

〈논 문〉

스터링 사이클 기기 열교환기의 열전달 해석

이대영* · 조관식** · 강병하* · 노승택***

(1995년 3월 20일 접수)

Heat Transfer Analysis on the Heat Exchanger of a Stirling Cycle Machine

D.-Y. Lee, K. S. Cho, B. H. Kang and S. T. Ro

Key Words : Stirling cycle(스터링 사이클), Heat exchanger(열교환기), Oscillating flow(왕복 유동), Oscillation frequency(왕복주파수), Swept distance(왕복유동거리)

Abstract

A theoretical analysis was performed on the heat transfer by laminar oscillating flow in a simplified heat exchanger of a Stirling cycle machine and the results were compared with the experiment of Hwang. In the analysis the general solution to the temperature field obtained by Lee et. al was applied and extended to a more realistic situation. The results show that the heat transfer is influenced by the ratio of the swept distance of the fluid to the length of the heat exchanger as well as the oscillation frequency. This is well consistent with the result of Hwang's experiment. It is also revealed that there exist three distinct regimes having different heat transfer mechanisms. Through the scale analysis the main parameters governing the heat transfer in each regime are reduced and the dependency of the heat transfer on the parameters are examined.

기 호 설 명

A_{HX} : 열교환기 표면적, m^2

c_p : 정압비열, kJ/kgK

h : 열전달 계수, W/m^2K

k : 열전도율, W/mK

L : 길이, m

L_{HX} : 열교환기 각 구성부 길이(L_k, L_h, L_a 또는 L_r), m

L_s : 왕복유동거리, m

N : 열교환기의 관수

Ntu : Number of transfer unit

Nu : 원관 직경을 특성 길이로 한 Nusselt 수

Pr : Prandtl 수

Q : 시간평균 벽면열유속, W/m^2

q : 무차원 벽면열유속, $q = Q/Q_h$

R : 반지름, m

R_{HX} : 열교환기 각 구성부의 반지름(R_k, R_h, R_a , 또는 R_r), m

Re : 원관 지름을 특성 길이로 한 Reynolds 수, $Re = 2U_{max}R_{HX}/\nu$

r : 반경 방향 좌표, m

T : 온도, $^{\circ}C$

T_0 : 냉각기의 벽온도, $^{\circ}C$

ΔT : 유체와 벽 사이의 온도차, $^{\circ}C$

t : 시간, s

U : 유속, m/s

U_{max} : 단면평균 최대속력, $U_{max} = L_s\omega/2$, m/s

u : 무차원 유속, $u = U/U_{max}$

V_{HX} : 열교환기 체적, m^3

*회원, 한국과학기술연구원

**회원, LG전자(주) 생활시스템연구소

***회원, 서울대학교 기계공학과

- V_s : 행정체적, m^3
 x : 무차원 길이 방향 좌표, $x = (z - z_0)/L_k$
 z : 열교환기의 길이 방향 좌표, m
 z_0 : 냉각기의 길이방향 중심 위치, m
 β : 주파수 인자, $\beta = R_{HX}\sqrt{\omega/\kappa}$
 η : 무차원 반경 방향 좌표, $\eta = r/R_k$
 κ : 열확산 계수, m^2/s
 A : 열교환기 길이에 대한 왕복거리의 비, $A = L_s/L_{HX}$
 ν : 동점성계수, m^2/s
 θ : 무차원 온도, $\theta = k(T - T_0)/R_k Q_h$
 θ_w : 무차원 벽온도
 $\Delta\theta$: 무차원 온도차, $\Delta\theta = \theta - \theta_w$
 ρ : 밀도, kg/m^3
 τ : 무차원 시간, $\tau = \omega t$
 ω : 왕복유동 각속도, rad/s
 $\langle \rangle$: 단면평균, $\langle g \rangle = 2 \int_0^R g r dr$,
 $-$: 시간평균, $\bar{g} = \int_0^{2\pi} g d\tau / 2\pi$
 \sim : 반주기평균, $\bar{g} = \int_{hot\ blow} g d\tau / \pi$ 또는
 $\bar{g} = \int_{cold\ blow} g d\tau / \pi$
 \circ : 재 표준화한 물리량

하첨자

- a : 실린더에 해당하는 단열부
 c : 열전도(conduction)
 h : 가열부
 in : 열교환기로 들어감
 k : 냉각부
 out : 열교환기에서 나옴
 r : 가열부와 냉각부 사이의 단열부

1. 서 론

스터링 사이클 기기의 열교환기는 가열기, 재생기, 냉각기로 구성되어 있는데, 이들은 왕복유동이라는 특이한 유동조건에 의하여 서로 밀접하게 연관되어 있어서, 각각을 분리하여 독립적으로 연구하는 것이 거의 불가능하다. 따라서 스테링 사이클 기기의 열교환기를 연구하기 위해서는 스테링 사이클 기기 전체를 대상으로 하여야 하는 문제점에 부

딛히게 되며, 열교환기내의 유동 및 온도 조건이 복잡하기 때문에 그 내부에서 일어나는 물리적인 현상을 해석하기란 쉽지 않다.

현재까지 스테링 사이클 기기의 열교환기에서 유동이나 열전달 등에 대하여 알려져 있는 것은 많지 않으며, 대부분의 기기 설계 및 성능 해석에 있어서 유동형태를 준 정상상태로 가정하여 기존의 일방향 유동에 대한 자료를 이용하고 있다. 그러나 이러한 성능 해석의 결과는 많은 경우에 있어서 실제 제작된 기기의 성능과 큰 차이를 나타내며,^(1,2) 또한 특정 기기의 성능과 잘 일치하도록 제반손실에 대한 보정을 한 성능해석 프로그램이라 하더라도 다른 기기에 대하여는 성능 예측에 있어서 큰 차이를 나타내기도 한다.^(3,4) 이러한 차이에는 여러 가지 원인이 있으나 대부분 일방향 정상유동과 왕복유동에서의 유동 및 열전달 특성이 상이하기 때문이며, 스테링 기기의 정확한 성능 예측을 위해서는 왕복유동에서의 유동 및 열전달에 대한 연구가 필수적이다.

왕복유동에서의 열전달에 대한 해석적인 연구로는 Kurzweg,⁽⁵⁾ Gedeon,⁽⁶⁾ Siegel⁽⁷⁾ 등을 들 수 있는데, 이들은 원관 길이 방향 온도분포의 기울기가 일정한 경우의 해석을 통해, 일방향 유동의 열전달과는 확연히 구별되는 왕복유동 열전달의 특징을 잘 설명하였다. 그러나 스테링 기기의 열교환기에서 실제 온도분포는 열교환기 길이 방향으로 상당히 변화가 심하며, 선형적이지도 않으므로 이들의 연구 결과를 열교환기 해석에 직접적으로 적용할 수는 없다.

한편 Hwang과 Dybbs⁽⁸⁾는 스테링 기기의 열교환기 중 재생기를 제외한 형태의 장치에서 왕복유동 주파수 및 진폭을 변화시키며 열전달 과정을 실험하였다. 이들은 왕복유동 주파수와 진폭이 증가함에 따라 열전달 계수가 증가함을 보였으며, 이를 유동형태가 층류에서 난류로 천이하기 때문이라고 설명하였다. 한편 Simon과 Seume⁽⁹⁾는 Hwang과 Dybbs의 열전달 실험결과로부터 추정된 층류-난류 천이조건이 유동실험에 의한 결과와 일치하지 않음을 지적하였으나, 열전달계수 증가 원인을 명확히 설명하지는 못하였으며 이 결과가 유동형태의 천이에 의한 결과일 가능성을 인정하였다. 이와 비슷한 실험들은 Roach,⁽¹⁰⁾ Smith⁽¹¹⁾ 등 몇몇 연구자들에 의하여 시도되고 있으나, 아직까지 왕복유동에서의 열전달현상을 규명하지 못하고 있다. 실질

적으로 왕복유동에서의 열전달에 영향을 미치는 인자에는 작동유체의 물성과 회전수 이외에 열교환기의 형태 및 크기 등이 있으며, 또한 열교환기내의 온도장은 시간뿐만이 아니라 위치에 대해서도 변화하므로, 이러한 복잡한 현상을 실험만을 통하여 명확하게 해석하기란 거의 불가능하다.

본 연구에서는 이대영⁽¹²⁾ 등이 구한 층류왕복유동에서의 일반적인 벽면 경계조건에 대한 해석 해를 응용하여 Hwang⁽⁸⁾의 실험장치와 유사한 형태의 열경계조건에 대하여 온도장을 구하고, 열전달 현상을 해석하며 스테링 사이클 기기의 열교환기에서의 열전달을 지배하는 인자를 밝히고자 한다. 이를 통해 Hwang의 실험결과를 재조명하고 이들의 실험결과가 Hwang이나 Simon⁽⁹⁾ 등이 설명한 것과는 달리 층류 왕복유동에서의 열전달현상으로 명확히 설명될 수 있음을 보임으로써, 스테링 기기의 열교환기에서의 열전달 현상에 대한 새로운 해석을 제시한다. 또한 이러한 해석결과를 이용하여 스테링 사이클 기기의 열교환기 성능에 대한 열교환기의 크기, 형상 및 운전조건의 영향을 고찰한다.

2. 스테링 사이클 기기의 열교환기 해석

스터링 사이클 기기의 열교환기에서의 열전달은 왕복유동으로 인하여 그 현상이 복잡하고, 또한 기기 자체의 복잡성으로 실제 기기에 대한 측정 및 해석 결과는 거의 발표된 바가 없으며, 단지 스테링 사이클 기기를 모사한 열전달 실험 장치에서의 결과가 있을 뿐이다. 본 절에서는 스테링 사이클 기기의 열교환기를 단순화하여 해석하고, 해석결과와 타당성을 검증하기 위하여 기존 실험결과 중 실험조건이 잘 정리되어 있는 Hwang 등⁽⁸⁾의 결과와 비교하고자 한다.

2.1 Hwang과 Dybbs의 실험

스터링 사이클 기기의 가열기와 냉각기는 열전달 면적을 증가시키기 위하여 통상적으로 관다발 형태로 되어있다. Hwang과 Dybbs⁽⁸⁾는 스테링 기기의 열교환기에서의 열전달과정을 실험하기 위하여, 열교환기를 Fig. 1(a)와 같이 단관으로 단순화하였다. 그들의 실험장치는 Fig. 1(a)에 보인 바와 같이 전열선에 의해 가열되는 가열기와 이중관으로 구성되어 냉각수로 냉각되는 냉각기로 이루어졌으며, 열교환기의 한쪽 끝에 설치된 피스톤에 의해서

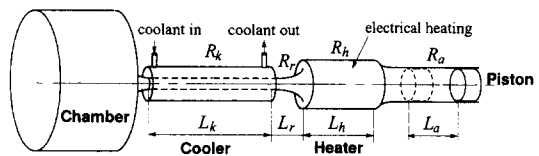
관내의 유체가 왕복유동하며 열교환기와 열전달하는 구조로 되어 있다. 이 실험에서 그들은 피스톤의 왕복동 주파수와 스트로크를 변화시키면서, 냉각기에서 냉각수의 입출구 온도와 냉각기 양쪽 끝에서의 관내 유체온도를 측정하여 열전달량과 로그평균온도차(LMTD)를 구함으로써 냉각기에서의 열전달 계수를 얻었다.

그들은 이 실험을 통하여 왕복유동의 주파수와 왕복거리가 증가함에 따라 열전달계수가 증가하는 결과를 얻었다. 그들은 왕복유동 주파수와 진폭이 증가함에 따라 유동의 평균속도가 증가하는 것에 초점을 맞추어 Reynolds 수와 Nusselt 수의 상관관계를 구하였으며, 난류유동의 관점에서 열전달계수의 증가원인을 설명하였다.

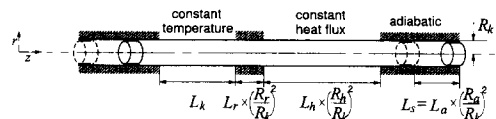
한편 본 연구에서는 Hwang과 Dybbs의 실험 결과를 층류왕복유동에 의한 열전달의 관점에서 재해석하고자 한다. 층류유동에 의한 열전달에서 Reynolds 수의 영향은 난류유동인 경우에 비하여 미약하며, 대신 열경계조건 변화 정도를 나타내는 왕복유동 거리에 대한 열교환기 길이의 비와 왕복유동 주파수가 중요한 역할을 하게 된다. 따라서 본 연구에서는 왕복유동 열전달에 대한 이들 두 인자의 영향에 대하여 중점적으로 논의한다.

2.2 모델링 및 해석

왕복유동에서 중요한 무차원변수를 정리하면 다음과 같다.



(a) Schematic of Hwang's experiment



(b) Simplified model of Hwang's experiment



(c) Present analysis model

Fig. 1 Schematic of Hwang's experiment and present analysis model

$$|Re| = \frac{2U_{max}R_{HX}}{\nu}, \quad U_{max} = \frac{L_s\omega}{2} \quad (1)$$

$$\beta = R_{HX}\sqrt{\frac{\omega}{\kappa}} \quad (2)$$

$$\Lambda = \frac{L_s}{L_{HX}} \left(\Lambda_k = \frac{L_s}{L_k}, \quad \Lambda_h = \frac{L_s}{L_h} \right) \quad (3)$$

이때 L_s 는 왕복유동하는 유체입자의 반 주기 동안의 평균적인 유동거리를 나타내며, 다음과 같이 정의된다.

$$L_s = \frac{2}{R_{HX}^2} \int_0^{\pi/\omega} \int_0^{R_{HX}} r |U| dr dt \quad (4)$$

위에서 β 는 왕복각속도를 무차원화한 수로 Stokes의 열경계층 두께에 대한 반지름의 비이다. Λ 는 열교환기 길이(L_{HX})에 대한 왕복유동거리(L_s)의 비를 나타내는데, 가열기에서는 $\Lambda_k = L_s/L_k$ 이고, 냉각기에서는 $\Lambda_h = L_s/L_h$ 로 정의된다. 개념적으로 β 와 Λ 는 각각 왕복유동의 두 가지 주요 인자인 왕복주파수와 왕복유동거리에 해당하는 무차원수이다. Hwang 등의 실험조건에서 이 무차원수들의 변화 범위는 Table 1과 같으며, 이 실험범위는 통상적인 스테링 사이클 기기 열교환기에서의 운전조건과 일치한다.⁽⁹⁾

본 연구에서는 증류왕복유동에 초점을 맞추어 Hwang 등의 실험장치에서 일어나는 열전달 현상을 해석하기 위하여 열교환기 각부의 단면적이 상이하여 유도되는 유동의 교란을 무시하고 Hwang 등의 실험장치를 Fig. 1(b)와 같이 반지름이 일정한 형태로 단순화하였다. 주 관심부분이 냉각기이므로 냉각기의 관 지름을 기준으로 하고, 냉각기 이외의 부분은 체적을 일정하게 유지하면서 냉각기 부분과 동일한 지름을 가지도록 변형하였다. 한편 Hwang의 실험장치는 Fig. 1(a)에서 보는 바와 같이 한쪽이 막혀 있어서 열교환기 내부의 작동유체는 피스톤의 왕복운동에 따라 압축/팽창하게 된다. 그러나 왕복체적에 비하여 열교환기의 전체체적이 20배 정도가 되기 때문에 압축/팽창에 의한 효과는 작으며, 해석모델에서는 작동유체의 압축/팽창을 무시하고 양쪽의 피스톤이 위상차 없이 왕복동하는 것으로 하였다. 원관벽면에서의 열경계조건으로는 Hwang의 실험조건을 고려하여 냉각기에는 등온조건을, 가열기에는 등열유속조건을 적용하였다.

이러한 해석 모델은 Hwang의 실험조건과 정확히 일치하지는 않지만, 왕복유동의 주요 인자인 왕복주파수와 왕복거리비가 열전달에 미치는 영향을

잘 설명할 수 있을 것으로 생각된다.

한편 이대영 등⁽¹²⁾이 구한 바 있는 벽경계조건이 원관 길이 방향에 대하여 주기적으로 분포된 경우의 해석해를 적용하기 위해 해석모델을 Fig. 1(c)와 같이 한번 더 변형하였다. 즉 실린더는 충분히 긴 단열구간으로 모델화하였으며, 열교환기의 양끝에 위치한 단열 피스톤은 해석구간의 열교환기 구성과 대칭으로 구성된 가상 열교환기로 대체하였다. 실린더에 해당하는 단열구간의 길이는 이대영 등⁽¹²⁾이 구한 열적발달거리인 $2L_s$ 보다 충분히 길게 하여 해석구간에 인접한 가상 열교환기의 영향이 나타나지 않도록 하였다.

증류왕복유동에 대한 이대영 등의 연구결과를 적용하여 Fig. 1(c)에 나타난 해석 모델의 온도장에 대한 지배방정식 및 경계조건을 정리하면 다음과 같다.

$$\beta_k^2 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \beta_k^2 \Lambda_k u \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) \quad (5)$$

$$\text{관 중심: } \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0$$

$$\text{냉각기: } \theta = 0$$

$$\text{관 벽} \begin{cases} \text{가열기: } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \eta} = 1 \\ \text{단열부: } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \eta} = 0 \end{cases} \quad (6)$$

위 식에서 사용된 무차원 변수들은 다음과 같다.

$$\theta = \frac{T - T_0}{R_k Q_h / k}, \quad u = \frac{U}{L_s \omega / 2}$$

$$\tau = \omega \tau, \quad x = \frac{(z - z_0)}{L_k}, \quad \eta = \frac{r}{R_k} \quad (7)$$

이 때 β_k 와 Λ_k 는 각각 냉각기의 반지름과 길이를 기준으로 무차원화한 주파수인자와 왕복유동거리비를 의미한다. Q_h 는 가열기에서의 열유속을 의미하며, T_0 와 z_0 는 각각 냉각기의 원관 길이 방향으로의 중심위치에서 벽온도와 길이 방향 좌표를 나타낸다. 관벽에서의 열유속 경계조건을 나타낸

Table 1 Range of Hwang's experiment

Parameter	Cooler	Heater
Re	1613~15812	424~4150
β	2.80~5.28	10.6~20.1
Λ	2.01~5.54	0.25~0.62

식에서 $\bar{\theta}$ 는 시간평균 온도로서, 이 경계조건은 한 주기동안의 평균적인 에너지 균형을 나타낸 것으로 관벽의 순간적인 열 흡수/방출 효과를 고려한 것이다.

한편 이대영 등⁽¹²⁾은 원관 단면에 대하여 균일유속을 가정하여 벽경계조건으로 벽온도분포가 주어진 경우와 열유속분포가 주어진 경우의 두 가지에 대하여 해석해를 구하였는데, 본 해석대상과 같이 구간에 따라 온도조건과 열유속조건이 복합되어 있는 경우에는 이대영 등⁽¹²⁾의 해석해를 바로 적용하여 벽온도분포나 유체의 온도장을 구할 수는 없다. 본 연구에서는 이대영 등⁽¹²⁾이 구한 두 가지 경우의 해석해를 이용하여 경계조건을 만족하는 벽온도분포를 연속적으로 가정하고 수정하는 수치적인 반복계산에 의하여 해를 구하였다.

2.3 온도장 및 Nusselt 수

Fig. 2는 주관심 대상인 냉각기 부근에서의 시간평균 유체온도분포를 보여준다. 주파수인자(β_k)와 왕복유동거리비(Λ_k)가 서로 다른 세 가지 경우의 온도장을 비교할 때, 왕복유동주파수나 유동거리가 증가하면 관길이 방향으로의 온도차가 작아지며, 유체와 벽 사이의 온도차도 감소하는 것을 볼 수 있다. 또한 주파수나 유동거리가 증가하면 관 단면에서의 온도분포가 포물선 형태로부터 관 중심 부근이 평평한 형태로 바뀐다.

이 때 $\beta_k=4$, $\Lambda_k=2$ 인 경우(Fig. 2(a))를 기준으로 하여 주파수인자가 두 배 증가한 경우(Fig. 2

(b))와 왕복유동거리비가 네 배 증가한 경우(Fig. 2(c))에 그림에 회색으로 나타낸 냉각기 부분에서 유체와 벽 사이의 평균적인 온도차가 거의 같은 것을 볼 수 있다. 이는 이 두 가지 경우의 Nusselt 수가 비슷한 크기인 것을 의미하는데, 이에 관해서는 다음 절에서 상세히 논의하기로 한다.

왕복유동에서 Nusselt 수는 열교환기 각 위치와 위상각에 따라 변하므로, 열전달 성능을 파악하기 위해서는 공간 및 시간에 대하여 평균한 Nusselt 수가 필요하다. 냉각기에서의 평균 Nusselt 수 Nu_k 를 냉각기에서의 평균 열전달량과 평균적인 온도차의 비로 정의할 때 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$|Nu|_k = 2 \int_{\text{cooler}} \bar{q} dx / \int_{\text{cooler}} \langle \Delta \bar{\theta} \rangle dx \quad (8)$$

이 정의를 이용하여 해석해로부터 구한 Nusselt 수를 Hwang의 실험결과와 비교하여 Fig. 3에 나타내었다. 해석결과와 실험결과와 명확한 비교를 위하여 각각 주파수인자와 왕복유동거리비를 독립 변수로 하여 두 개의 그림으로 나타내었는데, 실선으로 나타낸 해석결과와 기호로 표시한 실험결과가 정량적인 차이가 있기는 하지만 대체적인 경향이 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 정량적인 차이는 실험오차, 실제 열교환기와 해석 모델의 차이, 해석에서의 균일 유속 가정 등에 의한 것으로 생각되며, 이러한 차이에도 불구하고 정성적인 경향이 일치하는 것으로 미루어 해석 모델 및 해석방법이 실제 현상을 잘 반영함을 알 수 있다.

한편 주파수인자와 왕복거리비에 대한 Nusselt

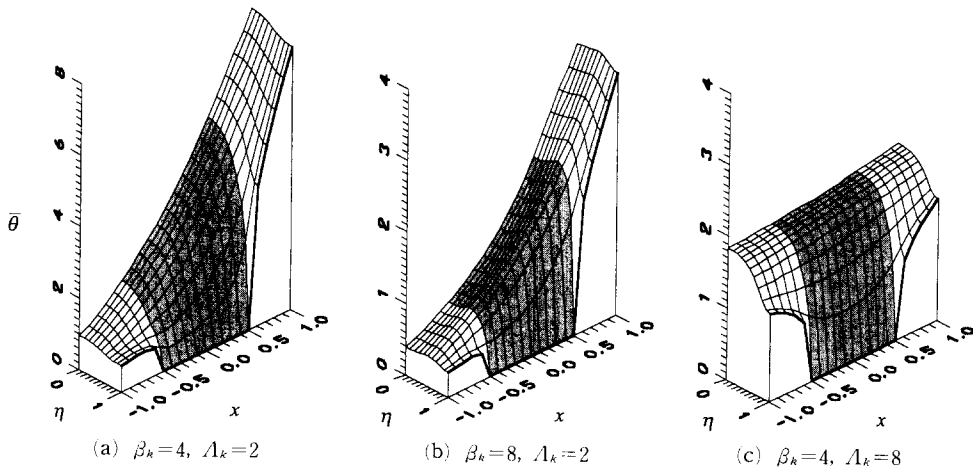


Fig. 2 Time-averaged fluid temperature distributions around the cooler ($L_h/L_k=8.9$, $L_r/L_k=0.6$)

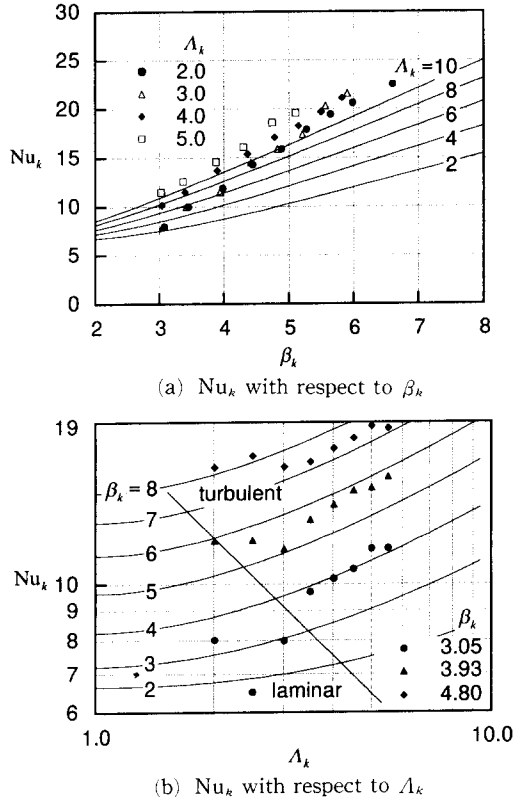


Fig. 3 Comparison of the Nusselt number between Hwang's experiment and the present analysis (symbols-Hwang's experiment, curves-present analysis)

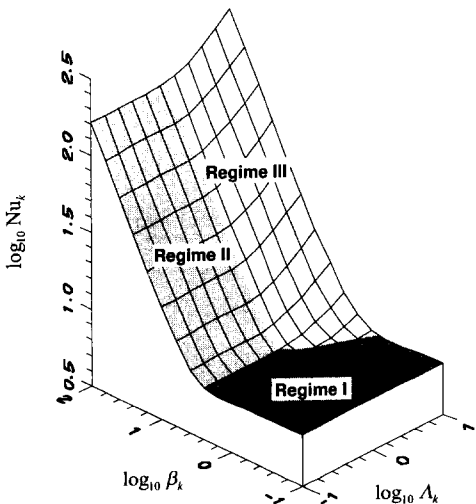


Fig. 4 3-dimensional plot of the Nusselt number

수의 비례관계를 좀 더 명확히 보이기 위해 해석결과를 Fig. 4에 3차원 그림으로 나타내었다. 이 그림에는 Nusselt 수가 β_k와 Λ_k에 관계 없이 일정한 영역, β_k에만 의존하는 영역, β_k와 Λ_k에 모두 의존하는 영역의 서로 다른 3 영역이 존재함을 알 수 있으며, 편의상 이 3 영역을 각각 Regime I, II, III으로 나타내었다. 이러한 3 영역의 존재는 주파수인자와 왕복유동거리비에 따라 열전달 형태가 세 가지로 구분됨을 의미하는 것으로, 다음 절에서는 스케일 해석을 통하여 각 영역에서의 열전달 형태를 규명할 것이다.

3. 스케일 해석 (Scale analysis)

주파수인자 β와 왕복유동거리비 Λ의 크기에 따라 열전달 형태가 달라지는 것은 이대영 등⁽¹²⁾이 해석한 벽온도분포가 정현파인 경우와 유사한 결과로서 스케일 해석을 통하여 설명할 수 있다. 우선 왕복유동에서의 열전달 과정에는 다음과 같이 세 개의 길이 스케일이 존재한다.

- L_s : 왕복유동거리
- L_{HX} : 열교환기의 길이(L_k 또는 L_h)
- L_c : 열전도에 의하여 영향받는 거리
- $L_c = (L_s \omega) (R_{HX}^2 / \kappa)$

L_c는 벽면의 영향이 전도에 의하여 관 중심까지 전달되는 데 걸리는 시간동안 유체 입자가 움직인 거리를 나타내는데, 일방향 유동에서 입구영역의 길이와 비슷한 의미를 가진다.

위에 정리한 길이 스케일이란 어떤 고정된 위치에서 유체온도의 시간변화에 영향을 미치는 영역의 축방향 길이를 의미하며, 왕복유동에 의한 열전달 과정은 이 세 가지 길이 스케일 중 가장 짧은 것에 의하여 지배된다. 예를들어, 세 가지 길이 중 L_c가 가장 짧은 경우에는 왕복유동거리나 열교환기의 길이는 열전달에 큰 영향을 미치지 못하는데, 그 이유는 어떤 지점으로부터 L_c보다 더 멀리 떨어진 곳의 벽온도조건은 그 지점의 유체온도에 영향을 주지 못하기 때문이다.

이 세 가지 길이 스케일의 상대적 크기에 의하여 나누어지는 영역을 β와 Λ로 정리하여 나타내면 다음과 같다.

- i) L_c ≪ L_s, L_{HX} ⇒ β² ≪ 1 and β²Λ ≪ 1 (Regime I)

Table 2 Time and length scales and the renormalized governing equations corresponding to each regime

	length scale	time scale	governing equation	Nusselt number
Regime I ($\beta^2 \ll 1$ and $\beta^2 \Lambda \ll 1$)	L_c	$\frac{1}{\omega}$	$\beta^2 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{1}{2} u \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)$	$\sim \text{const.}$
Regime II ($\beta^2 \gg 1$ and $\Lambda \ll 1$)	L_s	$\frac{1}{\omega}$	$\beta^2 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \beta^2 u \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)$	$\sim \beta$
Regime III ($\beta^2 \Lambda \gg 1$ and $\Lambda \gg 1$)	L_{HX}	$\frac{1}{\omega} \frac{L_{HX}}{L_s}$	$\beta^2 \Lambda \frac{\partial \theta}{\partial \tau^*} + \frac{1}{2} \beta^2 \Lambda u \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)$	$\sim \beta \sqrt{\Lambda}$

- ii) $L_s \ll L_c, L_{HX} \Rightarrow \beta^2 \gg 1$ and $\Lambda \ll 1$ (Regime II)
- iii) $L_{HX} \ll L_c, L_s \Rightarrow \beta^2 \Lambda \gg 1$ and $\Lambda \gg 1$ (Regime III)

이 세 가지 영역은 Fig. 4에 나타낸 영역과 잘 일치하며, 각 영역에서의 열전달이 각기 다른 길이 스케일에 의해 지배되어 상이한 열전달 형태를 가지는 것을 알 수 있다.

각 영역에서 열전달 형태를 알아보기 위하여 각 영역에 해당하는 길이 스케일로 에너지 방정식을 다시 표준화하여 Table 2에 정리하였으며, Fig. 4를 참조하여 각 영역에서 Nusselt 수의 비례관계도 함께 나타내었다. 특히 Regime III에서는 특성시간으로서 $1/\omega$ 대신 $(1/\omega) \times (L_{HX}/L_s)$ 를 취하였는데, 이는 $\Lambda \gg 1$ 일 때 왕복유동하는 입자가 열교환기를 지나는 데 걸리는 시간은 $(1/\omega) \times (L_{HX}/L_s)$ 에 비례하며, 이동한 유체온도의 변화가 일어나기 때문이다.

Table 2로부터 Regime I에서는 비정상항의 영향이 작아지며, 대류항과 전도항이 균형을 이루는 것을 알 수 있다. Regime II에서는 반대로 관 대부분의 영역에서 전도항의 크기가 상대적으로 작아져 비정상항과 대류항이 균형을 이루게 되며, β 가 주요 인자가 된다. Regime I과 II에서는 열교환기의 길이가 다른 두 길이 스케일에 비하여 길기 때문에 열경계조건의 길이 방향 변화는 열전달에 영향을 미치지 않는다. 따라서 이들 영역에서의 열전달은 원관 길이 방향으로 온도 기울기가 일정한 경우^(5,6)와 유사한 결과를 보이게 된다. 한편 Regime III에서는 전체적인 특성은 Regime II와 유사하나 β 대신 $\beta \Lambda^{1/2}$ 이 중요한 인자가 된다. 이 영역에서 Nusselt 수가 왕복거리비에 의존하는 이유는 왕복거리가 증가할수록 열적발달영역의 길이가 길어져서⁽¹²⁾ 열교환기내 온도장이 더욱 덜 발달된 형태가 되기 때문이다.

실제 스테링 기기의 열교환기 중 가열기와 냉각

기의 조건이 Regime III에 해당됨⁽⁹⁾을 고려할 때, 이 영역에 대한 집중적인 연구가 필요하다.

4. 기존 실험결과와 재조명

Regime III에서 $\beta/\Lambda^{1/2}$ 이 중요인자가 된다는 흥미로운 사실은 Fig. 3을 $\beta_k \Lambda_k^{1/2}$ 을 좌표축으로 하여 재구성한 Fig. 5에서 명확하게 드러난다. Fig. 5로부터 정량적인 차이가 있기는 하지만 Hwang의 실험결과도 이론해석에 의한 결과와 마찬가지로 β_k 와 Λ_k 가 커짐에 따라 한 곡선으로 일치하는 것을 알 수 있으며, 해석 결과가 실제의 물리적 현상을 적절하게 반영함을 다시 한번 확인할 수 있다.

한편 여기에서 한가지 언급할 것은 Fig. 5의 좌표축인 $\beta_k \Lambda_k^{1/2}$ 는

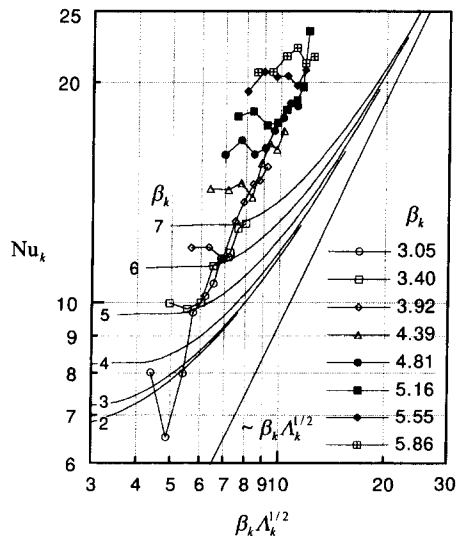


Fig. 5 Replot of the Fig. 3 with respect to $\beta_k \Lambda_k^{1/2}$ (symbols-Hwang's experiment, curves-present analysis)

$$|Re|_k = \frac{L_k}{R_k} |Pr| \beta_k^2 \Lambda_k \quad (9)$$

인 관계에 의하여 왕복유동의 Reynolds 수와 비례 관계가 있다는 사실이다. 즉 다시 말하면, Hwang의 실험장치에서는 L_k/R_k 가 일정하므로 $|Re|_k \sim \beta_k^2 \Lambda_k$ 가 되어, Hwang의 실험결과가 $\beta A^{1/2}$ 에 대하여 한 곡선으로 일치하는 것을 $|Nu| \sim |Re|^{1/2}$ 로도 해석할 수 있다는 것이다. 이는 왕복주파수와 왕복거리가 증가함에 따라 열전달계수가 증가하는 원인을 β 와 Λ 에 의하여 규정되는 층류에서의 열전달 측면이 아니라 Reynolds 수의 증가에 따른 난류 열전달에 의한 결과로 생각할 수도 있다는 것을 의미한다.

이러한 동일한 실험결과에 대한 서로 다른 해석은 단순히 현상설명의 차이에만 그치는 것이 아니라 열교환기에서의 열전달 계수를 예측하는 데에 큰 차이를 가져온다. 즉 층류열전달의 관점에서는 β_k 와 Λ_k 가 일정할 때 L_k/R_k 가 변하여도 Nusselt 수는 일정한 반면, 난류열전달의 관점에서는 Nusselt 수가 바뀌는 것을 예측하게 된다.

그러나 Hwang의 실험 결과를 분석한 Simon과 Seume⁽⁹⁾에 의하여 밝혀진 바와 같이 Fig. 5에서 실험값들이 한 곡선으로 일치하게 되는 지점의 Womersley 수 ($R_{HX} \sqrt{\omega/\nu}$)와 Reynolds 수는 지금까지 알려진 왕복유동에서의 층류·난류 천이점에 대한 어떤 연구결과와도 일치하지 않는다. 참고로 Simon과 Seume의 연구를 인용하여 Hwang의 실험조건에서 유동조건이 달라지는 지점을 Fig. 3(b)에 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 실험결과에서는 왕복유동거리비에 대한 Nusselt 수의 비례관계가 일정한 왕복유동거리비 ($\Lambda_k \approx 3$)를 경계로 하여 달라지는 반면 층류·난류의 경계는 이와 일치하지 않는다.

따라서 Hwang의 실험결과가 한 곡선 위로 일치하게 되는 것은 난류에 의한 영향이라기보다는 왕복유동주파수가 증가함에 따른 Stokes 열경계층의 감소와 왕복유동거리의 증가에 따른 열적발달 길이의 증가에 의한 복합적인 결과로 보는 것이 타당하다.

한편 Fig. 3(a)로부터 Hwang의 실험영역이 대부분 난류 영역에 포함되어 있는 것을 볼 수 있다. 왕복유동에서는 왕복주파수나 왕복거리가 증가하여 유동형태가 난류로 천이하더라도 유동이 충분히 빠르지 않은 경우에는 왕복유동의 한주기 동안 층류

인 상태와 난류인 상태가 반복되는 유동형태가 되는데,⁽¹³⁾ 해석결과로부터 이런 상황에서도 층류에서의 열전달 현상이 주된 역할을 하는 것을 알 수 있다.

5. 스테링 사이클 기기 열교환기의 성능

스테링 사이클 기기의 열교환기 내부의 유동형태 및 열전달 현상에 대한 전술한 논의는 단순히 현상의 이해에만 관계된 것이 아니라 실질적으로 스테링 사이클 기기의 열교환기 설계에 중요한 영향을 미친다.

지금까지 스테링 사이클 기기에서 열교환기의 체적은 충분한 열전달과 함께 기기의 비출력을 고려하여 대략 피스톤의 행정체적과 비슷하게 취하여야 한다는 것이 경험적으로 알려져 있을 뿐 열교환기 크기나 형상에 따른 열교환기 성능의 변화에 대하여는 상세히 알려진 바가 없다.

열교환기의 성능을 나타내는 지표로서 작동유체의 입출구 온도차에 대한 벽과 작동유체 사이의 온도차의 비를 나타내는 Ntu는 스테링 사이클 기기에서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} |Ntu| &= \frac{\bar{T}_{in} - \bar{T}_{out}}{\Delta \bar{T}} \\ &= \frac{h A_{HX} \times \pi / \omega}{V_s \rho c_p} \\ &= \pi \frac{V_{HX}}{V_s} \frac{1}{\beta^2} Nu \end{aligned} \quad (10)$$

이때 온도는 유체가 가열기 쪽에서 냉각기 쪽으로 (hot blow), 또는 냉각기에서 가열기 (cold blow) 쪽으로 흐르는 반주기 동안의 평균값을 기준으로 하였는데, 이는 유체가 열교환기를 통과하며 얻거나 잃은 열량을 나타내기 위함이다. 위 식에서 A_{HX} 와 V_{HX} 는 각각 열교환기의 표면적과 체적을 의미하며, V_s 는 피스톤의 행정체적을 나타내는데, 스테링 사이클 기기의 열교환기는 통상적으로 여러 가닥의 원관다발로 구성되어 있으므로, 관수를 N 이라고 할 때 각각을 다음 식으로 표시할 수 있다.

$$A_{HX} = 2\pi R_{HX} L_{HX} N \quad (11)$$

$$V_{HX} = \pi R_{HX}^2 L_{HX} N \quad (12)$$

$$V_s = \pi R_{HX}^2 L_s N \quad (13)$$

통상적인 스테링 사이클 기기에서 가열기나 냉각기에서의 운전조건은 전술한 바와 같이 Fig. 4의

Regime III 에 해당하므로 Nusselt 수는 $|Ntu| \sim \beta A^{1/2}$ 이며, 식 (12)와 (13)으로부터

$$\Lambda = \frac{L_s}{L_{HX}} = \frac{V_s}{V_{HX}} \quad (14)$$

이므로, $|Ntu|$ 는 다음 식과 같이 간략하게 나타낼 수 있다.

$$|Ntu| \sim \frac{1}{\beta} \left(\frac{V_{HX}}{V_s} \right)^{1/2} \quad (15)$$

이 식은 벽과 유체의 단위 온도차에 대한 반주기 동안의 열전달량, 즉 유체가 열교환기를 통과하며 얻거나 잃은 열량이 열교환기 체적의 제공근에 비례하며 왕복주파수가 증가함에 따라 $\omega^{1/2}$ 에 반비례하여 감소함을 의미한다. 이는 종래에 열전달량이 열교환기 크기에 선형적으로 비례한다는 일반적인 예측과는 다른 것으로 열교환기 설계나 기기의 성능 해석시에 이러한 사실을 고려하여야 한다.

또한 위 식에서 볼 수 있는 바와 같이 $|Ntu|$ 가 열교환기의 체적과 주파수인자에만 의존하므로 열교환기 관 지름이 동일할 경우 열교환기의 형상, 즉 열교환기의 관수(N)가 많고 짧은 관을 사용한 열교환기이거나, 또는 관수가 적고 긴 관을 사용한 열교환기이거나에 관계 없이 열교환기 체적만 일정하다면 동일한 열교환 성능을 나타내는 것을 예측할 수 있다.

6. 결 론

스터링 사이클 기기의 열교환기와 유사하게 냉각부, 가열부, 단열부로 구성된 열교환기에서의 왕복유동 열전달을 해석하였다. 왕복유동의 유속이 반경방향으로 균일하다는 가정하에 이대영 등⁽¹²⁾이 구한 해석해를 적용하여 총류왕복유동의 관점에서 열전달 과정을 설명하였다.

해석 결과를 Hwang⁽⁸⁾의 실험결과와 비교하여 정성적으로 일치하는 것을 보였으며, 이로부터 스텔링 사이클 기기 열교환기에서 총류유동에 의한 열전달 특성이 중요한 역할을 함을 보였다. 또한 주파수인자 β 와 열교환기의 길이에 대한 왕복유동 거리의 비 β 가 스텔링 사이클 기기 열교환기에서의 열전달을 지배하는 두 가지 중요인자임을 밝혔으며, 이들 두 가지 인자의 크기에 따라 열전달의 형태가 3 영역으로 구분됨을 보였다. 실제 스텔링 사이클 기기의 운전 범위에서 가열기와 냉각기에서

의 열전달 형태는 주로 Regime III에 해당되며 이 영역에서 Nusselt 수는 $\beta A^{1/2}$ 에 비례한다.

이러한 결과로부터 스텔링 사이클 기기의 열교환기 성능은 열교환기 체적의 제공근에 비례하며, 열교환기의 관 직경과 체적이 일정할 때 열교환기의 형상은 열전달 성능과는 큰 관계가 없음을 보였다.

한편 이상의 해석결과는 균일유속 가정에 의한 것으로 유속이 반경방향에 의존하는 실제 경우와는 정량적인 차이가 있지만, 왕복유동주파수와 왕복유동거리비가 열전달에 미치는 영향을 잘 설명할 수 있었다. 실제 경우의 열전달 계수는 이론해석을 통하여 규명된 왕복유동 열전달에 대한 이해에 기초하여, 정량적인 실험을 실시하고 상관식을 구하여야 한다.

후 기

본 연구는 서울대학교 터보·동력기계 연구센터의 지원에 의하여 이루어졌으며, 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Walker, G., Weiss, M., Fauvel, R. and Reader, G., 1990, "Adventures with Marweiss : A Summary of Experience with Stirling Simulation," *Proc. 25th IECEC*, Vol. 5, pp. 342~345.
- (2) Cairelli, J. E., Diane, M. S., Skupinski, R. C. and Rauch, J. S., 1990, "Update on Results of SPRE Testing at NASA," *Proc. 25th IECEC*, Vol. 5, pp. 237~244.
- (3) Tew, R. C., Thieme, L. G. and Dudenhofer, J. E., 1990, "Recent Stirling Engine Loss-Understanding Results," *Proc. 25th IECEC*, Vol. 5, pp. 377~385.
- (4) Tew, R. C. and Geng, S. M., 1992, "Overview of NASA Supported Stirling Thermodynamic Loss Research," *Proc. 27th IECEC*, Vol. 5, pp. 489~494.
- (5) Kurzweg, U. H., 1985, "Enhanced Heat Conduction in Oscillating Viscous Flows within Parallel-Plate Channels," *J. Fluid Mech.*, Vol. 156, pp. 291~300
- (6) Gedeon, D., 1986, "Mean-Parameter Modeling

- of Oscillating Flow," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 108, pp. 513~518.
- (7) Siegel, R., 1987, "Effect of Flow Oscillations on Axial Energy Transport in a Porous Material," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 242~244.
- (8) Hwang, M. F. and Dybbs, A., 1983, "Heat Transfer in a Tube with Oscillatory Flow," *ASME* paper 83-WA/HT-90.
- (9) Simon, T. W. and Seume, J. R., 1988, *A Survey of Oscillating Flow in Stirling Engine Heat Exchangers*, NASA CR-182108.
- (10) Roach, P. D., 1986, "Measurements with the reversing Flow Test Facility," *Proc. 21st IECEC*, pp. 539~544.
- (11) Smith, J. L. Jr., Lienhard, J. H., Tziranis, A. K. and Ho, Y., 1992, "M. I. T. Stirling-Cycle Heat Transfer Apparatus," *Proc. 27th IECEC*, Vol. 5, pp. 509~516.
- (12) 이대영, 박상진, 노승탁, 1994, "원관내 층류 왕복유동에 의한 열적 발달영역에서의 열전달," 대한기계학회논문집, 제18권, pp. 997~1008.
- (13) Hino, M., Sawamoto, M. and Takasu, S., 1976, "Experiments on Transition to Turbulence in an Oscillatory Pipe Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 75, part. 2, pp. 193~207.