi)$$

$$I \approx \frac{R_0^4 \cdot g_0 \cdot n_0 \cdot S \cdot \delta \Omega}{4\pi \cdot a^3} \cdot \frac{\pi}{3}, \quad (\phi = \pi) \quad (5)$$

惑星間空間の  $\text{He}^+$  密度は,  $R_0 = 1 \text{ AU}$  において通常  $10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  程度である [14, 15]. (5)式を用い, 地球磁気圏と同じ条件 ( $\delta \Omega = 1^\circ \times 1^\circ$ ,  $S = 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ , 望遠鏡効率0.01, 露光時間1秒) で地球軌道から太陽と90度の方向を見通したとして計算すると, 惑星間空間の  $\text{He}^+$



によって散乱される光子の数は $2.4 \times 10^{-2}$ 個/秒である。これは地球のプラズマ圏の $\text{He}^+$ によって散乱される光子数よりずっと低い。

惑星間空間の $\text{O}^+$ 密度は $\text{He}^+$ に比べてずっと少ないので、 $\text{O}^+$ による撮像の場合は良いS/N比が期待できる。1 AUにおける惑星間空間の $\text{O}^+$ 密度を $n(\text{O}^+)$ としたとき、その散乱光強度は $2.7 \times N(\text{O}^+)$ と計算されるので、プラズマ圏の $\text{O}^+$ 密度が $10^{-4} \text{cm}^{-3}$ あれば、十分なS/N比が得られる。

金星軌道(太陽からの距離 $a=0.72 \text{AU}$ )においては、散乱光強度は地球軌道の場合の2.7倍、すなわち $\text{He}^+$ でおよそ $6.5 \times 10^{-2}$ 個/秒、 $\text{O}^+$ で $7.3 \times N(\text{O}^+)$ となり、火星軌道( $a=1.52 \text{AU}$ )においては地球軌道の0.28倍、 $\text{He}^+$ で $6.7 \times 10^{-3}$ 個/秒、 $\text{O}^+$ で $7.6 \times 10^{-1} \times N(\text{O}^+)$ となる。

## 7. 考察

以上の計算の結果を表1にまとめる。地球の場合、地心距離 $20R_E$ からは、惑星間空間プラズマの散乱光に対して十分な強度比で地球の電離層およびプラズマ圏が観測可能なことが分かる。金星・火星に関しては、電離層の $\text{O}^+$ による散乱光は惑星間プラズマによる光よりも強いが、プラズマ雲やエスケープイオンの観測は難しい。また、ここでは背景光として太陽起源の惑星間空間プラズマのみを考えたが、そのほかにも地球のジオコロナ、惑星本体の反射、太陽系外から侵入するプラズマの影響があると考えられる。

画像として十分な角度分解能を得るには、個々の画素を小さくしなければならないので、十分な階調を取るためには露光時間を長くとる必要がある。地球のプラズマ圏と電離層を見る場合、散乱光強度は明部と暗部で3桁以上の違いがあるので、それを階調として表現するには少なくとも $10^3$ 秒(17分)以上(1画素 $1 \text{cm} \times 1 \text{cm}$ の時)の露光時間が必要であろう。火星の場合はもともと散乱光が弱いので、更に長い露光時間が必要となるが、飛翔体の軌道によっては露光時間中の視野のずれが大きくなってしまふ。限られた重量および望遠鏡面積

第1表

( $\text{He}^+$ )	( $\text{He}^+$ )	( $\text{O}^+$ )	( $\text{O}^+$ )
地球プラズマ圏	惑星間プラズマ	地球プラズマ圏	惑星間プラズマ
0.3-17	(1 AU)	0.02-1	(1 AU)
地球電離層下部	$2.4 \times 10^{-2}$	地球電離層下部	$2.7 \times N(\text{O}^+)$
$4.1 \times 10^2$		5.6-11	
地球磁気圏境界		地球磁気圏境界	
$3.2 \times 10^{-3}$		$3.3 \times 10^{-4}$	
$\sim 1.4 \times 10^{-4}$		$\sim 2.2 \times 10^{-5}$	
		金星電離層下部	惑星間プラズマ
		$2 \times 10^2$	(0.72 AU)
		金星プラズマ雲	$6.5 \times 10^{-2} \times N(\text{O}^+)$
		$6.9 \times 10^{-2}$	
		火星電離層下部	惑星間プラズマ
		1.4	(1.52 AU)
		火星エスケープイオン	$6.7 \times 10^{-3} \times N(\text{O}^+)$
		プラズマ	
		$\sim 0.5$	

(視野角 $1^\circ \times 1^\circ$ , 効率1%の望遠鏡による1秒間,  $1 \text{cm}^2$ あたりの光子数)

のもとでは、小面積の画素による二次元での撮像に先立ち、望遠鏡を一つの分光計として十分な光量の期待できる方法で磁気圏・惑星間空間を観測し、同時に以降の観測にとって重要な情報を取得する方が、撮像実現に向けて優先されるべきと思われる。この場合、飛翔体のスピンおよび軌道運動により、空間分解能を得る。

実際に飛翔体から観測を行う場合は、飛翔体の姿勢およびスピン方向も集光効率に関わってくる。1スピンの間に撮像対象を見る時間は限られているし、光学系が太陽を直視しないようにする必要もあるためである。金星のような内惑星の場合、太陽（電源）と地球（通信）のなす角度は様々な値をとり得るので、スピン軸は黄道に垂直に設計されることが多い。このとき光学系は、デスピンをかけるか、太陽方向を向いている間、遮蔽する必要が生じ、遮蔽期間は観測時間が無駄になってしまう。火星などの外惑星の場合は、飛翔体から見て地球と太陽の方向が近く、太陽電池・通信系ともにスピン軸方向に取り付けられることが多いので、スピン軸に垂直に望遠鏡を取り付ければ、決して太陽を直視することがなく、画像を得るためにスピンを利用することもでき、システムを単純に軽く作れると考えられる。

## 8. まとめ

現実的な望遠鏡を想定して、地球・金星・火星の磁気圏によって散乱される光の受光量を試算した結果、地球周回軌道（地心距離 $20R_E$ ）からは、惑星間空間プラズマの散乱光に対して十分な強度比で地球の電離層およびプラズマ圏が、また、金星や火星に関しては各々の電離層が観測可能であることが分かった。

## 参考文献

- [1] Chakrabarti, S., F. Paresce, S. Bowyer, Y.T. Chiu, and A. Aikin, Plasmaspheric Helium ion distribution from satellite observations of He 304-A, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 151, 1982.
- [2] 大林 辰蔵, 宇宙空間物理学, 286, 裳華房, 昭和45年.
- [3] Lundin, R., K. Stasiewicz, and B. Hultqvist, On the interaction of different flow vectors of different ion species in the magnetospheric boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 92, 3214, 1987.
- [4] Lennartsson, W., and E.G. Shelley, Survey of 0.1-to 16-keV/e plasma sheet ion composition, *J. Geophys. Res.*, 91, 3061, 1986.
- [5] Baker, D.N., T.A. Fritz, P.A. Bernhardt, A small-scale plasmoid formed during the May 13, 1985, AMPTE magnetotail barium release, *J. Geophys. Res.*, 94, 17084, 1989.
- [6] Brace, L.H., R.F. Theis, and W.R. Hoegy, Plasma clouds above the ionopause of Venus and their implications, *Planet. Space Sci.*, 30, 29, 1982.
- [7] Lundin, R., A. Zakharov, R. Pellinen, H. Borg, B. Hultqvist, N. Pissarenko, E.M. Dubinin, S.W. Barabash, I. Liede, and H. Koskinen, First measurements of the ionospheric plasma escape from Mars, *Nature*, 341, 609, 1989.
- [8] Lundin, R., A. Zakharov, R. Pellinen, S.W. Barabash, H. Borg, E.M. Dubinin, B. Hultqvist, H. Koskinen, I. Liede, and N. Pissarenko, ASPERAPHOBOS measurements of the ion outflow from the Martian ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 873, 1990.
- [9] Tohmatsu, T., and T. Ogawa, *Compendium of Aeronomy*, Terra Scientific Publishing Company, Tokyo, 1990.

- [10] Chiu, Y.T., R.M. Robinson, G.R. Swenson, S.Chakrabarti, and D.S. Evans, Imaging the outflow of ionospheric ions into the magnetosphere, *Nature*, 322, 441, 1986.
- [11] Hell, L.A., L.J. Heroux, and H.E. Hinteregger, Solar ultraviolet irradiance, *Handbook of geophysics and the space environment*, ed. by A.S. Jursa, Chapter 2, Air Force Geophysics Laboratory, U.S.A., 1985.
- [12] Swift, D.W., R.W. Smith, and S.-I. Akasofu, Imaging the earth's magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 37, 379, 1989.
- [13] Hanson, W.B., S. Sanatani, and D.R. Zuccaro, The Martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers, *J. Geophys. Res.*, 82, 4351, 1977.
- [14] Bame, S.J., J.R. Asbridge, A.J. Hundhausen, and M.D. Montgomery, Solar wind ions : $^{56}\text{Fe}^{+8}$  to  $^{56}\text{F}_{12}^{+}$ ,  $^{28}\text{Si}^{+7}$ ,  $^{28}\text{Si}^{+8}$ , and  $^{16}\text{O}^{+6}$ , *J. Geophys. Res.*, 75, 6360, 1970.
- [15] Pissarenko, N.F., E.M. Dubinin, A.V. Zakharov, E.Y. Budnik, and R. Lundin, Observations of  $\text{He}^{+}$  ions in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 90, 4367, 1985.