

OMACON형 LM-MHD 시스템에서의 에너지전환특성 시뮬레이션

Simulation of Energy Conversion Characteristics of OMACON LM-MHD Systems

김창녕*

Chang Nyung Kim

Abstract

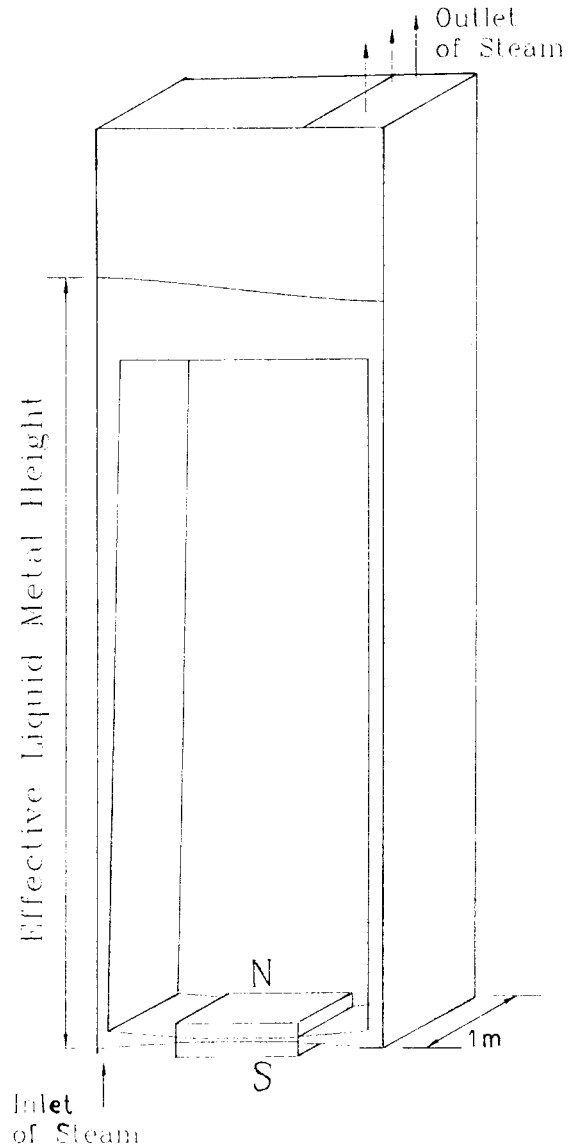
The characteristics of the flow and energy conversion in OMACON liquid-metal MHD system are investigated. Numerical simulation of two-phase flow in the OMACON system without magnetic field was carried out by the Phoenix code and the energy conversion characteristics are studied in association with the fact that the mechanical energy loss at the nozzle of the OMACON system are to be converted into electrical energy. In this system, working fluid (gas) is injected through the mixer located at the bottom of the riser, and is mixed with hot liquid metal. Therefore in the riser two-phase flow is developed under the influence of the gravity. In this study, the interaction between the gas and liquid is considered by the use of IPSA(InterPhase Slip Algorithm) where standard drag coefficient has been used. It has been assumed that in the flow regime the liquid is continuous and the gas is dispersed. For the liquid and gas, the continuity equations, momentum equations and energy equations are solved respectively in association with void fraction in the flow field. In order to calculate the energy conversion efficiency, firstly the ratio of the mechanical energy loss of liquid metal flow at the nozzle to the input thermal energy is considered. Secondly flow pattern of liquid metal in the generator has been analyzed, and the characteristics of the conversion of the mechanical energy into the electrical energy has been investigated. For an representative case where Hartmann number is 540 and magnetic field is 0.35 T, the present analysis shows that the energy conversion efficiency is 0.653. This result is considered to be reasonable in comparison with published experimental results.

1. 서론

OMACON (Optimized MAgnetohydrodynamic CONversion)은 液體金屬을 電氣傳導性 유체로 사용하는 MHD 技術중에서 실용화의 가능성이 매우 높다고 평가되어 왔다. OMACON형 LM-MHD 발전 시스템은 作動溫度에 따라 熱力學的 作動유체와 電動流體를 선택적으로 사용할 수 있는데 低溫의 경우 안정된 非活性 氣와 수은을, 고온의 경우 물(수증기)과 다양한 액체금속을 각각 作動流體와 電動流體로 이용한다.

2상 유동이 나타나는 이러한 OMACON형 LM-MHD (Liquid Metal Magneto-Hydro-Dynamics) 시스템은 에너지밀도가 낮은 태양열에너지나 저온 폐열을 이용하기 위한 수단으로 개발되기 시작하였으나 관련기술의 발전에 따라 기존의 화력 발전기술에 接木되어 실용화의 가능성이 매우 큰 복합발전기술의 하나로 평가되고 있으며 최근에 이스라엘에서는 16.8MW의 出力(電氣出力 3.4MW, 熱出力 13.4MW)을 내는 ETGAR-7시스템과 같은 발전소를 건설하여 운영하고 있다[1]. Lykoudis[2]는 균열자장이 걸려있는 과열액체금속에서 공기 기포가 성장하는 문제를 근사적 이론해석 방법과 수치계산 방법을 이용하여 수행하였으며 Mond와 Sukoriansky[3]는 수직관속의 액체에 잠긴 압축성을 갖는 기포의 1차원 흐름에 대하여 질량보존과 운동량보존에 관한 지배방정식을 유도하였다. Berry et al.[4]은 OMACON방식이 태양열 이용 시스템과 결부되어 사용될 때 효율적이라는 것을 보였으며 Petrick et al.[5]은 OMACON방식이 다른 기존의 액체금속MHD cycle에 비하여 경제성이 높다는 것을 밝혔다.

OMACON시스템에서는 <Fig. 1>에서 보인 바와 같이 상승관의 밑부분에 위치한 혼합기를 통하여 주입된 作動流體가 고온의 액체금속과 직접 접촉한 후, 기화하여 고온고압의 2상 유체가 형성된다. 형성된 2상 유체는 혼합기와 분리기 사이의 압력차로 인하여 팽창하므로 2상 유체의 밀도는 더욱 작아지고 상승속도는 빨라지게 된다. 분리기에서 作動流體의 증기는 2상 유체로부터 분리되므로 하강관에는 단상인 액체금속만이 흐르게 된다. 분리기에서 作動流體의 증기가 분리되어 단상으로 된 액체금속의 흐름은 자장이 걸려있는 MHD 발전장치를 지나면서 기전력을 발생시킨다. 이때 액체



<Fig 1> Schematic of OMACON system

금속의 유동속도와 유량은 상승관과 하강관 사이의 밀도차, 마찰손실과 가속 유동 손실 및 MHD발전기의 출력에 의해서 자동적으로 조절되어 평행상태에 이르게 된다.

회전유체를 사용하지 않고 액체금속의 운동을 직접 전기에너지로 변환하여 발전하는 OMACON형 LM-

MHD발전시스템에서는 발전장치가 주기적(cyclic)이지 않기 때문에 turbomachinery(회전유체기계)에서 많이 제기되는 소음 및 진동 문제, 내구성 문제가 크게 줄어들게 된다. 한편 OMACON에서는 자연대류 순환장치에서 流動속도가 작으므로 작은 void fraction (공극율)에서 작동되어 two phase flow(2상 유동)와 관련된 손실을 최소한으로 줄일 수 있다. 자연대류 순환장치를 사용함으로써 liquid-metal pump가 필요없어지며 장치의 시동(start-up)과 종료(shut-down)가 매우 쉽다. 또 電動流體의 熱容量이 크므로 안정적인 작동이 가능하다. 최근에 초전도 자석이 개발되고 있어 발전장치에 높은 자속(magnetic flux)을 걸어주는 것이 가능하게 되어 많은 양의 전류를 얻을 수 있는 발전장치의 개발이 곧 실용화 될 것으로 보인다.

특정한 액체금속은 물 및 공기와 접촉하면 급속한 반응을 나타내므로 액체금속을 전동유체로 사용하는 OMACON시스템에서는 안전관리에 세심한 주의가 요망된다. OMACON system에 대한 실험적 연구는 이러한 안전성 및 경제성의 이유로 제한적으로 수행되어져 왔으며, 이에 따라 작동유체에 의한 전동유체의 구동 효과 및 발전기부분(노즐)의 전자기적 효과에 의한 전동유체의 유동역제 효과를 종합적으로 연구하여 OMACON시스템의 성능을 파악하려는 시도가 어려움을 겪어 왔다. 본 연구에서는 먼저 발전기부분(nozzle)을 포함하는 장방형관의 loop안에서의 2상유동을 열유체 해석프로그램인 PHOENICS code를 이용하여 수치해석하여(이때 발전기 부분에서 자장이 걸려져 있지 않다고 가정함) 발전기 부분에서의 기계적 손실을 계산하였다. 다음으로는, 자장이 걸려 있는 실제의 OMACON loop에서는 이러한 기계적 손실은 크게 자성력에 의존하게 되는데 이러한 기계적 손실이 전기에너지로 전환되는 특성을 해석적으로 연구하였다. 이러한 일련의 수치해석과 이론해석과정을 통하여 OMACON Liquid Metal MHD 발전시스템에서의 발전성능을 예측하였다.

2. 액체금속 2상유동

기체, 액체 및 고체상이 함께 흐르는 유동을 다상유동(multi phase flow)이라 하며 특히 기체와 액체가 공존하며 흐르는 유동을 기액이상류(gas-liquid two phase

flow)라 한다. 2상유체를 구성하는 기체와 액체 간에는 밀도차가 크게 나타나므로 기체는 부력을 받아 중력(gravity)의 방향과 반대 방향으로 항상 떠오르는 경향이 있다.

본 연구에서는 상승관에서 수은이 연속상(continuous phase)이고 헬륨가스가 분산상(dispersed phase)인 것으로 설정하여 분산유동으로 해석하였다. 분산유동이란 연속적인 상태에 다른 상의 유체가 분산된 상태에서 유동이 이루어지는 경우를 말한다. 액체가 연속상이고 기체가 분산상인 경우에는 기포류가 된다[6].

점도, 밀도 등 물성치가 다른 2개 이상의 유체가 섞여서 함께 흐르게 되면 각 상간의 상호작용에 의하여 단상유동과는 다른 유동현상이 나타나는데, 이들 유동을 어떻게 정확히 기술하고 예측하는가 하는 것은 공학적 측면에서 매우 중요하다.

2상 유동은 밀도와 점도가 다른 2개의 유체가 혼합되어 흐르는 것이므로 각 상간의 상대운동이 혼합상태의 유동에 미치는 영향을 추가로 고려해야 한다. 다시 말해서 2상유체의 단위 체적당 얼마 만큼의 기체(액체)가 어떻게 액체(기체)내에 분산되어 흐르는가에 따라서 관내의 2상유동 마찰저항, 압력강하, 각 상간의 운동량 및 에너지전달의 형태 등이 바뀌게 된다. 그러나 기체와 액체의 경계면의 형상이 일정하지 않고 혼합분포상태가 유동조건에 좌우되므로 이의 해석적, 수학적 표현은 그리 간단하지 않다.

기체-액체 이상유동의 경우 기상과 액상은 각각의 체적비율(농도)을 가지는 데 이를 기공률(void fraction)이라 하며 아래와 같이 표시한다.

분산상의 체적 비율

$$\alpha = \frac{V_b}{V} \quad (1)$$

연속상의 체적 비율

$$\beta = 1 - \alpha \quad (2)$$

본 연구에서 사용된 유동은 정상상태의 2차원, 층류 유동이며 유체의 마찰에 의한 내부의 점성소산은 무시한다. 상(phase) 상호간의 화학반응이나 물질전달은 없으며 단지 상간에 운동량전달과 에너지전달만이 존재

한다고 가정한다. 이때 연속상과 분산상의 연속방정식과 운동량방정식은 직교좌표계에서 각각 다음과 같다 [7].

연속상의 연속방정식

$$\frac{\partial}{\partial x}(\beta \rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\beta \rho v) = 0 \quad (3)$$

분산상의 연속방정식

$$\frac{\partial}{\partial x}(\alpha \rho_b u_b) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha \rho_b v_b) = 0 \quad (4)$$

연속상의 운동량방정식은 유체의 체적비율(기공률)에 의하여 가중(weighted)되어 진다. 두 상사이의 마찰력(drag force)에 의한 운동량전달과 Boussinesq의 근사를 적용하여 밀도차에 의한 부력의 영향을 고려하였다.

연속상의 운동량방정식

x-방향

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\beta \rho u^2) + \frac{\partial}{\partial x}(\beta \rho uv) &= \beta \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ &- \beta \frac{\partial p}{\partial x} \\ &- 0.75 \alpha \beta c_D \frac{\mu}{d} Re_b (u - u_b) \end{aligned} \quad (5)$$

y-방향

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\beta \rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\beta \rho v^2) &= \beta \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \\ &- \beta \frac{\partial p}{\partial y} - \beta \rho g \\ &- 0.75 \alpha \beta c_D \frac{\mu}{d} \partial_b (v - v_b) \end{aligned} \quad (6)$$

분산상의 운동량방정식

x-방향

$$\frac{\partial}{\partial x}(\alpha \rho_b u_b^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha \rho_b u_b v_b) = \alpha \mu_b \left(\frac{\partial^2 u_b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_b}{\partial y^2} \right)$$

$$\begin{aligned} &- \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\ &+ 0.75 \alpha \beta c_D \frac{\mu}{d} Re_b (u - u_b) \end{aligned} \quad (7)$$

y-방향

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\alpha \rho_b u_b v_b) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha \rho_b v_b^2) &= \alpha \mu_b \left(\frac{\partial^2 v_b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_b}{\partial y^2} \right) \\ &- \alpha \frac{\partial p}{\partial y} - \alpha \rho_b g \\ &+ 0.75 \alpha \beta c_D \frac{\mu}{d} Re_b (v - v_b) \end{aligned} \quad (8)$$

여기에서 g , Re_b , c_D 는 각각 중력 가속도와 분산상의 Reynolds수, 무차원화된 마찰계수를 의미하고, β , ρ , μ , u , v 는 각각 연속상의 기공률(void fraction), 밀도, 점성계수, x-방향 속도성분, y-방향 속도성분을 의미한다. 또한 α , ρ_b , μ_b , u_b , v_b 는 각각 분산상의 기공률(void fraction), 밀도, 점성계수, x-방향 속도성분, y-방향 속도성분을 의미한다.

연속상과 분산상에 대한 에너지방정식은 아래와 같이 서술될 수 있다[7].

연속상의 에너지방정식

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (9)$$

분산상의 에너지방정식

$$\rho_b c_{pb} \left(u_b \frac{\partial T_b}{\partial x} + v_b \frac{\partial T_b}{\partial y} \right) = u_b \frac{\partial p}{\partial x} + v_b \frac{\partial p}{\partial y} + k_b \left(\frac{\partial^2 T_b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_b}{\partial y^2} \right) \quad (10)$$

여기에서 T , c_p , k 는 각각 연속상의 온도, 정압비열, 열전도계수이며 T_b , c_{pb} , k_b 는 각각 분산상의 온도, 정압비열, 열전도계수이다.

식(5)~(8)의 운동량방정식의 C_D 는 무차원화된 마찰계수를 나타내는데 이 마찰계수에 따라 두 상간의 운동량전달의 크기가 결정된다. 마찰계수는 균속도 유동장 내에 구형의 물체에 작용하는 마찰계수(drag coefficient)에 대한 실험결과로부터 얻어졌다[8].

본 연구에서는 원시변수(primitive variables) $u, u_x, v, v_x, p, p_x, T, T_x$ 를 풀기 위하여 제어체적 방식을 기본으로 하여 지배방정식을 유한차분도식에 의해 대수적인 방정식의 형태로 바꾸었다. 대류항의 변수분포가정을 위하여 하이브리드 도식(hybrid scheme)을 사용하였으며 대수방정식의 해를 위해서는 선순법(line-by-line method)을 사용하였다.

기체-액체 이상류의 유체유동의 경우 두 상간의 상호작용에 의한 영향을 고려하여야 한다. 이를 위하여 본 연구에서는 IPSA(InterPhase Slip Algorithm)[9]를 사용하여 두 상간의 상호작용(마찰력)을 고려하였다. 두 상간의 상호작용을 고려하기 위하여 두 상의 기공율(void fraction)을 이용하여 두 상간의 가중치를 부여하였다. 액체금속의 2상유동해석을 위하여 상용 CFD코드인 PHOENICS[9]를 사용하였다. PHOENICS는 세계에서 처음으로 실용화된 범용 열유체해석 프로그램으로서, 영국의 열유체분야 Consultant회사인 CHAM사에 의해 개발되었다. PHOENICS는 3차원, 층류/난류, 정상류/비정상류등의 넓은 범위의 유동에 대하여 적용이 가능하다. PHOENICS에서는 압력장을 얻기 위해서 SIMPLEST(Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Shortend)방법을 사용한다.

본 연구에서 수치계산 한 모델의 기하학적 형상 및 외형의 치수는 <Fig. 2(a)>와 <Table 1>에 나타나 있다. 수치계산을 위하여 28×32 의 비균일 격자계를 사용하였으며 이 격자계는 <Fig. 2(b)>에 나타나 있다. 상승관은 기체의 팽창시 원활한 유동을 위하여 하부관에 비하여 상부로 올라갈수록 유로가 넓어지도록 설정하였으며 발전장치에 해당되는 부분에서의 압력강하를 위하여 하부에 노즐(nozzle)을 설치하였다. 기체상과 액체상간의 운동량전달이 클 것으로 예상되어지는 상승관의 아래부분에 격자를 조밀하게 생성하였다.

<Table 1> Physical dimensions

(m)

| | | | | | | | |
|-----------|--------|--------|---------|--------|--------|----------|--------------|
| Symbol | X_1 | X_2 | X_3 | X_4 | X_5 | X_{in} | X_7 |
| Dimension | 7.8E-2 | 6.0E-1 | 6.22E-1 | 6.0E-1 | 1.0E-1 | 2.0E+0 | 1.56E-1 |
| Symbol | Y | Y | Y | Y | | Y_{in} | Y_{nozzle} |
| Dimension | 1.0E-1 | 4.4E+0 | 5.0E-1 | 1.0E+0 | | 6.0E+0 | 2.0E-2 |

<Table 2> Thermal properties of helium and mercury at 1atm, 431K

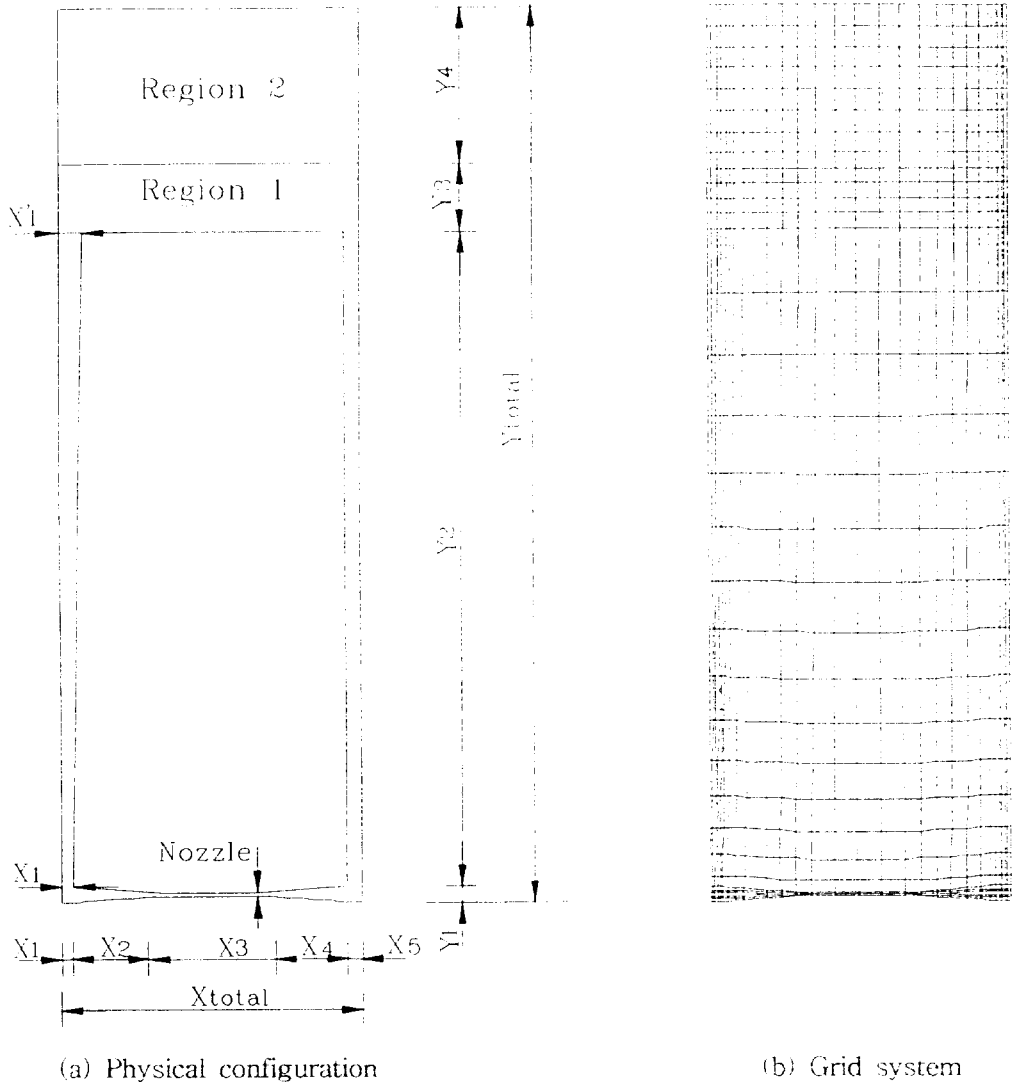
| | Helium | Mercury |
|-----------------------------|----------|----------|
| ρ (kg/m ³) | 5.145E-1 | 1.321E+4 |
| c_p (kJ/kg · °C) | 1.993 | 1.36E-1 |
| ν (m ² /s) | 2.847E-5 | 8.411E-8 |
| Pr | 1.021 | 1.487E-2 |
| σ (mho/m) | | 1.05E+6 |

계산에서 사용된 작동유체(working fluid)로 기체상으로는 헬륨(helium)가스를, 액체상으로는 수은(mercury)을 사용하였으며 자세한 물성치는 Table 2에 나타나 있다. 모든 계산 영역에서 액체상의 밀도는 일정하다고 가정하였으며 기체상의 밀도는 등온상태에서 압력에 따라 변화하는 것으로 설정하였다.

본 연구에서는 기체가 상승관의 하부에서 유입되어 상승관을 지나 상부에 위치한 출구를 통하여 빠져 나갈 수 있도록 하였다. 입구에서 기체상이 단위시간당 4.25E-02 kg/sec로 유입되며 유입 온도는 431K 이다. 이 상승관에서 기체상과 액체상간의 운동량전달과 에너지전달이 발생하게 된다. 기체상이 출구를 통하여 유출되는 반면에 액체상은 지속적으로 관내를 순환하여 하부에 위치한 노즐(발전부분)을 통과하게 된다. 설정된 온도의 경계조건은 하강관의 우측 벽면을 제외한 나머지 벽면에서는 단열되어 있다고 가정하였다. 하강관의 우측벽면에서는 대류열전달계수를 10W/m² · °C로 설정하였으며 20°C를 갖는 주위의 유체로 대류 열전달이 발생하는 것으로 설정하였다[10].

액체금속의 2상유동해석을 통하여 시스템에 유입되는 기체가 <Fig. 2>의 아래부분의 노즐에서 어느 정도 크기의 기계적에너지(압력강하(체적유량))로 바뀔 것인가를 계산하였으며(이때의 효율을 η_1 이라고 표현할 예정임) 다음 절에서는 이러한 기계적에너지가 전기적 에너지로 전환되는 때에 따른 특성(이때의 효율을 η_2 라고 표현할 예정임)에 관하여 연구되었다.

수치계산을 통하여 얻어진 대표적인 결과는 다음과 같다. 상승관의 하부에서 431K의 기체상이 1.059m/s의 속도로 단위시간당 4.25E-02kg이 유입되며 이때 입구에서 기체상이 가지는 엔탈피는 2756.8KJ/kg이다. 출구



〈Fig. 2〉 Physical configuration and grid system

에서 기체상의 온도가 404.6K이고 엔탈피는 2747.8KJ/kg이었다. 액체상이 하부채널에 설치된 노즐을 지나면서 발생하는 압력강하는 $2.75E+04\text{Pa}$ 가 되며 노즐에서의 액체상의 평균속도는 0.59m/s로 나타났다. (Table 3 참조)

입구와 출구에서 기체에 대한 속도에너지와 위치에너지의 변화는 엔탈피의 변화에 비하여 무시할만하므로 열에너지의 기계적에너지로의 전환효율 η_1 은 아래의 식으로 계산된다[11][12].

$$\eta_1 = \frac{\Delta p \cdot Q}{m(h_{in} - h_{out})} \quad (11)$$

여기에서 Δp , Q , m , h_{in} , h_{out} 은 각각 노즐에서의 압력강하, 노즐을 통과하는 액체상의 체적유량, 입구에서 기체상의 유입량, 입구에서 기체상의 엔탈피, 출구에서 기체상의 엔탈피이다. 본 연구에서 얻어진 수치계산의 결과로 에너지전환효율을 계산하면 $\eta_1 = 0.854$ 가 된다.

위의 경우 전환된 기계적에너지는 324.5W가 되고 입

〈Table 3〉 Calculated result of the representative case

| | | | |
|-----------|---------------------|--------------|--------------------|
| 기체상의 입구온도 | 431K | 기체상의 출구온도 | 404.6K |
| 기체상의 유입속도 | 1.059m/s | 에너지 유출량 | 116.78KJ/s |
| 입구면적 | 0.078m ² | 노즐에서의 압력강화 | 2.75E4 Pa |
| 기체상의 유입량 | 4.25E-2kg/s | 노즐에서 액체상의 속도 | 0.59m/s |
| 에너지 유입량 | 117.16KJ/s | 노즐의 면적 | 0.02m ² |

구에서 기체상의 단위시간당 유입량을 10%증가시킨 경우에 기계적에너지가 336W로 증가되었으며 10% 감소시킨 경우에는 301.6W로 감소하였다. 기체상의 유입량의 변화에 따른 기계적에너지의 변화를 〈Fig. 3〉에 나타내었다.

3. 자장의 영향아래에서의 액체금속의 유동

자장의 영향아래에서의 액체금속의 유동특성을 이해하기 위하여 〈Fig. 4〉과 같은 유동상황을 고려한다. 여기에서 자장의 세기는 균일하며 자장이 작용하는 유효면적을 A라고 한다. 여기에서에서 j_y 는 y방향으로의 단위면적당 전류의 세기, σ 는 전기전도도, ϕ 는 전기 포텐셜, u 는 x방향으로의 액체금속 유동속도, θ 은 채널의 폭, R은 외부도선에서의 저항, l 는 외부도선에서의 전류의 세기, B_0 는 자장의 세기를 의미한다.

액체금속이 비압축성이며 magnetic Renolds 수 (주어진 자장에 대한 유도된 자장의 크기를 의미하는 무차원수)가 매우 작다고 가정할 때 액체금속유동을 지배하는 벡터식들은 아래와 같이 서술될 수 있다[13].

오류의 범칙

$$\vec{J} = \sigma(-\nabla\phi + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (12)$$

연속방정식

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (13)$$

운동방정식

$$\rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \vec{J} \times \vec{B} \quad (14)$$

여기에서 \vec{J} 는 단위면적당 전류의 세기, \vec{u} 는 속도벡터, \vec{B} 는 자장벡터, ρ 는 액체금속의 밀도, p 는 액체금속의 압력, μ 는 점성계수를 의미한다.

〈Fig. 4〉에는 z축과 직교하는 두 벽이 전기적으로 절연되어 있고 y방향의 양쪽에 전극이 설치되어 있다. 여기에서 액체금속유동은 완전발달되었다고 가정하고, 균일한 자장이 z방향으로 걸릴 경우 식(12)는 아래와 같이 서술될 수 있다.

$$j_y = \sigma(-\frac{\partial \phi}{\partial y} - u(z) \cdot B_0) \quad (15)$$

운동방정식에서 나타나는 자성력 $\vec{J} \times \vec{B}$ 를 구하면 다음과 같다.

$$\vec{J} \times \vec{B} = (j_y \cdot \vec{j}) \times (B_0 \vec{k}) = \sigma(-\frac{\partial \phi}{\partial y} - u \cdot B_0) B_0 \vec{j} \quad (16)$$

위의 두 식에서 \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} 는 각각 x, y, z방향으로의 단위벡터이다. 그러므로 액체금속의 x방향으로의 운동방정식은 완전발달된 경우 다음과 같이 표현된다 [13].

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \sigma(-\frac{\partial \phi}{\partial y} - u \cdot B_0) B_0 \quad (17)$$

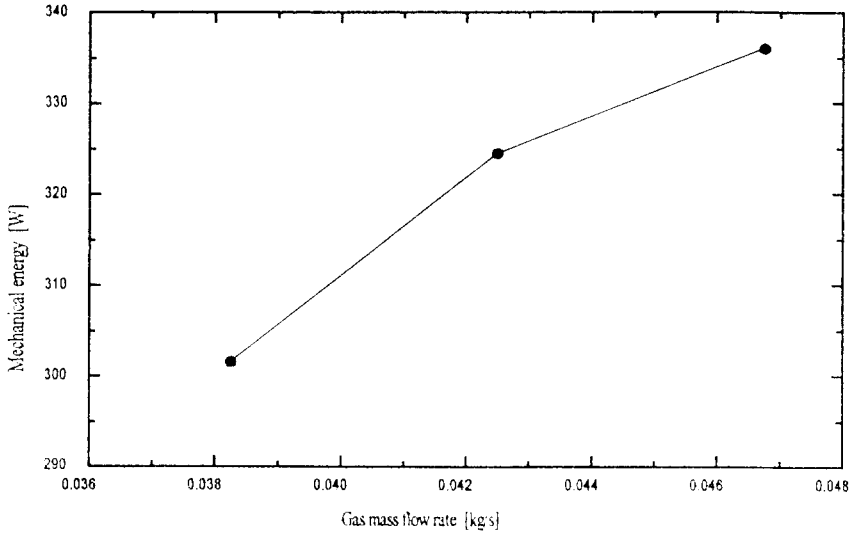
두 전극에서 나타나는 나타나는 얇은 두께의 side layer의 효과를 무시한다면 위의 식은

$$\frac{d^2 u}{dz^2} - \frac{\sigma B_0}{\mu} u = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{dx} + \sigma \frac{B_0}{\mu} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \quad (18)$$

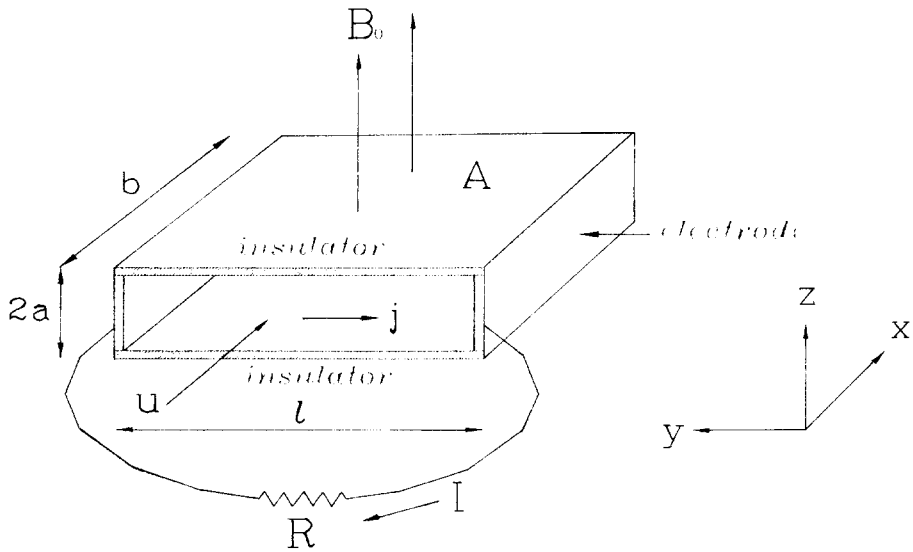
이러한 미분방정식을 $z = \pm a$ 에서 액체금속 유동속도가 0이라는 경계조건과 함께 풀면

$$u(z) = \left[\begin{array}{c} \left(\frac{dp}{dx} + \sigma \frac{B_0}{\mu} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \frac{1}{\mu} \left[\frac{\cosh \sigma \frac{B_0}{\mu} z}{1 - \frac{\cosh \sigma \frac{B_0}{\mu} a}} \right] \end{array} \right] \quad (19)$$

여기에서는 $(\frac{\partial \phi}{\partial y})$ 는 음수가 되므로 이를 두전극



<Fig. 3> Mechanical energy due to the change of mass flow rate of gas



<Fig. 4> Schematic of electric generator

사이의 전위차 ΔV 표현하면

$$-\frac{\partial \phi}{\partial y} = E_y = \frac{\Delta V}{\ell} \quad (20)$$

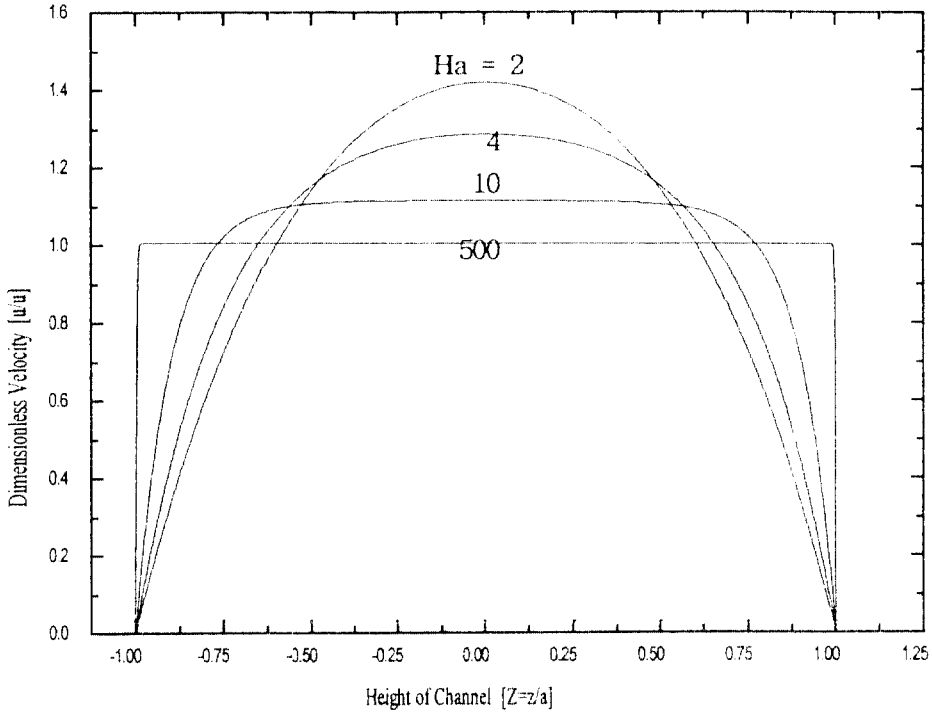
이 되므로 이를 이용하면

$$u(z) = \left[\frac{(-dp/dx)}{\sigma B_0^2} + \frac{(\Delta V/\ell)}{B_0} \right] \left[1 - \frac{\cosh_1 \frac{\sigma B_0^2 z}{\mu}}{\cosh_1 \frac{\sigma B_0^2 a}{\mu}} \right] \quad (21)$$

여기에서 $\frac{\sigma B_0^2 a}{\mu}$ 를 Hartmann number, Ha라 하며 이는 점성력에 대한 자성력의 효과를 의미한다. Ha수의

값이 커질수록 채널안에서의 속도분포는 <Fig. 5>에 나타난 바와 같이 납작하여 진다. 여기에서 유량 Q는

한편 <Fig. 4>에서 외부도선으로의 전류의 흐름을 관찰하면 저항전후에서의 전위차 ΔV 는



<Fig. 5> Nondimensional velocities due to Hartmann number

$$Q = \int_{-a}^a u(z)dz \quad \Delta V = R I \quad (24)$$

$$= \left[\frac{dp}{dx} + \frac{\Delta V}{\ell} \right] \left[2a - \frac{2}{\sigma B_0} \tanh \left| \frac{\sigma B_0}{\mu} a \right| \right] \quad (22)$$

$= 2au$

이므로 평균속도 u 는

$$u = \frac{Q}{2a} = \left[\frac{dp}{dx} + \frac{\Delta V}{\ell} \right] \left[1 - \frac{1}{\alpha} \frac{\tanh(Ha)}{Ha} \right] \quad (23)$$

로 표현할 수 있으며 이때 α 는 자장의 가장자리 효과를 무시할 경우 아래와 같이 표현될 수 있다.

$$\alpha = \frac{\int \vec{J} \cdot d\vec{A}}{\sigma(uB_0 \Delta V / \ell) A} \quad (25)$$

여기에서 $\sigma(uB_0 \Delta V / \ell)$ 은 \vec{J} 의 절대값을 의미하며, u 는 채널내의 액체금속의 평균속도이다. 이때 식(25)를 식(24)에 대입하면

$$\Delta V = \frac{R \sigma A u B_0 \ell}{\ell + R \sigma A} \quad (26)$$

가 구해진다.

외부저항 R에서의 일률은 다음과 같이 표현되며

$$\begin{aligned}
 P &= \Delta V \cdot I = \Delta V \cdot \frac{\Delta V}{R} \\
 &= \frac{(\Delta V)^2}{R} \\
 &= R \frac{(\sigma A u B_0 \ell)^2}{(\ell + R \sigma A)^2} \quad (27)
 \end{aligned}$$

윗식으로부터 외부에서의 출력(일률)을 최대라 하기 위하여는 저항값 $R = \ell / (\sigma A)$ 를 가져야 한다는 사실이 유추된다. 이러한 저항값은 채널의 폭 ℓ , 액체금속의 전기전도도 σ , 자장이 작용하는 유효면적 A의 조합에 의하여 쉽게 설정될 수 있다.

식(26)에서 보인 전위차 ΔV 와 평균속도 u 사이의 관계를 식(23)에 대입하면

$$u = \left[\frac{(-\frac{dp}{dx})}{\sigma B_0^2 + \frac{1}{B_0} \frac{R \sigma A u B \ell}{\ell + R \sigma A}} \right] \left[1 - \frac{1}{Ha} \tanh(Ha) \right] \quad (28)$$

이식을 평균속도 u 에 대하여 정리하면

$$u = \frac{(-\frac{dp}{dx})}{\sigma B_0^2} \left[\frac{1 - \frac{1}{Ha} \tanh(Ha)}{1 - \frac{1}{\ell + R \sigma A} \frac{R \sigma A}{1 - \frac{1}{Ha} \tanh(Ha)}} \right] \quad (29)$$

여기에서 평균속도는 압력구배, 전기전도도, 자장의 세기, 외부저항, 채널의 폭, 유효자장면적, 그리고 Ha 수의 값에 의존하고 있다. 여기에서 위에서 언급된 외부저항에서의 최대출력을 위한 조건 $[R = \ell / (\sigma A)]$ 을 사용하면

$$\frac{R \sigma A}{\ell + R \sigma A} = \frac{1}{2} \quad (30)$$

이 된다.

본 연구에서는 식(23)에서 보인 평균속도 u 가 Ha수의 크기에 따라 어떤 형태를 갖는가를 밝혀냄으로서 노즐의 두께, 점성계수, 압력구배, 전기전도도, 자장의 세기 등과 평균속도와의 관계를 파악할 수 있었다. 이제

아래의 두 경우에 대하여 $\tanh(x)$ 에 관한 Taylor expansion을 고려하자. x 의 크기에 따라 $\tanh(x)$ 은 아래와 같이 서술될 수 있다[14].

$$\tanh(x) = x - \frac{1}{3}x^3 + \frac{2}{15}x^5 - \frac{17}{315}x^7 + \dots, \quad x < \frac{\pi}{2} \quad (31)$$

$$\tanh(x) = 1 - 2e^{-2x} + 2e^{-4x} - 2e^{-6x} + \dots, \quad \text{Re}(x) > 0 \quad (32)$$

1) Ha수가 매우 작을 경우[식(31)참조]

$$\begin{aligned}
 1 - \frac{1}{Ha} \tanh(Ha) \\
 = \frac{1}{3}Ha^2 - \frac{2}{15}Ha^4 + \dots \quad (33)
 \end{aligned}$$

그러므로 외부저항 최대출력 조건 $[R = \ell / (\sigma A)]$ 에서

$$\begin{aligned}
 \bar{u} &= \frac{(-\frac{dp}{dx})}{\sigma B_0^2} \left(\frac{1}{3}Ha^2 - \frac{2}{15}Ha^4 + \dots \right) \\
 &= \frac{1}{2} \frac{1}{3} \left(\frac{1}{3}Ha^2 - \frac{2}{15}Ha^4 + \dots \right) \\
 &= \frac{1}{6} \frac{a^2}{\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) \left(1 - \frac{7}{30}Ha^2 + \dots \right) \quad (34)
 \end{aligned}$$

여기에서 $Ha \rightarrow 0$ 인 경우(즉 자장의 효과가 점성의 효과에 비하여 무시될 수 있는 경우)에는

$$\bar{u} \rightarrow \frac{1}{6} \frac{a^2}{\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) \quad (35)$$

이 성립하는데 이는 plane Poiseuille flow 의 solution 과 같다[12].

2) Ha수가 매우 큰 경우[식(32)참조]

$$\begin{aligned}
 1 - \frac{1}{Ha} \tanh(Ha) \\
 = 1 - \frac{1}{Ha} + \frac{2}{Ha^2} (e^{-Ha} - e^{-2Ha} - \dots) \quad (36)
 \end{aligned}$$

그러므로 외부저항 최대출력 조건 $[R = \ell / (\sigma A)]$ 에서

$$u = \frac{\frac{(dp/dx)}{\sigma B_0^2} \left[1 - \frac{1}{Ha} + \frac{2}{Ha} (e^{-Ha} - e^{-2Ha} \dots) \right]}{\frac{(dp/dx)}{\sigma B_0^2} \left[1 - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{Ha} + \frac{2}{Ha} (e^{-Ha} - e^{-2Ha} \dots) \right) \right]} \quad (37)$$

$$= \frac{\frac{(dp/dx)}{\sigma B_0^2} \left[1 - \frac{1}{Ha} + \frac{2}{Ha} (e^{-Ha} - e^{-2Ha} \dots) \right]}{\frac{1}{2} + \frac{1}{Ha} \left(\frac{1}{2} e^{-Ha} - e^{-2Ha} \dots \right)}$$

여기에서 $Ha \rightarrow \infty$ 인 경우 (즉 자장의 효과가 점성의 효과에 비하여 매우 큰 경우)에는

$$u \rightarrow \frac{-2(dp/dx)}{\sigma B_0^2} \quad (38)$$

이 된다.

열에너지가 기계적에너지로 전환되는 특성을 해석하기 위하여 PHOENICS code를 이용한 2상유동에서는 발전장치에 자장이 걸려있지 않으므로 실제 자장이 걸려있을 경우에는 그렇지 않은 경우에 비하여 실험장치를 설계할 경우 유로의 단면적을 넓혀야 한다. 그 이유는 자장이 없는 경우에는 점성력에 의한 저항이 나타날 뿐이지만 자장이 걸려있는 경우에는 자성력에 의한 저항이 추가되어 액체금속의 속도가 저하되기 때문이다. 이렇게 함으로써 자장이 걸려있는 경우와 걸려있지 않은 경우에 대하여 같은 체적유량을 기대할 수 있다.

자장의 효과를 고려하지 않은 채로 발전장치의 nozzle을 지나는 액체금속의 유량(PHOENICS code의 계산결과)을 Q , 자장이 걸려있지 않을 때의 액체금속의 평균속도를 u_{WOB} 라고 하면 nozzle의 두께를 0.02m로 고정하였으므로(PHOENICS code 계산에서) 다음 식이 성립한다(유로의 폭은 단위길이임).

$$Q = (0.02)(1)u_{WOB} \quad (39)$$

한편 자장이 매우 강한 경우 자기유체역동의 해는 앞에서 언급한 대로(여기에서 u_{STB} 는 Ha 수가 매우 큰 경우의 평균속도이다)

$$u_{STB} = 2 \frac{|-dp/dx|}{\sigma B_0} \quad (40)$$

이므로 이때의 유로의 두께 $2a$ 와 속도 및 유량사이에는 다음 식이 성립한다.

$$Q = u_{STB} \cdot 2a \cdot (1) \quad (41)$$

여기에서 식(39)과 식(41)를 같도록 해주면

$$(0.02)(1) u_{WOB} = 2 \frac{|-dp/dx|}{\sigma B_0} (2a)(1) \quad (42)$$

이므로 액체금속이 통과하는 노즐의 두께는

$$2a = \frac{0.02 \sigma B_0}{2(-dp/dx)} u_{WOB} \quad (43)$$

가 되어야 한다.

기계적에너지가 전기적에너지로 전환되는 효율은 아래와 같이 표현된다[12,13].

$$\eta = \frac{\left[\int j_y dA \right] \Delta V}{(\Delta p)(Q_{LM})} \quad (44)$$

여기에서 $\int j_y dA$ 는 채널안에서의 전류의 흐름의 합, ΔV 는 두 전극에서의 전위차, Δp 는 유체가 채널을 통과할 때의 압력차이, Q_{LM} 은 채널을 통과하는 액체금속의 체적유량이다.

오옴의 법칙으로부터 y 방향으로의 평균전류흐름은

$$j_y = \sigma(E_y - uB_0) \quad (45)$$

이다. 외부저항 R 과 두 전극사이의 전위차는 서로 상관관계가 있으므로 채널안에서의 기전력 uB_0 와 전장의 세기 E_y 의 비를 다음과 같이 나타내기로 한다.

$$K = \frac{E_y}{uB_0} \quad (46)$$

그러면 위의 두식에서

$$j_y = \sigma(K - 1)uB_0 \quad (47)$$

이다. 전위차 ΔV 에 대하여는

$$\Delta V = E_y \cdot \ell = KuB_0 \ell \quad (48)$$

그러므로 전류의 세기를 평균값 \bar{j}_y 로 나타내면 식 (44)의 분자에 해당되는 채널안에서의 전기발생률은

$$\bar{j}_y \cdot (2ab) \cdot \int V = [\sigma(K-1)\bar{u}B_0(2ab)][KuB_0 \ell] \quad (49)$$

이 된다.

한편 식(44)의 분모에 해당되는 기계적 에너지를 구 하도록 하자. 압력강하와 평균속도사이의 관계식인 식 (29)에서

$$\frac{dp}{dx} = \bar{u} \sigma B_0^2 \left[K - \frac{Ha}{Ha - \tanh Ha} \right] \quad (50)$$

이므로 $\Delta p = (dp/dx)b$ 이며 체적유량 Q는 $\bar{u}2al$ 로 주어 진다.

그러므로 식(44)에서 주어진 기계적에너지가 전기적 에너지로 전환되는 효율 η_2 는 다음과 같이 표현된다.

$$\eta_2 = \frac{[\sigma(K-1)\bar{u}B_0(2ab)KuB_0 \ell]}{\bar{b}\bar{u} \sigma B_0^2 \left[K - \frac{Ha}{Ha - \tanh Ha} \right] (\bar{u}2a \ell)} = \frac{K(K-1)}{K - \frac{Ha}{Ha - \tanh Ha}} \quad (51)$$

여기에서 Ha수가 클 경우 η_2 가 K에 접근하는 성질 을 가진다. 그러나 자장이 걸려있는 상황에서 두 전극 사이에서 액체금속이 흐를 경우에는

$$E_y \leq \bar{u}B_0 \quad (52)$$

가 성립하므로 앞의 식 (46)에서 볼 때 K가 1보다 커지지 않는다.

4. 고찰

식(39)-(43)에서 언급한 바와 같이 자장이 없는 상황에서의 액체금속유동에 대한 수치계산결과를 자장이 걸려있는 발전부분에서의 상황으로 변환시키기 위하여 는 두 경우에서 같은 체적유량이 성립하여야 한다. 이 때 강한 자장이 걸려있는 경우에는 식(38)에서 보인 바 와 같이 유체유동에 의한 마찰저항은 거의 무시되고 자성력에 의한 저항이 지배적이라는 사실에 주의해야

한다.

자장이 걸려있는 부분에서 자장의 세기가 $B=0.35$ Tesla이고 대표적인 PHOENICS 계산결과에서 노즐부 분(두께 0.02m)에서 평균속도가 $u_{WBO}=0.59m/s$ 이므로 식(43)으로부터 자장이 걸려있는 부분의 노즐의 두께 가 0.05m로 두꺼워져야 한다. 이렇게 노즐 두께가 두 께워지면 유체유동에 의한 마찰저항은 매우 작아지지만 자장이 부가되어 자성력에 의한 저항이 지배적이어서 이때의 유량은, 자장이 없고 노즐 두께가 얇은 경 우(PHOENICS의 계산)의 유량과 같아지게 된다는 것 을 의미한다.

이러한 상황에서 노즐부분에서의 Ha 수를 계산하여 보면

$$Ha = \sqrt{\frac{\sigma B_0^2 a^2}{\rho \nu}} = \sqrt{\frac{(1.05 \times 10^6)(0.35)^2(0.05)^2}{(1.32 \times 10^3)(8.41 \times 10^{-6})}} = 540.2 \quad (53)$$

이때 식(51)에서 $K=0.765$ 인 경우에 기계적에너지가 전기적에너지로 전환되는 효율 η_2 를 계산하면

$$\eta_2 = \frac{K(K-1)}{K - \frac{Ha}{Ha - \tanh Ha}} = \frac{0.765(0.765-1)}{0.765 - \frac{540}{540 - \tanh(540)}} \approx 0.765 \quad (54)$$

이 된다.

식(53)에서 볼 때 Ha의 수가 1보다 훨씬 큰 경우에는 (액체금속의 유동에서는 거의 항상 이러한 현상이 발생하지만) 효율을 주로 K값에 의존하게 된다. 그러나 이는 단지 에너지전환 효율이 높다는 것을 의미할 뿐이며 에너지 전환량과는 밀접한 관계를 갖지 않는다. 예를 들어 $K \approx 1$ 인 경우에는 두 전극사이의 전 위차는 최대가 되지만 실제로 이러한 상황은 open-circuit를 의미하므로 발전시스템에서의 전류의 흐름은 거의 무시할 수 있어서 외부에서의 일률은 매우 작다. 이 경우는 효율적(efficient)이기는 하지만 효과적(effective)이지는 않다고 말할 수 있다. 한편 식(30)의 조건

을 만족할 경우 $K=1/2$ (이때의 효율 $\eta_c \approx 0.5$)이지만 앞에서 언급된 바대로 외부에서의 일률은 최대가 된다. 이 경우는 효율적이지는 못하지만 효과적인 경우라 할 수 있다.

한편 H. Branover et al.[15]은 $K=0.765$ 일 때에 본 연구결과와 비슷한 조건에서 기계적에너지가 전기적에너지로 바뀌는 효율 η_c 를 실험을 통하여 0.65~0.8로 구하였다.

<Table 3>에 주어진 대표적인 경우에 대하여 효율을 계산한다면

$$\frac{\text{(전환된 기계적에너지)}}{\text{(기체에 의한 에너지유입량}} \cdot \frac{\text{(발생된 전기적에너지)}}{\text{에너지유출량(전환된 기계적에너지)}} \\ = (0.854) \cdot (0.765) = 0.653 \quad (55)$$

이 과정에서 기체에 의한 순수 에너지유입량은 380 J/s이며 이때의 전기적에너지는 248 J/s가 된다.

기계적에너지가 전기적에너지로 바뀌는 효율을 구현식(54)은 理想的인 경우에서만 성립한다. Ha수가 약 500의 경우에는 <Fig. 5>에서 볼 수 있듯이 발전장치 부분의 속도분포가 매우 납작하여 <Fig. 4>에서 보인 두개의 전기적 절연판(insulator)부근에서는 속도구배가 매우 크며 또한 속도가 작다.(이 부분을 Hartmann layer라 부른다) 한편 식(15)에서 볼 때 액체금속의 속도가 작으면 $-y$ 방향으로의 전류의 세기가 매우 커진다. 그러므로 발전장치 안에서의 전류의 세기는 Ha 수가 증가할수록 Hartmann layer에 집중되는 현상이 발생하며 이로 인한 Joule heating(J^2/σ)이 커지게 된다. 이러한 Joule heating에 의한 에너지 소산은 외부로의 전기적 에너지 출력을 감소시키게 된다. 그러므로 식(54)은 Joule heating이 무시될 정도로 Ha 수가 크지 않은 경우에는 정확하지만 Ha 수가 클 때에는 그 정확도가 감소하게 된다.

이러한 OMACON Liquid Metal MHD 발전시스템을 실험적으로 수행하기에는 액체금속의 안전성문제 때문에 설비비용과 운전비용이 많이 소요되는 것이 현실이다. 본 연구에서는 OMACON 발전시스템에서의 액체금속의 유동특성과 에너지 전환특성을 수치방법 및 해석방법을 사용하여 경제적으로 수행하였다. 이러한 본

연구의 해석결과는 prototype의 OMACON 발전시스템을 설계할 때 설계변수를 고려하고 선정하는 데 있어서 큰 역할을 할 것으로 기대된다.

5. 결론

본 연구에서는 OMACON Liquid Metal MHD 발전시스템의 에너지전환특성이 연구되었다. 노즐 부분을 포함하는 OMACON의 순환 Loop 안에서 유입기체(helium)와 액체금속(mercury)의 2상유동 순환에 대한 수치해석이 수행되었으며, 전극이 설치되어 있는 노즐 부분에서 자장이 걸려 있는 경우에 기계적에너지가 전기적에너지로 전환되는 특성이 해석적으로 연구되었다.

먼저 에너지전환효율을 고려하기 위하여 시스템에 공급된 단위시간당의 에너지에 대한 노즐에서의 압력강하 및 유량을 구하여 공급된 열에너지가 기계적에너지 손실로 전환되는 비율을 구하였다. MHD발전에서는 이러한 기계적 에너지손실률이 자장이 걸려 있는 경우에 기전력으로 바뀌게 된다. 다음으로는, 자장이 걸려 있는 상황에서 앞의 수치해석에서 구한 액체금속의 체적유량을 유지하기 위한 수정된 노즐의 크기가 구하여졌으며 이러한 액체금속유동 및 전기에너지로의 에너지전환특성은 자장의 세기, 액체금속의 전기전도도, 액체금속의 점성계수, 외부지형치 등에 의존한다는 사실이 밝혀졌다.

Hartmann 수가 540이고 자장의 세기가 0.35 Tesla인 대표적인 경우에 대한 해석에서 기체에 의한 에너지유입에 대한 전기에너지 발생 효율은 65.3%로 계산되었다. 이는 다른 실험연구결과와 비교할 때 타당성있는 결과로 평가된다.

감사의 글

본 연구는 1994년도 한국과학재단의 핵심전문연구(과제번호 : 941-1000-062 2) 지원으로 수행되었으며 이에 감사의 뜻을 표합니다.

참고문헌

- [1] El-Boher, A. et al., Experimental Studies of Liquid

- Metal Two Phase Flow in Vertical Pipes : Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, Elsevier (1988)
- [2] Lykoudis, P. S., "Bubble Growth in Superheated Liquid Metal in a Uniform Magnetic Field," in Single- and Multi-phase Flows in an Electromagnetic Field, edited by Branover H. et al.(1985), pp.280-303
- [3] Mond, M. and Sukoriansky, S., "An Analytical Model for Bubbly Flow," in Single- and Multi-phase Flows in an Electromagnetic Field, edited by Branover M. et al.(1985), pp.329-339
- [4] Berry, G. F. et al., "Application Studies for the OMACON Liquid-Metal MHD Concept," in Liquid Metal Flows : Magnetohydrodynamics and Application, edited by Branover H. et al. (1988), pp.189-208
- [5] Petrick, M. et al., "Hybrid OMACON : An Optimum Liquid Metal MHD System Configuration," in Liquid Metal Flows : Magnetohydrodynamics and Application, edited by Branover H. et al. (1988), pp.158-188
- [6] 金武煥, 金秉宙, 李相龍, 『二相流動熱傳達』, 大英社, 1993
- [7] Jones, A. V., Modeling and Solution Technique for
- Multiphase Flow; Harwood Academic Publishers, 1985
- [8] Clift, R. et al., Bubbles, Drops, and Particle, Academic Press, 1978
- [9] PHOENICS Training Course Notes, CHAM TR/300, 1994
- [10] Incropera, F. P. and Dewitt D. P., Introduction to Heat Transfer, Wiley, New York, 1996
- [11] Cengel, Y. A., Introduction to Thermodynamics and Heat Transfer, McGraw Hills, New York, 1997
- [12] Sabersky, R. H. et al., Fluid Flow, Maxwell MacMillan, 1989
- [13] Sutton, G. E. and Sherman, A., Engineering Magnetohydrodynamics, McGraw Hill, New York, 1965
- [14] Beyer, W. H., CRC Standard Mathematical Tables, 25th edition, CRC Press, 1978
- [15] Branover H. et al., "Testing of OMACON-Type MHD Power Systems" in Liquid-Metal Flows : Magnetohydrodynamics and Application, edited by Branover H. et al. (1988) pp.209 - 229

● 저자소개 ●



김창녕

1979.2

서울대학교 기계공학과 졸업(공학학사)

1981.2

서울대학교 대학원 기계공학과 졸업(공학석사)

1989.1

미국 University of California, Los Angeles 기계공학과 졸업(공학박사)

현재

경희대학교 기계공학과 부교수

관심분야

기계공학관련 현상에 대한 시뮬레이션