

ECR 放電とイオン壁面中性化を用いた
超熱原子状酸素源の定常ビーム特性

CW Beam Characterization of a Hyperthermal Atomic Oxygen Source
using ECR Discharge and Ion Surface Neutralization

久 本 泰 慶

博士（工学）

総合研究大学院大学

平成 25 年度

目次

目次.....	iii
概要.....	ix
第1章 緒言.....	1
1. はじめに.....	2
1.1. 超低高度利用ミッションの広がり.....	2
1.2. GOCE ミッション(ESA).....	4
1.3. SLATS ミッション(JAXA).....	5
2. 研究背景.....	9
2.1. 大気吸込式電気推進機の構想.....	9
2.2. 重要研究テーマ.....	12
3. 高層大気環境模擬の必要性.....	13
3.1 高層大気環境.....	13
3.2. 大気吸込式電気推進機の研究環境要求.....	16
3.3. 抗力係数に関する課題.....	17
3.4. 高層大気環境模擬の現在技術.....	19
4. 研究目的.....	20
4.1. 研究の位置付けと意義.....	20
4.2. 研究目的.....	21
4.3. 目標性能.....	21
5. 本論文の構成.....	22
第2章 超熱中性粒子の生成方式.....	1
1. 軌道環境模擬の現状.....	2
1.1. 地上装置による軌道環境再現.....	2

1.2. 原子状酸素生成方式の分類.....	2
2. イオン壁面中性化を用いた既往研究.....	6
3. 開発指針と設計コンセプト.....	9
第3章 超熱原子状酸素源.....	1
1. 超熱原子状酸素源の概要.....	2
2. 超熱中性粒子生成の基礎原理.....	4
2.1. ECR 放電プラズマの基礎原理.....	4
2.2. イオン壁面中性化の基礎原理.....	9
3. ガス共有系・マイクロ波供給系.....	12
4. 真空槽.....	13
第4章 並進エネルギー計測.....	1
1. 本章の目的.....	2
2. 実験原理と計測装置.....	2
2.1. Time Of Flight の原理.....	2
2.2. 計測装置の構成.....	3
2.3. 幾何誤差の時刻補正量.....	8
3. 実験結果.....	9
3.1. 各粒子のエネルギー.....	9
3.2. グリッド電圧とエネルギーの関係.....	14
3.3. 放電室圧力,マイクロ波電力による影響.....	20
4. 考察.....	24
4.1. エネルギー決定の考察.....	24
4.2. プローブによるプラズマ電位計測.....	26
4.3. 超熱酸素分子のエネルギー.....	30
4.4. ビームエネルギーへの要求.....	32
4.5. 低エネルギー化の検討.....	33
5. 小結.....	35
第5章 原子状酸素 Flux 計測.....	1
1. 本章の目的.....	2
2. 実験原理と計測装置.....	2
2.1. ポリイミドの反応効率.....	2
2.2. フラックス計測の原理.....	4

2.3. 計測装置の構成.....	6
3. 実験結果.....	10
3.1. 計測精度とリファレンス結果.....	10
3.2. 作動条件とフラックスの関係.....	11
3.3. フラックス空間分布測定.....	14
3.4. ビーム平坦度.....	15
4. 考察.....	17
4.1. モード変化による高フラックス効果.....	17
4.2. グリッドへのイオン移送.....	18
5. 小結.....	20
第6章 ビーム粒子組成.....	1
1. 本章の目的.....	2
2. ビーム粒子組成.....	2
2.1. 超熱原子状酸素と超熱酸素分子の比率.....	2
2.2. 漏れガス(生ガス)分布.....	4
3. 利用効率改善策の検討.....	6
3.1. 応用するために必要な背圧環境と利用効率.....	6
3.2. シース形状の仮説.....	7
3.3. グリッド孔形状とフラックスの関係.....	9
3.4. グリッド形状の改良指針.....	12
4. 小結.....	13
第7章 結言.....	1
1. 結論.....	2
2. 今後の課題.....	3
付録.....	1
付録 A. DESTINY ミッション.....	2
付録 B. 高層大気環境.....	4
付録 C. 300 cm ² 照射.....	8
付録 D. ラングミュアプローブ計測.....	10
D.1 磁場なし理論.....	10
D.2 プローブ計測結果.....	13
付録 E. 宇宙構造材の劣化問題.....	14

付録 F. 中性化グリッドの数値計算.....	15
謝辞.....	1
図目録.....	i
表目録.....	vii

概要

地上から 150~250km の超低軌道と呼ばれる高度領域は、高高度気球では到達できず、大気抵抗補償を行わない従来の人工衛星では短期間で地球に落下してしまうため、これまでは超低高度領域の観測は観測ロケットによる離散的かつ散発的な観測に限られてきた。近年の宇宙利用の拡大によりこれまで避けてきた超低軌道を、電気推進機を利用して大気抵抗補償を行い、長期間飛行する人工衛星の注目が高まっている。こうした超低軌道衛星は比推力に優れた電気推進機を利用することで数年に渡り運用することが可能となる。ESA の GOCE (Gravity field & steady-state Ocean Circulation Explorer)はそのパイオニアであり、日本、イギリス、ドイツ、中国等でも超低軌道衛星の検討が進められている。超低軌道衛星の寿命は常時大気抵抗補償が必要なことから衛星に搭載された推進剤重量によって決まる。そこで高層大気を推進剤とし常に軌道上で現地調達し続けることで、衛星寿命が推進剤重量に依存しなくなるという構想の新たな電気推進機が提案された。そのうちのひとつである大気吸込式イオンエンジンは、希薄な高層大気を放電室に取り込んでプラズマ生成に適した圧力へ回復させた後、従来のイオンエンジンと同様に推進剤をプラズマ化させグリッドで加速を行う電気推進機である。

コンセプトを地上実証するためには、超低軌道環境の高層大気を模擬する風洞 (原子状酸素源) が必要不可欠となる。レーザデトネーション型原子状酸素源は、宇宙材料劣化の研究分野において最も有効な環境模擬装置として利用されているが、パルス駆動であるため一様な高層大気流の模擬が困難である。そのため大気吸込式イオンエンジンの環境模擬装置としては連続定常駆動の原子状酸素源が切望されている。

本研究では高層大気環境の地上再現に応用するため、超熱原子状酸素ビームの連続定常生成を目的に、ECR 放電プラズマ源および壁面中性化グリッドを用いた原子状酸素の開発に取り組み、超熱原子状酸素ビームのエネルギーおよびフラックスについて評価を実施した。

本原子状酸素源は ECR 放電で生じた酸素プラズマを中性化グリッド表面でイオン壁面中性化させ、超熱原子状酸素に変化させる。原子状酸素源はアンテナとそれを取り囲むように配置された磁気回路で放電室を構成し、高アスペクト比の多孔が開いた中性化グリッドが下流側に接続している。動作パラメータは、マイクロ波電力、酸素ガス流量、中性化グリッド印加電圧である。

まず、原子状酸素ビームの平均並進エネルギーは、機械式チョッパと四重極質量フィルタを用いた Time of Flight によって計測を実施した。マイクロ波電力 48 W、放電室圧力 125 mPa、グリッド印加電圧 0 V の作動時において、原子状酸素ビームのエネルギーは 12.1 eV であった。原子状酸素源の作動パラメータを変化させると、グリッド印加した負電圧に比例してエネルギーが増加するという実験結果を得た。これにより原子状酸素エネルギーはグリッド電圧で調整可能であることが明らかとなった。

これらの実験結果より壁面中性化箇所とエネルギー決定について考察を加えた。中性粒子エネルギーが中性化グリッドに印加した電圧により変化したことから、壁面中性化は中性化グリッドで生じていると結論付けた。このとき原子状酸素エネルギーはグリッド近傍のシース域における静電加速によって得られていると考察をした。これにより得られるエネルギーはグリッドに印加された電圧とプラズマ電位の電位差によって決定される。

次に原子状酸素ビームのフラックスについては、水晶振動子微小天秤を用いたポリイミド損耗質量計測により評価を実施した。マイクロ波電力 48 W、放電室圧力 128 mPa、グリッド印加電圧 0 V の作動時において、原子状酸素フラックスは $1.45 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ であった。外圏温度 $K = 736$ とした場合、軌道高度に換算すると 230 km に匹敵する原子状酸素環境である。原子状酸素源の作動パラメータを変化させると、マイクロ波投入電力の増加に比例してフラックスも増加する傾向を示した。放電室圧力とフラックスの関係にはプラズマのモードに伴う数居値が確認され、数居値を超えた放電室圧力での動作が利用効率がよいという結果を得た。

また、フラックス空間分布計測の結果より、放電室内で生成したプラズマの中性化グリッドまでの移送について考察を行った。弓型磁場内で生成されたイオンは弓型磁場に近接した中性化グリッド方向に向かう磁力線に沿ってイオンは移送されていると考察した。

3つ目に、これまでの実験結果からビーム組成について論じる。Time of Flight の結果

から超熱原子状酸素と超熱酸素分子の比は 85 : 15 となった。一方、大気吸込式イオンエンジンへの応用を目指す場合、超熱中性ビーム中での背圧環境を 5 ~ 10 分の 1 程度に改善する必要があることが示された。

これは利用効率の低さが原因であるため、利用効率改善のためにシース形状に着目した。グリッド孔は Debye 長に対して十分に大きいため、シースはグリッド孔の中まで張り出した形状をしていると仮説をたて、グリッド孔長さを変えたフラックス計測実験を実施した。実験結果からはグリッド孔長さを変化させても原子状酸素フラックスに影響が少ないことが示された。仮説の証明には飛躍があるが、仮説と傾向は一致している。検討の結果、アスペクト比を保ったままグリッド孔径小さくすることで利用効率が高まることが期待される。

本論文では超熱原子状酸素の定常ビーム生成とそのエネルギーおよびフラックス計測を行い、ビーム組成を評価した。得られた結果からは円軌道環境より高いビームエネルギー 12.1 eV であるが、グリッド印加電圧により調整であるという実験結果からエネルギー調整の見込みはあるといえる。フラックス値は $1.45 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ で目標となる軌道高度環境を達成している。一方、大気吸込式イオンエンジンへの応用を目指す場合、超熱中性ビーム中での背圧環境を 5 ~ 10 分の 1 程度に改善する必要があり、グリッド孔径小さくすることが有効であると結論付けた。

第1章 緒言

本章では, 超低軌道を利用したリモートセンシングへの期待や大気吸込式電気推進機の関心の高まりを受け, 現行の技術的課題について紹介する. これらは本研究の動機となっており, これらを踏まえて研究目的を示す.

1. はじめに
2. 研究背景
3. 高層大気環境模擬の必要性
4. 研究目的
5. 本論文の構成

1. はじめに

1.1. 超低高度利用ミッションの広がり

近年、電気推進機の台頭により新たな衛星利用が提案され、宇宙空間の利用領域が広がり出している。宇宙を取り巻く政策が技術のキャッチアップから利用拡大に転換し、「より大きく、より速く」から「より低コスト、より効率よく」を重視する流れになっていることも電気推進機の利用を後押ししている。

南北制御や深宇宙航行に続く電気推進機の新たな応用例として、超低軌道衛星が挙げられる。超低軌道衛星の実現により、従来はあえて避けてきた超低高度領域を戦略的に利用する機会が増している。超低軌道衛星とは電気推進機を搭載し大気抵抗補償を行う衛星である。高度 200 km の領域には希薄な高層大気が存在し(大気密度 $\approx 10^{16} \text{ m}^3 / \text{地上の数億分の 1 程度}$)、その高度を飛行する衛星は大気抵抗を受けて数週間のうちに大気圏へ再突入してしまう。超低軌道衛星は推進機を用いて大気抵抗補償を行うことで、従来低軌道衛星が定常的に運用することを避けてきた高度よりさらに低い高度 150 ~ 250 km の領域を定常的に周回することが可能になる。

超低軌道は大気密度が高いため、化学推進系を用いて大気抵抗補償を行うと大量の推進剤が必要となる。その結果、「衛星のペイロード比は小さくなり、寿命も短くなってしまう。現に東西冷戦時代に米国が打ち上げた偵察衛星 KH シリーズ¹⁻¹⁾の中には、150 × 400 km の楕円軌道を搭載した推進機を使って軌道制御し数カ月飛行する衛星(重量は約 13500 kg)が存在した。

一方で数年規模に渡り超低軌道を周回し続けるためには、比推力に長けた電気推進機が適している。ESA が打ち上げた GOCE はカウフマン型イオンエンジン T5 (QinetiQ 製) を搭載し、高度 260 km の円軌道を 4 年 8 カ月に渡って周回した。衛星質量 1100 kg のうち推進剤(キセノン)の質量は僅か 38 kg であった¹⁻³⁾。大気抵抗補償に高比推力の電気推進機を使用することで数年規模の軌道保持が可能であることが示された。個別の超低軌道衛星ミッション例は次項以降で記述し、電気推進機によるスパイラル上昇ミッション例については付録 A で紹介する。

超低軌道衛星には大きな可能性が秘められており、超低軌道衛星は日本、英国、ドイツ、中国等で検討が進められている¹⁻²⁾。従来の地球観測衛星より低い高度を周回する

ことにより、特に地球観測分野および超高層物理学分野への貢献が期待されている。

地球観測分野における利点は、重力場計測の分解能向上、地球観測を行う光学センサの分解能向上、アクティブセンサ(SAR, LIDER)に必要な電力削減等である。観測される重力異常は $g_y = 2\pi G\sigma_0 \sin \frac{2\pi x}{\lambda} e^{-2\pi y/\lambda}$ となるため分解能は高度の指数関数に比例する¹⁴⁾。光学センサの地上分解能は高度に比例する。SARに必要なレーダ送信電力は高度の3乗に比例、LIDERに必要なレーザ送信電力は高度の2乗に比例する。

重力場計測および陸域・海洋環境監視は、巨大地震・津波・竜巻・大雨洪水等の巨大リスクに対する予測/防災対策や有事際の緊急状況把握等への利用が期待される。こうした宇宙利用システムは日本国内の高度化・効率化に止まらず、センチネルアジアおよび国際災害チャータによる国際連携を通じて日本のプレゼンスを高めることにも寄与する。

高層物理学分野における利点は、高層大気その場観測(直接観測)が行えることである。特に中性大気の観測はリモートセンシングでは極めて困難であるため、これまでは観測ロケットによる観測に頼らざるを得なかった。観測ロケットによる観測は離散的かつ散発的であることから得られる情報は制約が生じてしまう。そのため様々なコンディションでの全球的な中性粒子の密度変動に関して理解が及んでいない部分がある。例えば、磁気嵐に伴う大気密度・温度・風速の変動は知られているが、磁気嵐の規模による違いなどは良く分かっていない。他にもオーロラオーバル付近に生じる風速 ~100 m/s の鉛直風の影響下での密度分布や組成は全く分かっていない。こうした超高層物理学分野における関心に対して、超低軌道衛星は連続的(全球)・継続的(長期変動)な直接観測手段を提供することが可能である。

超低高軌道衛星で新たな利用の可能性が開ける一方で、不利な点としては衛星から見渡せる地上範囲が狭くなることが挙げられる。これは地上からの可視範囲が狭くなることと同値であるため、運用においてはパス頻度の減少および1パス時間の減少ということになる。そのためSAR等のデータ容量が大きな場合、観測データのダウンリンクを確保するためにデータ中継衛星を利用する必要がある。

また、地球観測分野においては1回の観測領域の減少や特定地点の観測頻度の低下ということの意味する。従来と同じ観測頻度を得るためにはより広角なセンサを搭載するか、コンステレーションさせる必要がある。

電気推進機の技術成熟が進んだことで、より信頼性が求められる超低高度衛星の大気

抵抗補償用推進機への応用が広がり始めている。安全保障や科学分野の利用需要を踏まえると、超低軌道利用への関心はさらに加速していくとみられている。

1.2. GOCE ミッション (ESA)

GOCE (Gravity Field and Steady-State Ocean Circulation Explorer)¹⁻⁵⁾は 2009 年 3 月 17 日に打ち上げられた欧州宇宙機関(ESA)の人工衛星で、超低軌道衛星のパイオニアである。概観を Figure 1 に示す。衛星進行方向に対し断面積 1.1 m^2 長さ 5.3 m の八角柱をした衛星構体で、展開機構を持たないリジッドな太陽電池パドルを左右対称に備えている。大気抵抗を極力減らし、トルクによる姿勢擾乱を抑制する風見安定の衛星形状になっている。

GOCE は 2 基のイオンエンジン(T5)と推進剤(キセノン: Xe)を搭載し、イオンエンジン 1 基を絶え間なく使用 (残り 1 基は冗長系) して大気抵抗補償を行う。電気推進システムに必要な電力を確保するためローカルタイムが 6:00 または 18:00 の太陽同期軌道 (軌道傾斜角 96.7° , 軌道高度 270 km) を利用し、延べ 9 m^2 の太陽電池パネルにより常時 1.6 kW を発電することができる。

GOCE は ESA の地球観測計画「Living Planet Programme」によって打ち上げられた科学衛星シリーズで、非常に精密な衛星重心管理と推力微調整により 1 mGal の精度で地球重力場の測定 (ジオイド計測) を実施するのが主な目的であった。ペイロードとして高性能の静電重力傾斜計 (3 組の加速度計) を搭載しており、GOCE で得られたデータからは以下の知見が得られている。

- 地球内部構造(リソスフィア, マントル組成, プレート運動)のより正確な理解
- 海流, 熱対流に関するより正確な理解
- 測地の基準となる高さ基準システム
- 極域における氷床厚さ/動きの評価

GOCE は当初計画されていた重力場計測ミッションを完了し、太陽活動が予想より弱いために残った推進剤で、予定していたミッション期間よりも大幅に寿命を伸ばしていた。

東日本大震災の際は地震由来の超低周波音波を軌道高度の変化として観測したとし

て注目を浴びている。その後、高度を 223 km まで下げて運用を行っていたが、推進剤が枯渇したため 2013 年 11 月 11 日に地球へ落下した。再突入の際 150 km 以下の領域まで高層大気密度等を観測し続けたと見られる。



Figure 1 The flight image of the GOCE. Credit; ESA

1.3. SLATS ミッション (JAXA)

超低高度衛星技術試験機 SLATS (Super Low Altitude Test Satellite)は JAXA が打ち上げを計画している超低高度技術試験機である(Figure 2). 将来の衛星利用の新たな可能性を拓くため、日本がこれまでに培ってきたイオンエンジン技術による衛星の超低軌道維持・軌道変換技術を実証することを目的としている。

SLATSは実用的な技術要素を早急に獲得するために、質量 400 kg以下の小型衛星であるⁱ。SLATSの軌道上展開時の衛星サイズは 2.5 m(X) × 5.2 m(Y) × 0.9 m(Z)になる。高度保持には南北制御用としてETS-VIIIにも搭載されたXIES; Xenon Ion Engine System (三菱電機製)を 1 基使用し、基本的には 1 周回単位でオンオフ制御を行う。推進剤にキ

ⁱ GOCE は超低軌道環境を利用した先行事例ではあるものの、科学ミッションを主目的としたため、軌道高度を高精度に保持する必要があり、質量・サイズともに大型化した。

セノン 12 kg を搭載し 90 日程度のミッション期間である。

SLATS には高分解能観測の期待が寄せられている。従来の地球観測衛星ではセンサ口径を大きくすることで、地表撮像の分解能を向上させてきた。そのため、ユーザーからのより詳細な画像撮影の要求に応じて必然的に衛星は大規模化していった。衛星-地球間距離を短くすることはセンサ口径を大きくすることなく分解能を向上させる手段である。高分解能撮像の要求を小型軽量システムで実現できることから製造・打ち上げコストの低減および打ち上げ機会の確保が期待されている。

さらに軌道保持用の推進システムを搭載しているため、緊急災害等の際はユーザーの要求に応じて軌道変換をフレキシブルに実施することが可能になる。

SLATS のミッション概要

SLATS は 4 つのミッションを計画している。超低高度衛星技術の実証、大気密度に関するデータの取得、原子状酸素に関するデータの取得、小型高分解能光学センサによる高分解能撮像である。

超低高度衛星技術とはイオンエンジンによる自律軌道保持制御と衛星運用の実現性確認である。衛星運用において軌道高度が低くなると地上局からの可視時間が短くなる。超低軌道衛星からの観測データのダウンリンクは時間と頻度ともに既存の衛星より悪くなる。このため衛星運用の技術蓄積も含まれている。

高層大気密度に関するデータ取得は科学的視点からの期待は大きい。これまでの大気

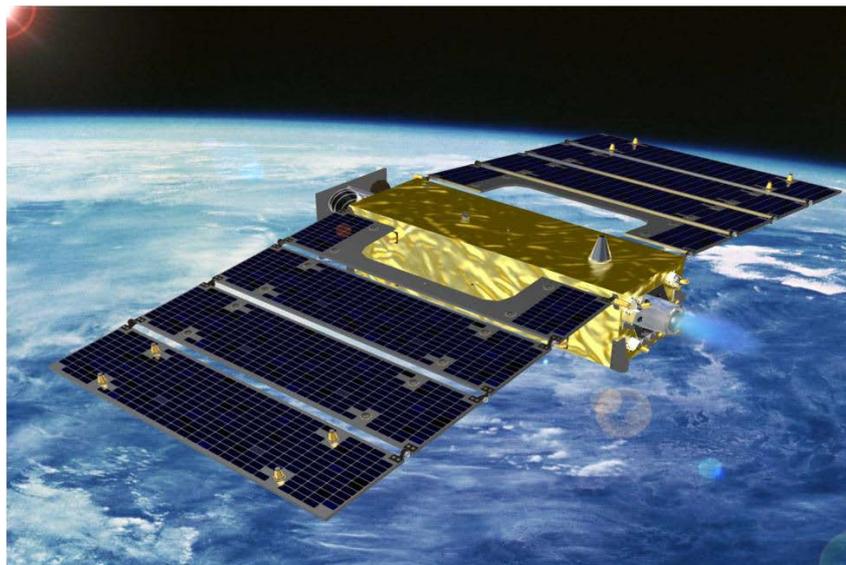


Figure 2 The flight image of SLATS. Credit; JAXA

密度のモデルは、地上からの観測と人工衛星の離散的データから空白地点を多項式で補完したものであった。SLATS は一度のミッションで様々な高度を選択して飛行するため、GPS やレンジングから衛星位置を推定し大気密度に関する実測データを取得すると共に、原子状酸素環境についてもフルエンス測定と材料サンプルの劣化状況を光学カメラで撮影を行う。これらの実測データは将来の実用衛星の設計にとっても大変有用なものになると期待される。

高分解能撮像については、実験で終わらず実用に供することのできるミッションにするため、将来利用が想定されるユーザーからの要望を踏まえて新たなミッションとして付け加えられた。高度 200km での撮像は S/N 比が小さく暗いことが想定される。また、大気抵抗およびイオンエンジン噴射による画質への影響が懸念される。衛星姿勢との協調制御による画質向上の効果について評価を実施する計画となっている。

SLATS 実証後の超低軌道衛星の展望

新たな宇宙基本計画の基本方針として「宇宙利用の拡大」が示されたことを受け、SLATS は単なる技術実証に止まらずリモートセンシングの実用に供する技術蓄積が求められている。実証後の実用機については光学観測衛星、Ku バンド SAR 観測衛星、風向風速観測 LIDER 衛星が検討されている¹⁻⁶⁾。

(1) 特に光学観測衛星において、航空機による観測画像と同程度の高解像画像を撮影することが可能となるため、安全保障・防災の観点から実用利用が想定されている。一度打ち上げると数年に渡り常時観測し続けることが出来るため、画像あたりの単価にすると航空機に比べて非常に安価である。現在、国内の衛星データ市場は 100 億円規模であり、その大部分は欧米の商用衛星画像を購入している。自国の衛星を整備し海外の商用衛星より安価で高解像度の実現のため、イプシロンロケットを用いた即応型・低コスト型・短期のシステムとしての展望が期待されている。

(2) SAR (合成開口レーダ) 観測衛星ではアンテナから地表に向かってマイクロ波を照射し反射して戻ってきた信号を受信し、衛星の移動に伴い得られるデータを合成することで高分解能観測を行う。衛星から能動的に電波を照射するため、昼夜や天候を問わず観測することが可能である。レーダからの送信電力は高度の 3 乗に比例するため、超低軌道を利用すると送信電力の削減が見込まれる。SAR 観測衛星では低軌道化することで得られた電力余剰を活用することで、大電力を必要とする高周波数化および広帯域化

によって更なる分解能向上を実現することが可能となる。リピートパスを組み合わせることで時間変動を詳細に観察できるため、火山監視，移動体のモニタ，農産物の育成状況把握等の活用が期待される。

(3) LIDER (Light Detection and Ranging、Laser Imaging Detection and Ranging) はパルスレーザー照射に対する散乱光を測定し，対象物（雲やエアロゾル，氷床など観測対象は幅広い）の性質を分析する。レーザーの送信電力は高度の2乗に比例するため，SAR 観測同様に送信電力の削減が見込まれる。LIDER はポインティング観測することが多いため，高度低下に伴う観測視野の縮小の影響は受けず，超低軌道利用との相性が良い。風向風速観測 LIDER 衛星は LIDER による後方散乱光のドップラシフトを計測することで風ベクトル（風向，風速）を高精度に計測するミッションである。技術的ハードルが高い風向・風速の2次元観測はこれまで成されてきておらず，実現すれば世界初の試みとなる。得られた風向/風速のプロファイルからは気象予報精度の向上や大気変動分野への活用が期待される。

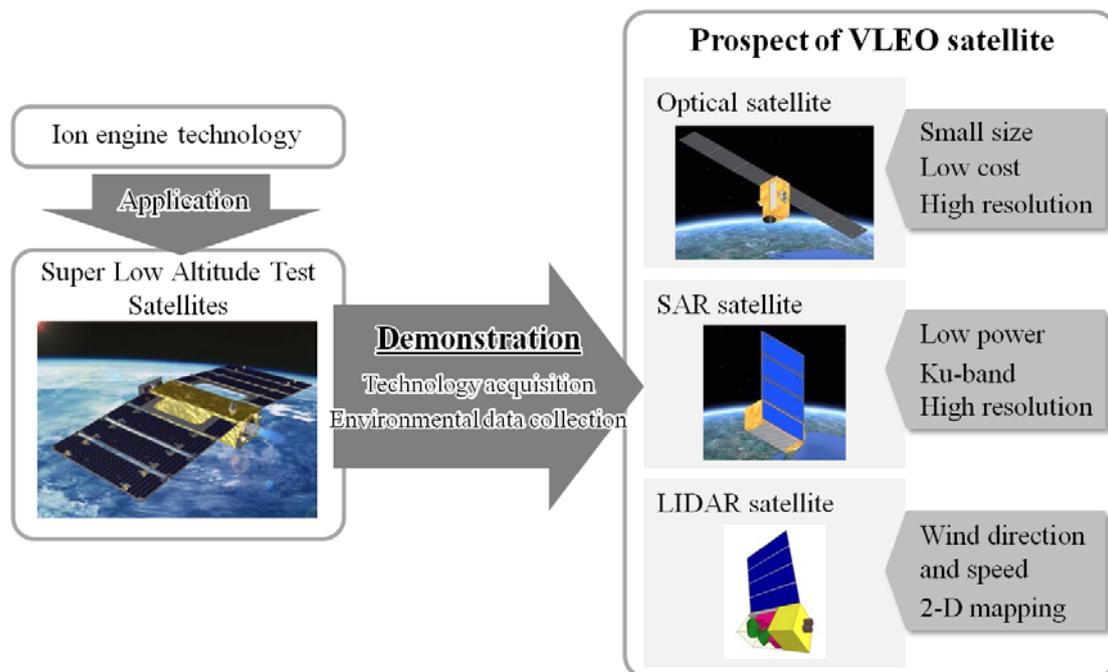


Figure 3 Prospect of Very Low-Earth-Orbit Satellite after SLATS. Copy-edit a JAXA report at the MEXT Council for Science and Technology.

2. 研究背景

2.1. 大気吸込式電気推進機の構想

電気推進機による大気抵抗補償を行う超低軌道衛星利用の広がりを受けて、電気推進コミュニティでは同分野への応用を見据えた次世代技術の研究開発が取り込まれ始めている。当該研究グループでもこうした研究に取り組んでおり、本研究を行う上での動機となる事項について述べる。

比推力に優れた電気推進機を用いて大気抵抗補償を行う超低軌道衛星は非常に有用な手段ではあるが、搭載した推進剤が枯渇すると衛星の寿命を迎えてしまう。そこで、衛星に衝突してくる希薄高層大気を取り込んで推進剤として利用しようという挑戦的な構想が電気推進コミュニティでは提案されている。高層大気を推進剤として利用する推進機を大気吸込式電気推進機 (Air-Breathing Electric Propulsion; Air-Breathing EP または RAM Electric Propulsion; RAM EP) と呼ぶ。推進剤を軌道上で調達し続けるため衛星自体は推進剤を必要としないプロペラントレス推進機であり、衛星寿命を飛躍的に延ばすこと可能となる。衛星寿命についてまとめると化学推進機では数週間の軌道保持期間が、電気推進機を用いることで数年へと延び、さらに大気吸込式電気推進機の実現によって推進剤重量に依存しなくなる。

これまでに様々な種類の電気推進機において高層大気を推進剤として利用するシステムコンセプトが検討されている (Table 1)。マイクロ波放電 (μ シリーズ) または RF

Table 1 Classification according to air intake concepts

	Ram intake	Compressor
Feature	Simple structure	Integrate existing systems
	Light in weight	High compression ratio
	Many new development challenges	Growth of electric power
Example	ABIE	MABHET
	MABHET	Air Breathing Helicon Plasma Thruster
	RAM RIT-10, RAM PPS-1350	
	RAM PPT	
	Air-Breathing VASIMR	

放電 (RIT-10) によるイオンエンジンタイプやイオンエンジンと並び宇宙実績の高いホールスラスタタイプの検討は 10 年程度遡る。また、近年では VASIMR による大気吸込式コンセプト¹⁻⁷⁾ や PPT による大気吸込式コンセプト¹⁻⁸⁾ , ヘリコン波プラズマスラスタによる大気吸込式コンセプトが提案されている。

大気吸込式イオンエンジン

2003 年に K. Nishiyama によって提案された大気吸込式イオンエンジン(Air breathing Ion Engine: ABIE)が最初の大気吸込式電気推進である (Figure 4). マイクロ波放電式イオンエンジンシステムを採用することで、ホローカソードを用いないため酸素環境下でも耐久性に優れているのが特長である。これまで大気吸込式イオンエンジンの研究としては、システムの成立性検討¹⁻⁹⁾ , モンテカルロ直接法による大気吸込部の数値解析¹⁻¹⁰⁾ , パルス環境におけるコンセプト実証¹⁻¹¹⁾が行われてきた。次の研究段階としては定常環境における大気吸込部の性能評価である。大気吸込部については次項で述べる。

Martian Atmosphere-Breathing Hall Effect Thruster

2004 年に米国の Busek 社が火星大気を推進剤とするホールスラスタ Martian Atmosphere-Breathing Hall Effect Thruster (MABHET) を米特許で公開した¹⁻¹²⁾。入口径 60 cm, 出口径 14 cm, 長さ 3.7 m の細長円管形状をした大気捕集チューブに高層大気が流入すると出口部でのよどみ点圧が上昇する。この効果を利用してホールスラスタ部へと高層大気を供給する仕組みを採用した。ホローカソードは酸素環境下での作動に適さな

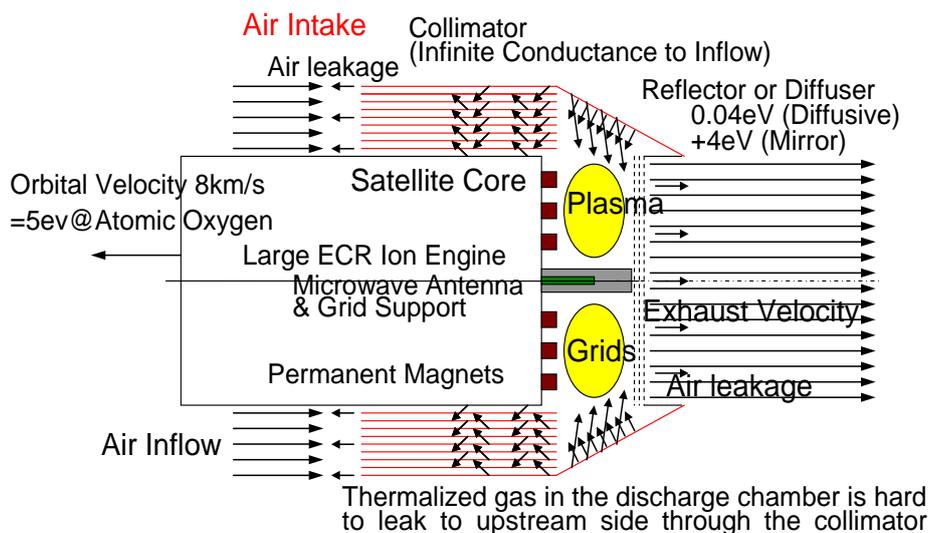


Figure 4 Concept of Air Breathing Ion Engine proposed by Nishiyama

いため、ECR放電式中和器ⁱⁱを適用としている。

まずはXe以外のガス種による基礎的な放電特性を調査するため、大気吸込部とは切り離しスラスタヘッド部の性能評価結果を報告している¹⁻¹³。火星大気組成であるCO₂ガスを推進剤として供給する方法で試験を実施した。また同報告書で示された技術ロードマップによると2017年を目標に高層大気環境を模擬する大型の地上試験環境を構築し、推力計測を実施する計画となっている。さらには2021年に180kg級超低軌道衛星の第2推進機(ペイロード)として搭載する形で地球軌道上実証、2025年に本格的な火星ミッションを目指している。

RAM Electric Propulsion

2006年には欧州宇宙機関(ESA)がホールスラスタおよびイオンスラスタをベースとしたコンセプトを提案した¹⁻¹⁴。Busekと同様、流入大気をダイバージェント形状のコレクタで塞き止め局所的に高くなったよどみ点圧力効果を利用して高層大気を放電室へと供給する。イタリアALTA社においてN₂、O₂を推進剤としたRIT-10およびPPS-1350の性能試験を実施している¹⁻¹⁵。MTBHET同様、大気吸込部とスラスタヘッド部を切り離して実験を行っている。

高層大気を利用したヘリコン波プラズマスラスタ

また、2013年にはミシガン大学で大気吸込を目標にしたヘリコン波プラズマスラスタおよびヘリコン波ホールスラスタの大気推進剤特性を評価している¹⁻¹⁶。高層大気を取り込み方がこれまでのコンセプトとは異なり、衛星搭載する圧縮器で希薄大気を推進剤貯気槽に取り込んで一時蓄え、推進機へ供給する方式を採用している。なおターボ分子ポンプのような圧縮器で能動的に高層大気を捕集する方法はBusekでも既に検討がされている¹⁻¹³。能動的方法は捕集効率が高まるという利点がある反面、必要電力の増加および回転機構によるリスクの増加という欠点を持つ。圧縮器により能動的に大気を捕集することで、スラスタヘッドとしては従来の電気推進機と何ら変わらず、貯気槽の開発が主な技術課題となる。

ⁱⁱ マイクロ波放電式中和器(カソード)は、小惑星探査機はやぶさ、Dubai satでの宇宙飛行実績がある。いずれもJAXAで開発した中和器(カソード)である。

2.2. 重要研究テーマ

ここでは当該研究グループが提案している大気吸込式イオンエンジンを基に大気吸込部の特徴（他の提案コンセプトでも大きくは異なる）と重要研究テーマについて述べる。

一般的なイオンエンジンおよびホールスラストの放電室圧力は $10^{-3} \sim 10^{-1}$ Pa であるのに対し、高度 200 km における希薄大気の圧力は 10^{-5} Pa と低い。従来の電気推進機では放電室圧力より貯気槽圧力の方が高いため推進剤は供給される。すなわち、放電室圧力 < 貯気槽圧力である。一方、高層大気を推進剤とする場合、高層大気の静圧が貯気槽圧に対応するため、高圧側となる放電室へ希薄大気を送り込む必要が生じる。言い換えるならば、放電に適した圧力まで希薄大気を加圧しなければならない。そのため大気吸込式電気推進機の最たる特徴が大気吸込部となる。

大気吸込部は、(1)希薄大気を取り込み損失なく放電室へ導く機能と、(2)一度取り込んだ大気の逆流を防ぎ放電室内圧を高める機能が要求される。流入してくる大気は軌道速度 ~ 8 km/s (AO 換算で ~ 5 eV) 分の並進エネルギーと ~ 1000 K (~ 0.1 eV) の熱エネルギーを持っている。並進エネルギーに対し熱エネルギーは十分に小さいので衛星にとっては進行方向に沿った一様な流れであると言える。

大気吸込式イオンエンジンの大気吸込部は長細ストローを束ねた形状(コリメータ)を採用する。コリメータは流れ方向の整った粒子の取り入れに対しては障壁とならず、流入した希薄大気は放電室内壁に衝突する。希薄大気は一端放電室内壁に衝突すると壁面温度と同程度に熱化し、ランダム方向の速度を持った粒子へと変換される。ランダム方向の速度を持った粒子にとってはコリメータを通過して外部に漏れ出すことが容易にはできなくなる。すなわち流入粒子にとっては高コンダクタンスであり、流出粒子にとっては低コンダクタンスである。コリメータは流入出粒子の運動方向特性を利用し、流入量と流出量に差を生じさせることができるため、放電室内圧力を高める効果が期待される。

大気吸込式イオンエンジンのシステム成立性は大気吸込部の設計が鍵を握る。極力無駄なく希薄大気を取り込む一方で、放電室からの大気流出を最小限に抑える性能が要求されている。大気吸込部に関する研究は従来の電気推進機研究では行われていないテーマであるため、大気吸込式イオンエンジンの実用化において重要な研究テーマであると言える。

3. 高層大気環境模擬の必要性

3.1 高層大気環境

環境模擬の必要性を述べる前に、高層大気環境について以下に纏める。原子状酸素生成の物理的メカニズムについては付録 B で補足する。

高層大気の組成

宇宙空間は宇宙放射線，紫外線，熱負荷，高真空といったこうした特殊な環境である。加えて超低高度域においては大気が僅かに存在している。Figure 5 に高度 150 ~ 250 km の高層大気に占める各粒子の密度組成比率を示す²⁻¹⁾。例えば高度 200 km での粒子の密度組成比率は O : N₂ : O₂ : Others = 67 : 30 : 2 : 1 @ 740 K である。低軌道領域における大気組成は光解離によって生じる原子状酸素が卓越した環境となる。

原子状酸素エネルギー

高層大気のもう一つ特徴的な点としてエネルギーがあげられる。高層大気の温度は高度 200 km において 700 ~ 1100 K であり，速度にすると数 100 m/s である。原子状酸素

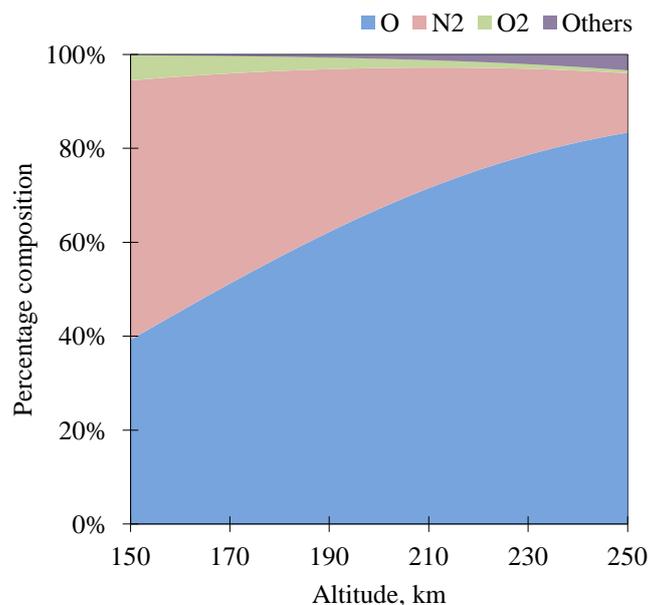


Figure 5 Density of atmospheric species as a function of altitude

で換算すると熱エネルギーは~0.1 eV 程度しか持たない。しかし、衛星と高層大気は熱速度以上の相対速度差を持つため、衛星に衝突する高層大気のエネルギーは熱エネルギーより遥かに高い。円軌道を周回する衛星の場合、軌道速度は 8 km/s となるため原子状酸素で換算すると並進運動エネルギーは 5 eV 程度である。

すなわち、人工衛星から見ると軌道方向に沿った一様な超音速流れとなる。また平均自由行程は数 km と粒子同士の衝突が生じにくい程に十分に希薄であるため自由分子粒として取り扱える。

原子状酸素エネルギーについては Figure 6 に示す。近地点 200 km におけるエネルギーである。円軌道 (離心率 0) で 5 eV, 離心率が高い場合は最大(第 2 宇宙速度)でも 10.3 eV となる。

原子状酸素フラックス

超軌道環境において原子状酸素密度は $10^7 \sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 程度である (粒子密度の一例を付録に記す)。高層大気密度は常に一定というわけではなく太陽活動に合わせて膨張/収縮を起こす。太陽活動は 11 年周期で長期的変動するため原子状酸素密度も 11 年周期で増減を繰り返す。

高層大気は地上と比較すると非常に希薄であるが、衛星はこの希薄大気中を 8 ~ 11 km/s で通過するため進行方向に垂直なラム面には単位時間・単位面積あたり $10^{14} \sim 10^{16} \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ の粒子が衝突することになる²⁻²⁾。単位面積・単位時間当たりに入射する粒子数をフラックスと呼ぶ。ラム面に衝突する単位時間当たりの原子状酸素フラックスは固体表面の原子面密度に匹敵する値である²⁻³⁾。

超低軌道衛星が飛行する軌道高度 150 ~ 300 km の原子状酸素フラックスを Figure 7 に示す²⁻²⁴⁾。F10.7 は波長 10.7 cm の太陽電波強度を用いた太陽活動の指数で、F10.7 = 180 は太陽活動が活発な場合を、F10.7 = 67 は太陽活動が低調な場合を表す。

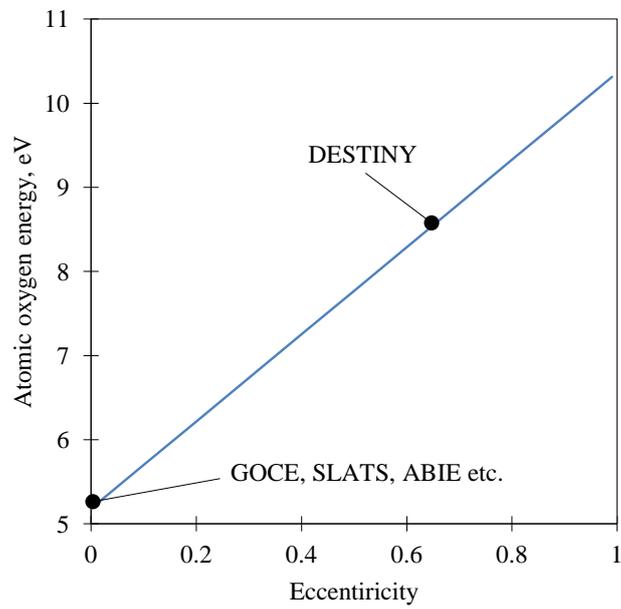


Figure 6 Atomic oxygen energy at the perigee altitude of 200 km

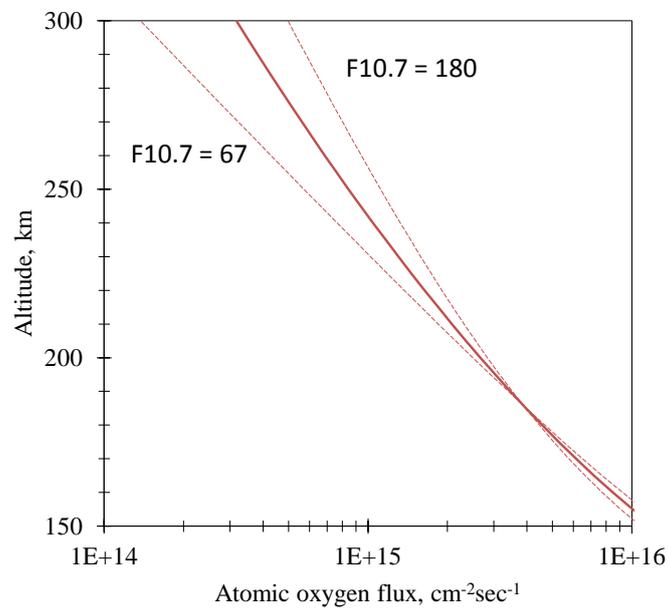


Figure 7 Atomic oxygen flux in low earth orbit. Eccentricity is 0.

3.2. 大気吸込式電気推進機の研究環境要求

大気吸込式電気推進機の大気吸込部における大気圧縮効果はコリメータのアスペクト比(径と長さ)および表面状態(材料, 表面性状, 温度等)の影響を受ける考えられる. そのためコンセプトの成立性や大気吸込性能を評価するには, 高層大気の流れ場を風洞装置によって環境再現し, 地上実験しなければならない.

M. Tagawa らはレーザドネーション原子状酸素源により高層大気環境を再現し, 大気吸込部の実験的研究を世界で初めて行った¹⁹⁾. 実験結果からはコリメータによる放電室内圧力の上昇とアスペクト比の効果を確認している. 瞬間的なフラックスが大きいというプラズマ生成に有利な環境下であるものの, 大気吸込部のコンセプト実証に成功した. 次の研究段階としては, 流れ場がより軌道環境に近い定常環境下での大気吸込部性能試験である.

大気吸込み部は圧縮機能に加えその他の機能も合わせて求められる. 例えば大気吸込部は加速電圧が印加された放電室と接続されるため, プラズマ電位と衛星電位との間の不要な放電を抑える機能が必要とされる. こうした高圧絶縁性能の評価において, 高層大気模擬環境は流入ガス圧が一定となる環境が望ましい. すなわち連続定常作動型の高層大気環境模擬装置が必要とされている.

しかし, いずれの研究チームにおいても大気吸込部の設計は最重要課題と認識されながらも遅々として実験的研究が進んでいない. これは大気吸込式電気推進機の地上試験要求を満たす高層大気環境を再現する地上設備が無いことが当該研究分野のボトルネックとなっている. 今後取り組むべき大気吸込部の定量的な性能評価および高圧絶縁性能評価を行うにあたり, 連続定常作動型の超熱原子状酸素源は必要不可欠となっている.

MTBHET を提案している米国 Busek 社の研究グループは, 高層大気環境の連続定常模擬を目的にホールスラストをベースとした原子状酸素源を開発中である. 先述したロードマップによる2017年の大型地上環境装置の構築とMTBHETの性能評価に向けた取り組みと見られる. 詳細は第2章にて述べることにするが, 研究競争領域であることは間違いない.

3.3. 抗力係数に関する課題

本項では大気吸込式電気推進機のみならず超低軌道衛星全般に関わる課題と高層大気環境の連続定常模擬における潜在的需要について述べる。これは本研究の別アプリケーション先となる可能性を持っている。

超低軌道衛星に掛かる大気抵抗は希薄大気粒子と衛星表面の衝突による運動量交換によって生じる。この素過程の表現として運動量適応係数 (Momentum accommodation coefficient) が定義される。

運動量適応係数 α は、衛星断面に衝突する超熱粒子の運動量 P_o と衝突後反射された粒子の運動量 P_m を用いて以下のように書き表せる。

$$\alpha = \frac{P_o - P_m}{P_o} = 1 - \frac{P_m}{P_o} \quad (1.1)$$

この運動量適応係数は粒子の入射速度 v 、入射角 θ に大きく依存するⁱⁱⁱ。しかし軌道環境下と同条件における高層大気粒子種の運動量適応係数データに乏しく、多くの場合、格子モデルや剛体球モデルからの理論と過去のミッションで実測された衛星の軌道降下データを統計的に処理して運動量適応係数を導いている (Table 2)¹⁻⁸⁾。抗力係数 C_D とは以下の式で表わされる。

$$C_D = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho v^2 A} = 2 \left[1 + \frac{1}{A} \int_S \frac{P_m}{P_o} \cos\theta da \right] \quad (1.2)$$

ここで F は大気抵抗、 ρ は大気密度、 A は衛星断面積である。

Table 2 Momentum accommodation coefficients measured by four early satellites

Satellite	Perigee, km	Orbital eccentricity	Accommodation coefficient
S3-1	159	0.22	0.99-1.00
Proton 2	168	0.03	1.00
Ariel 2	290	0.07	0.86
Explorer 6	260	0.76	0.65
Explorer 6	260	0.76	0.74

iii 衛星と高層大気との衝突は主にラム面で生じるが、側面において全く衝突が起きないわけではない。進行方向に対して 90° の面においてもラム面の4%の粒子衝突が生じている。詳細は付録 B に記す。

一方、地上実験からも運動量適応係数を求める試みが行われてきた。地上実験結果からは入射角による適応係数の違い等の結果が示されている。Boringらは原子状酸素とアルミ蒸着マイラーシート材の運動量適応係数に関する実験を行った¹⁻⁹⁾。アルミ蒸着マイラーシートは地上から送信した電波を反射させる受動型中継衛星 Echo I のインフレーター材料である。~5 eV の原子状酸素は、酸素プラズマから質量フィルタで O⁺だけを選別し、クリプトンとの電荷交換衝突で生成を行う。運動量適応係数は振り振り子式のターゲットの変位から求めている。

原子状酸素ビームではないが Knechtel らはイオンビームを用いることで運動量適応係数の計測を試みた^{1-17) 1-18)}。各種イオンビームを振り振り子式ターゲットに照射し変位を計測することで Ar⁺ - Gold および N₂⁺ - Al の運動量適応係数を求めている。

運動量適応係数ではないが、Minto らは Ar および CO₂ と各種ターゲット材料のエネルギー適応係数 γ に関する実験を行った¹⁻¹⁹⁾。火星探査機マーズグローバルサーベイヤーが実施したエアロブレーキシーケンスでの精密予測を目的としていた。火星大気環境 (Ar および CO₂) はレーザドットネーション型ビーム源で模擬し、太陽電池パドルの構造材料がターゲット材料であった。エネルギー適応係数は、固定したターゲット材から反射した粒子の速度を Time-of-flight 法によって計測することで決定された。

エネルギー適応係数から抗力係数を求める場合、表面に入射する粒子のうち γ は熱適合してランダムに散乱され、 $1-\gamma$ が鏡面反射すると仮定される。このときランダムに散乱される粒子の速度分布は壁面温度をもった Maxwell 分布としている。 γ が小さくなると居面反射する粒子の割合が増加し、面に垂直な方向への運動量伝達は大きく、壁面に平行な方向への運動伝達は小さくなる。

軌道データからの推量値や地上実験結果について紹介したが、運動量適応係数に関するデータは非常に限られている。運動量適応係数の研究が行える地上装置 (高層大気模擬環境および計測装置) が少ないためである。また、運動量適応係数は高層大気密度などとともに再突入物体の精密予測にも必要であり、公開されにくい情報という側面も背景にある。そのため超低軌道衛星の大気抵抗検討では、数が少ない適合係数データから大凡の値を仮定して衛星の抗力係数を導いているのが現状である^{iv)}。運動量適応係数のデータベースを拡充するには自律的な地上模擬環境を構築することが必要不可欠である。

iv) SLATS では、概ね 0.9 のエネルギー適応係数 γ を仮定して衛星の抗力係数を導いている (γ は $\pm 6\%$ 程度の誤差は免れない)。

高層大気環境を模擬する連続定常作動型装置が開発されることで運動量適応係数の多様なデータを取得できることになる。将来的には定常作動装置を大型化およびクラスター化することで衛星の風洞装置として利用し、衛星の細かな形状や機器配置までを考慮した抗力係数を風洞実験から求めることも可能となることから潜在的な重要性は高い。

3.4. 高層大気環境模擬の現在技術

高層大気環境（地球低軌道環境）の地上模擬は宇宙材料劣化の分野においてこれまで必要とされてきた。各種生成方式の原子状酸素源開発が試みられてきており、詳細は第2章で述べることにする。ここでは、高層大気環境模擬の風洞に確立されている現行技術を用いる際の課題について纏める。

レーザドネーション型原子状酸素源は材料分野において現在最も応用されている地上装置である。生成粒子のエネルギーや電子状態も解明されており、十分なフラックス環境を再現出来ている。大きな違いはパルス環境である点だが、材料劣化はトータルドーズで評価するため問題とならない。しかし、風洞として利用する場合、パルス環境では粒子密度が変動するため適さない(瞬間的に過多または過少な環境で平均すると軌道条件と近い環境である)。

プラズマアッシャーも宇宙材料評価用に応用されていた地上装置である。定常環境を模擬できるが中性粒子ではなく荷電粒子がビームの主成分である点が実環境と大きく異なる。荷電粒子であるため対象物のチャージおよびビーム軌道が曲がるといった作用が起きるため風洞として適さない。

運動量適応係数を計測した電荷交換衝突 (CEX) による生成方式は定常・中性粒子ビーム環境を再現することが出来る地上装置である。しかし CEX 部を設けるため照射面積が狭く大規模照射に向かない。また、生成可能なフラックスも少ないため風洞として適さない。

求められるビーム特性の優先度は応用対象ごとに異なっている。電気推進コミュニティで提案されている大気吸込式電気推進機の要求を十分に満たす風洞装置は存在していない。

4. 研究目的

4.1. 研究の位置付けと意義

各種電気推進機で提案されている大気吸込式コンセプトは、システム検討やパルス環境下における実験で実現可能性のあることが示されている。一方で、どの研究チームにおいても実験的研究が進んでいないのは、高層大気を模擬する地上試験環境が整わないためである。本格的な大気吸込部の実験的研究を行うためには連続定常作動型超熱原子状酸素源が必要不可欠であり、適応可能な装置は存在していない。

そこで本研究では大気吸込式イオンエンジンの本格的な地上研究を実施するために必要な地上環境の構築に取り組む。大気吸込式イオンエンジンの実験的研究の前段階に位置づけられる。

また、連続定常作動型原子状酸素源はその他の研究にも応用可能である。近年関心が高まっている超低高度衛星の抵抗係数は限られた運動量適応係数を基に仮定している。連続作動環境は運動量適応係数の研究に応用可能であることはもちろんのこと、発展(大型化・クラスター化) させることで衛星全体の抗力係数を直接計測する風洞設備としても期待される。

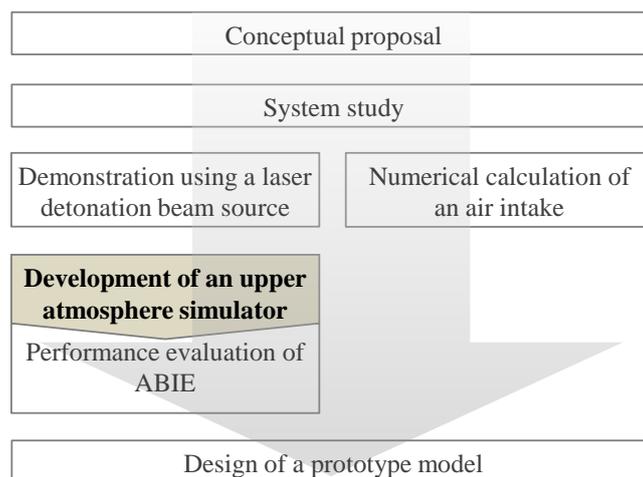


Figure 8 This study in prespective

4.2. 研究目的

本研究では高層大気環境を模擬する装置の1つとして提案する連続定常動作型超熱原子状酸素源^vの開発を行う。また、開発した超熱原子状酸素源によって生成されるビームの性能評価を実施する。

評価項目を以下に列挙する。

- (1) 定常ビーム中の各粒子が持つ並進エネルギーの評価
- (2) 原子状酸素フラックスの評価
- (3) ビーム粒子組成の評価

4.3. 目標性能

装置開発における目標ビーム性能について Table 3 に示す。超低軌道環境を再現するためフラックスは $10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 以上の定常環境を目標とする。エネルギーは軌道環境と等しく 5 eV が理想であるが、運動エネルギーが熱エネルギーより十分高くコリメートされていることが必要条件となる。イオン生成コストの評価は高層大気組成を模擬したガスを供給することで実施可能なため、窒素分子は考慮せず原子状酸素のみを模擬の対象とする。模擬環境での背圧については性能評価に影響が無い範囲であれば許容される。例えばイオンエンジンの地上試験には $\sim 10^{-3} \text{ Pa}$ の背圧環境が必要とされている。

^v 本研究では 5 eV 程度のエネルギーを超熱と呼ぶこととする。

Table 3 Development target of the atomic oxygen source

	Orbital condition	Target value
Atomic oxygen flux	$\sim 8.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (250km)	$> 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
	$\sim 2.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (200km)	
	$\sim 1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (150km)	
Atomic oxygen energy	$\sim 5 \text{ eV}$ (e = 0)	$\sim 5 \text{ eV}$
	$\sim 10 \text{ eV}$ (e = 1)	(kinetic energy \gg thermal energy)
Particle composition	O : N ₂ : O ₂ = 67 : 30 : 2 (200 km)	rich in atomic oxygen
	only hyperthermal	no effect on application

5. 本論文の構成

本論文では目的を達成するために以下の構成で論じることとする。

1章では、超低軌道を利用したリモートセンシングへの期待や大気吸込式電気推進機の関心の高まりを受け、現行の技術的課題について述べる。これらは本研究の動機となっており、これらを踏まえて研究目的を示す。

2章では、軌道環境模擬を目的として開発されてきた代表的な原子状酸素源について述べる。その後、軌道環境模擬に限定せず本研究と類似した先行研究について総論し、相違点を明らかにする。これにより本研究の妥当性を示す。

3章では、原子状酸素源の概要、プラズマ生成原理および壁面中性化現象の基本原則について解説する。加えて使用した実験機器等についても述べる。

4章では、機械式チョッパと四重極質量フィルタを用いた Time of Flight 法により原子状酸素の並進エネルギーを決定する。実験結果より中性化箇所の特定とエネルギー決定メカニズムについて考察する。これに関連して行ったラングミュアプローブによるプラズマ電位計測から考察の裏付けを行う。

5章では、超熱原子状酸素によるポリイミドの質量損耗を、水晶振動子微小天秤 QCM を用いて測定することにより原子状酸素のフラックスを決定する。実験結果よりイオンの中性化箇所への移送について考察する。

6章では、4-5章の実験結果を用いてビーム組成について決定する。また、グリッド孔近傍に形成されるシース形状について考察し、利用効率改善のための改良指針について検討する。

7章では、本研究で得られた成果を纏める。

参考文献

- 1-1) Center for the Study of National Reconnaissance HEXAGON (KH-9) Fact Sheet, NRO, 2011
- 1-2) 超低高度衛星技術試験機(SLATS)の検討状況について, 文部科学省 科学技術学術審議会 研究計画評価分科会 宇宙開発利用部会(第12回)配布資料 資料12-4, 2013
- 1-3) GOCE System Critical Design Review, Alenia, 2005
- 1-4) D.L.Turcotte, and G.Schubert, GEODYNAMICS, p214
- 1-5) GOCE home page; http://www.esa.int/Our_Activities/Observing_the_Earth/GOCE
- 1-6) Research and Development Status of SLATS, JSASS-2013-4112, 2013
- 1-7) C. Moser, in proceedings of the 63rd International Astronautical Congress, Naples, Italy, 2012, IAC-12-C4, 4, 12
- 1-8) T. Schonherr, K. Komurasaki and G. Herdrich, in *Proceedings of 33rd International Electric Propulsion Conference*, Washington D.C., USA, 2013, IEPC-2013-421
- 1-9) K. Nishiyama, in *proceedings of the 54th International Astronautical Congress*, Bremen, Germany, 2003, IAC-03.S.4.02
- 1-10) 藤田和央, 空気吸込み式イオンエンジンのエアインテーク特性, 日本航空宇宙学会論文集 **52** (610), 514-521, 2004
- 1-11) M. Tagawa, K. Yokota, K. Nishiyama, H. Kuninaka, Y. Yoshizawa, D. Yamamoto, and T. Tsuboi, Experimental Study of Air Breathing Ion Engine Using Laser Detonation Beam Source, *Journal of Propulsion and Power* **29** (3), pp. 501-506, 2013
- 1-12) V. Hruby, B. Pote, T. Brogan, K. Hohman, J. Szabo and P. Rostler, Patent US 6,834,492 B2, (2004)
- 1-13) K. Hohman, Atmospheric Breathing Electric Thruster for Planetary Exploration, Final report #288, NNX11AR29G, Busek, 2012
- 1-14) D. Cara, G. Amo, A. Santovincenzo, B. Dominguez, M. Arcioni, and A. Roma, RAM Electric Propulsion for Low Earth Orbit Operation: an ESA Study, IEPC-2007-162, 2007
- 1-15) G. Cifali, T. Misuri, P. Rossetti, M. Andrenucci, D. Valentian, D. Feili and B. Lotz, Experimental characterization of HET and RIT with atmospheric propellants, in *Proceedings of 32nd International Electric Propulsion Conference*, Wiesbaden, Germany, 2011, IEPC-2011-224

- 1-16) A. Shabshelowitz, Study of RF Plasma Technology Applied to Air-Breathing Electric Propulsion, Doctoral dissertation in the University of Michigan, 2013
- 1-17) K. Moe and M. Moe, gas-Surface Interactions in Low-Earth Orbit, Space Environment Technologies, **23** Purple Stage, Irvine, CA 92603
- 1-18) J. W. Boring, R. R. Humpbris, Drag coefficients for Spheres in free Molecular Flow in O at Satellite Velocities, NASA CR-2233, 1973
- 1-19) T. Minton, M. Tagawa, and G. Nathanson, Energy Accommodation in Hyperthermal Gas-Surface Collision Aerobraking in Planetary Atmospheres, Journal of Spacecraft and Rockets **41** (3), 389-396, 2004

第2章 超熱中性粒子の生成方式

本章では, 超熱中性粒子生成を目的として開発されてきた代表的な原子状酸素源について述べる. その後, 軌道環境模擬に限定せず本研究と類似した先行研究について総論し, 相違点を明らかにする. これにより本研究の妥当性を示す.

- 1 軌道環境模擬の現状
- 2 イオン壁面中性化を用いた既往研究
- 3 開発指針と設計コンセプト

1. 軌道環境模擬の現状

1.1. 地上装置による軌道環境再現

宇宙空間は宇宙放射線，紫外線，熱負荷，高真空といったこうした特殊な環境である。高度 200 km における宇宙空間での大気密度は地表の数億分の 1 と極めて少ないが，様々な影響を及ぼすことから関心の高い研究分野である。高層大気は原子，分子，荷電粒子から構成されており，原子状酸素が卓越した環境となっている。原子状酸素環境についての詳細は付録 A-1 で紹介することにする。原子状酸素は宇宙機材料に用いられる高分子材料を劣化させる性質があることが知られており，原子状酸素環境を再現する地上装置(原子状酸素源)は世界中で研究されている。

宇宙構造材料の耐原子状酸素評価にはスペースシャトルや国際宇宙ステーションを利用した軌道上材料暴露実験や地上設備による原子状酸素照射試験が行われてきた。軌道上材料暴露実験は実環境における材料性能を正確に評価できるが，実験機会が非常に少ないことに加え，実験パレット開発費用や打ち上げ費用も必要になるため高コストであるという欠点がある。

一方で地上試験は低コストで試験頻度も格段に増えるため，様々な生成方式の環境模擬装置の研究開発が行われてきた。現状，地上装置による超熱原子状酸素環境は宇宙環境を正確に模擬できておらず各々長所短所が存在する^{vi}。しかし，地上装置は材料劣化の程度を相対的に評価するには非常に有効な手段となっている。

1.2. 原子状酸素生成方式の分類

宇宙環境模擬を目的とする原子状酸素源は，1990 年代以降世界中で活発に開発されてきた。こうした中性粒子ビーム源を生成原理と加速原理によって分類すると気体力学膨

^{vi}例を挙げると，軌道上暴露実験 MISSE 2 と地上試験装置 RF プラズマアッシャーを用いた高分子材料の原子状酸素反応率を比較した研究では，いずれの結果も地上結果が高い値を示している²⁻¹⁾。地上設備で再現する際に生じる紫外線環境が実際の宇宙環境と異なるためである。紫外線により高分子材料の劣化が促進されるという研究報告も存在する²⁻²⁾。この現象を複合効果と呼ばれる。

張, イオン中性化, 電子刺激脱着 Electron Stimulated desorption (ESD), レーザ脱ネーションに整理できる. 軌道環境模擬を目的とする代表的な原子状酸素ビーム源について, Kleiman らによる総説を基に追記する形で纏める^{2,3)}. Table 4 に主な装置一覧を示す. 現在, 宇宙環境模擬に利用されている装置は, レーザ脱ネーション型原子状酸素源もしくはプラズマアッシング装置であり, その他の装置の多くは研究を中断していると思われる.

既存装置を評論する上で重要な区分となるのが気体力学膨張を利用した地上装置である. この装置は気体をノズルを通し膨張させることで, 熱エネルギーを運動エネルギーとして取り出す. このときアーク加熱やマイクロ波加熱等で気体を高エンタルピー状態にすることで, 生成される中性粒子の運動エネルギーを高めることができる. 生成されるフラックスは $10^{18} \sim 10^{19} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ と高いが, 運動エネルギー 1 eV 以下である. また, 気体力学膨張が起こる程度の圧力が必要となるため, 作動中の背圧が宇宙空間より 4 桁以上高い.

この方式による模擬環境は, 地球大気圏再突入や惑星大気圏突入の際に宇宙機が受ける環境に類似している. そのため過酷な再突入環境から宇宙機を保護する熱防御システム Thermal Protection System (TPS) の開発に利用されている. TPS の研究分野においては実際の速度や密度を模擬するというより, 材料の加熱量をいかに模擬するかということに重きが置かれている.

軌道環境を模擬するために研究された手法はイオン中性化である. これらの装置はプラズマ源を用いる方法である. 直流放電や RF 放電によって電離が生じ, 生成されたイオンは適切なエネルギーへと加速される. その後, 電荷交換衝突 (Charge-transfer collision) や壁面中性化 (Surface Neutralization) などの手法によって電荷を失わせて中性粒子を生成する.

中性化手法に電荷交換衝突を用いた装置は目標とされたエネルギーを取り出すことができる. しかし, 空間電荷によるビーム発散のため低エネルギービームを目標とする場合, 急激にビーム強度が弱くなる. また, 衝突断面積が小さいため中性化率が悪い. 電荷交換衝突によるイオン中性化の装置は, 100 eV 以上のエネルギーを持った中性粒子ビームとして半導体デバイスの高精度加工に利用されている. 本研究で用いた壁面中性化手法の他装置については次項で総論する.

ESD は高純度の原子状酸素を生成することのできる手法である。装置の概要は酸素が満たされた高圧と真空のチャンバを銀薄膜で接続した構成になっている。高圧側の酸素分子は銀薄膜中で解離しながら拡散することで、真空側のチャンバに原子状酸素が生成される。ESD を用いた場合原子状酸素フラックスの上限値は $10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ であるが、実測値は $10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ である。この手法の欠点としては生成されるビームが広いエネルギー幅を持っていることとビーム発散角が広いことである。

レーザデトネーション型原子状酸素源は、発散ノズルにパルスバルブが接続された構造になっており、動作原理は以下のとおりである^{2-4) 2-5)}。ノズルに酸素分子ガスをパルス導入し、同期するように炭酸ガスレーザをノズルスロートに向けて照射する。初期電子やプラズマ中の電子は CO_2 レーザ光による逆制動放射過程によってエネルギーを得て、中性粒子との衝突によって解離や電離を引き起こす。プラズマ化されたガスはノズルで爆轟を起こし、熱エネルギーが運動エネルギーへと変換される。それと同時に電子とイオンが再結合して原子状酸素になる。酸素分子へ結合されるには時間スケールが短いので原子状酸素がビームの主成分となる。

超熱原子状酸素のエネルギーは $5 \sim 13 \text{ km/s}$ の範囲で調整可能であり、ノズルから 50 cm 離れた位置でのフラックスは $10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ のオーダーである。作動時にプラズマからの真空紫外線 $115 \sim 180 \text{ nm}$ を発生する。真空紫外線の強度は太陽の 10000 倍の強さで、これが欠点とされる時がある。

現在では、レーザデトネーション型原子状酸素源は宇宙機関や大学、研究所で使われる代表的な地上装置となっている。日本国内においては、宇宙航空研究開発機構(JAXA)、神戸大学、九州工業大学が所有している。

また、従来の衛星は高度 400 km 以上を周回しているため原子状酸素以外の粒子は無視されてきたが、超低軌道領域では原子状酸素以外に窒素分子も存在するため、最近では超熱窒素分子環境を再現する試みもレーザデトネーション方式を用いて行われている。

Table 4 The main types of FAO source in LEO environment simulation facilities worldwide

	Affiliation	Mode	Source type	formation / delivery	Energy of AO, eV	Flux $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Compositi on %	Ref.
1	MSFC (USA)	Pulsed	RF plasma	Elec. accel., Plate neutr.	5	5×10^{15}	O 10%	2-7
2	ITL/UTIAS (Canada)	Cont.	Microwave plasma,	Supersonic expansion	1 - 3	10^{17}	He/O ₂ /O 97/1/2	2-8)
3	Aerospace Corp. (USA)	Cont.	DC arch	Supersonic nozzle	1 - 2	10^{15}	O/O ₂ / 98% He	2-9)
4	LeRC (USA)	Cont.	Plasma asher	Elec. accel.	40 - 130	$10^{15} - 10^{16}$	O ⁺ / O ₂ ⁺	2-10)
5	Montana State Univ. (USA)	Pulsed	Laser blowoff	Detonation	2 - 7	$\sim 10^{14}$	O ₂ / O $\sim 20 / 80$	2-11)
6	LANL (USA)	Cont.	CW Laser blowoff	Detonation	1 - 3	10^{16}	Ar/O ₂ /O 90/7/3	2-12)
7	PSI (USA)	Pulsed	Laser blowoff	Detonation	2 - 14	$\sim 10^{15}$ (10^{17})	O ₂ /O 10/90	2-5)
8	Kobe Univ.	Pulsed	Laser blowoff	Detonation	5	$\sim 10^{15}$	O ₂ /O	2-13)
9	JAXA	Pulsed	Laser blowoff	Detonation	5	$\sim 10^{15}$	O ₂ /O	2-14)
10	SOREQ NRC (Israel)	Cont.	Ion source	Electrostatic accel./decel.	30 - 50	10^{14}	O	2-15)
11	MoscowPhys. Inst. (Rus.)	Pulsed	Spark discharge	Supersonic expansion	1 - 5	5×10^{15}	O ₂ / O 2 / 98	2-16)
12	Busek (USA)	Cont.	Ion source	Scattering	4 - 6	$10^{15} - 10^{16}$?	2-17)

2. イオン壁面中性化を用いた既往研究

熱速度以上のエネルギーを持つ中性粒子ビーム源は宇宙環境模擬の分野だけでなく他分野でも開発が行われてきた。化学分野においては、化学結合や活性化エネルギーのエネルギー範囲である 1 ~ 20 eV のビーム源に関心が高い。基礎物理分野でも、電離現象や 2 次電子放出、スパッタリングといった現象の生じる < 100 eV 範囲のビーム源が求められている。ここでは軌道環境模擬 (原子状酸素, 5 eV) に限定せず、本研究と同様の生成方式を用いた先行研究について総論する。Figure 9 に高アスペクトグリッドや金属プレートを用いたイオン壁面中性化手法による中性粒子ビーム源を示す。

1992 年 Princeton 大学 Plasma Physics Laboratory の Cuthbertson らは、RF プラズマ中のイオンを静電加速させた後、金属製の中性化プレートに衝突させ中性粒子ビームを生成させる装置を開発した²⁻¹⁸⁾。RF 放電によってプラズマを生成し、イオンは 45 ~ 55° の入射角で中性化プレートに入射させる。中性化プレートには -50 ~ 25 V の電圧が印加されており、イオンの入射エネルギーを調整することができる。この装置では原子状酸素フラックスが $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ で、エネルギーが 6 ~ 20 eV の範囲のビーム生成が確認された。しかし、イオンが金属壁面と衝突し反射した際の粒子の反応について調査することを目的とした装置であったため、生成された超熱粒子をアプリケーションとして利用できる装置構成とはなっていなかった。

その後、1997 年に上述の装置をベースに、同グループの Gorckner らによって材料プロセスに利用可能な中性粒子ビーム源の開発を行った²⁻¹⁹⁾。ECR 放電によって生成したイオンを壁面中性化によって超熱中性粒子へと変換させる手法である。イオンは放電室内の電極で壁面中性化を起こし、複数回壁面と衝突を繰り返してからコリメータから排出されることを意図した設計であった。コリメータは厚さ 1.9 cm のステンレス板に 6 mm 程の多孔が設けられた構造をしている。

作動に用いたガスは Ar と O₂ の混合ガスであり、得られたフラックスは $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ と報告されている。純酸素においては超熱粒子ビームの確認がされておらず、高層大気環境模擬を目的にするにはフラックスが 1 桁程度小さい。また、超熱中性粒子のエネルギーについて、電極バイアス電圧 -40 V のとき 10 ~ 15 eV であると推量されているが、その後、実測されたという報告はない。

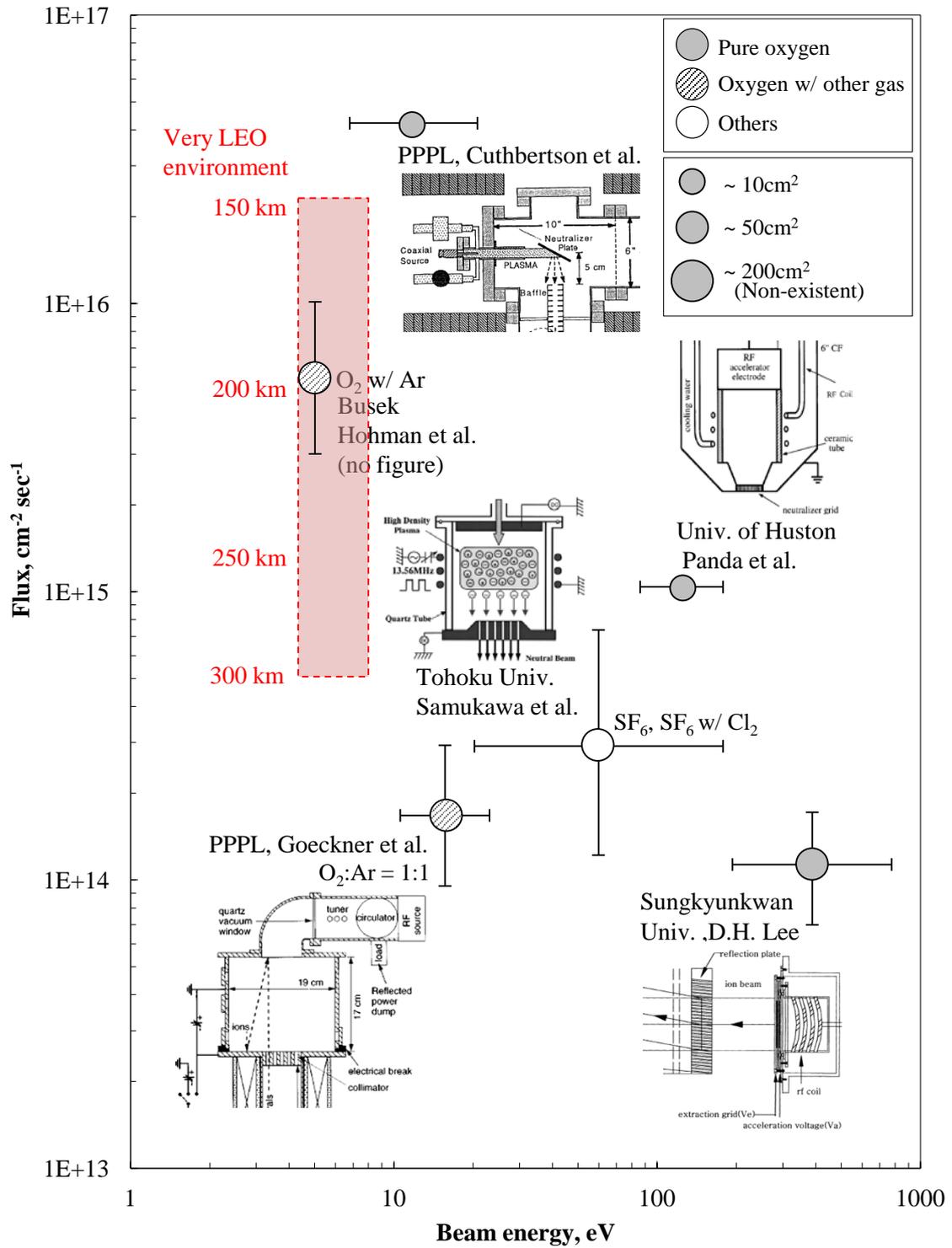


Figure 9 Neutral beam sources using ion surface neutralization technique. Not only for simulating the very LEO environment but also for applying to material processes.

2000年 Huston 大学の Panda らは、薄膜ポリマーエッチングに応用することを目的に原子状酸素源の開発を行っている²⁻²⁰⁾。原子状酸素ビームは、RF 放電により生成したプラズマを高アスペクト比のグリッド (ϕ 0.007 inch, L 0.042 inch) を通過させることで中性粒子へと変換させる。中性粒子のエネルギーとフラックスについて計測による評価はされておらず、グリッドのバイアス電圧とグリッド電流から概算するとエネルギー70 ~ 160 eV, フラックス (多めに見積もっても) $> \sim 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度と推察される。

2001年 Sungkyunkan 大学の Lee らは、材料プロセスに用いるための原子状酸素源を開発した²⁻²¹⁾。RF イオンエンジンをベースとした装置は、2枚グリッドを用いてイオンビームを加速引き出し、下流域に設けられた鏡面反射プレートにイオンビームを入射させて中性化粒子ビーム生成を行う装置である。鏡面反射プレートには高アスペクト穴が5度の角度を持たせて多数開けられている。中性粒子ビームの評価はされていないが、電界反射型エネルギーアナライザ (RPA)の計測結果から概算するとエネルギー200 ~ 700 eV, フラックス $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度と推察される。

2002年東北大学の寒川氏らは材料プロセスへの利用を目的に高効率中性粒子ビーム源の開発を行った²⁻²²⁾。誘導結合プラズマ(ICP)に直流バイアス印加用の平行平板型カーボン電極を組み合わせ、下流側カーボン電極にはイオン中性化用のアパーチャーが形成されている。この電極間に電位勾配を与えることでイオンを加速し、アパーチャーを通過する過程で中性粒子ビームが生成される。作動ガスには SF_6 や $\text{SF}_6\text{-Cl}_2$ 混合等を用いており、カロリメータによる計測の結果、負イオンを用いることで低エネルギーF原子中性粒子ビームの生成が確認されている。バイアス電極に流れる電流結果からおおよそのフラックスを概算すると $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度となる。また、中性窒素分子ビーム生成が試みられており、作動ガスに N_2 を用いた実験が行われている。

2008年 Busek の Hohman らは高フラックスかつ低エネルギーイオンの生成が可能なRF ホールスラスタをベースとした原子状酸素源を開発した²⁻¹⁷⁾。生成されたイオンは下流に設置された金属プレートで反射させて中性粒子ビームへと変換される。中性粒子ビームのフラックスはカプトン損耗量から計測され $10^{15} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と報告されている。またエネルギーは Time of flight 法により 4 ~ 6 eV と求められている。しかし、装置構成やビーム組成等について公開されておらず詳細は分からない。

3. 開発指針と設計コンセプト

既存技術ではレーザドネーション型原子状酸素源が最も軌道環境を模擬しており、軌道上実験と地上実験の違いについても詳しく知られている。それ故、他の原子状酸素源の必要性が減ると共に研究は中断しているものが多い。しかし、宇宙利用が進み材料分野以外でも軌道環境を模擬する原子状酸素源の必要性が生じ始めた昨今、レーザドネーション型原子状酸素源の模擬可能なパルス環境だけでは評価困難な研究テーマへの関心が高まっている。

そこで本研究では、以下の特長を有する原子状酸素源を開発することとした。

- (1) 連続定常作動型原子状酸素源であり、気流に脈動の無いビーム環境である
- (2) 大型化への改良が容易で、将来的に大口径型への発展が可能である^{vii}
- (3) 酸素雰囲気においても耐久性に優れる
- (4) 超熱粒子のエネルギー調整が可能である

上記指針を基に開発を進める原子状酸素源の設計コンセプトを以下に纏める。酸素雰囲気(3)環境で連続定常作動(1)を行うために無電極・定常プラズマ生成手法である ECR 放電プラズマを選択する。ECR プラズマ源については、当該研究室におけるこれまでの技術蓄積および大型化実績(3)を有している²⁻²³ことから、ECR プラズマ源を本装置設計のベースとした。

金属プレートを用いた壁面中性化手法では壁面反射後の粒子軌道が発散することが確認されている。軌道環境を模擬するには平行な整った気流が相応しいため超熱粒子生成には高アスペクト多孔グリッドによるイオン壁面中性化手法を用いる。また、エネルギー調整を行える機能(4)として中性化グリッドはプラズマ源から絶縁し電圧印加出来るようにする。中性粒子閉じ込め効率を高める(クラウジング係数を低くする)ため、グリッド孔のアスペクト比を高くする。

vii 大型化が可能であることを示すために 300 cm² の照射面積を持つ原子状酸素源の動作確認を行った。均一な酸素プラズマの生成を確認し、結果の詳細については A-2 に付録する。本論文 4 章 - 6 章のビーム性能評価を行った原子状酸素源とは異なっている。

参考文献

- 2-1) A.Stambler, K.Inoshita, L.Roberts, C.Barbagallo, K.Groh, and B.Banks, Ground Laboratory to In-Space Atomic Oxygen Correlation for the PEASE Polymers Protection of Materials and Structures from Space Environment, Proc. of ICPMSE-9, 2009
- 2-2) C.Batten, K.Brown, and B.Lewis, A Special Study of a Radio-Frequency Plasma Generated Flux of Atomic Oxygen, NASA Technical Memorandum 4612, 1994.
- 2-3) J.Kleiman, Z.Iskanderova, Y.Guidimenko, and S.Horodetsky, Atomic Oxygen Beam Source: A Critical Overview, in Proceedings of the 9th International Symposium on Materials in Space Environment, ESA SP-540, 2003
- 2-4) G.Caledonia, R.Krech, and B.Green, A High Flux Source of Energetic Oxygen Atoms for Material Degradation Studies, AIAA Journal, Vol. 25, Jan. 1987, pp. 59-63.
- 2-5) R.H.Krech, and G.E.Caledonia, Laser Supported Detonation Wave Source of Atomic Oxygen for Aerospace Material Testing, AIP Conference Proceedings 208, 377, 1990.
- 2-6) J. Kleiman, Z. Iskanderova, Y. Gudimenko and S. Horodetsky, in Proceedings of the 9th International Symposium on Materials in a Space Environment, Noordwijk, Netherlands, 2003, ESA SP-540
- 2-7) M. Finckenor, D. Edwards, J. Vaughn, T. Schneider, M. Hovater and D. Hoppe, Test and Analysis Capabilities of the Space Environment Effects Team at Marshall Space Flight Center, NASA/TP – 2002-212076, 2002.
- 2-8) D. Morison, R. Tennyson and Y. French, Microwave Oxygen Atom Beams Source, in Proceedings of 4th European Symposium on Spacecraft Materials in SpaceEnvironment”, CERT, Toulouse, France, 1988, pp.435-441
- 2-9) G. Arnold and D. Peplinski, A facility for investigating interactions of energetic atomic oxygen with solids, in Proceedings of 13th Space Simulation Conference, p 150-168
- 2-10) B. Banks and S. Rutledge, Simulation of the Low Earth Orbit Atomic Oxygen Interaction With Materials by Means of an Oxygen Ion Beam, NASA TM-101971
- 2-12) J. Zhang, D. Garton, and T. Minton, Reactive and inelastic scattering dynamics of hyperthermal oxygen atoms on a saturated hydrocarbon surface, The Journal of Chemical Physics **117**, 6239 (2002)

- 2-12) Cross J.B., Spangler L.H., and Hoffbauer M.A., Archuleta F.A. “High Intensity 5 eV CW Laser Sustained O-Atom Exposure Facility for Material Degradation Studies”, SAMPE Quarterly, **18** (2), pp. 41-47, 1987
- 2-13) K. Yokota and M. Tagawa, Comparison of polyethylene and polyimide as a fluence monitor of atomic oxygen, Journal of Spacecraft and Rockets **44** (2), pp. 434-438, 2007
- 2-14) 宮崎英治, 島村宏之, 真空環境試験設備の現状の能力と課題, JAXA-RM-07-004, 2007
- 2-15) R. Vered, G. Lempert, E. Grossman, Y. Haruvy, G. Marom, L. Singer, and Y. Lifshitz, Atomic Oxygen Erosion on Teflon FEP and Kapton H by Oxygen From Different Sources: Atomic Force Microscopy and Complementary Studies, in Proceedings of 6th Symp. on Materials in Space Environment, ESTEC, pp. 175-179, 1994
- 2-16) V. Chernik, Atomic Oxygen Simulation by Plasmadynamic Accelerator with Charge Exchange, in Proceedings of 7th Int. Symp. Materials in Space Environment, SP-399 , pp 237-241, 1997
- 2-17) K. Hohman, L. Olson, T. Brogan, J. Prebola, and J. Struckey, Development of an Atomic Oxygen Source for Space Simulation Applications, AIAA 2008-461, 2008
- 2-18) J.Cuthbertson, R.Motley, and W.Langer, High-flux source of low-energy Neutral Beams using Reflection of ions from metals, Review of Scientific Instruments, Vol. 63, 1992.
- 2-19) M.Goeckner, T.Bennett, and S.Cohen, A Source of Hyperthermal Neutrals for materials processing, Applied Physics Letters, Vol. 77, 1997
- 2-20) S. Panda, D. Economou, and L. Chen, Anisotropic etching of polymer films by high energy (~100s of eV) oxygen atom neutral beams, J. Vac. Sci. Technol. A **19** (2), pp.399-404, 2001
- 2-21) D. Lee, J. Bae, S. Park, and G. Yeom, Development of a low angle forward reflected neutral oxygen beam for materials processing, Thin Solid Films 398-399, 2001
- 2-22) S. Samukawa and K. Sakamoto, Generating high-efficiency neutral beams by using negative ions in an inductively coupled plasma source, J. Vac. Sci. Technol. A **20** (5) pp. 1566-1573, 2002
- 2-23) K. Nishiyama, Y. Toyoda, S. Hosoda, Y. Shimizu, and H. Kuninaka, An Ion Machined Accelerator Grid for a 20-cm ECR Ion Thruster, in Proceedings of the 14th

International Congress on Plasma Physics (ICPP2008), Journal of Plasma and Fusion
Research SERIES **8**, pp. 1590-1594, 2009

2-24) MSIS-E-90 Atmosphere Model, http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html

第3章 超熱原子状酸素源

本章では、原子状酸素源の概要、プラズマ生成原理および壁面中性化現象の基本原
理について解説する。また、使用した実験機器等についても述べる。

- 1 超熱原子状酸素源の概要
- 2 超熱中性粒子生成の基礎原理
- 3 ガス共有系・マイクロ波供給系
- 4 真空槽

1. 超熱原子状酸素源の概要

原子状酸素源は、ECR 放電により生成した酸素プラズマを中性化グリッドによってイオン壁面中性化を行わせることで超熱原子状酸素を生成する。原子状酸素の生成プロセスはプラズマ化と中性化の2つのプロセスから構成される。

原子状酸素源の概念図を Figure 10 に概観写真を Figure 11 示す。アンテナとそれを取り囲むように配置された磁気回路で放電室は構成され、高アスペクト比の多孔が開いた中性化グリッドが下流側に接続されている (Figure 12)。アルミニウム製の放電室容器は内径 64 mm の円柱形状をしている。作動ガスはこの放電室の円柱側壁に設けられた 1 箇所から導入される。磁場形成のために磁気回路は純鉄 (SUY-1) で作られており、高い磁場強度を得るために磁石にはサマリウムコバルト (2-17 系で最大エネルギー積が 24 MGOe) を使用した。マイクロ波はモノポールアンテナから供給される。誘電体にアルミナ強化性ガラスを使用しているアンテナである。さらにアンテナの放熱効果が高めるためにフランジが銀ろう付けされており、ラジエータによって水冷却されている。中性化グリッドは高アスペクト比の多孔が 60° 千鳥格子に配列された構造をしている (Figure 13)。孔径 1 mm、ピッチ 0.8 mm、厚さ 10 mm のアルミニウム製グリッドで、開口率は 35 % である。放電室と中性化グリッドの間には碍子(マコール)が挿まれており、電気絶縁されている。そのため中性化グリッドには電圧を印加することが可能である。

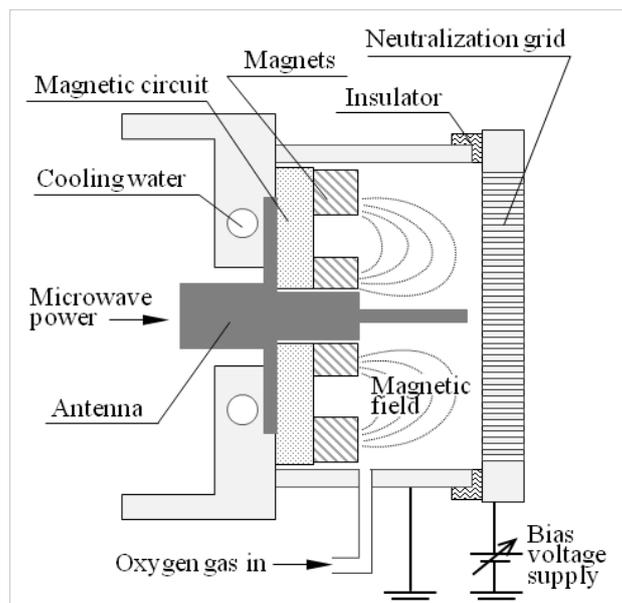


Figure 10 Schematic diagram of the atomic oxygen source in this study

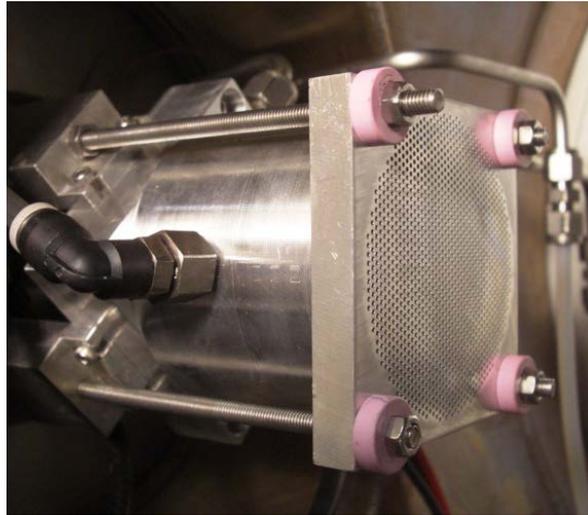


Figure 11 The picture of the atomic oxygen source

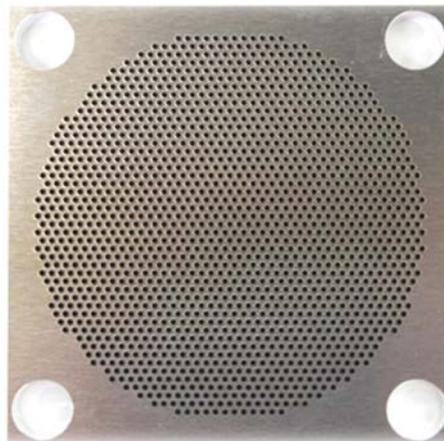


Figure 12 The picture of the neutralization grid

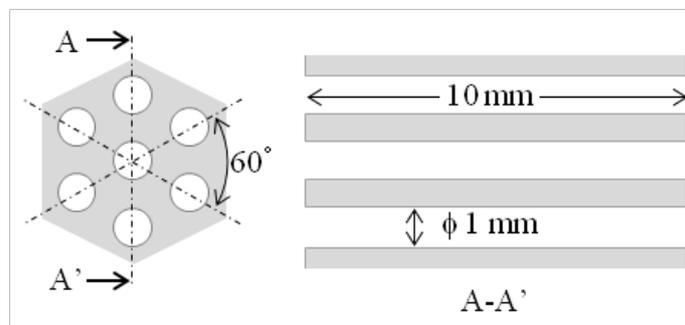


Figure 13 Configuration view and cross section view of orifices in the neutralization grid

2. 超熱中性粒子生成の基礎原理

2.1. ECR 放電プラズマの基礎原理

電離電圧より高いエネルギーを持った一次電子が中性粒子に衝突すると、電子衝突電離反応を起こしてプラズマを生成する³⁻¹⁾。



ECR 放電は熱電子を加速させて一次電子にする電子加速手法を使った放電である。その原理は次のようなものである。静磁場中の電子は磁力線に巻き付き旋回運動を行う。この旋回周波数は電子サイクロトロン角周波数と呼ばれ、磁場強度 B によって決まる。

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (3.2)$$

ここで e は電子の電荷、 m は電子の質量である。このとき、外部から電子サイクロトロン周波数に一致した振動電場を加えれば、電子は同位相の電場によって直流的に加速され続けることになる。振動電場はマイクロ波によって加えられる。マイクロ波周波数が

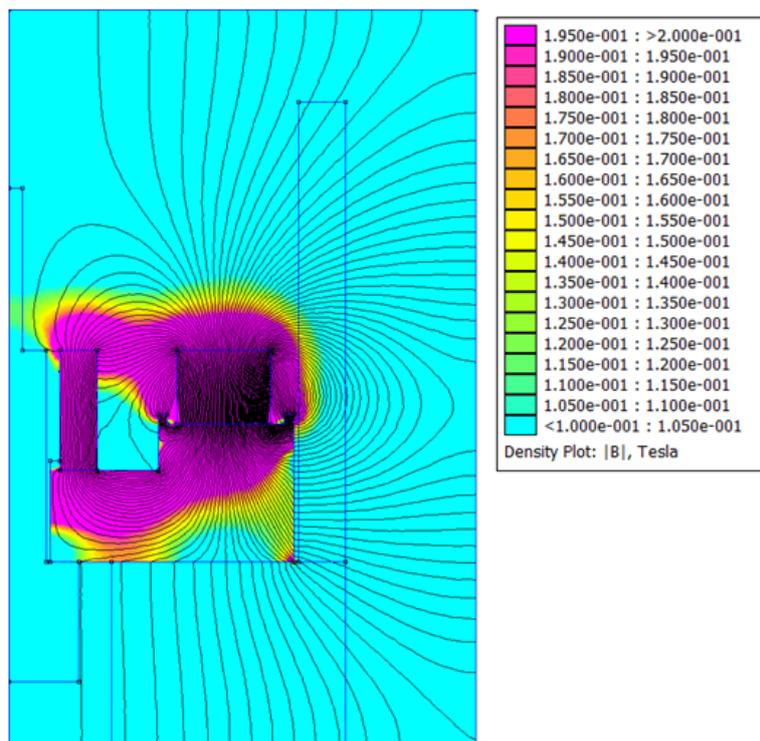


Figure 14 The magnetic field map of the discharge chamber

4.25 GHzの場合、永久磁石が形成する 0.15 T の等磁場面において電子サイクロトロン周波数と一致する (Figure 14 の黄領域が 0.15 T に該当する^{viii})。加速過程にある電子は、ECR磁場を形成する磁石の磁気ミラー効果によって閉じ込められ、その磁石間を往復運動する。往復の度にECR領域を複数回通過することで電子は加速され、電離に寄与する一次電子へととなる。この電子が放電室に投入された酸素ガスと衝突すると、電子衝突電離反応を起こし酸素ガスは電離する。電子サイクロトロン共鳴放電は電子の加速を介して電源のパワーを効率的にプラズマ生成に寄与させることが出来るプラズマ生成法である³⁻²⁾。

酸素プラズマの生成にあつては、一次電子のエネルギーによって 1 価電離, 2 価電離, 解離電離, 解離など複数の現象が生じる。主な衝突現象とエネルギー敷居値を Table 5 に纏め、各現象が生じる衝突断面積を Figure 15, Figure 16, Figure 17 に示す。実験及び理論計算の結果を引用した^{3-3) 3-7)}。衝突断面積は電子のエネルギーに大きく依存することが分かる。そのため電子衝突によって生成される粒子の密度は衝突断面積を用いて以下のように表せる。

$$n = n_n \int_0^{\infty} \sigma(v) F_e(v) v_e dv \quad (3.3)$$

ここで $F_e(v)$ は電子のエネルギー分布関数である。ECR プラズマ中では熱電子の他に ECR 加速された一次電子も存在するため電子の速度分布が Maxwell-Boltzmann 分布にはならないが、1 次近似として用いて電離レートコンスタントを求めると Figure 18 なる。

Table 5 Threshold energies for electron collision with oxygen atom or molecule

	Collision type	Reaction formula	Threshold energy
A	Ionization	$O_2 + e^- \rightarrow O_2^+ + 2e^-$	12.2 eV
B	Dissociative ionization	$O_2 + e^- \rightarrow O + O^+ + 2e^-$	19.5 eV
C	Dissociation	$O_2 + e^- \rightarrow O + O + e^-$	5.39 eV
D	Ionization	$O_2 + e^- \rightarrow O_2^{++} + 3e^-$	42 eV
E	Dissociative excitation	$O_2^+ + e^- \rightarrow O^+ + O^* + e^-$	6.8 eV
F	Ionization	$O + e^- \rightarrow O^+ + 2e^-$	13.62 eV

^{viii} 磁場解析には有限要素法磁場解析ソフト Finite Element Model Magnetics を使用した。
<http://www.femm.info/wiki/Download>

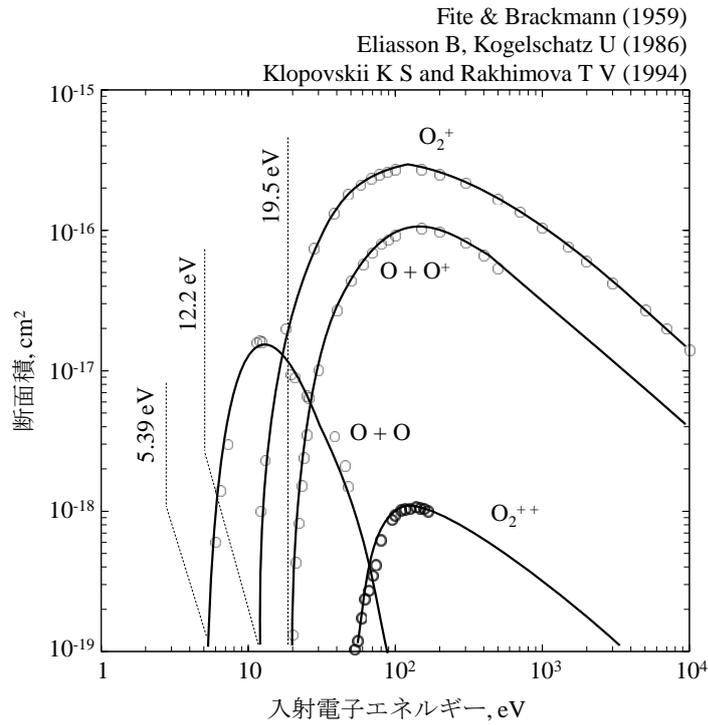


Figure 15 Electron collision cross-section of oxygen molecule

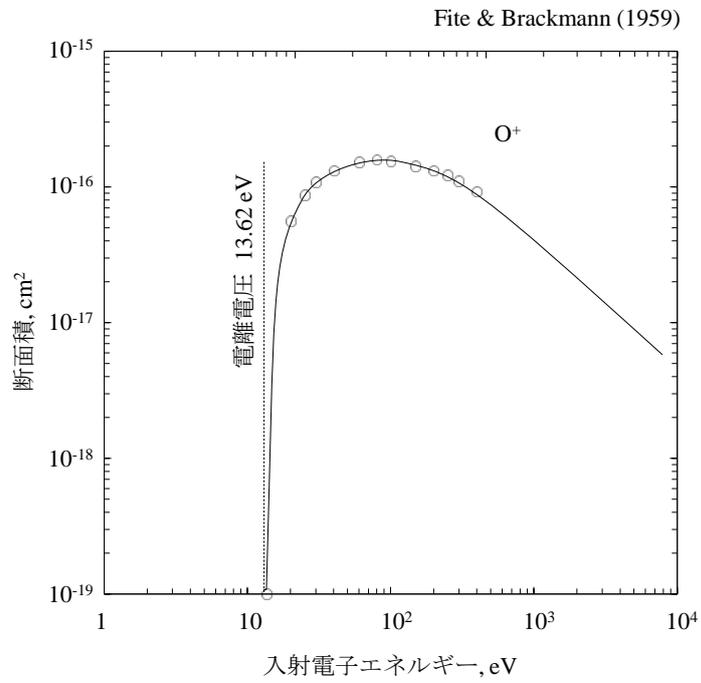


Figure 16 Electron collision cross-sections of atomic oxygen

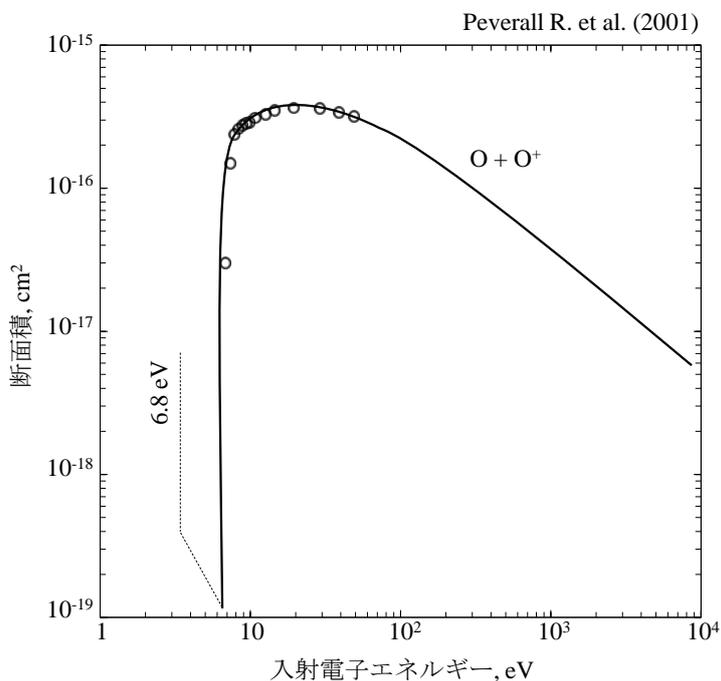


Figure 17 Electron collision cross-sections of molecular oxygen ion

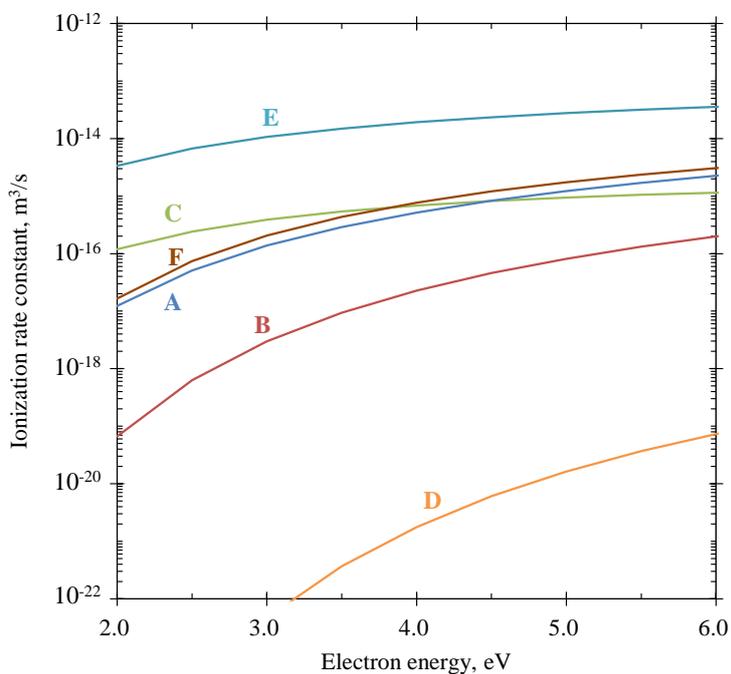


Figure 18 Theoretical ionization rate constant of oxygen. A is ionization: $O_2 + e^- \rightarrow O_2^+ + 2e^-$, B is dissociative ionization: $O_2 + e^- \rightarrow O + O^+ + 2e^-$, C is dissociation: $O_2 + e^- \rightarrow O + O + e^-$, D is ionization: $O_2 + e^- \rightarrow O_2^{++} + 3e^-$, E is dissociative excitation: $O_2^+ + e^- \rightarrow O^+ + O^* + e^-$, and F is ionization: $O + e^- \rightarrow O^+ + 2e^-$.

ここでは、電子衝突によって生じる粒子の割合について理論を基に概算を述べる。電子温度 T_e が 4 eV の場合、各電離プロセスのレートコンスタントはそれぞれ Figure 19 のようになる。

酸素分子 O_2 は 1 次電子との衝突により 1 価または 2 価イオンへの電離、原子状酸素イオンおよび原子状酸素への解離電離、原子状酸素への解離を起こす。この一度目の衝突によって生成される粒子の割合はレートコンスタントより $O_2^+ : O_2^{++} : O^+ : O : O, O = 42.3 : 0.0 : 1.9 : 55.9$ である。

一度目の電子衝突では解離もしくは解離電離によって生成される酸素原子 O (熱速度) が確率として最も生じやすく、さらに 1 次電子と衝突を起こす (二度目の電子衝突) ことで原子状酸素イオンへと電離される。この原子状酸素イオンが超熱中性粒子の素となる。

次に生じやすい衝突は酸素分子の 1 価イオン O_2^+ 生成である。生成確率は 42.3 % と半量程ではあるが、二度目の電子衝突を起こし易く (レートコンスタントが 2 桁高い) 原子状酸素イオン O^+ と酸素原子 O (熱速度) への解離反応が生じやすい。そのためプラズマ中に占める酸素分子 1 価イオン O_2^+ の割合は少ない^{ix}。解離で生じた酸素原子 O (熱速度) は 1 次電子との衝突で原子状酸素イオンへと変化する。

解離電離の確率は 1.9 % 程度で、生成された酸素原子は同様に 1 次電子との衝突で原子状酸素イオンへと変化する。一方、酸素分子の 2 価イオンの電離電圧は 42 eV と高く、電子温度が 4 eV 程度では生じる確率 (0.0001%) は非常に低いと言える。

以上より ECR 放電により生成されるプラズマ中のイオンは原子状酸素イオンが大半を占めている。

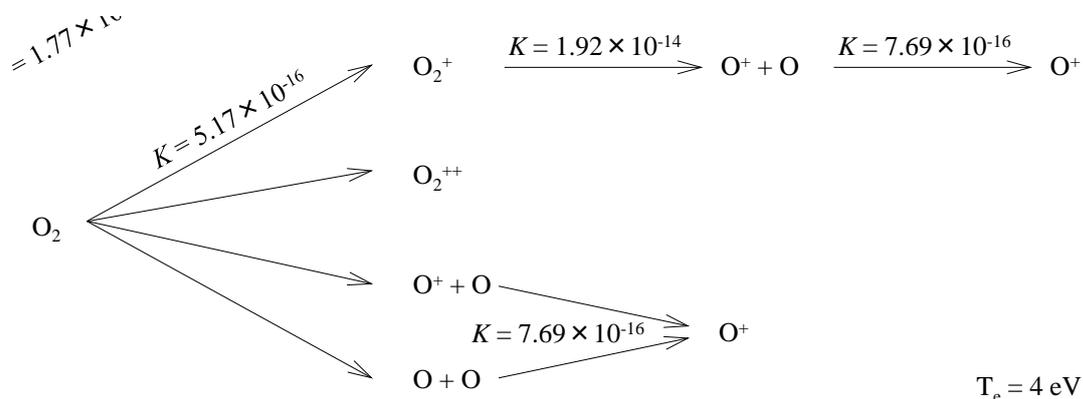


Figure 19 Ionization process and rate constant of oxygen at the electron temperature of 4 eV

^{ix} 放電室内圧 34 mPa, マイクロ波電力 33 W の条件下での質量分析結果では、原子状酸素イオン O^+ が占める割合が 95 %以上であった。

2.2. イオン壁面中性化の基礎原理

イオン壁面中性化はイオンエンジンとは異なる中性化方式である。イオンエンジンの中和方法がイオンビームに中和器から電子を振り掛け空間的に電位を中性にする。一方、高層大気模擬の場合は粒子自体の電荷を中性にする必要がある。そのため、生成された原子状酸素イオンを金属壁面と衝突させることにより電荷を奪い中性化される。

イオンと金属表面の衝突は本質的に2段階プロセスである。2段階とは電子トンネル効果によるイオン中性化と壁面衝突である³⁻⁸⁾。まず始めに電子トンネル効果による中性化について次に述べる^{3-9) 3-10)}。中性化プロセスの概要をFigure 20に示す。壁面に接近してきたイオンは電子トンネル効果によって金属表面から電子を受け取り、基底状態または励起状態の中性粒子に遷移する。この現象をそれぞれオージェ中性化過程、共鳴中性化過程と呼ぶ。励起状態の中性粒子もその後、脱励起によってエネルギーを放出し基底状態へと遷移するため、壁面衝突後の大部分の中性粒子は基底状態となる²⁻⁸⁾。このプロセスをオージェ脱励起過程と呼ぶ。以上述べた遷移過程は金属表面から数Åの距離で生じ、 $\sim 10^{-14}$ sec程度のタイムスケールの現象である。

次のプロセスは、トンネル効果により遷移して生じた中性粒子と金属表面との衝突と反射である^{3-8) 3-10) 3-11) 3-12)}。衝突時に金属表面と中性粒子間で起こる相互作用は、入射する中性粒子が持つエネルギーに依存する。入射エネルギーの違いによって3つのモデルに分けられる。各衝突モデルの概要をFigure 21に示す。入射エネルギーが数keVの場合、表面で起こる衝突は、入射する中性粒子と金属表面の最も近接する原子間による二体衝突となる。

粒子の持つ速度が、熱速度より大きく数keVより小さい範囲のエネルギーを超熱と定義する。入射エネルギーが超熱の場合、超熱中性粒子は金属表面の複数原子の影響を受ける多体衝突となる。多体衝突を起こす場合、超熱中性粒子は反跳エネルギーを複数の原子に与えるため、衝突によるエネルギー損失が二体衝突よりも増える。

入射エネルギーが熱速度程度しか持たない場合、ド・ブROI波長が金属表面の結晶格子間隔と同程度の大きさになるため、量子力学的効果が顕著にみられるようになる。入射する中性粒子は、粒子の物質波(波長 $\lambda = h/mv$)と金属表面の凹凸構造を持つポテンシャルによって回折散乱反射する³⁻¹⁰⁾。

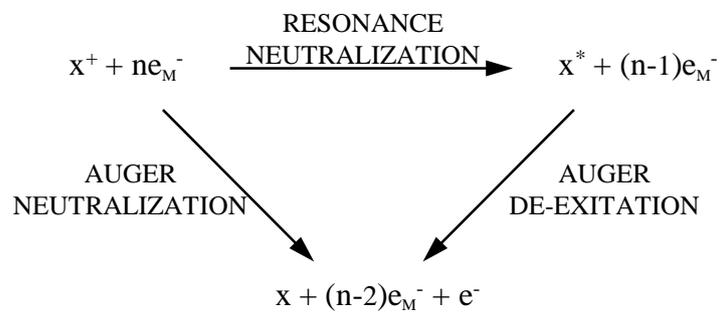
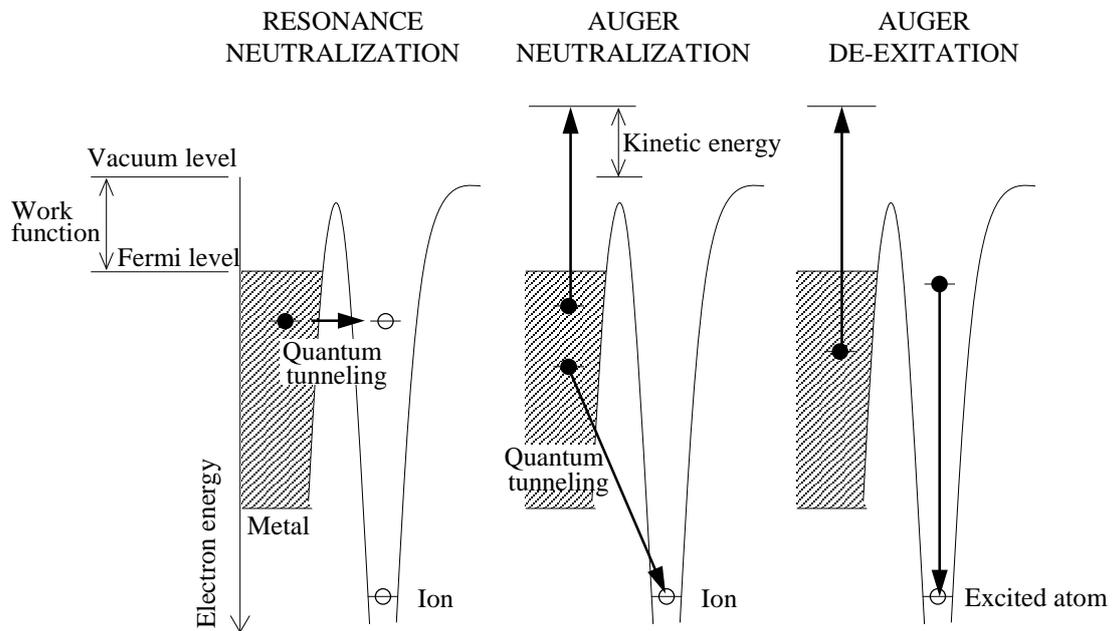


Figure 20 Resonance or Auger processes which can occur at a metal surface when an ion or excited atom approaches it with minimal kinetic energy

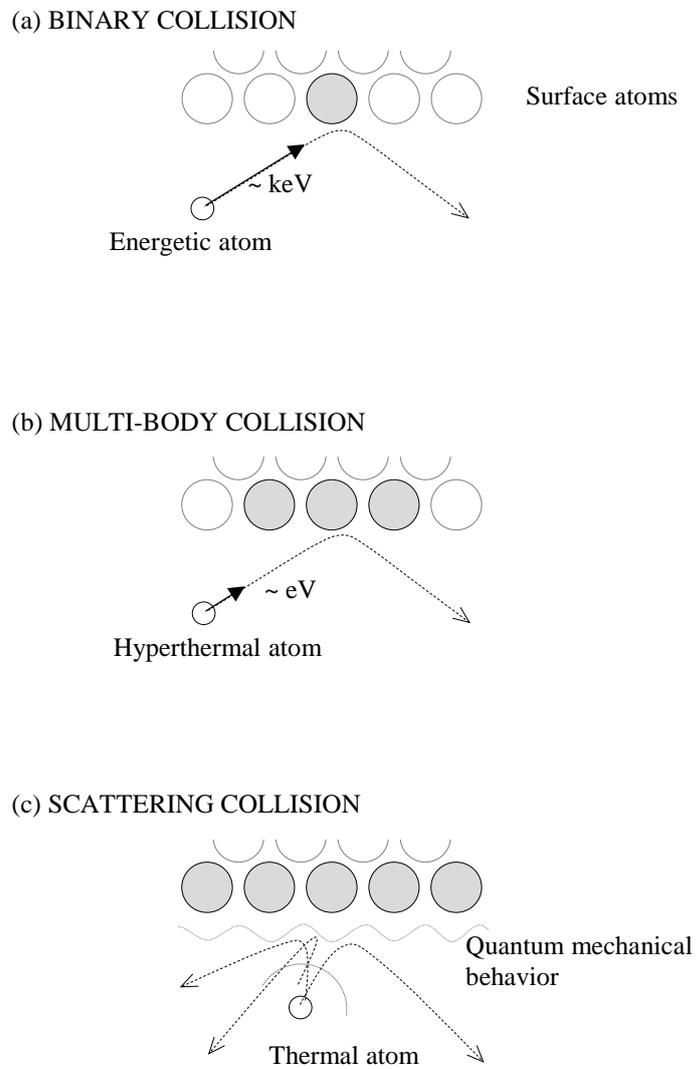


Figure 21 Atom's collision models. (a) Energetic atom collides with one surface atom. (b) Hyperthermal atom collides with a number of surface atoms. (c) Thermal atom behaves quantum mechanically as diffraction of the wave function of the atom from the corrugated potential of the entire surface.

3. ガス共有系・マイクロ波供給系

流量制御器には BROOKS 社製の E シリーズ 5850E を用い、0 ~ 3 sccm まで調整可能である。流量精度は $\pm 1\%$ である。ガス配管についてはガスボンベからチャンバに至るまで全て 1/4 inch 規格のポリウレタンチューブと Swagelok・PISCO の継ぎ手を使用し導入している。温度が高くなる原子状酸素源付近ではテフロンチューブで繋いでいる。

オシレータで発振させた 4.25 GHz のマイクロ波をアンプにより増幅し、同軸ケーブルを通してアンテナへ伝送される。マイクロ波アンプは 0 ~ 150 W の出力範囲があり、アンプ内部の可変アッテネータを外部電源で操作することにより出力を変更する。また、進行波と反射波は検波器で電圧に変換しデータロガーでモニタリングしている。

マイクロ波伝送の整合はオシレータの発振周波数が反射波電力最少になるよう微調整することで行った。投入電力には進行波電力から反射波電力を差し引いた値を用いている。用いた機器の使用を Table 6 に纏める。

Table 6 Specifications of equipments

名称	製造元, 型式	性能
オシレータ	HP, 8350B	発振周波数 10 M ~ 40 GHz
マイクロ波アンプ	R&K, A422442-5252-R	周波数帯域 4.2 ~ 4.4 GHz 帯域内利得 52.0 dBm 定格出力 150 W
流量調整器	BROOKS, 5850E	制御範囲 0 ~ 3 scm 精度 $\pm 1\%$

4. 真空槽

真空槽は主真空槽と副真空槽から構成される。真空槽排気系配管図を Figure 22 に、外觀写真を Figure 23 に示す。主真空槽は2台並列構成の油拡散ポンプおよびメカニカルブースターポンプ、ロータリーポンプによって排気され到達真空度は 3×10^{-5} Pa である。副真空槽はターボ分子ポンプおよびロータリーポンプで排気され、到達真空度は 1×10^{-3} Pa である。主真空槽と副真空槽は圧空式ゲートバルブを介して接続されており、ピラニゲージでモニタされている真空度によってインターロックが解除される。真空槽系の諸元を Table 7 に示す。

Table 7 Specifications of a vacuum chamber

名称	製造元, 型式	性能
主真空槽	東京クラッチドア, PV-5	ϕ 1500 x L 2500
油拡散ポンプ	TOKUDA, ESV-16	排気速度 7500 L/s
油拡散ポンプ	TOKUDA, ESV-16C	排気速度 3700 L/s
メカニカルブースターポンプ	TOKUDA, TMB-40	排気速度 40000 L/min
ロータリーポンプ	TOKUDA, KP-7500BG	排気速度 7500 L/min
ピラニゲージ	PG-100C	$10 \sim 10^{-3}$ Torr
電離真空計	富士精密機器, FLIG-104R	$10^{-4} \sim 10^{-8}$ Torr
ゲートバルブ	VAT, 19054-PE44	圧空作動式, V500
副真空槽	ジェック東理, 122-360110	ϕ 500 x L 400
ターボ分子ポンプ	大阪真空, TG350VAB	330 L/s
ターボ分子ポンプ	島津製作所, EI-203M	190 L/s
ロータリーポンプ	ALCATEL, PASCAL2010I	排気速度 162 L/min
ロータリーポンプ	ALCATEL, PASCAL2021I	排気速度 345 L/min
ピラニゲージ	TOKUDA, TPG-3AR	$2k \sim 10^{-1}$ Pa
電離真空計	TOKUDA, HFT-7	

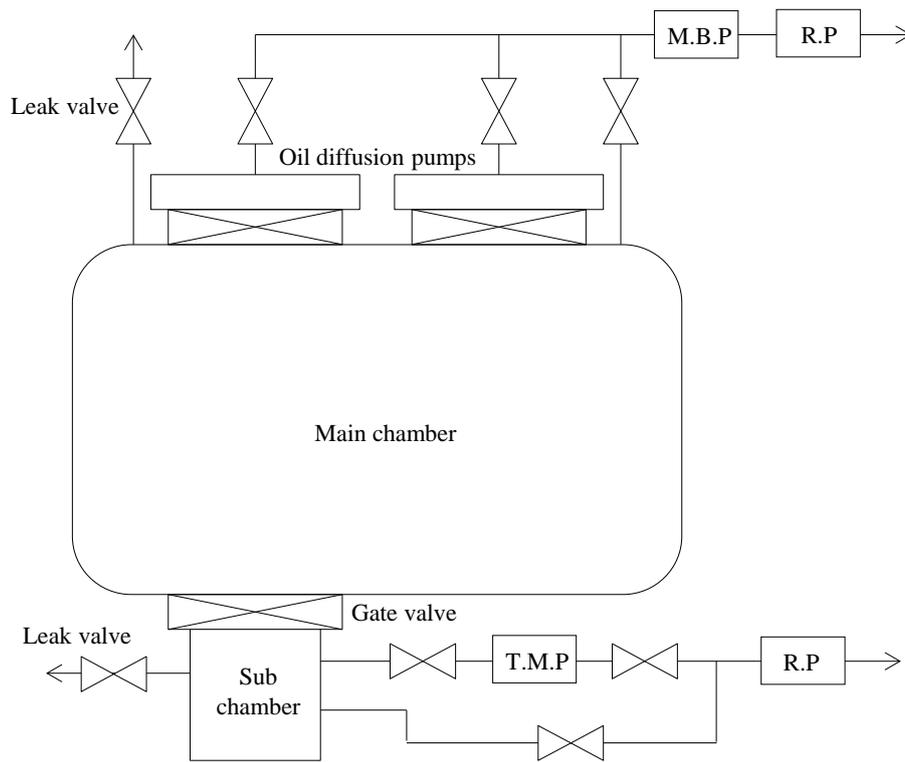


Figure 22 The block diagram of vacuum system



Figure 23 The picture of vacuum chambers

参考文献

- 3-1) 菅井秀郎, プラズマエレクトロニクス, オーム社, 2000
- 3-2) 荒川義博, 國中均, 中山宜典, 西山和孝, イオンエンジンによる動力航行, コロナ社, 2006
- 3-3) W. Fite and R. Brackmann, Ionization of Atomic Oxygen on Electron Impact, *Physical Review* **113**, 815-816, 1959
- 3-4) B. Eliasson and U. Kogelschatz, Basic data for modelling of electrical discharge in gases, Report Brown Boveri Forschungszentrum CH-5405, 1986
- 3-5) K. Klopovskii and T. Rakhimova, Privat communication, 1994
- 3-6) T. Mark, Cross Section for Single and Double Ionization of N₂ and O₂ molecules by Electron Impact from Threshold up to 170 eV, *The Journal of Chemical Physics* **63**, 3731, 1975
- 3-7) 永田武, 等松隆夫, 超高層大気の物理学, 東京裳華房, 1973, pp.291
- 3-8) J. Cuthbertson, W.Langer, and R.Moteley, Reflection of low energy plasma ion from metal surfaces, *Journal of Nuclear Materials* 196 – 198, 1992
- 3-9) H. Hagstrum, The Development of Ion-Neutralization Spectroscopy, *Journal of Vacuum Science and Technology*, Vol. 12, No. 1, 1975
- 3-10) H. Hagstrum, Ion-Neutralization Spectroscopy, Proceedings of the 3ed Materials Reserch Symposium
- 3-11) R.Baragiola, Principles and Applications of Ion-Induced Auger Electron Emission from Solids, *Radiarion Effects* Vol. 61, pp. 47-72, 1982
- 3-12) H. Asada, and Y.Ohno, Scattering of Atoms and Molecules from Solid Surfaces, *Journal of the Vacuum Society of Japan*, Shinku Vol. 25, 1982

第4章 並進エネルギー計測

本章では、機械式チョッパと四重極質量フィルタを用いた Time of Flight 法により原子状酸素の並進エネルギーを決定する。実験結果より中性化箇所の特定制とエネルギー決定メカニズムについて考察する。これに関連して行ったラングミュアプローブによるプラズマ電位計測から考察の裏付けを行う。

- 1 目的
- 2 実験原理と計測装置
- 3 実験結果
- 4 考察
- 5 小結

1. 本章の目的

衛星に流入してくる高層大気は、衛星と高層大気の相対速度分のエネルギーを有している。このエネルギー E_{AO} は次式によって決まる。

$$E_{AO} = \frac{mv^2}{2} = eV \quad (4.1)$$

e は電気素量、 m は高層大気の質量^xを表す。高度 200 kmの円軌道の場合は相対速度 v が~7.8 km/sで、衛星表面に衝突する原子状酸素のエネルギー E_{AO} は 5 eVとなる。150 x 30000 kmの楕円軌道の場合は近地点速度が~10.1 km/sで、原子状酸素のエネルギー E_{AO} は 9 eV程度となる。

本章では、中性粒子である原子状酸素の並進エネルギーを Time of Flight 法で決定することを目的とする。

2. 実験原理と計測装置

2.1. Time Of Flight の原理

並進エネルギーの測定は、機械式チョッパと四重極質量分析器を用いた Time Of Flight (TOF) 法で行った。TOF 計測は粒子が距離 L を飛行する時間 t から速度を求める手法である。粒子の速度は飛行にかかった時間から次のように決定される。

$$v = \frac{L}{t} \quad (4.2)$$

これを前述の式に代入すると

$$E_{AO} = \frac{mL^2}{2t^2} \quad (4.3)$$

となる。ここで、飛行距離 L は実験系において一意に定まる。

定常ビームの飛行時間の計測のためには、機械式チョッパによりビームフラックスにパルス変調をかける。定常ビームは、ビーム軸上をチョッパに設けられた幅狭のスリットが横切る時にのみ粒子を通過させることで変調される。チョッパによって切り出され

^x 原子状酸素 $m = 16$ の場合、原子 1 個の質量は $m = 0.016 / N_A$ となる。

たパルス幅（ビーム軸上をスリットが横切る時間 t_{pulse} ）と飛行時間により計測できるエネルギー分解能が異なる⁴⁻¹⁾。本章の計測系は平均速度計測である。詳しくは後述する。

$t_{\text{pulse}} \cong t$ の場合，平均速度計測

$t_{\text{pulse}} \leq t$ の場合，平均速度+温度計測^{xi}

$t_{\text{pulse}} \ll t$ の場合，速度分布計測

飛行粒子の検出には高速反応・高感度・低ノイズ性能が求められる。四重極質量分析器には，中性粒子を電離させる電子源およびノイズを減らすための質量フィルタ機能と，荷電粒子を検出する機能が備わっている。

2.2. 計測装置の構成

TOF 計測は，神戸大学 宇宙環境研究グループの TOF 設備を使用した⁴⁻²⁾。用いた実験装置のセットアップを Figure 24 に示す。雰囲気粒子によるノイズ成分を減らすため、

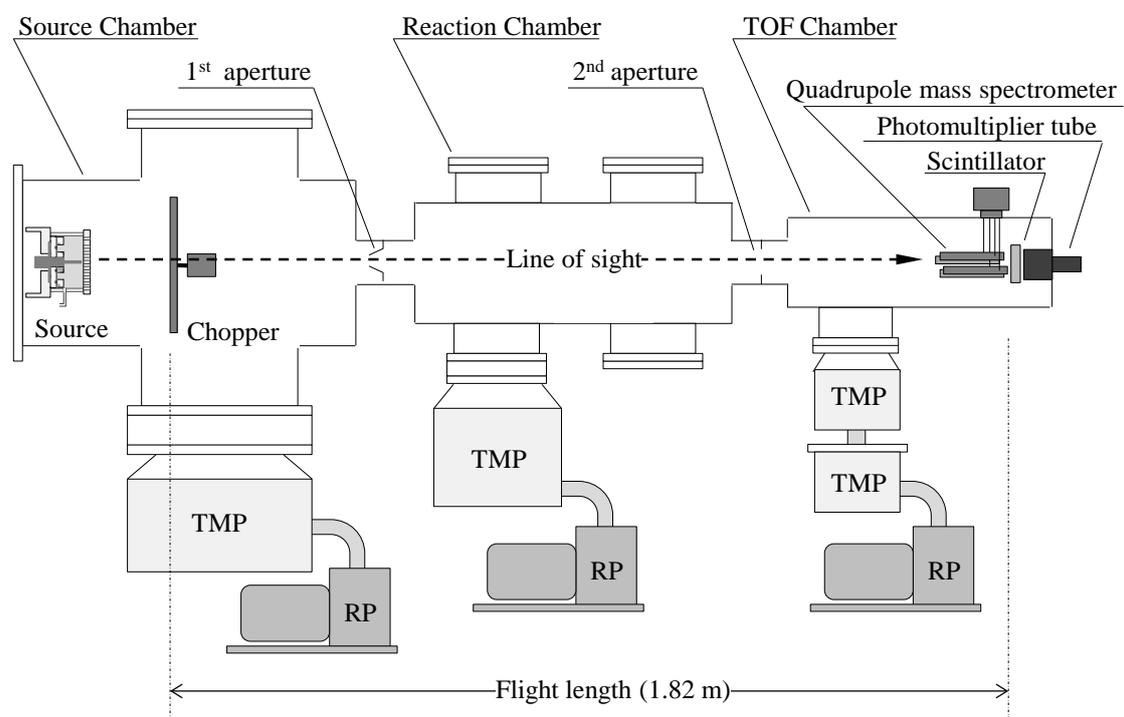


Figure 24 Experimental setup for time-of-flight measuring the translational energy.

^{xi} マクスウェル分布と仮定することで TOF シグナルの幅から温度が決定される。速度分布を決定するためには $t_{\text{pulse}} / t \leq 0.01$ が必要とされる。

差動排気を行い検出器付近の背圧を下げています。2 段の差動排気を行いそれぞれのチャンバは、Source Chamber (SRC), Reaction Chamber (Reac), TOF Chamber (TOF) と呼ぶ。酸素ガス 2 sccm を流した時の真空度は 2×10^{-3} Pa (SRC), 3.8×10^{-8} Torr (Reac), 1.9×10^{-9} Torr (TOF) である。SRC と Reac を接続する 1 段目のアパーチャーは $\phi 3$ mm のコーン形状であり、Reac と TOF を繋ぐ 2 段目のアパーチャーは $\phi 12$ mm の穴がプレート中央に開いている。チョップから検出器までの飛行距離は 1.82 m である。

機械式チョップ

SRC チャンバ内の機器配置関係を Figure 25 に示す。機械式チョップは SRC チャンバのフランジに取り付け、回転するディスクに設けられた幅狭スリットが原子状酸素源のビーム中心軸上を通るように調整されている。ディスクの直径は 180 mm で 12 時と 6 時の 2ヶ所に幅 6 mm のスリットと時刻を決定するフォトインタラプタの光の透過穴 $\phi 5$ mm が空いている。中心対称に 2ヶ所のスリットを設けた理由はダイナミックバランスを重視したことと、ビームラインの開時刻とほぼ同時刻 (より正確には 2.3 で後述する方法で校正する) を検出するためである。チョップの回転数は最大 150 Hz で回転させた。ビーム軸上から 180° の位相においてスリット位置検出用のフォトインタラプタが設置してある。フォトインタラプタによって飛行開始時刻を決定した。

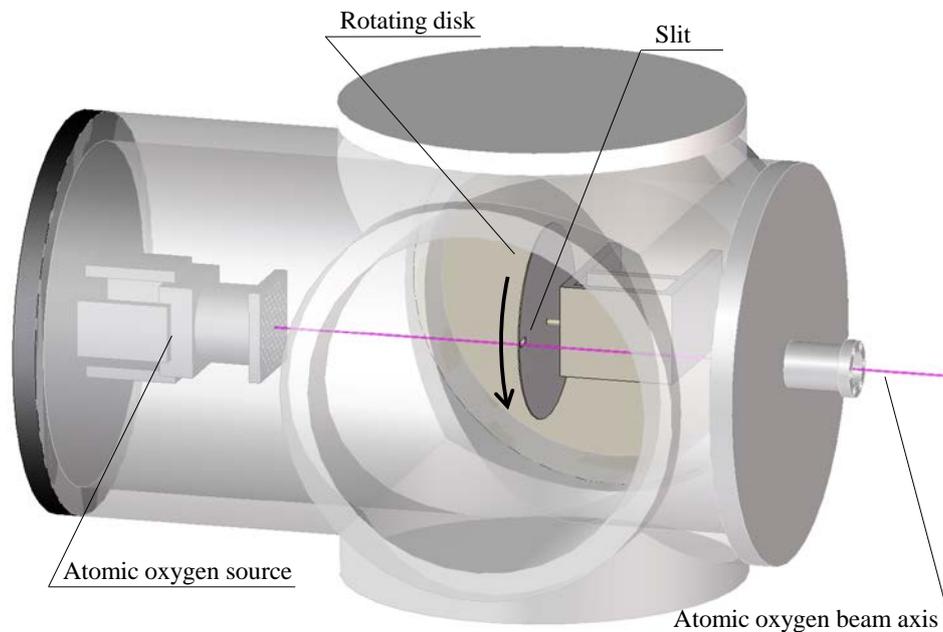


Figure 25 Configuration view in the source chamber

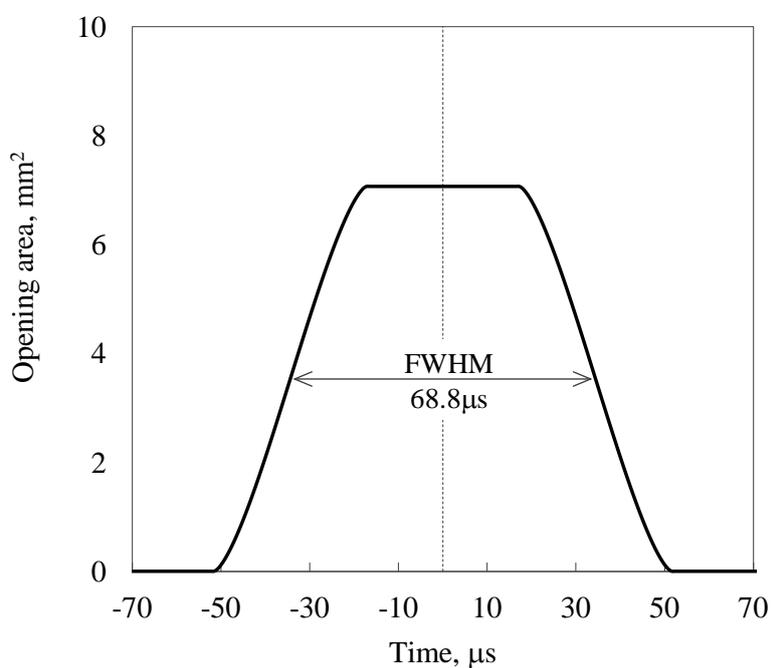


Figure 26 The slit gate opening time

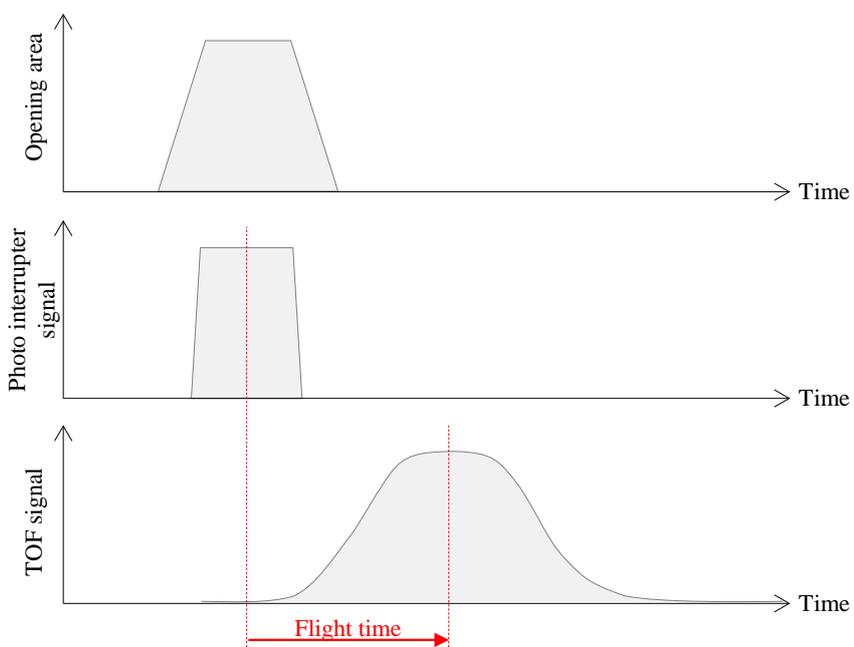


Figure 27 The defined average flight time. A relationship between the opening area and the TOF signal.

150 Hz で回転するチョップによって定常ビームからパルス幅 68.8 μs の変調ビームを切り出す (Figure 26) . 得られる TOF 信号の強度はスリットの開口面積に比例する. 飛行時間のオーダーが 100 μs オーダーであるため, 飛行時間は開口面積と TOF 信号の頂点間時間である. この TOF 計測系からは平均並進エネルギーが求められる (Figure 27).

検出器には四重極質量分析器 Quadrupole mass spectrometer (QCM) の電離部 (電子源) および質量フィルタとシンチレータ Scintillator (SCN), 二次電子増倍管 Photomultiplier tube (PMT)を用いた.

電離部・質量フィルタ

Table 8 に QMS 条件と検出可能な粒子種を纏める. QCM の電子源フィラメント(FIL) を ON にすると中性粒子とイオンを検出することが可能となり, OFF にするとイオンのみを検出する. 質量フィルタが $m/e = 16$ 設定で O^+ (@FLI = ON/OFF), AO, O_2 Fragment (@FIL = ON) のみを通過させる. $m/e = 32$ 設定で O_2^+ (@FLI = ON/OFF), O_2 (@FIL = ON) を通過させる. QMS 装置はフィラメントエミッション電流 1 mA, 電子エネルギー 100 eV, イオンフォーカス電圧 90 V に設定した.

検出器

検出器の構成を Figure 28 に示す. 質量フィルタを通過した粒子はシンチレータに入射する. シンチレータは荷電粒子の入射により蛍光 (シンチレーション光) を発する結晶である. シンチレーション光に変換された信号は二次電子増倍管によって増幅される.

二次電子増倍管から取り出した出力はアンプを通した後, マルチチャンネルスケーラー (MCS)で信号を粒子数としてカウントする. チャンネル数は 8192 あり, チャンネルの時間幅 (Dwell time) は 2 μs に設定した. またスキャン数 (Preset) は 30000 回で, 1 つの TOF 結果は 30000 回の積算値を示している. おおよそ一回の計測にかかる時間は 10 分弱であった.

Table 8 Detectable particles dependence on QMS configurations

	FIL = on	FIL = off
m/z = 16	Atomic oxygen	
	Atomic oxygen ion	Atomic oxygen ion
	O ₂ fragment	
m/z = 32	Oxygen molecule	
	Molecular oxygen ion	Molecular oxygen ion

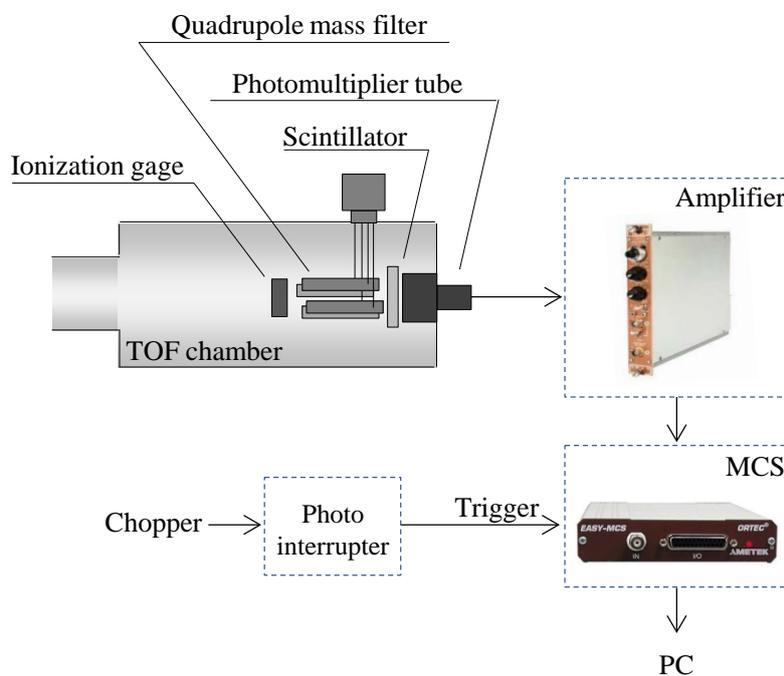


Figure 28 Block diagram of neutral detector system

2.3. 幾何誤差の時刻補正量

チョッパの中心軸とビーム軸が一致するようにセットアップしているが、取り付け誤差が生じてしまう。飛行開始時刻はフォトインタラプタでスリットの位置を検出した信号を基準にしているため、取り付け誤差は飛行時間に大きな影響を与える。例えばアライメントが 1 mm ずれるだけで 12 μs の誤差となる^{xii}。

取り付け誤差の量を計測し、時刻補正する方法が Forward Backward Offset (FBO) である。FBO 原理を Figure 29 に示す。取り付け誤差が生じている場合、チョッパの回転方向を正転 (Forward) と逆転 (Backward) させることで、波形の時間差異 Δt_{FB} が検出される。この時間差異は取り付け誤差に由来するため補正量は $\Delta t_{\text{FB}}/2$ となる。

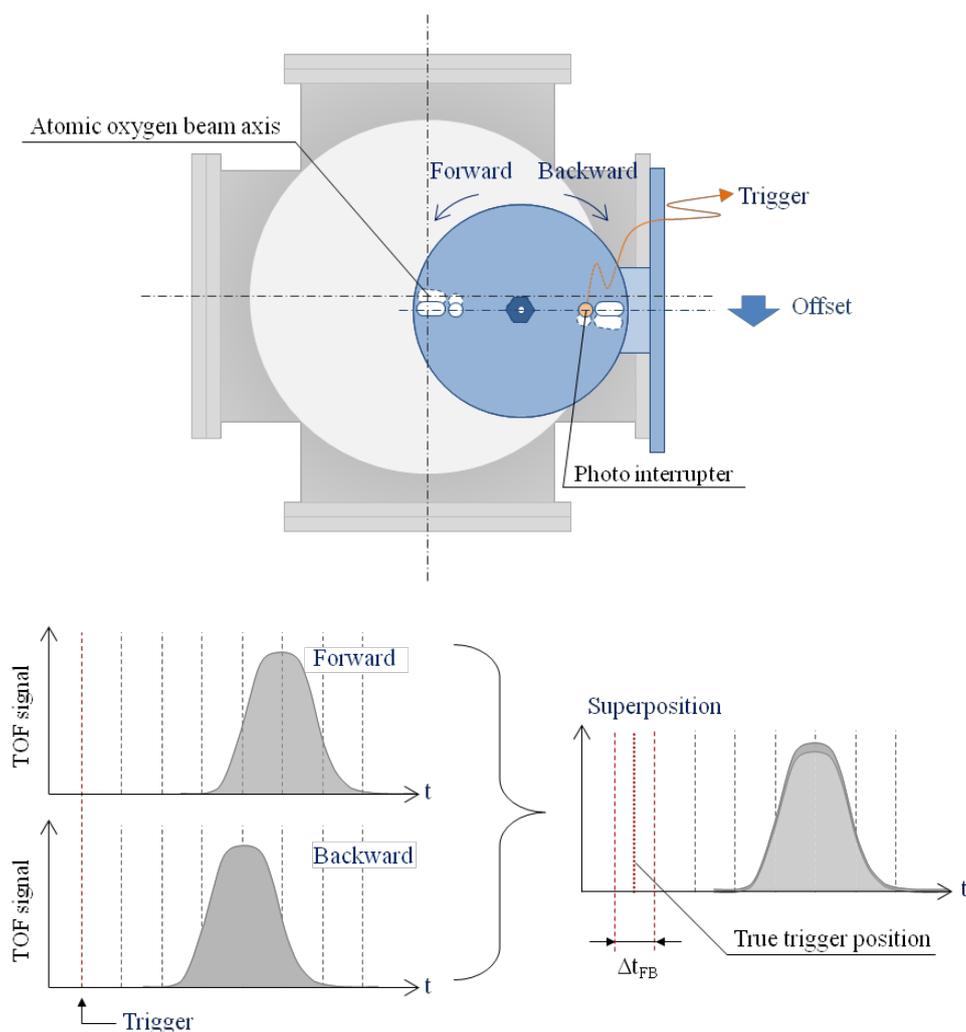


Figure 29 Layout sketch and the procedure of forward backward offset

xii $1/150 \text{ [s]} : 180 \pi \text{ [mm]} = t_{\text{erroe}} \text{ [s]} : 1 \text{ [mm]}$

3. 実験結果

3.1. 各粒子のエネルギー

TOFによって取得された代表的な結果を示す。時刻 $t = 0$ はスリット開口時の中心時刻に補正してあり、飛行開始時刻を表している。また、プロット中に示した実線は TOF 波形をガウス関数の最少二乗法でフィッティングした近似曲線である。飛行時間は近似曲線のピーク位置とした。原子状酸素源の作動条件は、マイクロ波電力 48 W、放電室圧力 125 mPa、グリッド印加電圧 0 V である。

m/z = 16

まずは原子状酸素を計測対象にした TOF 結果について論じる。質量フィルタを $m/z = 16$ 、フィラメントを $FIL = off$ に設定した実験では、ピークカウント値が 10 程度の波形が得られた (Figure 30)。実験結果に対し正規分布でフィッティングをするとピーク位置より、飛行時間は 144 μs となった。飛行時間から粒子速度を求めると 12.6 km/s、これをエネルギーにすると 13.2 eV となる。

質量フィルタを $m/z = 16$ 、フィラメントを $FIL = on$ に設定した実験では、3000 カウント程度オフセットされたゼロ点を持ち、そのゼロ点からのピークカウント値が 2000 程度の波形が得られた (Figure 31)。フィッティングをするとピーク位置は $t = 146 \mu s$ となる。このときの粒子速度 12.2 km/s であり、エネルギーにすると 12.3 eV となる。底上げ分のカウント波形はパルス変調されていないことから、TOF 計測軸を通らず検出器へ到達した粒子成分であり、エネルギー計測とは無関係である。オフセット分の出所要因は背圧酸素分子が QMS フィラメントで解離電離されたときに生成された原子状酸素イオンまたは 2 価酸素分子イオンである^{xiii}。質量フィルタでは m/z で静電的に通過できるイオンのみを選別するため、酸素分子の 2 価イオン O_2^{++} ($m/z = 16$) も検出してしまう。



^{xiii} 入射電子エネルギー 100 eV の場合、1 価電離の断面積は $2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^3$ 、解離電離の断面積は $9.2 \times 10^{-21} \text{ m}^3$ 、2 価電離の断面積は $1.1 \times 10^{-21} \text{ m}^3$ である。QMS 電離部で生成されるイオンの割合は $O_2^+ : O^+ : O_2^{++} = 70 : 27 : 3$ 程の割合である。

イオンと中性粒子のピーク強度（ピークカウント値）を比較すると中性粒子の方が 2 桁多いカウント値を取っている。FIL = off の結果にはイオン成分も含まれるがその割合は 1%程であるといえる。ただし、イオン-中性粒子比率が 1%というわけではない。イオンのカウント値は全てが原子状酸素源由来であるのに対し、中性粒子のカウント値は QMS 部での電離効率分減少して計測される。通常、電離効率は 1/100 ~ 1/1000 程度であるから、超熱ビーム中のイオン-中性粒子比率はさらに 10^{-4} ~ 10^{-5} 程度といえる。

m/z = 32

次に酸素分子を計測対象にした TOF 結果について述べる。質量フィルタを $m/z = 32$ 、フィラメントを FIL = off に設定した実験では、ピークカウント値が 10 程度の波形が得られた (Figure 32)。正規分布でフィッティングをするとピーク位置より、飛行時間は $134 \mu\text{s}$ となった。このとき速度は 13.6 km/s 、エネルギーは 30.7 eV に相当する。

質量フィルタを $m/z = 32$ 、フィラメントを FIL = on に設定した実験では、10500 カウント程度のオフセットがあり、ピークカウント値が 1000 程度の波形が得られた (Figure 33)。正規分布でフィッティングをするとピーク位置は $137 \mu\text{s}$ となる。このときの粒子速度 13.3 km/s 、エネルギーにすると 29.3 eV である。イオンと中性粒子のピーク強度（ピークカウント値）はこの場合も同様に中性粒子の方が 2 桁多い値となるので、中性粒子の TOF 信号で間違いないといえる。

イオン、中性粒子ともに $m/z = 32$ の並進エネルギーは $m/z = 16$ のエネルギーの約 2 倍のエネルギー結果となった。超熱粒子成分の組成については、6 章に纏める。

ガスのみ

確認のため、原子状酸素源の動作を停止させた状態で酸素ガスのみを流した際の $m/z = 16$ 、FIL = on の結果を示す (Figure 34)。この場合、パルス変調成分は確認されず 3200 カウント程度のオフセット分だけの波形となった。このことから得られた TOF 結果は原子状酸素源で生成した超熱原子状酸素粒子であることが確認された。

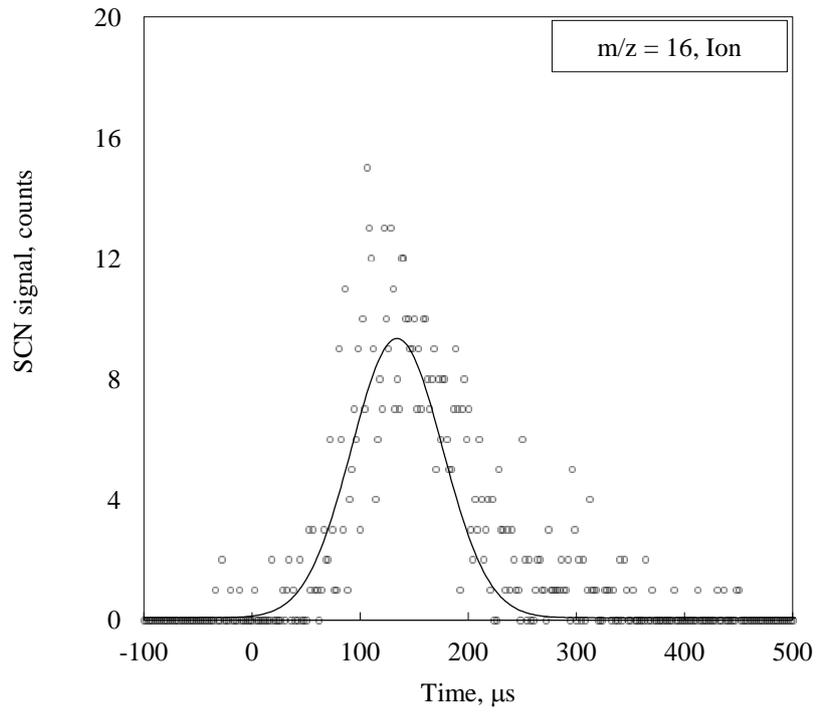


Figure 30 TOF signal of atomic oxygen ions. QMS was configured at $m/z = 16$ and FIL = off.

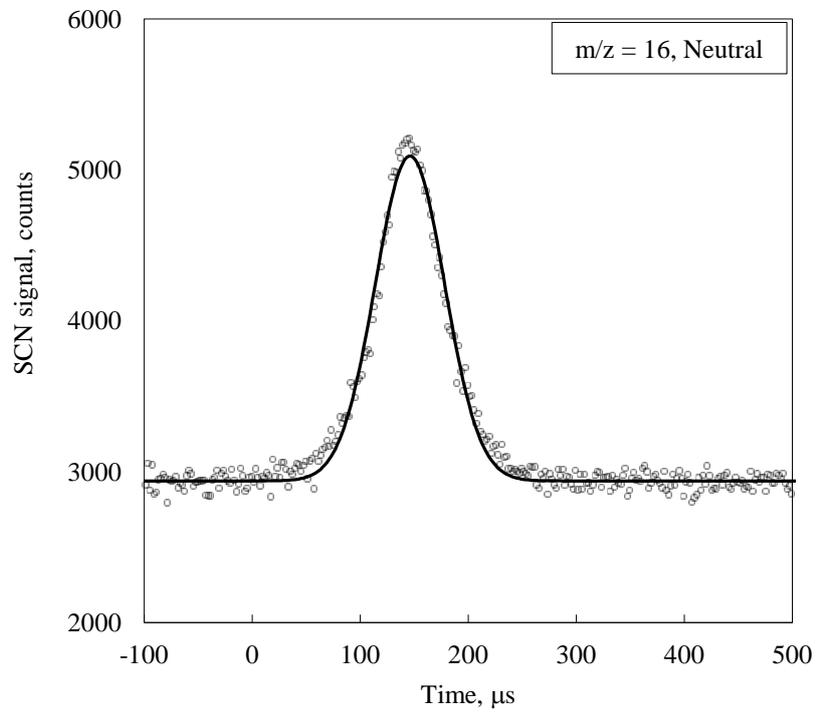


Figure 31 TOF signal of atomic oxygen. QMS was configured at $m/z = 16$ and FIL = on.

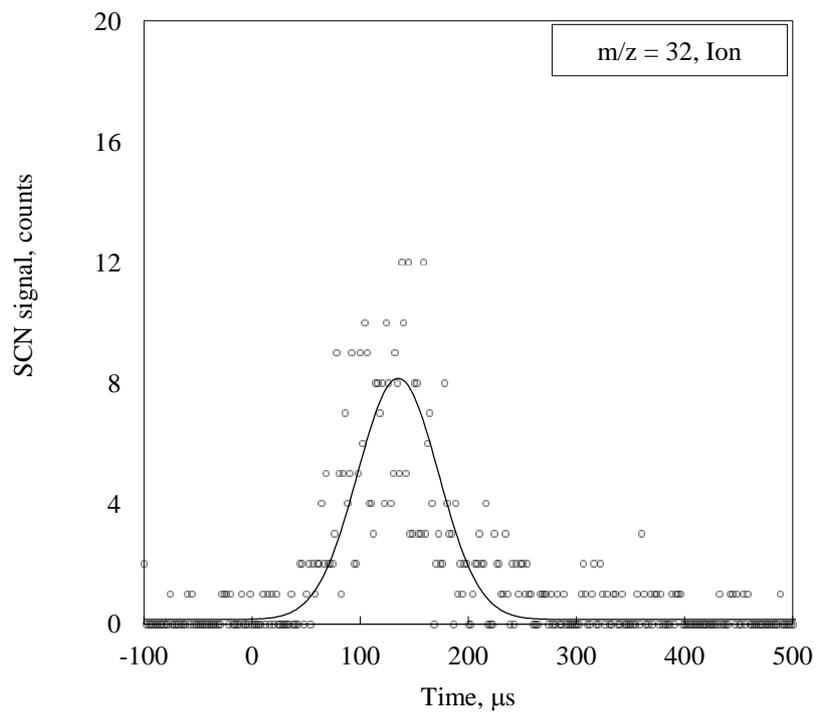


Figure 32 TOF signal of molecular oxygen ions. QMS was configured at $m/z = 32$ and FIL = off.

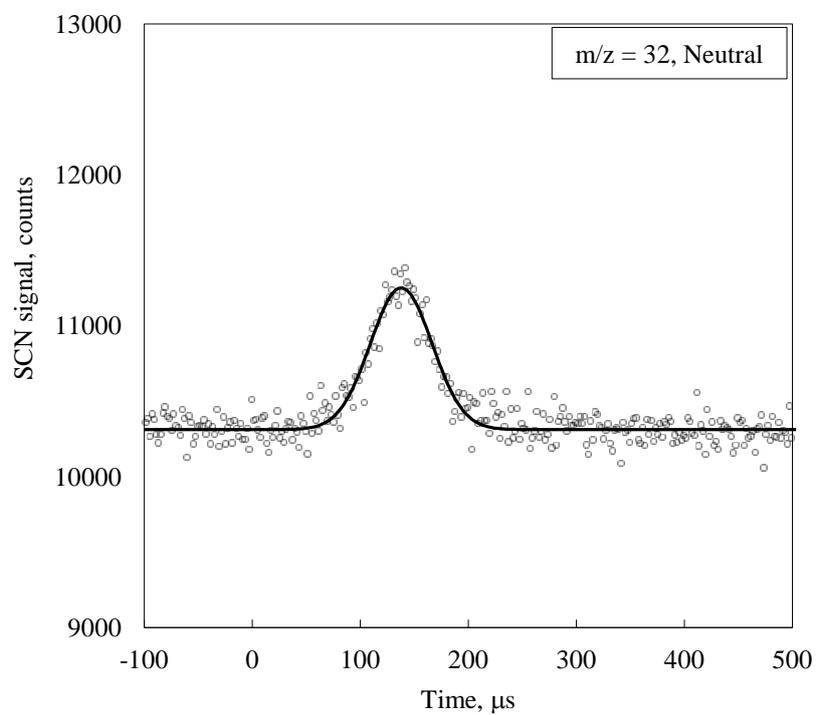


Figure 33 TOF signal of oxygen molecules. QMS was configured at $m/z = 32$ and FIL = on.

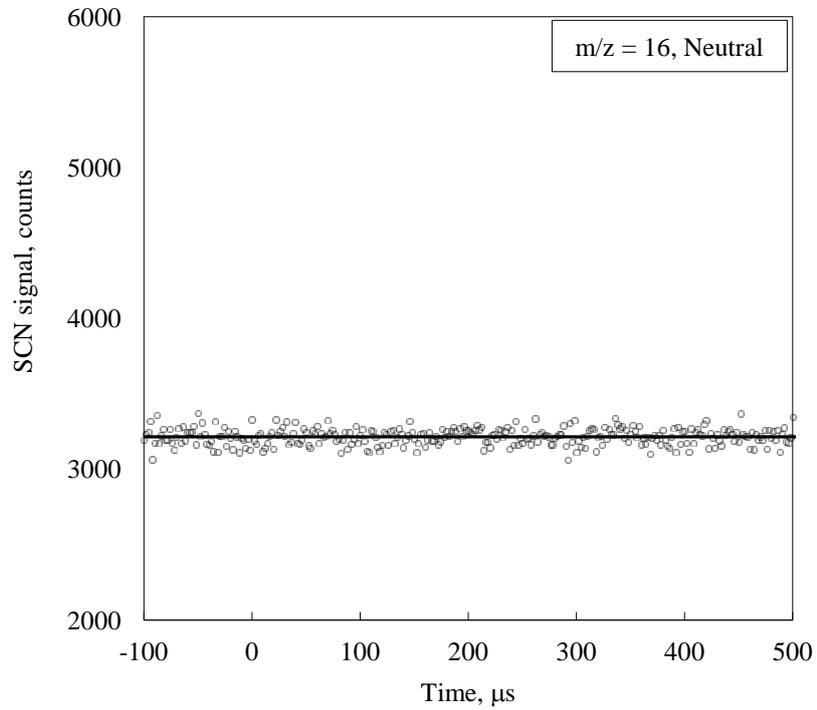


Figure 34 TOF signal of atomic oxygen out of operation. Oxygen gas was just being supplied. The discharge chamber pressure was 125 mPa.

Table 9 Results of flight times by TOF measurement

m/z	FIL	Peak position, μs	Velocity, km/s	Energy, eV
16	off	144	12.6	13.2
16	on	146	12.2	12.3
32	off	134	13.6	30.7
32	on	137	13.3	29.3

3.2. グリッド電圧とエネルギーの関係

中性化グリッドに印加した電圧と TOF によって得られた原子状酸素のエネルギーの関係について述べる。グリッドに印加した電圧は-30 V, -20 V, -10 V, -5 V, 0 V(ground), フロート(10 V)である。このときの原子状酸素源の作動条件は、マイクロ波電力 48 W, 酸素ガス流量 2 sccm である。

TOF スペクトルのピーク位置を比較しやすくするため、各 TOF 信号の最大カウント値またはフラグメントによるオフセット値で規格化した値を縦軸にプロットした。

グリッド電圧とイオン TOF 結果

まずはイオンの結果について述べる。Figure 36 に最大カウント数で規格化したイオンの TOF スペクトルを示す。グリッド電圧を変化させても TOF スペクトルのピーク位置はほぼ変化しなかった。正規分布でフィッティングをかけてピーク位置を求めた結果を Table 10 に纏める。各々ばらつきがあるがおおよそイオンの飛行時間は $t = 138 \sim 151$ の範囲である。このとき粒子速度を求めると 13.2 ~ 12.1 km/s となる。

イオンの並進エネルギーとグリッド電圧の関係をグラフ化した結果を Figure 38 に赤プロットで示す。1 次関数でフィッティングすると傾きが ~ 0 となりグリッド電圧に依存しないという結果となった。

これはイオンがチョッパでパルスに切られる際、チョッパ電位で減速するためである。以下、TOF 計測の機器配置と空間電位勾配を用いて理由を説明する (Figure 35)。原子状酸素源内で生成されたプラズマは中性化グリッドによって静電加速され排出される。排出されたイオンのエネルギーはプラズマ電位とグリッド電位の電位差によって一意に決定される。その後、排出されたイオンは空間中を飛行しチョッパでパルス変調をかけられることになる。パルス変調をかけられた後からが TOF における計測区間になるが、チョッパの電位が 0 V であるためイオンはチョッパの位置で減速される。減速されたイオンのエネルギーはプラズマ電位と等しくなる。以上より TOF 計測におけるイオンのエネルギーはプラズマ電位を表していることになる。

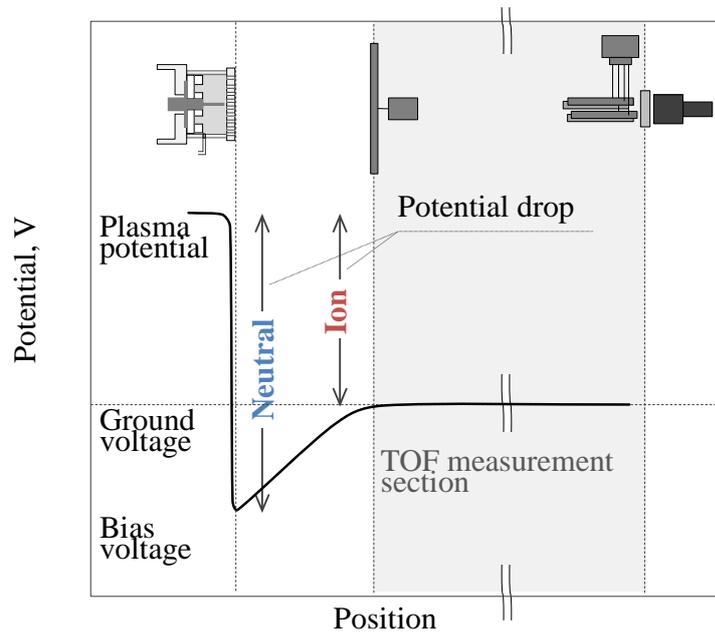


Figure 35 The image of electrical potential distribution in the TOF measurement system

グリッド電圧と中性粒子 TOF 結果

次に中性粒子の TOF 結果について述べる. Figure 37 にオフセット値で規格化した中性粒子の TOF スペクトルを示す. オフセット値はおおよそ 1750~2300 カウントと同程度である. 正規分布でフィッティングをかけてピーク位置を求めた結果を Table 11 に纏める. グリッド電圧を印加すると TOF 信号のピーク位置は $t = 151.0 \mu\text{s}$, $130.3 \mu\text{s}$, $109.0 \mu\text{s}$, $99.9 \mu\text{s}$, $85.9 \mu\text{s}$ と速い方へとシフトしていることが分かる. イオンで計測されたフロート電圧時の TOF 信号は取得できなかった.

中性粒子の並進エネルギーとグリッド印加電圧の関係を Figure 38 に青プロットで示す. 中性粒子のエネルギーは 1 次関数でフィッティングすると傾きが -0.81 となり, おおよそ印加電圧に対応したエネルギーが増加していることがみてとれる. 中性粒子エネルギーがグリッド印加電圧とおおよそ 1 対 1 で対応するということは, 壁面中性化が起きている箇所が中性化グリッドであることを表している.

以上の結果より, 原子状酸素の並進エネルギーは, 中性化グリッドの印加電圧によって調整することが可能であると言える. 実験によって示されたエネルギー調整範囲は $12 \sim 37 \text{ eV}$ であった.

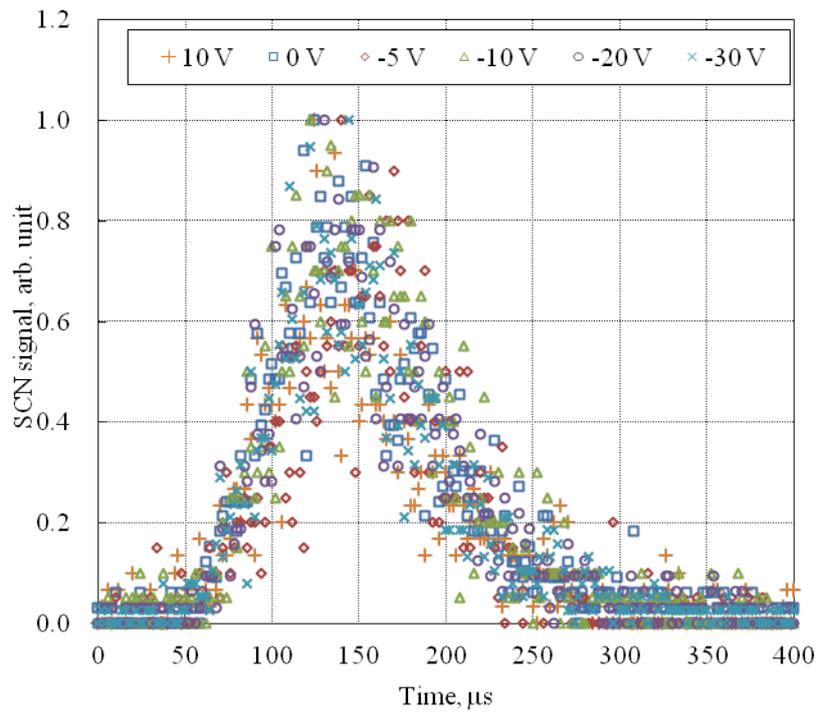


Figure 36 The TOF spectra of ions with respect to the grid voltage. Filament was off. The m/z was 16. Microwave power was 48 W. The discharge chamber pressure was 125 mPa.

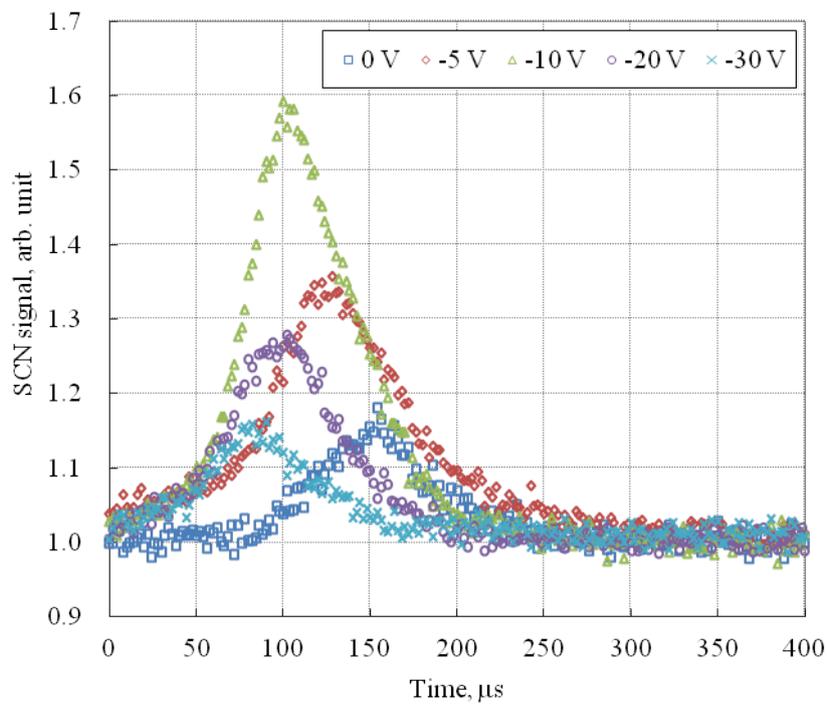


Figure 37 The TOF spectra of neutrals with respect to the grid voltage. Filament was off. The m/z was 16. Microwave power was 48 W. The discharge chamber pressure was 125 mPa.

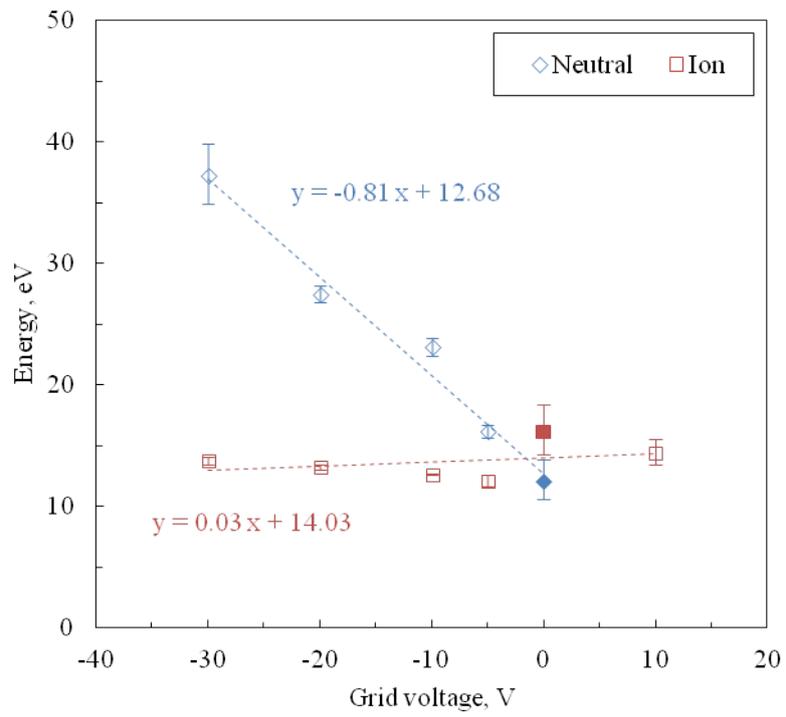


Figure 38 The translational energy dependence on the grid voltage. The m/z was 16. Microwave power was 48 W. The discharge chamber pressure was 125 mPa.

Table 10 Results of ion flight time dependence on the grid voltage. $m/z = 16$, FLI = off

Grid voltage, V	Peak position, μs	Average, μs	SD (σ), μs	Energy, eV
-30	142.4	141.2	1.49	13.8
	142.5			
	139.5			
	140.4			
-20	145.1	144.1	1.28	13.2
	143.2			
	142.8			
	145.3			
-10	147.6	147.4	0.26	12.6
	147.2			
	147.4			
	147.4			
-5	154.5	150.8	2.95	12.1
	151.7			
	148.6			
	148.2			
0	142.4	130.4	8.31	16.1
	129.5			
	126.2			
	123.7			
10 (Float voltage)	140.6	137.9	4.82	14.4
	139.0			
	130.8			
	141.2			

Table 11 Results of neutral flight time dependence on the grid voltage. $m/z = 16$, FLI = on

Grid voltage, V	Peak position, μs	Average, μs	SD (σ), μs	Energy, eV
-30	86.1	85.9	2.84	37.2
	88.5			
	81.9			
	87.1			
-20	98.6	99.9	1.28	27.5
	101.3			
	99.1			
	100.7			
-10	108.2	109.0	1.68	23.1
	110.8			
	107.1			
	110.0			
-5	129.2	130.3	2.00	16.2
	132.7			
	128.2			
	131.1			
0	146.0	151.0	10.04	12.1
	139.2			
	158.8			
	159.8			
10 (Float voltage)	N/A	N/A	N/A	N/A
	N/A			
	N/A			
	N/A			

3.3. 放電室圧力,マイクロ波電力による影響

原子状酸素源の動作パラメータは中性化グリッド電圧,酸素ガス流量,マイクロ波電力がある.ここでは放電室圧力とエネルギーの関係,マイクロ波電力とエネルギーの関係について実験を行った.

放電室圧力と並進エネルギーの関係

まずは放電室圧力とエネルギーの関係について述べる (Figure 39). 酸素ガス流量を変えることで放電室圧力を調整した.上記の実験と同様,得られた TOF スペクトル結果に正規分布フィッティングをかけてピーク位置を求めた. Table 12, Table 13 に纏めたものを示す. マイクロ波電力は 48.8 W, 中性化グリッド電圧は 0 V であった.

原子状酸素の並進エネルギーを求めると 12 ~ 21 eV 程度となった.これは,グリッド印加電圧を変化させたときと比べると,ばらつきは大きいものの傾向としては変化を示していない.並進エネルギーは放電室圧力にあまり影響を受けないことが示された.

一方,イオンの並進エネルギーは 14 ~ 16 eV となった.先に述べたとおり,イオンの TOF 結果はプラズマ電位を示している.イオン並進エネルギーも放電室圧力変化の影響をあまり受けないと言える.

マイクロ波電力と並進エネルギーの関係

次にマイクロ波電力とエネルギーの関係について述べる (Figure 40). TOF スペクトル結果に正規分布フィッティングをかけて得られたピーク位置をに示す.放電室圧力は 125 mPa, 中性化グリッド電圧は 0 V であった.原子状酸素の並進エネルギーは 12 ~ 21 eV となった.多少のばらつきが見られるものの,マイクロ波電力の変化による影響は受けていないと言える.

以上の実験結果より,作動パラメータの範囲において並進エネルギーは,放電室圧力およびマイクロ波電力の影響を受けず,12 ~ 21 eV の範囲のエネルギーである.原子状酸素の並進エネルギーは中性化グリッド印加電圧のみによって調整可能であることが示された.

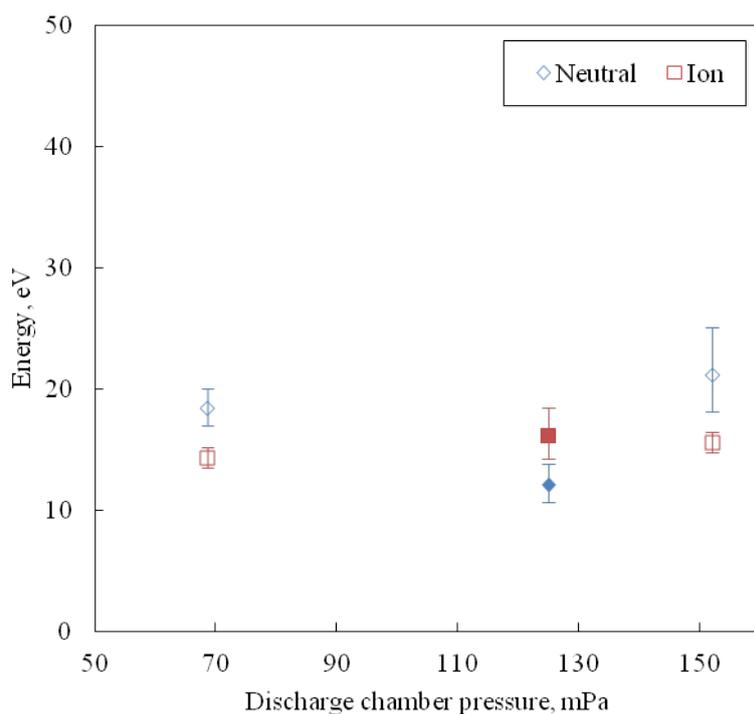


Figure 39 The translational energy dependence on the discharge chamber pressures. The m/z was 16. Microwave power was 48 W. The grid was connected to ground.

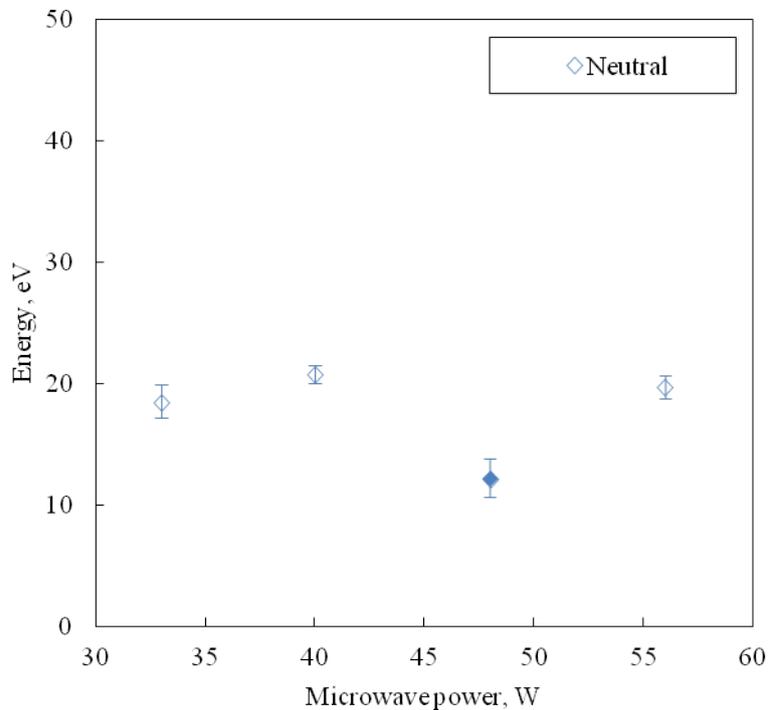


Figure 40 The translational energy dependence on the input microwave powers. The m/z was 16. The discharge chamber pressure was 125 mPa. The grid was connected to ground.

Table 12 Results of neutral flight time dependence on the discharge chamber pressure. $m/z = 16$, FLI = on

Pressure, mPa	Peak position, μs	Average, μs	SD (σ), μs	Energy, eV
68.6	126.6	122.2	4.96	18.4
	125.2			
	115.5			
	121.5			
125	146.0	151.0	10.04	12.1
	139.2			
	158.8			
	159.8			
152	106.1	113.9	9.24	21.2
	114.6			
	108.1			
	126.6			

Table 13 Results of ion flight time dependence on the discharge chamber pressure. $m/z = 16$, FLI = off

Pressure, mPa	Peak position, μs	Average, μs	SD (σ), μs	Energy, eV
68.6	139.2	138.6	3.99	14.3
	143.1			
	138.6			
	133.4			
125	142.4	130.4	8.31	16.1
	129.5			
	126.2			
	123.7			
152	134.3	132.8	3.54	15.6
	129.9			
	129.9			
	137.1			

Table 14 Results of neutral flight time dependence on the input microwave power. $m/z = 16$, FLI = on

Microwave power, W	Peak position, μs	Average, μs	SD (σ), μs	Energy, eV
33	115.7	122.0	4.38	18.5
	124.4			
	122.3			
	125.5			
40	117.6	115.2	2.00	20.7
	115.4			
	115.1			
	112.7			
48	146.0	151.0	10.04	12.1
	139.2			
	158.8			
	159.8			
56	120.9	118.2	2.76	19.6
	115.0			
	120.1			
	116.9			

4. 考察

4.1. エネルギー決定の考察

実験結果より，原子状酸素の並進エネルギーが中性化グリッド印加電圧のみに影響を受けて変化することが示された．この結果より，プラズマ中のイオンが中性化グリッド壁面に形成されるシースで加速され，グリッド表面でのイオン壁面中性化によって超熱中性粒子へと変換していると言える．このとき超熱中性粒子のエネルギーはプラズマ電位とグリッド電位の電位差に対応していると考えている．

原子状酸素源の作動パラメータ（特にグリッド印加電圧）を調整してもプラズマ電位に大きな影響を与えないと仮定すると，超熱中性粒子のエネルギーは中性化グリッド印加電圧のみで調整可能であることになる．そこでプラズマ電位の決定について以下に考察する．

プラズマ電位はイオンと電子の温度の違いから，プラズマを準中性に保つために生じる電界である．そのためプラズマ電位によってイオンと電子の損失フラックスは同じレートに保たれている．これはイオンと電子の損失レートを保つようにプラズマ電位が決定されるとも言い換えられる．

そこで，まずはイオンの損失フラックスから考える．壁面はシースと連続であるためシースで加速され入射するイオンのフラックスは，シース端でのフラックスと等しい．イオンの損失フラックス Γ_i はシース端密度と Bohm 速度の積で表されるため以下のようなになる．

$$\Gamma_i = n_p \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (4.4)$$

これはボームフラックスと呼ばれる．イオン損失フラックスは正イオンシースが形成されている限り壁面電位によらず，プラズマ密度 n_0 ，電子温度 T_e およびイオン質量 m_i のみで決まる．イオン損失フラックスは壁面電位に依存しない．

次に電子の損失フラックスについて考える．電子の損失フラックス Γ_e は，壁面まで到達する最小速度($\sqrt{-2e\phi_w/m_e}$)より速い範囲でマクスウェル分布を積分して求められる．

$$\Gamma_e = \frac{n_p}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\Phi}{kT_e}\right) \quad (4.5)$$

電子の損失フラックスはプラズマ密度 n_0 、電子温度 T_e および電子質量 m_e に加えて壁面電位 Φ の項が含まれる。よって壁面電位は電子の損失フラックスに影響することが分かる。

ここで本装置の電子運動は ECR 形成磁場によって制限を受け、磁力線に沿って旋回をすることになる。電子温度 5 eV と仮定すると、0.15 T の磁場において電子の Larmor 半径⁴³⁾ は 50 μm と非常に小さな値である。そのため磁力線の起点となる壁面の電位が電子損失フラックスを決定する上で重要となる。Figure 41 に本装置の磁力線と放電室電位を示す。磁力線分布より、ミラー磁場による電子閉じ込めの力がはたらくため電子の多くは磁石間の磁場内に存在する⁴⁴⁾。このことからプラズマ電位は、磁石側の側壁電位によって決定されていると言え、磁石電位は常に 0 V であるためプラズマ電位も変化しないと推察される。

3.2 で述べたとおり、プラズマ電位を示すイオンの TOF 結果 (Figure 38, Figure 39) から、プラズマ電位は作動パラメータによらず一定であることが示されている。

以上の考察より、グリッド印加電圧を変化させてもプラズマ電位は一定であり、中性化グリッド印加電圧によって中性粒子のエネルギーが調整される。

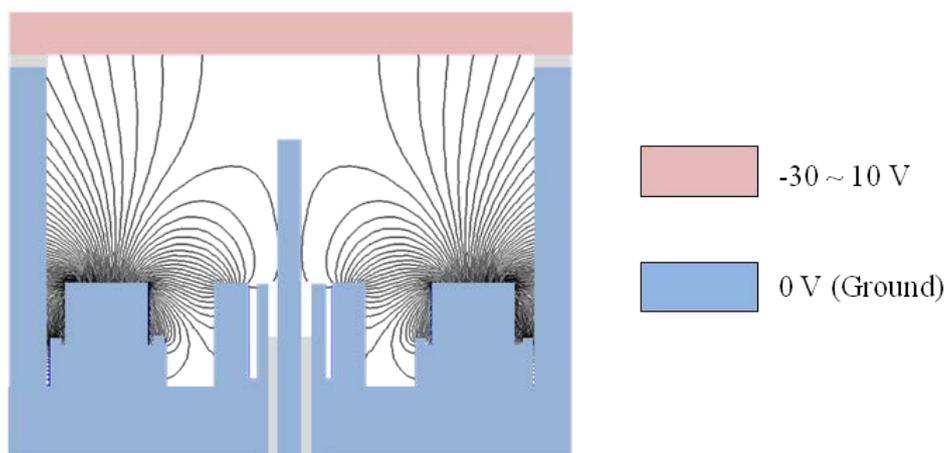


Figure 41 Schematic layout of electric potential and magnetic line map

4.2. プローブによるプラズマ電位計測

前節の考察で、原子状酸素源の各種作動パラメータによらずプラズマ電位は磁石電位で一意に決まると述べた。本節では原子状酸素源の各種作動パラメータがプラズマ電位に与える影響についてプローブ計測を行い確認する。

金属製プローブはマイクロ波電場に擾乱を与えてしまうためプラズマの状態に影響をあたえるとされている。また、磁場中のプローブ計測は Larmor 運動による影響を受けるため飽和電流が減少し正確な計測が困難である。磁場と並行な場合のプローブ理論も存在するが、簡単のため無磁場・無衝突のプローブ理論を用いてプラズマパラメータを決定した^{46) 47)}。したがって、実験から得られる値は参考値として捉え、前節の考察を実験により定性的に確認することを目的とする。

I. Langmuir プローブ

プラズマ電位計測に適するエミッシブプローブは酸素雰囲気下ではフィラメントが焼損するため十分な電子放出が不可能で利用できない。そこで本実験では円筒形 Langmuir プローブを使用した。プローブ計測の理論は付録 A.3 に示す。

プローブの先端部電極はタングステンワイヤを使用し、アルミナ製の絶縁管で覆ったものを製作した。概観写真を Figure 42 に示す。これまでの ECR 放電型イオンエンジンのプローブ計測結果からデバイ長はせいぜい 100 μm 以下と見積もられたため、プローブ電極は電極径 ϕ 0.75 mm 電極長さ 10 mm とした。使用したプローブを以下に示す。プローブにはファンクションジェネレータからの電圧をバイポーラーアンプで増幅することで電圧を印加した。基準電位は放電室壁面と同じグランド電位である。プローブ電流は 1 Ω のシャント抵抗によって計測した。



Figure 42 The picture of Langmuir probe

II. プラズマ電位の決定法

取得した代表的なプローブ電流電圧カーブを Figure 43 に示す。プラズマ電位はプローブ電圧を高くしていったとき指数関数的増大から外れて飽和し始める電圧として決定する。プローブ電圧を掃引して取得したプローブ電流から I-V 片対数プロットをひく。このとき電子反発領域から電子飽和領域へ移行する変曲点がプラズマ電位となる。電子反発領域の接線と電子飽和領域の接線を引き、その交点を与える電位をプラズマ電位として用いた。

電子温度の決定法

電子反発領域では電子電流はマクスウェル分布より指数関数で表されるため I-V 片対数プロットにおいて直線となる。前節の電子フラックスの式より、その直線の傾きの逆数が電子温度 kT_e/e を与える。

$$\frac{d \log I_e}{d V_p} = \frac{e}{k T_e} \log \varepsilon \quad (4.10)$$

プラズマ密度

電子飽和領域での電流は次式になる。

$$I_{es} = \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8 k T_e}{2 \pi m}} S \quad (4.11)$$

S はプローブ表面積である。したがって電子温度 T_e が求まるとプラズマ密度 n_0 が求まる。電子飽和電流 I_{es} はプラズマ電位でのプローブ電流値を用いた。

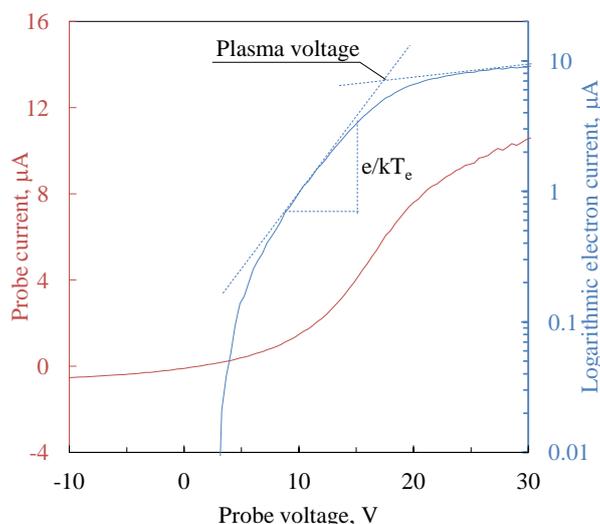


Figure 43 Typical probe I-V curve

III. プラズマパラメータ結果

プローブ計測位置は電極先端がグリッドからの距離 8 mm, 側壁からの距離 20 mm の位置に放電室側壁から挿入した.

放電室圧力, マイクロ波電力とプラズマ電位の関係

原子状酸素源の作動条件は中性化グリッド印加電圧 0 V のもと, 放電室圧力を 68 mPa または 125 mPa で一定に保ち, マイクロ波電力を変化させることで変化させた. プローブ計測の結果から求めたプラズマパラメータについて述べる. 125 mPa 条件での結果を赤プロット, 68 mPa 条件での結果を青プロットで表す. 各放電室圧力のけるマイクロ波電力とプラズマ電位の関係を Figure 44 に示す. マイクロ波電力および放電室圧力を変化させてもプラズマ電位への影響はみられず, 14 ~ 18 V の範囲内で一定であることが確認された.

中性化グリッド印加電圧とプラズマ電位の関係

同様にグリッド印加電圧を変化させながらプローブ計測を行った. このとき放電室圧力は 125 mPa, マイクロ波電力は 48 W であった. グリッド印加電圧とプラズマ電位の関係については Figure 45 に纏める. グリッド印加電圧を変化させてもプラズマ電位に与える影響は小さいことが確認された^{xiv}.

定性的ではあるがこれらの検証結果は 4.1 考察の中で論じた中性粒子エネルギー決定の仮説(中性化グリッド表面のシース領域での静電加速)を補強するデータとなる.

^{xiv} 電子温度, プラズマ密度に関するプローブ計測結果は A-4 に付録する.

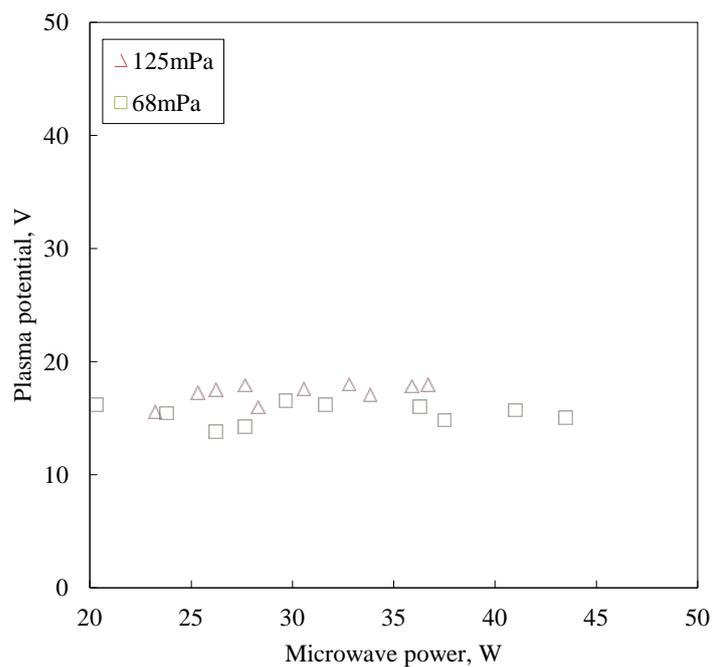


Figure 44 Plasma potential dependence on the microwave power at the discharge chamber pressure of 125 mPa and 68 mPa.

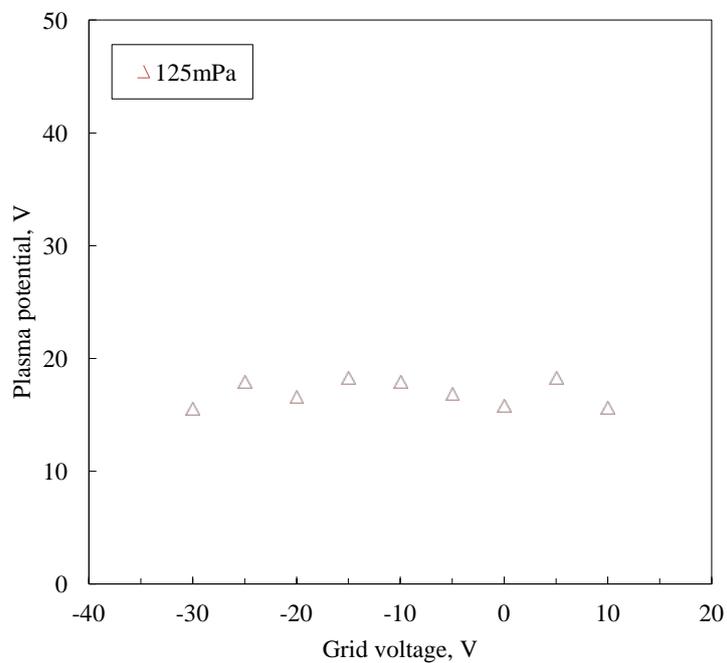


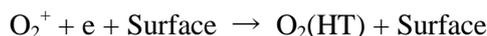
Figure 45 Plasma potential dependence on the grid voltage at the discharge chamber pressure of 125 mPa and the microwave power of 48 W.

4.3. 超熱酸素分子のエネルギー

実験結果 (Table 9) より, 酸素分子 ($m/z = 32$) の並進エネルギーは 30.7 eV, 酸素分子イオンの並進エネルギーは 29.7 eV と決定され, 酸素原子 ($m/a = 16$) の並進エネルギーの約 2 倍の値を示した. 3.4.1 で考察したエネルギー決定メカニズムを仮定すると, エネルギーは同等になる可能性が高い (言い換えると飛行時間が 2 倍になる) が, 実験結果はその傾向を示さなかった. 以下では, 得られた実験結果から超熱酸素分子エネルギーがプラズマ電位の 2 倍となる生成過程について考察する.

まずは超熱酸素分子の生成過程について検討を行う. 超熱酸素分子生成の可能性のあるプロセスは以下のようなになる.

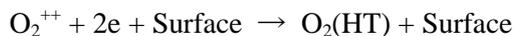
- (a) 酸素分子イオンが壁面中性化によって超熱酸素分子に変化する



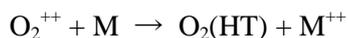
- (b) 酸素分子イオンが電荷交換衝突を起こして超熱酸素分子に変化する



- (c) 2 価酸素分子イオンが壁面中性化によって超熱酸素分子に変化する



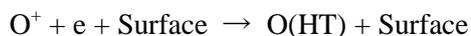
- (d) 2 価酸素分子イオンの電荷交換衝突により超熱酸素分子に変化する



- (e) 酸素原子イオンが壁面中性化する際, 吸着していた酸素原子と結合する^{4-7) 4-8)}



- (f) 超熱原子状酸素 2 個が結合し超熱酸素分子に変化する^{4-9) 4-10)} (三体再結合)



ここで(HT)は超熱粒子, :S は壁面吸着, Surface は金属壁面衝突, M は分子を示す.

つぎに各過程について可能性を検討する.

(a), (b) の場合は, 中性化手法が異なりはするが, 現象以前に持つエネルギーは酸素分子イオンのプラズマ電位程度であることに変わりはないため, 現象後の超熱中性粒子のエネルギーがプラズマ電位の倍になることは考えられにくい. $m/z = 32$ 粒子のエネルギー

一が2倍になるという実験結果とは異なるため酸素分子イオン由来の超熱粒子生成の可能性は除外される。

(c), (d)の場合は、酸素分子イオンが2価イオンであるため、シース領域で静電加速されたと仮定すると2倍のエネルギーを得られることになる。すなわち、超熱酸素分子のエネルギーは2倍となることが考えられる。しかしながら、3章 プラズマ生成で述べた各種衝突レートコンスタントによる概算結果からは2価イオンの生成割合は無視できるほど少なく、TOF結果が示す程2価イオン由来による超熱粒子が卓越しているとは考えにくい。

(e)の場合は、現象以前に持つエネルギーは酸素原子イオンのプラズマ電位程度であるため、現象後の超熱中性粒子のエネルギーがプラズマ電位の倍になることは考えられにくい。むしろ質量が倍になる分エネルギーは半分になると言える。

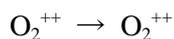
(f)の場合は、現象以前の超熱原子状酸素が各々プラズマ電位程度のエネルギーを持つため、現象後の超熱酸素分子のエネルギーは2倍程度となると考えられる。このとき再結合によって余剰エネルギー 5.4 eV が生じる。この余剰エネルギーは粒子の励起および発光となる場合もあるが、粒子の運動エネルギーに変換される場合もある⁴¹⁰。ここでグリッド孔内の超熱粒子成分の密度を見積もると $\sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ となる。分圧にする $\sim 10^{-2} \text{ Pa}$ であり、平均自由行程は $\sim 1 \text{ m}$ オーダーである。グリッドの代表長を 1 mm としたとき超熱粒子同士の衝突は1000個に1個程度の確率で生じる計算となるので、実験結果 ($m/z = 16$ と 32) と比較しても倍 / 半分のオーダーで近い値となっている。

同様に酸素分子イオンのエネルギーについて検討する。超熱酸素分子イオンの生成として可能性があるプロセスは以下のようなになる。

(g) 原子状酸素と原子状酸素イオンが結合し酸素分子イオンに変化する



(h) 2価酸素分子イオンである



(g)の場合は、壁面中性化によって生成された原子状酸素と原子状酸素イオンは各々プラズマ電位相当のエネルギーを有しているため、現象後の酸素分子イオンが2倍程度のエネルギーを有すると考えられる。

(h)の場合は、プラズマ中の酸素分子 2 価イオンが中性化されず排気されるプロセスを示している。しかし、QMS において酸素分子 2 価イオンはそもそも $m/z = 32$ として検出されないため、本計測結果の解釈からは除外される。加えて上述の通り、2 価イオンの生成確率は無視できるほど小さい。

以上の考察を纏めると、超熱酸素分子のエネルギーがプラズマ電位の 2 倍程度のエネルギーに匹敵するのは、生成された超熱原子状酸素 2 個が結合し超熱酸素分子へと変化したと推察される。このプロセスに加え 2 価イオンの壁面中性化である可能性もあるが、2 価イオン生成確率は非常に少なく卓越しているとは考えにくい。

また、酸素分子イオンのエネルギーがプラズマ電位の 2 倍程度に匹敵するのは、超熱原子状酸素と原子状酸素イオンの結合によって生じた超熱酸素分子イオンであると推察される。

4.4. ビームエネルギーへの要求

目標とするビームエネルギー性能は軌道速度 (~ 5 eV) であるので、得られた実験結果からは目標より高エネルギーであると示された。そこで大気吸込式電気推進機の地上風洞設備へ応用する際、軌道エネルギーより高い ~ 12 eV が与える影響について検討を加える。1.2.1 で述べた通り、大気吸込部はコリメートされた超熱粒子とランダム方向の速度を持った熱粒子のコンダクタンスの違いから放電室内圧を高める機能を有する。応用に際し模擬すべき優先項目はコリメートされた超熱粒子環境となる。

理想的なエネルギーは ~ 5 eV であるが大気吸込式電気推進機に適応可能なエネルギー範囲について以下に述べる。入射粒子のエネルギーが高くなる場合に考慮すべき事項は、大気吸込部のスパッタリング、2 次電子放出、入射粒子密度、励起粒子の 4 点が挙げられる。以下では 4 点について検討を加える。

まずはスパッタリングについて述べる。超熱中性粒子エネルギーがスパッタリング電圧の閾値を超えると大気吸込部が損耗を受けるためビームエネルギーは閾値以下の必要がある。酸素原子と金属のスパッタリング閾値は $30 \sim 40$ V 程度⁴⁹⁾であり、中性化グリッド印加電圧が 0 V の場合スパッタリングは生じないと言える。

次に 2 次電子放出について述べる。数 10 eV での 2 次電子放出係数の参考データは見当たらないが、Y. Yamauchi and R. Shimizu の論文によると $O_2^+ - Al$ では 250 eV \sim 2.5 keV において 2 次電子放出係数は 0.25 から 2.5 へと単調増加の傾向が報告されている。仮

に 250 eV ~ 2.5 keV のデータから数 10 eV の領域へ外挿した場合、低エネルギー域での影響は限りなく少ない。加えて理想の 5 eV より過大である ~12 eV では 2 次電子放出係数が高い側になるため、大気吸込部での絶縁破壊が生じやすくなり、耐電圧性能評価においては厳しい側での性能評価となる。

3 つ目に入射粒子密度について述べる。原子状酸素量をフラックスで評価しているため同フラックス条件ではエネルギーが高くなると大気吸込部へ入射する粒子密度は減少する。大気吸込部の大気圧縮比を評価する場合は入射粒子密度が低くなることを考慮すればよい。

4 つ目に励起粒子が一部ビーム中に混在していた場合 (4.4.3 (f) 等の生成過程) の影響について述べる。大気吸込部に取り入れられた粒子は全て反射板で熱化される過程を経ることになる。直接放電室で電離される訳ではないため、大気吸込式電気推進機のプラズマ生成に有利にはたらくことはなく、励起粒子を考慮する必要はない。

以上より大気吸込式電気推進機の地上風洞設備へ応用する際 ~12 eV の超熱粒子気流は理想とする 5 eV より過大であるが、エネルギーの観点からは応用できると言える。また、エネルギーの上限としてはスパッタリングを生じさせない ~30 eV 以下であれば適応可能と考える。

4.5. 低エネルギー化の検討

影響については 4.4 で検討した。ここでは中性粒子ビームの理想エネルギーである ~ 5 eV に調整する方法について検討を加える。現行では ~12 eV であるため ~ 7eV 程度下げる調整が必要である。

超熱中性粒子のエネルギーはグリッド印加電圧とプラズマ電位の電位差で決定されると考察した。中性粒子ビームをより低エネルギー化するには、(1) グリッド印加電圧を正にバイアスする、(2) プラズマ電位を低くする、の二通りの選択肢がある。

(1)のグリッド印加電圧を正にバイアスする方法は、Figure 37 の TOF 結果が示すように超熱中性粒子のビーム強度が弱くなる。理想の 5 eV へは中性化グリッド電圧を +7 V バイアスさせることでエネルギー調整は可能だが、反してフラックスが減少することを考慮しなければならない。

次に、(2)のプラズマ電位を低くする方法について以下に示す。式(4.4)と(4.5)より損失フラックスが釣り合っているとして式を整理すると以下の関係式が導かれる。

$$e\phi = kT_e \ln \left[\frac{\exp(-1/2)}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right] \quad (4.6)$$

このとき、イオンと電子の損失面積は同じとした。イオンと電子の質量比から、酸素プラズマにおいてプラズマ電位は $e\phi = 3.7 \sim 4.1 kT_e$ となり、電子温度のみで決定する。

電子温度はイオン生成とイオン損失の粒子バランスから決定される^{4,6)}。イオン対生成レート R_{iz} は以下のようなになる。

$$R_{iz} = n_n n_p \langle \sigma_{iz} v_e \rangle V \quad (4.7)$$

式(4.4)と(4.7)が等しくなることから、

$$n_n n_p \langle \sigma_{iz} v_e \rangle V = n_p A \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (4.8)$$

$$\sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \frac{1}{\langle \sigma_{iz} v_e \rangle} = \exp\left(\frac{1}{2}\right) \frac{V}{A} n_n \quad (4.9)$$

電離衝突係数 $K_{iz} = \langle \sigma_{iz} v_e \rangle$ は電子温度 T_e の関数 (Figure 18) であり、 $\langle \sigma_{iz} v_e \rangle \gg \sqrt{kT_e/m_i}$ となる。一方、右辺はプラズマの体積面積比および中性粒子密度により定まるため、すなわち体積面積比を大きくすることがプラズマ電位を下げることに繋がる。

以上よりエネルギーを 5 eV に近づける容易な手法としては、フラックスが減少することを考慮して中性化グリッドに正バイアス電圧を印加することである。一方、プラズマ電位を下げる方法では体積面積比を大きくする必要があり、放電室構造変更を伴うため現実的ではない。

5. 小結

機械式チョップと四重極質量フィルタを用いた Time of Flight 法により中性粒子の並進エネルギー計測を行った。これにより次の結論を得た。

- マイクロ波電力と酸素ガス流量の作動パラメータに関しては、原子状酸素エネルギーに与える影響は無視できる程度である。
- グリッド電圧を下げると同等のエネルギー分が並進エネルギーとして加えられるという傾向を得た。グリッド電圧 0 V の場合で 12.1 eV 程度であった。
- イオン壁面中性化が起きている箇所は中性化グリッドであった。
- 原子状酸素エネルギーはグリッド近傍のシース域における静電加速によって得られていると考察した。このときに得られるエネルギーはグリッドに印加された電圧とプラズマ電位の電位差によって決定される。
- プラズマ電位はマイクロ波電力や酸素ガス流量に依存せずほぼ一定という結果をプローブ計測によって確認した。プラズマ電位はグリッド印加電圧によらず磁石電位で一意に決まるためである。
- 原子状酸素ビームはグリッド電位のみでエネルギー調整が可能であると結論付けた。

参考文献

- 4-1) J.Kleiman, Z.Iskanderova, Y.Guidimenko, and S.Horodetsky, Atomic Oxygen Beam Source/ A Critical Overview, Proc. of the 9th International Symposium on Materials in Space Environment, ESA SP-540, 2003
- 4-2) K. Yokota, S. Yasuda, A. Mizutani, and M. Tagawa, Relative Electron Impact Ionization Probabilities of O, O₂ and Ar Components in the Laser-Detonation Hyperthermal Beams, Japanese Journal of Applied Physics **52**, 038002, 2013
- 4-3) 菅井秀郎, プラズマエレクトロニクス, オーム社, 2000
- 4-4) F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Volume 1, Springer
- 4-5) M. Lieberman and A. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, Chapter8, 9, 10
- 4-6) プラズマ診断の基礎と応用, プラズマ核融合学会編, コロナ社, 2006
- 4-7) H.Amemiya, et al., プローブ計測の基礎から応用まで, Journal of Plasma and Fusion Research, Vol. 81, No. 7, pp. 4482 – 525, 2005
- 4-8) D. Hacker, S. Marshall, and M. Steinberg, Recombination of Atomic Oxygen on Surface, The Journal of Chemical Physics **35** (5), 1961
- 4-9) P. Macko, P. Veis, and G. Gernogora, Study of Oxygen Atom Recombination on a Pyrex Surface at Different Wall Temperatures by means of Time-resolved Actinometry in a Double Pulse Discharge Technique, Plasma Sources Science and Technology **13**, 251-262, 2004
- 4-10) 阿部豊, 岩波講座 地球惑星科学 比較惑星学, 第4章
- 4-11) W. Eckstein, Calculated Sputtering, Reflection and Range Values, NIFS database, 2002
- 4-12) Y. Yamauchi and R. Shimizu, Secondary Electron Emission from Aluminum by Argon and Oxygen Ion Bombardment below 3 keV, Japanese Journal of Applied Physics **22** (4), 227-229, 1983

第 5 章 原子状酸素 Flux 計測

本章では，超熱原子状酸素によるポリイミドの質量損耗を，水晶振動子微小天秤 QCM を用いて測定することにより原子状酸素のフラックスを決定する。

- 1 目的
- 2 実験原理と計測装置
- 3 実験結果
- 4 考察
- 5 小結

1. 本章の目的

原子状酸素は中性粒子であるので荷電粒子と比べ密度計測が非常に困難である。原子状酸素を電離させ電流として計測する方法では電離効率を仮定しなければならず、分光計測による密度推定では基底粒子を直接計測することが困難なことから、準安定粒子からプラズマモデルを仮定して密度を推定することになる。

そのため材料劣化研究分野においては、軌道上実験で得られた材料損耗レート値 (反応効率と呼ぶ) を用いて原子状酸素フラックスを割り出す手法が用いられている。フラックス計測には多層断熱材 MLI 等に使用されているポリイミド (カプトン H) をモニタ材とする。

本章では、ポリイミド薄膜を塗布した水晶振動子微小天秤を用いて質量損耗量から原子状酸素フラックス密度を決定することを目的とする。

2. 実験原理と計測装置

2.1. ポリイミドの反応効率

超熱原子状酸素による各種材料の反応効率を求める軌道上実験がこれまで行われてきた。The Material International Space Station Experiment 2 (MISSE2) もそのひとつである。MISSE2 では高分子ポリマーやグラファイトなど 41 種類の材料を宇宙空間に暴露した (Figure 46)。サンプル材料を 4 年間宇宙環境に暴露し、暴露期間中の原子状酸素フルー

Kapton-H polyimide atomic oxygen fluence witness samples



Figure 46 Photograph of the MISSE2 PEACE Polymers experiment including two Kapton-H polyimide atomic oxygen fluence witness samples.

エンスと材料質量の減少量から各材料の反応効率を求めた。

このとき暴露期間中の原子状酸素のフルーエンスは、軌道条件から割り出された計算値もしくはモニタ材の質量減少量から算出された値を用いている。モニタ材として利用された材料はデュポン社製 カプトン H (ポリイミドフィルム)であり、反応効率は $3.00 \times 10^{24} \text{ cm}^3/\text{atom}$ として全データの基となるフルーエンスは決定された⁵⁻¹⁾。

反応効率とは、原子状酸素と材料の反応率を表す指標として広く用いられており、5 eV のエネルギーで入射する原子状酸素 1 原子に対し損耗した材料の体積を示している。また、ポリイミドだけでも種類によっても反応効率が異なっている (Table 15)⁵⁻²⁾。

Table 15 Polyimide erosion yield data

Material	Formula	Density, g/cm ³	Erosion yield cm ³ /atom
Polyimide (Kapton® H)	C ₂₂ H ₁₀ O ₅ N ₂	1.4273	3.00 x 10 ⁻²⁴
Polyimide (Kapton® HN)	C ₂₂ H ₁₀ O ₅ N ₂	1.4345	2.81 x 10 ⁻²⁴
Polyimide (Upilex®-S)	C ₂₂ H ₁₀ O ₄ N ₂	1.3866	9.22 x 10 ⁻²⁴
Polyimide (CPI)	C ₄₆ H ₂₂ O ₆ N ₂ F ₁₂	1.4193	1.91 x 10 ⁻²⁴
High temperature Polyimide resin (PMR®-15)	C ₄₆ H ₂₂ O ₆ N ₂ F ₁₂	1.3232	>3.02 x 10 ⁻²⁴

原子状酸素の衝突エネルギーはスパッタリングの敷居値である約 40 eV より小さいエネルギーであるため、原子状酸素による高分子材料の劣化メカニズムは、スパッタリングによるものではないとされている。原子状酸素と高分子材料の反応経路を Figure 47 に示す。高分子材料に原子状酸素が衝突すると高分子炭化水素鎖が分解され揮発性の分解生成物が生じる。言い換えると高分子材料はガス化して質量が失われていく⁵⁻³⁾。

衝突した原子状酸素全てが高分子材料劣化反応に起用するわけではなく、一部は非弾性衝突による散乱または他の酸素原子と三体再結合して酸素分子へと変換される。こうした反応も全て含めて、反応効率として表されている。

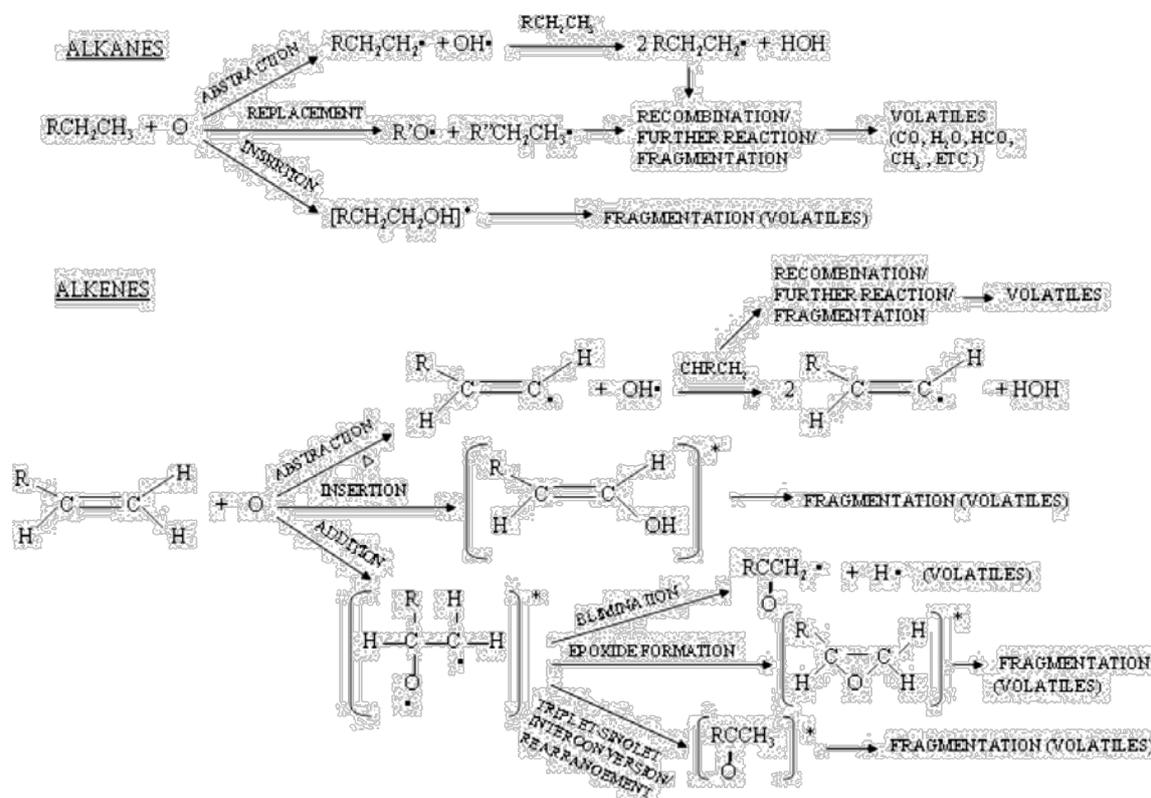


Figure 47 Atomic oxygen reaction pathways with polymers

2.2. フラックス計測の原理

超熱原子状酸素のポリイミド損耗特性を利用して、質量変化からフルーエンスを計測する。微小な質量変化の計測には水晶振動子微小天秤(Quartz Crystal Microbalance ; QCM)を用いる。田川らはポリイミド液をスピコートにより QCM 表面に均一に塗布したのち焼成させたポリイミドコート QCM を用いて計測を行っている⁵⁻⁴⁾。QCM の電極表面にポリイミドを塗布することで、原子状酸素のみに反応する選択的なセンサとして使用する。本計測においても同じ組成のポリイミドを用い、反応効率 $3.00 \times 10^{24} \text{ cm}^3/\text{atom}$ としてフラックスを決定した。

QCM センサ

QCM は水晶振動子の電極表面に物質が付着するとその質量に応じて共振周波数が変化する性質を利用したセンサである。水晶振動子は厚みすべり振動にて振動し、周波数は厚みに比例する。もし QCM 電極部分に物質が付着した場合、その物質の質量分のエ

エネルギー損失が発生するため、その結果周波数が下がる方へシフトする。QCM の周波数変化 Δf と質量変化 Δm は以下の関係式 (Sauerbrey の式) で関係づけられる。

$$\Delta f = -\frac{2 f_0^2}{A_q \sqrt{\mu_q \rho_q}} \Delta m \quad (5.1)$$

ここで A_q は電極面積, μ_q は水晶の剪断応力, ρ_q は水晶の密度, f_0 はセンサ公称周波数である。たとえば周波数 9 MHz, 電極径 5 mm のセンサの場合, 式(5.1)に代入すると周波数変化 1 Hz あたり約 1.07 ng の感度になる。水晶の物理量を Table 16 に纏める。

Table 16 Parameters of quartz crystal

Parameter	Value	Unit
The density of quartz crystal	2648	kg / m ³
The shear stress of quartz crystal	2.947 × 10 ¹⁰	kg / m s

質量変化からフラックスへの換算

軌道速度のエネルギーを持つ原子状酸素粒子 1 個に対しポリイミドの反応効率は 3.00 × 10⁻²⁴ cm³/atom であることから, 次の式より原子状酸素のフルーエンス F_{AO} が算出される。

$$F_{AO} = \frac{\Delta m}{E_k \rho_k A} \quad (5.2)$$

ここで ρ_k はポリイミドの密度, A は有効照射面積である。原子状酸素は QCM 全体に照射されていることから有効照射面積には QCM の電極面積を用いた。

原子状酸素フラックス Φ_{AO} は単位面積, 単位時間当たりの粒子数であるため, QCM から計測したフルーエンスを照射時間 t で微分することで求まる。

$$\Phi_{AO} = \frac{F_{AO}}{t} \quad (5.3)$$

作動ガスとして供給される酸素分子のうち原子状酸素フラックスの占める割合を利用効率とすると以下のように表される。

$$\eta_u = \frac{\Phi_{AO}}{2 \frac{\dot{m}}{M} N_A / A_{grid}} \quad (5.4)$$

ここで \dot{m} と M は酸素ガスの質量流量と分子量、 N_A はアボガドロ数酸素分子、 A_{grid} はグリッド面積である。酸素分子は酸素原子2個から構成されるため係数として1/2が含まれる。

2.3. 計測装置の構成

本研究で用いた実験装置のセットアップを Figure 48 に示す。QCM は明星電気が設計した発振回路に多摩デバイス製の水晶振動子を取り付けられた国産センサを用いた。同ロットの QCM (無コーティング) は宇宙機コンタミ管理を目的に小型実証衛星 SDS-4 に搭載され宇宙実証されている⁵⁻⁵⁾⁵⁻⁶⁾。

QCM は外部電源から 5 V の電圧を印加することで発振作動する。センサ出力は Agilent 製の周波数カウンタで計測し PC へ出力させる。周波数カウンタの諸元を Table 17 に示す。サンプリングレートは 5 秒に設定した。計測位置はグリッド下流表面の中心位置 (アンテナ直上) を原点として、半径方向に r 座標、軸方向 (原子状酸素源から遠ざかる方向) に z 座標をおいた (Figure 49)。

コンタミネーションモニタと温度特性

コンタミネーションがある場合、QCM を用いたフラックス計測には不確実性が生じる。原子状酸素によるポリイミド損耗は QCM 周波数が増加方向へシフトさせる。一方、コンタミネーション付着は QCM 周波数を減少方向へシフトさせる。さらに、コンタミネーションがポリイミドを覆うことにより損耗が抑制されるため正確なフラックス決定に影響を与える。

日本が ISS を利用して行った軌道上材料暴露実験 SM/MPAC&SEED においても、コンタミネーション付着によりモニタ材 (Vespel® DuPont) の損耗質量が予測値 (SEES により求めた計算値) より一桁異なっていた⁵⁻⁷⁾。

そのため本章で行ったフラックス計測においてはポリイミドコート QCM の隣にコンタミネーションモニタ用のコーティングなし QCM (Au 電極剥き出し) を配置した。実験に用いた QCM を Figure 50 に示す。左がコーティングなし、右がポリイミドコーティングされた QCM である。

QCM の周波数変化は温度特性を持つ。使用した 9 MHz QCM の温度による周波数シフトを Figure 51 に示す。使用した QCM においては 20°C から 50°C 使用範囲において 5 ppm の周波数偏差が存在する。温度による周波数シフトは一定温度に保たれていれば考

慮する必要がなくなるため、測定条件を変更後は定温になるまで待つて計測を行った。

Table 17 Specification of the counter

名称	製造元, 型式	性能
周波数カウンタ	Agilent, 53131A	Input 2 ch Frequency range 225 MHz Max 5 Vrms

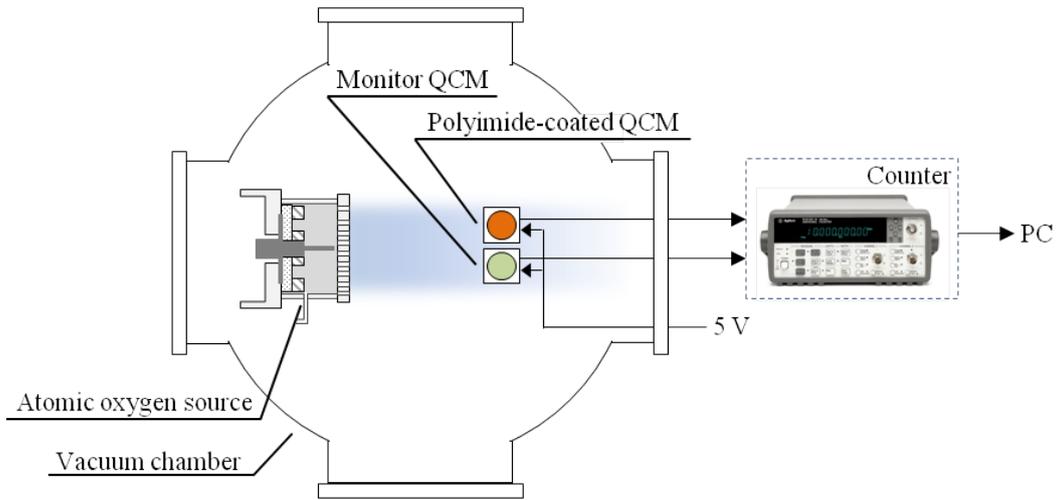


Figure 48 The experimental setup for atomic oxygen flux measurement

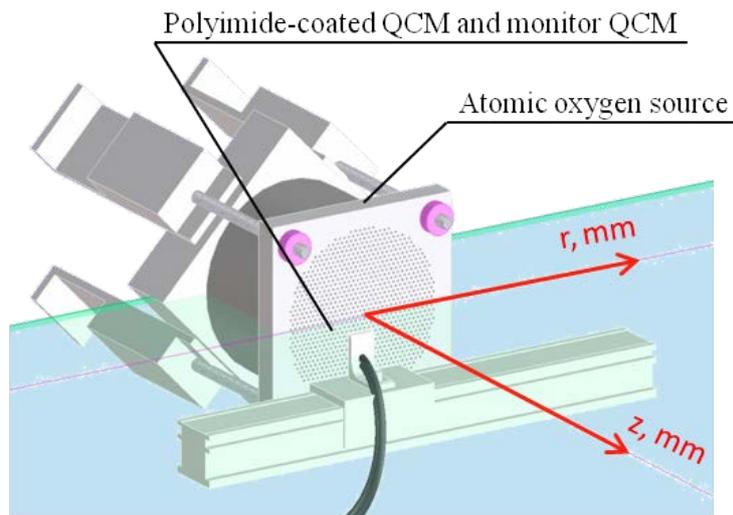


Figure 49 Coordinate axes for measuring atomic oxygen flux. QCMs can be moved toward axis direction and radial direction.

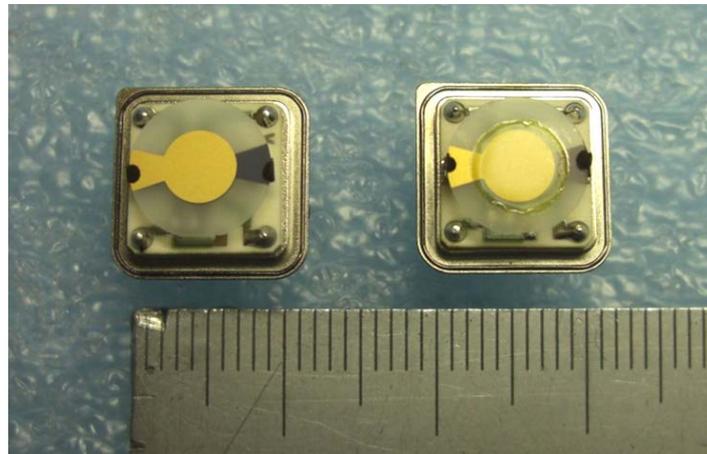


Figure 50 Left-side QCM has no coating and right-side QCM has polyimide coating.

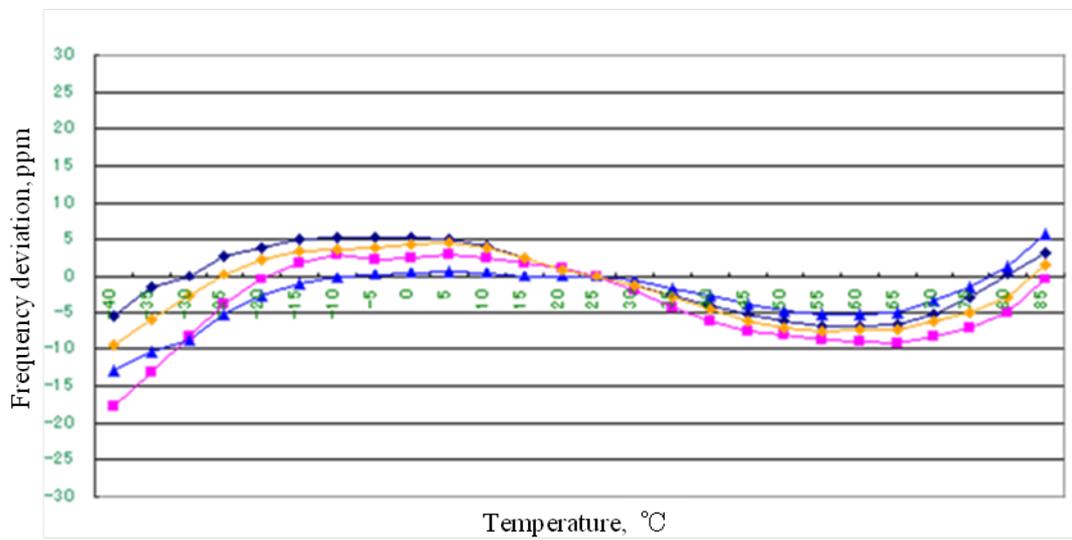


Figure 51 Typical temperature dependence data of QCM

3. 実験結果

3.1. 計測精度とリファレンス結果

フラックス計測における代表的な周波数変化の結果を Figure 52 に示す. 放電室圧力 125 mPa, グリッド電圧 0 V であった. マイクロ波電力は 68.6 W および 41.7 W である. 波線は 1 次関数フィッティングの結果を表し, このときの傾きが周波数変化率に対応する.

ポリイミドコーティング QCM の周波数は投入電力の条件ごとに一定の割合で増加した. マイクロ波電力 68.8 W のときの周波数変化率は 1.98 Hz/s, 41.7 W のときの周波数変化率は 1.05 Hz/s であった. 投入電力を減少させたのに応じて周波数変化率も小さくなった. 前節で示した式より原子状酸素のフラックスを求めると, それぞれ $2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, $1.3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ という結果になった. 軌道高度に換算すると, 68.8 W のときのフラックスは外圏温度 $K = 736$ における 200 km に匹敵する原子状酸素環境である.

一方, モニタ QCM の周波数はほぼ変化しなかった. 周波数変化率は -0.01 Hz/s と -0.02 Hz/s であった. このことは原子状酸素源から生じるコンタミネーションの影響は無いと言える.

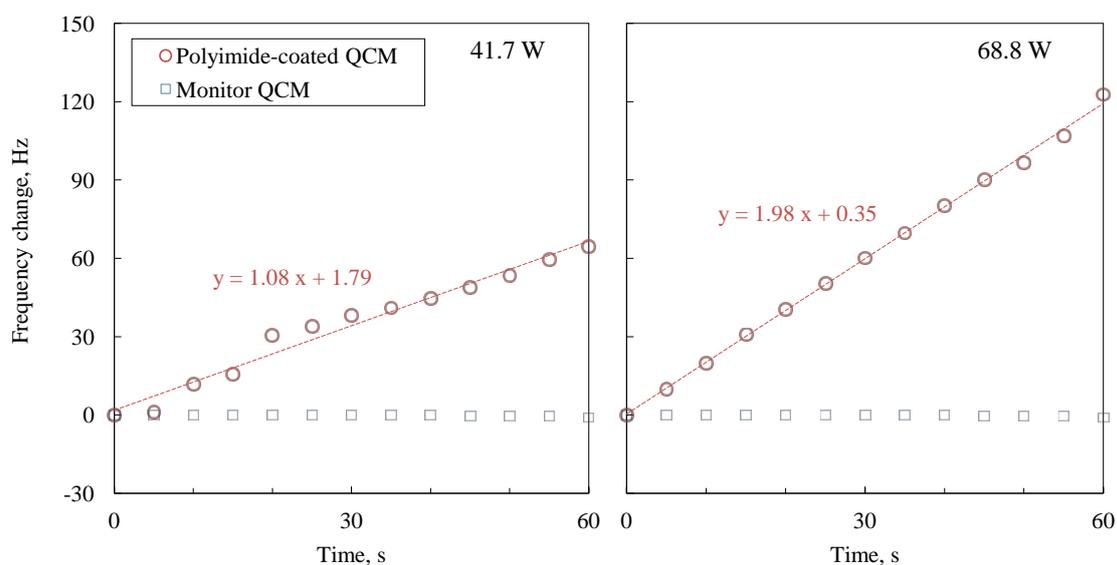


Figure 52 Frequency changes of QCMs. The discharge chamber pressure was 125 mPa and grid voltage was 0 V

3.2. 作動条件とフラックスの関係

マイクロ波電力とフラックスの関係

放電室圧力 68 mPa, 94 mPa, 125 mPa の 3 条件におけるマイクロ波電力とフラックスの関係について述べる. Figure 53 にマイクロ波電力とフラックスの関係を, Figure 54 にマイクロ波電力と利用効率の関係を示す. 低エネルギーとなるようグリッド印加電圧 0 V の条件で原子状酸素源を作動させ, QCM 位置 $r = 0 \text{ mm}$, $z = 20 \text{ mm}$ で計測を行った. 結果中の波線は, 各実験結果の 1 次近似直線を示す.

マイクロ波電力 48 W, 放電室圧力 125 mPa, 中性化グリッド印加電圧 0 V の作動条件において, ポリイミド損耗量から算出された原子状酸素フラックスは $1.45 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ となった. 外圏温度 736 K とした場合, 生成したフラックス環境を軌道高度に換算すると高度 230 km に匹敵する. このときの利用効率は 2.6 % であった.

マイクロ波投入電力の増加に比例していずれの放電室圧力においてもフラックスの増加が確認された. 94 mPa と 125 mPa のとき, マイクロ波電力に対するフラックス増加率はほぼ等しく, 68 mPa の場合と比較すると 3 倍の増加率である. 投入電力に対してフラックスは飽和していないことが確認され, 向上する見込みがある. また, 利用効率もマイクロ波投入電力に比例して向上する結果を示した. 直線近似の傾向が示したことは, 放電室圧力 94 mPa における利用効率が放電室圧力 125 mPa の時よりも良いという結果であった.

放電室圧力とフラックスの関係

マイクロ波電力 68.8 W における放電室圧力とフラックスの関係について述べる. 放電室圧力とフラックスの関係を Figure 55 に, 放電室圧力と利用効率の関係を Figure 56 に示す. 塗りつぶされたマーカーがマイクロ波電力-フラックスのグラフにおける 68.8 W の各放電室圧力と同一条件である.

放電室圧力 80 - 90 mPa を境にして低圧側と高圧側で $1.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ から $2.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ へとステップ的なフラックス増加が生じた. 境界より低圧側では放電室圧力の増加に応じてフラックス増加の傾向がみられた. 一方, 境界より高圧側においては 90 - 100 mPa 領域では増加を示したが, 100 mPa 以上の圧力領域ではフラックスが飽和した. この結果, 利用効率は放電室圧低圧側では 3 ~ 4 %, 境界域で 5 %, 高圧側で 4 % であった. マイクロ波電力 68.8 W における利用効率は 90 ~ 100 mPa の放電室圧力が最も良いという結果を示した.

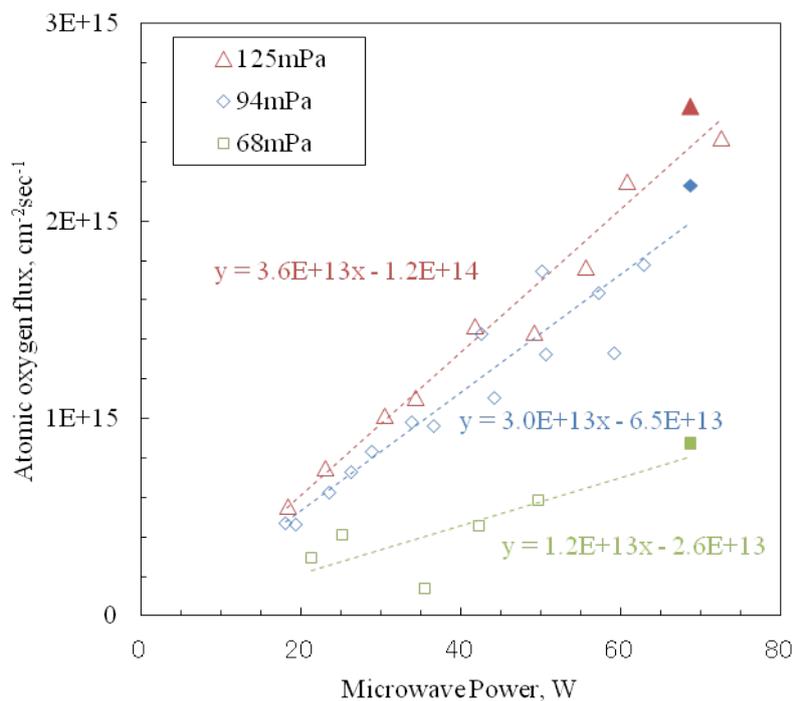


Figure 53 The atomic oxygen flux dependence on the microwave power. The grid voltage was 0 V

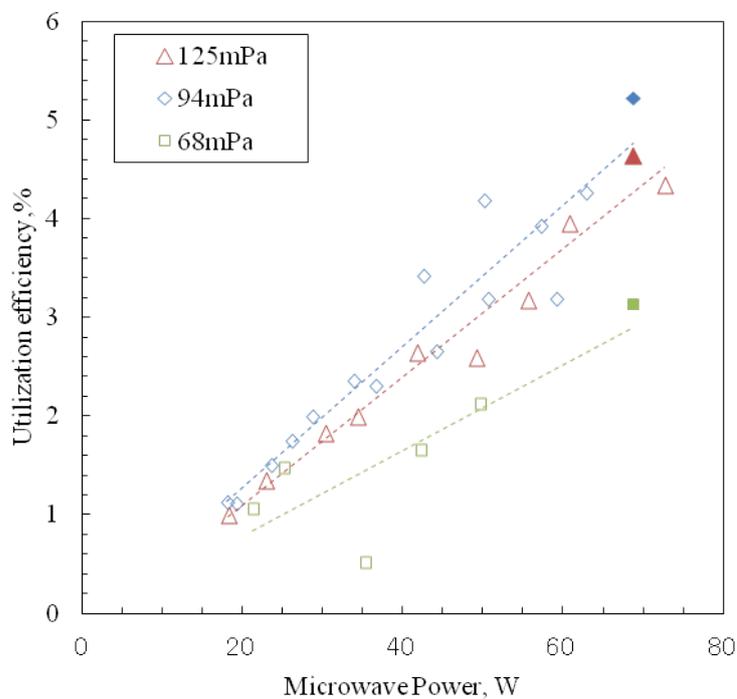


Figure 54 The utilization efficiency dependence on the microwave power. The microwave power was 68.8 W and the grid voltage was 0 V.

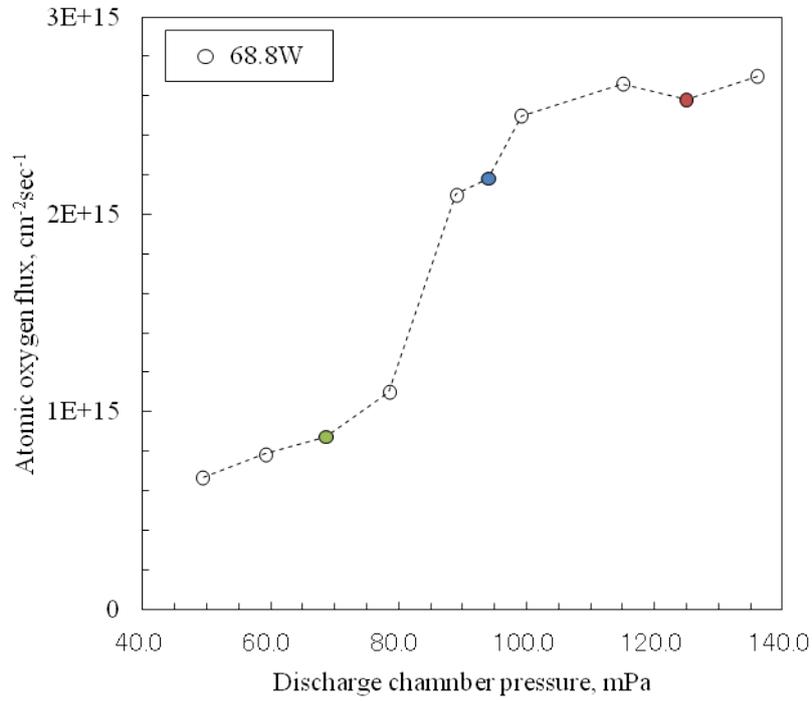


Figure 55 The atomic oxygen flux dependence on the discharge chamber pressure. The microwave power was 68.8 W and the grid voltage was 0 V.

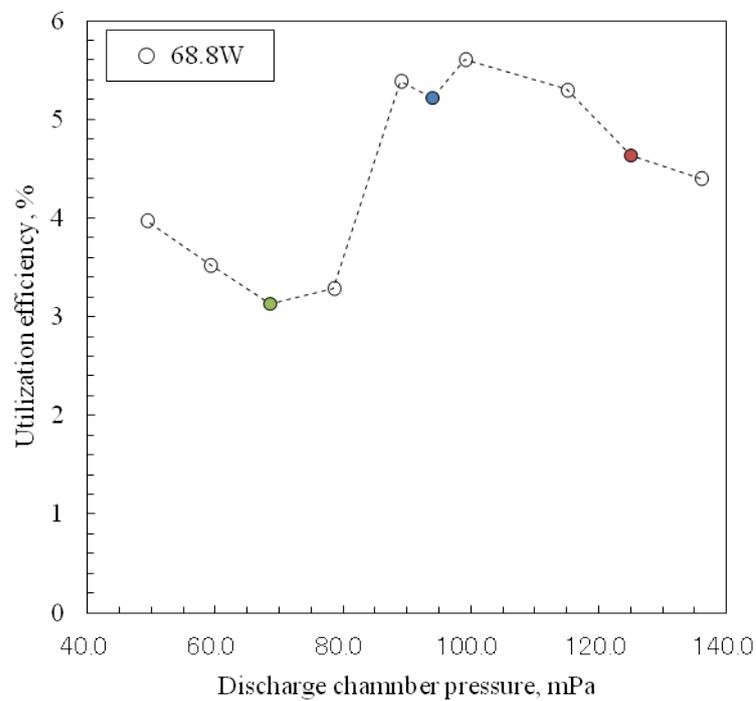


Figure 56 The utilization efficiency dependence on the discharge chamber pressure. The microwave power was 68.8 W and the grid voltage was 0 V.

3.3. フラックス空間分布測定

フラックスの空間分布測定結果について述べる。z = 20 mm 上を、r 軸方向に 5 mm 間隔で計測を行った。掃引するごとに温度が安定するのを十分に待った後、各点 5 分間計測を実施した。

z = 20 mm における原子状酸素フラックス空間分布結果を Figure 57 に示す。原子状酸素源の作動条件はマイクロ波電力 35.4 W、放電室圧力 68 mPa、グリッド電圧 0 V であった。フラックス分布は軸対象の M 形状となった。ピークが表れている箇所は r = 0 mm と ±15 mm の位置である。これらのピーク位置は、原子状酸素源の内部構造と比較すると、アンテナ直上および内周-外周磁石間に形成された弓型磁場上に該当する。

また、ビームの半値全幅は 46 mm でとなった^{xv}。-20 ~ -25 mm の位置の間において、フラックス強度が対ピーク比 85 % から 30 % へと急激に落ちている。フラックス強度の強い -20 mm ~ +20 mm において、フラックスの平均値は $1.25 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ となり、標準偏差は $1.32 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (平均値に対して ~10 % 程度) であった。

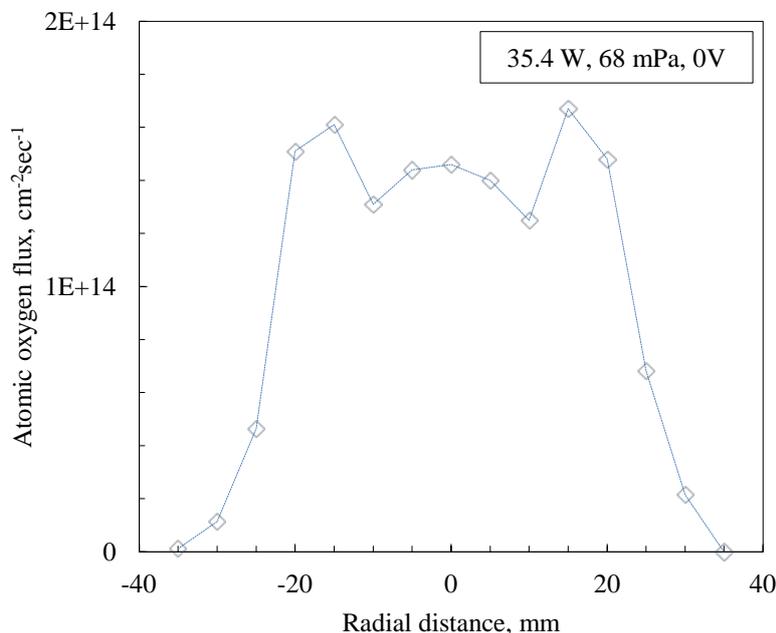


Figure 57 Radial distributions of atomic oxygen flux at the distance of 20 mm from the grid. Microwave power was 35.4 W, the discharge chamber pressure was 68 mPa, and the grid voltage was 0 V.

^{xv} 原子状酸素源の放電室内径は 64 mm である。

3.4. ビーム平坦度

距離を離れた際にフラックスがどの程度平坦であるかを計測した実験結果について述べる．ここでは、ビーム平坦度の指標としてビーム発散角を用いることで評価した．ビーム発散角は、イオンエンジンの推力を電極に流れる電流量から理論計算によって求める際に必要となる効率として用いられている⁵⁻⁸⁾．

イオンエンジンの慣例に従い、本研究においてもビーム発散角を全フラックスの95%を網羅する角度と定義する．このときビーム発散角は、グリッド端における QCM と z 軸がなす角とする．記号の関係を Figure 58 に示す．

計測位置が遠方の場合、 $\theta = \theta'$ と近似することができるため、以下の式で表される．

$$\tan \theta = \frac{r - r_0}{L} \quad (5.5)$$

QCM を $L = 150 \text{ mm}$ の位置において r 軸方向に 5 mm 間隔で掃引し、全フラックスを計測した．グリッド端 r_0 は $r_0 = 32 \text{ mm}$ である．

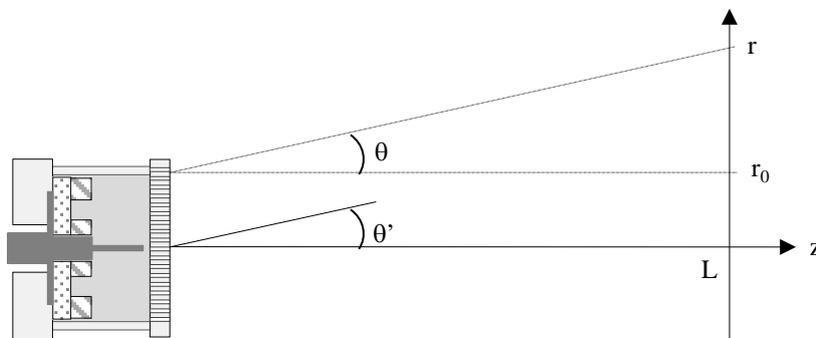


Figure 58 The schematic drawing of geometric relations. The beam divergence angle θ is defined at the edge of the grid.

原子状酸素源はマイクロ波電力 35.4 W, 放電室圧力 94 mPa, グリッド電圧 0 V で作動を行った. 5.3.3 の作動条件と等しく, 原子状酸素源からの距離のみが異なっている.

$z = 150 \text{ mm}$ における原子状酸素フラックスの空間分布結果を Figure 59 示す. フラックス分布は中心軸上にピークを持つ形状となった. ピーク位置でのフラックスは $4.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $z = 20 \text{ mm}$ でのフラックス強度と比較すると 3 割程度である. また, 半値全幅は 56 mm である.

全フラックスの 95 % を占める半径方向位置は $r = 38 \text{ mm}$ の位置となり, ここから発散角を算出すると約 4° という結果になった.

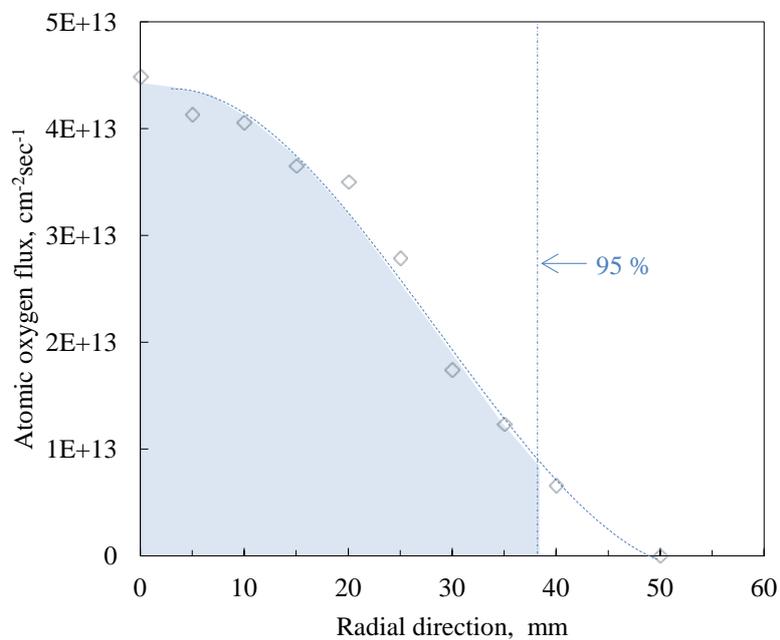


Figure 59 Radial distributions of atomic oxygen flux at the distance of 150 mm from the grid. Microwave power was 35.4 W, the discharge chamber pressure was 94 mPa, and the grid voltage was 0 V.

4. 考察

4.1. モード変化による高フラックス効果

5.3.2 の放電室圧力とフラックスの関係において得られた実験結果 (Figure 55) からは、80 - 90 mPa を境にステップ的にフラックスの値が急増する傾向が示された。この要因については、プラズマ分布が変化 (これをモード変化と呼ぶ) したためであると考察される。

放電室圧力の増加に伴いプラズマ密度が高くなると、以下に示す高域混成波共鳴 (Upper Hybrid Frequency) によってプラズマが弱磁場側へと移行する⁵⁻⁹⁾⁵⁻¹⁰⁾。

$$\omega_{UH}^2 = \left(\frac{eB}{m}\right)^2 + \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m} \quad (5.5)$$

ここで ω_{UH} は高域混成波共鳴周波数、 B は磁場強度、 m は電子質量、 ϵ_0 は真空の誘電率、 e は電気素量である。電子共鳴領域が弱磁場側へ移行することで、電子の Larmor 半径が大きくなる (言い換えると磁力線に垂直な電子の移動度が大きくなる) ため、隣接する磁場が閉じていない領域への高エネルギー電子の漏れ込みを助長する。あるところで、隣接する磁場が閉じていない領域でプラズマ着火するため、プラズマ生成領域が外側まで広がるとされる⁵⁻¹¹⁾。

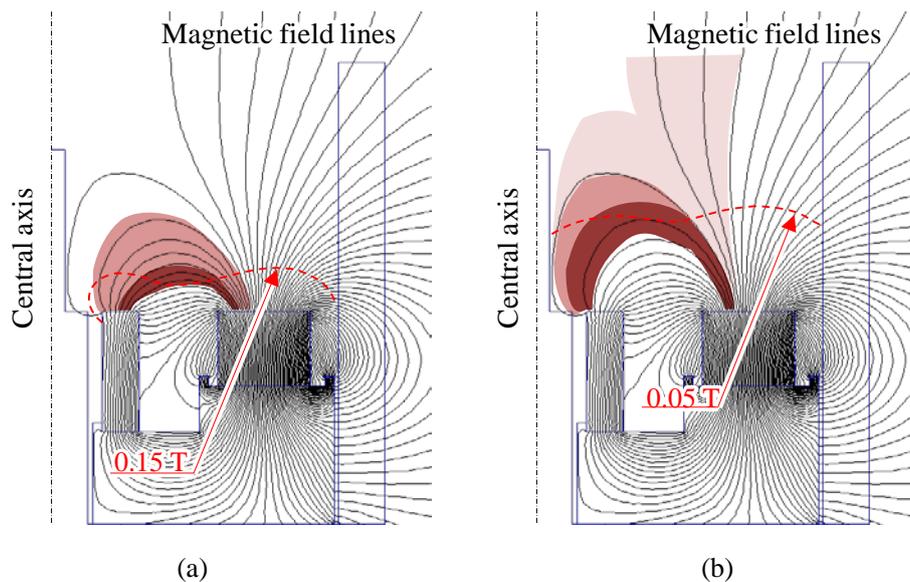
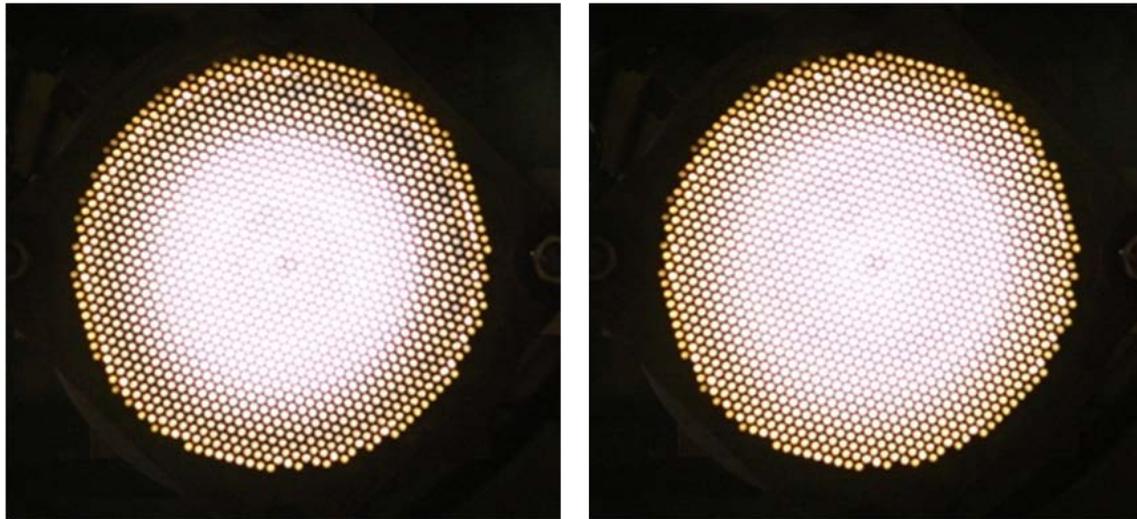


Figure 60 Different plasma mode (a) Low flux mode, (b) High flux mode

グリッド下流側からの見た作動中の写真を Figure 61 に示す. 発光分布からもモードの異なる 2 つの状態が存在することが明らかとなった. 低フラックスモードでは内周-外周磁石間に強いプラズマ発光が確認された. 一方, 高フラックスモードではプラズマ発光が外周方向へ広がることを確認された.



(a)

(b)

Figure 61 Pictures of different mode of plasma. (a) Low flux mode, (b) High flux mode

4.2. グリッドへのイオン移送

5.3.3 で示したフラックス空間分布形状結果から, イオンのグリッドへの移送について考察を行う. 放電室内の構造と磁力線形状を Figure 62 に示す.

主体的な電離現象は電子閉じ込め効果の高い弓型磁場内において生じている. 一次電子との衝突によって生成された原子状酸素イオンも電子同様に磁場の影響を受けて Larmor 運動を行う. イオンの温度を 0.1 eV と仮定するとイオンの Larmor 半径は磁石付近のプラズマ生成領域 (0.15 T) において約 1 mm , グリッド近傍の 0.02 T 領域において約 9 mm と見積もられる. このため磁石に近い強磁場領域のプラズマはイオンも磁場に制限された運動をする. Larmor 運動しながら弱磁場域に到達すると Larmor 半径が大きくなるので中性化グリッド方向に伸びる隣接した磁力線に沿って移送されると考えられる.

可視化プラズマ源によりイオン移送についての考察を裏付ける. 内部で生じているプラズマ生成の様子を Figure 63 に示す. プラズマの生成領域の可視化は放電室側壁を交

換することで行った．電場形状を維持するため SUS 金網を側壁に沿わせてある．磁石間の弓型磁場に沿って強いプラズマの発光が確認された．磁石表面付近と中央部まで大きく膨らんだ 2 つの弓型分布を持っている．外周磁石から弓型磁場に沿うようにグリッド近傍まで強いプラズマ発光が確認された．これは弓型磁場近傍の閉じていない磁束線の形と一致している．5.3.3 で述べたプラズマ生成領域と一致していると言える．

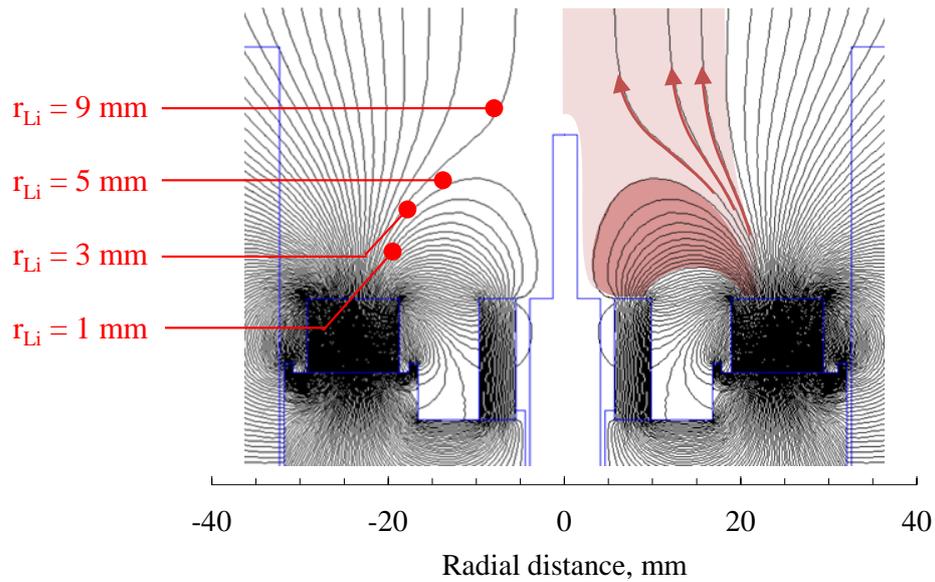


Figure 62 Configuration view of the discharge chamber

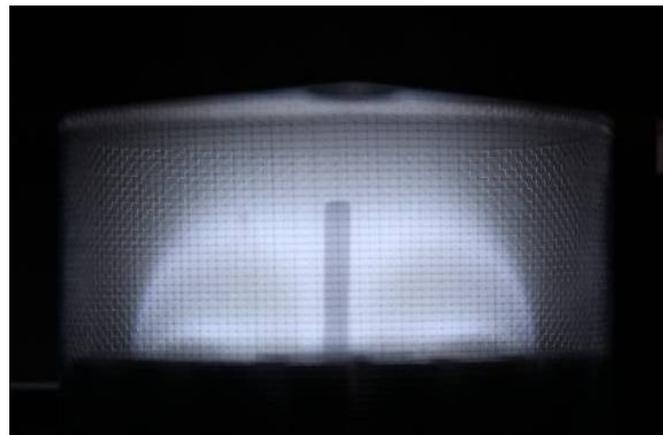


Figure 63 Side view of oxygen plasma at discharge chamber pressure of 125 mPa

5. 小結

水晶振動子微小天秤によるポリイミド質量損耗量計測から原子状酸素フラックス計測を行った。これより次の結論を得た。

- マイクロ波電力 48 W, 放電室圧力 125 mPa, グリッド電位 0 V において, 原子状酸素フラックスは $1.45 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ という結果を得た。外圏温度 $K = 736$ とした場合, 軌道高度に換算すると約 230 km に匹敵する原子状酸素環境である。
- マイクロ波投入電力の増加に比例してフラックスも増加する。投入電力 68 W に対してフラックスは飽和していないため, さらに向上する見込みがある。
- 放電室圧力とフラックスの関係にはプラズマのモードに伴う敷居値が確認された。敷居値を超えた放電室圧力での動作が利用効率がよい。
- フラックス空間分布形状より, 弓型磁場内で生成されたイオンは弓型磁場と近接した中性化グリッド方向に向かう磁力線に沿ってイオンは移送されていると考察した。
- 原子状酸素のビーム発散角は約 4° である。

参考文献

- 5-1) B.Banks, S.Miller, and K.Groh, Low Earth Orbital Atomic Oxygen Interaction with Materials, AIAA 2004-5638
- 5-2) B.Banks, J.Backus, and K.Groh, Atomic Oxygen Yield Predictive Tool for Spacecraft Polymers in Low Earth Orbit, NASA TM-2008-215490, 2008
- 5-3) B.Banks, S.Miller, and K.Groh, Low Earth Orbital Atomic Oxygen Interaction with Materials, AIAA 2004-5638
- 5-4) M.Tagawa, M.Matsushita, M.Umeno, and N.Ohmae, Laboratory Studies of Atomic Oxygen Reactions on Spin-coated Polyimide Films, Proceedings of the 6th International Symposium on Materials in a Space Environment, 1994.
- 5-5) JAXA home page, <http://www.ard.jaxa.jp/research/jissyou/sds4/sds4-index.html>
- 5-6) K.Nishiyama, and H.Kuninaka, Development of Spacecraft Surface Contamination Sensors, Proceedings of 60th International Astronautical Congress, IAC-09-C2-6-5, 2009
- 5-7) Y.Kimoto, K.Yano, J.Ishizawa, E.Miyazaki, Post Retrieval Analyses of Space Environment Monitoring Samples: Radiation effects, UV, and atomic oxygen Fluence, JAXA-SP-08-015E, 2009
- 5-8) 荒川義博, 國中均, 中山宜典, 西山和孝, イオンエンジンによる動力航行, コロナ社, 5 章
- 5-9) M. Lieberman and A. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, Chapter8, 9, 10
- 5-10) F.Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Volume 1, Springer, Chapter 4
- 5-11) 西山和孝, 電子サイクロトロン共鳴型イオンスラスターの放電プラズマ, 博士論文, 1998

第6章 ビーム粒子組成

本章では，4 - 5 章の実験結果を用いてビーム組成について決定する．
また，グリッド孔近傍に形成されるシース形状について考察し，利用効率改善のための改良指針について検討する．

- 1 目的
- 2 ビーム粒子組成
- 3 利用効率改善策の検討
- 4 小結

1. 本章の目的

高層大気環境模擬装置として利用する場合，原子状酸素のエネルギーおよびフラックスだけではなく，総合的な模擬環境を考慮して試験環境として許容可能なのか判断することになる．総合的とはフラックス脈動（パルス環境 or 連続定常環境），ビーム照射面積（サンプルサイズ），ビーム平坦度，ビーム粒子組成等の環境である．検討する上で特に評価しておくべき項目はビーム粒子組成である．

本章では，4~5章で得られた実験結果を用いてビーム粒子組成について評価を行い決定する．また，前章で明らかにされた利用効率改善のため，グリッド孔近傍に形成されるシース形状について考察し，改良指針について検討をおこなう．

2. ビーム粒子組成

2.1. 超熱原子状酸素と超熱酸素分子の比率

4.3.1 で得られた Time of flight の結果より超熱原子状酸素と超熱酸素分子の粒子組成について考察し比率を決定する．比率の決定に用いた実験結果を Figure 64 に纏める．実験結果が示す SCN カウント数はそれぞれ (a) 超熱原子状酸素およびオフセットは背圧酸素分子のフラグメント，(b) 原子状酸素イオン，(c) 超熱酸素分子およびオフセットは背圧酸素分子，(d) 酸素分子イオンを表している．各 TOF シグナルのピーク位置におけるカウント値を Table 18 に整理する．

Table 18 SCN counts of each component

	m/z	FIL	Peak counts	Offset counts
(a)	16	on	2150	2930
(b)	16	off	10	0
(c)	32	on	940	10310
(d)	32	off	8	0

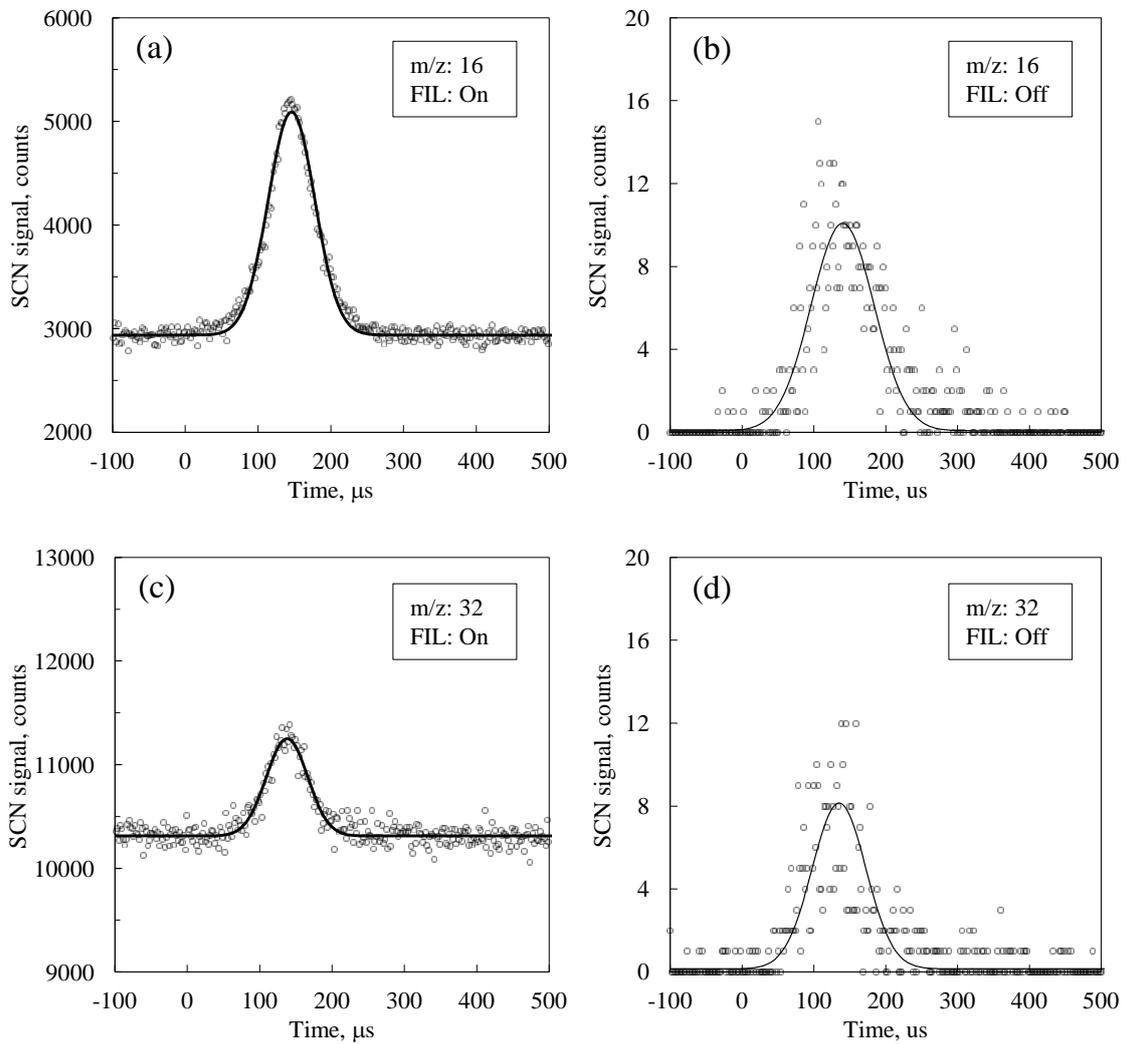


Figure 64 Summary of TOF signal (Figure 26 - 29)

各 TOF シグナルのピーク強度より超熱粒子組成を求める (Figure 65). このときイオン成分は~1%と十分少ないため無視する.

まずは(a)超熱原子状酸素に含まれる超熱酸素分子寄与による粒子, すなわちフラグメント (QMS フィラメントにて生じる解離電離, 2 価電離) を除外する. 以下に示す方法で進めた. (a), (c)のオフセットカウント値がそれぞれ 2930 カウント, 10310 カウントであることから, フラグメント生成率は 28.4 %と求められる. この値を用いて(c)の超熱酸素分子成分から推定される $940 \times 0.284 = 267$ を(a)中に含まれる超熱酸素分子のフラグメント量と仮定して取り除くと, $2150 - 267 = 1883$ となる.

次に原子状酸素と酸素分子の感度係数からビーム粒子組成を決定する。原子状酸素と酸素分子では電子衝突による電離の起こり易さが異なるため電離効率を考慮する必要がある。横田らによって実験から求められた $AO : O_2 = 0.27 : 0.79$ を感度係数として用いることとする⁶⁻¹⁾。xvi 粒子の違いによる電離確率の違いを考慮すると、 $AO : O_2 = 1883/0.27 : 940/0.79 = 6974 : 1189$ となる。

すなわち、超熱原子状酸素粒子と超熱酸素分子粒子の比率は $85 : 15$ であると決定づけられる。超熱粒子成分としては原子状酸素が酸素分子より卓越した環境であるといえる。

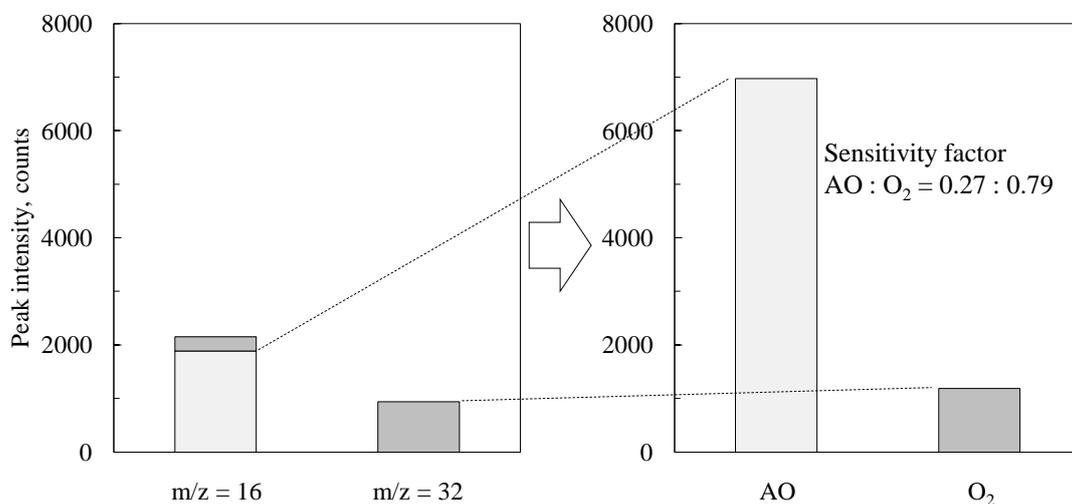


Figure 65 Hyperthermal neutral compositions

2.2. 漏れガス(生ガス)分布

5.3.2 で利用効率が 5 %程度という結果が示された。残りの 95 %は熱エネルギー程度の酸素分子が主であると考えられる。超熱原子状酸素生成に寄与しなかった粒子が原子状酸素源から流出後、下流域でどのような圧力分布をしているかを調査した。計測に用いたメタル電離真空計はフィードスルーを介して真空槽内に設置した。

xvi 入射電子エネルギー100 eVにおける、原子状酸素と酸素分子の全電離衝突断面積はそれぞれ $1.55 \times 10^{-20} \text{m}^2$, $3.62 \times 10^{-20} \text{m}^2$ であることから、理論値から求まる感度係数は $AO : O_2 = 3 : 7$ となる。

原子状酸素源の作動中は微小なグリッドからの漏れイオン電流が存在している。そのため、このイオン電流は~ nA オーダーのコレクタ電流から圧力を決める電離真空計にとっては無視できない電流である。そのため生ガスのみを流した状態で下流域の熱粒子圧力分布を計測した。計測装置の概略図を Figure 66 に示す。真空計ポート入口は気流方向に平行に向け、動圧を計測する。

圧力分布計測は軸方向 $z = 20, 70, 120, 150$ mm の地点を半径 (r) 方向に 10 mm 間隔で掃引させて取得する。 $z = 20$ および 150 mm では超熱原子状酸素フラックスを実験により決定した位置である (Figure 57, Figure 59)。

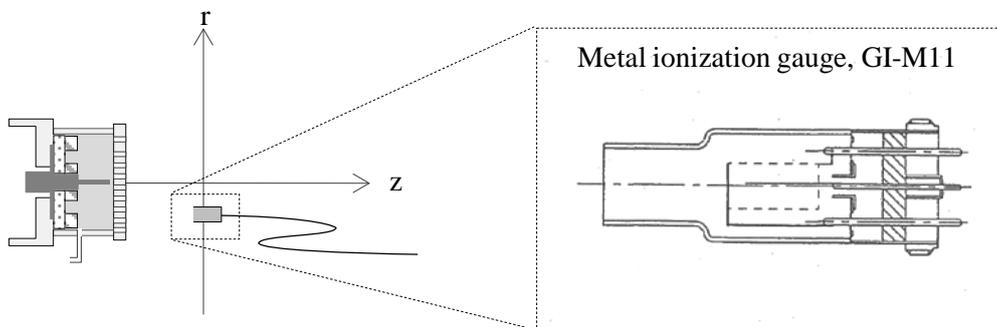


Figure 66 The experimental setup for dynamic pressure measurement

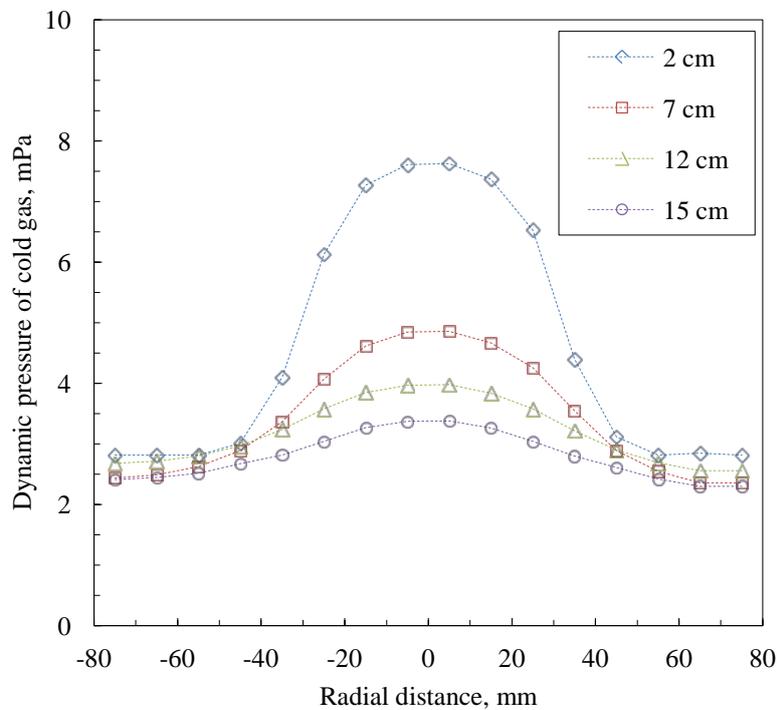


Figure 67 Dynamic pressure of cold gas

圧力分布計測は放電室圧力 125 mPa 時と同量の生ガスを流した状態で行った。実験結果を Figure 67 に示す。原子状酸素源直下となる $z = 20$ mm の位置では最大 7.6 mPa で背圧の 3 倍弱程度の圧力を示した。半値全幅は 65 mm であり、放電室内径と等しくなった。 $z = 150$ mm の位置では最大は 3.3 mPa で、背圧の 1.3 倍程を示した。

原子状酸素源からの軸方向距離が長くなると圧力は低くなっていき、流出する熱粒子の影響は少なくなる。

3. 利用効率改善策の検討

3.1. 応用するために必要な背圧環境と利用効率

電気推進機 (イオンエンジン) の地上試験には $\sim 10^{-3}$ Pa の背圧環境が必要とされている。原子状酸素源を大気吸込式電気推進機の研究に応用するには、この背圧環境を満たす必要がある。原子状酸素フラックス環境に有利なテストセクションは原子状酸素源直下であるが、背圧環境としては 5 ~ 10 倍程度高い環境となっている。この最大の要因は、利用効率の低さであり、多くの生ガスが超熱中性粒子とならず漏れ出していることに起因する。

利用効率における課題を明らかにするために順を追って記述する。利用効率 η_u は以下の式で表すことができる。

$$\eta_u = \eta_{neu} \eta_{ht} \eta_{trn} \frac{A_i \Gamma_i}{A_n n_n v_{th} + A_i \Gamma_i} \quad (6.1)$$

ここで η_{neu} は壁面中性化率、 η_{trn} は超熱粒子のグリッド透過率、 A_i 、 A_n はイオンおよび中性粒子にとってのグリッド開口面積、 n_n は中性粒子密度、 v_{th} は粒子の熱速度、 Γ_i はボームフラックスを表す。すなわちグリッド孔への流入比率、壁面中性化率、超熱粒子の透過率の積で表される。

まずはイオンと中性粒子のグリッド孔への流入比率について考える。放電室内の中性粒子密度は放電室圧力から $\sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、一方イオン密度はプローブ計測結果より $\sim 3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ である。中性粒子は熱速度による運動するため $K = 373$ のとき $\sim 550 \text{ m/s}$ の流

出速度を持ち、イオンはボーム速度で流出するので電子温度 $T = 5 \text{ eV}$ とすると $\sim 5500 \text{ m/s}$ である。グリッド孔は高アスペクト比の細長流路であり、中性粒子/イオン問わず開口率は変わらない。以上を鑑みるとグリッド孔へ侵入する粒子は中性粒子 ($\sim 3 \times 10^{19}$) \times (~ 550)、イオン ($\sim 3 \times 10^{18}$) \times (~ 5500) であるため、倍/半分 程度の差でしかない。Table 19 に各粒子の流入割合を示す。

Table 19 Inflow ratio of molecules and ions

	Density	Velocity	Aperture ratio	Inflow ratio
Molecule	$\sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$\sim 550 \text{ m/s}$	1	1
Ion	$\sim 3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$	$\sim 5500 \text{ m/s}$	1	1

次に壁面中性化率 η_{neu} と透過率 η_{tm} について考える。グリッド孔が細長流路形状をしているのは、イオンが壁面と衝突し超熱中性粒子に変換することを意図した設計のためである。このとき、流路形状が短すぎると十分に壁面中性化が行われずイオンが漏れ出てしまう(壁面中性化率 η_{neu} の悪化)。加えて、コンダクタンスが良くなるため放電室圧力を保つためにはガス流量を増やさなければならない。一方、流路形状が長すぎると複数回壁面衝突を起し折角生成された超熱中性粒子は熱粒子へと戻ることになる(透過率 η_{tm} の悪化)。このことから最適なグリッド孔形状が存在することは明らかである。

グリッド孔への流入粒子数において、イオン/中性粒子間で倍/半分の差でしかなく、 $\eta_{\text{neu}}\eta_{\text{tm}}$ が 1 (100%) であれば利用効率も 30 ~ 40% となるはずである。しかし、利用効率が $\sim 5\%$ 程度に止まっていることから、 $\eta_{\text{neu}}\eta_{\text{tm}}$ が悪いことが推察される。

以上より、利用効率を改善させるためには、壁面中性化過程に着目し、グリッド孔形状に改良を加える必要がある。

3.2. シース形状の仮説

$\eta_{\text{neu}}\eta_{\text{tm}}$ を向上させるため、シース形状の仮説を立てて、グリッド孔中での壁面中性化過程を考察する。電子温度を 5 eV としたとき Debye 長は 30 μm 程度であるので、グリッド表面のシース厚は 100 μm 程度と見積もられる。これは $\phi 1 \text{ mm}$ のグリッド孔形状と比べて十分に小さい値である。プラズマにとってグリッド孔は大きい穴の中へとプラズマは広がっている。しかしプラズマの供給はグリッド上流からのみであるため、プ

プラズマの壁面損失 (超熱粒子生成でもある. 適した入射角で壁面衝突すると壁面中性化を起こす) によって穴の奥へ入るに従いプラズマ密度は薄くなる. プラズマ密度が薄くなるとデバイ長の距離が広がるためシースが厚くなる. そのためグリッド表面に形成されるシースは以下に示すように孔の中へ張り出した凸形状をしているのではないかと考える (Figure 68).

次にグリッド表面のシース端に到達したイオンの移送について述べる. ボーム速度を持ってシース端に到達したイオンはシース領域内の静電場の力を受ける. このときシース内でのイオンの運動方程式は次のように表される.

$$m_i \frac{dv}{dt} = -q \nabla \phi \quad (6.2)$$

電位勾配はシース形状と壁面電位によって決まり, シース端から壁面までのイオンの軌道はこれに従い運動する.

壁面に達したイオンは3章で述べた壁面中性化 (具体的には電子トンネル効果による中性化と壁面衝突) を起こして超熱中性粒子へと変化する. 超熱中性粒子になった後は電場の影響を受けることはないので, 反射壁面中性化後の放出角度で等速直線運動を行う. 粒子が壁面と複数回衝突すると粒子のエネルギーはほぼ壁面温度と同じになってしまうため, 生成された超熱粒子はグリッド孔壁面と再び衝突することなく排出される必要がある.

現状ではグリッド孔に張り出したシース形状により, イオンの多くは入口付近の壁面と衝突をしていると考えられ, 中性化率 η_{neu} は高いと推察される. しかし, 壁面中性化後に再び壁面衝突し, 超熱粒子の多くは失われていると考えられ, 透過率 η_{tn} は低いと推察される.

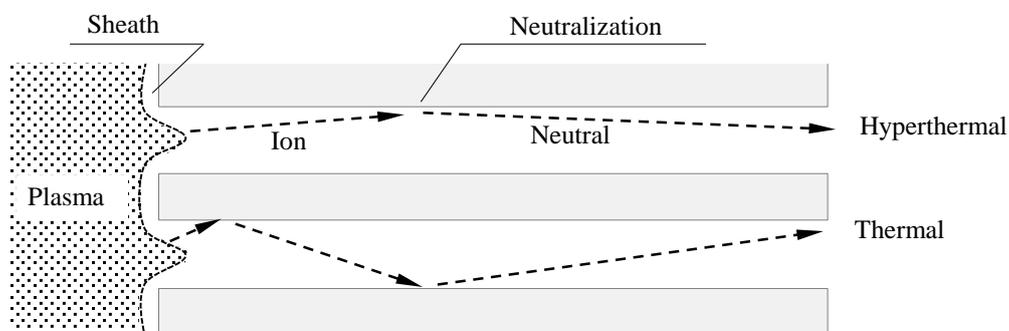


Figure 68 Neutralization process based on hypothetical sheath region

3.3. グリッド孔形状とフラックスの関係

前節で述べたシース形状に関して実験的に仮説を補強することを目的とする。グリッド孔形状がフラックスに与える影響を定性的に調査した。

グリッド孔径をパラメータとして変化させるとシース形状およびイオン軌道が変わってしまうことが考えられることから、グリッド孔長さのみを変化させ、生成した超熱粒子とイオンのフラックスを計測した。グリッドから漏れ出る微量なイオン電流は設置したファラデー電極に流れ込むイオン電流をピコアンメーターによって計測し一価イオンとしてフラックス換算した。

作動条件が大きく異ならないようにするため、中性化グリッドに厚さの異なる領域を局所的に設け、グリッド孔長さを変化させた (Figure 69)。グリッド孔形状は全て $\phi 1\text{ mm}$ で、長さがそれぞれ 10 mm, 8 mm, 6 mm, 4 mm となっている。ノミナル長さは 10 mm である。プラズマ状態が同一となるよう同一円周上で行う。原子状酸素源の作動条件は、マイクロ波電力 48 W, 放電室圧力 125 mPa, グリッド印加電圧 0 V で実施した。

グリッド孔長さと原子状酸素フラックスに関する実験結果を Figure 70 に示す。ノミナル 10 mm での原子状酸素フラックスは $1.2 \times 10^{15} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ でとなった。グリッド孔長さが異なる場合、1 割程度のフラックスの違いは見えてとれるが、顕著な差は生じていない。

ノミナル 10 mm の場合においてイオン電流は、一価イオンで換算すると $2.8 \times 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ となった。超熱原子状酸素に対し非常に少ないため中性化率 η_{neu} は高いと言える。グリッド孔長さによってばらつきがみられるものの明確な変化は見えてとれない。元よりイオン電流量は超熱中性粒子に比べて 2~3 桁小さいので、多少の増加は問題とならないと考えている。

グリッド孔長さと利用効率の関係結果を Figure 71 に示す。ガス流量は一定であるのでフラックス増加は利用効率向上と同意となる。ノミナルの長さ 10 mm で 2.2%, 8 mm で 2.3%, 6 mm で 2.1%, 4 mm で 2.0% となった。ただし、グリッド全域に渡ってアスペクト比を小さくするとクラウジング係数が高くなるため、中性粒子閉じ込めが悪くなる。その結果、利用効率は事実上下がることとなる。

4~10 mm の範囲において、グリッド孔長さの違いによる原子状酸素フラックスおよびイオン電流の顕著な違いは確認されず、グリッド孔長さは原子状酸素生成にあまり寄与しないことが示された。

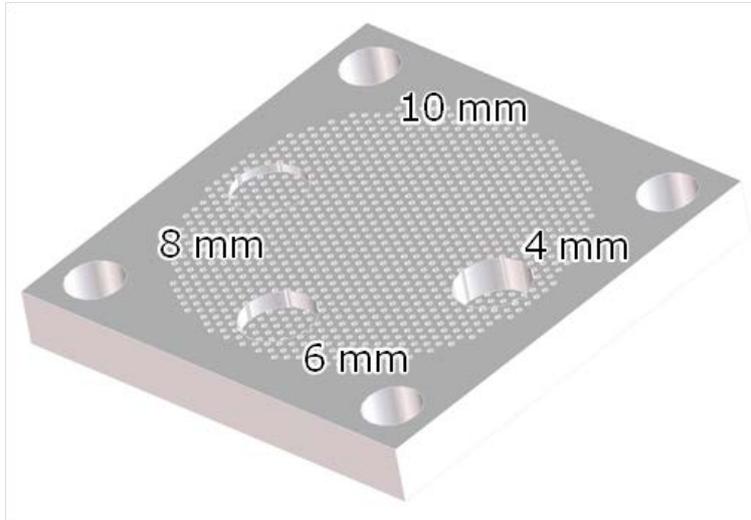


Figure 69 Grid apertures with unequal grid length

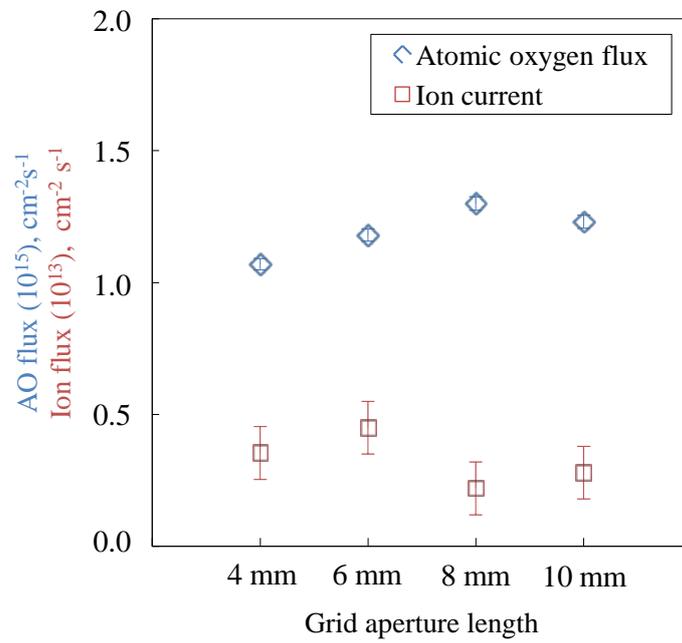


Figure 70 Effect of the grid aperture length on atomic oxygen flux and ion flux

以上の実験より、壁面中性化はグリッド孔上流部において主に生じていると言える。シース形状仮説の証明には飛躍があるが、シースがグリッド孔内部まで入り込みイオン入射角が深くなっていること、すなわちグリッド上流部での壁面中性化が支配的であることと傾向は一致する。

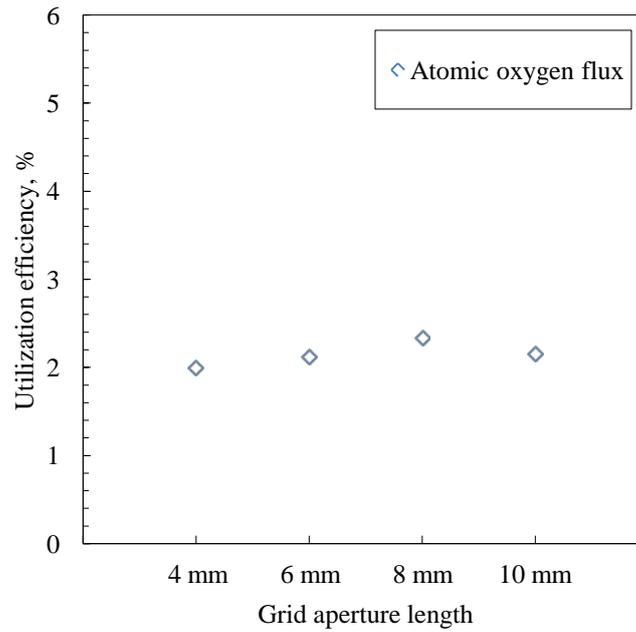


Figure 71 Effect of the grid aperture on utilization efficiency

3.4. グリッド形状の改良指針

壁面中性化効率が最も高くなるグリッド孔形状について、シース形状の仮説を基に検討を加える。壁面中性化によって生成された超熱中性粒子は、再度グリッド側壁と衝突せずに通抜けことが望ましく、そのためイオンのグリッド孔壁面への入射角は深い方がいと述べた。イオン軌道を決めるシース領域中の電位勾配はグリッド形状とシース形状とで決まる。孔側壁と限りなく並行なイオン軌道を形成するため、シース形状がグリッド孔に張り出さず、平坦なシース形状をする方がよい (Figure 72).

平坦なシース形状はグリッド孔をシース厚と同程度の大きさにすることで平坦なシース形状を作り出すことができる可能性がある。その結果、壁面中性化位置がグリッド孔下流方向へシフトするとともに、生成された超熱中性粒子の再衝突によりグリッド孔内での損失が減るため、利用効率が向上すると期待される。

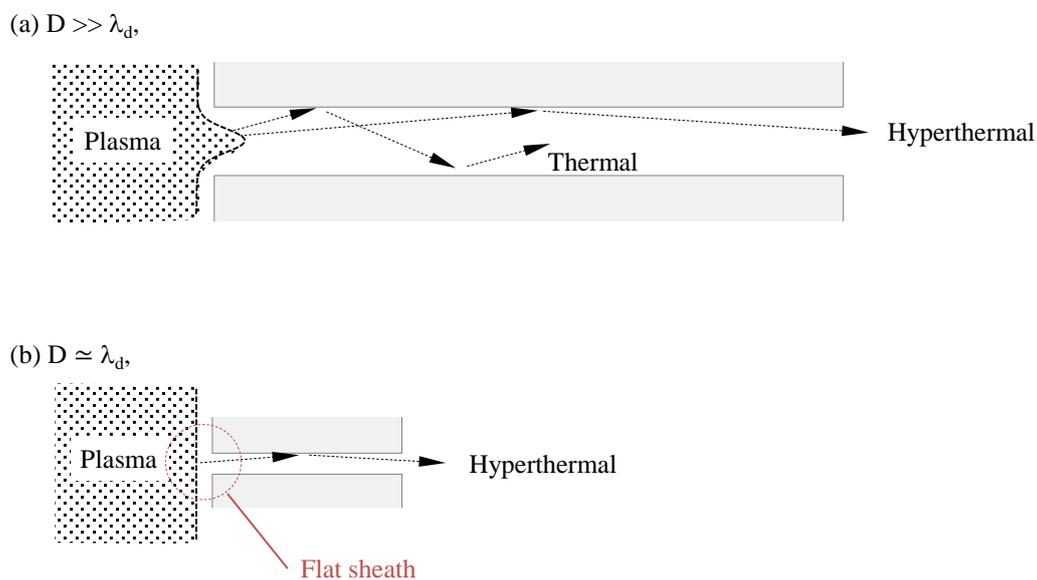


Figure 72 The images of hypothetical sheath shape with respect to the diameter of the neutralization grid aperture. (a) $D \gg \lambda_d$ and (b) $D \approx \lambda_d$. D is the diameter of the aperture and λ_d is the Debye length.

4. 小結

本章では4 - 5章の実験結果を用いてビーム組成について決定を行った。また、利用効率改善のためにグリッド孔形状の検討を行った。これにより次の結論を得た。

- ビーム中の超熱原子状酸素粒子と超熱酸素分子粒子の比率は85 : 15である。
- ビーム照射領域の背圧環境はイオンエンジン試験に必要とされる背圧環境より5 ~ 10倍高い圧力である。これは利用効率の低さが原因である。
- 利用効率改善のためにシース形状に着目した。グリッド孔はDebye長に対して十分に大きいため、シースはグリッド孔の中まで張り出した形状をしていると仮説をした。
- グリッド孔長さを変化させても、原子状酸素フラックスの増加は示されなかった。仮説の証明には飛躍があるが、傾向は一致している。
- 検討の結果、アスペクト比を保ったままグリッド孔径小さくすることで利用効率が高まることが期待される。

参考文献

- 6-1) K. Yokota, S. Yasuda, A. Mizutani, and M. Tagawa, Relative Electron Impact Ionization Probabilities of O, O₂ and Ar Components in the Laser-Detonation Hyperthermal Beams, Japanese Journal of Applied Physics, Vol.52 (2013) 038002

第7章 結言

本章では，研究から得られた結論について纏める。

1. 結論

超低高度衛星の利用ニーズが広がりを見せる中で、原子状酸素と衛星の間に生じる各種影響についてはこれからも議論され続ける分野である。また、超低高度利用が進むにつれ、現在主流のパルス環境模擬では条件を満たさない試験も出てくるため、定常動作の超熱原子状酸素源も必要とされている。

本研究は、電子サイクロトロン共鳴放電型超熱原子状酸素源により定常ビームを生成し軌道環境模擬を目指している。本研究では、中性粒子のエネルギー計測とフラックス計測を行い、ビーム性能を評価した。得られた結果からは本装置における中性化プロセスを明らかにし、ビーム環境は想定される宇宙機の軌道環境に調整可能であるという結論を得た。

マイクロ波電力 48 W、放電室圧力 125 mPa、グリッド電 0 V において、並進エネルギー 13 eV、フラックスは $2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の超熱原子状酸素の生成に成功した。外圏温度 $K = 736$ とした場合、軌道高度に換算すると約 230 km に匹敵する原子状酸素環境である。フラックスはマイクロ波投入電力の増加に比例して増加し、投入電力 68 W に対しても飽和しておらずさらに向上する見込みがある。一方、マイクロ波電力または酸素ガス流量の作動パラメータが変更可能な範囲で並進エネルギーに与える影響は無視できる程度である。また、ビームの発散角は約 4° である。

ビーム中の超熱原子状酸素粒子と超熱酸素分子粒子の比率は 85 : 15 であり、中性化グリッドを通過する過程でイオンは 99% 以上中性化されている。しかし、利用効率は 5% 程度と低く、ビーム照射領域の背圧環境はイオンエンジン試験に必要なとされる背圧環境より 5 ~ 10 倍高い圧力となっている。

2. 今後の課題

本節では結論から得られた考察と今後の課題について纏める。

TOF 法によるエネルギー評価

中性化グリッド電圧を変更した実験において、グリッド電圧の変更によりエネルギーも変化したことからイオン壁面中性化が起きている箇所は中性化グリッドであると言える。

原子状酸素エネルギーはグリッド近傍のシース域における静電加速によって得られ、エネルギーはグリッドに印加された電圧とプラズマ電位の電位差によって決定される。このときプラズマ電位はマイクロ波電力や酸素ガス流量に依存せずほぼ一定という結果をプローブ計測によって確認した。プラズマ電位はグリッド印加電圧によらず磁石電位で一意に決まるためである。原子状酸素ビームはグリッド電位のみでエネルギー調整が可能であると結論付けた。

QCM を用いたポリイミド損耗計測によるフラックス評価

放電室圧力とフラックスの関係にはプラズマのモードに伴う敷居値が確認された。敷居値を超えた放電室圧力での動作が利用効率がよいという結果が得られた。

この要因としてフラックス空間分布形状より、弓型磁場内で生成されたイオンは弓型磁場と近接した中性化グリッド方向に向かう磁力線に沿ってイオンは移送されているためと考察した。プラズマの発光位置の変化からもこの傾向が確認された。

ビーム組成と利用効率改善策の検討

利用効率改善のためにシース形状に着目した。グリッド孔は Debye 長に対して十分に大きい場合、シースはグリッド孔の中まで張り出した形状をしていると仮説をした。

グリッド孔長さを変化させても、原子状酸素フラックスの増加は示されなかった。仮説の証明には飛躍があるが、傾向は一致している。以上の検討結果より、アスペクト比を保ったままグリッド孔径小さくすることで利用効率が高まることが期待される。

付録

付録 A. DESTINY ミッション

将来の深宇宙探査の鍵となる先端技術の実験・実証を行うミッションとして、日本の「はやぶさ」を始めとして、米国の「Deep Space 1」、欧州の「Smart 1」など数多く行われてきた。先端技術実証を目的としたミッションは後続の実利用段階でより安心して使える技術へと繋がっている。はやぶさに搭載されたマイクロ波放電式イオンエンジン $\mu 10$ の技術とノウハウは後継機の「はやぶさ 2」へと引き継がれている。

現在、JAXA では小型科学衛星による深宇宙探査技術実験ミッション DESTINY (Demonstration and Experiments of Space Technology for INterplanetary voYage)^{A-1)}の検討を進めている。Figure 73 に外観図を示す。DESTINY は $\mu 10$ と同じ作動原理を採用した新型の大型イオンエンジン $\mu 20$ を搭載する。DESTINY での技術実証の先には、小惑星探査機「はやぶさ Mk2」や黄道面脱出型太陽観測衛星「Solar-D」などの科学衛星へと応用を目指している。

DESTINY では将来の深宇宙探査の鍵となる 8 つの先端技術実証を目的とする。 $\mu 20$ を搭載した DESTINY は高い宇宙航行能力を有し、月スイングバイも利用して太陽・地球系のラグランジュ点(L2)以遠に到達する。 $\mu 20$ の運転には約 2 kW の大電力を要するため、先端技術の薄膜軽量太陽電池パネルによって電力を確保する。また $\mu 20$ からの排熱の面でも先端技術のループヒートパイプを採用することでコンパクトな熱制御システムとなっている。さらには Ka 帯による新規通信技術の実証、高機能化された衛星マネジメント系による運用自律化/効率化等を行う。

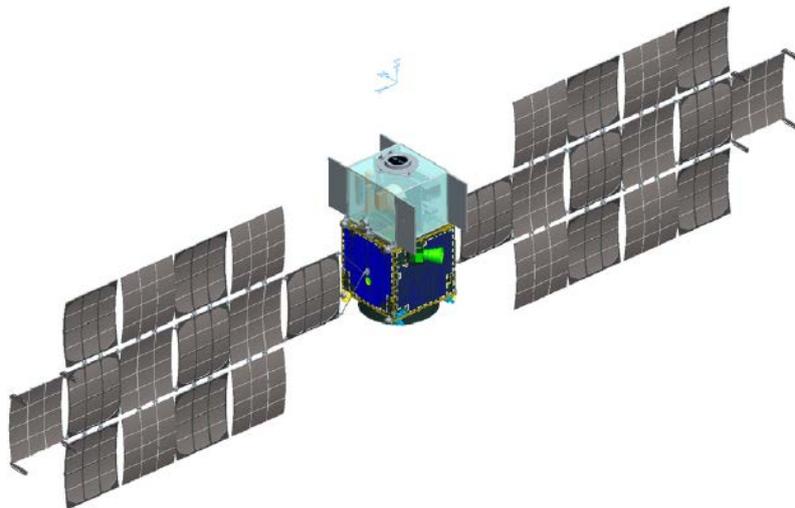


Figure 73 The image of DESTINY

イプシロンロケットにより軌道投入後、DESTINY は $\mu 20$ を用いて地球から月へ向かって軌道をスパイラル上昇させていく (Figure 74). イプシロンによる初期投入軌道は近地点高度 150 km 遠地点高度 29000 km の長楕円軌道である. そのため打ち上げ直後において DESTINY は高層大気の濃い高度を飛行することになる. 運用計画ではイオンエンジンを初めて点火するまでに 1 ヶ月の期間を予定しており, この間に DESTINY が受ける原子状酸素フルーエンスは, 高度 400 km の軌道上で受けるフルーエンス 1 年分に匹敵する.

楕円軌道の場合, 超低高度円軌道で高層大気中を飛行する場合と長楕円軌道の近地点付近で高層大気中を飛行する場合では, 衛星が曝される高層大気のエネルギーが異なる. 超低高度円軌道の場合は衛星と高層大気の相対速度が 8 km/s 程度であるのに対し, 長楕円軌道の近地点付近の場合は相対速度 10 km/s 程度となる. エネルギーは速度の 2 乗で効くので高層大気が衛星に衝突するエネルギーは約 1.5 倍である.

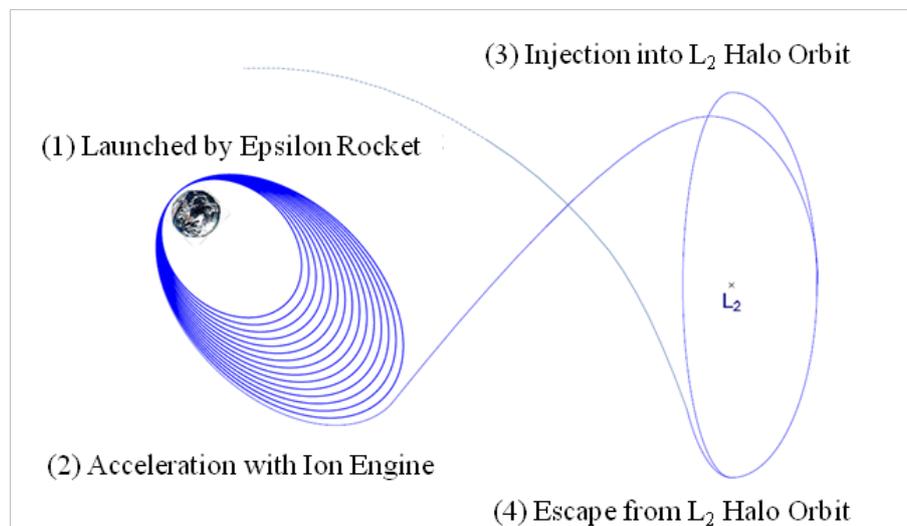


Figure 74 DESTINY mission profile

付録 B. 高層大気環境

原子状酸素は大気中の酸素分子が太陽から放射される紫外線を吸収して解離することで生成されている。



h はプランク定数, ν は紫外線の振動数を示す. O_2 の解離エネルギーは 5.12 eV であるため, 波長 243 nm 以下の紫外線により原子状酸素に分解される^{B-1}. この反応を光解離 (Photo dissociation) と呼ぶ.

低軌道域において大気 の平均自由行程は数 km 以上と非常に長いため「原子状酸素同士が再結合し酸素分子になる反応」や「原子状酸素が酸素分子と結合しオゾン(O_3)になる反応」が起こる確率は低い^{B-2}. 宇宙環境における原子状酸素のエネルギー準位はほとんどが基底状態(3P)である.

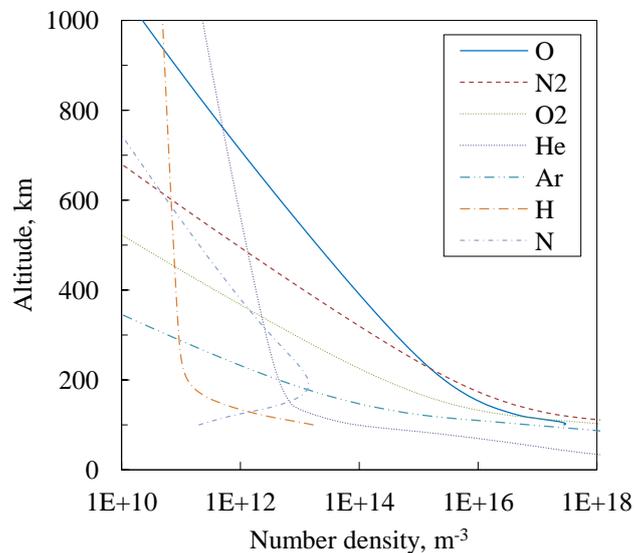


Figure 75 Density of atmospheric species as a function of altitude

Height, km	O, cm ⁻³	N ₂ , cm ⁻³	O ₂ , cm ⁻³	He, cm ⁻³	Ar, cm ⁻³	H, cm ⁻³	N, cm ⁻³
150	1.72E+10	2.43E+10	2.37E+09	6.88E+07	4.17E+07	2.13E+06	2.75E+06
155	1.42E+10	1.77E+10	1.65E+09	6.55E+07	2.66E+07	1.86E+06	3.30E+06
160	1.18E+10	1.30E+10	1.17E+09	6.22E+07	1.73E+07	1.64E+06	3.79E+06
165	9.90E+09	9.70E+09	8.37E+08	5.92E+07	1.13E+07	1.48E+06	4.19E+06
170	8.34E+09	7.28E+09	6.04E+08	5.65E+07	7.52E+06	1.35E+06	4.47E+06
175	7.06E+09	5.49E+09	4.39E+08	5.40E+07	5.04E+06	1.25E+06	4.62E+06
180	5.99E+09	4.17E+09	3.20E+08	5.17E+07	3.40E+06	1.16E+06	4.64E+06
185	5.11E+09	3.18E+09	2.35E+08	4.96E+07	2.31E+06	1.10E+06	4.55E+06
190	4.36E+09	2.43E+09	1.73E+08	4.76E+07	1.57E+06	1.05E+06	4.37E+06
195	3.74E+09	1.86E+09	1.28E+08	4.57E+07	1.08E+06	1.00E+06	4.13E+06
200	3.21E+09	1.43E+09	9.46E+07	4.39E+07	7.39E+05	9.66E+05	3.83E+06
205	2.75E+09	1.10E+09	7.02E+07	4.22E+07	5.09E+05	9.36E+05	3.51E+06
210	2.37E+09	8.49E+08	5.22E+07	4.06E+07	3.52E+05	9.11E+05	3.19E+06
215	2.04E+09	6.56E+08	3.89E+07	3.91E+07	2.43E+05	8.89E+05	2.86E+06
220	1.76E+09	5.07E+08	2.90E+07	3.77E+07	1.69E+05	8.71E+05	2.56E+06
225	1.52E+09	3.93E+08	2.17E+07	3.63E+07	1.17E+05	8.54E+05	2.27E+06
230	1.31E+09	3.05E+08	1.62E+07	3.50E+07	8.14E+04	8.40E+05	2.00E+06
235	1.13E+09	2.36E+08	1.21E+07	3.37E+07	5.67E+04	8.27E+05	1.76E+06
240	9.79E+08	1.84E+08	9.08E+06	3.25E+07	3.95E+04	8.15E+05	1.54E+06
245	8.47E+08	1.43E+08	6.80E+06	3.14E+07	2.76E+04	8.04E+05	1.35E+06
250	7.33E+08	1.11E+08	5.11E+06	3.02E+07	1.92E+04	7.95E+05	1.18E+06

Exospheric temperature of 612 K

Height, km	O, cm ⁻³	N ₂ , cm ⁻³	O ₂ , cm ⁻³	He, cm ⁻³	Ar, cm ⁻³	H, cm ⁻³	N, cm ⁻³
150	1.39E+10	2.84E+10	1.91E+09	1.01E+07	5.62E+07	2.83E+05	7.21E+06
155	1.16E+10	2.19E+10	1.43E+09	9.50E+06	3.93E+07	2.24E+05	9.04E+06
160	9.91E+09	1.72E+10	1.09E+09	8.98E+06	2.82E+07	1.82E+05	1.09E+07
165	8.53E+09	1.37E+10	8.45E+08	8.53E+06	2.06E+07	1.52E+05	1.27E+07
170	7.41E+09	1.11E+10	6.64E+08	8.14E+06	1.53E+07	1.31E+05	1.43E+07
175	6.49E+09	9.01E+09	5.28E+08	7.79E+06	1.16E+07	1.14E+05	1.56E+07
180	5.72E+09	7.41E+09	4.23E+08	7.48E+06	8.81E+06	1.02E+05	1.65E+07
185	5.07E+09	6.14E+09	3.43E+08	7.21E+06	6.78E+06	9.29E+04	1.72E+07
190	4.52E+09	5.11E+09	2.79E+08	6.95E+06	5.27E+06	8.58E+04	1.75E+07
195	4.05E+09	4.29E+09	2.29E+08	6.73E+06	4.12E+06	8.01E+04	1.75E+07
200	3.64E+09	3.61E+09	1.89E+08	6.51E+06	3.25E+06	7.56E+04	1.72E+07
205	3.28E+09	3.06E+09	1.56E+08	6.31E+06	2.57E+06	7.20E+04	1.68E+07
210	2.97E+09	2.60E+09	1.30E+08	6.13E+06	2.05E+06	6.91E+04	1.62E+07
215	2.69E+09	2.21E+09	1.08E+08	5.96E+06	1.64E+06	6.67E+04	1.54E+07
220	2.45E+09	1.89E+09	9.07E+07	5.80E+06	1.31E+06	6.47E+04	1.46E+07
225	2.23E+09	1.62E+09	7.62E+07	5.65E+06	1.06E+06	6.31E+04	1.38E+07
230	2.03E+09	1.39E+09	6.41E+07	5.51E+06	8.55E+05	6.17E+04	1.29E+07
235	1.86E+09	1.20E+09	5.41E+07	5.38E+06	6.93E+05	6.05E+04	1.21E+07
240	1.70E+09	1.04E+09	4.57E+07	5.25E+06	5.63E+05	5.95E+04	1.13E+07
245	1.56E+09	8.95E+08	3.87E+07	5.13E+06	4.58E+05	5.86E+04	1.05E+07
250	1.43E+09	7.74E+08	3.29E+07	5.01E+06	3.73E+05	5.78E+04	9.73E+06

Exospheric temperature of 1158 K

衛星に入射する原子状酸素は熱運動によって RAM 面以外にも衝突する．衛星 RAM に入射する原子状酸素を 1 としたときの各角度での入射量を Figure 76 に示す．衛星の進行方向に平行な面(入射角 90°)にも RAM 面の約 4%の原子状酸素が入射する^{B-3)}．

衛星の空気抵抗に関わる運動量適応係数は入射角とともに変わるが 0 deg. で $\alpha = 1.0$, 80 deg. で $\alpha = \sim 0.5$ 程度という数字もある．SLATS について表面積を見積もるとラム面が 1 m^2 ，側面が 65 m^2 程度である．ラム面を基準とした側面のフラックス 0.04, Accommodation 係数 0.5 と仮定すると, SLATS にはたらくドラッグはラム面 : 側面 = 1 : 1.3 となる．SLATS の場合, 衛星断面積より側面積の占める割合が広いいため, 側面のドラッグを無視できないということになる．

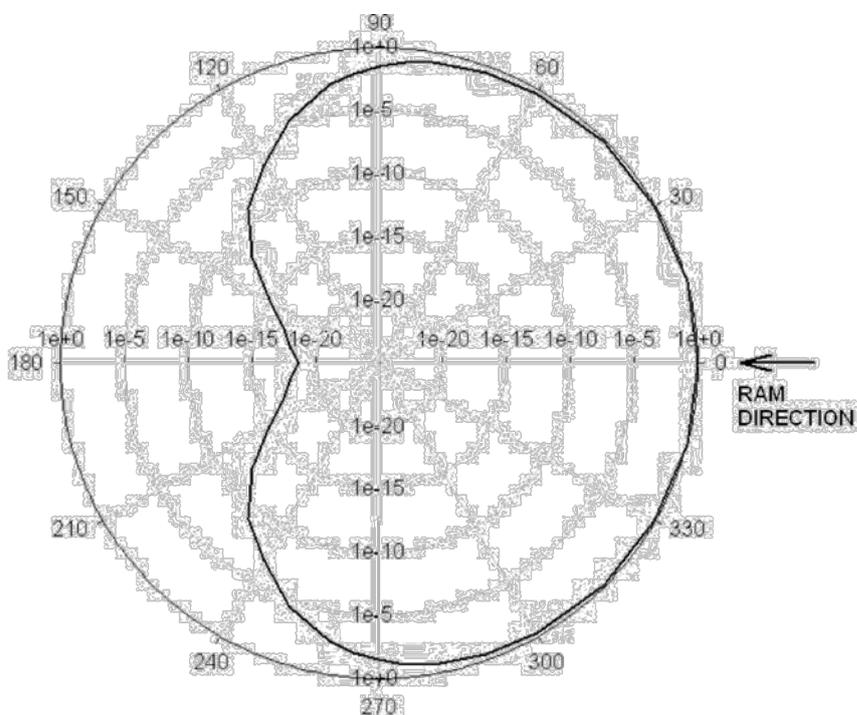


Figure 76 Polar plot of relative atomic oxygen flux as a function of the angle between the ram direction and the normal of the arrival surface for a LEO spacecraft in a 400 km orbit at 28.5° inclination and 1000 K thermosphere

付録 C. 300 cm² 照射

ECR 放電型原子状酸素源の大型化/クラスター化が可能であることを示すために、300 cm² ECR 放電型プラズマ源の動作確認を行った。大型化/クラスター化の背景と流れについて Figure 77 に示す。

中性化グリッド製作し動作確認を行った。中性化グリッドはパンチングメタルを 10 枚積層する方法で製作した (Figure 78)。積層するパンチングメタルにはφ1, p2, t1, 60° 千鳥を使用した。孔位置が揃えるためドリルの刃φ0.8を使っておおよそ60°置きに10枚つき刺しそろえた状態で固定した。

作動中の写真を Figure 79 に示す。中性化グリッドにした際の最適(最適；一様なプラズマが点く。プローブで計測したわけではなく見た目)な動作条件は、O₂ 流量 0.8 sccm, 点火周波数 4.296 GHz, 動作時最適周波数 4.305 GHz であった。流量が異なると中心部だけに濃いプラズマが点き外側までプラズマが広がらなかった。

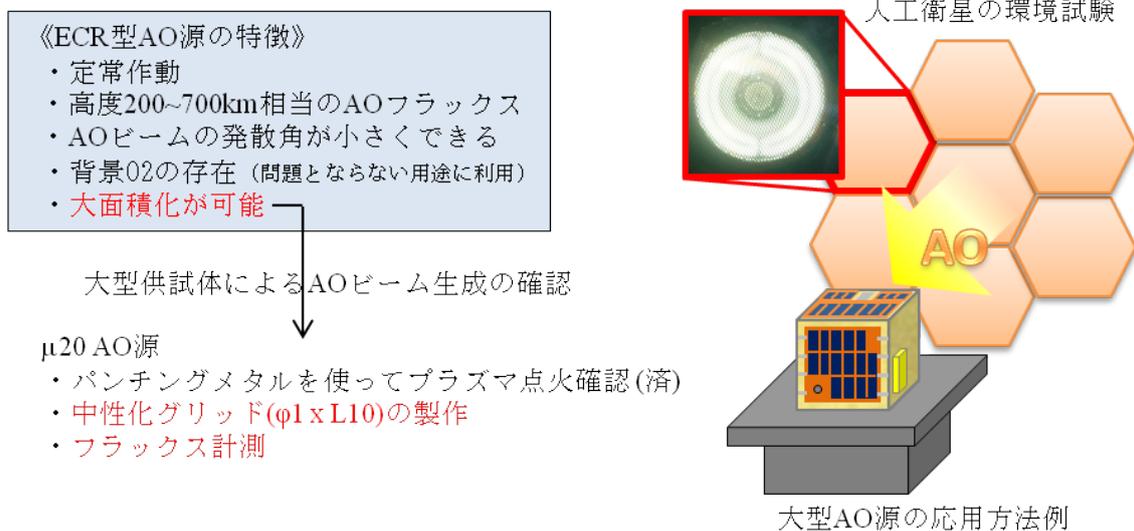


Figure 77 The concept of a clustered upper atmosphere simulator



Figure 78 The neutralization grid for the beam area of 300 cm^2



Figure 79 The picture of large scale atomic oxygen source during operation check.

付録 D. ラングミュアプローブ計測

D.1 磁場なし理論

プラズマ中にプローブ^{D-1), D-2)}を挿入し, 導体周辺のプラズマが持つ電位 (プラズマ空間電位) V_s と同電位に保つとプラズマは電氣的に何の擾乱も受けずプラズマ状態のまま存在する. このプラズマ中のプローブに外部からプローブ電位 V_p を印加すると, プローブ電流 I_p は Figure 80 のような電流電圧特性を得ることができる. 電流-電圧特性は, 空間電位 V_s と電流がゼロになる浮動電位 V_f を境に, 大まかに言って3つの部分に分けられる. プローブが空間電位 V_s にあるときは, 周囲のプラズマと全く同電位であるので, プラズマ中の電子とイオンは熱運動によって自由にプローブ表面に到達する. このプローブ電流はプラズマ粒子の熱拡散電流である. プローブ表面の単位面積を単位時間内に通過する電子の個数を Γ_e とし, また電子の速度がマクスウェル分布に従うとすれば以下の式で与えられる.

$$\Gamma_e = n_e \int_0^\infty v F(v) dv = n_e \int_0^\infty v \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) dv = n_e \sqrt{\frac{k T_e}{2\pi m_e}} = \frac{1}{4} n_e \langle v_e \rangle$$

ただし, n_e : 電子密度, k : ボルツマン定数, T_e : 電子温度, m_e : 電子質量, $f(v)$: 速度分布関数, $\langle v_e \rangle$: 電子の熱運動平均速度である. またイオンも同様に表せる.

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8k T_e}{\pi m_e}}$$

ここで, e を電荷素量, S をプローブ表面積とすると, 電子・イオンの熱拡散電流はそれぞれ以下の式で与えられる.

電子に関しては

$$I_{e0} = \frac{1}{4} N_e e \bar{v}_e S = \frac{1}{4} N_e e \left(\frac{8k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} S$$

正イオンに関しては

$$I_{i0} = \frac{1}{4} N_i e \bar{v}_i S = \frac{1}{4} N_i e \left(\frac{8k T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} S$$

でそれぞれ表される. ここで, m_e と m_i は電子及びイオンの質量, \bar{v}_e と \bar{v}_i は電子及びイオンの平均熱速度を表す. プローブには I_{e0} と I_{i0} の両方が同時に流入するためプローブ電流 I_p は次のようになる.

$$I_p = \frac{1}{4} e S n_0 \{ \langle v_e \rangle - \langle v_i \rangle \}$$

ただし, I_p の正の方向は便宜上電子の流れる方向にとる.

$m_i \gg m_e$ のため T_i が T_e に比べはるかに大きくない限り $\langle v_e \rangle \gg \langle v_i \rangle$ が成り立ち, プローブには負の電流が流れる.

プローブ電位が V_s よりも正になると, プローブ付近生じた電界により電子は引き寄せられるが, イオンはプローブ表面から追い返さる. プローブ表面には電子鞘(Electron sheath)が形成され, 正電圧の増加と共に電子電流は増大する. このとき正電荷に打ち勝つ速度を持ったイオンのみがプローブに流れ込むから Γ_i は次のようになる.

$$\Gamma_i = n_i \int_{\sqrt{2eV/m_i}}^{\infty} v F(v) dv = \frac{1}{4} n_i \langle v_i \rangle \exp\left(-\frac{eV}{kT_i}\right)$$

したがって, プローブに流れる全電流 I_p は次のようになる.

$$I_p = \frac{1}{4} e S n_0 \left\{ \langle v_e \rangle - \langle v_i \rangle \exp\left(-\frac{eV}{kT_i}\right) \right\}$$

プローブとの電位差 V によらず一定の値となった時のプローブ電流 I_p を電子飽和電流 I_{es} と呼ぶ. この領域では正電圧を極端に増やすと, 最終的にはプローブを電極とした放電状態が始まり, 電流が急激に増大し, プローブが焼損破壊される恐れがあるので注意を要する.

プローブに V_s より負の電圧を印加すると, 今度はプローブ表面から電子が追い返され電子電流の流入が減る一方で, イオン電流の流入が増える. したがってプローブ電流は先ほどと同様に次のように表すことができる.

$$I_p = \frac{1}{4} e S n_0 \left\{ \langle v_e \rangle \exp\left(-\frac{eV}{kT_i}\right) - \langle v_i \rangle \right\}$$

しかし電子電流はイオン電流に比べて断然大きいので, プローブには見かけ上依然として電子電流が流れるが, 負電圧の増加とともに, 負のプローブ電流は急激に減少し, 浮動電位 V_f の点でゼロとなる. これはこの点でプローブに流入する電子電流とイオン電流の値がちょうど等しくなるからである. プローブの電位を V_f に比べてさらに負にすると, 電子電流はさらに減少し, イオン電流はさらに増えるので, 差し引きでプローブには正のイオン電流が流れるようになり, 負の電圧が増えるとともに電流は増大する. この時プローブ表面付近にはイオン鞘(Ion sheath)を形成する. プローブ電流 I_p は一定となり, このときの電流をイオン飽和電流と呼ぶ. イオン飽和電流は次の式で与えられる.

$$I_{is} = eSn_e \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\right)$$

プローブ測定が行われるプラズマにはいろいろな状態のものがあるが、最も基本的なものとして、低圧ガス圧の無衝突プラズマ(Collision less plasma)で(1)電子の平均自由行程がプローブの寸法及びイオン鞘の厚みに比べて十分大きい、(2)電子のエネルギーがマクスウェル分布である、と仮定できる場合である。

プラズマ電位 V_s は電子が減速される減速電界領域から電子飽和領域へと折れ曲がりを生ずる点である。 V_s は熱拡散電子電流がほとんどプローブに流れている点であるが、実際に測定で得られる値は電子電流のみではなく、イオン電流 I_i も含まれているので、はっきりとした折れ曲がりが見られない。そこで、 I_e だけの特性曲線を推定して V_s を求める。プローブ電位が十分に負である領域では電子電流は入り得ないので、プローブ電流 I_p はほぼ I_i とみなしてよい。イオン飽和領域で接線を引きそれを I_i と見なし、 I_p と I_i の差から I_e を求める。イオン電流の補正をして得られた電子電流 I_e は、横軸に V 、縦軸に I をとりセミロググラフにプロットする。セミログにプロットした I_e は V_s 付近で屈曲点を持つはずであるが、実際にははっきりとした形は見えぬ緩やかな曲線を描く。これはプローブが、プラズマに擾乱を与えるために起こると考えられている。そこで、 V_s の z 前後の領域の直線部分に接線を引き、交わる点を V_s とする。

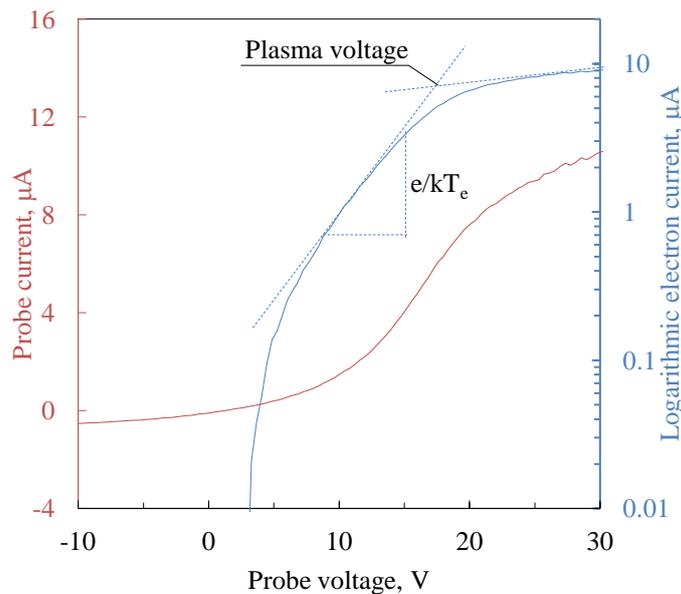


Figure 80 Typical probe I-V curve

D.2 プローブ計測結果

電子温度とプラズマ密度に関する結果を以下のグラフに纏める。

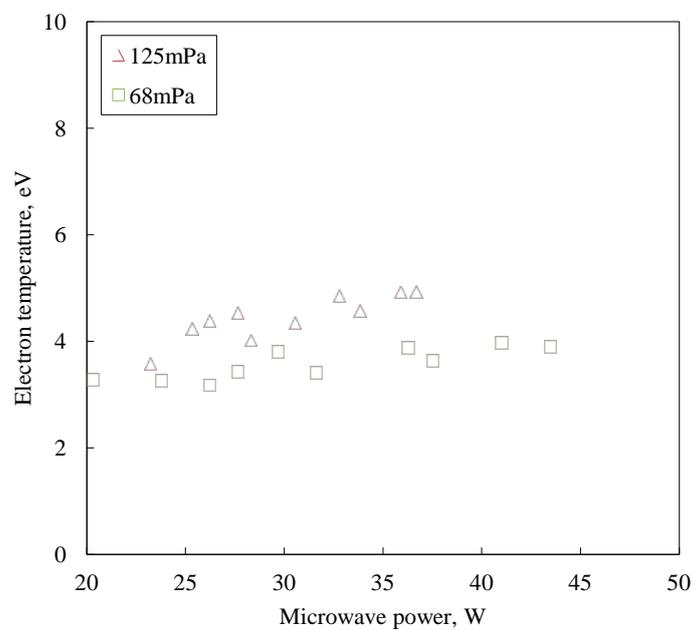


Figure 81 Electron temperature measured by Langmuir probe

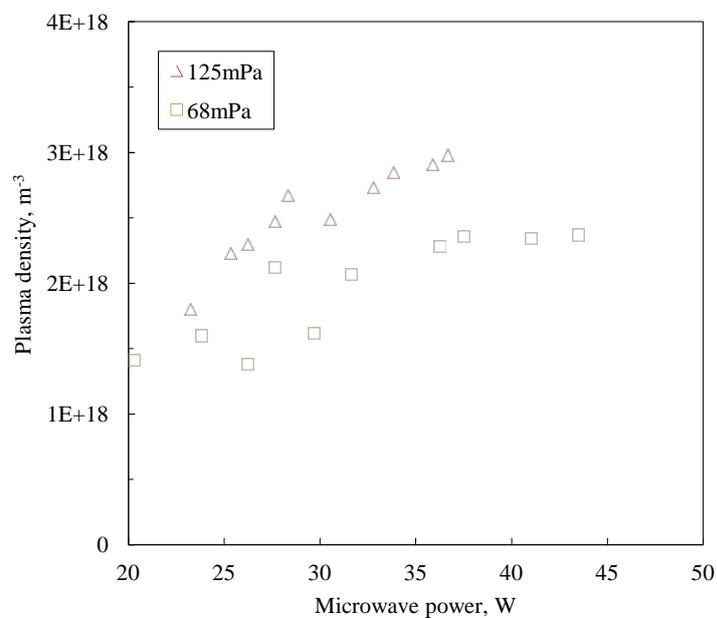


Figure 82 Plasma density measured by Langmuir probe

付録 E. 宇宙構造材の劣化問題

電気推進機による新たな宇宙利用への関心が広がりを見せる中で、超低高度領域を利用する衛星は従来衛星より原子状酸素密度の濃い空間に曝されることになる。通常の低軌道衛星が飛行する高度 700 km と比較すると高度 200 km の原子状酸素密度は約 500 倍の量にも及ぶ。今後、新たに超低軌道領域を利用していくには原子状酸素が引き起こす材料劣化は避けて通ることはできない問題である。

実際に軌道上に暴露された構造材が原子状酸素によって破壊された例も報告されている。高度 370 km を周回する国際宇宙ステーションでは、両面アルミコーティング付きポリイミドフィルムが、打ち上げ設置後から僅か 1 年暴露された結果、激しく破損していた^{E-1)}。原子状酸素により劣化を受けた宇宙構造材の写真を Figure 83 に示す。破損したポリイミドフィルムは国際宇宙ステーションの太陽電池パドルの端面に使用されていた。

高層大気の大部分を占める原子状酸素は、衛星に用いられる高分子材料の性能を著しく劣化させる環境因子として考慮する必要がある。原子状酸素による高分子材料の劣化はスペースシャトルにより宇宙に暴露した材料を地球へ回収することができるようになって顕在化した。それ以降、スペースシャトルを利用した材料暴露実験 Evaluation of Oxygen Interactions with Materials (EOIM)等や国際宇宙ステーションを利用した材料暴露実験 Materials International Space Station Experiment (MISSE)等を実施している。

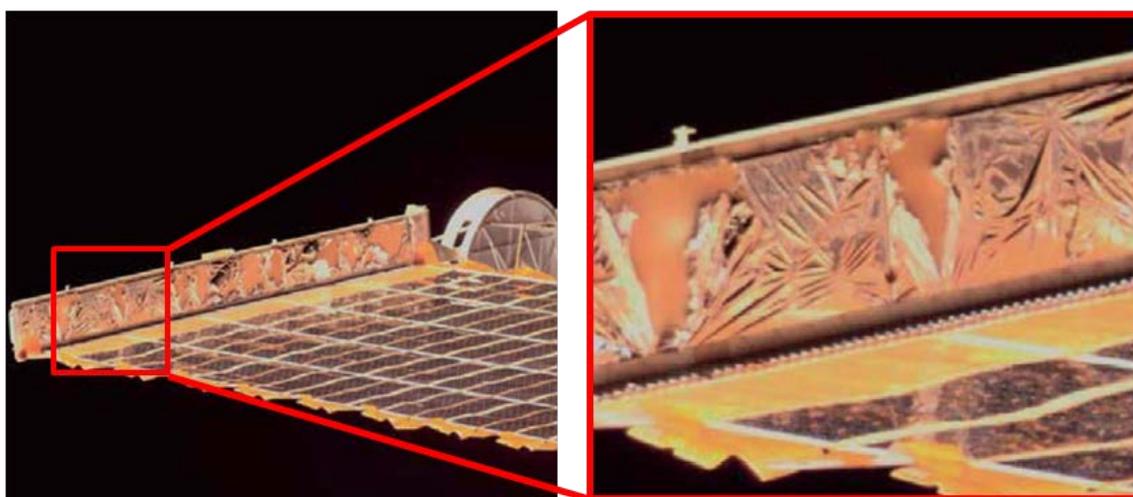


Figure 83 Atomic oxygen reaction pathways with polymers

付録 F. 中性化グリッドの数値計算

JAXA/JEDI の渡邊氏に協力を依頼し，JAXA/ARD の大川氏が過去に製作された 2D-PIC コードを AO 源グリッド用に修正を加える形で粒子分布を解析した．ここでは提供頂いた数値解析結果を参考として紹介する．

解析条件を Figure 84 に示す．解析領域はグリッド入口 1 mm 上流の箇所からグリッド出口 3 mm 下流までの 14 mm の軸方向区間で，グリッド孔を中心軸 ($r = 0$) とした円筒軸対象の半径方向区間 1 mm の領域である．解析領域 ($z: 14 \text{ mm} \times r: 1 \text{ mm}$) に対しメッシュ数は $z: 3,000 \times r: 100$ であり，軸方向メッシュの刻み幅 ($4.7 \times 10^{-6} \text{ m}$) はデバイ長 ($7.7 \times 10^{-6} \text{ m}$) より短い．また，時間刻み幅は $2.6 \times 10^{-11} \text{ s}$ でプラズマ周波数 ($\sim 3.2 \times 10^{10} \text{ s}$) より短い．計算コストを削減するため粒子は 100 個の粒子を代表したもので，電子の質量を実際の 100 倍に設定した．上流境界 ($z = 0 \text{ mm}$) から電子およびイオンを逐次一定量投入する．中性化グリッドに入射した電子およびイオンは再結合し消失する． $r = 0 \text{ mm}$ と $r = 1 \text{ mm}$ の境界に入射した電子およびイオンは反射する．下流境界 ($z = 14 \text{ mm}$) に到達した電子およびイオンは流出したとして電流を計測する．

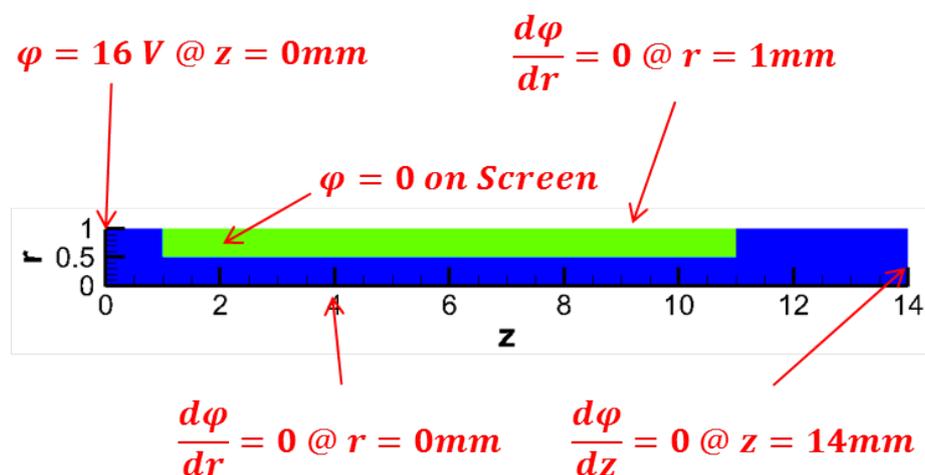


Figure 84 Analytical area of the neutralization grid

Table 20 Input parameter

Upstream plasma density	$3.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
Upstream ion temperature	373 K
Upstream electron temperature	3.2 eV
Upstream plasma potential	16.0 V
Neutralization grid voltage	0 V

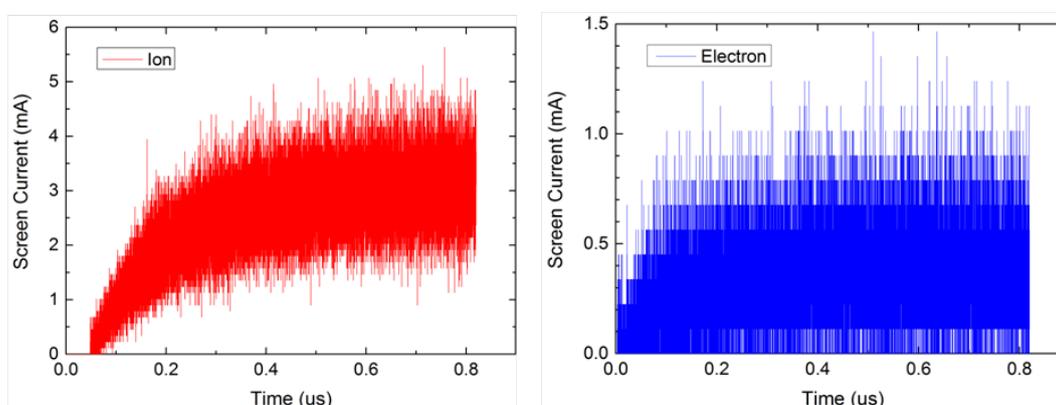


Figure 85 Time transition of the grid current

プラズマの入力条件をに纏める. 上流プラズマ密度 $3.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 上流イオン温度 373 K, 上流電子温度 3.2 eV, 上流プラズマ電位 16.0 V, 中性化グリッド電位 0 V である.

Figure 85 にグリッド電流の推移を示す. 0.4 ms 程度でグリッドに流れ込むイオン電流が一定になっているため収束していると判定し, 0.8 μs まで計算を回した解析結果を以下に示す. Figure 86 はイオン密度分布, Figure 87 は電子密度分布, Figure 88 は電位分布を示す. 荷電粒子の密度分布よりグリッド孔内部へと入るに従いプラズマが薄くなっていることが見てとれる. シースの定義をプラズマ電位が保たれる境界とすると, 電位分布結果では凡例黄色の線がシース境界に対応する. 数値計算結果からもグリッド孔内部までプラズマが入り込み, シースが張り出した形状をしていることが示された. プラズマはグリッド孔の 0.07 mm あたりまで入り込んでいる.

このときグリッド孔内壁の各位置におけるイオンの衝突個数とその時の入射角の分布について Figure 89 に纏める。グリッド孔の入口からの距離 0.1 mm ごとに区分けされている。0.0 ~ 0.1 mm の区間において全入射粒子の 76 % が衝突していることが示されている。さらに入射角も 4 ~ 78 度まで幅広く分布している。この傾向は 0.1 ~ 1.0 mm には見られない。

実験結果および数値解析結果からプラズマがグリッド孔内部まで入り込んでいるこ

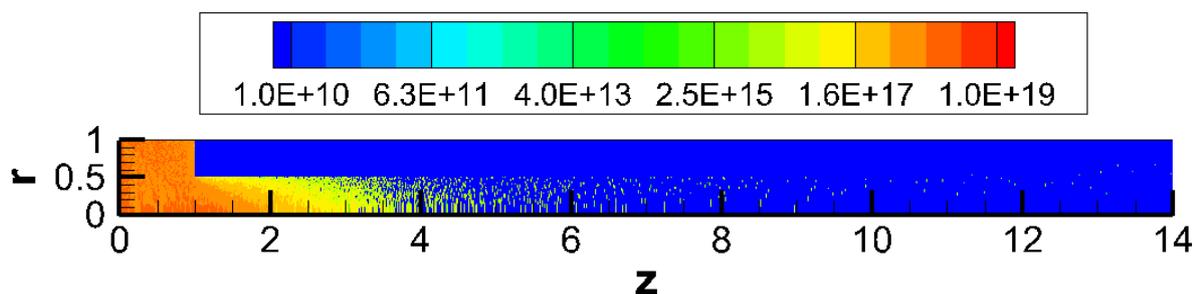


Figure 86 Ion density distribution of the neutralization grid at 0.8 μ s

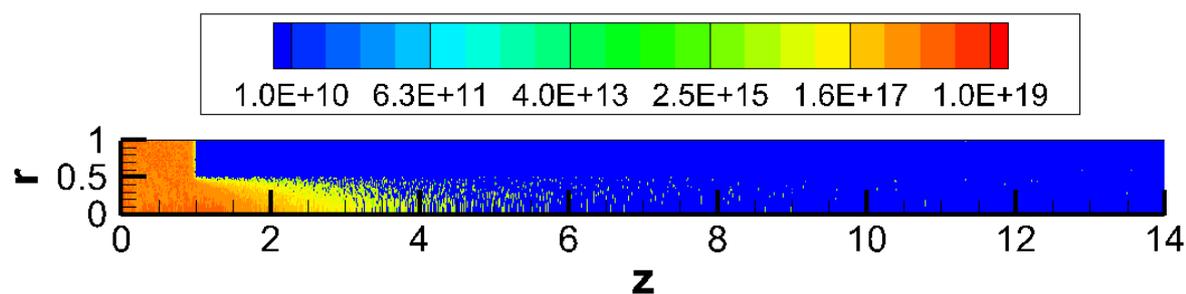


Figure 87 Electron density distribution of the neutralization grid at 0.8 μ s

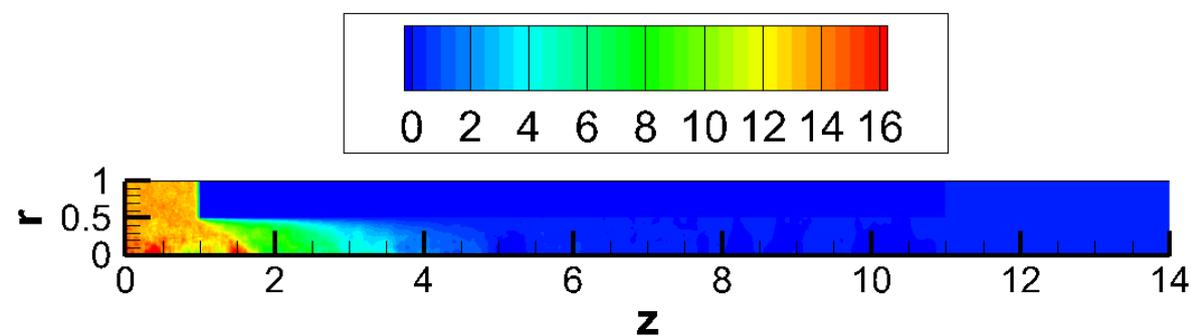


Figure 88 Electric potential distribution of the neutralization grid at 0.8 μ s

とが示された。そのためイオンの壁面衝突はグリッド孔入口において支配的に生じており、中性化効率は非常に高い。しかしグリッド孔入口付近であるほど、中性化した粒子が無衝突（中性化後に再衝突することなく）でグリッド孔を通り抜けられる見込み角（反射角）は狭くなる。

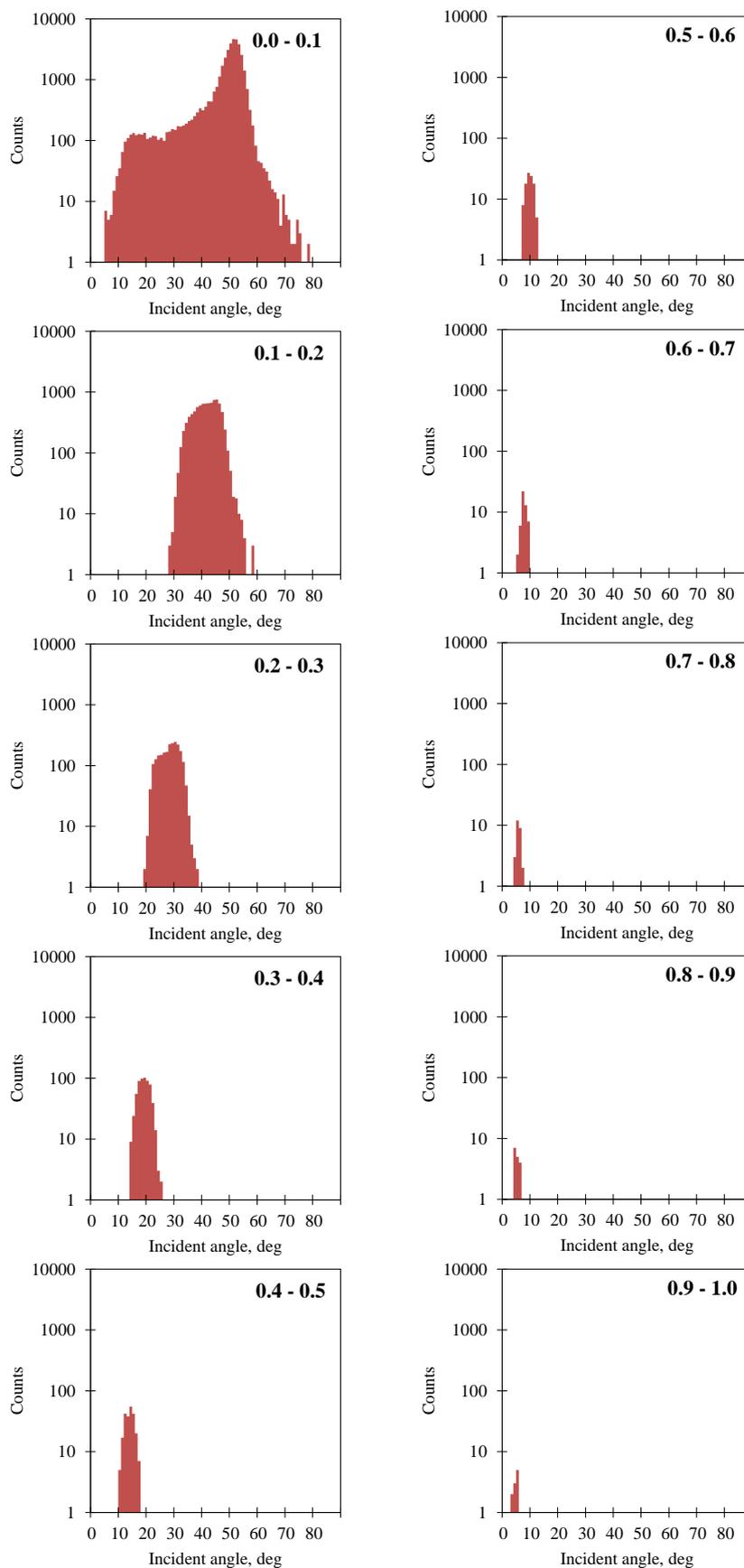


Figure 89 Particle count and incident angle of atomic oxygen ions at each locations

参考文献

- A-1) 川勝康弘, 深宇宙探査技術実験ミッション DESTINY の概要, 第 57 回宇宙科学技術連合講演会, JSASS-2013-4056, 2013
- B-1) B.Banks, S.Miller, and K.Groh, Low Earth Orbital Atomic Oxygen Interaction with Materials, AIAA 2004-5638
- B-2) 島村宏之, 中村孝, 宇宙環境曝露によるポリイミドフィルムの機械特性劣化とその予測法, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-10-009, 2010
- B-3) B.Banks, A.Snyder, and S.Miller, Issue and Consequence of Atomic Oxygen Undercutting of Protected Polymers in Low Earth Orbit, NASA / TM-2002-211577, 2002
- D-1) プラズマ診断の基礎と応用, プラズマ核融合学会編, コロナ社, 2006
- D-2) プラズマ生成と診断 応用への道, プラズマ核融合学会編, コロナ社, 2004
- E-1) C.Batten, K.Brown, and B.Lewis, A Special Study of a Radio-Frequency Plasma Generated Flux of Atomic Oxygen, NASA Technical Memorandum 4612, 1994.

謝辞

本論文は筆者が総合研究大学院大学物理科学研究科宇宙科学専攻博士課程において JAXA 宇宙科学研究所國中西山研究室で取り組んだ研究成果を纏めたものである。

本研究に関して終始ご指導ご鞭撻を頂きました西山和孝准教授に心より感謝致します。また、進捗報告に際し常に有用なコメントを頂きました國中均教授，小泉宏之准教授に深謝致します。

第4章で述べたエネルギー計測にあたっては，神戸大学宇宙環境研究グループの装置を使用させて頂きました。研究環境を提供いただき，また親身にご指導下さった神戸大学 田川雅人准教授に心より感謝いたします。

学位審査に際し本論文をご精読頂き有用なアドバイスを頂きました船木一幸准教授，阿部琢美准教授に深謝致します。

研究活動ならびに日常業務に際し様々な面からご指導，ご支援頂いた清水幸夫様，細田聡史様，船田美和子様，安藤孝弘様，渡邊裕樹様，河本正光様に感謝致します。

最後に大学・大学院に通わせてくれた両親に心より感謝します。本当にありがとうございました。

図目録

Figure 1	The flight image of the GOCE. Credit; ESA	5
Figure 2	The flight image of SLATS. Credit; JAXA	6
Figure 3	Prospect of Very Low-Earth-Orbit Satellite after SLATS. Copy-edit a JAXA report at the MEXT Council for Science and Technology.	8
Figure 4	Concept of Air Breathing Ion Engine proposed by Nishiyama	10
Figure 5	Density of atmospheric species as a function of altitude	13
Figure 6	Atomic oxygen energy at the perigee altitude of 200 km	15
Figure 7	Atomic oxygen flux in low earth orbit. Eccentricity is 0.....	15
Figure 8	This study in prespective	20
Figure 9	Neutral beam sources using ion surface neutralization technique. Not only for simulating the very LEO environment but also for applying to material processes.....	7
Figure 10	Schematic diagram of the atomic oxygen source in this study	2
Figure 11	The picture of the atomic oxygen source	3
Figure 12	The picture of the neutralization grid.....	3
Figure 13	Configuration view and cross section view of orifices in the neutralization grid	3
Figure 14	The magnetic field map of the discharge chamber	4
Figure 15	Electron collision cross-section of oxygen molecule.....	6
Figure 16	Electron collision cross-sections of atomic oxygen	6
Figure 17	Electron collision cross-sections of molecular oxygen ion.....	7
Figure 18	Theoretical ionization rate constant of oxygen. A is ionization: $O_2 + e^- \rightarrow O_2^+ + 2e^-$, B is dissociative ionization: $O_2 + e^- \rightarrow O + O^+ + 2e^-$, C is dissociation: $O_2 + e^- \rightarrow O + O + e^-$, D is ionization: $O_2 + e^- \rightarrow O_2^{++} + 3e^-$, E is dissociative excitation: O_2^+	

$+ e^- \rightarrow O^+ + O^* + e^-$, and F is ionization: $O + e^- \rightarrow O^+ + 2e^-$	7
Figure 19 Ionization process and rate constant of oxygen at the electron temperature of 4 eV.....	8
Figure 20 Resonance or Auger processes which can occur at a metal surface when an ion or excited atom approaches it with minimal kinetic energy.....	10
Figure 21 Atom's collision models. (a) Energetic atom collides with one surface atom. (b) Hyperthermal atom collides with a number of surface atoms. (c) Thermal atom behaves quantum mechanically as diffraction of the wave function of the atom from the corrugated potential of the entire surface.....	11
Figure 22 The block diagram of vacuum system.....	14
Figure 23 The picture of vacuum chambers.....	14
Figure 24 Experimental setup for time-of-flight measuring the translational energy.....	3
Figure 25 Configuration view in the source chamber.....	4
Figure 26 The slit gate opening time.....	5
Figure 27 The defined average flight time. A relationship between the opening area and the TOF signal.....	5
Figure 28 Block diagram of neutral detector system.....	7
Figure 29 Layout sketch and the procedure of forward backward offset.....	8
Figure 30 TOF signal of atomic oxygen ions. QMS was configured at $m/z = 16$ and FIL = off.....	11
Figure 31 TOF signal of atomic oxygen. QMS was configured at $m/z = 16$ and FIL = on.....	11
Figure 32 TOF signal of molecular oxygen ions. QMS was configured at $m/z = 32$ and FIL = off.....	12
Figure 33 TOF signal of oxygen molecules. QMS was configured at $m/z = 32$ and FIL = on.....	12
Figure 34 TOF signal of atomic oxygen out of operation. Oxygen gas was just being supplied. The discharge chamber pressure was 125 mPa.....	13
Figure 35 The image of electrical potential distribution in the TOF measurement system.....	15
Figure 36 The TOF spectra of ions with respect to the grid voltage. Filament was off. The m/z was 16. Microwave power was 48 W. The discharge chamber pressure was 125	

mPa.....	16
Figure 37 The TOF spectra of neutrals with respect to the grid voltage. Filament was off. The m/z was 16. Microwave power was 48 W. The discharge chamber pressure was 125 mPa.....	16
Figure 38 The translational energy dependence on the grid voltage. The m/z was 16. Microwave power was 48 W. The discharge chamber pressure was 125 mPa.....	17
Figure 39 The translational energy dependence on the discharge chamber pressures. The m/z was 16. Microwave power was 48 W. The grid was connected to ground.....	21
Figure 40 The translational energy dependence on the input microwave powers. The m/z was 16. The discharge chamber pressure was 125 mPa. The grid was connected to ground.	21
Figure 41 Schematic layout of electric potential and magnetic line map.....	25
Figure 42 The picture of Langmuir probe.....	26
Figure 43 Typical probe I-V curve.....	27
Figure 44 Plasma potential dependence on the microwave power at the discharge chamber pressure of 125 mPa and 68 mPa.....	29
Figure 45 Plasma potential dependence on the grid voltage at the discharge chamber pressure of 125 mPa and the microwave power of 48 W.	29
Figure 46 Photograph of the MISSE2 PEACE Polymers experiment including two Kapton-H polyimide atomic oxygen fluence witness samples.....	2
Figure 47 Atomic oxygen reaction pathways with polymers.....	4
Figure 48 The experimental setup for atomic oxygen flux measurement.....	8
Figure 49 Coordinate axes for measuring atomic oxygen flux. QCMs can be moved toward axis direction and radial direction.	8
Figure 50 Left-side QCM has no coating and right-side QCM has polyimide coating.....	9
Figure 51 Typical temperature dependence data of QCM.....	9
Figure 52 Frequency changes of QCMs. The discharge chamber pressure was 125 mPa and grid voltage was 0 V.....	10
Figure 53 The atomic oxygen flux dependence on the microwave power. The grid voltage was 0 V.....	12
Figure 54 The utilization efficiency dependence on the microwave power. The microwave power was 68.8 W and the grid voltage was 0 V.	12

Figure 55	The atomic oxygen flux dependence on the discharge chamber pressure. The microwave power was 68.8 W and the grid voltage was 0 V.	13
Figure 56	The utilization efficiency dependence on the discharge chamber pressure. The microwave power was 68.8 W and the grid voltage was 0 V.	13
Figure 57	Radial distributions of atomic oxygen flux at the distance of 20 mm from the grid. Microwave power was 35.4 W, the discharge chamber pressure was 68 mPa, and the grid voltage was 0 V.	14
Figure 58	The schematic drawing of geometric relations. The beam divergence angle θ is defined at the edge of the grid.	15
Figure 59	Radial distributions of atomic oxygen flux at the distance of 150 mm from the grid. Microwave power was 35.4 W, the discharge chamber pressure was 94 mPa, and the grid voltage was 0 V.	16
Figure 60	Different plasma mode (a) Low flux mode, (b) High flux mode.....	17
Figure 61	Pictures of different mode of plasma. (a) Low flux mode, (b) High flux mode	18
Figure 62	Configuration view of the discharge chamber	19
Figure 63	Side view of oxygen plasma at discharge chamber pressure of 125 mPa.....	19
Figure 64	Summary of TOF signal (Figure 26 - 29)	3
Figure 65	Hyperthermal neutral compositions	4
Figure 66	The experimental setup for dynamic pressure measurement	5
Figure 67	Dynamic pressure of cold gas	5
Figure 68	Neutralization process based on hypothetical sheath region.....	8
Figure 69	Grid apertures with unequal grid length	10
Figure 70	Effect of the grid aperture length on atomic oxygen flux and ion flux	10
Figure 71	Effect of the grid aperture on utilization efficiency	11
Figure 72	The images of hypothetical sheath shape with respect to the diameter of the neutralization grid aperture. (a) $D \gg \lambda_d$ and (b) $D \approx \lambda_d$. D is the diameter of the aperture and λ_d is the Debye length.....	12
Figure 73	The image of DESTINY	2
Figure 74	DESTINY mission profile	3
Figure 75	Density of atmospheric species as a function of altitude.....	4
Figure 76	Polar plot of relative atomic oxygen flux as a function of the angle between the	

ram direction and the normal of the arrival surface for a LEO spacecraft in a 400 km orbit at 28.5° inclination and 1000 K thermosphere.....	7
Figure 77 The concept of a clustered upper atmosphere simulator.....	8
Figure 78 The neutralization grid for the beam area of 300 cm ²	9
Figure 79 The picture of large scale atomic oxygen source during operation check.	9
Figure 80 Typical probe I-V curve	12
Figure 81 Electron temperature measured by Langmuir probe.....	13
Figure 82 Plasma density measured by Langmuir probe	13
Figure 83 Atomic oxygen reaction pathways with polymers.....	14
Figure 84 Analytical area of the neutralization grid.....	15
Figure 85 Time transition of the grid current	16
Figure 86 Ion density distribution of the neutralization grid at 0.8 μs.....	17
Figure 87 Electron density distribution of the neutralization grid at 0.8 μs.....	17
Figure 88 Electric potential distribution of the neutralization grid at 0.8 μs	17
Figure 89 Particle count and incident angle of atomic oxygen ions at each locations	19

表目録

Table 1	Classification according to air intake concepts	9
Table 2	Momentum accommodation coefficients measured by four early satellites.....	17
Table 3	Development target of the atomic oxygen source	22
Table 4	The main types of FAO source in LEO environment simulation facilities worldwide.....	5
Table 5	Threshold energies for electron collision with oxygen atom or molecule.....	5
Table 6	Specifications of equipments.....	12
Table 7	Specifications of a vacuum chamber	13
Table 8	Detectable particles dependence on QMS configurations	7
Table 9	Results of flight times by TOF measurement	13
Table 10	Results of ion flight time dependence on the grid voltage. $m/z = 16$, FLI = off	18
Table 11	Results of neutral flight time dependence on the grid voltage. $m/z = 16$, FLI = on.....	19
Table 12	Results of neutral flight time dependence on the discharge chamber pressure. $m/z = 16$, FLI = on	22
Table 13	Results of ion flight time dependence on the discharge chamber pressure. $m/z = 16$, FLI = off	22
Table 14	Results of neutral flight time dependence on the input microwave power. $m/z = 16$, FLI = on.....	23
Table 15	Polyimide erosion yield data	3
Table 16	Parameters of quartz crystal	5
Table 17	Specification of the counter.....	7
Table 18	SCN counts of each component.....	2

Table 19 Inflow ratio of molecules and ions	7
Table 20 Input parameter.....	16

