

衛星電位と周辺プラズマの観測から求めた低密度プラズマ中のGEOTAIL衛星の光電子電流密度

著者	石井 ?, 中川 朋子, 鶴田 浩一郎, 早川 基, 向井 利典
雑誌名	東北工業大学紀要 ? 理工学編
号	20
ページ	173-179
発行年	2000-03-31
URL	http://doi.org/10.51048/00000237



衛星電位と周辺プラズマの観測から求めた低密度プラズマ中の GEOTAIL 衛星の光電子電流密度

石井 琢*・中川 朋子**・鶴田浩一郎***
早川 基****・向井 利典*****

Photoelectron Current Density Emitted from GEOTAIL Spacecraft in Low-density Plasma Estimated from Measurements of Spacecraft Potential and Ambient Plasma

Takuma ISHII, Tomoko NAKAGAWA, Koichiro TSURUDA,
Hajime HAYAKAWA and Toshifumi MUKAI

Abstract

Current density of net photoelectrons emitted from the GEOTAIL spacecraft was estimated from measurements of the floating potential of the spacecraft together with the temperature and density of the ambient plasma in interplanetary space and in the Earth's magnetosphere during the period from September 14, 1993, to October 31, 1998, by assuming balance of the currents caused by photoelectrons and ambient thermal electrons. The saturation current density was $50 \pm 25 [10^{-6} \text{ Am}^{-2}]$. By fitting the photoelectron current density to an exponential function of the spacecraft potential, the number density of the photoelectrons was calculated to be $1.8 \pm 1.0 [10^9 \text{ m}^{-3}]$ at the surface of the spacecraft, and the energy of the photoelectrons was $1.3 \pm 0.5 \text{ [eV]}$.

1. 歴史的背景と本研究の目的

宇宙空間は、水素やヘリウムなどの気体が電離した状態のプラズマでほぼ満たされている。プラズマ中の導体の周りには、シースと呼ばれるプラズマの鞘ができ、導体の電位が周囲のプラズマに比べて変化することが、すでに 1926 年に Langmuir らによって、明らかにされている¹⁾。これと同様に、宇宙空間の人工衛星の

周囲にも周辺のプラズマによってシースができ、衛星の電位が変化している。

宇宙空間での電場計測においては、衛星の電位を正確に知ることが特に重要である。宇宙空間の電場の計測に最も多く使われるダブルプローブ法は、1 対の電極間の電位差を計測するものであるが²⁾、低密度プラズマ領域では電極と周囲のプラズマとの間のインピーダンスが高く、衛星電位を知ることなしには正確な電場計測は不可能に近い。

プラズマ中の衛星の表面電位 ϕ_{sic} は、表面を出入りする様々な電流の総和が 0 となるように自動的に調整される¹⁾。衛星表面を出入りする主な電流には、電子が衛星表面に流れ込むための電流 I_e 、イオンが衛星表面に流れ込むための電流 I_i 、対プラズマインピーダンス

1999 年 9 月 1 日受理

* 大学院 (通信工学専攻) 学生

** 通信工学科 助教授

*** 文部省宇宙科学研究所 教授

**** 文部省宇宙科学研究所 助教授

***** 文部省宇宙科学研究所 教授

を下げるために人為的に流すバイアス電流³⁾ I_{bias} , 太陽紫外線照射によって生じる光電子電流 I_{ph} がある。

電離層中のように、プラズマ粒子密度が高く、光電子による電流 I_{ph} が無視できる場合には、電子電流 I_e , イオン電流 I_i , バイアス電流 I_{bias} のつりあいによって衛星電位 $\phi_{s/c}$ は

$$\phi_{s/c} = \frac{kT_e}{|q|} \ln \left\{ \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{I_{bias}}{2\pi^{\frac{1}{2}} r_0^2 |q| n_{\infty} \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (1)$$

のように、主にプラズマ温度によって決まることがわかっている²⁾⁴⁾。ここで、 r_0 は球近似した人工衛星の半径、 $|q|$ は電荷、 n_{∞} は周辺プラズマ粒子密度、 k はボルツマン定数、 T_e , T_i はそれぞれ周辺プラズマ電子とイオンの温度、 m_e , m_i は電子とイオンの質量、 $\phi_{s/c}$ は衛星電位である。

電離層より高度の高い地球磁気圏中では、周辺プラズマ密度が低く、温度が高いため、光電子による電流が無視できない。太陽紫外線が当たっている日照時には、光電効果によって放出される光電子が主流となり、衛星電位は正の値になる。図1は、GEOTAIL 衛星の観測した衛星電位 $\phi_{s/c}$ と周辺プラズマ密度 n_{∞} の関係を示したものであるが、式(1)の関数形にはなっておらず、光電子の影響があることを示唆している。

Grard⁵⁾ は、宇宙空間における光電子電流量を推定するため、様々な金属と様々な入射光についての入射光子1個あたりの光電子の放出率と、そのエネルギー

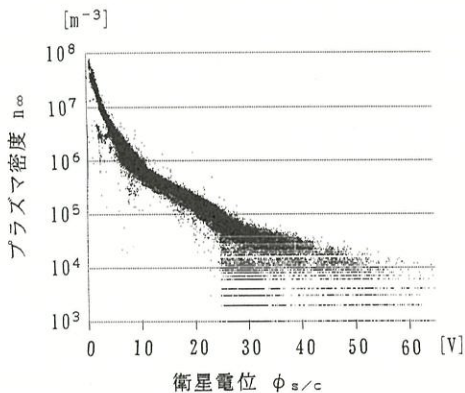


図1 1993年9月14日から1993年12月30日までの間にGEOTAIL衛星によって観測されたプラズマ密度 n_{∞} と衛星電位 $\phi_{s/c}$ の関係

分布を地上実験で測定した結果を太陽光線のスペクトルと組み合わせ計算を行っている。

光電子による電流を宇宙空間で実測するには、衛星電位を常時モニターすることが必要である。磁気圏中の広い範囲においてこれを可能にしたのが、1992年に打ち上げられたGEOTAIL衛星⁶⁾である。GEOTAIL衛星は、衛星電位⁷⁾だけでなく、同時に周辺プラズマの密度と温度、分布関数を常時計測している⁸⁾ので、地上で行う実験の値とは独立に、Fahlesonら⁴⁾の理論を利用して宇宙空間でのプラズマ観測に基づいて光電子電流を決定することができる。

本研究では、GEOTAIL衛星によって得られた衛星電位とプラズマ密度と温度の情報を用いて、様々な密度領域での光電子による電流を求める。

2. 解析方法

2-1. GEOTAIL衛星の観測から光電子電流を求める

電子電流 I_e とイオン電流 I_i を求める式は

$$I_e = 2\pi^{\frac{1}{2}} r_0^2 |q| n_{\infty} \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{|q|\phi_{s/c}}{kT_e} \right), \quad (2)$$

$$I_i = 2\pi^{\frac{1}{2}} r_0^2 |q| n_{\infty} \left(\frac{2kT_i}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{|q|\phi_{s/c}}{kT_i} \right), \quad (3)$$

となる²⁾。ただし、イオンは電子に比べ質量が重いいため、衛星の作る電位がイオンの分布にあまり影響を与えないと考え、式(3)の指数関数を外した形を使うことが多い²⁾⁴⁾。式(2)、式(3)中にあらわれるプラズマ密度と温度はGEOTAIL衛星の低エネルギー観測装置LEPで観測され、衛星電位は電場観測装置EFDのシングルプローブモードでほぼ常時観測されているので、GEOTAIL衛星を使えばこれらの実測に基づいて、電流のつりあい

$$I_e - I_i + I_{bias} - I_{ph} = 0 \quad (4)$$

から、光電子電流 I_{ph} を知ることが可能である。式(4)は、衛星から外向きを正とした。

プラズマ密度は電気的中性から、電子、イオンともLEPで測定したプラズマイオンの数密度の12秒値を用い、イオンの温度 T_i と電子の温度 T_e は簡単のため $T_i = T_e$ と近似し、さらに温度が等方的であると仮定し磁場に垂直方向の温度 T_{\perp} を用いることにする。衛星電位 $\phi_{s/c}$ は12秒値のシングルプローブの測定値を

用いる。衛星の表面積は、GEOTAIL衛星を半径約1.1 [m]、高さ1.6 [m]の円筒とみなし、18.7 [m²]と近似する。

1993年9月14日から1993年12月30日までの間の実測に基づいて式(2)、式(3)から計算した電子電流 I_e 、イオン電流 I_i を衛星電位 $\phi_{s/c}$ に対してプロットしたのが図2である。周辺プラズマのイオンによる電流 I_i は、電子による電流 I_e に比べて約 10^{-2} 倍と無視できるほど小さく、また衛星本体にはバイアス電流 I_{bias} が印加されていないことから、光電子による電流 I_{ph} は、ほぼ周辺プラズマの電子による電流 I_e とつりあっていると近似できる。こうして得られた正味の光電子電流 I_{ph} が図3である。

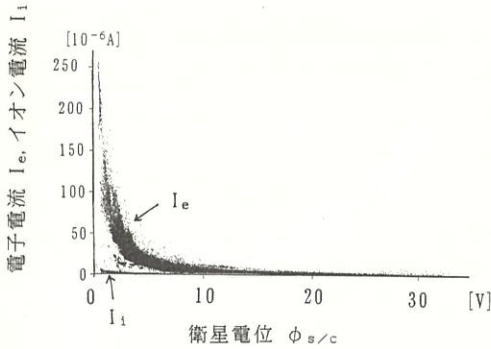


図2 1993年9月14日から1993年12月30日までの間にGEOTAIL衛星によって観測されたプラズマ密度と温度から計算した周辺プラズマの電子電流 I_e 、イオン電流 I_i

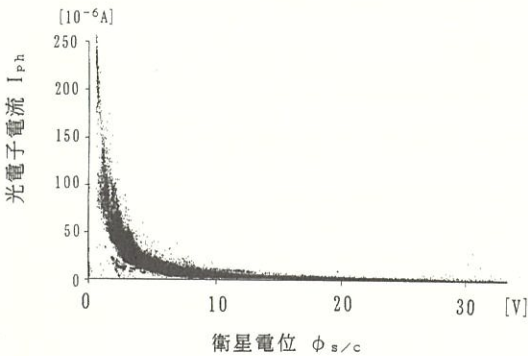


図3 図2と同じ期間にGEOTAIL衛星によって観測されたプラズマ密度と温度から計算した光電子電流 I_{ph} (図2の電子電流 I_e と同じ)。

2-2. 光電子電流から光電子の密度と温度を求める

光電子の密度と温度を求めるために、Grard⁵⁾の理論を用いる。Grard⁵⁾は、様々な金属と様々な入射光について、入射光子1個あたりの光電子の放出率 $Y(w)$ と、そのエネルギー分布 $f(w, \psi)$ の測定結果に基づいて、光電子電流量を推定した。ここで、 w は入射太陽光のエネルギー、 $|q|\psi$ は光電子のエネルギーである。これに太陽光スペクトル $S(w)$ を組み合わせて、衛星電位 $\phi_{s/c}$ が0 [V] の場合の光電子電流の電流密度 J_0

$$J_0 = |q|I_s \quad (5)$$

ただし

$$I_s = \int_{w=0}^{\infty} Y(w) \cdot S(w) dw \quad (6)$$

及び、衛星電位 $\phi_{s/c}$ が周囲に対し正の場合の正味の光電子電流密度 $J(\phi_{s/c})$

$$J(\phi_{s/c}) = |q|I_s \int_{\psi=\phi_{s/c}}^{\infty} p(\psi) d\psi \quad (7)$$

ただし

$$p(\psi) = \frac{1}{I_s} \int_{w=0}^{\infty} Y(w) \cdot S(w) \cdot f(w, \psi) dw \quad (8)$$

が求められた⁵⁾。光電子のデバイ長に対して衛星が大きく、衛星表面を平面と近似できる時には

$$J(\phi_{s/c}) = |q|I_s \int_{\phi=\phi_{s/c}}^{\infty} P(\phi) d\phi \quad (9)$$

ただし

$$P(\phi) = \int_{\psi=\phi}^{\infty} \frac{p(\psi)}{\psi} d\psi \quad (10)$$

となることが示されている⁵⁾。ただし ϕ は衛星表面に垂直な速度成分 v_n による運動エネルギーを表す。図4は、こうして得られた光電子電流密度 $J(\phi_{s/c})$ を衛星電位 $\phi_{s/c}$ に対して示したものである⁵⁾。

光電子発生率のエネルギー分布 $p(\psi)$ は、複雑な太陽スペクトル $S(w)$ や物質ごとに異なる $Y(w)$ 、 $f(w, \psi)$ の反映であるので単純な関数形とはならないが、これを

$$p(\psi) = \frac{\psi}{\phi_0^2} \exp\left(-\frac{\psi}{\phi_0}\right) \quad (11)$$

の形に近似すると、式(9)は

$$J(\phi_{s/c}) \sim |q|I_s \exp\left(-\frac{\phi_{s/c}}{\phi_0}\right) \quad (12)$$

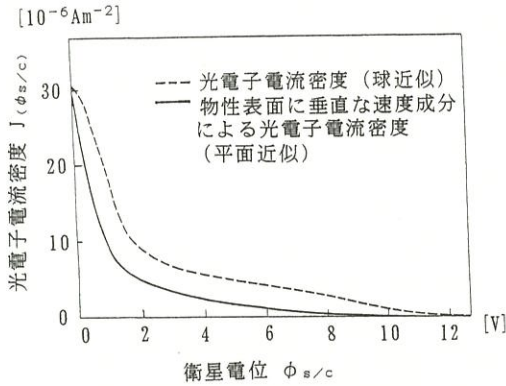


図4 衛星電位 $\phi_{s/c}$ に対する光電子電流密度 (酸化インジウムの場合) (Grard⁵⁾ の Fig. 3(e) より抜粋)

となる。

図4の平面近似の場合の光電子電流密度 $J(\phi_{s/c})$ は、衛星電位 $\phi_{s/c}$ があまり大きくない範囲に限れば衛星電位 $\phi_{s/c}$ の指数関数 (12) で近似できると考えられる。この近似が成り立つとすれば、衛星表面での光電子密度 N_0 が

$$N_0 = I_s \left(\frac{2\pi m}{|q|\phi_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

によって求められる⁵⁾。

GEOTAIL 衛星によって得られた光電子電流 I_{ph} (図3) を図4と比較してみると、衛星を平面近似した場合の形と似ていることがわかる。これより、図3の光電子電流 I_{ph} を衛星電位 $\phi_{s/c}$ の指数関数 (式 (12) に日照面積をかけた形) に近似すれば、衛星電位 $\phi_{s/c}$ が 0 [V] の時の光電子電流 $I_{ph(0)}$ と光電子のエネルギー ϕ_0 が求められる。この $I_{ph(0)}$ を衛星の日照面積 3.5 [m²] で割れば、衛星電位 $\phi_{s/c}$ が 0 [V] の時の光電子

電流密度 (飽和光電子電流密度) J_0 が求められる。また式 (13) より光電子の密度 N_0 を得ることができる。

3. 結 果

図5は、1993年9月14日から1993年12月30日までの期間に GEOTAIL 衛星によって観測された衛星電位 $\phi_{s/c}$ とプラズマ密度 n_∞ と温度 T から計算した光電子電流 I_{ph} である。衛星電位 $\phi_{s/c}$ が 3 [V] と 6 [V] のあたりでグラフの傾きが変わっているが、これはもともと光電子電流 I_{ph} が衛星電位 $\phi_{s/c}$ の単純な指数関数で表せないことを反映している。そこで衛星電位 $\phi_{s/c}$ を 0~3 [V], 3~6 [V], 6~25 [V] の区間に分け、それぞれの区間について光電子電流 I_{ph} を式 (12) の形にフィッティングした。これは図4の $J(\phi_{s/c})$ を衛星電位 $\phi_{s/c}$ の領域別に3つの指数関数で近似することと等価である。

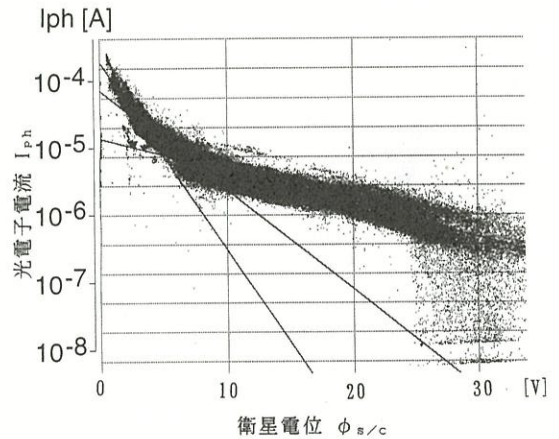


図5 図3の光電子電流 I_{ph} を自然対数で表示。直線は指数関数のフィッティングを表す。

表1 1993年9月14日から1993年12月30日までの期間の GEOTAIL 衛星の光電子電流 I_{ph0} 、飽和電流密度 J_0 (衛星電位 $\phi_{s/c}=0$ に対する値)、光電子エネルギー ϕ_0 、光電子の密度 N_0 、地球磁気圏中の衛星電位 $\phi_{s/c}$ と周辺プラズマ密度 n_∞ 、温度 T から求めた値である。

フィッティング範囲 (衛星電位 $\phi_{s/c}$ [V])	光電子電流 I_{ph0} [10^{-6} A]	光電子電流密度 J_0 [10^{-6} Am ⁻²]	光電子エネルギー ϕ_0 [eV]	光電子密度 N_0 [10^9 m ⁻³]
0~3	187	52	1.6	1.57
3~6	72	21	3.0	—
6~25	14	4	8.9	—
Grard ⁵⁾ の計算値	—	30	1.19	1.26

フィッティングの結果を表1に示す。衛星電位 0 [V] ~ 3 [V] の区間の飽和光電子電流密度 J_0 は $52 [10^{-6} \text{ Am}^{-2}]$, 光電子エネルギー ϕ_0 は $1.6 [\text{ eV}]$ であり, Grard⁵⁾ の計算結果 $J_0 = 30 [10^{-6} \text{ Am}^{-2}]$, $\phi_0 = 1.19 [\text{ eV}]$ と良く合っている。光電子電流密度 $J(\phi_{s/c})$ の指数関数近似は衛星電位 $\phi_{s/c}$ が 0 [V] に近い範囲で成り立つので, 光電子密度 N_0 を求めるには, 衛星電位 $\phi_{s/c}$ が 0 [V] ~ 3 [V] の区間の値を使うのが適当である。これより計算した光電子密度 N_0 は $1.57 [10^9 \text{ m}^{-3}]$ で, Grard⁵⁾ が Maxwell 近似をして得た推定値 $1.26 [10^9 \text{ m}^{-3}]$ と近い値である。衛星電位 $\phi_{s/c}$ がこれより大きいところでは, $\phi_{s/c}$ が大きいほど光電子のエネルギー ϕ_0 も大きくなるという傾向が見られ, これも Grard⁵⁾ の示した結果と合っている。

長期間の光電子電流変化を見るため, 1994 年 1 月から 1998 年 10 月までの光電子電流 I_{ph} を 4 か月ごとに求めた。それぞれの期間の衛星電位 $\phi_{s/c}$ が 0 [V] から 3 [V] の区間の光電子電流 I_{ph} を式 (12) の指数関数でフィッティングして得た結果を, 表 2 に示す。光電子電流密度 J_0 と光電子温度 T_{ph} と光電子密度 N_0 の値は, それぞれ $50 \pm 25 [10^{-6} \text{ Am}^{-2}]$, $1.3 \pm 0.5 [\text{ eV}]$, $1.8 \pm 1.0 [10^9 \text{ m}^{-3}]$ であった。光電子密度 N_0 には $0.3 [10^9 \text{ m}^{-3}]$ から $4.4 [10^9 \text{ m}^{-3}]$ の変化が見られるが, 一定の傾向があるわけではなく, フィッティングがうまくいかなかったケースがあるためと思われる。

表 2 1993 年 9 月から 1998 年 10 月までの様々な期間の光電子電流の電流密度 J_0 , 光電子エネルギー ϕ_0 , 密度 N_0 。地球磁気圏や太陽風中での衛星電位 $\phi_{s/c}$ と周辺プラズマ密度 n_∞ と温度 T から求めた。太陽紫外線強度の指標として, 波長 10.7 [cm] の電波強度 (オタワ F10.7, NOAA 発表による) を右端に示した。

期間	フィッティング範囲 (衛星電位 $\phi_{s/c}$ [V])	光電子電流 の電流密度 $J_0 [10^{-6} \text{ Am}^{-2}]$	光電子 エネルギー $\phi_0 [\text{ eV}]$	光電子密度 $N_0 [10^9 \text{ m}^{-3}]$	太陽 flux $[10^{-22} \text{ W} \cdot \text{ m}^{-2} \cdot \text{ Hz}^{-1}]$
1993 年					
9 月-12 月		52	1.6	1.57	96.0
1994 年					
1 月- 4 月		117	1.0	4.47	94.4
5 月- 8 月		15	3.0	0.31	80.7
9 月-12 月		39	1.6	1.21	81.9
1995 年					
1 月- 4 月		31	1.8	0.87	81.5
5 月- 8 月		21	1.6	0.64	76.8
9 月-12 月		70	0.98	2.72	73.3
1996 年					
1 月- 4 月		39	1.3	1.32	70.5
5 月- 8 月	0-3	19	1.2	0.64	72.8
9 月-12 月		60	0.96	2.33	72.8
1997 年					
1 月- 4 月		39	1.2	1.38	72.9
5 月- 8 月		39	0.79	1.71	76.2
9 月-12 月		52	1.0	1.94	93.7
1998 年					
1 月- 4 月		60	1.1	2.14	99.6
5 月- 8 月		74	0.77	3.11	119.5
9 月-10 月		49	0.87	2.14	128.2
値の範囲	0-3	50 ± 25	1.3 ± 0.5	1.80 ± 1.01	

表3 周辺プラズマ温度 T に制限をつけて算出した。1993年9月から1998年10月までの光電子電流の値 (密度 J_0 , 温度 T_{ph} , 密度 N_0) の範囲。

使用データ	フィッティング範囲 (衛星電位 $\phi_{s/c}$ [V])	光電子電流 の電流密度 J_0 [10^{-6}Am^{-2}]	光電子 エネルギー ϕ_0 [eV]	光電子密度 N_0 [10^9m^{-3}]
全て		50 ± 25	1.3 ± 0.5	1.77 ± 1.01
$T > 20$ [eV]	0-3	68 ± 25	1.3 ± 0.6	2.53 ± 1.21
$T > 40$ [eV]		68 ± 33	1.6 ± 0.6	2.33 ± 1.38

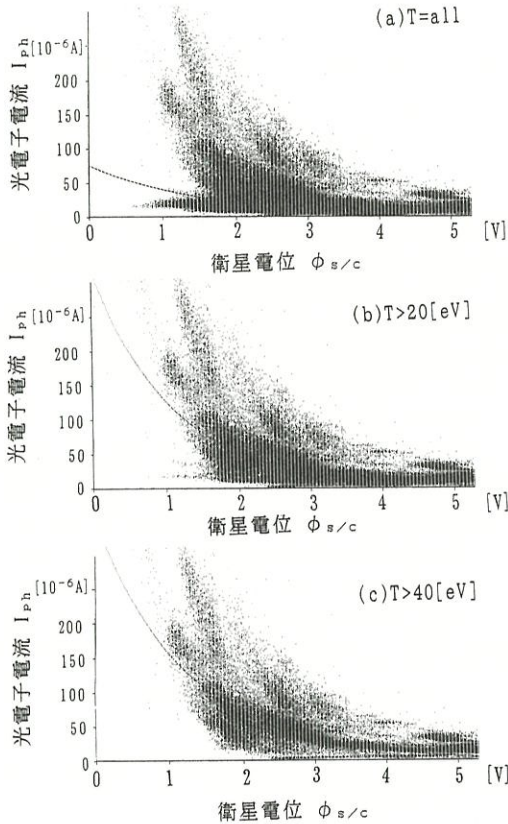


図6 1995年5月～8月の間にGEOTAIL衛星によって観測されたプラズマ密度と温度から計算した光電子電流 I_{ph} 。(a) 全てのデータを使用, (b) $T > 20$ [eV] のデータのみを使用, (c) $T > 40$ [eV] のデータのみを使用した結果。曲線は指数関数でフィッティングしたものである。

4. 考 察

最小二乗法によるフィッティングの例を図6(a)に示す。フィッティング曲線が実際の観測点の分布からずれており、曲線の傾きが実際の分布より小さい。これは、光電子電流 I_{ph} が 20 [10^{-6} A] 付近に分布したデータプロットの影響である。この領域にプロットされるデータに注意してみると、周辺プラズマ温度が低い傾向が見られたので、プラズマ温度が 20 [eV] 以下あるいは 40 [eV] 以下のデータを除外してフィッティングを行ってみた。それぞれの場合の光電子電流 I_{ph} のプロットを図6(b), 図6(c)に示す。周辺プラズマ温度の低いデータを除外した方がフィッティング曲線が現実の観測値と良く合っている。プラズマ温度が低いデータが得られるのは主に太陽風中である。

同様の手順で1993年9月から1998年10月までの全期間について、周辺プラズマ温度に条件をつけて光電子電流 I_{ph} を4か月ごとにフィッティングし、値の範囲をまとめたものを表3に示す。周辺プラズマ温度の低いデータを除外して求めた光電子密度 N_0 の方がGrard⁵⁾ の計算値と合っていることがわかる。

参 考 文 献

- 1) Mott-Smith, H.M. and I. Langmuir: The theory of collectors in gaseous discharges, Phys. Rev., **28** (1926), p. 727-763.
- 2) Fahleson, U.: Theory of electric field measurements conducted in the magnetosphere with electric probes, Space Sci. Rev., **7** (1967), p. 238-262.
- 3) Pedersen, A., R. Grard, K. Knott, D. Jones, A. Confalone and U. Fahleson: Measurements of quasi-static fields between 3 and 7 earth radii on GEOS-1, Space Sci. Rev., **22** (1978), p. 333-346.
- 4) Fahleson, U.V., M.C. Kelley and F.S. Mozer:

- Investigation of the operation of a d.c. electric field detector, *Planetary Space Sci.*, **18** (1970), p. 1551-1561.
- 5) Grad, R.J.L.: Properties of satellite photoelectron sheath derived from photoemission laboratory measurements, *J. Geophys. Res.*, **78** (1973), p. 2885-2906.
 - 6) Nishida, A.: The GEOTAIL mission, *Geophys. Res. Lett.*, **21** (1994), p. 2871-2873.
 - 7) Tsuruda, K., H. Hayakawa, M. Nakamura, T. Okada, A. Matsuoka, F.S. Mozer and R. Schmidt: Electric field measurements on the GEOTAIL satellite, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46** (1994), p. 693-711.
 - 8) Mukai, T., S. Machida, Y. Saito, M. Hirahara, T. Terasawa, N. Kaya, T. Obara, M. Ejiri and A. Nishida: The low energy particle (LEP) experiment onboard the GEOTAIL satellite, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46** (1994), p. 669-692.