

[研究成果]

火星におけるピックアップ O^+ イオンの生成率の太陽風動圧依存性寺田香織¹, 寺田直樹¹, 藤原均¹, 加藤雄人¹, 笠羽康正¹¹ 東北大学大学院理学研究科

我々は、火星におけるピックアップ O^+ イオンの生成率の太陽風動圧依存性を、磁気圏シースー電離圏—外圏結合モデルと磁気圏磁気流体力学 (MHD) モデルを結合して調査し、その値を太陽風動圧の関数として定量的に求めた。ピックアップ O^+ イオンの生成率は、①イオノポーズ高度と②外圏の高エネルギー酸素原子密度、③電荷交換反応率及び電子衝突電離率の3つのパラメーターに依存する。本研究により、ピックアップ O^+ イオンの生成率は、太陽風動圧が大きくなるほど増加し、太陽風動圧が 1.43 nPa のときの生成率 ($\sim 3 \times 10^{24}$ ions s^{-1}) は、太陽風動圧が 0.36 nPa のときの生成率 ($\sim 4 \times 10^{22}$ ions s^{-1}) よりも約2桁大きくなることが分かった。本結果は、火星の O^+ イオン流出の調査において、高い太陽風動圧条件下での調査が重要となることを示唆するものである。

1. はじめに

現在の火星は地球に比べて大気が薄く、その気候は寒冷で乾燥している。しかしながら、近年の衛星探査による流水地形の発見等から、かつては分厚い大気をもつ温暖で湿潤な惑星であったと考えられる。火星に存在した大量の大気・水が失われた主要因は、宇宙空間への大気の流出である可能性が高いと考えられており [1]、流出機構の解明は火星の重要なサイエンスターゲットの1つに挙げられている。

Phobos2 衛星及び Mars Express 衛星は、火星からの大規模な O^+ イオンの流出を観測した [2-4]。 O^+ イオンの流出において最も重要な流出機構の一つは、イオノポーズ上空で新たに生成された O^+ イオンの太陽風によるピックアップである。太陽風中で生成された O^+ イオンは、太陽風の誘導電場によって速やかに加速を受けてサイクロトロン運動を始める。この加速された O^+ イオンの一部はそのまま宇宙空間へ流出する。その他の O^+ イオンはその惑星規模と同等程度の大きなサイクロトロン半径のために火星大気に再突入するが、十分な速さで突入した一部の O^+ イオンは衝突した大気粒子を宇宙空間にはじき飛ばすことがある。

本稿では、この火星からの大気流出に大きく関わっているピックアップ O^+ イオンの生成率を太陽風動圧の関数として定量的に求める。ピックアップ O^+ イオンは、主に火星昼側の外圏で、中性酸素原子が太陽 EUV 放射による光電離及び電荷交換反応、電子衝突電離によってイオン化されることによって生成される。従来の O^+ イオンの生成率の計算の大部分は、太陽風動圧の変化を考慮してこなかった。しかしながら、Mars Express 衛星の観測結果は、 O^+ イオンを含む重イオンの流出率と太陽風動圧の間に強い相関があることを示している [5]。

Kaneda et al. (2009) は、外圏の中性酸素原子密度及びイオノポーズ高度が太陽風動圧に依存することを示した [6]。このことは、太陽風にさらされる中性酸素原子の量が太陽風動圧に依存することを示唆する。太陽風と電離圏の境界であるイオノポーズは、太陽風動圧と電離圏のプラズマ圧が釣り合う位置に形成される。太陽風動圧が電離圏のプラズマ圧よりも大きい場合は、太陽風磁場が電離圏に進入していく。したがって太陽風動圧が大きいつまみイオノポーズ高度は低くなる。また、外圏に存在する高エネルギー中性酸素原子は電離圏の O_2^+ イオンと電子の解離再結合反応によって生成されるため、太陽風動圧が大きくなり電離圏の厚みが薄くなるほど準定常状態における外圏の高エネルギー酸素密度は小さくなる (図 1)。さらに、太陽風動圧が大きくなる程太陽風フラックスが大きくなるので、電子衝突電離率及び電荷交換反応率が大きくなる。

本稿は、ピックアップ O^+ イオンの生成率の太陽風動圧依存性を調べるために、①イオノポーズ高度と②外圏の高エネルギー酸素原子密度、③電荷交換反応率及び電子衝突電離率の3つのパラメーターを太陽風動圧の関数として、光電離及び電荷交換反応、電子衝突電離による O^+ イオンの生成率を計算した。イオノポーズ高度と酸素原子密度の計算には Kaneda et al. (2009) の磁気圏

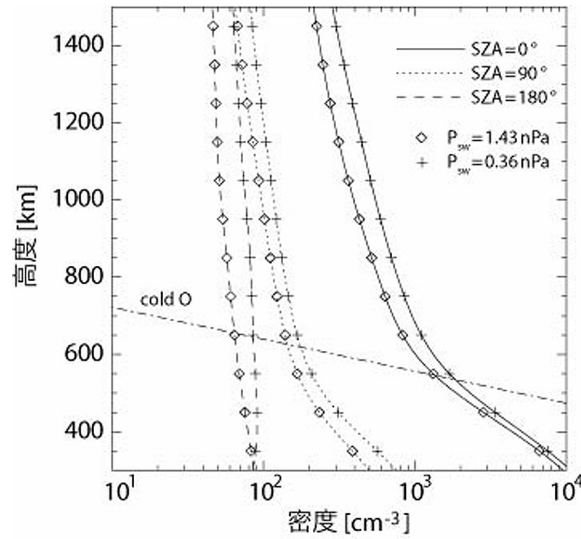
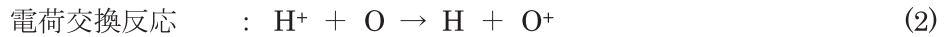
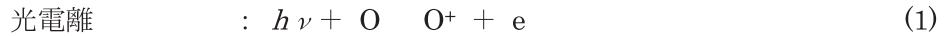


図 1 : 太陽風動圧 (P_{sw}) が 0.36 nPa と 1.43 nPa の場合の、準定常状態における高エネルギー酸素原子密度の高度分布。鎖線は低エネルギー酸素原子密度である。

シーソー電離圏—外圏結合モデル [6] を、電荷交換反応率と電子衝突電離率の計算には Terada et al. (2009) の 3 次元磁気流体力学 (MHD) モデル [7] を用いた。また、本研究のパラメータは全て太陽活動極小期 (バイキング着陸機観測時) の値を採用している。

2. ピックアップ O^+ イオン生成率の計算方法

ピックアップ O^+ イオンは主に次の 3 つの反応によって生成される。



それぞれの反応による O^+ イオンの生成率は、 $f_{ph}n_O$ 、 $f_{ch}n_O$ 、 $f_{el}n_O$ (f_{ph} : 光電離率、 f_{ch} : 電荷交換反応率、 f_{el} : 電子衝突電離率、 n_O : 中性酸素原子密度) で与えられる。光電離率 f_{ph} は太陽活動極小期において 1 AU で $2.38 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ [8] であり、これは火星軌道では $1.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ になる。電荷交換反応率 f_{ch} は、

$$f_{ch} = n_p v_p \sigma \quad (4)$$

で得られる。 n_p はプロトン密度、 v_p はプロトン速度 (群速度 + 熱速度)、 σ は衝突断面積で値は $8 \times 10^6 \text{ cm}^2$ [9] である。電子衝突電離率 f_{el} は、

$$f_{el} = n_e \nu \quad (5)$$

で得られる。 n_e は電子密度、 ν は電子 1 個当たりの衝突率であり電子温度の関数である [10]。ピックアップ O^+ イオンの生成率は、これら 3 つの反応による O^+ イオンの生成率を、イオノポーズ上空の昼側全領域にわたって積分して求める。ただし、太陽風動圧が電離圏の最大プラズマ圧 (0.89 nPa) よりも大きい場合は、イオノポーズ近傍で電離生成された O^+ イオンは電離圏の下向き対流によって速やかに電離圏下層域に運ばれてしまい宇宙空間へと流出できないので、この下層域に運ばれる領域の生成率は除いている。以下では下層へと運ばれる領域の上限高度を流出高度と呼ぶ。イオノポーズ高度及び中性酸素原子密度の計算には Kaneda et al. (2009) の磁気圏シーソー電離圏—外圏結合モデル [6] を、電荷交換反応率及び電子衝突電離率の計算に必要なプロトン密度及びプロトン速度、電子密度、電子温度の計算には Terada et al. (2009) の 3 次元 MHD モデル [7] を用いた。イオノポーズ高度と中性酸素原子の高エネルギー成分の密度、電荷交換反応率、電子衝突電離率は太陽風動圧の値によって異なる。火星軌道における太陽風動圧は通常 0.4

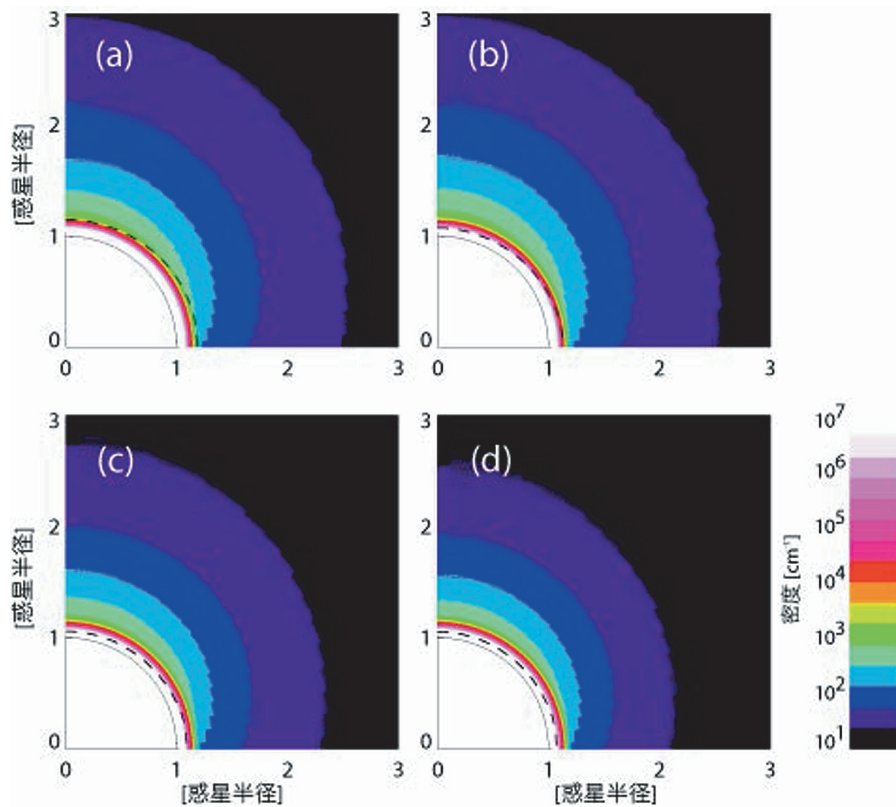


図 2 : 太陽風動圧が(a)0.36 nPa、(b)0.64 nPa、(c)0.99 nPa、(d)1.43 nPa のときの、準定常状態における中性酸素原子密度。破線はイオノポーズの位置を示す。

nPa から 1.5 nPa 程度で変化する。そこで、本研究では太陽風動圧が 0.36 nPa、0.64 nPa、0.99 nPa、1.43 nPa の 4 通りについて計算を行った。図 2 は各太陽風動圧時のイオノポーズ高度と中性酸素原子密度である。

3. 計算結果と考察

図 3 は、3つのパラメーター、すなわち①イオノポーズ高度、②高エネルギー中性酸素原子密度、③電荷交換反応率及び電子衝突電率のいずれか1つのみを太陽風動圧の関数とし、他の2つのパラメーターは太陽風動圧が 0.36 nPa の場合の値に固定したときのピックアップ O⁺イオンの生成率である。ただし、電荷交換反応率と電子衝突電率のみを太陽風動圧の関数とした図 3(c)の縦軸は、電荷交換反応と電子衝突電離の2つの反応による生成率であり、光電離による生成率は入っていない。

図 3(a) は、イオノポーズ高度のみを太陽風動圧の関数とした場合の結果である。0.36 nPa から 0.99 nPa にかけて生成率が指数関数的に増加している。これは太陽風にさらされる中性酸素原子の量が増加するためである。イオノポーズは太陽風動圧と電離圏のプラズマ圧が釣り合うところに形成されるため、太陽風動圧が大きいほど低高度に形成される。図 4 は天頂角 0° におけるイオノポーズ上空の中性酸素原子のカラム密度を示している。赤色の破線は各イオノポーズ高度に対応する太陽風動圧であり、その高度での電離圏のプラズマ圧に等しい値になっている。図 4 には電離圏の最大プラズマ圧である 0.89 nPa 以上は含まれていない。太陽風動圧が 0.4 nPa よりも小さくイオノポーズ高度が 500 km よりも高高度に形成されているあいだは太陽風動圧の増加に伴う中性酸素原子のカラム密度の増加はゆるやかであるが、太陽風動圧が 0.4 nPa よりも大きくイオノポーズ高度が 500 km よりも低高度になるとカラム密度の増加率は増大する。こ

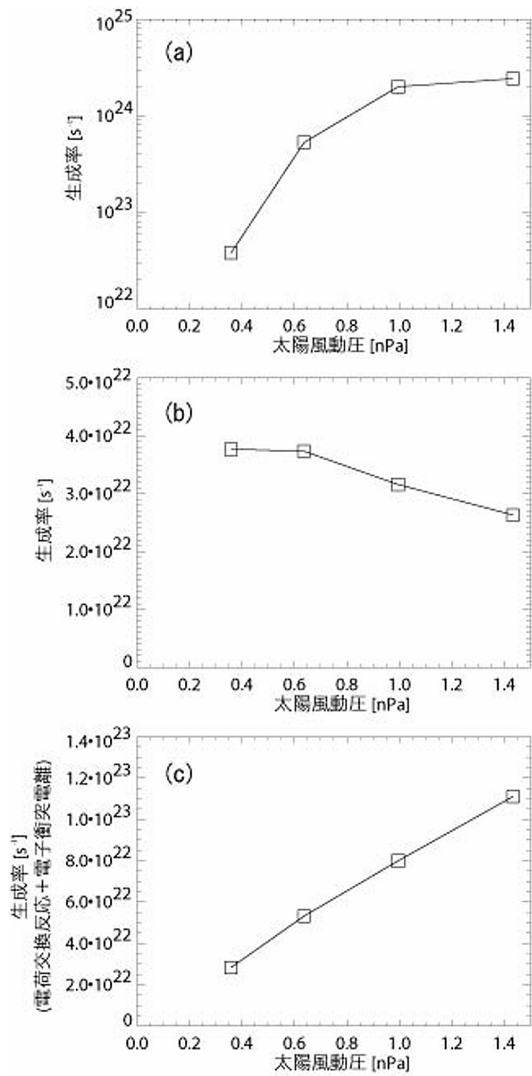


図 3: (a)イオノポーズ高度、(b)高エネルギー中性酸素原子密度、(c)電荷交換反応率と電子衝突電離率のみを太陽風動圧の関数とした場合のピックアップ O⁺イオンの生成率。

2つの反応による生成率も太陽風動圧に比例して増加する。

最後に、3つのパラメーター全てを太陽風動圧の関数として生成率の計算を行った。表 1 は、各太陽風動圧時の光電離、電荷交換反応、電子衝突電離の3つの反応によるピックアップ O⁺イオンの生成率と、これら3つの生成率を足し合わせた総生成率である。総生成率は太陽風動圧が増

れは高度約 550 km のところで、酸素原子の主成分が高エネルギーのものからスケールハイトのより小さい低エネルギーのものへと変わるからである (図 1)。図 3(a)に見られる指数関数的なピックアップ O⁺イオン生成率の増加は、0.4 nPa 以上での急激な中性酸素原子のカラム密度の増加に起因している。太陽風動圧が電離圏の最大プラズマ圧 (0.89 nPa) よりも大きくなると、太陽風磁場が電離圏中に進入する。しかし、このような過動圧時にはイオノポーズから電離圏下層への下向きの対流が存在し、イオノポーズ近傍で生成された O⁺イオンはその下向き対流によって電離圏下部に速やかに運ばれる。そのため、太陽風動圧が 0.89 nPa を超えると、太陽風動圧の増加による流出高度の変化は小さく、その結果宇宙空間へと流出するピックアップ O⁺イオンの生成率はほとんど増加しない。

図 3(b) は、高エネルギー中性酸素原子密度のみを太陽風動圧の関数とした場合の結果である。準定常状態における高エネルギー中性酸素原子密度は太陽風動圧が大ききときほど小さくなるので (図 1、2)、太陽風動圧が大きくなるとピックアップ O⁺イオンの生成率は小さくなる。太陽風動圧が 1.43 nPa の場合の生成率は 0.36 nPa の場合の約 2/3 倍である。しかし、図 3(a) のイオノポーズ高度の変化による生成率の増加と比べるとその減少幅ははるかに小さく、高エネルギー酸素原子密度の変化が生成率の変化に与える影響は小さいといえる。

図 3(c) は、電荷交換反応率及び電子衝突電離率のみを太陽風動圧の関数とした場合の結果である。但し、光電離による生成率は含まれていない。太陽風動圧は、太陽風の質量密度の 1 乗と速度の 2 乗に比例するが、ここでは質量密度のみ変化させた。太陽風動圧の増加に比例して太陽風のプロトン密度及び電子密度も増加するため、この

表 1: ピックアップ O⁺イオンの生成率

太陽風動圧 [nPa]	光電離 [s ⁻¹]	電荷交換反応 [s ⁻¹]	電子衝突電離 [s ⁻¹]	総生成率 [s ⁻¹]
0.36	9.34 × 10 ²¹	1.10 × 10 ²²	1.80 × 10 ²²	3.83 × 10 ²²
0.64	3.61 × 10 ²³	1.37 × 10 ²³	1.14 × 10 ²³	6.13 × 10 ²³
0.99	1.46 × 10 ²⁴	2.41 × 10 ²³	3.37 × 10 ²³	2.04 × 10 ²⁴
1.43	1.70 × 10 ²⁴	3.17 × 10 ²³	7.64 × 10 ²³	2.78 × 10 ²⁴

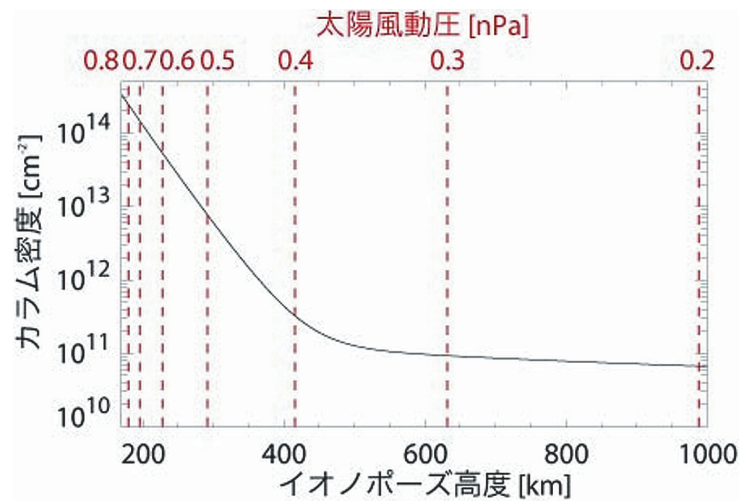


図 4 : 天頂角 0° におけるイオノポーズ上空の中性酸素原子のカラム密度。

加する程大きくなり、太陽風動圧が 1.43 nPa の場合の生成率は、0.36 nPa の場合よりも約 2 桁も大きくなっている。いずれの反応でも生成率の増加がみられるが、特に顕著なのは光電離である。太陽風動圧が 0.36 nPa の場合は 3 つの反応による生成率は同程度であるが、太陽風動圧が 0.64 nPa 以上では光電離が主生成源となり、総生成率の半分以上を占める。図 3 が示すように太陽風動圧の増加による生成率の指数関数的増加は、イオノポーズ高度が下がり低高度に大量に存在するスケールハイトの小さな低エネルギーの中性酸素原子が太陽風にさらされることが原因である。しかし、イオノポーズのすぐ上には magnetic barrier region が形成されて電荷交換反応率、電子衝突電離率共に小さくなるため、電荷交換反応及び電子衝突電離はイオノポーズ高度低下による生成率の増加が抑えられる。さらにこのことより、電荷交換反応率と電子衝突電離率は太陽風動圧に比例して増加するが (図 3(c))、太陽風動圧が大きいときには光電離が主生成源であるため、総生成率の変化に対して電荷交換反応率と電子衝突電離率の変化が与える影響は小さいといえる。以上より、ピックアップ O⁺イオンの生成率は太陽風動圧に大きく依存し、それは主に太陽風動圧によってイオノポーズ高度が変化するためであるということが分かる。

4. まとめ

本稿は、ピックアップ O⁺イオン生成率の太陽風動圧に対する依存性を調べるために、①イオノポーズ高度と②高エネルギー酸素原子密度、③電荷交換反応率及び電子衝突電離率を太陽風動圧の関数にして、火星軌道における通常の太陽風動圧の変動範囲である 0.36 nPa から 1.43 nPa 時のイオノポーズ上空での O⁺イオンの生成率を計算した。その結果、太陽風動圧が増加するほどピックアップ O⁺イオンの生成率も増加し、太陽風動圧が 1.43 nPa のときの生成率 ($\sim 3 \times 10^{24}$ ions s⁻¹) は、太陽風動圧が 0.36 nPa のときの生成率 ($\sim 4 \times 10^{22}$ ions s⁻¹) よりも約 2 桁大きくなることが分かった。高エネルギー酸素原子密度、電荷交換反応率及び電子衝突電離率の変化が与える影響は小さく、生成率の増加は主に、イオノポーズ高度が低くなり、低高度に大量に存在する低エネルギーの酸素原子が電離して生成された O⁺イオンが太陽風にさらされることに起因する。また、この結果から火星の O⁺イオンの流出を調査する際は太陽風動圧が大きいときが重要であるといえる。

謝辞

本研究を進めるにあたり御指導いただきました京都大学の町田忍教授に深く謝意を表します。

本研究は、東北大学グローバル COE プログラム「変動地球惑星学の統合教育研究拠点」の支援を受けています。また、本研究の計算には、東北大学サイバーサイエンスセンターの SX-9 及び宇宙航空研究開発機構の JSS システム、情報通信研究機構のスーパーコンピュータシステムを用いました。関係する全ての皆様にここに深く謝意を表します。

参考文献

- [1] Lammer, H., H. I. M. Lichtenegger, C. Kolb, I. Ribas, E. F. Guinan, R. Abart, and S. J. Bauer (2003), Loss of water from Mars: Implications for the oxidation of the soil, *Icarus*, *165*, 9-25.
- [2] Lundin, R., A. Zakharov, R. Pellinen, H. Borg, B. Hultqvist, N. Pissarenko, E. M. Dubinin, S. Barabash, I. Liede, and H. Koskinen (1989), First measurement of the ionospheric plasma escape from Mars, *Nature*, *341*, 609-612.
- [3] Verigin, M. I., et al. (1991), On the problem of the Martian atmosphere dissipation: Phobos 2 TAUS spectrometer results, *J. Geophys. Res.*, *96*, 19,315-19,320.
- [4] Barabash, S., A. Fedorov, R. Lundin, and J. Sauvaud (2007), Martian atmospheric erosion rates, *Science*, *315*, doi:10.1126/science.1134358.
- [5] Lundin, R., S. Barabash, A. Fedorov, M. Holmström, H. Nilsson, J. -A. Sauvaud, and M. Yamauchi (2008), Solar forcing a planetary ion escape from Mars, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L09203, doi:10.1029/2007GL032884.
- [6] Kaneda, K., N. Terada, and S. Machida (2009), Solar-wind control of the hot oxygen corona around Mars, *J. Geophys. Res.*, *114*, E02007, doi:10.1029/2008JE003234.
- [7] Terada, N., H. Shinagawa, T. Tanaka, K. Murawski, and K. Terada (2009), A three-dimensional, multispecies, comprehensive MHD model of the solar wind interaction with the planet Venus, *J. Geophys. Res.*, *114*, A09208, doi:10.1029/2008JA013937.
- [8] Torr, M. R., and D. G. Torr (1985), Ionization frequencies for solar cycle 21: Reversed, *J. Geophys. Res.*, *90*, 6675-6678.
- [9] Stebbings, R. F., A. C. H. Smith, and H. Erhardt (1964), Charge transfer between oxygen atoms and O⁺ and H⁺ ions, *J. Geophys. Res.*, *69*, 2349-2355.
- [10] Cravens, T. E., J. U. Kozyra, A. F. Nagy, T. I. Gombosi, and M. Kurtz (1987), Electron impact ionization in the vicinity of comets, *J. Geophys. Res.*, *92*, 7341-7353.