資料

原子力直接発電, (I)

原子力直接発電研究専門委員会の報告

原子力直接発電研究専門委員会*

A Review of Work in Japan on the Direct Conversion of Nuclear Energy to Electricity, (I)

By Special Committee on Direct Conversion
of Nuclear Energy to Electricity

A Summary is given of the activities of the "Special Committee on Direct Conversion of Nuclear Energy to Electricity" in the two years from its establishment in October 1963 to its termination in September 1965. The review covers the present status of the studies undertaken and the technical problems involved are reviewed on magnetohydrodynamic power generation. The subjects reviewed include nonequilibrium ionization, electronic phenomena in the boundaries of electrodes, thermodynamic and fluid mechanical problems, liquid metal MHD power generation, high temperature materials, and technical problems relating to the development of MHD power generation plants. Problems concerning other conversion methods and the associated high temperature nuclear reactors will be reviewed in the following issue.

まえがき

この報告は本専門委員会で、1963年10月以降2年間に
行なった原子力直接発電に関する研究と調査の主要
な項目をまとめたものである。

核エネルギーから種々のエネルギー形態へ変換する
系統を第1図に示した。核エネルギーを有効に電力に
転換するには、非常に多くの系統と方法があるが、今

のところ大量の電気エネルギーを得ようとすれば、核
エネルギーを1度熱エネルギーに変えることが一般で
ある。この調査では、核→熱→電気の変換のうち熱か
ら電気を得る直接発電として、大規模な発電に有用と
見られている MHD 転換の原子力応用について第I
章で述べ、第II章では、同じく熱電気発電、熱電子発
電、Klein 効果と放射性電池、第III章では直接発電に
必要な高温原子炉の問題を述べる。誌面の都合で第I

第1図 エネルギー変換図

* 委員会構成 (24名) (敬称略: ◎主査, ○幹事)

一宮 虎雄(理 研)	高橋修一郎(三菱原子力)
今井 哲二(電 通 研)	◎西堀栄三郎(原 船 団)
大 山 彰(東 大)	野沢 豊吉(東 工 大)
小沢 保知(北 大)	藤野 治之(富士電機)
阪口 忠雄(京 大)	三木 良平(電力中研)
佐々木陽三(日本電気)	岐 美 格(京 大)
佐治木清六(明 電 舎)	向 坊 隆(京 大)
佐多 敏之(東 工 大)	森 英 夫(電 試)
佐 藤 浩(東大宇宙研)	森 康 夫(東 工 大)
正田 行男(石川島播磨)	森島 国男(日 立)
○吹田 徳雄(阪 大)	○矢野 淑郎(原 研)
関 口 忠(東 大)	和田 重暢(東 芝)

章は本報(I)に、第II, III章は続報(II)に分けて記載する。

核エネルギーから電気エネルギーへの転換はこれらの方法によって次第に効率を高め、また方式も簡単化されてくることが予想されるが、第1図に示したような転換の中ですぐれた転換方法の研究が今後さかんになることを期待したい。

I. 電磁流体(MHD)発電

1. MHD 発電の概要

MHD 発電は導電性の流体を磁場内に運動させ、電磁誘導により発生する起電力を応用して発電する方法である⁽¹⁾⁽²⁾。導電性流体としては、プラズマあるいは液体金属が用いられる。化石燃料からの発電では、石油や石炭の燃焼ガスにカリウムなどの電離電圧の低い物質をシードとして混入しプラズマが得られる。しかし、原子力を熱源とするための MHD 発電では、アルカリ金属をシードとして加えた希ガスのプラズマか、または液体金属が動作流体に選ばれる。現時点では、実際に原子炉を熱源とした MHD 発電の実験はまだ行われていないが、近い将来、原子力による MHD 発電を実現する目的で、プラズマによる発電法、高温の密閉ガスループ、液体金属ループの研究が進められている。

密閉サイクルの MHD 発電は、近い将来の高温ガス冷却炉によって大電力中央発電所として50%程度以上の総合熱効率が得られるものと考えられている。また、宇宙空間における MW 以上の電力源としても有望である。

第1表に諸外国における代表的な密閉サイクル用の MHD 発電の研究状況を示す。Harwell⁽³⁾, IRD(International Research & Development Co., Ltd. England)⁽⁴⁾, Saclay⁽⁵⁾, KFA(Kernforschungsanlage, Jülich, W. G.), Avco⁽⁶⁾, W. H. (Westinghouse Research Lab. (Pittsburgh, USA))⁽⁷⁾, A. D. (Allison Division, General Motors Co., Indianapolis, USA)では、いずれも1,000°~2,500°Kのプラズマによる MHD 発電を研究している。また新しい計画として検討が始まったものに、Los Alamos の高温ガス冷却原子炉と MHD 発電による2,500°Kまでの4.0 MW 電気出力の実験計画がある⁽⁸⁾。このような高温ガス冷却炉の開発が進めば、MHD 発電に対抗しうるよい発電方法はおそらく見当らないであろう。高温ガス冷却炉の高温化については、第II章2節で述べられるが、MHD 発電の実験温度と原子炉のガス温度との関係を第2表に示してお

第1表 諸外国における MHD 発電の研究状況 (開放サイクル用は省く)

国 名	機 関 名	動 作 流 体	ガス温度 (°K)	流 量 (g/s)	現 状
イギリス	U.K.AEA-Harwell	Ar/K	~1,400	200	運転中
		He/Cs	<2,300	8.8	同 上
フランス	CEA-Saclay	He/Cs	<2,300	100	ほぼ完成
西ドイツ	KFA	Ar/Cs	~1,800	3,000	製作中
アメリカ	Avco	Ar/Cs	~2,000	500	実験中
	W. H.	He/Cs	~1,500	40	実験中
	A. D.	He/Cs	~1,800	5	実験中
	JPL	NaK	~ 300	7,200	実験中

計画または部分的な研究

イギリス	UKAEA-Harwell	グラファイト電熱加熱, 4~5 MWe 入力, Harwell Project
ソビエト	Kurchatov Inst. of A.E.	ブローズドサイクル実験計画 プラズマ不安定性の研究
西ドイツ	AEG	高速炉への応用を目標とした液体金属 MHD の研究, 装置の設計
アメリカ	LASL-CIT	He/Cs 2,500°K の 9.1 MWt 高温ガス冷却炉, 4 MWe の MPD 発電, 実験計画検討中
	ANL	NaK を用いた液体金属 MHD 研究ループ設計

く。実用炉はまだ将来になるとはいうものの、試験炉や計画炉の温度が MHD 発電の実験温度と重なってきたことは極めて重要である。

液体金属を動作流体とする MHD 発電では、導電率が高いため、出力密度の高いものが得られる。これについては5節に述べる。

一般にいえることは、MHD 発電は大型化に対する困難がないとみられているので、単機容量数10万 kW 以上の発電を行なうことが容易であり、大容量化とともに効率もよくなると予想されている。原子力発電プラントとしての総合的な経済性はまだ明らかではないが、次節以下に述べる多くの問題を解決していくことによって次第に明らかになるであろう。

- (1) P. SPORN, A. KANTROWITZ: *Power*, 103, 62 (Nov. 1959).
- (2) 矢野淑郎, 平本立躬: 電磁流体発電, 本誌, 3 [4], 296 (1961).
- (3) Survey of MHD Research, *Direct Current*, Feb., 40 (1965).
- (4) Quarterly Status Report on Advanced Reactor Technology (ART) for Period ending Jan. 31, 1965, LA-3244-MS, (1965).

2. 非平衡電離

第2表にみるように、建設されている試験炉では、アメリカの UHTREX や、イギリスの DRAGON 炉の次期計画での高温化試験などが1,400°~1,600°K の出口ガスを温度予定している。一方、MHD 発電の実

第2表 高温ガス冷却炉とプラズマ MHD 発電開発の現状

† KIWI はアメリカのロケット用原子炉の実験研究、正確な温度は不明である。

†† Gas Fuel Reactor は Rosa のアイデアがある。またイギリスでは、このような可能性を検討することが必要視されている。

験は1959年 Avco 社の Mark-I によって行なわれ、 12 MW/m^3 の出力密度を得ることに成功している^①。 K_2CO_3 をシードした $2,900^\circ\text{K}$ の Ar を用い、実験出力は熱平衡プラズマを考えた理論値と一致した。しかし、 $1,000^\circ\text{K} \sim 2,000^\circ\text{K}$ で MHD 発電を実現するには、熱平衡のプラズマの導電率は低いため、非(熱)平衡電離によりプラズマに高い導電率を与え、出力を高く得ることが最近の主要な研究問題となっている。低いガス温度までにわたり高い導電率を得ることができれば、材料の問題も容易になるとともに、MHD 発電を広い温度範囲に作動させることができる。また、 $2,000^\circ\text{K}$ 以下の高温原子炉を MHD 発電と有効に組み合わせることができ、高い総合熱効率を得ることができる利点がある。

外部からプラズマに電場をかけた実験では、導電率の非平衡電離による上昇が観測され、理論的な研究とともに信頼できる結果が得られている。第2図に Ar/K、He/K プラズマの非平衡導電率の実験結果を示す^②。

このデータはガス温度が $2,000^\circ\text{K}$ のときのものであるが、電場によってプラズマ中の電流が増大すれば、MHD 発電に十分な 100 mho/m 程度の導電率が適当な電流密度において得られることを示している。ガス温度や電子温度が十分高いときには、電離度は Saha の式で電子温度を用いて表わせるが、たとえば、1 気圧 $1,500^\circ\text{K}$ 程度以下では原子—原子—電子の3体衝突が重要になり、Saha の式が一般化された^③。非平衡プラズマの導電率については、実験、理論ともさし当り必要なことはほぼ明らかになったとみてよいであろう。

しかし MHD 発電の実験において、誘導で発生した MHD 起電力によって、非平衡電離が自動的に発生し大きい出力密度を得ることはまだ十分成功していない。第1表に示した実験のうち、Avco のものを除けば、発電ダクトはすべて直線状である。Avco のものは円板型発電器で、ガスは2枚の平行におかれた円板の片方の中央の孔から流れ込み、放射状に円板間を

第2図 非平衡導電率の電流密度に対する関係⁽²⁾

流れ、流れと平行方向の電流、すなわちホール電流が出力としてとりだされる⁽⁴⁾。この構造は分割電極直線型ダクトの場合のように、電極の存在する側の壁に沿うプラズマの境界層によるホール電圧の低下の心配がない。Avcoの結果では、 0.25 MW/m^2 の出力密度が約 $2,000^\circ\text{K}$ で得られている。一方直線型ダクトでは、IRD社のものが比較的良好な結果を出しており、 $1,400^\circ\text{K}$ 付近でMHD起電力による約50倍の導電率上昇が報告されている⁽⁵⁾。一般に発電部の大きさは断面積数 cm^2 、長さ約10 cm程度のものが多く、得られている出力も現在のところ数W程度である。しかし、中には密閉ループとして完全な機能をもち、 $2,000^\circ\text{K}$ で数10時間連続運転を行なっているものもあり、技術的には高度のものである。また装置に要している費用は数千円～1億円程度である。これらの実験は現在も改良が進んでおり、新しい進歩が期待される。

あらかじめガスに放射線や電場によって電離を行ない、出力を得る実験も行なわれている。Martin社の実験では、約 $1,000^\circ\text{K}$ のHe/Csで開放電圧62 V、1.57 Wの出力を直流放電を上流側に用いることによって得ている⁽⁶⁾。またAvcoの実験では、よどみ点温度における電離度が、発電ダクトにおいて凍結される

ことも観測された⁽⁴⁾。非平衡電離のこのような方法も、今後なお発展を期待することができるであろう。

今後の問題としては、 $1,000^\circ\sim 2,500^\circ\text{K}$ の温度領域で出力密度を高める研究がなお必要である。またこれに関連して、高いホール係数での発電特性の研究と改善、発電ダクト内でのプラズマの不均一性や不安定性についても研究がすすめられることが必要と考えられる。

- (1) R.J.ROSA: *J. Appl. Phys.*, **31**, 735 (1960); *Phys. Fluids*, **4**, 182 (1961).
- (2) T.A.COOL, E.E.ZUKOSKI: Sixth Symposium on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, Univ. of Pittsburgh, Pa. April 21~22, 1956, p. 122.
- (3) T.HIRAMOTO: *Phys. Soc. Japan*, **20**, 1061 (1965).
- (4) J.KLUPFIS, R.J.ROSA: Avco-Everett Res. Lab., Res. Rept. 177 (Sep. 1964).
- (5) I.R.McNAB: *Nature*, **204** [4955], 275 (1964).
- (6) Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation, ENEA vol. 4, p. 1954~1956 (1964).

3. 電極近傍の問題

MHD発電の重要な課題の1つに、電極近傍におけるプラズマと固体電極の電気的問題がある。

衝撃波によって加熱された水素プラズマを利用したMHD発電の実験において、その内部インピーダンスは動作流体の導電率から計算されたものより、遙かに高い値を示すことが報告されている⁽⁷⁾。このことは衝撃波による場合は、電極の温度が上昇せず熱電子流が陰極から放出されず、電流は主として捕集されるイオンによるものと判断された⁽⁷⁾。

その後、同様な研究がArを動作流体として行なわれ、電極表面の電流密度が 1 A/cm^2 以上のときは、計算によるインピーダンスと実験値はよく一致するが、それ以下のときには高い値を示すことが明らかにされ、これは電極表面にシースを生じるためと判断された⁽⁸⁾。また空気についても、電流密度の大小によりArと同様な現象が認められた⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。さらに、HeとArについては、上記内部インピーダンスの遷移に対応する顕著な領域が $10^{-2}\sim 1 \text{ A/cm}^2$ 付近を境として存在し、この境界値は気体の種類と磁場の強さによって影響されること、低電流領域ではイオン伝導により制限を受け、高電流領域では陰極からの電子放出が電気伝導を支配していることを明らかにした。また、高電流領域では、シースの形成が電子放射に寄与していることを結論している⁽⁶⁾。電子放出は必ずしも陰極の全面からあるのではなく、点状に限られた部分からシースによって引き出される場合の多いことが報告されている⁽⁶⁾。

一般のMHD発電器では、定常的に流れる高温度の動作流体により、電極は熱陰極として動作するもの

と考えられ、電極の仕事関数によって定まる熱電子流と陰極に捕集される陽イオンとによって飽和電流値が定められ、発電機の内部インピーダンスなどによって定まってくる電流値がこれより少ない場合には、電流は飽和しないと考えられる。

C_3H_8 または水素を燃料とし、グラファイト電極を用い、 0.05 A/cm^2 程度の電流密度の場合には、明らかに計算による電流の飽和値を越さないことが認められたが⁽⁷⁾⁽⁸⁾、それ以外にはこのような現象は報告されていない。これは1つには動作流体の温度が高く ($2,000^\circ\text{C}$ 以上)、陰極が十分熱電子を供給していることによるものと思われる。シースの形成もありうるが、特に大きな役割は果していないと解される。熱陰極の温度が十分に上昇していない場合には、冷陰極の場合と類似の現象の起りうることが指摘されている⁽⁹⁾。また、シードとして混入されているアルカリ原子の熱陰極上への吸着による熱電子放出への増加⁽¹⁰⁾、低温燃焼ガス中の陰イオン OH^- の増加に平衡して陽イオンが増加するために、陰極の捕集するイオン電流の増加⁽¹¹⁾ などにより、低温においても飽和特性が避けられる可能性も明らかにされつつある。

陰極近傍での動作流体の状態、熱の授受、温度分布、電位分布など、あるいは陽極近傍での諸現象など検討すべき問題は多々あるが、これらについてはまだ十分信頼できる成果は得られていない。

- (1) M. SAKUNTALA, A. von ENGEL, R. G. FOWLER: *Phys. Rev.*, **118**, 1459 (1960).
- (2) H. J. PAIN, P. R. SMY: *J. Fluid Mech.*, **10**, 51 (1961).
- (3) H. T. NAGAMATSU, R. E. SHEER: *Phys. Fluids*, **4**, 1973 (1961).
- (4) D. W. GEORGE, H. K. MESSERLE: *J. Fluid Mech.*, **13**, 465 (1962).
- (5) A. G. BAILY: *Brit. J. Appl. Phys.*, **15**, 1399 (1964).
- (6) P. R. SMY, H. S. T. DRIVER: *ibid.*, **16**, 811 (1965).
- (7) G. J. MULLANEY, P. H. KYDD, N. R. DIBELIUS: *J. Appl. Phys.*, **32**, 668 (1961).
- (8) G. J. MULLANEY, N. R. DIBELIUS: "Advances in MHD", Ed. by I. A. McGRATH, R. G. SIDDALL, M. H. THRING, p. 47 (1963), Pergamon Press.
- (9) 伊藤利朗, 森川鉄也, 村井裕: 電学誌, **85**, 106 (1965).
- (10) 一宮虎雄: 物性研短期研究会, p. 53 (1963. 7. 17).
- (11) 伊藤利朗: 放電研究, [18], **23** (1963); [24], **31** (1965).

4. 熱および流体力学の問題

いわゆる直線型 MHD 発電機の発電ダクト内の流れについて述べる。平行な広い2つの板 (電気的絶縁材) の間を導電性粘性流体が、板に垂直にかけられた一様な磁場を横切って発達した層流で流れる場合の流れは、Hartmann⁽¹⁾ によって初めて解析されたもので、この種のダクト内の流れの基礎となる。その層流速度分布は、Poiseuille の流れの放物線状から、磁束密度したがってハルトマン数 M の増大とともに平坦化する。さらに、磁場をかけるに従って、層流から乱流へ

遷移し始めるレイノルズ数 Re が増大する。すなわち、遷移がおくれるわけで、Murgatroyd⁽²⁾ によると、 M が大きいとき $Re < 225 M$ を満たすレイノルズ数 (板の間隔の半分を代表長さとする) では層流であるという。ハルトマンの流れは、電気的絶縁材の側壁をもつ偏平なダクト (磁場は広い板の面に垂直) 内の流れに対応するが、絶縁壁で構成された円管の管軸 (z 軸) を含む平面に垂直に磁場をかけたときも同様であって、 $Re < 410 M$ (ただし、 $M > 10$) を満たすレイノルズ数 (管直径を代表長さとする) では層流である⁽³⁾。さらに、速度分布を実測した結果によると、層流の範囲では、磁場の方向 y 軸上の速度分布は、 z および y 軸に垂直な x 軸上の速度分布よりも、磁場の効果によってはるかに平坦である。乱流の範囲では、 y 軸上の速度分布と x 軸上のそれとはあまり変わらず、磁場のない場合の乱流速度分布、たとえば $1/7$ 乗則分布よりも少しく平坦である。円管内の層流については、Shercliff⁽⁴⁾ や棚沢ら⁽⁵⁾ の解析があるが、一般に乱流については未だ理論はない。なお、平行平板間の電離ガスの層流について、ホール効果の影響を考慮した解析⁽⁶⁾ がある。

ハルトマンの流れでは全電流値が0と考えているので、電流は流体内を循環し、方向が逆転するところがある。ハルトマンは磁気境界層と名づけた。そして電流の絶対値は板面に近い方が大きいので、ジュール熱の発生 (単位体積、単位時間当りの発生熱量) は板面に近い方が中心部より大きく (磁気境界層の表面で0である。磁気境界層は M の増大とともにうすくなる)、またハルトマン数の増大とともに大きくなる。一方、磁気境界層内における流体摩擦による熱発生も M が大きくなると増加する。そして両者の和は一般に場所の関数である。しかし、もし側壁を電気的に短絡した状態では、上述の絶縁壁の場合と異なり、板面における電流値は0であり、大部分のジュール熱の発生は中心部で起り、 M が大きくなると一様に近づく。一方、流体摩擦による熱発生は磁気境界層内で大きいのであるから、その両者をあわせると、流体内部の全体にわたってほぼ一様な熱の発生が生じるものと考えてよい。

つぎに、もし側壁から電流をとり出して発電するような場合には、負荷率によって発熱の分布が変わる⁽⁷⁾。しかし、電気的条件のいかににかかわらず、上述のような磁極側に設けられた平行平板の間の1次元層流の速度分布 (任意の位置の速度と断面平均速度の比) は M のみの関数である。このような流体の流れと平行平板との間の対流熱伝達は、前述したように速度分布が M によって平坦化するというもののほかに、ジ

ジュール熱や流体摩擦による発熱を伴うので、それによって速度分布が変化し、非電磁流体の場合とは異なってくる^{(8)~(11)}。さらに、もし平行平板が電気良導体である場合、あるいは作動中に絶縁性が不良化した場合には、速度分布は絶縁板の場合とかわらない(速度そのものは影響を受ける)⁽¹²⁾、電流値が一般にかわるから、温度分布がかわり、熱伝達もかわる^{(13)~(16)}。

以上の対流熱伝達は、偏平な発電ダクトを層流する場合の磁極側の壁面への熱伝達に適用できるが、電極側の壁面に対する解はほとんど得られていない。しかし、もちろん電極側壁面にも速度や温度の境界層が存在する。平板に沿う高速気流の層流に対する Howarth⁽¹⁷⁾ の解を拡張し、境界層の表面で、定速度型 MHD 発電に対する 1 次元理論の解と接続(ただし、温度分布は境界層内で一様、ホール効果を見捨てる)して、電極近傍における速度の減少にもとづく電圧降下が解析された⁽¹⁸⁾。電極側において熱伝達する場合には、温度分布が存在するから、導電率の変化を考慮しなければならない。発電ダクトをガスが乱流する場合には、壁面における速度勾配は層流の場合にくらべて大きくなる。したがって、一般に流体摩擦による発熱やジュール熱の発生を考慮して、エネルギー式と運動方程式とを連立に解かねばならないから複雑である。しかし、電磁流体の乱流やその対流熱伝達は、発電ダクトの構造材料の開発とともに将来大いに研究する必要がある。

- (1) J.HARTMANN, F.LAZARUS: *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd.*, 15 [6, 7], (1937); T.G.COWLING: "Magneto-hydrodynamics", (1957), Intersci. Publ., New York.
- (2) W.MURGATROYD: *Phil. Mag.*, 44, 1348 (1955).
- (3) 岐美 格, 熊岡祥雄: 京大工研集報, 28 輯 (昭 40, 9).
- (4) J.A.SHERCLIFF: *J. Fluid Mech.*, 1, 644 (1956); J.A.SHERCLIFF: *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 52, 573 (1956). (助走区間).
- (5) 棚沢一郎: 機械学会論文集, 27, 1692 (昭 36); J.UHLENBUSH, E.FISHER: *Z. Phys.*, 164, 190 (1961); 両者は同じ問題を独立に解析した。
- (6) H.SATO: *J. Phys. Soc. Japan*, 16, 1427 (1961).
- (7) M.F.ROMIG: The Influence of Electric and Magnetic Fields on Heat Transfer to Electrically Conducting Fluids, T.F.IRVINE, Jr., J.P.HARTNETT 編 "Advances in Heat Transfer", vol. 1, p. 268 (1964), Academic Press, New York (総説).
- (8) R.SIEGEL: *J. Appl. Mech.*, 25, 415 (1958).
- (9) S.D.NIGAM, S.N.SINGH: *Quat. J. Mech. Appl. Math.*, 13, 85 (1960).
- (10) M.PERLMUTTER, R.SIEGEL: *NASA Tech. Note D-875*, (1961).
- (11) I.MICHIYOSHI, R.MATSUMOTO: *Intern. J. Heat. Mass Transfer*, 7, 101 (1964).
- (12) C. C. CHANG, J. T. YEN: *Z. Angew. Math. Phys.*, 13, 266 (1962).
- (13) R.A.ALPER: *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 3, 108 (1961).
- (14) J.T.YEN: *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, Ser. C, 85, 371 (1963).
- (15) W.T.SNYDER: *ibid.*, Ser. C, 88, 552 (1964).
- (16) M.K.JAIN, J.SRINIVASAN: *Am. Inst. Aeron. Astronaut. J.*, 2, 1886 (1964).
- (17) L.HOWARTH: *Proc. Roy. Soc. London, A* 194, 16 (1948).
- (18) I.MICHIYOSHI, K.UEMATSU, M.NUMANO: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 1 [6], 188 (1964).

5. 液体金属 MHD 発電サイクル

液体金属を冷却材とする原子炉と結合させるものとして、液体金属 MHD 発電サイクルが最近注目されている。動作流体として液体金属を用いるときは、流速がガスの場合よりかなり低くなくても(1/10~1/100)、導電率が約 10^4 倍大きくなるため、全体として同等あるいは 100 倍近くの出力密度を期待できる。このため、軽小形化が要求される宇宙航行用や船舶用等の電源としての条件を備えているのみならず、適当な液体金属の加速装置を用いることにより、中央発電所用発電機としても有望であると考えられている⁽¹⁾。液体金属としては現在 NaK, Zn などが考えられている。いずれの場合も、その温度範囲は在来の熱機関とつながるすぐ上の領域にあるため、温度に対する技術的問題はさほど難しくないものと思われる。

液体金属 MHD 発電サイクルとしてこれまで提唱されて来たものを大別すると、同一金属蒸気または不活性ガスと液体金属 2 相流を用いるもの、液体金属のみを用いるものになる。2 相流を用いるサイクルを総合すると第 3 図のように表わせる。液体金属を加速する方法および発電方式としては、直線式および旋回式が考えられており、気液分離器、凝縮器などが発電器の前に来るか、後に来るかがそれぞれの研究者により異なる。

- (1) エリオットの 2 相 2 系統サイクル(ノズル前 a にて混合、液相は S1 より直接 P1 に結合、S2 および B なし)
- (2) プレムの 2 相 2 系統サイクル(ノズル中間 b にて混合、S1 および B なし)
- (3) ベトリック・リーの 2 相単系統サイクル(ノズル前 A にて気液 2 相、ループ I, S1 および B なし, S2 はディフューザに替わる)
- (4) ジャクソン・ブラウンの 2 相 2 系統サイクル(凝縮インゼクタを用い、ノズル中間 b にて混合、S1, S2, B, P1, P2 なし)
- (5) 不活性ガス~液体金属組合せサイクル(a または b にて混合、S1 なし、P2 はガス圧縮機に替わる)

第 3 図 2 相液体金属 MHD 発電サイクル

液体金属に関する基礎的データが欠乏しているので、各要素の効率評価に少なからず推定値を用いざるをえないが、その順位は第 3 表のようである。

Jackson-Brown のサイクルは凝縮インゼクタを用いることにより気液分離器を省略できること、加速ノズル中の気液スリップによるエネルギー損失がないことなどがサイクル効率を最高にしているが、一方動作流体当りの比出力に関しては液体金属の使用量が最大のため最下位となっている。

第3表 性能の比較

サイクルの名称†	サイクル効率順位	動作流体あたりの比出力の順位
1. エリオットの2相2系統サイクル	4	2
2. プレムの2相2系統サイクル		3
3. ペトリック・リーの2相単系統サイクル	2	1
4. ジャクソン・ブラウンの2相2系統サイクル	1	5
5. 不活性ガス液体金属2相サイクル	3	4

† 第3図による。

液体金属 MHD 発電は、温度的に有利であること、出力密度が高く、シードの問題もなく、また交流発電の可能性があることなどをその長所として持っているが、反面、①材料との共存性、②2相ノズルおよび凝縮インゼクタの資料不足、③高温における液体金属技術の不足、④原子炉との組合せの問題、⑤MHD 発電部の資料不足、⑥高温かつ高効率電磁ポンプの資料不足などが現在での問題点としてあげられる。

(1) M. PETRICK: IEEE Spectrum, 137 (Mar. 1965).

6. MHD 発電高温材料の問題

材料に加えられる条件は、熱衝撃、材料間の化学的反応、流体の電離度を増大するために添加されるアルカリ金属による化学的腐食、高温高速流体による ablation および高温における電気的特性などである。高温の電気絶縁材には一般に金属酸化物が使用される。第4図は代表的な材料の電気抵抗である。しかし、これらの値も原料の純度や焼結条件などにより変化する。電極材料には W, Ta のような耐熱性金属、黒鉛および金属炭化物、 TiB_2 , ZrB_2 のような金属ホウ化物、 ZrO_2 のような金属酸化物などが利用されているが、熱伝導率が小さく、低温においても電気抵抗の小さな材料が望ましい。原子炉を熱源とした密閉サイクル方式発電の場合には、燃焼ガスと異なり不活性ガスが利用できるので、一般には電極材の耐酸化性の問題は無視されている。しかし、電気絶縁材として用いられる金属酸化物の一部は、高温において蒸発あるいは分解するため、リサイクルされた不活性ガスの酸化性は増大する。

第4図 耐熱材料の比抵抗

第4表は耐熱性金属酸化物の蒸気圧と温度との関係式である①~⑤。

第4表 耐熱材料の蒸気圧

材 料	$\log_{10}P$ (mm)	温度範囲 (°K)
ThO_2 ①	$-3.71 \times 10^4/T + 11.53$	2,050~2,250
BeO ②	$-3.22 \times 10^4/T + 10.93$	2,230~2,423
CaO ③	$-2.74 \times 10^4/T + 9.97$	1,600~1,750
SrO ③	$-3.07 \times 10^4/T + 13.12$	1,500~1,650
BaO ③	$-1.97 \times 10^4/T + 8.87$	1,200~1,500
Al_2O_3 ④	$-2.732 \times 10^4/T + 8.415$	1,600~1,900
MgO ⑤	$-2.732 \times 10^4/T + 13.13$	1,800~2,200

また、材料が高温での蒸発でのみ消耗される速度を 10 mm/年 としたときは使用温度が第5表⑥に示すように、かなり低い値となる。このように耐熱材料の蒸発あるいは高温高速流体による ablation で流体中に材料の一部が混入すると、発電現象や原子炉に悪影響を及ぼすことが考えられるため、リサイクルガスの精製装置を併設することも考慮する必要がある。

第5表 蒸発のみによる消耗が 10 mm/年となる温度

材 料	MgO	ZrO2	Al2O3	HfO2	ThO2	BeO
温度 (°K)	1,700	2,230	1,870	2,270	2,230	1,940

さらに、高温での異種材料間の化学的反応も重要で、Ta, W とセラミックスとの反応については、Arthur らのや Navas⁽⁶⁾ が検討しており、 HfO_2 , ThO_2 が比較的安定であり、 MgO , BeO は重量減少率が大きく、 $\text{SrO} \cdot \text{ZrO}_2$ では SrO が選択的に蒸発することが示されている。また、Economos ら⁽⁹⁾ は不活性雰囲気中 $1,800^\circ\text{C}$ での材料相互間の反応性を第 6 表のように示している。

第 6 表 材料相互間の反応性
($1,800^\circ\text{C}$ 不活性雰囲気)

	Mo	Ni	Nb	Ti	Zr	Be	Si
Al_2O_3	a	a	a	bd	bd	be	be
BeO	a	a	bce	bd	b	ab	bc
MgO	a	a	ab	bde	d	be	e
ThO_2	a	a	abc	ab	ab	ab	bc
TiO_2	a	a	ac	d	d	c	—
ZrO_2	a	a	ab	bd	ab	ab	e

- a: 金属-セラミックス間に物理的变化が認められない。
 b: 粒界に沿っての浸透と酸化物相の変化が認められる。
 c: 酸化物に多少の侵食が認められる。
 d: 酸化物に著しい侵食が認められる。
 e: 新しい中間相の生成が認められる。

MHD 発電用流体にはシードとしてアルカリ金属を添加することが一般化されつつあるが、これらアルカリ金属雰囲気中での材料の安定温度域について注目する必要がある。たとえば、黒鉛を Cs ガス中で処理するとき、 600° および $1,000^\circ\text{C}$ では形がくずれるが、 $1,800^\circ\text{C}$ では安定である⁽¹⁰⁾。このような現象は他のセラミックスについても考えられることである。すなわち、ダクト壁の冷却についても、壁材料中での温度分布を材料の安定温度域と適応させる考慮が必要ではないかと考えられる。また、ダクト内壁温度をあまり低くすると、シードが付着して電気絶縁材料の抵抗が小さくなるとともに熱効率も悪くなる。Cs ガス中でのセラミックス、金属、金属-セラミックシールの耐食性や重量変化割合などの検討結果($1,000^\circ\text{C}$ 以下)では、ステンレス鋼、Ni、アルミナ、スピネルなどが安定で、貴金属は腐食されやすいことが⁽¹¹⁾ 知られている。

以上密閉サイクル MHD 発電用高温材料の問題点を列記したが、この他材料の加工方法、構造上の問題など検討を要する点が非常に多くあると考えられ、今後材料関係者のより強い協力が必要と思われる。

- (1) E. SHAPIRO: *J. Am. Ceram. Soc.*, **74**, 5233 (1952).
 (2) N. D. ERWAY, et al.: Vapor Pressure of Beryllium Oxide, ANL MDDC-1030, (1946), US AEC.

- (3) A. CLAASSEN, et al.: *Z. Physik*, **80**, 342 (1933).
 (4) K. K. KELLEY: *US Bur. Mines Bull.*, **383**, 15 (1935).
 (5) J. F. WYGANT, et al.: *Am. Ceram. Soc. Bull.*, **31**, 251 (1952).
 (6) POPPER: *Special Ceramics 1962*, p. 247, (1963), Academic Press.
 (7) G. ARTHUR, et al.: *Ceramic Materials for MPD Power Generation, Symp. MPD Electrical Power Generation, Univ. of Durham, England, No. 39*, (1962).
 (8) L. NAVAS: *Am. Ceram. Soc. Bull.*, **38**, 256 (1959).
 (9) G. ECONOMOS, et al.: *J. Am. Ceram. Soc.*, **36**, 403 (1953).
 (10) G. ARTHUR: *Compatibility of Some Refractory Materials with Cs Vapor, Symp. on MHD Electrical Power Generation, Paris, No. 69*, (1964).
 (11) E. S. KEDDY: *Compatibility Evaluation of Materials with Cesium, LAMS-2948*, (1963).

7. 開発上の工学的諸問題

原子炉用 MHD 発電の動作流体としては気体と液体金属とがある。これを実熱サイクルに適用する場合の代表熱サイクルとして、前者にはブレイトン・サイクル型、後者にはランキン・サイクル型と液相 MHD 発電型が考えられる。そのおのおのについて問題点を検討してみる。

動作流体が気体の場合、ブレイトン・サイクル形成の重要要素として、圧縮機と熱交換器と冷却器があげられる。冷却器での気体の冷却温度を常温に近いところまで低下させれば、圧縮機での気体温度は $300^\circ \sim 400^\circ\text{C}$ 程度になり、翼の熱的問題は軽減され、したがって、気体温度 $650^\circ \sim 750^\circ\text{C}$ を対象として 100 MW 級ガスタービンを開発している現状から考えれば、MHD 発電で必要とする 200~300 MW 級圧縮機の開発には大きな困難はない。ただ MHD 発電では、気体の純度を高度に保持する必要があるため、軸封部その他の気密に対して特別な考慮が必要である。なお、圧縮機の型は軸流型が適当である。

熱交換器には、動作ガス相互の高温用と、動作ガス/蒸気プラント(ボイラ)との 2 種がある。前者は多少のガス漏れが許されるので、高純度カーボンを用いたもので開発可能であり、後者は現蒸気プラントの使用温度に対応するので、金属壁熱交換器でさしかえない。この場合 Cs 腐食が問題で、これまでの研究ではステンレス鋼系でかなり満足しうる結果が出ている。発電チャンネルのような高温部分の壁用としては、高純度アルミナや Ta などがあげられる。

液体金属の場合、サイクル形成の重要要素として、気体の場合と同様な部分を別にすれば、液体金属用ポンプとエジェクタ・ポンプに注目しなければならない。この種のポンプの現状は必ずしも満足すべきものではない。今後の開発が期待される。

(1965年 11月 8日 受理)