

<논 문>

스터링기기 재생기의 유용도 해석

조관식*, 이대영**, 노승탁***

(1995년 8월 4일 접수)

Analysis of Effectiveness for a Stirling Machine Regenerator

Kwan-Shik Cho, Dae-Young Lee and Sung Tack Ro

Key Words: Stirling Cycle(스터링사이클), Regenerator(재생기), Effectiveness(유용도), Oscillating Flow(왕복유동)

Abstract

The effectiveness of the regenerator pertaining to Stirling cycle machines is studied by analyzing the heat transfer characteristics of the oscillating flow in a tube, and a new consistent definition of the regenerator effectiveness can be expressed by the ratio of the heat transfer in axial direction (Q_{axial}) to that in transverse direction (Q_w), and its approximate form is obtained as a function of Nusselt number for practical utility. Since an approximate value of the ratio Q_{axial}/Q_w can be expressed in terms of the time-averaged rather than transient temperatures, this expression is useful to estimate the heat transfer coefficient in the Stirling machine regenerator experimentally.

기 호 설 명	
A_w	: 전열면적, $A_w = \pi \cdot d_h \cdot L_g$
C_r	: 식 (A.13)에 정의된 열용량비
c_p	: 비열, J/kg°C
g_f	: 식 (A.4)로 정의되는 유체 온도분포 함수
g_w	: 식 (A.5)로 정의되는 벽 온도분포 함수
H	: 반주기 동안의 무차원 엔탈피
h	: 열전달계수, W/m ² °C
$I_n(x)$: 수정된 n 차 1종 베셀 함수
i	: 단위 복소수, $i = \sqrt{-1}$
$J_n(x)$: n 차 1종 베셀함수
$K_n(x)$: 수정된 n 차 2종 베셀함수
L_c	: 방열기부의 길이, m
L_d	: 가상적인 단열부의 길이, m
L_g	: 재생기부 길이, m
L_h	: 흡열기(가열기)부 길이, m
L_s	: 유체의 왕복유동거리, m
L_w	: 벽온도의 길이 방향 분포주기, m
\dot{M}	: 질량유량, kg/s
Nu	: Nusselt 수
Ntu	: Number of Transfer Unit
Pr	: Prandtl 수
Q_v	: 식 (14)로 정의된 반주기 동안 재생기 체적내의 에너지 증감량
Q_w	: 식 (13)로 정의된 반주기 동안 재생기 벽면에 전달된 에너지
q^+	: 벽면 열유속, W/m ²
q_{axial}^+	: 축방향 열유속, W/m ²
q_0^+	: 흡열기(가열기)에서의 열유속, W/m ²
q	: 무차원 열유속
R, R_i	: 원관의 내경, m

*회원, LG전자(주) 생활시스템연구소

**회원, 한국과학기술연구원 기전연구부

***회원, 서울대학교 기계공학과

- R_0 : 원관의 외경, m
- T : 온도, °C
- t : 시간, s
- U : 유속, m/s
- Wo : Womersley 수, $Wo = (d_h/2)\sqrt{\omega/\nu}$
- x : 식 (2)에 정의된 무차원 길이 방향 좌표
- z : 원관의 길이 방향좌표, m

- 유체
- co : 방열기에서 재생기로 들어가는 유체
- rc : 재생기를 나와서 방열기로 들어가는 유체
- 기타

- $Real[z]$: 복소수 z 의 실수부
- $\langle \rangle$: 단면 평균, $\langle g \rangle = (1/A) \int_A g dA$

그리스문자

- α : 열확산계수, m^2/s
- β : 수정된 Womersley 수, $\beta = (d_h/2)\sqrt{\omega/\alpha}$
- δ : 원관 내경에 대한 원관 두께의 비
- ϵ^* : 재생기 유용도
- ϵ_H : 엔탈피 유량에 의한 재생기 유용도
- ϵ_{Ntu} : Ntu에 의한 재생기 유용도
- γ : 축방향 온도 기울기, °C/m
- η : 무차원 반경 방향 좌표, $\eta = r/R$
- κ : 열전도율, W/mK
- λ : 벽온도분포 주기에 대한 왕복거리의 비,
 $\lambda = \pi L_s / 2L_w$
- λ_s : 재생기부 길이에 대한 왕복거리의 비, $\lambda_s = L_s / L_g$
- μ : 벽에 대한 유체의 열전도율 비
- θ : 식 (2)에 정의된 무차원 온도
- $\Delta\theta$: 무차원화된 벽과 유체 사이의 온도차
- ρ : 밀도, kg/m^3
- σ : 벽에 대한 유체의 열확산 계수의 비
- τ : 무차원 시간, $\tau = \omega t$
- ω : 왕복 각속도, rad/s
- ξ : 식 (24)에 정의된 무차원수

상첨자

- : 시간 평균, $\bar{g} = (1/2\pi) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} g dt$
- ~ : 길이 평균, $\tilde{g} = (1/x_g) \int_{-x_g/2}^{x_g/2} g dx$
- ^ : 길이-시간 평균
 $\hat{g} = (1/\pi x_g) \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \int_{-x_g/2}^{x_g/2} g dx dt$

하첨자

- f : 유체
- w : 벽
- eo : 흡열기(가열기)에서 재생기로 들어가는

1. 서 론

스터링기 등의 재생 사이클의 효과적 구현을 위해서는 핵심부품인 재생기내의 열전달 현상에 관한 이해가 필수적이다. 그러나 이러한 시스템에서의 열전달 현상은 기본적으로 다공성물질내의 왕복 유동과 관련된 비정상열전달로서 엄밀한 해석적 접근이 용이하지 않다. 이러한 사유로 재생기를 서로 반대방향으로 향하는 두 개의 일방향 정상유동으로 구성된 대향류 열교환기로 취급하여 공학적 응용을 전제로 한 기본적인 해가 제시되었다.⁽¹⁾ 그러나 이와 같은 모델링은 정형과 형태의 주기적인 질량 유량이 개재하는 스테링기내의 물리적 현상과는 완전히 다른 기초 위에 유도되어 이론적인 타당성이 불충분하며⁽²⁾, 이후 주기적 질량유량을 고려한 일차원 모델들이 연구되었으나 왕복유동 조건에서의 열전달계수 측정자료 부족으로 실제적 응용에 있어서는 많은 제약을 받고 있다.⁽³⁾

사실 다공성물질로 채워진 재생기내의 열전달계수를 직접 측정하는 것은 거의 불가능하며, 따라서 재생기 유용도에 관한 관계식들을 이용하여 간접적으로 열전달계수를 추정하는 실험방법이 제시되고 시행되어 왔으나^(4,5) 이러한 간접 실험적 방법은 빠른 응답시간을 갖는 특별한 온도센서를 이용하여야 하거나 측정된 데이터 자체의 신뢰성에 심각한 영향을 줄 수 있는 응답시간 보상과정이 반드시 수반되어야 하는 난점이 있다. 이러한 실질적인 문제점에 앞서서 더욱 유의할 점은 여기서 사용되는 재생기 유용도에 관련된 식들은 원칙적으로 일방향 정상유동을 기초로 한 대향류 열교환기 모델로부터 유도된 것으로서 왕복유동에의 적용 타당성 여부가 이론적으로 검증되지 않았다는 점이다. 실례로서 Tanaka⁽⁴⁾의 실험에 의하면 왕복유동에 의한 열전달계수가 일방향유동에 의한 열전달계수보다 작은

값으로 얻어져서 물리적 실상을 제대로 반영하지 못함을 알 수 있다. 나중에 고찰하겠지만 이러한 모순의 원인은 Ntu 로 표시된 재생기의 유용도 정의가 실제로는 일방향유동으로 구성된 대향류 열교환기의 성능해석에 그 기반을 두고 있기 때문이다. 따라서 통상의 재생기 유용도로서 받아들여지고 있는 여러 관계식이나 기본정의들을 재검토할 필요가 있으며, 그점이 현재 이 논문에서 고찰하고자 하는 주된 논지 중의 하나이다.

한편 왕복유동의 개재는 서로 다른 온도로 유지되고 있는 두 개의 유체 저장소 사이의 열전달을 크게 증가시킨다는 것이 해석과 실험에 의하여 검증되었는데^(6,7), 스테링기기를 비롯한 재생 사이클의 경우에는 이러한 축방향 열전달 향상은 가열부로부터 냉각부로의 직접적인 열전달을 촉진시켜 열손실을 초래하므로 결국 재생기의 유용도를 감소시키게 된다. 따라서 Siegel⁽⁸⁾은 이러한 점을 지적하고, 이전의 연구들^(6,7,9)에서와 마찬가지로 축방향으로 일정한 온도 기울기가 벽면과 유체내에 존재하는 다공성 매체를 일차원 해석하여 이러한 축방향 열전달 향상이 벽면과의 열전달에 관계가 있음을 보였다. 그러나 이러한 일정한 온도 기울기 조건은 결국 유체의 왕복거리가 재생기 길이에 비하여 매우 짧은 경우에 해당되므로, 열전달현상의 적절한 이해에는 그 한계가 있다. 실제로 스테링기내의 열교환기에 있어서 왕복거리는 재생기 길이의 세 배에 달하기도 한다.⁽¹⁰⁾

따라서 본 연구에서는 왕복유동에 의한 재생기내의 열전달 현상을 보다 적절히 반영할 수 있는 재생기 유용도 정의를 새롭게 도입하였으며, 원관내 층류왕복유동 해석해들로서 왕복주파수와 왕복거리가 재생기 유용도에 미치는 영향을 구체적으로 고찰하였다. 또한 실제적 응용을 위한 간단한 형태의 유용도 표현을 제시하였고 보다 타당한 실험적 방법도 함께 제안하였다.

2. 지배방정식의 도입

Fig.1에 본 해석에서 다루고자 하는 전형적인 스테링기기의 열교환기 시스템을 나타내었는데 내부의 작동 가스는 양 끝에 있는 단열 피스톤에 의하여 왕복운동을 하게된다. 가열기와 방열기는 균일한 열유속 경계조건(가열기에 대해서는 양의 값, 방열기에 대해서는 음의 값)을 가지며, 재생기의

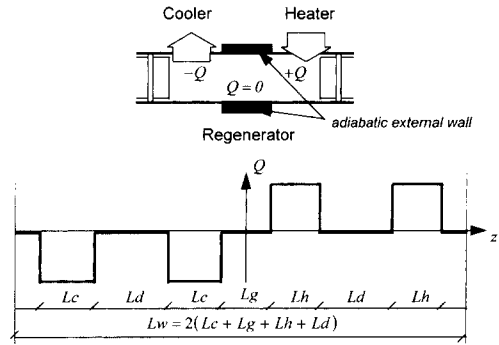


Fig. 1 Heat exchanger system with heat flux boundary condition.

외벽은 단열되어 있다.

유체의 속도는 단면에 대하여 균일유속을 가정하였는데 이는 원관인 경우에 대하여 고찰한 Lee 등^(11,12)의 연구결과에 의하면 Pr 이 1보다 작은 경우에는 타당성이 있으며, 또한 유속의 시간변화 형태는 정현파로 가정하였다. ($U = (L_s \omega / 2) \cos \omega t$) 한편 본 연구에서는 작동유체의 왕복이 열전달에 미치는 영향에 초점을 두고, 해석에 있어서 작동 가스의 압축 및 팽창에 의한 효과는 고려하지 않았으나 실제로 스테링기기(엔진)에 있어서 유체는 팽창공간과 압축공간 사이를 왕복하면서 동시에 압축 및 팽창을 경험하게 된다. Simon과 Seume⁽¹⁰⁾에 의하면 이러한 효과의 고려는 특히 가열기에 있어서 중요하다. 이는 가열기에서는 유속이 거의 0일 때 압력변화가 가장 빠르게 되는 반면, 방열기나 재생기에서는 압력이 빠르게 변화하는 시점에 유속도 빠르게 되어 결과적으로 가열기에 있어서는 압축 및 팽창과정 동안은 방열기나 재생기에서 처럼 대류에 의한 열전달이 강력하지 못하고 압력변화에 의한 작동가스의 온도변화가 열전달 거동에 미치는 영향이 클 것으로 예상되기 때문이다. 실제로 재생기의 평가실험은 常壓 상태에서 압축팽창의 고려 없이 일방향유동 조건에서 행해지고 있는 경우가 대부분인 점을 감안하면 압력변화보다는 왕복유동에 의한 열전달 거동을 살피고자 하는 본 연구의 의도는 적절하다고 판단된다.

또한 유동은 층류로 취급하였고 열물성치의 변화는 무시하였으며, 유체와 벽면 사이의 대류 열저항이 원관 벽면 내부의 전도저항보다 매우 크다고 가정하였고, 열교환기의 열용량은 작동 가스의 열용

량보다 충분히 커서 열교환기 내면의 온도가 시간에 대하여 무관한 것으로 보았다. (부록참조)

이와 같은 조건들을 도입하면 에너지 평형식은 다음과 같다.

$$\beta^2 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + 2\beta^2 \lambda \cos \tau \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) \quad (1)$$

여기서 다음과 같은 무차원수들이 도입되었다.

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{T - T_0}{(q_0^+ R) / \kappa}, \quad \tau = \omega t, \quad x = 2\pi = \frac{z}{L_w} \\ \eta &= \frac{r}{R}, \quad q = \frac{q^+}{q_0^+}, \quad \lambda = \frac{\pi L_s}{2L_w} \end{aligned} \quad (2)$$

또한 β 는 다음과 같다.

$$\beta = R \sqrt{\frac{\omega}{\alpha}} \quad (3)$$

식 (3)에서 알 수 있듯이 β 는 Womersley 수에서 동점성계수 대신에 열확산 계수를 대입한 것 ($\beta = Wo \sqrt{Pr}$)으로서 왕복주파수에 관여하며, 물리적으로는 Stokes 열경계층 두께에 대한 반지름의 비를 의미한다.

필요한 경계조건은

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right|_{\eta=1} = \bar{q}(x) \quad (4)$$

이 되는데 여기서 첫번째 조건은 중앙부에서의 대칭조건을 반영하며, 두번째 조건은 원관 벽에서의 주기 평균한 열평형을 의미한다.

한편 무차원 열유속 ($q = (\partial \theta / \partial \eta)_{\eta=1}$)을 이용하여 국소 Nusselt 수는

$$Nu = 2 \frac{q}{\theta_w - \langle \theta \rangle} = 2 \frac{q}{\langle \Delta \theta \rangle} \quad (5)$$

와 같이 정의할 수 있으며, 재생기에서 반주기 평균 Nusselt 수는 다음과 같이 된다.

$$\bar{N}u = 2 \bar{q} / \langle \Delta \theta \rangle \quad (6)$$

여기서 반주기 평균은

$$\bar{q} = \frac{1}{\pi} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \bar{q} \cdot d\tau \quad (7)$$

$$\langle \Delta \theta \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \langle \Delta \tilde{\theta} \rangle d\tau \quad (8)$$

와 같이 고온유동 (hot blow) 시기를 기준으로 하였다.

열교환기의 유용도 서술에는 보통 Ntu ($Ntu = hA_w / \dot{M}c_p$)가 사용되는데, 질량유량 (\dot{M})을 반주기

동안의 평균유속을 기준으로하여 왕복유동에 적합한 형태로 변형하면 그 형태는 다음과 같은 무차원수의 조합으로 나타내어진다.

$$Ntu = \pi \frac{\bar{N}u}{Pr} \cdot \frac{1}{Wo^2} \frac{1}{\lambda_s} = \pi \frac{\bar{N}u}{\beta^2} \frac{1}{\lambda_s} \quad (9)$$

즉, β 와 λ_s (왕복거리와 재생기 길이의 비, 즉 L_s/L_g)로 Ntu 가 표시되므로 결국 열교환기의 유용도가 이들 두 가지 변수에 의존하게 되는 것을 확실히 알 수 있다. 스테링기기에 관한 조사연구⁽¹⁰⁾에 으하면 β 와 λ_s 의 실제적 범위는 $\beta=0.1 \sim 1.0$ 과 $\lambda_s=0.15 \sim 3.0$ 이다.

3. 재생기 유용도의 정의

3.1 재생기 유용도의 새로운 정의

이 절에서는 재생기 유용도 (ϵ^*)를 새롭게 정의하고, 실제적인 범위에서 β 와 λ_s 가 재생기의 유용도 (ϵ^*)에 미치는 영향을 검토하고자 한다. 유용도에 관한 표현을 얻기 위해서는 반주기 동안에 얼마나 많은 에너지가 재생기로 전달되는가가 주관심사항이므로 지배방정식 (1)을 적분하여 다음의 관계식을 얻었다.

$$\begin{aligned} & \beta^2 \left(\langle \tilde{\theta} \rangle_{\tau=3\pi/2} - \langle \tilde{\theta} \rangle_{\tau=\pi/2} \right) \\ & + \frac{1}{2} \beta^2 \lambda_s \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \cos \tau \left(\langle \theta \rangle_{x=x_g/2} - \langle \theta \rangle_{x=x_g/2} \right) d\tau \\ & = \pi \bar{N}u \langle \Delta \tilde{\theta} \rangle \end{aligned} \quad (10)$$

식 (10)의 물리적 의미를 파악하기 위하여 다음과 같은 정의를 도입한다.

$$H_{eo} \equiv -\frac{1}{2} \beta^2 \lambda_s \left(\int_{\pi/2}^{3\pi/2} \cos \tau \langle \theta \rangle_{x=x_g/2} d\tau \right) \quad (11)$$

$$H_{rc} \equiv -\frac{1}{2} \beta^2 \lambda_s \left(\int_{\pi/2}^{3\pi/2} \cos \tau \langle \theta \rangle_{x=x_g/2} d\tau \right) \quad (12)$$

식 (11) 및 식 (12)를 살펴보면 이 값들은 개념적으로, 반주기동안 가열기측에서 재생기로 들어가거나 방열기측에서 재생기로부터 나가는 엔탈피 (enthalpy flow)를 의미한다. 동일한 요령으로 반주기동안 재생기로 전달된 에너지 (열)는 다음과 같이 된다.

$$Q_w = -\pi \bar{N}u \langle \Delta \tilde{\theta} \rangle \quad (13)$$

식 (11)~(13)을 식 (10)에 대입하고 다음과 같은 새로운 물리량 Q_e

$$Q_v = \beta^2 \left(\langle \hat{\theta} \rangle_{\tau=\frac{3\pi}{2}} - \langle \hat{\theta} \rangle_{\tau=\frac{\pi}{2}} \right) \quad (14)$$

를 도입하면 에너지 평형에 관하여 다음과 같은 간결한 형태를 얻게 된다.

$$H_{eo} - H_{rc} = Q_w + Q_v \quad (15)$$

$$\varepsilon^* \equiv \frac{\text{heat transferred to the regenerator } (Q_w)}{\text{heat ideally transferrable to the regenerator } (Q_w)_{ideal}} \quad (16)$$

만일 재생기가 이상적으로 동작한다면 방열부측에서 재생기를 빠져나가는 유체의 온도는 방열부측에서 재생기로 유입되는 유체의 온도와 같아야 한다. 즉, $H_{rc} = H_{co}$ 인데 여기서 H_{co} 는 다음과 같이 정의된 양이다.

$$H_{co} = \frac{1}{2} \beta^2 \lambda_s \left(\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \tau \langle \theta \rangle_{x=-\frac{x_g}{2}} d\tau \right) \quad (17)$$

그러나 실제 재생기에서 H_{rc} 와 H_{co} 사이에는 차이가 있게 되며, 결국 이 차이가 가열기에서 방열기로 빠져나가는 열손실을 의미한다. 이러한 열손실은 축방향으로 일어나게 되므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} Q_{axiat} &= H_{rc} - H_{co} \\ &= -\frac{1}{2} \beta^2 \lambda_s \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \tau \langle \theta \rangle_{x=-\frac{x_g}{2}} d\tau \end{aligned} \quad (18)$$

따라서 열손실이 없는 이상적인 재생기의 경우에 재생기로 전달가능한 에너지는

$$(Q_w)_{ideal} = Q_w + Q_{axiat} \quad (19)$$

와 같고 결과적으로 식 (16)은

$$\varepsilon^* = \frac{1}{1 + Q_{axiat}/Q_w} \quad (20)$$

의 형태가 된다.

여기서 주목할 점은 유용도가 Q_{axiat}/Q_w 에 의하여 규정되며, 비록 Q_{axiat} 과 Q_w 를 구하기 위해서는 식 (11)~(13)으로 제시된 바와 같은 열전달과정에 관한 상세한 정보를 필요로 하지만, 식 (20)은 그 자체로서 재생기 유용도에 관한 일반화된 정의라는 것이다.

3.2 통상의 정의와 비교

본 연구에서 정의된 재생기의 유용도와 통상의 유용도와의 차이점을 고찰하기 위하여 식 (15)를

여기서 Q_v 는 재생기 체적내 작동유체의 반주기 동안의 에너지 증감을 의미한다.

한편 재생기의 유용도(ε^*)는 재생기에 반주기동안 실제로 전달된 열량과 재생기로 이상적으로 전달될 수 있는 최대열량과의 비로써 정의할 수 있다. 이를 수식 형태로 표현하면 다음과 같다.

이용하여 식 (20)을 다르게 표현하면 다음과 같다.

$$\varepsilon^* = \frac{H_{eo} - H_{rc} - Q_v}{H_{eo} - H_{eo} - Q_v} \quad (21)$$

식 (21)에서 유의할 점은 재생기 유용도의 표현에 불리량 Q_v 가 포함된다는 점이며, 이것은 재생기 성능의 실험적 평가를 위하여 일반적으로 받아들여지고 있는 다음의 형태⁽⁶⁾와는 다르다.

$$\varepsilon_u \equiv \frac{H_{eo} - H_{rc}}{H_{eo} - H_{co}} \quad (22)$$

또한 실제적으로 중요한 의미를 갖는 Mtu 를 이용한 재생기 유용도의 표현은 식 (9), (13), (18) 및 (20)을 조합하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\varepsilon^* = \frac{Ntu}{Ntu + 2\xi} \quad (23)$$

$$\xi \equiv \frac{1}{4 \langle \Delta \theta \rangle} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \tau \langle \theta \rangle_{x=-\frac{x_g}{2}} d\tau \quad (24)$$

반면에 통상의 Ntu 로 나타내어지는 재생기 유용도는

$$\varepsilon_{Ntu} \equiv \frac{Ntu}{Ntu + 2} \quad (25)$$

인데⁽¹³⁾, 이것은 두 개의 일방향 정상유동으로 구성된 대향류 열교환기의 경우를 기초로 한 것으로, 이 경우에는 $\int UTdt = \int Udt \cdot \int Tdt$ 이므로 식 (25)는 식 (23)과 동일하다. 그러나 왕복유동의 경우에는 속도와 온도가 모두 시간에 대하여 종속적이므로 $\int UTdt \neq \int Udt \cdot \int Tdt$ 이고 따라서 본 연구에서는 이러한 시간 종속성의 보상 의미를 갖는 변수 $\xi (-\int UTdt / (\int Udt \cdot \int Tdt))$ 를 도입하였다.

4. 결과 및 고찰

지금까지 작동유체가 왕복유동을 하는 열교환기 시스템을 재생기의 일출방출 역할을 고려하여 해석

하였으며, 일반화된 에너지 평형관계로부터 새로운 재생기 유용도에 관한 표현을 제시하였다. 이 절에서는 왕복유동에 연계된 해석해를 사용하여 본 연구에서 정의한 재생기 유용도가 통상의 유용도 표현보다 적합함을 구체적으로 보이고 공학적 측면에서 재생기 유용도 평가를 위한 단순화된 식을 제시하였다.

4.1 해석해

벽온도의 시간변화를 무시한 방정식 (1)에 관해서는 원관인 경우에 벽면의 온도분포가 정현파 형태로 주어지는 경우에 대하여 그 이론적 해가 Lee 등⁽¹¹⁾에 의하여 구해졌으므로, 임의의 경계조건이 주어지는 경우의 해도 경계조건이 주기적이라면 Fourier 급수 전개 및 중첩의 원리를 이용하여 해를 구하는 것이 가능하다.⁽¹²⁾ Lee 등⁽¹¹⁾의 해석해를 적용하기 위하여 열교환기를 동일한 직경을 갖는 원관으로 단순화하였으며 재생기 부분의 원관 벽이 실제 기기에서의 축열체 역할을 하도록 열교환계를 구성하였다. 열교환기 양 끝의 피스톤에서의 단열조건을 만족시키기 위하여 해석구간과 대칭으로 구성된 가상 열교환기를 추가하였으며, 해석구간과 가상 열교환기 사이에는 충분한 길이의 단열부 (L_d)를 두어서 (Fig. 1 참조) 인접 열교환기의 영향이 최소화되도록 하였다.⁽¹²⁾ 또한 λ_s 및 β 에 따른 재생기 유용도의 특성 파악이라는 기본적인 목표에 초점을 맞추어 각 열교환기의 길이는 모두 동일하게 두었다. ($L_h = L_g = L_c$) 본 연구에서는 Lee 등⁽¹²⁾에 의한 해석해의 구체적인 도입은 생략하고 그 결과만을 고찰한다.

4.2 해석결과

온도장에 대한 해석해가 구해지면, 이를 식 (11) ~ (14)에 대입하여 재생기에서의 열전달 과정을 면밀히 고찰하는 것이 가능하다. 먼저 재생기의 유용도에 큰 역할을 미치는 Q_{axial} 과 Q_w 에 대한 왕복주파수와 왕복거리의 영향을 살펴보기 위하여 다음과 같은 부차원 열전달계수를 도입한다.

$$h_{axial} = \frac{Q_{axial}}{\langle \theta \rangle_{x=x_g/2} - \langle \theta \rangle_{x=-x_g/2}}$$

$$h_w = \frac{Q_w}{\langle \theta \rangle_{x=x_g/2} - \langle \theta \rangle_{x=-x_g/2}} \quad (26)$$

유사한 변수가 이전의 연구들⁽⁶⁻⁷⁾에서도 도입된 바 있으나 모두 선형적 온도 분포 조건에 의한

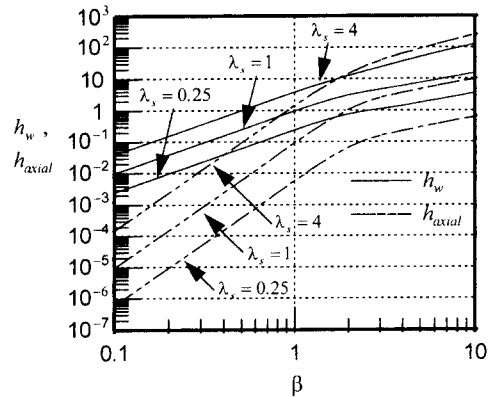


Fig. 2 Comparison of the heat transfer coefficients h_w and h_{axial} , for $\lambda_s = 0.25, 1, 4$.

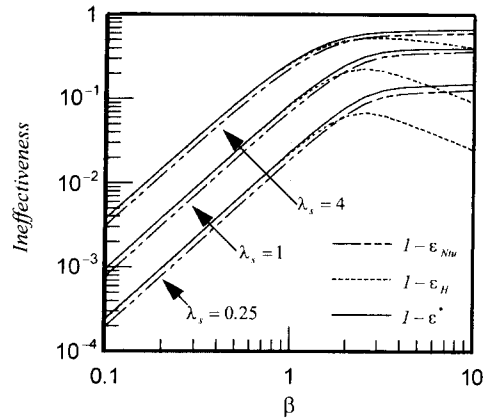


Fig. 3 Comparison of the various ineffectiveness expressions, for $\lambda_s = 0.25, 1, 4$.

것으로서 이는 식 (26)의 분모가 일정한 경우에 해당된다. Fig. 2에 h_w 와 h_{axial} 를 나타내었는데 축방향 열전달계수 (h_{axial})는 β 가 작은 영역에서는 β 의 4승에 비례하고 β 가 큰 영역에서는 β 에 비례하는 것을 볼 수 있다. 이와 같은 결과는 일정한 축방향 온도 기울기 가정하에 도출된 축방향 열전달에 관한 이전의 연구결과 즉, 축방향 열전달계수는 주파수가 낮은 경우에는 주파수의 제곱에 비례하고 주파수가 높은 영역에서는 주파수의 제곱근에 비례한다⁽⁶⁻⁷⁾와 좋은 일치를 보여주고 있다. 한편 온도가 기울기가 일정한 경우는 본 연구의 $\lambda_s \rightarrow 0$ 인 경우에 해당하며, 본 연구는 λ_s 에 대한 제한이 없으므로 좀 더 포괄적인 결과를 보여준다. 즉, Fig. 2에서 보듯이, 왕복거리비가 크더라도 ($\lambda_s > 1$) 축방향

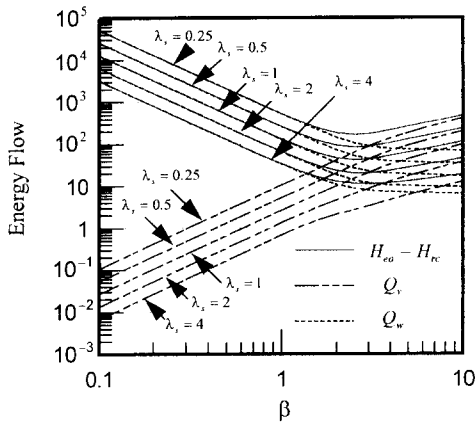


Fig. 4 Energy balance in the regenerator, for $\lambda_s = 0.25, 0.5, 1, 2, 4$.

열전달계수는 β 에 거의 비례한다.

유용도(ϵ^*)는 1에 가까운 값이므로 보통 비유용도($1 - \epsilon^*$)가 재생기의 유용도 감소의 설명에 있어서 더 주효하다. Fig. 3에 전술한 해석해와 식 (20)에 의한 비유용도를 나타내었다. 실제적인 β 의 범위($\beta = 0.1 \sim 1.0$)에서 비유용도는 대체적으로 β 의 자승 및 λ_s 에 비례한다. 이러한 β 와 λ_s 의 증가에 따른 비유용도의 증가는 Fig. 2에서 예상되는 바와 같이 Q_{axial}/Q_w 의 점진적 증가에 기인한 것이다.

한편 에너지 평형관계를 Fig. 4를 통하여 살펴보면 Q_v 는 β 가 작은 경우에는 그 크기가 매우 작으므로, $H_{eo} - H_{rc}$ 는 Q_w 항과 평형을 이루고 β 가 큰 영역에서는 Q_v 항과 평형을 이루게 된다. 이것은 물리적으로 β 가 커질수록 온도 경계층의 두께가 작아져 대부분의 유체는 벽과 열교환하지 않은 채 재생기를 통과하고 따라서 단순히 재생기 체적내의 에너지를 증가시키거나 감소시키게 되어 Q_v 의 비중이 커지게 되는 것을 의미하는 것이다. 따라서 Q_v 를 무시한 유용도 정의 ϵ_H 는 β 가 커짐에 따라 그 타당성을 잃게된다. (Fig. 3 참조)

또한 일방향 정상유동의 경우(즉 $\int U T dt = \int U dt \cdot \int T dt$ 혹은 $\xi = 1$)에는 ϵ_H 와 ϵ_{Nu} 는 서로 같지만 왕복유동의 경우에는 서로 일치하지 않는다는 것은 전술한 바와 같다.

4.3 실용화를 위한 유용도 산정

앞 절에서 밝힌 바와 같이 기존의 유용도 정의인 ϵ_{Nu} 는 왕복유동의 특성을 무시한 결과 유용도를

정확하게 나타내지 못하며, ϵ_H 는 비록 실용범위내에서는 적용이 가능하다고는 하나 정의 그 자체로서는 완벽하지 못하다. 게다가 유용도 정의 ϵ_H 를 이용하여 재생기의 유용도를 측정하려면 유체의 순간온도를 측정하여야만 하므로 측정 시스템의 시상수 보정 등의 문제로 인하여 정확한 측정이 상당히 어려운 실정이다. 따라서 본 절에서는 식 (20)으로 정의된 유용도를 실험적인 방법으로 간단하게 측정할 수 있는 방법과 이로부터 Nusselt 수를 산정하는 과정에 대하여 논의한다. 이러한 측정방법은 공학적 응용에 초점을 맞추어 실용범위인 $\beta = 0.1 \sim 1.0$ 에 국한하였다.

Fig. 4에서 알 수 있듯이 β 가 작은 영역에서는 재생기 체적내의 에너지 증감량(Q_w)은 크기가 작으므로 순 엔탈피 유입량($H_{eo} - H_{rc}$)은 벽으로의 열전달량(Q_w)과 평형을 이룬다. 즉 식 (15)로부터

$$Q_w \cong H_{eo} - H_{rc} = -\frac{1}{2} \beta^2 \lambda_s \left[\int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \left(\langle \theta \rangle_{x=\frac{x_g}{2}} - \langle \theta \rangle_{x=-\frac{x_g}{2}} \right) \cos \tau d\tau \right] \quad (27)$$

이 되며, 계속하여

$$Q_w = \beta^2 \lambda_s \left[\langle \bar{\theta} \rangle_{x=\frac{x_g}{2}} - \langle \bar{\theta} \rangle_{x=-\frac{x_g}{2}} \right] - \frac{1}{2} \beta^2 \lambda_s \left[\int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \cos \tau \left(\langle \theta \rangle_{x=\frac{x_g}{2}} - \langle \bar{\theta} \rangle_{x=\frac{x_g}{2}} \right) d\tau - \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \cos \tau \left(\langle \theta \rangle_{x=-\frac{x_g}{2}} - \langle \bar{\theta} \rangle_{x=-\frac{x_g}{2}} \right) d\tau \right] \quad (28)$$

으로 정리할 수 있는데, 이 식의 첫번째 항은 재생기 양끝 온도의 시간 평균값의 차이를 포함한 항이고, 두번째 항은 온도 변동의 기여를 나타내고 있다. 그런데 실제 재생기 동작구간에서 두번째 항의 크기는 첫번째 항의 크기에 비하여 매우 작아서 무시할 수 있으므로 벽으로의 열전달량(Q_w)은 다음과 같이 재생기 양 끝 온도의 시간 평균값의 차이만으로 쉽게 구할 수 있게 된다.

$$Q_w \cong \beta^2 \lambda_s \left[\langle \bar{\theta} \rangle_{x=\frac{x_g}{2}} - \langle \bar{\theta} \rangle_{x=-\frac{x_g}{2}} \right] \quad (29)$$

또 가열부에서 유입된 에너지는 내부일이 없고 (압축, 팽창이 없는 순수 왕복유동의 경우) 재생기가 단열되어 있으므로, 방열부로 전달되는 에너지와 평형을 이루어야 한다. 따라서 다음과 같은 식이 얻어진다.

$$q_0^+(2\pi RL_h) = -\frac{\omega}{2\pi} \rho c \pi R^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \frac{L_s \omega}{2} \cos \omega t \langle T \rangle_{z=-\frac{L_g}{2}} dt \quad (30)$$

이 식을 무차원화하고 식 (27)을 도입하면 Q_{axiat} 은

$$Q_{axiat} = 4\pi \frac{L_h}{L_g}$$

이 된다. 따라서

$$\frac{Q_{axiat}}{Q_w} \approx \frac{4\pi(L_h/L_g)}{\beta^2 \lambda_s [\langle \bar{\theta} \rangle_{x=x_g/2} - \langle \bar{\theta} \rangle_{x=-x_g/2}]} \quad (32)$$

이 되며, Q_{axiat}/Q_w 이 알려지면 식 (20)에서 유용도(ϵ^*)를 바로 구할 수 있다. 식 (34)에서 알 수 있듯이 Q_{axiat}/Q_w 에는 재생기 양 끝에서의 작동유체의 시간 평균 온도가 포함되어 있는데, 이것은 이전의 실험적 방법^(4,5)에서 작동유체의 瞬時 온도를 측정해야 하였던 것에 비하면 훨씬 간편하고 오차도 적게 된다. 한편 무차원온도에는 가열기에서 유입되는 열유속이 포함되어 있으므로 이 양은 추가로 측정되어야 한다.

4.4 Nusselt 수의 산정

앞에서 ξ 는 일반적으로 1이 아님을 설명하였다. 그러나 식 (32)와 식 (20)에 의하여 유용도를 알게 되면 식 (23)을 이용하여 Nusselt 수를 구하는 것이 필요하게 된다. 따라서 다음과 같은 과정으로 ξ 의 값을 산정하였다.

β 가 작을 때, 즉 Stokes의 열경계층의 두께가 원관반경에 대하여 차지하는 비율이 상대적으로 클 때는 분자간의 열확산이 원관내의 온도장을 결정짓는 주요역할을 하기 때문에 온도의 시간 변동은 유동장의 시간변동에 거의 지연 없이 동일 위상을 취하게 된다. 따라서 $\langle \theta \rangle_{x=-x_g/2}$ 의 개략치를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\langle \theta \rangle_{x=-x_g/2} \cong \theta_{w,x=-x_g/2} - \left| \langle \Delta \theta \rangle_{x=-x_g/2} \right| \cos \tau \quad (33)$$

또한 벽과 유체간의 온도차도 재생기 길이 방향에 대하여 거의 동일하므로

$$\left| \langle \Delta \theta \rangle_{x=-x_g/2} \right| \cong \left| \langle \Delta \bar{\theta} \rangle \right| \quad (34)$$

가 되며 식 (33)와 식 (34)를 식 (24)에 대입하면 ξ 는 다음과 같이 된다.

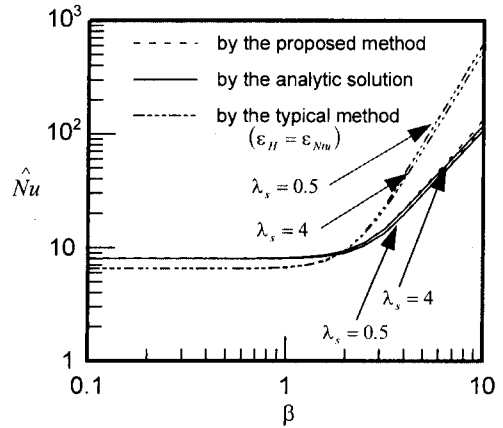


Fig. 5 Comparison of the Nusselt number by the various methods, for $\lambda_s=0.5, 4$.

$$\xi \cong \frac{\pi^2}{8} \quad (35)$$

이것은 대향류 열교환기 가정에 의한 통상의 값 $\xi=1$ 과 다르다. 바로 이 점 때문에 $\epsilon_H = \epsilon_{Ntu}$ 의 관계식에 의하여 Nusselt 수를 산정하는 방법^(4,5)으로 는 실제보다 낮은 열전달계수값을 얻게될 수 밖에 없다. 왜냐하면 유용도가 같을 경우에 식 (25)를 통하여 구한 Ntu 와 식 (23)에 의한 Ntu 는 수치적으로 서로 다르게 되어 결국 Nusselt 수가 달라지게 되기 때문이다.

Fig. 5에서 보듯이 실제로 해석해 4.3절에서 제시한 방법에 의한 개략적 유용도와 $\xi = \pi^2/8$ 을 대입한 식 (23)을 조합하여 구한 Nusselt 수는 $\beta = 0.1 \sim 1.0$ 인 영역에서 8인 것에 비하여 통상의 실험적 추산방법에 의한 것은 약 6.5로서 20% 정도의 오차를 가져오게 된다. 이러한 사실은 Tanaka 등⁽⁴⁾의 실험에서 Nusselt 수가 일방향유동의 경우 보다 작게 측정된 의문에 관한 적절한 이론적 설명이 될 수 있다.

한편 식 (32)는 적분된 형태의 에너지 평형식 (10)에서 직접 유도된 결과로서 재생기 내부 구조에 제한이 없다는 것이다. 이것은 ξ 값의 산정에 있어서도 마찬가지이므로 통상의 스테링기 작동 영역에 있어서 식 (32)와 ξ 값은 광범위하게 적용될 수 있다.

5. 결론

왕복유동에 의한 축방향 열전달 손실을 고려하여

스터링사이클기기의 재생기의 유용도를 고찰하였다. 특히 에너지 평형식의 적분 전개를 통하여 다음과 같은 적절한 유용도에 관한 표현을 유도하였다.

$$\epsilon^* = \frac{1}{1 + Q_{axial}/Q_w}$$

현재 정상유동인 경우에 유도되어 간접적인 재생기 평가 실험에 적용되는 유용도(ϵ_H)의 적합성 여부를, 엄밀하게 유도된 이론적인 유용도(ϵ^*)와 비교하였고 그 결과 그 적합성은 β 가 작은 경우에만 유용도 예측의 측면에서 타당성을 가짐을 보였다. 또 Ntu 로 표현되는 재생기 유용도(ϵ_{Ntu})는 일방향 정상유동으로 구성된 대향류 해석에서 유도된 것으로서 왕복유동의 경우에는 적용할 수 없음을 보였다. 특히 왕복유동에 해당되는 열전달계수가 일방향유동의 것보다도 작게 예측되는 모순이 이러한 재생기 유용도에 관한 부적합한 표현들 때문에 비롯됨을 밝혔다.

개략적이지만 매우 실용적인 것으로서 Ntu 로 표현되는 유용도를 제시하였으며 보상인자 ξ 를 통하여 왕복유동으로 유발되는 유속과 온도의 시간 종속성을 적절히 고려하였다. 또한 Q_{axial}/Q_w 을 가열부에서의 열유속 및 재생기 양 끝 단에서의 시간평균 온도를 측정하여 결정할 수 있음을 보임으로써, 통상 瞬時 온도를 측정해야 하는 종래의 실험방법을 개선할 수 있는 방법을 제시하였다.

후 기

본 연구에 지원해주신 터보 동력기계 연구 센터와 LG전자(주) 및 조연을 아끼지 않은 김찬중 박사에게 감사드립니다.

부 록

유체의 온도 변동에 의하여 영향받는 벽의 영역을 나타내는 벽 침투 깊이는 $\sqrt{(2\alpha_w/\omega)}$ 에 비례하므로 왕복주파수가 큰 경우, 이 크기는 벽 두께에 비하여 무시할 수 있을 정도로 작아지고 벽온도의 시간변동을 무시할 수 있게 된다. 그러나 주파수가 낮은 경우에 대하여서는 이 벽온도의 시간변동 영향을 검토할 필요가 있다. 한편 주파수가 작은 경우, 열적발달 거리는 주파수에 비례하여 짧아지므

로⁽¹²⁾, 재생기와 가열부, 재생기와 냉각부 사이의 열적발달 영역은 점차 줄어들며, 재생기의 대부분 영역에서는 축방향 온도 기울기가 일정한 형태의 온도분포가 얻어진다. 따라서 부록에서는 열적발달 영역의 영향을 무시한 채 벽의 온도기울기가 일정하다고 가정하고 Kurzweg⁽⁶⁾이 수행한 방법과 유사한 해석과정을 도입하여, 벽의 유한한 열용량이 재생기 유용도에 미치는 영향을 살펴보고자 한다.

벽온도를 고려하는 경우 다루고자 하는 원관의 외경을 R_o , 내경을 R_i 로 하면 지배방정식과 경계 조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T_f}{\partial t} + U \frac{\partial T_f}{\partial z} \\ & = \alpha_f \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_f}{\partial r} \right) \text{ for } 0 \leq r \leq R_i \\ & \frac{\partial T_f}{\partial t} \\ & = \alpha_w \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) \text{ for } R_i \leq r \leq R_o. \end{aligned} \tag{A.1}$$

$$\begin{aligned} & \left. \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \\ & T_f \Big|_{r=R_i} = T_w \Big|_{r=R_i}, \quad \kappa_f \left. \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r=R_i} = \kappa_w \left. \frac{\partial T_w}{\partial r} \right|_{r=R_i} \\ & \left. \frac{\partial T_w}{\partial r} \right|_{r=R_o} = 0 \end{aligned} \tag{A.2}$$

유체와 벽에 축방향으로 일정한 온도 기울기(γ)가 존재한다고 가정⁽⁶⁾하고 무차원 온도를 다음과 같이 정의한다.

$$\theta = \frac{T - T_0}{L_s \gamma / 2} \tag{A.3}$$

여기서 T_0 는 $z = z_0$ 에서의 단면-시간 평균온도이다. 이것을 이용하여 무차원화된 유체와 벽의 온도를 다음과 같이 나타낸다.

$$\theta_f = x + \text{Real}[g_f(\eta) e^{i\tau}] \tag{A.4}$$

$$\theta_w = x + \text{Real}[g_w(\eta) e^{i\tau}] \tag{A.5}$$

식 (A.4)와 식 (A.5)를 식 (A.1)에 대입하면 해를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$g_f = A I_0(\sqrt{i} \beta \eta) + i \tag{A.6}$$

$$g_w = A I_0(\sqrt{i} \beta \eta) + C K_0(\sqrt{i} \beta \eta) \tag{A.7}$$

여기서 각 계수 사이의 관계는 아래와 같다.

$$A = \frac{iQ}{S}, \quad B = \frac{-iK_1(\sqrt{i} \beta (1 + \delta)) I_1(\sqrt{i} \beta)}{S}$$

$$C = \frac{iI_1(\sqrt{i\sigma}\beta(1+\delta))I_1(\sqrt{i}\beta)}{S}$$

$$S = PI_1(\sqrt{i}\beta) - QI_0(\sqrt{i}\beta)$$

$$P = I_0(\sqrt{i\sigma}\beta)K_1(\sqrt{i\sigma}\beta(1+\delta)) + I_1(\sqrt{i\sigma}\beta(1+\delta))K_0(\sqrt{i\sigma}\beta)$$

$$Q = \frac{\sqrt{\sigma}}{\mu} \{ I_1(\sqrt{i\sigma}\beta)K_1(\sqrt{i\sigma}\beta(1+\delta)) - I_1(\sqrt{i\sigma}\beta(1+\delta))K_1(\sqrt{i\sigma}\beta) \}$$
 (A.8)

여기서 μ 는 열확산계수의 비, σ 는 열전도계수의 비, 그리고 δ 는 벽 두께의 반경에 대한 비로서 다음과 같이 정의된다.

$$\sigma \equiv \frac{\alpha_f}{\alpha_w}, \quad \mu \equiv \frac{\kappa_f}{\kappa_w}, \quad \delta \equiv \frac{R_0 - R_i}{R_i}$$
 (A.9)

한편 주 관심은 β 가 0으로 근접할 때의 값이므로 그 때의 근사해는 다음과 같다.

$$\langle g_f \rangle = -\frac{1}{8}\beta^2 \frac{C_r^2}{(C_r+1)^2} + i \frac{1}{C_r+1}$$
 (A.10)

$$\langle g_w \rangle = \frac{1}{C_r+1}i$$
 (A.11)

$$g_f' = \frac{1}{2} \frac{C_r}{C_r+1} \beta^2$$
 (A.12)

이 된다. 여기서 C_r 은

$$C_r = \frac{(R_0^2 - R_i^2)\rho_w c_{pw}}{R_i^2 \rho_f c_{pf}}$$
 (A.13)

이며, 관벽과 유체의 열용량비를 나타낸다. 이상의 결과로부터 식 (6)과 식 (20)에 의하여 Nusselt 수와 유용도를 얻을 수 있다. 주요 관심사는 β 가 영으로 접근할 때의 값이므로 이 경우 Nusselt 수와 재생기 유용도는 다음과 같다.

$$\tilde{Nu} = 8 \left(1 + \frac{1}{C_r} \right)$$
 (A.14)

$$\epsilon^* = \frac{1}{1 + \frac{\pi}{32} \left(\frac{C_r}{C_r+1} \right) \beta^2 \lambda_s}$$
 (A.15)

식

(A.14)로부터 알 수 있는 점은 Nusselt 수는 주파수가 작은 영역에서는 열용량비에만 의존한다는 점이다. 통상 C_r 은 스텔링기에서는 30 이상으로 선정하므로⁽¹⁴⁾ 식 (28)에서 Nusselt 수는 거의 8이 되는데 이것은 일방향 슬러그 유동(slug flow)에서 일정 열유속 경계조건인 경우 Nusselt 수가 8인 것과 잘 일치하는 값이다. 또한 식 (A.15)를 이용하

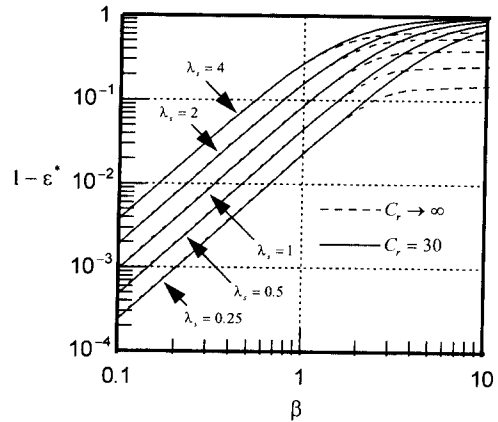


Fig. A.1 Comparison of the ineffectivenesses in a point of heat capacity ratio, for $\lambda_s=0.25, 0.5, 1, 2, 4$.

여 C_r 의 영향을 고려한 비유용도와 벽의 열용량이 무한하다고 가정하여 벽온도의 시간변화를 무시한 경우의 비유용도 (4.1절)를 비교한 Fig. A.1을 살펴보면, β 의 실용적 범위($\beta=0.1 \sim 1.0$)에서 두 종류의 비유용도는 서로 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 즉 벽의 열용량이 유체의 열용량보다 충분히 큰 통상의 경우($C_r=30$), 단면평균한 벽온도의 시간에 따른 변화는 무시할 만하다는 본 연구의 주된 가정은 합당하다는 것을 다시 확인할 수 있다.

참고문헌

- (1) Hausen, H., 1929, "Z. Angew. Math. Mech.," Vol. 9, pp. 173~200 (quoted from Hargreaves, C. M., 1991, *The Philips Stirling Engine*, p. 112, Elsevier, Amsterdam.)
- (2) Barron, R. F., 1985, *Cryogenic Systems (2nd Edn.)*, p.282, Oxford University Press, New York.
- (3) Walker, G., *Stirling Engines*, pp. 140~151, Oxford University Press, New York.
- (4) Tanaka, M., Yamashita, I. and Chisaka, F., 1990, "Flow and Heat Transfer Characteristics of the Stirling Engine Regenerator in an Oscillating Flow," *Int. J. JSME*, Vol. 33, No. 2, pp. 283~289.
- (5) Thonger, J. C. T. and Rice, G., 1986, "Regenerator Effectiveness and Fluid Friction"

- Measurements," *Proceedings of the 3rd International Stirling Engine Conference*, pp. 335~349.
- (6) Kurzweg, U. H. and Zhao, L., 1984, "Heat Transfer by High-Frequency Oscillations: a New Hydrodynamic Technique for Achieving Large Effective Thermal Conductivities," *Phys. Fluids*, Vol. 27, pp. 2624~2627.
- (7) Kaviany, M., 1990, "Performance of a Heat Exchanger Based on Enhanced Heat Diffusion in Fluids by Oscillation: Analysis," *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 112, pp. 49~55
- (8) Siegel, R., 1987, "Effect of Flow Oscillations on Axial Energy Transport in a Porous Material," *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 242~244.
- (9) Gedeon, D., 1986, "Mean-Parameter Modelling of Oscillating Flow," *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 108, pp. 613~518.
- (10) Simon, T. W. and Seume, J. R., 1988, *A Survey of Oscillating Flow in Stirling Engine Heat Exchangers*, NASA CR-182108, p. 79.
- (11) Lee, D.-Y., Park, S.-J. and Ro, S. T., 1995, "Heat Transfer by Oscillating Flow in a Circular Pipe with a Sinusoidal Wall Temperature Distribution," *Int J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, pp. 2529~2537.
- (12) 이대영, 박상진, 노승탁, 1994, "원관내 층류 왕복유동에 의한 열적발달 영역에서의 열전달," 대한기계학회논문집, 제18권, 제4호, pp. 997~1008.
- (13) Coppage, J. E. and London, A. L., 1953 "The Periodic Flow Regenerator-A Summary of Design Theory," *Trans. ASME*, pp. 779~787.
- (14) Hamaguchi, K., Kukita, H., Takahashi, S. and Miyabe, H., 1986, "On the Choice Procedure of Optimum Matrix in Regenerator Design," *Trans. JSME*, Vol. 52, No. 473, pp. 485~490 (in Japanese).