

卒業論文

題目 原子力電気推進システムの概念設計

氏名 小谷 優介

所属教育分野 プラズマ理工学

指導教員 中島 秀紀 教授

九州大学工学部エネルギー科学科

提出年月 平成 20 年 2 月

目次

第1章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 原子力電気推進の歴史	2
1.3 研究目的	3
1.4 研究の流れ	4
第2章 システム構成	5
2.1 探査機概要	5
2.2 発電方式	6
2.3 発電システムの構成	8
2.3.1 高温ガス冷却炉と遮蔽体	8
2.3.2 ディスク形状ホール型	11
2.3.3 熱交換器	13
2.3.4 放熱器	14
2.4 イオンエンジン	15
2.4.1 イオンエンジンの位置づけ	15
2.4.2 直流放電型イオンエンジン	17
2.4.3 マイクロ波放電型イオンエンジン	17
2.4.4 推進剤の種類	18
2.4.5 推進剤の貯蔵	20
2.5 レーザー駆動エンジン	22
第3章 軌道計算の準備	23
3.1 熱サイクル	23
3.1.1 作動流体の質量流量	23
3.1.2 T-s 線図	26
3.2 プラント効率	29
3.3 電源系質量	30
3.3.1 MHD 発電機質量	31
3.3.2 熱交換器	33
3.3.3 放熱器・圧縮機	34
3.4 電源比質量の最適化	34
3.5 推進機の計算条件	38

第4章 軌道計算の結果と考察	41
4.1 軌道計算コードについて	41
4.2 軌道計算の入力条件	42
4.3 探査機初期質量の最適化	43
4.4 軌道計算の計算結果	44
4.5 探査機の質量構成	46
4.6 耐久性の検討	48
第5章 結論	51
参考文献	53
謝辞	54

第1章 序論

1.1 研究背景

2003年5月9日、M-V ロケット5号機によって打ち上げられた探査機「はやぶさ (MUSEC-C)」は、2005年9月に目標天体である小惑星「イトカワ」にランデブーを果たした。その航行中に、探査機「はやぶさ」の推進機であるマイクロ波放電型イオンエンジン ($\mu 10$) は、延べ2万6千時間に及ぶ作動実績を残した。一方、H-IIA ロケットの打ち上げ能力は年々上昇してきている。2006年12月18日、技術試験衛星VIII型「きく8号 (ETS-VIII)」を打ち上げたH-IIA204型ロケットの打ち上げ能力は5700kgにもなる。このような推進機の長寿命化とロケット打ち上げ能力の向上に伴い、探査機はより遠い天体へ航行できるようになった。

しかし、そこにはいくつかの弊害がある。その一つが電力の確保である。上記の探査機「はやぶさ (MUSEC-C)」は、その動力源に太陽光を利用している。太陽光の強度は太陽からの距離の2乗に反比例する。そのグラフを図1.1に示す⁽¹⁾。図から分かる通り、太陽から遠く離れた天体に航行するには太陽に依存しない発電システムが必要になるだろう。

現在、太陽電池以外の発電システムで、深宇宙探査に用いられている主な発電システムは原子力電池である。原子力電池とは、放射性元素の原子核崩壊の際に発生するエネルギーを利用する発電システムのことである。放射性同位体がすべて崩壊するか、あるいは発電に有効な温度差がなくなるまで発電することができるので、長期間の運用が可能である。この原子力電池を用いた探査機の例として挙げられるのが、1977年8月20日に打ち上げられた惑星探査機「ボイジャー2号」、1997年10月15日に打ち上げられた土星探査機「カッシーニ」である。さらに、2006年1月19日に打ち上げられた冥王星探査機「ニューホライズンズ」は、太陽系外縁天体の観測という野心的な計画を立てている。

しかしこの原子力電池にも大きく2つの問題がある。1つ目は、原子力電池の単位体積当たりの発電出力が小さいことである。前述の通り、原子力電池は放射性元素が原子核崩壊する時に発生する熱を利用する。そのため、核反応を積極的に利用する原子炉に比べて発電密度が小さく、大型の惑星探査機を設計する場合に原子力電池は不利になってしまう。2つ目は原子力電池の燃料が、放射能が強く α 崩壊する核種を使用していることである。具体的には、半減期が約88年のプルトリウム238や半減期が約138日のポロニウム210などを使用している。原子炉でもウランなどの放射性元素を使用しているが、ウラン235の場合、その半減期は約 7×10^8 年と長い。従って原子力電池に比べると、原子炉は放射能汚染による危険性は少ないと言える。

そこで本研究では太陽電池以外の発電システムとして、高温ガス炉を熱源に発電して航行する「原子力電気推進システム」を検討する。この原子力電気推進システムは深宇宙探査に有利と考えられ、米国の JIMO (Jupiter Icy Moon Orbiter) 計画で検討された経緯がある⁽²⁾。

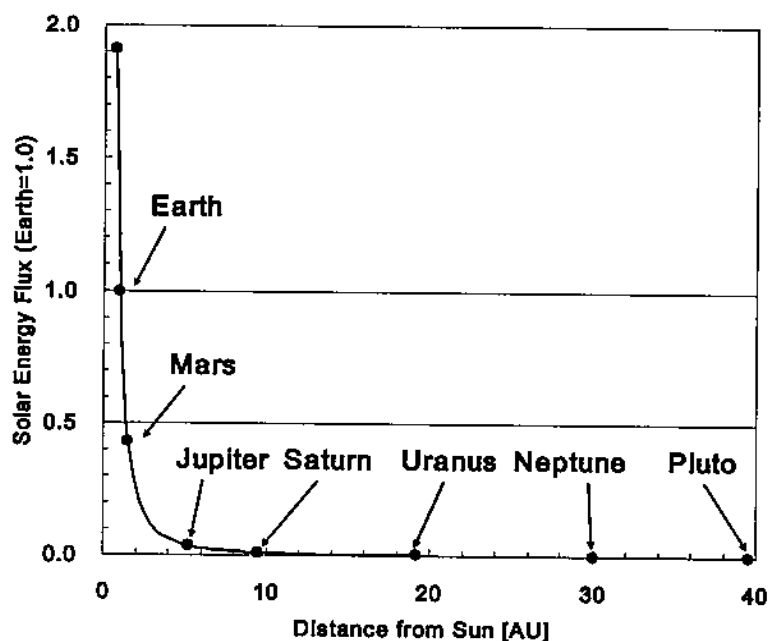


図 1.1 各惑星での太陽光強度

出典 星野健；“JAXA における宇宙用新エネルギー研究”
(第 47 回 航空原動機・宇宙推進講演会、2007)

1.2 原子力電気推進の歴史

原子力エネルギーを利用するロケットのことを「原子力ロケット」と呼ぶ。その原子力ロケットには、原子炉で推進剤を加熱する「原子力熱推進」、ロケットの後方で核爆弾を爆発させて推力を得る「核パルス推進」、原子炉を熱源に発電して推進剤を噴出させる「原子力電気推進」の 3 つの方式がある。本研究の主題である原子力電気推進について、米国及び旧ソ連で研究が行われた代表的な宇宙用原子炉発電システムである SP-100 と TOPAZ を例にして述べる。

1983 年、米国の NASA、国防省、エネルギー省は協力して SP-100 の開発を開始した。この開発は宇宙でのエネルギー需要の増加に対応するため、軽量で安全性に優れ、長期間稼働できる大容量の原子炉発電システムの実用化を目指していた。図 1.2 にシステム構成を示す⁽³⁾。その後 1991 年に、予算の制約から開発の見直しがなされ、原子炉アセンブリ試験は大幅に延期された。熱輸送系、熱電変換系、放熱系などのサブシステムレベルでの試験は 1995 年から 1998 年にかけて行われた。性能実証のための原子炉アセン

ブリ試験は2003年に開始されて、総合システム試験が行われる計画であった。しかし、宇宙開発予算の削減に従って、現在では見送られている。

一方、旧ソ連では熱電子変換を用いた宇宙用原子炉発電システム TOPAZ の開発を1960年代から開始し、1970年から原型モデル試験、1982年から飛行モデルの地上試験を行った。1987年から1988年の間には、旧ソ連は TOPAZ の改良型である TOPAZ-2 を搭載した Cosmos1818 及び Cosmos1867 を打ち上げた。TOPAZ-2 は800km 高度の地球周回軌道上で、5kW の発電を維持して、342 時間に及ぶ飛行試験に成功した。

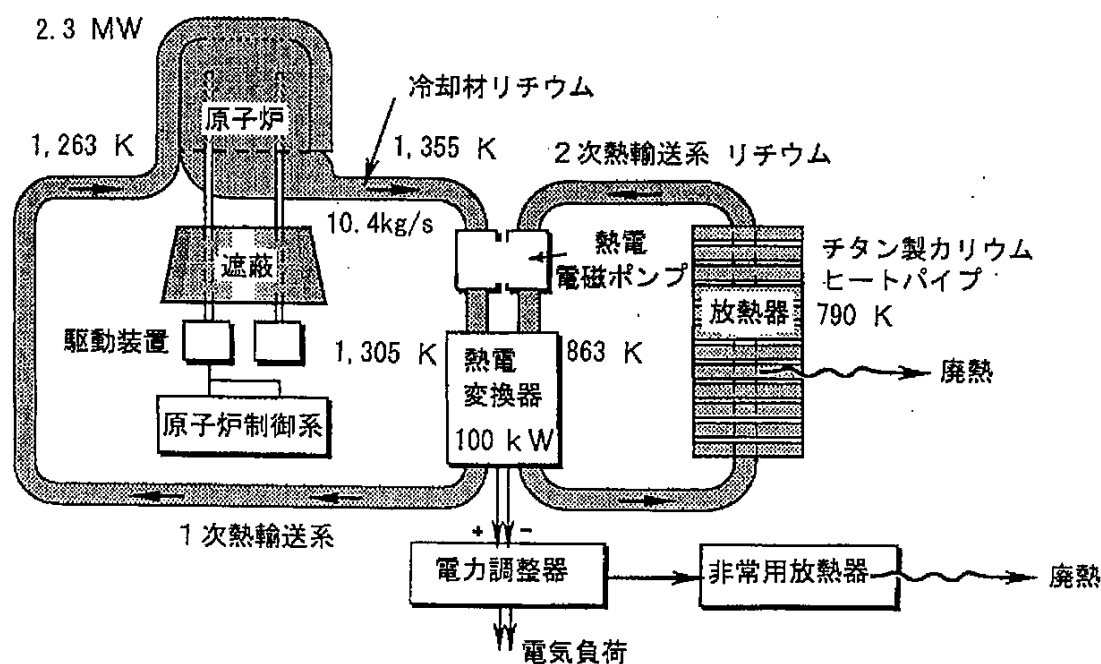


図 1.2 SP-100 のシステム構成

出典 安田秀志・滝塚貴和；“米国及びソ連の原子力ロケット”

(JAERI-Review 96-015, 1996)

1.3 研究目的

本研究の目的は、主に以下の2つである。まず1つ目は、「原子力電気推進システム」のプラント効率及び質量構成の概算から軌道計算までを検討することである。具体的なミッションとしては、木星の静止軌道上まで観測衛星を運搬し、核融合燃料である³Heの資源量調査や木星の構造に関するデータを収集することを考える。

2つ目は、JAXAの3.3kW級の直流放電型イオンエンジンと本研究室の口径10cm級のマイクロ波放電型イオンエンジン、レーザー駆動エンジンの3つ推進機の比較を行うことである。このレーザー駆動エンジンとは、推進剤をレーザーでプラズマ化して、超電導コイルでそのプラズマの進行方向を調整して宇宙機を推進させるエンジンのことで

ある。上記の3つの推進機の比較により、本研究室で実験及び数値計算で取り扱うマイクロ波放電型イオンエンジンとレーザー駆動エンジンの今後の技術目標になるはずである。

1.4 研究の流れ

本研究の流れを図1.3に示す。

第1章では研究の背景と目的を述べた。

第2章では図1.3のシステム構成について述べる。

第3章では同図の計算条件から軌道計算に移るまでについて述べる。

第4章では同図の軌道計算から問題点の評価までについて述べる。

第5章では本研究の結論を述べる。

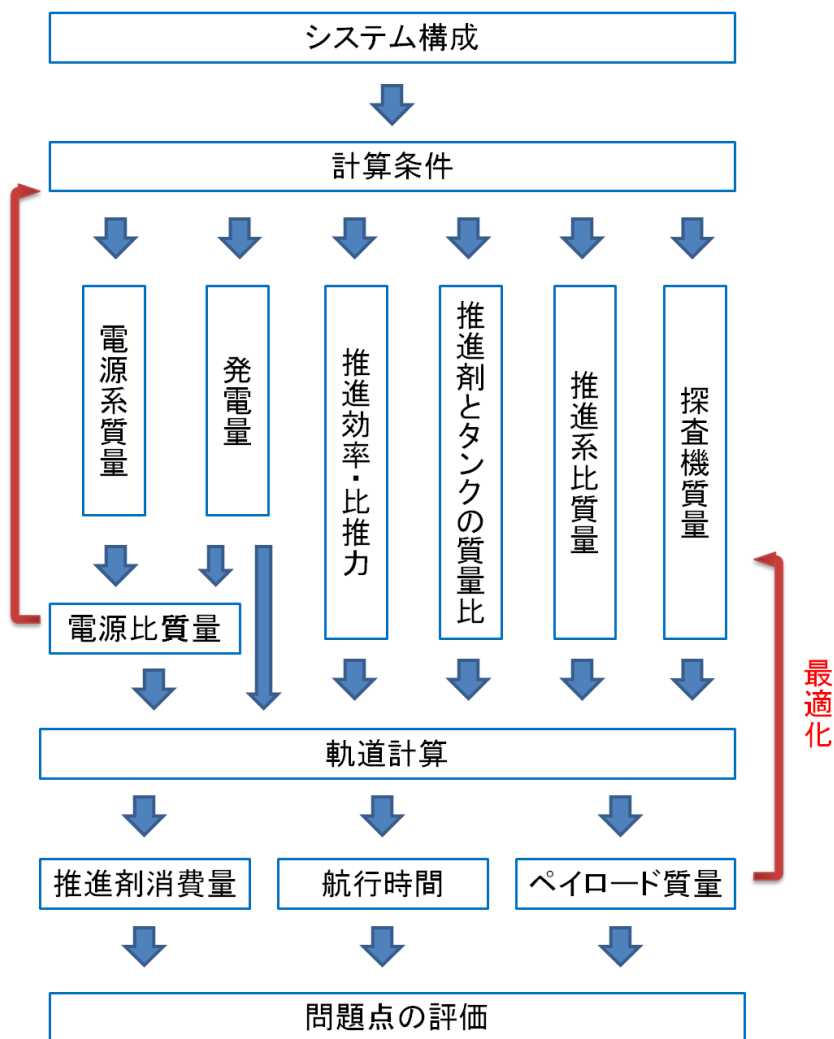


図1.3 研究の流れ

第2章 システム構成

2.1 探査機概要

2006年12月18日、JAXAは技術試験衛星Ⅷ型「きく8号(ETS-Ⅷ)」の打ち上げに成功した。この打ち上げに用いられたロケットがH2A204型ロケットで、日本の主力大型ロケットある。このロケットの打ち上げ能力(GTO換算)が5700kgなので、探査機初期質量がこの質量を超えないように設計をする。また、熱出力100kWという小型の原子炉を搭載した原子力電気推進システムを考える。

探査機は、大きく分けて電源系、駆動系、ペイロードの3つで構成される。探査機全体の概念図を図2.1に示す。

電源系は、閉サイクルMHD単独発電システムを採用する。その構成を図2.2に示す。熱源に高温ガス炉、発電機にMHD発電機、熱交換器に多管式円筒型熱交換器、放熱器にウィック式ヒートパイプ、圧縮機に3段式ターボ圧縮機を想定して計算を行う。なお、図2.2中の番号は後述の図3.1中の番号と一致する。

駆動系は、JAXAの3.3kW級の直流放電型イオンエンジンと本研究室の口径10cm級のマイクロ波放電型イオンエンジン、レーザー駆動エンジンの3つ推進機の比較を行う。

ペイロード部分には、木星の観測衛星を搭載するため、200kg以上のペイロード質量は必要である⁽⁴⁾。

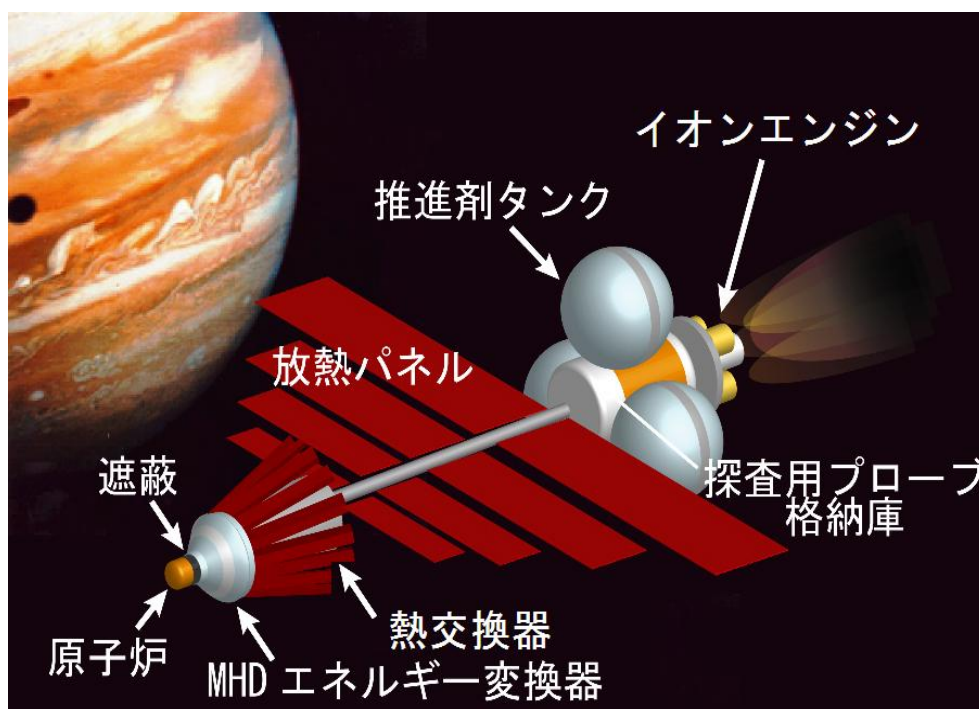


図2.1 探査機概念図

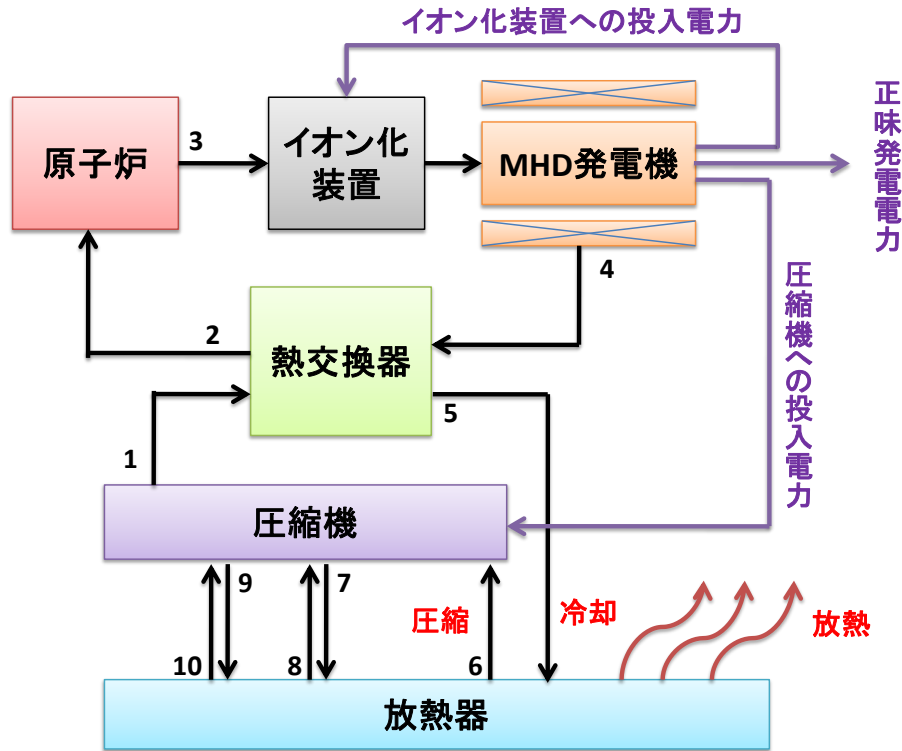


図 2.2 発電システムの概念図

2.2 発電方式

現在、宇宙利用が考えられている発電機として、熱電変換、熱電子変換、スターリングエンジン、MHD 発電機の 4 つが挙げられる。以下にそれぞれの発電機の概要を説明する。

熱電変換は、ゼーベック効果とペルチエ効果とトムソン効果の総称である熱電効果を利用した発電方式。熱電変換は構造が簡単で可動部がなく、堅固で保守も容易である。しかし、米国で開発された原子炉発電システム SP-100 を例にとると、プラント効率は 4.3% と低い。

熱電子変換は熱電子放出現象を利用して、熱エネルギーを直接電気エネルギーに変換する発電方式である。熱電変換と同様に可動部がないという長所があり、発電効率は 5～10% と熱電変換より若干高い。しかし、熱源が 2000K という高温にする必要がある。1.2 節で触れた、旧ソ連の宇宙用発電システム TOPAZ で研究・開発がなされたという経緯がある。

スターリングエンジンは熱交換することによって、カルノーサイクルと同じ高い理論効率が得られる。具体的には、約 30% のプラント効率が期待できる。外燃機関のため排気ガスがクリーンで、熱源を選ばないが高温側の温度を高くしにくいという欠点がある。気体の熱膨張・熱収縮を利用して発電するため、どうしても出力の割に大型なエン

ジンになってしまう。膨張・収縮という一連のサイクルの間、高圧（10～100 気圧）の気体を密閉するのが技術的に困難であり、タービンを含むため耐久性に問題がある。

MHD 発電は、ファラデーの電磁誘導の法則を利用した発電である。約 50%以上という高いエネルギー効率が望めるため、エネルギー開発プロジェクトで、巨額の研究開発費を投じて研究が行われた。しかし高温流体を流すパイプ内の電極がすぐに腐食するため、短寿命。大手企業もこの研究から撤退しているのが現状である。長期間の使用に耐えないため、最近では瞬間的に大電力を発生させるパルス発電機として研究されている。

このようにどの宇宙用発電機にも長短があり、有力な発電機は決まっていないと言える。本研究では、その中でプラント効率が最も高い MHD 発電機に注目して、そのシステムを採用した場合の軌道計算を行う。宇宙用探査機を設計する上で、そのシステム最高温度が高い方が良い理由については、後述の 2.3.1 節で述べる。

MHD 発電機にはその発電方式により、化石燃料を燃焼して得たプラズマを直接作動流体として用いるオープンサイクル MHD 発電方式（図 2.3）と希ガスを作動流体として、それを高温にするための熱源が必要なクローズドサイクル MHD 発電方式（図 2.2）の 2 種類に分類される。

オープンサイクル MHD 発電は、図 2.3 のように従来の火力発電の前段に設置するトップ発電方式で全発電効率を 10%程度向上するシステムが注目されている⁽⁵⁾。

クローズドサイクル MHD 発電は小規模の研究の段階であるが、希ガスを加熱するための熱交換器および高温ガス原子炉などの発展次第では大きく飛躍する可能性を有している。本研究では、このクローズドサイクル MHD 発電方式を導入し、原子力電気推進システムを構成する。

通常のクローズドサイクル MHD 発電方式では、ヘリウムやアルゴンの希ガス中に電離ポテンシャルの低いアルカリ金属を微量混合して、比較的低温でも電子密度・導電率を上昇させて高い発電効率を実現する。しかしアルカリ金属は反応性が高く、システム内の低温部で凝縮するため、その注入、混合、回収、再生というプロセスが必要になる。そこで MHD 発電システムについては、原田信弘氏（長岡技術科学大学）の提案する作動流体にヘリウムとキセノンの混合ガスを利用する発電システムを参考に設計を行う⁽⁶⁾。

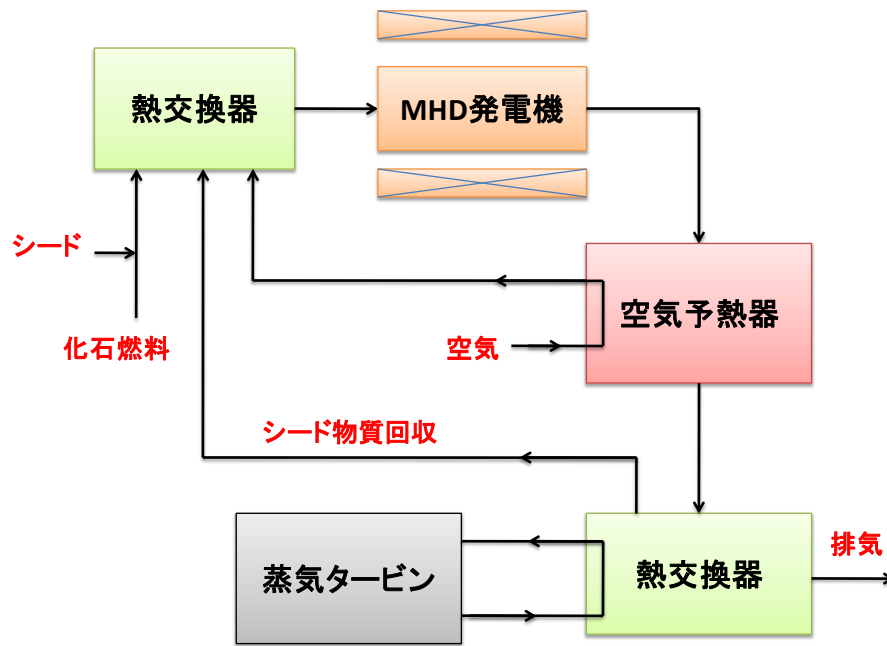


図 2.3 オープンサイクル MHD 発電方式の分類

2.3 発電システムの構成

2.3.1 高温ガス冷却炉と遮蔽体

宇宙空間では、対流熱伝達による冷却や海水による冷却はできない。そのため、作動流体を冷却するのに放射伝熱を利用する。ステファン・ボルツマンの法則によると、放射熱量は放射温度の 4 乗に比例する。従って、発電システムを軽量のままプラント効率を上げるためには、放熱熱量を低く設定するよりもシステム最高温度を上昇させる方がよい。このように軽量で高プラント効率の発探査機を設計するためには、出口冷却材温度が高い高温ガス冷却炉が有効である。この高温ガス冷却炉の特徴としては、システムが簡素であること、冷却材に He を用いることで MHD 発電機と組み合わせられることが挙げられる。

現在、原子炉の出口冷却材温度が最も高いのが高温工学試験研究炉 (HTTR) で、その出口冷却材温度が 950°C (約 1220K) である。それに対して、MHD 発電は図 2.4 に示すようにさらに高温の温度領域の熱を利用する⁽⁷⁾。これは作動流体である He ガス中の Xe をプラズマ化するためである。本論文ではエネルギー変換に MHD 発電を用いた場合を考えるので、出口冷却材温度が 1800K という高温ガス炉を仮定する⁽⁸⁾。

上記の原子炉の出口冷却材温度について、原子力熱推進 (Nuclear Thermal Rocket, NTR) で研究された Rover 計画の原子炉を紹介する。原子力熱推進とは、原子炉で推進

剤（水素など）を加熱し、非常に高温になった水素ガスをノズルに通して噴射することによって推力を発生させるロケットのことをいう。このロケットの比推力は、液体の酸素と水素を燃焼させる化学ロケットエンジンの数倍である。熱推進式の原子力ロケットの開発は、すでに1955年から米国のRover/NERVA計画で精力的に実施され、地上での噴射試験でも成功している。そのRover計画で実際に試験された原子炉の性能を表2.1にまとめる⁽³⁾。その後、この計画は1973年に中止された。しかし1989年7月20日、米国のブッシュ大統領の「宇宙探査構想」に基づいて、研究が再開された。

ここで、話を本研究で考える高温ガス炉に戻す。原子炉の減速材については、黒鉛と酸化ベリリウムの2種類の材質を検討した。黒鉛の場合、中性子に対する減速能が低く、炉心が大型化してしまう。そのため、黒鉛は酸化ベリリウムに比べて密度は低いが、臨界を取るために必要な炉心質量は約4tにもなる。従って、黒鉛炉心は宇宙用原子炉として不適切という結論に至った。

減速材には現在のところ、酸化ベリリウムを用いる予定である。その場合の炉心の概念図を図2.5に示す。燃料層には UO_2 とBeのサーメットを用い、被覆層には耐熱性に優れたモリブデンを用いる。減速材と反射体には、耐熱性と減速能に優れた酸化ベリリウムを採用する。この体系の場合、原子炉は熱出力100kWで、質量が500kg程度になると見込まれる。

原子炉から発生する放射線を探査機の電子機器などから遮蔽するために、原子炉とMHD発電機の間には遮蔽体を置く。本研究で考える原子炉は100kW級だが、原子炉の出力が小さくなくても遮蔽体の質量はあまり変化しないので、遮蔽体の質量は400kgと仮定して計算をした。

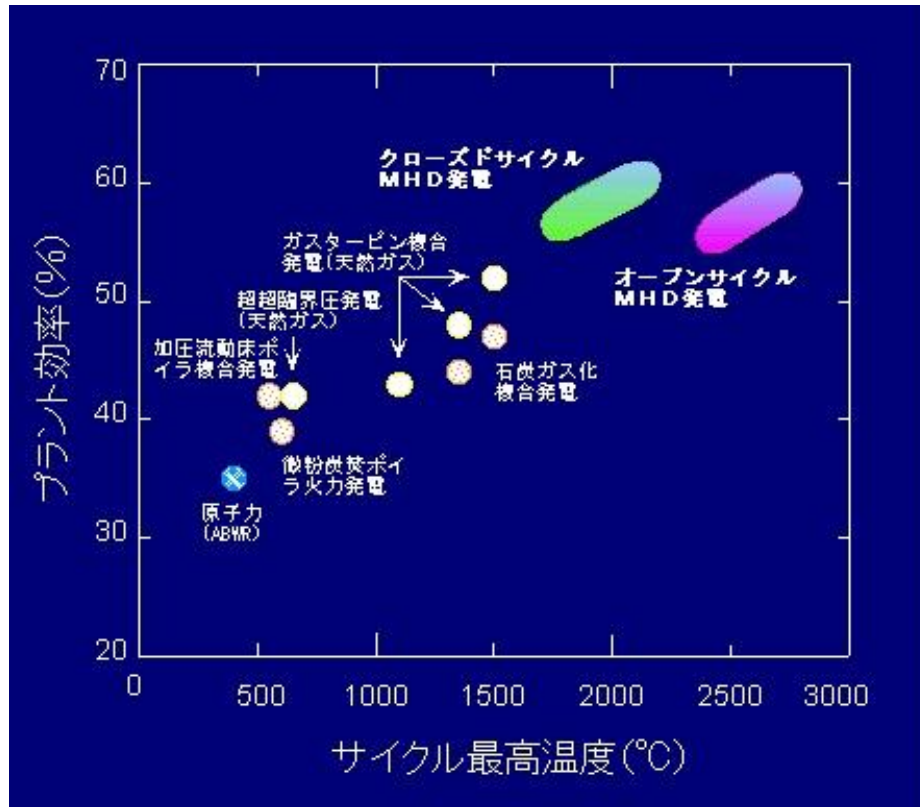


図 2.4 各種発電システムの温度と効率

出典 東京工業大学奥野研究室のHP

表 2.1 Rover 計画の原子炉⁽³⁾

項目	KIWI-4BE	NRX-A6	Phoebus-2A	Pewee-1
原子炉熱出力 (MW)	950	1167	4080	507
流量 (kg/s)	31.8	32.7	119.2	18.6
燃料出口平均温度 (K)	2330	2472	2283	2556
ノズルチャンバー温度 (K)	1980	2342	2256	1837
ノズルチャンバー圧力 (Pa)	3.49	4.13	3.83	4.28
炉心入口温度 (K)	104	128	137	128
炉心入口圧力 (Pa)	4.02	4.96	4.73	5.56
反射体入口温度 (K)	72	84	68	79
反射体入口圧力 (Pa)	4.32	5.19	5.39	5.79
周辺構造物冷却流量 (kg/s)	2.0	0.4	2.3	6.48
最高出力運転時間	8 分	62 分	12 分	40 分

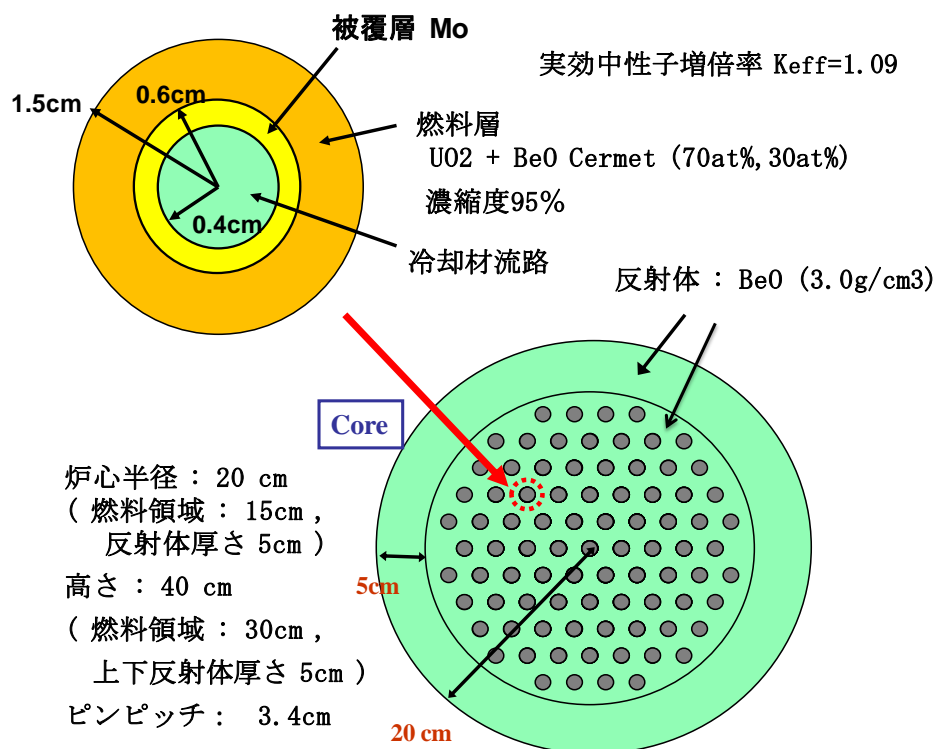


図 2.5 炉心の概念図

2.3.2 ディスク形状ホール型 MHD 発電機

MHD 発電機は発電出力の取り出し方や作動流体を流す流路形状により、主にファラデー型とホール型に大別される。ファラデー型 MHD 発電機では、磁界に平行な流路面に対向して電極対を設け、負荷抵抗を接続して電気出力を得る。この出力電流はファラデー電流と呼ばれる。このときホール効果によりファラデー電流と磁界の双方に直角方向（作動流体の流れ方向）にホール起電力が生じる。その短絡を防ぐために電極は分割されることが多い。ホール型 MHD 発電機では、そのホール起電力を積極的に利用して、発電する。電極の形状を円形にして配置を図 2.6 のように変えたものをディスク形状ホール型 MHD 発電機と呼び、本研究で考える原子力電気推進システムの発電機には、このディスク形状ホール型 MHD 発電機を採用する。その作動原理および条件をまとめると以下のようなになる。

1800K に加熱したヘリウムを発電機を中心に設けられたパイプに通して、図 2.6 のような発電流路に導く。この際、ヘリウムには電気伝導性を持たせるために微量の Xe (0.01%) を添加する。発電流路は、高温に耐えるセラミックスや水冷された金属電極

などで構成する。この発電流路には、超伝導コイルにより強力な磁場(8T)が印加されており、この磁場を横切って作動流体が超音速で流れる。この際ファラデーの電磁誘導の法則により、気体の流れ方向と磁場の方向の両方に直角な方向、すなわち円周方向にローレンツ起電力が誘起される。同時にホール効果によって半径方向にもホール起電力が誘起される。このホール起電力を流路壁面に埋め込まれたリング状の電極を通して電力として外に取り出す。

このように MHD 発電は流体のもつエネルギーを直接電気に変換することから、燃料電池や熱電変換などと同様に直接発電方式の一つと考えられる。“直接”という言葉は、従来の火力や水力発電などが蒸気や水のもつエネルギーをいったんタービンの運動エネルギーに変換した後、発電機を回転させて電気エネルギーを得る“間接”発電方式であるのに対してつけられている。

導電性の作動流体としては、液体金属とプラズマの両方が考えられるが、前者は低温で良電体であるものの流体の加速が難しいことから、本論文では後者の利用を考える。従って作動流体をプラズマ化するために、高温ガス炉の出口冷却材温度を 1800K と仮定して設計を行う。しかし、プラズマ生成から見ればこの温度は比較的低温なので、電氣的に予備電離を行い、作動流体をプラズマ化させる。

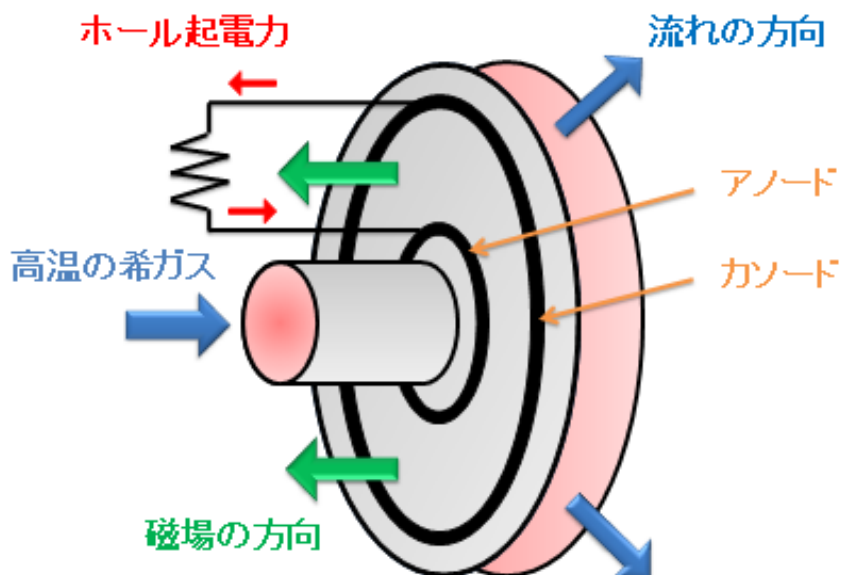


図 2.6 ディスク形状ホール型 MHD 発電機 の概念図

2.3.3 熱交換器

多管式円筒型熱交換器は、数多くのパイプ状流路管 (tube) を胴状の容器 (shell) に納め、パイプ状流路内と流路外 (胴内) を流れる流体間で熱交換を行わせるものである。パイプ状流路の本数や接続方法で伝熱面積の設定が容易である。胴内に設置されたバッフルの配置や切り欠きの位置・形状を変えることで胴側流体の流れを比較的自由に設定できるなど、設計自由度が高く、構造が単純で製造しやすいことに加え、パイプ状流路の耐熱性の高さから、大型の熱交換器やボイラなどで最も頻繁に用いられる。

本研究で考える熱交換器の概念図を図 2.7 に示す。熱交換器の管の材質は耐熱性に優れたステンレスを用いる。チューブの本数とプラント効率及び電源比質量の関係を図 2.8 に示す。詳しい計算条件と計算式は 3 章で説明する。図 2.8 のグラフよりチューブの本数が増加するほどプラント効率は増加するが、熱交換器の構造が複雑になる。100 本くらいでプラント効率増加の勾配が落ち着くので、今後チューブの本数は 100 本として計算を行う。

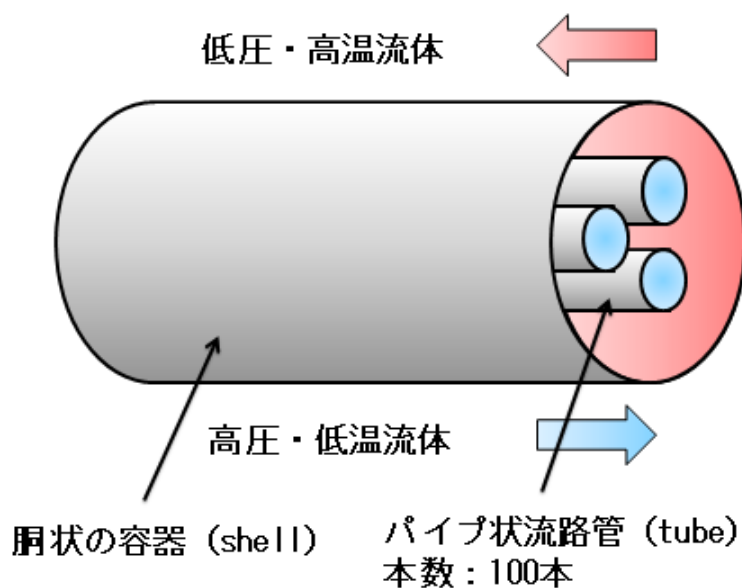


図 2.7 熱交換器の概念図

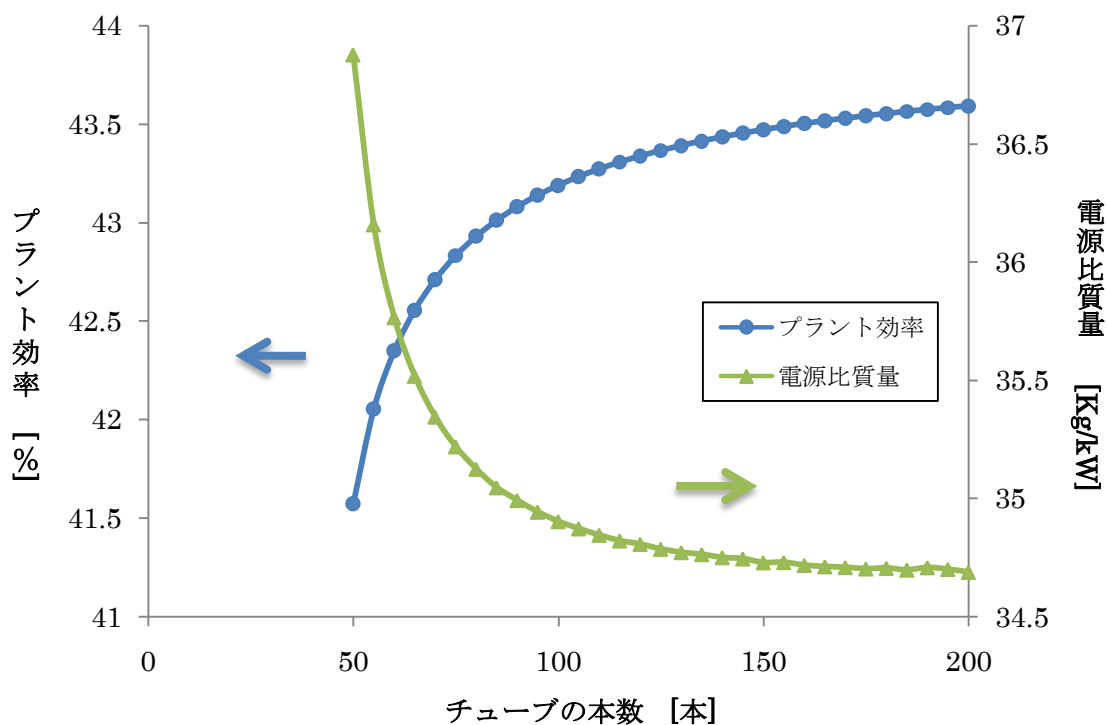


図 2.8 チューブ本数とプラント効率及び電源比質量の関係

2.3.4 放熱器

放熱器にはウィック式ヒートパイプを用いる。その基本的な構成は図 2.9 に示すように、密閉容器（コンテナ）・毛細管構造（ウィック）・作動流体の 3 要素からなる。密閉容器は作動中の最大圧力に十分耐えられるように設計する必要がある。そして内壁面は、作動流体をよく吸収する多孔質のウィック材で内張りされている。容器の内部は真空にされた後、ウィックの細孔の総容積に相当する作動流体が注入されている。よって中央の空間は空洞状態であり、全体が非常に軽量にできている。これがヒートパイプの第一の特徴である。地上での応用に先立ち宇宙技術として開発が進められた理由の一つである。

ヒートパイプは図 2.7 に示すように、作動流体を蒸発部で加熱して蒸発させる。その蒸気流は、圧力の低い凝縮部に移動する。そこで作動流体は冷却されて凝縮し、元の液体に戻る。このとき加熱部から冷却部への熱輸送量 Q_{pipe} は、次式で与えられる⁽⁹⁾。

$$Q_{pipe} = \dot{m}_{pipe} L_{pipe} \quad (2.1)$$

ここで、 \dot{m}_{pipe} はヒートパイプ中を流れる蒸気流の質量流量、 L_{pipe} は作動流体の潜熱である。この熱量は通常の熱伝導あるいは熱伝達現象によるものと比較して、比べものにならないほど多量である。これがヒートパイプの第二の特徴である。これは、作動流

体の相変化の時の大きなエンタルピー差（潜熱）の利用によるものである。

以上の過程では、熱移動は1回で止まってしまう。そこで毛細管力を利用して、凝縮した液体を元の蒸発部まで戻すのである。このようにして作動流体のサイクルが完結する。この全過程の中で、作動流体を移動させるのに、特別な動力を必要としない。これがヒートパイプの第三の特徴である。

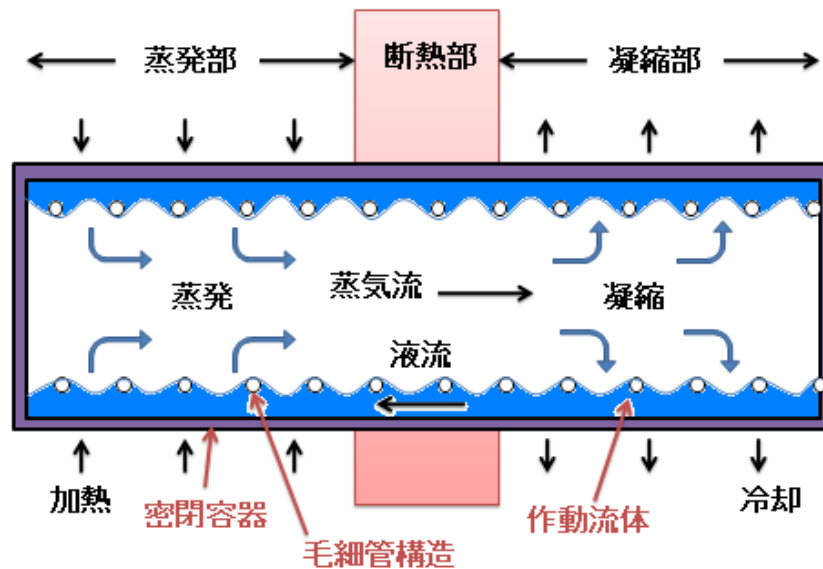


図 2.9 ヒートパイプの概念図

2.4 イオンエンジン

2.4.1 イオンエンジンの位置づけ

宇宙用推進機は、推進剤にエネルギーを注入し速度を与えて一方向に噴射し、その反動で宇宙機を加速させる。人工衛星やロケットなどの宇宙推進機関は推進方式により、大きく「化学推進」と「電気推進（先進型推進）」に分類される。

化学推進の推進剤は化学燃焼後の生成物を利用しており、その加速方式は燃焼後の高温・高圧ガスのランダム運動をノズルに通して、一方向に揃えて加速（空気力学的加速）を用いている。化学推進では、燃料がエネルギー発生と推進剤の両方の役割を担うので、簡便で信頼性の高い宇宙システムが実現されるが、推進性能はおよそ排気速度 5km/s、比推力 500 秒までとなる。比推力とは推進剤流量に対する推力の大小を表す指標であり、次式で定義される。

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (2.2)$$

ここで、 F は推力、 \dot{m} は推進剤流量、 g は重力加速度である。この数値が高いほど、燃

費のよい推進機と言える。木星のように地球から遠い天体に航行するには、この数値が重要になる。

電気推進は推力発生機構の違いにより、静電加速型のものと、電磁加速型のもの、電熱加速型のものがある。静電加速型の代表的なものにイオンスラスタがあり、電磁加速型を代表するものとしてMPD(Magneto-Plasma-Dynamic)スラスタおよびホールスラスタがあり、電熱加速型を代表するものとしてアークジェットスラスタが挙げられる。図2.10に各種推進機の推力密度(噴射口単位面積あたりの推力)と比推力の関係を示す⁽¹⁰⁾。これら電気推進機はミッションによって使い分けがなされており、なかでもイオンエンジンは最も比推力が高く、そのため惑星探査等深宇宙ミッションに適していると考えられる。

イオンエンジンはアーク放電やマイクロ波放電等で推進剤を加熱・電離させてプラズマを生成し、2枚ないし3枚から構成される多孔状の電極に1000-2000Vの電圧を印加してイオンを加速するという静電加速型の推進装置である。図2.11にイオンスラスタの概念図を示す。イオンスラスタの物理過程はプラズマ生成部、イオンビーム引き出し部、イオンビーム中和部の3つに大別することができる。イオンエンジンはプラズマ生成方式の違いから、① 直流放電型、② 高周波誘導放電型、③ マイクロ波放電型に分類される。

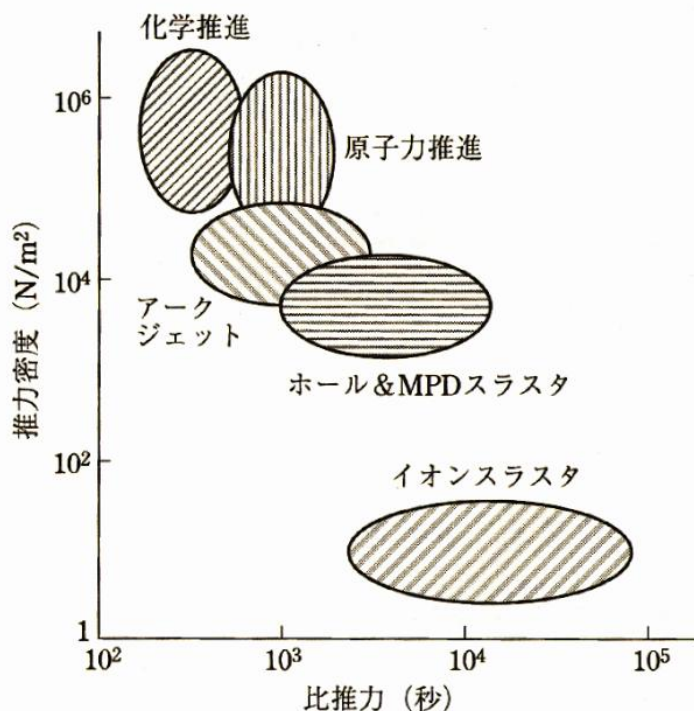


図2.10 各種推進機の推力密度と比推力の関係

出典 栗木恭一, “電気推進ロケット入門”(東京大学出版会, 2003)

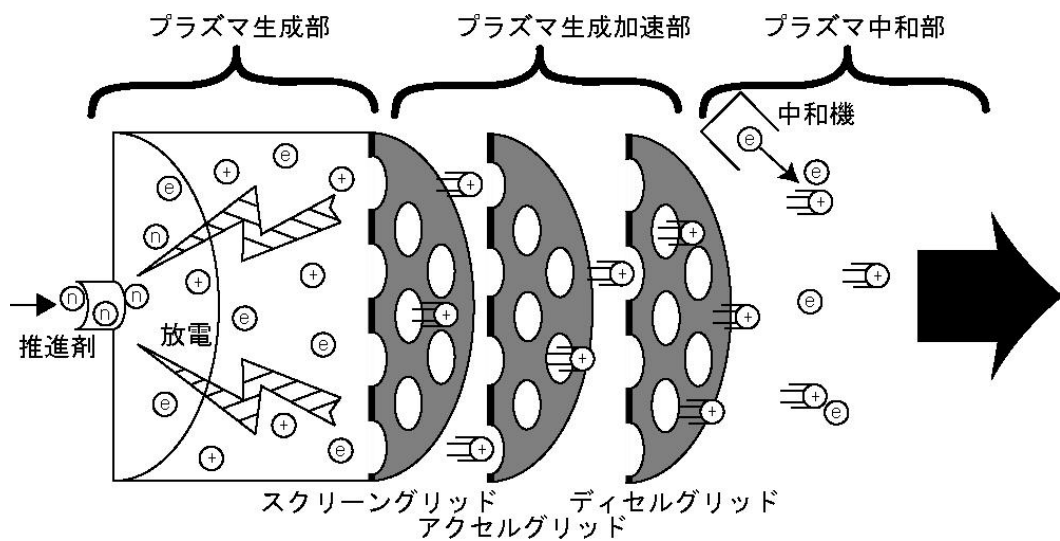


図 2.11 イオンエンジン概念図

2.4.2 直流放電型イオンエンジン

イオンエンジンの中で最も開発が進んでおり、作動実績が多いのが直流放電型イオンエンジンである。特に顕著な成果を残しているのが 1999 年、アメリカで打ち上げられた惑星間探査機 DS1 (Deep Space 1) である。この DS1 に搭載された直流放電型イオンエンジンは、最長の稼働時間 16,000 時間を達成した。

直流放電型イオンエンジンでは電子源として熱陰極 (ホローカソード: 中空陰極) が一般に用いられる。しかし、電子放出を活性にする含浸剤が大気曝露に弱いため、地上での取扱いが難しい。また予熱ヒーターの断線により、システムが全損する場合がある。スクリーングリッドは陰極電位として、一次電子を排斥して損失を防ぐように設計する。そのため、ホローカソードとスクリーングリッドはイオン衝突を受けてスパッタリング損耗を受けるので、直流放電型イオンエンジンの寿命の要因となる。

2.4.3 マイクロ波放電型イオンエンジン

マイクロ波放電型イオンエンジンでは、プラズマ生成に電子の ECR (電子サイクロトロン共鳴) 加熱を利用するため、無電極放電が可能となる。図 2.12 に直流放電型およびマイクロ波放電型イオンエンジン概略図を示す。マイクロ波放電型イオンエンジンの特徴として大きく以下の 3 つが挙げられる。

- 1) プラズマ生成にマイクロ波放電を利用し、直流放電では寿命制限の一要因となっていた熱陰極電子源 (ホローカソード) を撤廃した。そのため地上試験での大気曝露に

に対する保護策の必要性がない。

- 2) エンジン本体のみならず中和器からもホローカソードを撤廃し、エンジンシステムの簡略化による長寿命化、および高信頼性を獲得できる。
- 3) プラズマ点火に特殊な手順や付加装置が不必要である。ホローカソードを撤廃した事により、推進剤供給器や各種電源の台数を減らす事も可能である。

日本では、宇宙航空研究開発機構（JAXA）が小惑星サンプルリターンミッションにおける惑星間航行の主推進としてマイクロ波放電型イオンエンジンを採用した。この計画は2003年5月に実行され、探査機「はやぶさ」は2年の宇宙飛行の後、2005年9月に小惑星「ITOKAWA」へのランデブーに成功した。現在「はやぶさ」は2010年6月地球帰還を目指し、航行中である。上述のように、マイクロ波放電型イオンエンジンの推進性能は実用レベルに達し、地上の耐久テストで18,000時間を達成している。よってマイクロ波放電型イオンエンジンは、その寿命・信頼性から深宇宙航行に適していると考えられる。

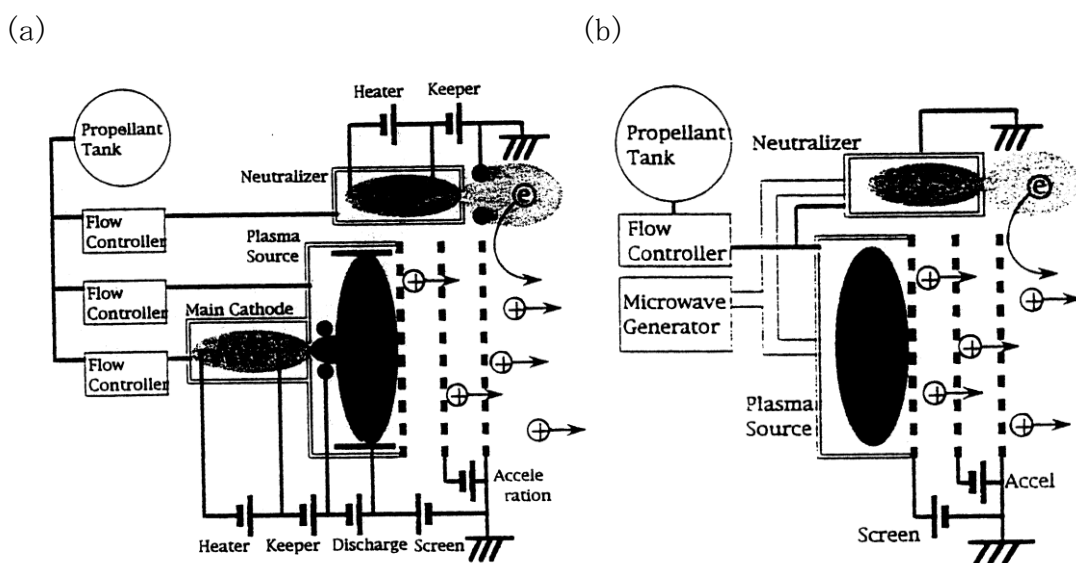


図 2.12 推進機の概略図

- (a) 直流放電型イオンエンジン (b) マイクロ波放電型イオンエンジン

2.4.4 推進剤の種類

特定の化学物質しか利用できない化学推進と異なり、電気推進は様々な物質を推進剤に利用できる。しかし複数の理由から、イオンエンジンやホールスラストではキセノン (Xe) を推進剤として用いる。Xe を用いるのは以下の理由からである。

- (1) 高比推力では粒子質量が重いほど高い推力電力比が得られる。
- (2) 一般に重い粒子ほど電離電圧が低い。
- (3) 重い粒子は速度が遅いため、中性気体の閉込め効率が低い。
- (4) Xeは貯蔵タンクへの充填効率が低い。
- (5) 漏えいしたXeは気体状態で宇宙機に付着せず、汚染する事がない。
- (6) 毒性がない。

特に地球の近くにおける電気推進の応用では、使用期間が限られるために高比推力よりも大推力が求められる。使用電力も制限されるため高い推力電力比が必要になり、重い推進剤粒子が常用される。重い粒子の電離電圧は降下する傾向にあり、イオン化に有利である。また同一温度でも中性粒子の熱運動速度が遅くなるため、放電室内に滞在する時間が長くなり、それだけ電離確率が上昇する。宇宙システムの観点からもXeは臨界温度がクリプトン(Kr)やアルゴン(Ar)に比べて高く(17°C)、常温に近いために推進剤タンクへの充填効率を高くすることができる。イオンエンジンの研究開発歴史では、初期においては接触電離によるセシウム(Cs)、続いて直流放電による水銀(Hg)、さらにはXeと変遷してきた。一方ホールスラストでは、安価なKrやビスマス(Bi)への移行を念頭に置いた研究開発が盛んに行われている。ここまでで紹介した推進剤の特徴を表2.2にまとめる。

先ほど取り上げた希ガスの推進剤(Xe, Kr, Ar)について詳しく説明する。表2.3にその希ガスの臨界密度や大気含有率などをまとめた。これらの希ガスは空気を液化し、沸点の違いを利用して分離・濃縮を繰り返して製造される。ただ需要が少ないため、工業ガスとして大規模に利用される酸素や窒素製造のための空気分離プラントの副産物として生産されているのが現状である。特にXeは原料空気中に微量しか含まれておらず、製造コストがかかる上に生産量が少ないため大変高価になる。表2.3中のXeの含有率から地球大気中に存在するXeの量を計算すると約20億トンとなる。

このようにイオンエンジンではXeに依存して高効率を達成しているが、Xeは希ガスの中でもかなり希少な部類に入り、1kg当たりの価格は12万円にもなる。将来の惑星間ミッションでは1回あたり約10トンの推進剤が必要(Prometheus計画では12トンが必要と書かれている)になり、この場合推進剤だけで12億円の費用がかかる⁽¹¹⁾。

地球上にあるすべてのXeの量を考えると、今のところなくなることはないが、Xeの精製は単独ではできない。Xeの精製は、窒素・酸素などを大型プラントにより分離した残留ガスの中からAr・Xeを除去して、残りに含まれるものを収集する方式以外にな

い。全世界での Xe 増産量を 2 倍にするならば、窒素や酸素などのあらゆるガスが同時に 2 倍できる。従って、Xe のみを増産することは不可能である。経済的にも数十万 m³/hour の空気処理能力を有する空気分離プラントしか使えず、そのような巨大プラントはわずかしかない。全世界の Xe 年間生産量はおよそ 90 トンとされており、多くは医療用（麻酔）やハロゲンライトに使われる。その中から突然 10 トンを一度にイオンエンジン用として計上することは困難なので、年次を追って徐々に蓄積して使うことになるだろう。毎年のように数十トンが必要な時代になれば、他の推進剤への転嫁を考える必要がある。

表 2.2 推進剤の候補

	原子量	融点(K)	沸点(K)	気化熱(J)	イオン化エネルギー(kJ/mol)	特徴
Xe	131.293	161.4	165.1	12.636	1170.4	単価が高い
Kr	83.798	115.79	165.1	9.029	1350.8	Xe と Ar の中間的物性
Ar	39.948	83.8	87.3	6.447	1520.6	イオン化しにくい
Bi	208.98	544.4	1837	151	703	沸点が高い
Hg	200.59	234.32	629.88	59.299	1007.1	活性ガス
Cs	132.9	301.59	944	67.74	375.7	活性ガス

表 2.3 希ガス推進剤の特徴

	キセノン	クリプトン	アルゴン
臨界温度 [°C]	16.6	-63.7	-122.4
臨界圧力 [MPa]	5.838	5.5	4.868
臨界密度 [g/cm ³]	1.11	0.919	0.536
大気体積含有率 [ppm]	0.087	1.14	9380

2.4.5 推進剤の貯蔵

貯蔵を考慮する上で重要な事はミッション期間の長さである。希ガスの貯蔵法は希ガスを低温の液体にするか、超臨界ガスにするかの 2 通りある⁽¹²⁾。低温の液体ならば長期間において適切な温度に保つ必要があり、超臨界ガスならばタンクの圧力に気を配る必要がある。本論文で考える原子力電気推進システムは原子炉という熱源を搭載し、ミッション期間が約 3 年と長いため、推進剤は超臨界ガスとして貯蔵する方が好ましいと言える。

以下に、推進剤を超臨界状態で貯蔵する場合の推進剤とタンクの質量比を導く⁽¹³⁾。球状のタンクにおける推進剤質量に対するタンク質量の割合を求める。ガスの圧力を P 、タンクの内側の半径を r 、安全率を β 、タンクに使う物質の降伏強度を σ_y とする。タンクの外殻厚み t は次式で与えられる。

$$t = \frac{P\beta r}{2\sigma_y} \quad (2.3)$$

推進剤の密度を ρ_p 、タンクの外殻の密度を ρ_t 、推進剤及びタンクの質量をそれぞれ m_p 、 m_t とすると、

$$m_p = \frac{4\pi r^3}{3} \rho_p \quad (2.4)$$

$$m_t = 4\pi r^2 t \rho_t = \frac{2\pi r^3 P \beta \rho_t}{\sigma_y} \quad (2.5)$$

従って $\frac{m_t}{m_p}$ は以下のようにになる。

$$\frac{m_t}{m_p} = \frac{3\beta\rho_t}{2\sigma_y} \frac{P}{\rho_p} \quad (2.6)$$

推進剤は理想気体ではないが、状態方程式を変形した式 $\frac{P}{\rho_p} = \frac{RT}{M}$ を (2.6) 式に代入すると次式が得られる。

$$\frac{m_t}{m_p} = \frac{3\beta\rho_t}{2\sigma_y} \frac{RT}{M} \quad (2.7)$$

(2.7) 式よりタンクの質量比は、推進剤のモル質量 M が大きいほど小さくできるのが分かる。よって表 2.1 の希ガス推進剤 (Xe, Kr, Ar) の場合、超臨界ガスとして貯蔵するには Xe が最適だと言える。

次に推進剤と推進剤タンクの質量比を導く。Xe の場合は理想気体という仮定ができないために、(2.6) 式を用いてその質量比を計算する。質量比が最小になるのは、 $\frac{P}{\rho_p}$ が最小になるときである。推進剤が 30°C の時、その値が最小になるのは圧力が 8.6MPa、Xe 密度が 1.5g/cc の時である。またタンクにチタン合金を使用すると、引張強度 1GPa、密度 4.42g/cc が得られる。これに安全率 2 を取って計算を行うと、(2.6) 式の $\frac{m_t}{m_p}$ は、7.6% となる。

2.5 レーザー駆動エンジン

レーザー駆動エンジンの推進原理を図 2.13 に示す。ペレットにレーザーを照射して、そのペレットをプラズマ化する。そのプラズマは反磁性体であり、磁場によってその運動方向が変化する。コイル方向に膨張するプラズマは Larmor 運動し、反磁性電流が流れるように動きながら磁場を圧縮する。磁場は圧縮されることでより強度が増し、プラズマに対して磁場に直角に強い力を及ぼすようになる。これによってプラズマは減速され、プラズマから磁場へエネルギーが輸送される。さらに、磁場によって減速されたプラズマはやがて停止し、磁場のエネルギーの方がプラズマのエネルギーよりも強くなると磁場は広がる。それに伴って、プラズマは磁場により後方へ加速される。このときに、磁場からプラズマへエネルギーが与えられる。このようにして、磁場がプラズマ粒子の運動方向を変化させ、押し出す反作用により推力を得ることができる。

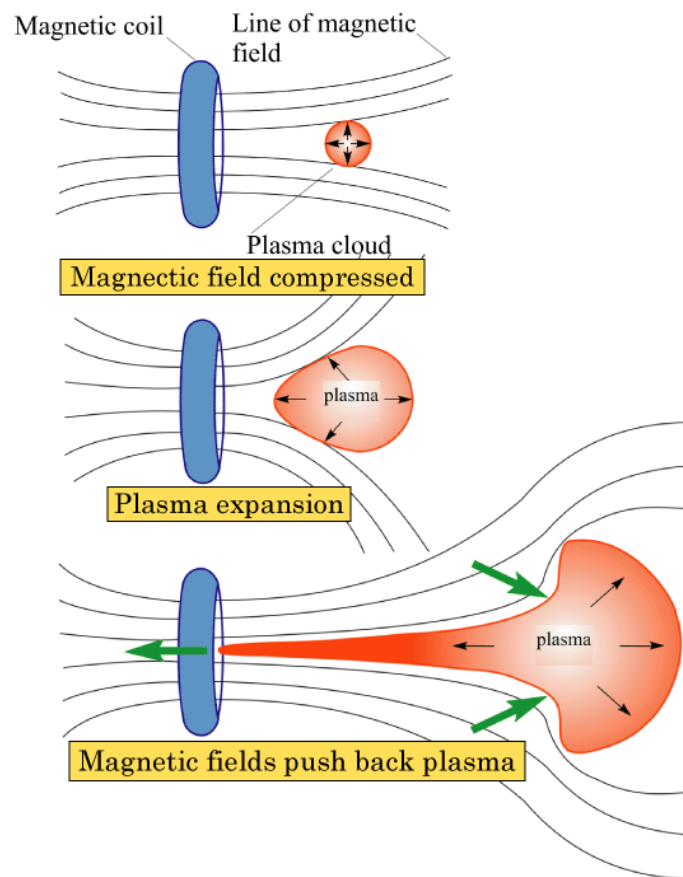


図 2.13 レーザー駆動エンジンでの推進原理

第3章 軌道計算の準備

3.1 熱サイクル

3.1.1 作動流体の質量流量

発電システムのプラント効率を導出するまでに必要な初期条件を表 3.1 にまとめる。また、熱サイクルの計算結果である T-s 線図を図 3.1 に描く。

MHD 発電機の出口温度 T_4 は、エンタルピー抽出率 η_N と原子炉の出口冷却材温度 T_{\max} で与えられる。 η_N は次式で与えられる。初期条件として、エンタルピー抽出率は 0.3 とした。

$$\eta_N = \frac{h_3 - h_4}{h_3} \cong \frac{T_{\max} - T_4}{T_{\max}} \quad (3.1)$$

ここで、 h はエンタルピーで添え字は図 3.1 中での状態を指す。図 2.4 の MHD 発電機の適用温度より、 $T_{\max} = 1800 \text{ K}$ とした。(3.1) 式を書き直すと、

$$T_4 = (1 - \eta_N) T_{\max} \quad (3.2)$$

MHD 発電機での等エンタルピー効率 $\eta_{s,g}$ の定義は次式になる。

$$\eta_{s,g} = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_{4,s}} \cong \frac{T_{\max} - T_4}{T_{\max} - T_{4,s}} \quad (3.3)$$

ここで、添え字の s は等エンタルピー過程を指す。等エントロピー効率は、0.80 とし、計算した。(3.3) 式より、

$$T_4 = \left\{ 1 - \eta_{s,g} \left(1 - \frac{T_{4,s}}{T_{\max}} \right) \right\} T_{\max} \quad (3.4)$$

ここで、理想気体の等エンタルピー過程では次式が成り立つ。

$$\frac{T}{p^\gamma} = \text{const.} \quad (3.5)$$

γ は作動流体の比熱比、 p は圧力を示す。作動流体は Xe を 0.01% 混合した He なので単原子分子とみなせる。よって比熱比 γ は 5/3 である。(3.4) 式は以下のように書き直せる。

$$T_4 = \left\{ 1 - \eta_{s,g} \left(1 - \pi_g^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \right\} T_{\max} \quad (3.6)$$

ここで、 π_g は発電機通過前後の圧力比である。

$$\pi_g = \frac{P_3}{P_4} \quad (3.7)$$

(3.2)式と(3.6)式より次式の関係が求まる。

$$\eta_N = \eta_{s,g} \left(1 - \pi_g^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \quad (3.8)$$

上式を π_g について整理すると、

$$\pi_g = \left(1 - \frac{\eta_N}{\eta_{s,g}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.9)$$

(3.7)式と(3.9)式より原子炉の出口圧力 P_3 は初期条件で $P_3 = 400\text{kPa}$ と与えたので、発電機通過後の圧力 P_4 が求まる。

熱交換器高温側の出入口での両流体間温度差 ΔT_a は、次式のように表せる。

$$\Delta T_a = T_4 - T_2 \quad (3.10)$$

ここで ΔT_a は3.4節で述べる電源比質量に最適化を行う場合に決まる初期条件である。

(3.6)式と(3.10)式より原子炉の入口温度 T_2 が求まる。これで T_2 が分かったので、以下の原子炉の熱出力の関係式より、作動流体の質量流量 \dot{m} が計算できる。

$$\dot{m} = \frac{Q_f}{c_p (T_{\max} - T_2)} \quad (3.11)$$

ただし Q_f は原子炉の熱出力である。初期条件として $Q_f = 100\text{kW}$ とする。また、 c_p は作動流体単位質量あたりの等圧比熱である。作動流体の99%以上はHeで構成させるので、 $c_p = 5196.5\text{J/kgK}$ となる。

表 3.1 プラント効率導出の初期条件⁽¹⁴⁾

作動流体の等圧比熱 C_p	:	5.2 kJ/kgK
作動流体の質量数 \bar{M}	:	4.0 g/mol
作動流体の比熱比 γ	:	1.67
Xe のシード割合 s_d	:	1.0×10^{-4}
Xe のイオン化ポテンシャル	:	1.6 eV
作動流体の熱伝導率 λ_{He}	:	0.433 W/mK
作動流体の動粘性係数 ν_{He}	:	$5.67 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
原子炉の熱出力 Q_f	:	$1.0 \times 10^2 \text{ kW}$
原子炉の出口温度 T_{\max}	:	1800 K
原子炉の出口圧力 P_3	:	$4.0 \times 10^2 \text{ kPa}$
原子炉での圧力損失 PL_{re}	:	2.5×10^{-2}
イオン化装置のイオン化効率 η_{pre}	:	0.50
MHD 発電機でのエンタルピー抽出 η_N	:	0.30
MHD 発電機での等エンタルピー効率 $\eta_{s,g}$:	0.80
MHD 発電機での熱損失 HL_{gen}	:	1.0×10^{-2}
熱交換器のチューブの本数 N_{tube}	:	100 本
熱交換器のシェルの放射係数	:	0.10
コンプレッサーの段数 N_c	:	3
コンプレッサーの等エンタルピー効率 $\eta_{s,c}$:	0.85
コンプレッサーの機械効率 η_m	:	0.90
ガスクーラーでの圧力損失 PL_{cool}	:	1.0×10^{-2}

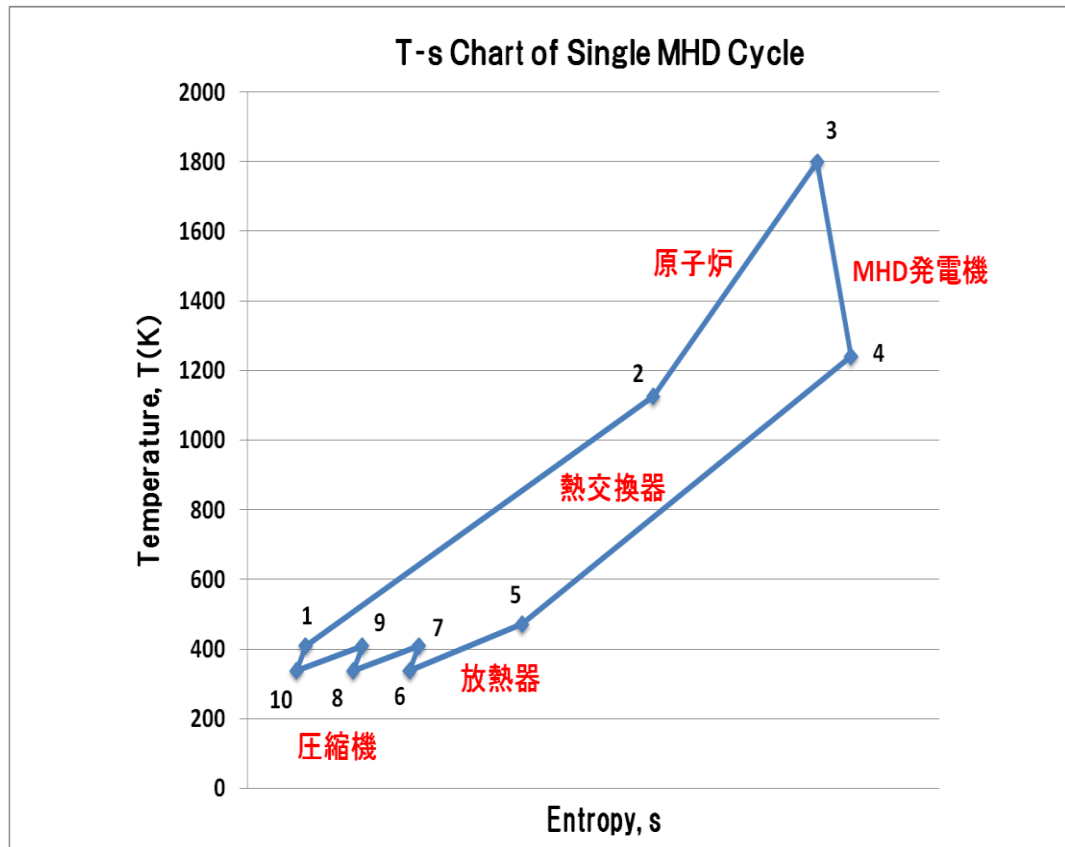


図 3.1 MHD 発電システムの T-s 線図

3.1.2 T-s 線図

原子炉での圧力損失割合 $P_{loss, re}$ を次式のように定義する。

$$P_{loss, re} = \frac{P_2 - P_3}{P_3} \quad (3.12)$$

ここで初期条件として、表 3.1 で $P_{loss, re} = 2.5 \times 10^{-2}$ と与えた。また原子炉の出口圧力 P_3 は初期条件で $P_3 = 400 \text{ kPa}$ と与えられたので、(3.12)式より原子炉の入口部分の圧力 P_2 を算出できる。

次に熱交換器での圧力損失及び熱損失、交換熱量について述べる。多管式円筒型熱交換器の管内での圧力損失 ΔP_{reg} は次式のように計算した。

$$\Delta P_{reg, tube} = P_1 - P_2 = \frac{8\nu_{He} l_{tube} \dot{m}}{\pi \rho_{He} d_{tube}^4} \quad (3.13)$$

ただし、 ν は作動流体の動粘性係数で $\nu_{He} = 5.67 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ となる。また管の長さ l_{tube} 、管の直径 d_{tube} は 3.4 節で述べる。

今回の計算で円筒内での圧力損失 $\Delta P_{reg,shell}$ は、(3.13)式で求めた圧力損失と同じ圧力損失をすると仮定して計算した。従って計算式は次式になる。

$$\Delta P_{reg,shell} = P_4 - P_5 = \Delta P_{reg,tube} \quad (3.14)$$

熱交換器内の作動流体は層流で、交流式熱交換器の場合を考える。作動流体の流れが $Re < 2300$ のとき、流れは層流と判断した。また計算を簡略化するために、熱交換器の管内面における熱流速が一樣であるという近似を用いた。このように管内面の熱流速が一樣の場合、熱伝達開始点から距離 x の点における局所熱伝達率 α_x は、次式で算出される⁽¹⁵⁾。

$$Nu_x = \frac{\alpha_x d_{tube}}{\lambda_{He}} = 5.36 \times \left[1 + \left(\frac{70.0 x / d_{tube}}{Re Pr} \right)^{-1.11} \right]^{0.3} - 1.0 \quad (3.15)$$

ここで、 d_{tube} は管の直径、 λ_{He} は作動流体の熱伝導率、 Re は作動流体のレイノルズ数、 Pr は作動流体のプラントル数である。

また、管の入口から距離 x の位置での交換熱量は次式で与えられる。

$$dQ_{reg} = \alpha_x \cdot \{T_{hot}(x) - T_{cold}(x)\} \cdot \pi d_{tube} N_{tube} dx \quad (3.16)$$

ここで、 $T_{hot}(x)$ は円筒内を流れる作動流体の位置 x での温度、 $T_{cold}(x)$ は管内を流れる作動流体の位置 x での温度を表す。 N_{tube} は管の本数、 dx は位置 x での微小変位である。また次式の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} T_1 &= T_{cold}(0) \\ T_2 &= T_{cold}(l_{tube}) \\ T_4 &= T_{hot}(l_{tube}) \\ T_5 &= T_{hot}(0) \end{aligned} \quad (3.17)$$

管の外側を包む円筒から宇宙空間へ放射熱伝達で熱が損失する。ステファン・ボルツマンの法則から熱損失は次式で与えられる。

$$dQ_{loss} = \varepsilon \sigma \cdot \pi d_{shell} dx \cdot T_{hot}^4(x) \quad (3.18)$$

ここで、 ε は放射率、 σ はステファン・ボルツマン定数、 d_{shell} は円筒の直径である。ただし、上の(3.16)式と(3.17)式は次の2つの条件を満たすように計算を行う。

$$\dot{m} c_p \{T_2 - T_1\} = \int dQ_{reg} \quad (3.19)$$

$$\dot{m}c_p \{T_4 - T_5\} = \int dQ_{reg} + \int dQ_{loss} \quad (3.20)$$

T_1 は初期条件で与えられ、 T_4 は(3.6)式より求まる。 T_2 は(3.10)式から計算できる。

作動流体が熱交換器から圧縮機へ移動する間の圧力損失割合 $f_{loss,comp}$ は次式で与えられる。

$$f_{loss,comp} = \frac{P_5 - P_6}{P_5} \quad (3.21)$$

よって、圧縮機は圧力 P_6 の作動流体を圧力 P_1 になるまで圧縮する必要がある。段数が N_c 個なので、1段での圧縮比は以下ようになる。

$$\pi_c = \frac{P_1}{P_6} \cdot \frac{1}{N_c} \quad (3.22)$$

図 3.1 の 7 点から 8 点、9 点から 10 点では等圧冷却と仮定しているので、圧力損失はないものとする。圧縮機での等エンタルピー効率 $\eta_{s,c}$ の定義は、

$$\eta_{s,c} = \frac{\Delta h_{c,s}}{\Delta h_c} = \frac{h_{c,s} - h_{\min}}{h_c - h_{\min,s}} \cong \frac{T_{c,s} - T_{\min}}{T_c - T_{\min}} \quad (3.23)$$

ここで、添え字の c は圧縮機、 \min はシステム最低温度を指す。(3.23)式を書き直すと、

$$T_c = \left\{ 1 + \frac{1}{\eta_{s,c}} \left(\frac{T_{c,s}}{T_{\max}} - 1 \right) \right\} T_{\min} \quad (3.24)$$

理想気体の等エンタルピー過程では(3.5)式より、

$$\frac{T_{c,s}}{T_{\max}} = \left(\frac{P_1}{P_6} \frac{1}{N_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \pi_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (3.25)$$

(3.24)式に(3.25)式を代入すると、以下のように書き直せる。

$$T_c = \left\{ 1 + \frac{1}{\eta_{s,c}} \left(\pi_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \right\} T_{\min} \quad (3.26)$$

図 3.1 より、

$$T_c = T_7 = T_9 = T_1 \quad (3.27)$$

$$T_{\min} = T_6 = T_8 = T_{10} \quad (3.28)$$

定圧比熱、温度、圧力が分かったのでエントロピーを導出する。エントロピーは以下の式で表わされる。

$$s = c_p \log \frac{T}{P^\gamma} + s_0 \quad (3.29)$$

ここでエントロピー s はその変化量が問題となるため、積分定数 s_0 はあまり考慮しなくてもよい値といえる。(3.29)式よりエントロピーが計算でき、図3.1のようなT-s線図が描かれる。

3.2 プラント効率⁽¹⁶⁾

T-s線図が描けたのでエネルギーの収支についてまとめる。

MHD発電機から取り出される電気エネルギー Q_{gen} は、エンタルピー抽出率の定義式より次式で与えられる。

$$Q_{gen} = \eta_N \times \dot{m} c_p T_{max} \quad (3.30)$$

次に、放熱器で放熱する熱量 Q_{rad} 及び圧縮機に投入する電力 Q_{comp} を導く。図3.1のサイクル図から分かる通り、 Q_{rad} と Q_{comp} は以下の式で与えられる。

$$Q_{rad} = (N_c - 1) \times \dot{m} c_p \{T_c - T_{min}\} + \dot{m} c_p \{T(5) - T(6)\} \quad (3.31)$$

$$Q_{comp} = N_c \times \dot{m} c_p \{T_c - T_{min}\} \quad (3.32)$$

イオン化装置に投入する電力 $Q_{pre-ion}$ を求める。電気伝導性を上げるために、ガスは部分的にイオン化する必要がある。十分な熱電離を得るために混合ガス中には、イオン化ポテンシャルの低い少量のXeを添加する。(3.11)式で求めた混合ガスの質量流量 \dot{m} より、Xeのモル流速 mf_x は次式で与えられる。

$$mf_{Xe} = \frac{\dot{m}}{M} s_d \quad [\text{mol/s}] \quad (3.33)$$

ここで、 s_d は混合したXeの比である。この s_d は、0.01%と十分に小さく、他の計算では無視される。従ってXeをイオン化するのに必要な正味出力 Q_{net} は以下に式で与えられる。

$$Q_{net} = mf_{Xe} \times N_A \times \text{ionization potential} \quad (3.34)$$

N_A はアボガドロ数で $N_A = 6.022 \times 10^{23} [-/\text{mol}]$ 。 $\text{ionization potential} = 12.13[\text{eV}]$ である。ただし、イオン化ポテンシャルはJ単位に換算して計算する。イオン化装置に投入する電気出力 $Q_{pre-ion}$ は、

$$Q_{pre-ion} = \frac{Q_{net}}{\eta_{pre}} \quad (3.35)$$

η_{pre} は予備イオン化装置の効率である。

以上のエネルギー収支を踏まえて、プラント効率を導く。取り出せる正味の電力 Q_{ne} は以下の式で与えられる。

$$Q_{ne} = Q_{gen} - (Q_{comp} - Q_{pre-ion}) \quad (3.36)$$

これより、プラント効率は次式で与えられる。

$$\eta_p = \frac{Q_{ne}}{Q_f} \quad (3.37)$$

3.3 電源系質量

電源系質量の計算式を示す前に、その初期条件を表 3.2 に提示する。

表 3.2 電源系質量

原子炉質量	:	500kg
遮蔽体質量	:	400kg
超電導コイルの半径	:	0.20m
超電導コイルが発生する磁場	:	8.0T
グラファイトの密度	:	$1.89 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
グラファイトの降伏応力	:	$3.30 \times 10^8 \text{ Pa}$
ニオブ・スズの密度	:	$8.57 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
アルミニウムの密度	:	$2.70 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
ニオブ・スズの臨界電流密度	:	$1.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$
ステンレスの 0.2%耐力	:	$2.05 \times 10^8 \text{ Pa}$
ステンレスの密度	:	$7.98 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
熱交換器での安全係数	:	10.0
熱交換器のシェルでの放射係数	:	0.10
圧縮機単位投入電力あたりの質量	:	25kg/W
放熱器単位面積当たりの質量 ⁽¹⁾	:	6.0kg/m ²

3.3.1 MHD 発電機

ディスク形状ホール型 MHD 発電機は、発電機の中心に強力な磁場をかける必要がある。このような強力な磁場を作り出すには超電導コイルが必要になる。超電導電磁石用線材としては NbTi と Nb₃Sn が実用的である。ここで、超電導線材の臨界電流密度と磁場の関係を図 3.2 に示す⁽¹⁷⁾。8T という強磁場では、Nb₃Sn の方が臨界電流密度は大きいのでこちらを採用する。またその図より、8T での Nb₃Sn の臨界電流密度を $1.5 \times 10^9 \text{A/m}^2$ とする。ただし安全係数 10 をとり、臨界電流密度は $1.5 \times 10^8 \text{A/m}^2$ とする。しかし Nb₃Sn は金属間化合物材料であり、大変ひずみに弱く、0.6%のひずみがかわると導体に流しうる臨界電流密度が3分の1に減少する。Nb₃Sn のひずみによる臨界電流値の変化を図 3.3 に示す⁽¹⁸⁾。このようにひずみに弱く、加工しづらいことが Nb₃Sn の弱点である。

超電導磁石の安定化剤には熱伝導率が高く軽い Al を使い、複合構造とする。Nb₃Sn と Al の断面積比を 1:2 とする。Nb₃Sn の臨界温度は 18K なので、冷却材として液体 He を用いる。構造はバンドル導体型とし、線材は有効冷却面積を大きくするためにより線にし、容器におさめ、冷却材は素線の隙間を通すものとする。コイル素線 1 本 1 本には線材が張り付けられ、素線間の影響が出ないようにしている。しかしコイルの体積の 40%は冷却材や絶縁材で占められ、残り 60%はコイル素線と安定化材で占められるものとする。コイル電流 I_c 、コイル素線部の断面積 S_{csc} 、及びコイル質量 m_{coil} は次式のようになる⁽¹⁹⁾。

$$I_c = \frac{2B_0 R_c}{\mu_0} \quad (3.38)$$

$$S_{csc} = \frac{I_c}{J_c} \quad (3.39)$$

$$m_{coil} = 2\pi R_c S_{csc} (\rho_{Nb_3Sn} + 2\rho_{Al}) \quad (3.40)$$

ここで、 J_c はコイル素線部の臨界電流密度、 R_c はコイル半径、 ρ_{Nb_3Sn} は Nb₃Sn の密度、 ρ_{Al} は Al の密度である。 $R_c = 0.2\text{m}$ 、 $\rho_{Nb_3Sn} = 8.57\text{g/cm}^3$ 、 $\rho_{Al} = 2.7\text{g/cm}^3$ を用いる。また、冷却材と絶縁体の重量は無視した。

次にコイルカン（容器）の質量を導く。コイルはそれ自身の作り出す磁場によって、外側へのローレンツ力を受ける。その力は次式により求められる。

$$F_{hoop} = \frac{1}{2} \mu_0 I_c^2 \left(\ln \frac{8R_c}{a_c} - \frac{3}{4} \right) \quad (3.41)$$

ここで、 F_{hoop} がコイルの受ける力を表し、 I_c はコイル電流、 R_c はコイル半径、 a_c はコイル断面を円形とした場合の断面半径を表すものとする。このローレンツ力によりコイルはフープ応力を受けるが、コイルカンによってそのフープ応力を吸収させる。コイルカンにはグラスファイバーを用いる。そのグラスファイバーの密度は $\rho_{gf} = 1.89\text{g/cm}^3$ であり、使用応力として $\sigma_u = 330\text{MPa}$ 用いる。コイルカン断面積 S_{cc} 、重量 m_{cc} は次式で求まる。

$$S_{cc} = \frac{F_{hoop}}{2\pi\sigma_u} \quad (3.42)$$

$$m_{cc} = 2\pi R_c S_{cc} \rho_{gf} \quad (3.43)$$

MHD 発電機の質量のほとんどは超電導コイルとコイルカンの質量の和で表せるので、残りの質量をその質量和の 10% として計算した。従って MHD 発電機の質量は次式で計算できる。

$$m_{gen} = (m_{coil} + m_{cc}) \times 1.1 \quad (3.44)$$

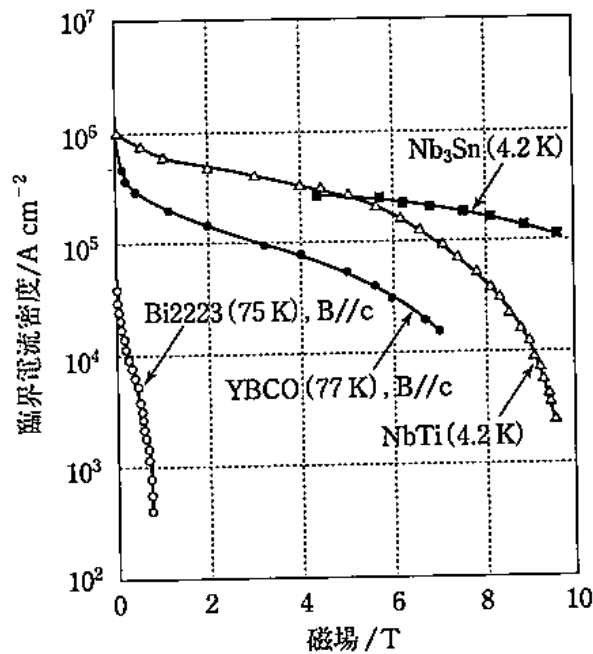


図 3.2 磁場と臨界電流密度の関係

出典 藤嶋明 他；“ナノテクとエネルギー”（科学技術振興機構, 2006）

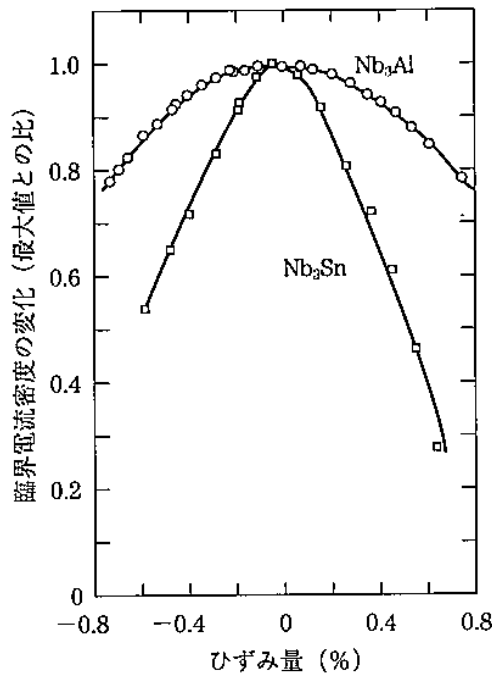


図 3.3 Nb₃Sn の臨界電流密度とひずみの関係
 出典 関昌弘；“核融合炉工学概論”（日刊工業新聞社, 2001）

3.3.2 熱交換器

熱交換器は多管式円筒型熱交換器を採用する。その材質には耐熱性と耐食性に優れたステンレス鋼を用いる。ここでは、ステンレス鋼の中の SUS316 の場合で計算を行う。密度は 7.98g/cm³、0.2%耐力は 205N/mm² とする。

熱交換器の材質が上記のように決まったので、その質量を求めるには管 (tube) と円筒 (shell) の体積とを求めればよい。管の体積 V_{tube} は次式で与えられる。

$$V_{tube} = N_{tube} \cdot 2\pi r_{tube} \delta_{tube} l_{tube} \quad (3.45)$$

ここで、 N_{tube} は管の本数、 r_{tube} は管の半径、 δ_{tube} は管の厚さ、 l_{tube} は管の長さである。管の本数及び管の半径は電源比質量の最適化を行う場合に与える。管の厚さ δ_{tube} は次式で計算を行った。

$$\delta_{tube} = \frac{P_{tube} r_{tube} \beta}{\sigma_{tube}} \quad (3.46)$$

ここで、 P_{tube} は管内を流れる作動流体の圧力で T-s 線図上で与えられている。 β は安全率で、ここでは 10 として計算を行う。 σ_{tube} は管に用いる材質の 0.2%耐力で、205N/mm² とする。

3.3.3 放熱器・圧縮機

宇宙用放熱器の重要なパラメータは単位面積当たりの質量である。

$$\beta_{rad} = \frac{m_{rad}}{A_{rad}} \approx 6 [\text{kg/m}^2] \quad (3.47)$$

ここで、 A_{rad} は放射面積である。放射熱量は、

$$Q_{rad} = \varepsilon \sigma A_{rad} T_{cin}^4 \quad (3.48)$$

ここで、 T_{cin} は圧縮機に入る温度、 ε は放射率、 σ はステファン・ボルツマン定数。式(3.46)式と(3.47)より、放射面積 A_{rad} を消去すると、放熱器の質量は、

$$m_{rad} = \frac{\beta_{rad} Q_{rad}}{\varepsilon \sigma T_{cin}^4} \quad (3.49)$$

ターボ圧縮機と動力の質量の特徴は、幅広い技術的経験から正確に推測されている。一般に、圧縮機の比質量は、以下の式で与えられる。

$$\frac{m_{comp}}{Q_{comp}} = 2 \times 10^{-2} [\text{kg/kW}] \quad (3.50)$$

圧縮機への投入電力 Q_{comp} は3.2節で求めたので、圧縮機の質量が求まる。

3.4 電源系比質量の最適化

電源比質量とは、電源質量を正味発電電力で割った値のことをいう。表3.2で書いた原子炉の質量を m_{re} 、遮蔽体の質量を m_{shield} とすると、電源質量 m_{pwr} は以下の式で与えられる。

$$m_{pwr} = m_{re} + m_{shield} + m_{gen} + m_{rad} + m_{comp} \quad (3.51)$$

正味発電電力 Q_{ne} は、(3.36)式で求めた値を用いる。従って、電源比質量 α_{pwr} は以下のように定義できる。

$$\alpha_{pwr} = \frac{m_{pwr}}{Q_{ne}} \quad (3.52)$$

次にこの電源比質量を最適にするために、熱交換器の初期条件を調整した。具体的には、熱交換器の低温流体の入口温度 T_1 、熱交換器の高温側での流体間温度差 ΔT_a 、チューブの直径 d_{tube} の3つを調整した。それぞれの変数は、以下に説明するように電源比質量に影響を与える。

熱交換器の低温流体の入口温度は、図 3.1 から分かるように探査機の放熱温度に影響を与える。放熱器の質量は放熱温度の 4 乗に反比例するので、熱交換器の低温流体の入口温度は電源系の質量に関係する。またその値には、最適値が存在する。

熱交換器の高温側での流体間温度差は低い方が、一般的にプラント効率は高くなる。しかし、単位面積当たりの交換熱量が減少するので、熱交換器の体積が上昇する。その結果、熱交換器から宇宙空間への熱損失が (3.18) 式に従い増加してしまう。

チューブの直径が小さくなると、(3.13) 式より熱交換器での圧力損失が大きくなる。しかし、熱交換器の単位体積当たりの熱交換面積が大きくなり、熱交換器全体がコンパクトになる。コンパクトになると、(3.18) 式に従い熱交換器から宇宙空間への熱損失が低下する。

そこで、熱交換器の低温流体の入口温度は 450K、熱交換器の高温側での流体間温度差 ΔT_a は 150K、チューブの直径 d_{tube} は 20mm を基準にして、それぞれの変数が電源比質量にどのような影響を与えるかを計算した。その結果を図 3.4(a) (b)、図 3.5、図 3.6 に示す。図 3.4(a) は熱交換器の低温流体の入口温度と熱交換器内の圧力損失、熱損失の関係を示し、図 3.4(b) は低温流体の入口温度と放熱温度、電源比質量の関係を示す。図 3.5 と図 3.6 の縦軸には電源比質量以外に熱交換器の熱損失と圧力損失をまとめた。グラフよりそれぞれの変数には、最適値が存在することが確認できた。

図 3.4、図 3.5、図 3.6 では、それぞれの変数と電源比質量の依存性をみるために、3 つの変数を独立に計算していたが、3 つの変数を任意に決めた時の電源比質量の最小値を求めた。具体的には、 T_1 については 300~600K の範囲を 10K 刻み、 d_{tube} については 0~50mm の範囲を 0.5mm 刻み、 ΔT_a については 0~300K の範囲を 10K 刻みで、変数を任意に変えて電源比質量が最小になる値を導いた。その結果、 T_1 は 410K、 d_{tube} は 24mm、 ΔT_a は 115K のとき、 α_{plant} は 34.9kg/kW 得られた。なお、図 3.1 のグラフはその最適値の時の T-s 線図である。この最適化により、エネルギー収支と電源系質量の値が決まったので、エネルギー収支を表 3.3 に、電源系質量を表 3.4 に示す。

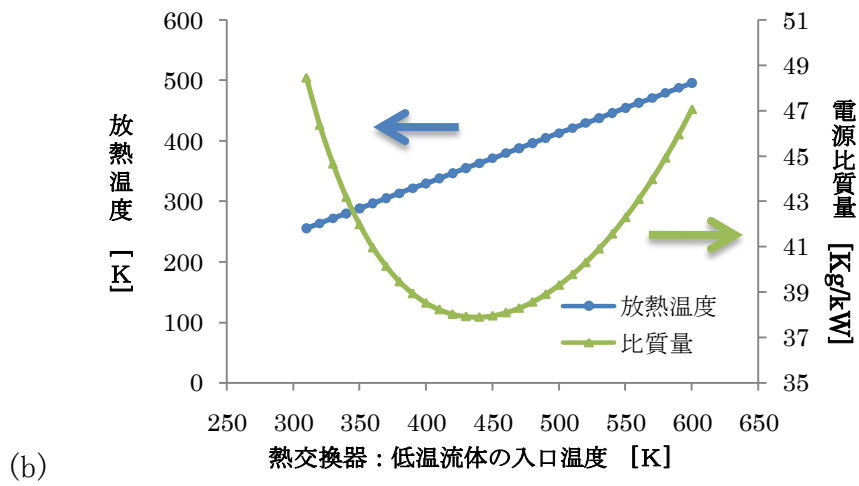
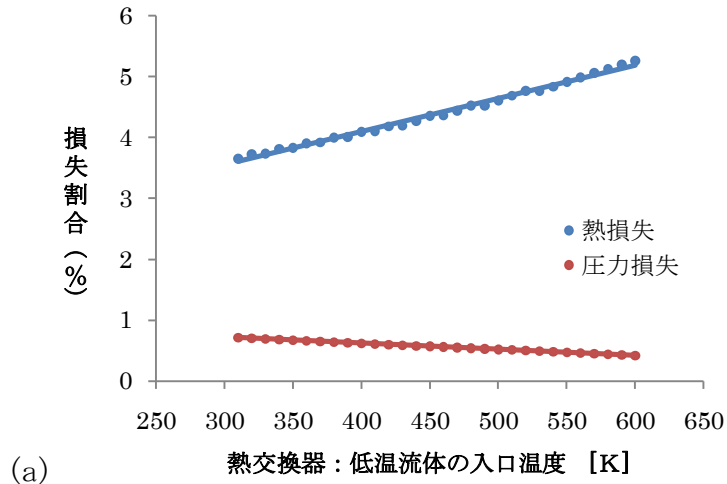


図 3.4 熱交換器低温流体入口温度と電源比質量の関係

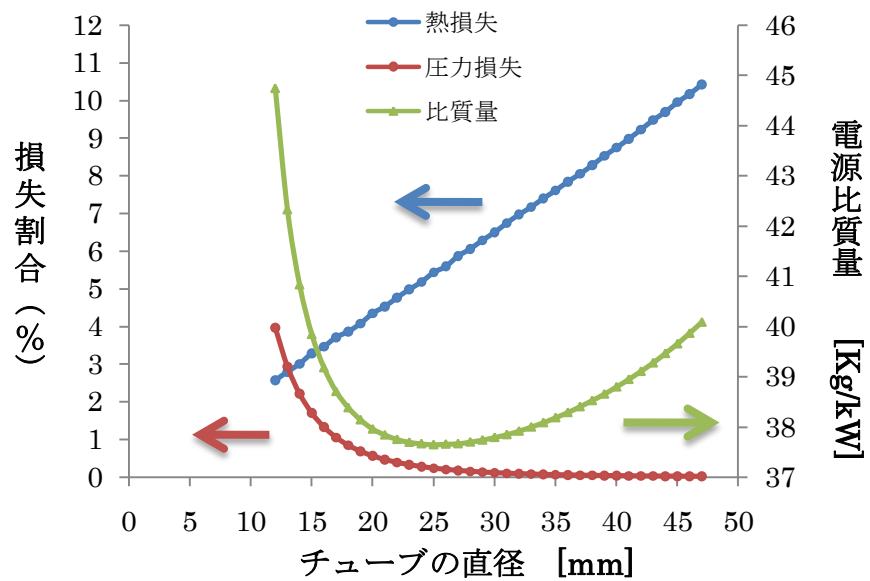


図 3.5 チューブの直径と熱損失・圧力損失の関係

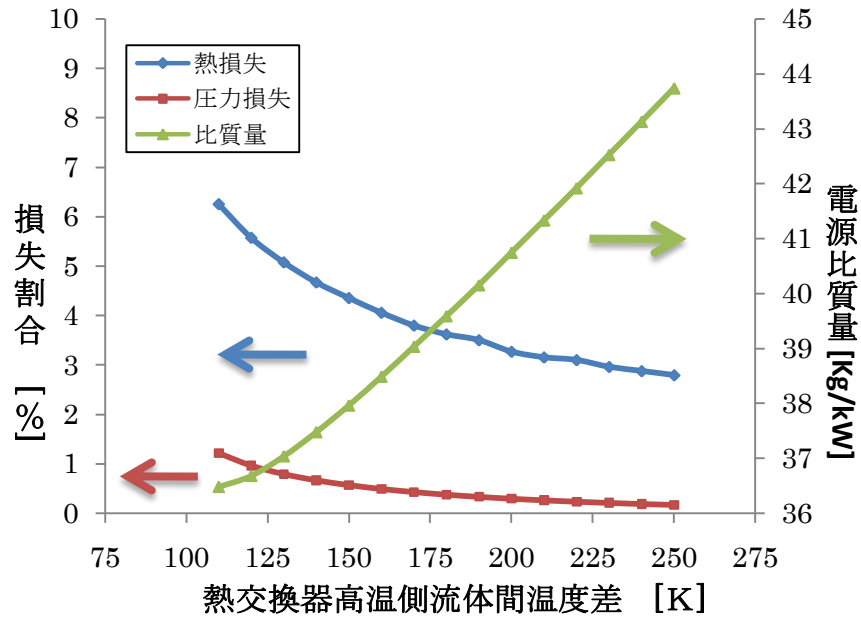


図 3.6 熱交換器高温側流体間温度差と電源比質量の関係

表 3.3 エネルギー収支

原子炉から供給される熱出力	: 100.0 kW
MHD 発電機での発生電力	: 80.2 kW
圧縮機への投入電力	: 35.3 kW
作動流体をイオン化するのに必要な電力	: 1.7 kW
熱交換器での熱交換出力	: 106.5 kW
熱交換器での熱損失	: 7.9 kW
放熱器からの放熱出力	: 41.0 kW
正味発電出力	: 43.2 kW

表 3.4 電源系質量

原子炉	: 500 kg
遮蔽体	: 400 kg
MHD 発電機	: 170 kg
熱交換器	: 70 kg
圧縮機・放熱器	: 370 kg
電源系の合計質量	: 1510 kg

3.5 推進機の計算条件

イオンエンジンは JAXA の 3.3kW 級の直流放電型イオンエンジンを基準に考える。下の表 3.5 にその性能をまとめる⁽¹⁰⁾。また、その推進機を図 3.7 に示す⁽²⁰⁾。推進効率の比較のために、本研究室で実験を行っているマイクロ波放電型イオンエンジンでの最高推進効率 0.62 とその時の比推力 3650s を用いて軌道計算を行う。

今後 JAXA の 3.3kW 級の直流放電型イオンエンジンを「直流放電型」と呼び、推進効率と比推力を本研究室の実験で得た値を用い、質量などの残りの値を直流放電型と揃えたものを「マイクロ波放電型」と呼んで比較・検討を行う。

次に推進機に投入する電力 Q_{thr} を考える。

$$Q_{thr} = N_{thr} q_{thr} \quad (3.53)$$

N_{thr} は作動させる推進機の個数、 q_{thr} は 1 機の推進機を作動させるのに必要な電力で、表 3.5 の投入電力 3.3kW である。3.2 節より MHD 発電システムから供給される電力は 43.2kW なので、(3.53)式から N_{thr} は 13 機となる。このとき、正味発電電力 Q_{pwr} と推進機投入電力 Q_{thr} の差として 0.3kW の電力が余る。これは探査機の通信・制御に使用されるものとする。本研究の計算体系では 3 機の推進機を予備に搭載した場合を考え、合計 16 機の推進機を搭載させる。

一方レーザー駆動エンジンでは、これまでの本研究室での計算の結果、約 75% の推進効率を得られている⁽²¹⁾。その推進効率 η' は以下の式で定義される。

$$\text{推進効率} \eta' = \frac{\sum m v_z (\text{全} Z \text{方向運動量})}{\sum m |v_0| (\text{全初期運動量})} \quad (3.54)$$

η' はどれだけプラズマの運動方向を +Z 方向に変化させられているかを表す。この η' は高いほど性能が良いと言える。ただし、この推進効率はイオンエンジンで一般的に使う推進効率とは定義が違う。レーザー駆動エンジンの場合、発電機から発生した電気をレーザーに変換した後、そのレーザーでターゲット粒子をプラズマ化する。この一連の効率を考えなければならない。この効率を今後のレーザー開発に期待し、50% と仮定して計算を行う。そのためイオンエンジンで用いる推進効率に直すと、レーザー駆動エンジンの推進効率は 0.75 と 0.50 の積である 0.375 となる。

レーザー駆動エンジンのレーザー変換機の質量は、NASA の宇宙用レーザー変換機に関する文献⁽²²⁾ より約 2000kg と推定した。その根拠を以下に示す。文献中のレーザー変換機は SP-100 から供給される 100kW の電気を 50kW のレーザーに変換し、質量が約 5000kg と推定されている。電気出力と質量が比例関係にあると仮定すると、MHD 発電機

から供給される電気出力が約 40kW なので、レーザー変換機の質量は約 2000kg となる。

レーザー駆動エンジンの超電導コイルの質量とエンジンの比推力については、本研究の林田の計算結果を参考にした。以上の値を表 3.6 にまとめる。

直流放電型イオンエンジンとマイクロ波放電型イオンエンジン、レーザー駆動エンジンの 3 つの推進機について軌道計算を試したが、表 3.6 のレーザー駆動エンジンの性能では有効な解が得られなかった。主な要因としては、レーザー駆動エンジンの質量が大きく、その推進効率がイオンエンジンに比べてずっと低いことが考えられる。第 4 章では、2 種類のイオンエンジンによる軌道計算の結果を示す。

表 3.5 イオンエンジンのパラメーター

推進機効率	:	0.77 (JAXA) 0.62 (本研究室)
比推力	:	3500s (JAXA) 3650s (本研究室)
投入電力	:	3.3kW
スラストヘッド質量	:	13kg
PPU 質量	:	30kg
推進機質量	:	43kg

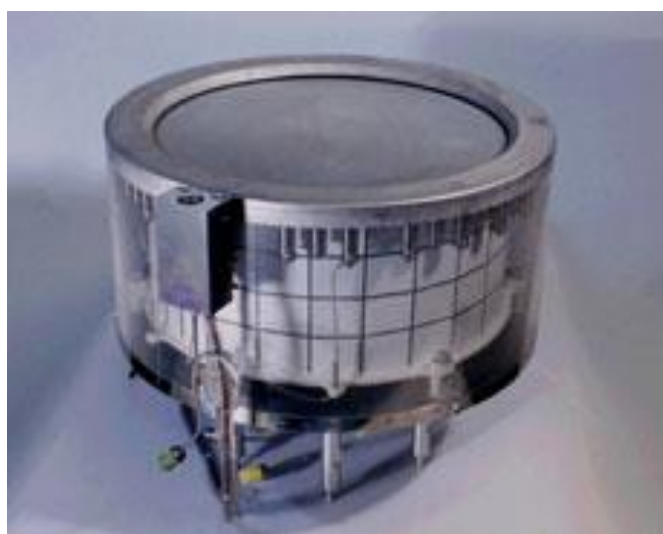


図 3.7 JAXA の直流放電型イオンエンジンの外観

出典 JAXA の HP (http://www.iat.jaxa.jp/res/adtrg/f01_03.html)

表 3.6 レーザー駆動エンジンのパラメーター

推進機効率	:	0.375
比推力	:	3300s
レーザー質量	:	2000kg
コイル質量	:	200kg

第4章 軌道計算

4.1 軌道計算コードについて

軌道計算には都立航空高専の中野氏が制作した EPS7 という計算コードを用いた⁽²³⁾。EPS7 は惑星間ミッションにおけるペイロード質量が最大になるように、3次元軌道の最適化を行うコードである。ここでペイロード質量 m_{pl} は次のように定義される。

$$m_{pl} = m_0 - \frac{1}{1-\varepsilon} m_f - (\alpha_{thr} + \alpha_{pwr}) Q_{thr} \quad (4.1)$$

ここで、 m_0 は探査機初期質量、 m_f は推進剤消費量、 ε は推進剤タンクのうち推進剤の占める質量割合、 α_{pwr} は電源比質量、 α_{thr} は推進機比質量、 Q_{thr} は推進機へ投入される電力である。推進剤消費量 m_f は次式で定義される。

$$m_f = \int_{t_0}^{t_1} \frac{2\eta Q_{thr}}{g^2 I_{sp}^2} dt \quad (4.2)$$

t_0 と t_1 はそれぞれ出発・到着時を表す。このコードでは飛行時間 t_f を入力データとするので、

$$t_1 - t_0 = t_f \quad (4.3)$$

の関係がある。また、運動方程式には太陽の重力と機体のエンジンの推力のみを考える。

次に境界条件に移る。出発時の境界条件は次式のようになる。

$$\begin{aligned} x &= x_0(t_0) \\ v &= v_0(t_0) + c_3 \end{aligned} \quad (4.4)$$

ここで、 x_0 と v_0 は出発する惑星の位置と速度を表す。また c_3 は必要に応じて与える。

到着点による境界条件は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} x &= x_1(t_1) \\ v &= v_1(t_1) + v_r \end{aligned} \quad (4.5)$$

ここで、 x_1 と x_2 は到着する惑星の位置と速度を表す。 v_r は機体と惑星の相対速度である。完全にランデブーする場合、この値は0になる。

電気推進は長時間の作動が要求される反面、推進機自身の寿命があることから、作動時間に関する拘束が必要になる。

$$\text{(推進機の作動時間)} \leq \Delta T_{life} \quad (4.6)$$

この作動時間 ΔT_{life} の範囲で、ペイロード質量が最大になるような最適な軌道と作動時間が求まる。

4.2 軌道計算の入力条件

3章までの議論より電源系質量、推進機質量、推進効率、推進機への投入電力、比推力が求まった。これより電源系比質量 α_{pwr} と推進機比質量 α_{thr} が求まる。それぞれ以下の式で定義される。

$$\alpha_{pwr} = \frac{m_{pwr}}{Q_{thr}} \quad (4.7)$$

$$\alpha_{thr} = \frac{m_{thr}}{Q_{thr}} \quad (4.8)$$

ここで、 m_{pwr} は電源質量、 m_{thr} は推進機質量、 Q_{thr} は推進機に投入する電力である。

また2.4.5節で求めた $\frac{m_t}{m_p} = 0.076$ より、 $\frac{m_t}{m_p + m_t} = 0.0707$ が求まる。これで推進剤タンクのうちタンクが占める質量割合が求まる。

航行時間は1000日と1100日を比較した。1200日も同様に比較しようとしたが、軌道計算の解が得られなかった。これは航行時間に応じた探査機出発日を与えることができなかったのが原因と考える。

探査機初期質量は推進効率や比推力などの条件で最適な値が変化する。よってJAXAの直流放電型イオンエンジンと本研究室のマイクロ波放電型イオンエンジンの2つの場合で、最適な探査機初期質量が変わる。ただし条件として、探査機初期質量を2006年12月18日に技術試験衛星VIII型「きく8号(ETS-VIII)」を打ち上げたH-IIA204型ロケットの打ち上げ搭載能力である5700kg以内に収まるように計算を行った。探査機初期質量と推進効率の条件は、次の4.3節でペイロード質量が最大になる値を代入する。それ以外の条件は以下の表4.1に示す。

表 4.1 軌道計算の入力条件

電源系比質量(α_{pwr})	:	35.2kg/kW
推進機比質量(α_{thr})	:	16.0kg/kW
推進機への投入電力(Q_{thr})	:	42.9kW
航行時間(t_f)	:	1000日と1100日
推進剤タンクの容器が占める質量割合	:	7.07%

4.3 探査機初期質量の最適化

探査機初期質量が 5700kg 以内の条件のもと、表 4.1 に示す入力条件で直流放電型とマイクロ波放電型のそれぞれのイオンエンジンの軌道計算を行った。そのときの探査機初期質量とペイロード質量の関係を図 4.1 に示す。航行時間を 1000 日、推進機にマイクロ放電型を選んだ場合の計算結果は得られなかった。原因は推進効率が低いこと、もう一つは 3650s という比推力に対して航行時間 1000 日が短いことが挙げられる。

図 4.1 のグラフより同じ航行時間である 1100 日の場合でも直流放電型の方がマイクロ波放電型に比べてペイロード質量が大きく、探査機初期質量の上限が大きく取れるという特徴がある。また航行時間 1100 日と 1000 日を比べると、航行時間 1100 日の方がペイロード質量は大きいと言える（ただし、航行時間が違うと地球と木星の位置関係が変わるので一概にそう言えるわけではない）。これは比推力が 3500s では 1000 日より長い航行時間で最適値が存在することを示している。逆に言えば、航行時間 1000 日に対して比推力 3500s は高すぎる。つまり、比推力が高いほど燃費のよいエンジンと言えるが、ミッション次第では比推力を調整する必要があると読み取れる。

また図 4.1 より直流放電型イオンエンジンの場合、探査機初期質量が 5300kg を超えるあたりからペイロード質量が急に低下することが読み取れる。探査機初期質量が増加するにつれてペイロード質量が増加することは容易に考えられることだが、このようにペイロード質量が低下する理由を説明するのは難しい。おそらく探査機初期質量がある程度増加すると、地球の軌道から離脱するまでに要する時間が余計にかかるためだと考えられる。その時間というのは地球の周りを周回する回数に伴って大きくなるため、図 4.1 のグラフのように不連続になるはずである。さらに航行時間が一定のため、地球の軌道から離脱するまでに余計に消費した時間を推進機の作動で補ったため、推進剤消費量がますます大きくなったと予想できる。つまりこのことから、探査機初期質量が増加すればするほどペイロード質量が増加するとは限らず、そのバランスを取ることも重要であると言える。

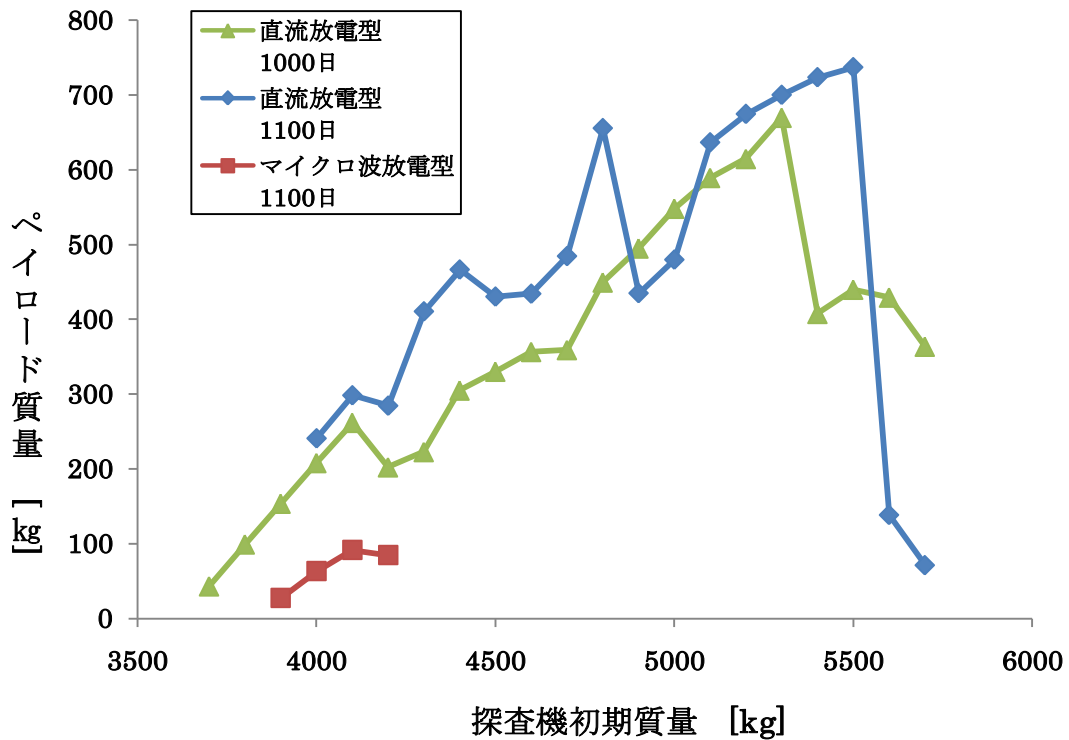
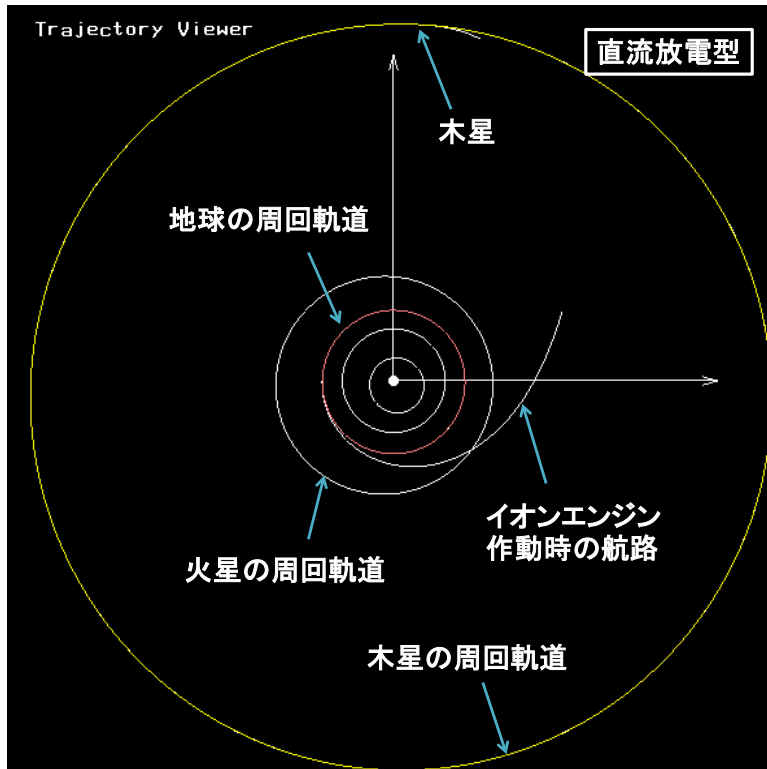


図 4.1 探査機質量とペイロード質量の関係

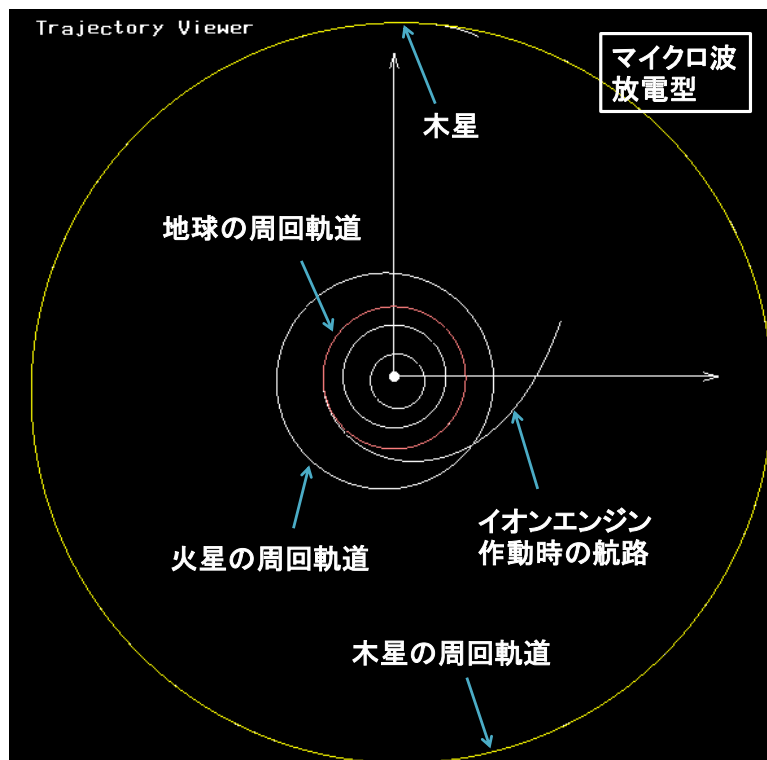
4.4 軌道計算の結果

直流放電型 (JAXA) とマイクロ波放電型 (本研究室) のそれぞれについて 4.3 節で求めた探査機質量が最大になるときの軌道計算の結果を表 4.2 にまとめる。また、それぞれの軌道図を図 4.2 に示す。図 4.2 の (a) と (b) を比較すると、推進効率と比推力が異なるのに軌道図はほぼ同じになる。これから地球から木星まで航行する場合の最適な航路は、ある程度決まっていることが分かる。このことは、表 4.2 の探査機の出発日と到着日が 3 日違いであることから推察できる。上述のことを逆の立場から考えると、その最適な航路で探査機を通らせるためには、必要なペイロード質量に応じて探査機初期質量・推進効率・比推力を調整する必要があると言える。

今回の探査内容は木星探査用の人工衛星を木星の静止軌道上に置くことなので、1.3 節で述べたようにペイロード質量は 200kg 以上必要になる。JAXA の 3.3kW 級直流放電型では、ペイロード質量が 740kg なので十分な結果が得られたと言える。探査衛星を複数個搭載した場合のミッションも十分に考えられる。しかし本研究室で実験を行っているマイクロ波放電型では、表 4.2 にもあるように目標値である 200kg というペイロード質量は得られていない。これは今後の技術課題である。



(a)



(b)

図 4.2 軌道図

(a) マイクロ波放電型 (b) 直流放電型

表 4.2 軌道計算の結果

	直流放電型	マイクロ波放電型
探査機初期質量	5500kg	4100kg
出発日	2019年2月26日	2019年3月1日
到着日	2022年3月2日	2022年3月5日
ペイロード質量	740kg	90kg
イオンエンジン作動期間	492日	469日
推進剤消費量	2384 kg	1682 kg

4.5 探査機の質量構成

表 4.2 よりそれぞれの推進機でのペイロード質量と推進剤消費量の値が分かったので、探査機打ち上げ時の質量構成の比較を図 4.3 にまとめる。詳細な探査機の質量構成を表 4.3 に示す。図 4.3 を見て分かる通り、直流放電型とマイクロ波放電型の両方で探査機初期質量のうち推進剤消費量の占める割合が高いことが分かる。特にマイクロ波放電型の場合、探査機初期質量に対するペイロード質量が極めて低いことが分かる。つまり今回考えた探査機の体系において、本研究室で実験を行っているマイクロ放電型イオンエンジンは採用できないということがわかった。

このマイクロ波放電型を基準に設計を行うのであれば、図 4.3 の電源質量をおさえるべきである。電源質量の質量構成を図 4.3 の円グラフで示す。その円グラフから分かる通り、熱源である原子炉とそこから発生する放射線を防ぐ遮蔽体が占める質量が高いことがわかる。この原子炉と遮蔽体の質量を減らすことは極めて困難だが、円グラフ上の質量の割合を減らすことはできるはずである。

その方法の一つとして、原子炉の熱出力を上げることが考えられる。原子炉の熱出力を上げる場合、プラント効率が一定ならばその放熱熱量も同時に増加する。放熱熱量が増加すれば、放熱器・圧縮機・熱交換器の質量はそれに比例して増加する。従って原子炉の熱出力にほぼ比例する形で、放熱器・圧縮機・熱交換器の質量は増加すると言える。これに対して作動流体の質量流量が増加するため、原子炉と MHD 発電機の質量は増加するが、その質量増加は放熱器・圧縮機の質量増加に対しては低い。また原子炉の熱出力は中性子束に比例するので、放射線も比例して増える。ただし放射線は遮蔽体の中で指数関数的に減衰するので、放射線の量が 2 倍になったからといって遮蔽体質量を 2 倍にする必要はない。つまり原子炉の熱出力を上げれば、図 4.3 の原子炉・遮蔽体・MHD 発

電機の質量割合が減少するはずである。これにより棒グラフにおける電源質量の割合が低下すると考えられる。

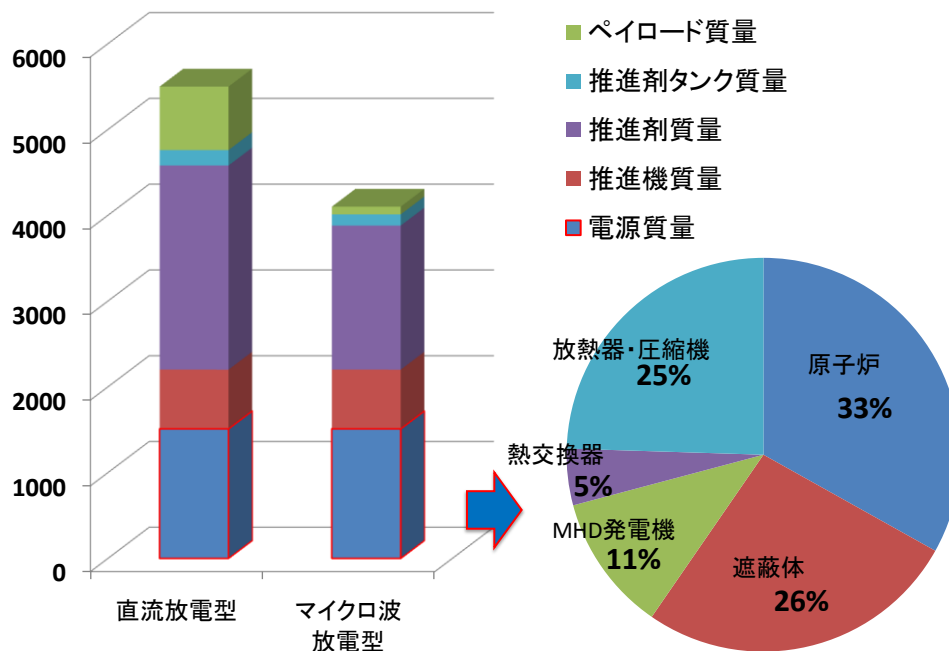


図 4.3 探査機の質量構成比較

表 4.3 探査機の質量構成

	直流放電型	マイクロ波放電型
電源質量	1510kg	1510kg
推進機質量	690kg	690kg
推進剤質量	2380kg	1680kg
推進剤タンク質量	180kg	130kg
ペイロード質量	740kg	90kg
探査機全質量	5500kg	4100kg

4.6 耐久性の問題

2.2 節で述べたように、MHD 発電機は高温流体を流すパイプ内の電極がすぐに腐食するため短寿命であるという欠点がある。本研究では MHD 発電機の寿命は 1 年を目安にしている⁽¹⁴⁾。しかし本研究で考えた探査機では、このような短期間に木星航行を成し遂げるのは不可能である。MHD 発電機の寿命が短くなる要因は高温流体を流すパイプ内の

電極腐食なので、発電しない期間において作動流体を流さない体系を考えた。具体的には、図 4.4 に示すように推進機を作動させていない期間は作動流体を MHD 発電機内に流さないものとする。その間は図 4.4 のように作動流体を別の経路に流すものとし、放熱器は発電時とは別のものを使用する。その放熱器の位置は図 2.1 の探査機概念図に示した部分に設置するものとする。そのとき追加した放熱器の質量の分、探査機初期質量は増加する。しかし原子炉通過直後の作動流体の温度は高く、必要な放熱面積は極めて小さいのでその増加した質量は無視した。

推進機を作動させる期間に発電を行うことにしたので、探査機初期質量と推進機の作動時間の関係を調べた。そのグラフを図 4.5 に示す。グラフ中の横線は MHD 発電機の寿命の目安である 365 日を表す線である。図 4.1 と図 4.5 より、推進機の作動時間が 365 日以内でペイロード質量が最大になるときの探査機初期質量を求めた。ただしマイクロ波放電型では、推進機作動時間が 365 日以内になることがなかった。直流放電型の場合、以下に示す結果が得られた。

- ・ 航行時間 1000 日の場合、探査機初期質量が 4400kg のときに、ペイロード質量は 305kg となった。
- ・ 航行時間 1100 日の場合、探査機初期質量が 4400kg のときに、ペイロード質量は 467kg となった。

以上のことより本研究で考えた発電システムの場合、JAXA の直流放電型イオンエンジンならば、推進機の作動時間が 1 年以内でも目標とするペイロード質量が得られることがわかった。それぞれの航行時間での質量構成の比較を図 4.6 に示す。なお、図 4.3 はペイロード質量が最大になるときの直流放電型とマイクロ波放電型の質量構成比較であるのに対して、図 4.6 は推進機の作動時間が 1 年以内という拘束条件を加えた場合での航行時間と質量構成の比較図である。

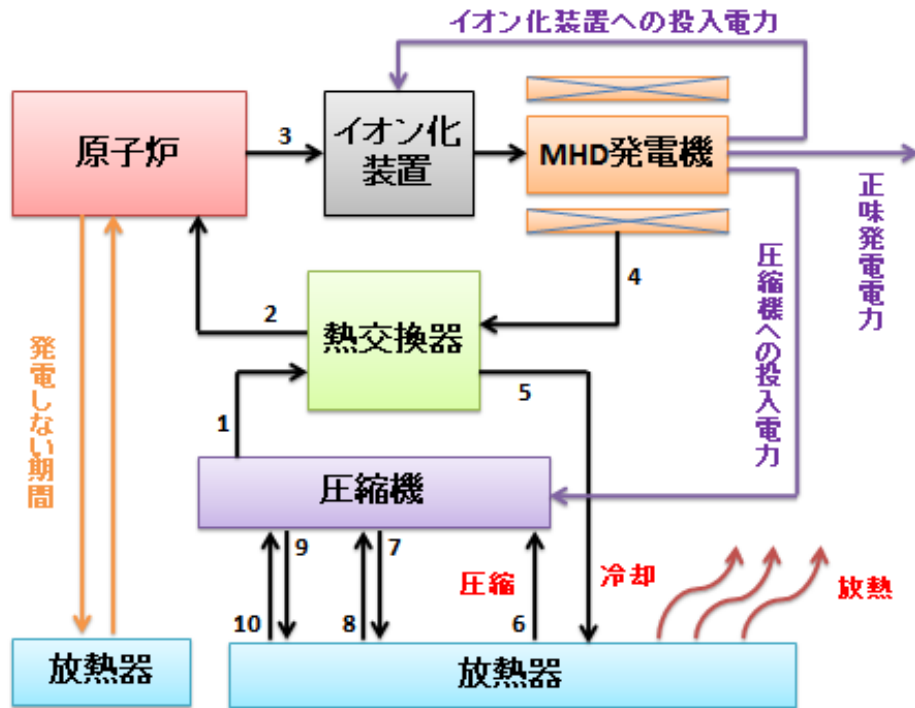


図 4.4 電源系の構成図

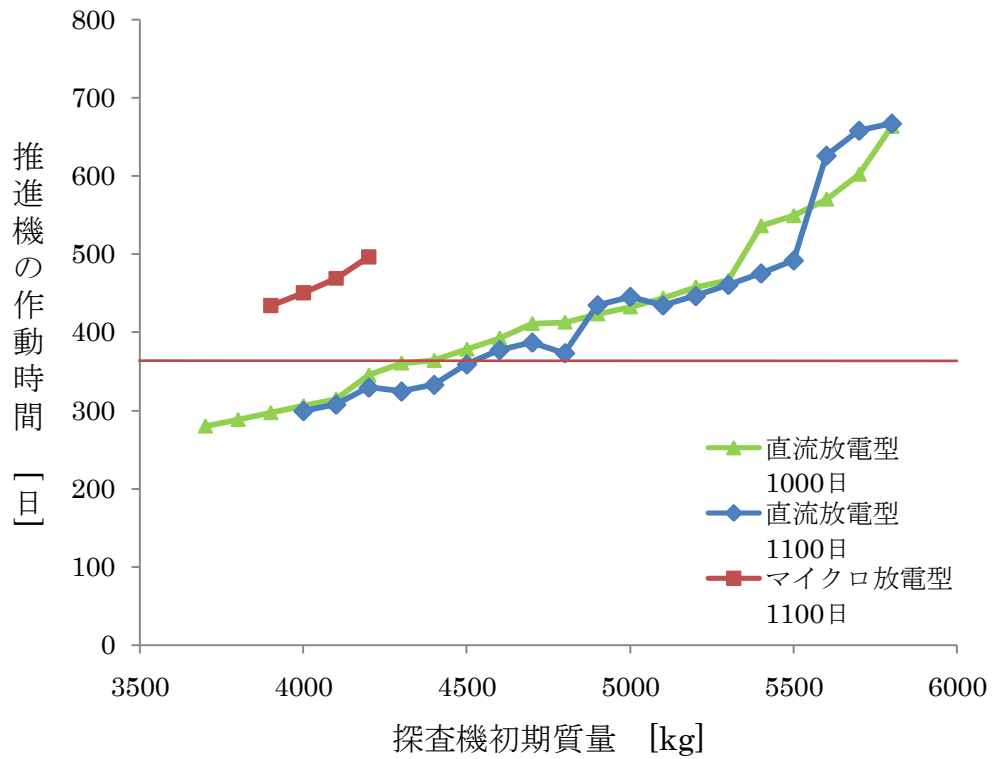


図 4.5 探査機初期質量と推進機の作動時間

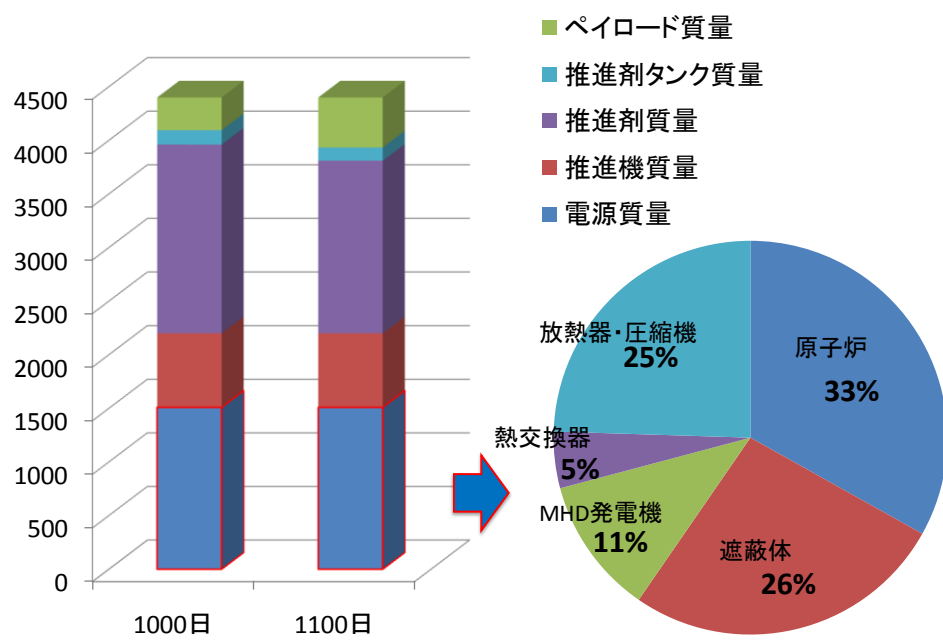


図 4.6 探査機の質量構成比較

5章 結論

MHD 発電システムを採用した場合の「原子力電気推進システム」のプラント効率及び質量構成を概算した後、軌道計算を行った。そしてペイロード質量 200kg 以上で発電期間 1 年以内という目標値のもと、JAXA の 3.3kW 級直流放電型イオンエンジンと本研究室の口径 10cm 級のマイクロ波放電型イオンエンジン、レーザー駆動エンジンの 3 つの推進機を比較した。以下にその結論をまとめる。

1) 電源比質量の最適化

熱交換器において、チューブの直径、高温側の流体間温度差、低温流体の入口温度の 3 つを変数にして、電源比質量が最小になる値を求めた。その結果、チューブの直径は 24mm、高温側の流体間温度差は 115K、低温流体の入口温度 410K のとき、プラント効率は 43.2%、電源質量は 1510kg、電源比質量は 34.9kg/kW となった。

2) 電源系の質量構成

探査機の質量構成を求めた結果、電源質量のうち原子炉と遮蔽体の質量の割合が高いのがわかった。この割合を低下させるための今後の課題としては、本研究で 100kW と決めていた原子炉の熱出力を上げて再計算を行うことが挙げられる。また軌道計算から探査機初期質量に余裕があることを確認できたので、熱出力を上げることは有効であると言える。

2) 軌道計算

電源系の性能を表す正味発電出力と電源質量、駆動系の性能を表す推進効率・比推力・推進機質量がより多くのペイロード質量を得る上で重要であると確認できた。ところがそれ以上に、上記の値と探査機初期質量・航行時間・出発日のバランスの方が重要であると確認できた。

4) 推進機の比較

レーザー駆動エンジンの場合、推進効率が低く、推進機質量があまりに大きくなるために軌道計算が行えなかった。今後の技術目標としては、質量と推進効率の両方での改善が望まれる。推進効率については電気をレーザーに変換する場合の効率が最も重要な値となるため、その変換効率の向上が推進機性能向上への近道といえる。

JAXA の直流放電型イオンエンジンの場合、推進機作動時間 1 年以内という条件を課してもペイロード質量 467kg（航行時間 1100 日）が得られた。推進機として十分な性

能と言える。

直流放電型イオンエンジンの推進効率、比推力を本研究で実験・計算を行っているマイクロ波放電型イオンエンジンの値に変更して軌道計算をした場合、ペイロード質量と推進機作動時間の両方で目標値が達成できなかった。比推力については 3500s の JAXA の直流放電型イオンエンジンで十分なペイロード質量が得られたので、マイクロ波放電型イオンエンジンの比推力は現行の 3650s で十分であると言える。従ってマイクロ波放電型イオンエンジンの推進効率の向上が今後の技術目標となる。

本研究では、軌道計算を行うためにいくつかの仮定をおいた。原子炉の出口冷却材温度 1800K、原子炉質量 500kg、遮蔽体質量 400kg、MHD 発電機のエンタルピー抽出率 30%、MHD 発電機の寿命 1 年などがそれにあたる。この仮定を達成することが今後の課題と言える。しかし、これらの条件を満たすのは現状では非常に難しいと言える。

参考文献

- (1) 星野健; “JAXAにおける宇宙用新エネルギー研究” (第47回 航空原動機・宇宙推進講演会, 2007)
- (2) Richard Grammier; “An Overview of the JIMO Mission to Jupiter” (ISTS2006-o-2-06V, 2006)
- (3) 安田秀志、滝塚貴和; “米国及びソ連の原子力ロケット” (JAERI-Review 96-015, 1996)
- (4) 篠原育; 私信(2006)
- (5) 赤崎正則 他; “プラズマ工学の基礎” (産業図書、1984)
- (6) Le Chi Kien and Nobuhiro Harada; “Studies on Low Specific Mass NFR/MHD Power Generation System for Space Applications” (Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. vol. 49, No. 164, pp. 109-116, 2006)
- (7) 東京工業大学奥野研究のHP (<http://www.es.titech.ac.jp/okuno/mhd-e-j.html>, 2007)
- (8) Nobuhiro Harada; “High Efficiency and Low Specific Mass Closed Cycle MHD Single Power Generation System” (Proceedings of Asian Joint Conference on Propulsion and Power, 2005)
- (9) 日本ヒートパイプ協会編; “実用ヒートパイプ” (日刊工業新聞社, 1985)
- (10) 栗木恭一; “電気推進ロケット入門” (東京大学出版会, 2003)
- (11) 中田大将; “MPD スラスタの有用性についての考察” (2006)
- (12) Richard P. Welle; Availability Considerations in the Selection of Inert Propellants for Ion Engines” (AIAA/DGLR/JSASS 21st International Electric Propulsion Conference, 1990)
- (13) 荒川義博 他; “イオンエンジンによる動力航行” (コロナ社, 2006)
- (14) 原田信弘; 私信(2007)
- (15) 吉田駿; “伝熱学の基礎” (理工学社, 1999)
- (16) Ron J. Litchford, et al. ; “Prospects for Nuclear Electric Propulsion using Closed-Cycle Magnetohydrodynamic Energy Conversion” (AIAA-2001-0961, 2001)
- (17) 藤嶋明 他; “ナノテクとエネルギー” (科学技術振興機構, 2006)
- (18) 関昌弘; “核融合炉工学概論” (日刊工業新聞社, 2001)
- (19) 中島秀紀 他; “レーザー核融合ロケット” (核融合研究第66巻、第3号、1991)
- (20) JAXA のHP (http://www.iaf.jaxa.jp/res/adtrg/f01_03.html, 2007)
- (21) 坂口申康; “磁気ノズル内のプラズマ挙動に関する数値解” (九州大学修士論文, 2005)
- (22) R. J. de YOUNG; “A Lunar Rover by an Orbiting Laser Diode Array” (Space Power, Volume10, Number1, 1991)
- (23) 中野正勝; “電気推進による惑星間飛行の性能最適化コード EPS 7” (<http://aero.kouku-k.ac.jp/nakano/eps/eps.htm>, 2007)