

〈論 文〉

PCB 구조변화가 전자장비 냉각에 미치는 영향에 관한 수치적 연구

박희용* · 박경우**

(1995년 1월 24일 접수)

A Numerical Study on the Effect of PCB Structure Variation on the Electronic Equipment Cooling

Hi-Yong Pak and Kyoung-Woo Park

Key Words: Printed Circuit Board(인쇄회로기판), Conjugate Heat Transfer(혼합 열전달), Turbulence(난류), Surface Radiation(표면복사), Discrete Ordinates Method(구분종좌표법)

Abstract

The interaction of mixed convection and surface radiation in a printed circuit board(PCB) is investigated numerically. The electronic equipment is modeled by a two-dimensional channel with three hot blocks. In order to calculate the turbulent flow characteristics, the low Reynolds number $k-\epsilon$ model which is proposed by Launder and Sharma is applied. The S-4 approximation is used to solve the radiative transfer equation. The effects of the Reynolds number and geometric configuration variation of PCB on the flow and heat transfer characteristics are analyzed. As the results of this study, it is found that the thermal boundary layer occurred at adiabatic wall in case with thermal radiation included, and the effect of radiation is also found to be insignificant for high Reynolds numbers. It is found, as well, that the heat transfer increases as the Reynolds number and block space increase and the channel height decreases and the heat transfer of vertical channel is greater than that of horizontal channel.

기 호 설 명

A : 면적
 B : 무차원 방사력

$$B = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 = \left(1 + \frac{\phi}{\phi_0}\right)^4$$

b : 채널의 폭

C_μ, C_1, C_2, C_3 : 난류모델의 상수

E : 무차원 난류운동에너지 소산율 $\left[= \frac{\epsilon L}{u_0^3} \right]$

f_1, f_μ : 난류모델의 감쇄함수

Gr : Grashof 수 $\left[= \frac{g\beta(T_h - T_c)L^3}{\nu^2} \right]$

g : 중력가속도

H : 블록의 높이

h : 열전달계수

I : 무차원 복사강도 $\left[= \frac{I^*}{4\sigma T_c^4} \right]$

I^* : 복사강도

K : 무차원 난류운동에너지 $\left[= \frac{k}{u_0^2} \right]$

k : 난류운동에너지 또는 열전도계수

*정회원, 한양대학교 기계공학과

**정회원, LG산전(주) 빌딩시스템연구소

- L : 블럭 길이
- N_n, L_0 : 입·출구영역의 길이
- Nu : Nusselt 수 [$= \frac{\bar{Q}_t L}{k(T_h - T_c)}$]
- P : 무차원 압력 [$= \frac{p}{\rho u_0^2}$]
- Pe : Peclet 수 [$= Re \cdot Pr$]
- Pl : Planck 수 [$= \frac{(k/L)}{4\sigma T_c^3}$]
- Pr : Prandtl 수 [$= \frac{\mu C_p}{k}$]
- \bar{Q}_r : 무차원 복사열유속 [$= \frac{\bar{q}_r}{4\sigma T_c^4}$]
- \bar{Q}_t : 무차원 총열유속 [$= \bar{Q}_c + \bar{Q}_r$]
- Re : Reynolds 수 [$= \frac{\rho u_0 L}{\mu}$]
- Re_t : 난류모델의 국소 Reynolds 수, [식 (12)]
- S : 블럭사이의 간격
- T : 온도
- U, V : X, Y 방향의 무차원 속도 [$U = \frac{u}{u_0}, V = \frac{v}{u_0}$]
- u_0 : 채널입구 평균속도
- V_p : 검사체적의 부피
- X, Y : 무차원 좌표 [$X = \frac{x}{L}, Y = \frac{y}{L}$]

그리스문자

- α : 구분종좌표법에서 유한차분에 대한 가중함수
- β : 체적팽창계수 [$= -\frac{1}{\rho} \frac{\rho - \rho_c}{T - T_c}$]
- ξ, η : 방향코사인
- χ : 흡수계수
- μ, μ_t : 층류 및 난류점성계수
- ρ : 밀도 또는 반사율 [식 (17)]
- σ : Stefan-Boltzmann 상수
- $\sigma_t, \sigma_K, \sigma_E$: T, K, E 에 대한 난류 Prandtl수
- τ : 광학두께 [$= \chi \cdot L$]
- ϕ : 종속변수 [식 (23)] 또는 무차원 온도 [$= \frac{T - T_c}{T_h - T_c}$]
- ϕ_0 : 기준온도비 [$= \frac{T_c}{T_h - T_c}$]
- Ω : 방향벡터 [$= \xi \vec{i} + \eta \vec{j}$]

상첨자

- : 입사각

하첨자

- b : 후체
- c : 저온 또는 대류
- h : 고온
- n, s, e, w : 검사체적의 상, 하, 우, 좌면

1. 서 론

전자장비의 냉각, 건물내 화재, 그리고 태양열 집열장치 등 혼합대류와 복사열전달이 서로 연계되어 열 및 유동장을 형성하는 현상에 대한 관심이 높아지고 있다. 특히 최근에 들어 전자장비의 소형화, 고밀도화 및 고속화의 요구에 부응하여 전자산업은 비약적인 발달을 거듭하고 있다. 이로 인한 반도체 집적기술의 발달은 각각의 칩(chip)과 모듈(module), 그리고 전체 시스템의 단위면적당 열발생율을 급격히 증가시켰으며, 이렇게 높은 온도에서 작동하는 전자장비는 오동작과 시스템의 불안정 등 낮은 신뢰도를 초래하게 된다. 따라서 안정적인 작동온도 범위로 전자장비의 온도를 유지하기 위한 효과적인 열제거 메카니즘의 개발은 열전달 분야에서 해결해야 할 중요한 기술적인 문제이다.

현재 일반적으로 사용되고 있으며 이 연구에서 해석하고자 하는 전자장비의 구성단위는 Fig. 1에 나타낸 것과 같이 여러개의 인쇄회로기판(PCB, printed circuit board) 위에 열발생장치인 칩이 부착되어 있는 형상으로, 이들의 냉각은 주로 팬에 의한 강제냉각 방법이 주로 사용되고 있다.

지금까지 전자장비 냉각은 그 중요성으로 인하여 실험 및 수치적인 방법을 통해 수많은 연구가 진행되어 왔다. Acharya 등⁽¹⁾은 수평한 평행 평판위에서의 층류 혼합대류를 수치적으로 연구하여 핀이 있는 경우 열전달이 향상된다고 하였다. Maughan

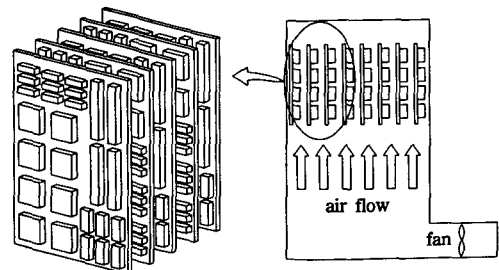


Fig. 1 Schematic diagram of PCB and PCB arrays in electronic equipment

등^(2,3)은 축방향으로 핀이 부착된 수평채널에 대하여 열적 및 동적으로 완전히 발달한 유동에 대하여 핀의 형상, 위치, 크기 그리고 경계조건 등을 변화시키며 층류 혼합대류를 연구하였다. Arvizu 등⁽⁴⁾은 리브가 부착된 채널에서 채널의 간격, 블럭사이의 간격 및 Reynolds수를 변화시키며 블럭으로부터의 평균 열전달계수를 측정하였는데, 이들은 주어진 채널간격과 Reynolds수에서 블럭사이의 간격이 증가할 수록 Nusselt수는 증가한다고 하였다. 그리고 Du 등⁽⁵⁾은 밀폐공간내에 3개의 열원을 고려하여 전도와 대류에 의한 열전달 특성을 연구하였는데, 이들은 복사의 효과를 무시하였다.

최근에 이르러 칩과 모듈, 그리고 기판사이의 표면복사를 고려한 연구도 발표되고 있다. Carvalho 등⁽⁶⁾은 자연대류와 복사열전달을 고려하여 전자장비내의 열 및 유동특성을 규명하였는데, 이들은 복사 고려시 입사출사법(RIM)⁽⁷⁾을 사용하여 계산영역내에 블럭이 존재하지 않는 간단한 형상에 대한 연구를 수행하였다. Smith 등⁽⁸⁾은 밀폐된 공간내에 3개의 PCB를 채택하여 전도, 대류 그리고 복사를 함께 고려한 전자장비내의 열전달 특성을 연구하였으며, 형상계수를 계산하기 위하여 교차선법(cross-string method)⁽⁹⁾을 적용하였다. 최근에 박희용 등⁽¹⁰⁾은 참여매질이 존재하는 경우 복사전달 방정식의 해를 구하는 근사해법으로 알려진 구분중좌표법(discrete ordinates method, DOM)⁽¹¹⁾을 표면복사에 적용하여 PCB내의 유동 및 열전달 특성을 연구하였다.

그러나 이상의 연구들은 복사의 효과는 고려하지 않은 것이 대부분이며, 복사를 고려한 경우에도 유동장을 층류로 가정하였다. 그러나 팬을 사용하여 전자장비를 냉각시킬 경우 난류역이 존재하게 되므로 난류 혼합대류와 복사를 연계한 연구가 필요하다. 이 연구에서는 PCB 채널을 고온의 블럭이 존재하는 2차원 채널로 모델링하여 복사를 고려한 층류 및 난류 혼합대류에 대한 열 및 유동특성을 규명하고자 하였다. 이를 위하여 난류유동장인 경우 Launder-Sharma⁽¹²⁾가 제안한 저 Reynolds수 k-ε 모델(L-S모델)을 적용하였으며, 복사열전달 해석에는 유한차분법과 쉽게 어울릴 수 있는 근사해법인 구분중좌표법을 도입하였다. 이상의 모델링을 기초로 하여 층류 및 난류 영역에서 채널내의 기하학적 형상변화가 열 및 유동장에 미치는 영향을 수치적으로 연구하였다.

2. 이론적 연구

2.1 해석 모델

이 연구에서 채택한 계산 모델의 기하학적 형상은 Fig. 2와 같다. 이는 Fig. 1의 PCB 채널을 블럭이 존재하는 단순한 2차원 형태의 경사진 채널로 모델링한 것으로, 여기서 블럭은 고온으로 일정하게 유지되는 칩을 의미하며, 블럭을 제외한 모든 벽면은 단열로 유지되는 기판을 나타낸다. 해석을 위하여 다음의 가정을 하였다.

- (1) 유동은 2차원 정상상태이다.
- (2) 운동량 방정식의 부력항에 나타나는 밀도를 제외한 모든 물성치는 일정하고, 부력항에 대해서는 Boussinesq 근사를 적용한다.
- (3) 유체는 복사에 대하여 투명하고, 각 벽면은 확산적으로 반사하는 비투과 경계이다.
- (4) 모든 벽면에서의 방사율은 일정하다.
- (5) 대기에 노출된 면은 복사에 대하여 가상 흑체면이다.

2.2 지배방정식

이상의 가정을 기초로 무차원 형태의 연속방정식, 운동량방정식, 에너지방정식, 난류운동에너지 방정식, 그리고 난류운동에너지 소산율방정식은 다음과 같다.

연속방정식 :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{1}$$

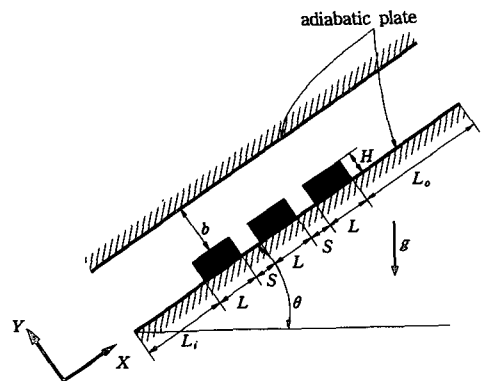


Fig. 2 Schematic diagram of the calculating domain

운동량방정식 :

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \nabla^2 \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \mu_t \right) U \right\} + \frac{\partial}{\partial X} \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \mu_t \right) \frac{\partial U}{\partial X} \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \mu_t \right) \frac{\partial V}{\partial X} \right\} - \frac{2}{3} \frac{\partial K}{\partial X} + \frac{Gr}{Re^2} \phi \sin \theta \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \nabla^2 \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \mu_t \right) V \right\} + \frac{\partial}{\partial X} \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \mu_t \right) \frac{\partial U}{\partial Y} \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \mu_t \right) \frac{\partial V}{\partial Y} \right\} - \frac{2}{3} \frac{\partial K}{\partial Y} + \frac{Gr}{Re^2} \phi \cos \theta \quad (3)$$

에너지방정식 :

$$U \frac{\partial \phi}{\partial X} + V \frac{\partial \phi}{\partial Y} = \nabla^2 \left\{ \left(\frac{1}{Pe} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \phi \right\} \quad (4)$$

식 (2) ~ (4)에 나타난 μ_t 는 난류점성계수로서 난류 운동에너지(K)와 난류운동에너지 소산율(E)에 의하여 아래와 같이 구한다.

$$\mu_t = \frac{C_\mu f_\mu K^2}{E} \quad (5)$$

그리고 K 와 E 는 아래의 식 (6)과 (7)에 의하여 모델링 된다.

$$U \frac{\partial K}{\partial X} + V \frac{\partial K}{\partial Y} = \nabla^2 \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) K \right\} + P_K + G_B - E - D \quad (6)$$

$$U \frac{\partial E}{\partial X} + V \frac{\partial E}{\partial Y} = \nabla^2 \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) E \right\} + \frac{E}{K} (C_1 P_K - C_2 f_1 E) + C_3 G_B + E \quad (7)$$

식 (6)에서, P_K 는 전단응력에 의한 난류운동에너지 생성항이며, G_B 는 부력에 의한 생성항으로서 각각 아래의 식으로 정의된다.

$$P_K = \mu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 \right] \quad (8)$$

$$G_B = -\frac{Gr}{Re^2} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial X} \sin \theta + \frac{\partial \phi}{\partial Y} \cos \theta \right\} \quad (9)$$

그리고 점성응력에 의한 난류운동에너지를 의미하는 무차원 D 는 다음과 같다.

$$D = \frac{2}{Re} \left\{ \left(\frac{\partial \sqrt{K}}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \sqrt{K}}{\partial Y} \right)^2 \right\} \quad (10)$$

한편, 식 (7)의 \bar{E} 는 벽 근처에서의 난류 운동에너지를 실험값과 일치시키기 위하여 부가된 항으로 LS-모델에서는 다음의 식으로 정의된다.

$$\bar{E} = \frac{2}{Re} \mu_t \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right)^2 + 2 \left\{ \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X \partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X \partial Y} \right)^2 \right\} \right] \quad (11)$$

이상의 난류 모델링을 위하여 사용된 각종 실험 상수 및 L-S 모델에서 사용된 각종 감쇄함수의 정의는 아래와 같다.

$$C_\mu = 0.09, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \quad C_3 = 1.44, \\ \sigma_t = 0.9, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3$$

$$f_\mu = \exp \left\{ -\frac{3.4}{\left(1 + \frac{Re_t}{50} \right)^2} \right\}$$

$$f_1 = 1 - 0.3 \exp(-Re_t^2)$$

$$Re_t = Re \frac{K^2}{E} \quad (12)$$

2.3 경계조건

속도에 대하여는 모든 벽면 및 블록표면에서 점착조건을 주었고, 입구조건으로 식 (13)과 같이 2차식 형태의 완전히 발달된 유동이라 하였으며

$$U = \frac{6}{(b+H)^2} Y[(b+H) - Y], \quad V = 0 \quad (13)$$

출구에서는 주유동방향으로의 속도구배를 0으로 주었다. 그리고 블록은 고온(무차원 온도 $\phi=1$)으로 일정하게 유지되며, 입구에는 저온(무차원 온도 $\phi=0$)의 유체가 유입된다고 하였다. 출구에서는 속도와 마찬가지로 주유동방향의 온도구배를 0으로 하였다. 블록을 제외한 모든 벽면은 단열로 유지되는데, 복사를 고려하지 않은 경우는 벽면으로부터의 수직방향 온도구배를 0으로 하였으며, 복사를 고려하는 경우는 벽면에서의 국소 에너지 평형을 고려하여 다음의 식 (14)를 사용하였다.

$$\vec{Q}_T \cdot \vec{n} = (-\nabla \phi + \frac{\phi_0}{Pr} \vec{Q}_T) \cdot \vec{n} = 0 \quad (14)$$

또한 모든 벽면 및 블록에서 K 및 E 는 0으로 두었다.

2.4 복사 모델링

표면복사를 고려할 경우 모든 벽면 및 블록표면

에서의 복사열유속을 구하여야 한다. 복사열유속은 복사전달방정식을 계산함으로써 구할 수 있는데, 일반적으로 흡수 및 방사하는 매질에 대해 복사강도항으로 나타나는 복사전달방정식은 다음과 같다.⁽¹³⁾

$$\frac{\partial I^*}{\partial \Omega} = -\chi I^* + \chi I_b^* \quad (15)$$

여기서, Ω 는 복사강도(I^*)가 전파되는 방향을, χ 는 매질의 흡수계수, 그리고 I_b^* 는 흑체의 복사강도를 나타낸다. 2차원 직각좌표계에서 구분종좌표법을 이용한 식 (15)의 무차원 형태는 다음과 같다.

$$\xi \frac{\partial I}{\partial X} + \eta \frac{\partial I}{\partial Y} = -\tau I + \frac{\tau}{4\pi} B \quad (16)$$

여기서, ξ 와 η 는 방향코사인이고, I 는 임의의 격자점 (X, Y)에서 Ω 방향으로의 무차원 복사강도이며, τ 는 광학두께, 그리고 B 는 무차원 방사력이다. 그리고 복사전달방정식의 경계조건은 아래와 같다.

$$I_w = \epsilon I_b + \frac{\rho}{\pi} \int_{n, \Omega' < 0} |\vec{n} \cdot \vec{\Omega}'| I' d\Omega' \quad (17)$$

식 (17)의 우변은 각각 벽면에서의 방사에너지와 입사되는 복사의 반사에너지를 의미한다. 복사강도 I 가 계산되면 복사열유속의 벡터형은 다음 식으로 계산된다.

$$\vec{Q}_r = \int_{4\pi} \vec{\Omega} I d\Omega = \int_{4\pi} (\xi \vec{i} + \eta \vec{j}) I d\Omega \quad (18)$$

특히, 이 연구에서와 같이 매질이 복사에 대하여 투명하며 동시에 불록이 존재하는 경우, 광학두께의 물리적인 의미를 고려함으로써 벽면에서의 복사

열유속을 계산할 수 있다.

2.5 수치해석

유동장 및 온도장을 예측하기 위하여 계산영역을 122×36 의 비균일 격자계로 나누어 검사체적법을 적용하였다. 운동량방정식에 나타나는 압력항은 SIMPLER 알고리즘⁽¹⁴⁾으로 처리하였으며, 이산화방정식은 선순법으로 반복 계산하였다.

복사전달방정식의 해를 구하기 위하여 구분종좌표법을 사용하였는데, 구분종좌표법은 공간상에 존재하는 4π 의 입체각을 유한한 수의 종방향으로 나누고, 이들 각각의 방향에 특정한 가중함수를 고려하여 복사전달방정식에 나타나는 복사강도의 각적분(angular integral)을 이들 종방향에 대한 합의 형태로 이산화하여 해를 구하는 방법으로, 복사전달방정식에 대한 이산화방정식을 SIMPLER 알고리즘에서 사용하는 동일한 격자점에서 구할 수 있다는 장점이 있다.

구분종좌표계에 대한 복사전달방정식은 Fig. 3과 같은 임의의 격자계에 식 (16)을 적용하면 다음과 같다.

$$\xi_i \frac{\partial I_i}{\partial X} + \eta_i \frac{\partial I_i}{\partial Y} = -\tau_p I_i + \frac{\tau_p}{4\pi} B_p \quad (19)$$

여기서, i 는 구분화된 임의의 종방향을 의미하며, 구분화된 종좌표의 수는 2차원의 경우에 n 이 구분종좌표법의 차수를 나타낼 때 $n(n+2)/2$ 개가 존재한다. 식 (19)에 임의의 종좌표방향 i 에 대하여 $\Delta X \Delta Y$ 를 곱하여 4개의 제어체적면에 대해 적분을 하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} &\xi_i A_x (I_i^e - I_i^w) + \eta_i A_y (I_i^n - I_i^s) + \Delta V_p \tau_p I_i^p \\ &= \Delta V_p \frac{\tau_p}{4\pi} B_p \end{aligned} \quad (20)$$

여기서, $A_x = \Delta Y$, $A_y = \Delta X$ 그리고 $\Delta V_p = \Delta X \Delta Y$ 이다. 이때 기지의 복사강도 (I_i^w, I_i^s)와 제어체적면 e 와 n 에서 떠나는 미지의 복사강도 (I_i^e, I_i^n)를 서로 연관시킴으로써 계산을 간편하게 할 수 있다. 즉,

$$\begin{aligned} I_i^e &= \frac{1}{\alpha} [I_i^p - (1-\alpha) I_i^w] \\ I_i^n &= \frac{1}{\alpha} [I_i^p - (1-\alpha) I_i^s] \end{aligned} \quad (21)$$

여기서, α 는 유한차분에 대한 가중함수이며, 식

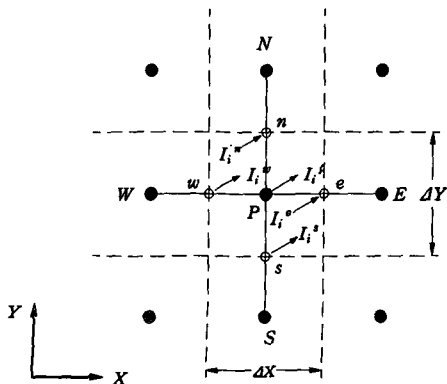


Fig. 3 Control volume for the RTE discretization

(20)와 식 (21)로부터 복사강도 I_i^p 를 구하면 다음과 같다.

$$I_i^p = \frac{|\xi_i| |A_x I_i^w + \eta_i| |A_y I_i^s + \alpha \tau_p I_b^p \Delta V_p}{|\xi_i| |A_x + \eta_i| |A_y + \alpha \tau_p \Delta V_p} \quad (22)$$

복사전달방정식의 이산화과정 및 구분중좌표법의 보다 자세한 내용은 참고문헌(15)에 잘 나타나 있다. 구분중좌표법은 다른 근사해석방법과는 달리 기하학적 형상이 복잡한 경우에도 적용이 가능하다. 즉, 해석영역내에 복사에 투명한 매질과 복사에 대한 장애물이 공존할 경우, 앞서 언급한 바와 같이 광학두께의 물리적인 의미를 고려하여, 매질이 복사에 투명한 경우에는 광학두께를 0으로 주며, 블럭에서는 무한대의 광학두께를 갖는다고 가정하여 쉽게 해결할 수 있다. 각 경우에 식 (22)은 다음과 같이 주어진다.

- 복사에 투명한 매질 ($\tau_p=0$) :

$$I_i^p = \frac{|\xi_i| |A_x I_i^w + \eta_i| |A_y I_i^s}{|\xi_i| |A_x + \eta_i| |A_y} \quad (23a)$$

- 블럭 ($\tau_p=\infty$) :

$$I_i^p = I_b^p \quad (23b)$$

이산화된 복사전달방정식의 복사강도를 계산하기 위하여 공간좌표의 방향코사인인 ξ 와 η 의 부호에 따라 서로 다른 4개의 방향에 대해 계산을 수행한다. 복사전달방정식이 미지의 복사강도를 포함하고 있으며, 경계조건식 (17)이 입사되는 복사에너지와 관련되어 있으므로 반복적으로 계산을 수행한다. 그리고 산란 효과를 고려하지 않는 2차원 난류유동의 경우, 계산시간이나 해의 정확성 측면에서 S-4가 적절하다는 기존의 연구결과⁽¹⁶⁾에 따라 이 연구에서는 S-4를 사용하였으며, 유한차분에 대한 가중합수(α)로는 0.5를 사용하였다.

그리고 해의 수렴성을 향상시키기 위하여 하향이 완계수를 사용하였는데, 속도, 온도, 난류운동에너지 그리고 난류운동에너지소산율에는 각각 0.3, 압력에 대해서는 0.5를 사용하였다. 또한 아래의 식 (24)을 만족하였을 때를 수렴된 해로 간주하였다.

$$\frac{|\phi_n - \phi_{n-1}|}{|\phi_n|_{max}} \leq 10^{-5} \quad (24)$$

여기서, ϕ 는 종속변수를 의미하고, 첨자 n 은 n -번째 반복을 나타낸다.

3. 결과 및 고찰

이 연구에서는 인쇄회로기판내의 기하학적 형상 및 Reynolds수의 변화가 복사를 고려한 혼합대류의 열 및 유동특성에 미치는 영향을 규명하고자 하였다. 이를 위하여 블럭의 길이(L)는 0.5, 블럭의 높이(H)는 0.25로 고정시킨 상태에서, 블럭 사이의 간격(S)을 0.25, 0.5, 0.75 ($S/L=0.5, 1.0, 1.5$)로, 채널과 블럭 사이의 폭(b)을 0.25, 0.5, 0.75 ($b/L=0.5, 1.0, 1.5$)로 그리고 채널의 기울기를 $\theta=0^\circ$ 와 90° 로 변화시켰다. 그리고 층류 및 난류영역의 해석시 Grashof 수를 각각 5×10^5 와 10^8 으로 고정시킨 상태에서, 자연대류와 강제대류의 상대적인 크기를 나타내는 무차원 변수인 Gr/Re^2 를 각각 0.1, 1.0, 5.0으로 변화시켰다(이를 Reynolds수로 나타내면 층류 및 난류인 경우 각각 2, 236, 707, 316와 31, 623, 10, 000, 4, 472이다). 그리고 작동유체는 공기($Pr=0.71$)로 가정하였으며, 복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 의미하는 Planck수는 0.02, 모든 벽면은 흑체라고 하였으며 기준온도비(ϕ_0)는 1.5를 주었는데, 이는 Boussinesq 근사를 적용할 수 있는 조건이다.

일반적으로 전자장비에서, 유입되는 유체온도와 발열체인 칩의 온도는 일정하다고 할 수 있으며, 칩의 기하학적 조건(예를 들면, 길이(L), 높이(H)) 등도 고정되어 있다. 그러므로 결국 Grashof 수는 온도차(ΔT)에 의하여 결정된다. 특성길이(또는 블럭길이, L)가 5 cm이며, 공기의 물성치를 유입 온도(20°C)를 기준으로 할때, $Gr=5 \times 10^5$ 인 경우는 $\Delta T=26.9^\circ\text{C}$ 로서 이러한 온도범위는 실제 전자장비에서 발생 가능하다. 또한 Reynolds 수의 정의에 L 을 사용한 경우, $Re=316$ 일때의 유입공기의 평균속도(u_0)는 0.095(m/s)이며, 이 연구의 최대 Reynolds수에서는 9.5(m/s)가 된다. 그러나 실제 전자장비에서 $Gr=10^8$ 및 $u_0=9.5$ (m/s)인 상태는 발생하기 어려운 상황이다. 그러나, Metais 등⁽¹⁷⁾에 의하면 수평원판인 경우에, 특성길이에 대한 Grashof수가 2×10^6 이상이며 동시에 Reynolds수가 4,000 이상일 때를 난류혼합대류영역으로 분류하였으며, 이 연구의 목적이 PCB 내의 무차원화된 기하학적 형상 및 유동조건 변화가 열전달 특성에 미치는 영향을 정성적으로 예측하고자 한 논문이므로, 난류혼합대류 영역에 속하

Table 1 Average heat flux for grid dependenc at the first block surface
($S/L=1.0$, $b/L=1.0$, $Gr/Re^2=1.0$ and $Re=10,000$)

Grid system	Heat flux	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_t	Diff. (%)
112×26		63.38	68.74	150.12	2.83
122×36		62.10	84.45	146.55	0.38
132×46		61.78	84.21	145.99	-

는 Grashof수(=10⁸) 및 Reynolds수(=31,623)까지를 연구의 해석범위에 포함시켰다.

격자계 선택

수치해석시 해의 정확도 및 계산시간등을 고려하여 격자계를 선택하여야 한다. 이를 위하여 이 연구에서는 세가지의 비균일 격자계(112×26, 122×36 그리고 132×46)를 선택하여, 기본적인 조건($S/L=1.0$, $b/L=1.0$, $Gr/Re^2=1.0$, 그리고 $Re=10,000$)에 대한 첫번째 블럭표면에서의 열유속(정의는 식(26))을 Table 1에 나타내었다. Table 1에서 보는 바와 같이 총열유속(\overline{Nu}_t)은 132×46인 경우를 기준으로 112×26 격자계는 약 2.83%의 차이를 보인 반면에 122×36 격자계는 약 0.38%의 오차가 발생하였다. 그리고 난류 및 복사를 모두 고려한 경우 3가지 격자계에 대한 1회 반복계산에는 PC-486(DX2-66, 32M RAM)기종으로 각각 약 4.2초, 7.5초 그리고 13 초가 소요되었으며, 122×36 격자계에 난류와 복사를 고려한 경우 약 5,000번 정도 반복 후 수렴된 해를 구할 수 있었다.

타당성 검증 : 이 연구에서 사용된 수치해석 모델의 타당성을 검증하기 위하여, 블럭이 주기적(periodic)으로 존재하는 경우에 동적 및 열적으로 완전히 발달된 유동에 대한 열전달을 수치적으로 연구한 Knight 등⁽¹⁸⁾의 결과와 비교하였다. 이를 위하여 이 연구에서는 블럭이 4개 존재하는 경우를 고려하여, 하류쪽에 위치한 블럭에서의 열전달을 이들의 결과와 비교하였다. Fig. 4는 블럭이 4개 존재하는 2차원 채널에서 Reynolds수가 4,000인 경우의 블럭 표면을 따른 국소 Nusselt수를 나타낸 것이다. 비교를 위한 채널의 기하학적 형상은 L_0 와 L 은 1, H 와 S 는 0.25이고, 블럭과 채널벽은 모두 고온(무차원 온도 $\phi=1$)이다. Fig. 4에서 보는바와 같이 각 블럭 표면에서의 국소 Nusselt수는 하류의 블럭으로 갈수록 점차 감소하며, 그 감소폭은 점차 줄어들어 어떤 영역 이상에서는 일정한 상태에 도달하게 됨을 알 수 있다. 즉, 3번째 블럭과 4번째 블럭의 국소 Nusselt수는 거의 변화가 없으며, 이러한 경향은 블럭의 개수를 늘렸을 경우에도 동일하였다. 따라서 주기적으로 완전히 발달한 유동에 대한 참고문헌(18)의 결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

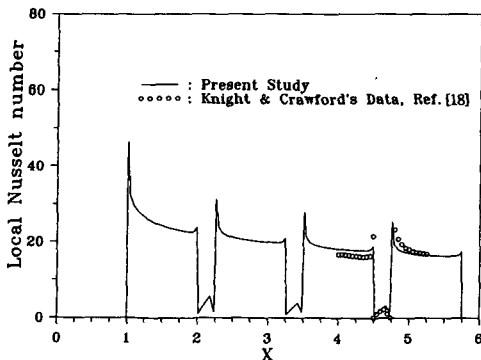


Fig. 4 Local Nusselt number distribution along the block surfaces, at $b/L=0.5$, $H/L=S/L=0.25$, and $Re=4,000$

3.1 열 및 유동특성

이 연구에서는 먼저 복사열전달현상이 열 및 유동장에 미치는 영향을 규명하기 위하여, 복사를 고려한 경우와 그렇지 않은 경우를 층류와 난류에 대하여 각각 무차원 온도 0.1 간격의 등온선을 Fig. 5에 나타내었다. 이때 $S/L=b/L=1$ 이며 수직채널인 경우이다. Fig. 5에서 보는바와 같이 복사를 고려한 경우는 그렇지 않은 경우에 비하여 채널 상부의 단열벽면에 새로운 열경계층이 형성되어 해석영역의 온도가 전반적으로 상승하게 된다. 이는 복사에 의한 열전달이 전체 온도장을 균일하게 하려는

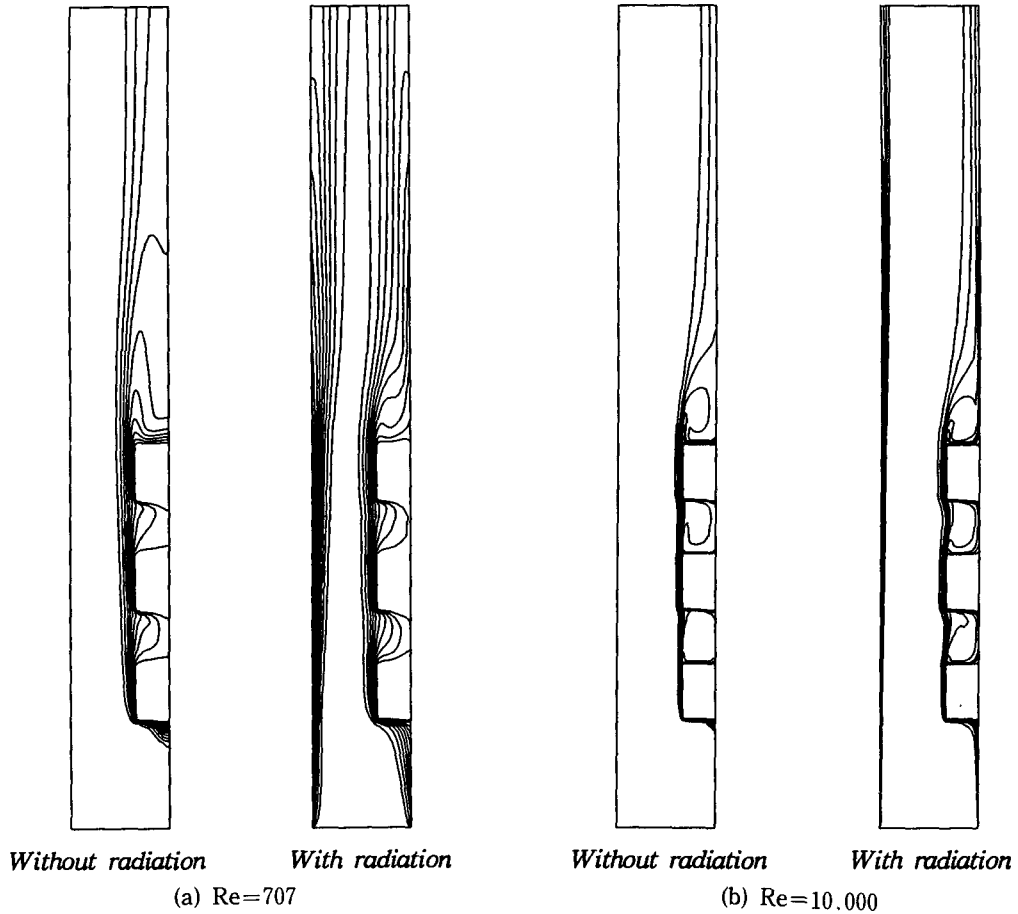
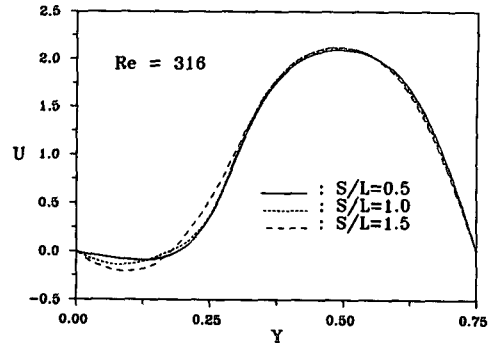
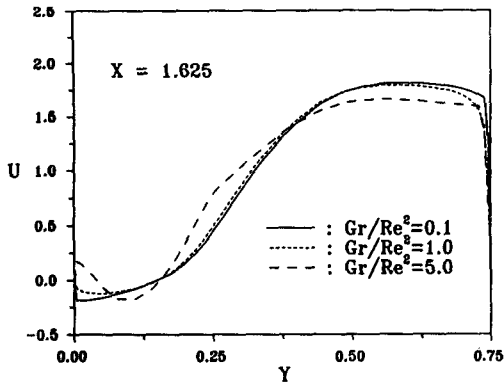


Fig. 5 Isotherms for the case with-and without radiation, at $S/L=b/L=1$

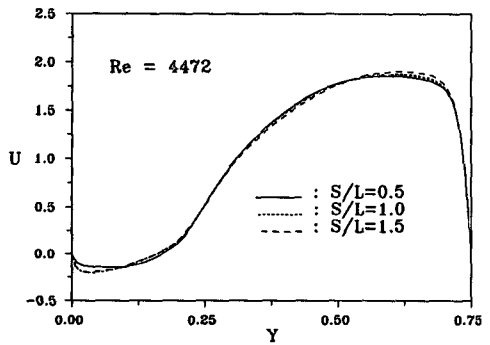
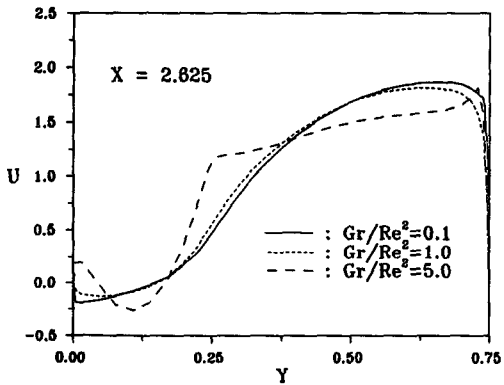
경향이 있기 때문이다. 또한 블럭 사이와 3번째 블럭 하류쪽의 단열벽에서도 복사의 영향으로 복사를 고려하지 않은 경우에 비하여 온도가 상승한다. 이는 재순환 영역의 크기 및 강도에 영향을 미치므로 온도 분포의 차이를 보임을 알 수 있다. 그리고 난류유동인 Fig. 5(b)의 경우, 전반적인 경향은 층류인 Fig. 5(a)의 경우와 동일하지만, Reynolds수의 증가로 인해서 전체 열경계층이 층류인 경우보다 훨씬 얇게 나타나는 것을 볼 수 있다. 또한 층류에 비하여 상대적으로 등온선이 밀집되어 있으므로 온도구배에 의하여 정의되는 대류열전달이 증가하게 되리라는 것을 정성적으로 예측할 수 있다.

Fig. 6은 자연대류와 강제대류의 상대적인 크기를 의미하는 Gr/Re^2 의 변화에 따른 속도장의 변화를 수치해결에 대하여 나타낸 것으로, 이때 $S/L=b/L=1$ 이며 속도분포를 나타낸 단면은 각 블

럭 뒤쪽의 무차원 거리가 0.125인 지점이다. Fig. 6에서 보는바와 같이 Gr/Re^2 가 작은 경우($Gr/Re^2=1$ 또는 0.1)에 Gr/Re^2 의 변화가 유동장에 미치는 영향은 미미함을 알 수 있다. 이는 강제대류의 영향이 자연대류보다 우세하게 되면 부력에 의한 효과가 거의 나타나지 않기 때문이다. 그러나 Gr/Re^2 가 증가함에 따라, 즉 자연대류의 영향이 증가할수록 부력의 영향으로 전체 유동이 보다 활발해 짐을 알 수 있다. 특히, $Gr/Re^2=5.0$ 인 경우 수평방향 속도가 중앙부에서는 오히려 감소하게 나타나는데 이는 블럭 뒤편에 발생하는 음의 속도 즉, 재순환 영역과 관련이 깊다. 이러한 현상은 하류쪽으로 갈수록 그리고 Gr/Re^2 이 증가할수록 더욱 확연히 나타난다. 재순환 영역이 고온의 블럭 사이에서 발생하게 되면 재순환 영역 내부로 에너지가 전달되어 고온이 된다. 고온이 된 재순환 영



(a) Lamina



(b) Turbulence

Fig. 7 Velocity profiles for various S/L at $X = 3.25$ in case of $b/L=1$, $Gr/Re^2=5$ and $\theta=0^\circ$

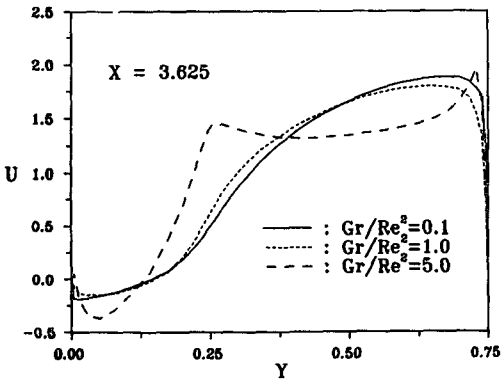


Fig. 6 Velocity profiles for various X -locations in case of $S/L=b/L=1$ and $\theta=90^\circ$

역은 재순환 영역 밖의 유체와의 온도차이로 인하여 보다 강한 부력을 야기시키게 된다. 그림에는 나타내지 않았지만 수평채널의 경우는 Gr/Re^2 의 변화에 따른 유동장의 변화가 그다지 크게 나타나지 않는다. 즉, 부력의 영향은 수평채널인 경우보다 수직채널에서 더 크게 나타나는데, 이로부터 수직채널에서의 열전달이 수평채널의 경우보다 더 활

발하게 이루어지리라는 것을 예측할 수 있다.

Fig. 7은 블럭사이의 간격이 유동장에 미치는 영향을 규명하기 위하여 S/L 이 0.5, 1.0, 그리고 1.5인 경우에 대하여 두번째 블럭과 세번째 블럭 사이의 수평방향 속도분포를 층류와 난류에 대하여 각각 (a)와 (b)에 도시한 것이다. 이때 수평방향 위치는 두번째 블럭 뒤의 무차원 거리 0.125인 지점이고, Gr/Re^2 은 5이며 b/L 은 1인 수평채널의 경우이다. 블럭사이의 간격이 증가함에 따라 블럭사이의 영역(즉, $Y=0$ 에서 $Y=0.25$)에서 음의 속도가 증가하고 있음을 알 수 있다. 음의 속도의 증가는 두 블럭 사이에서 발생하는 재순환 영역 크기의 감소를 의미하며, 이로 인하여 다음 블럭에 미치는 영향이 점차로 증가함을 뜻한다. 따라서 다음 블럭의 표면에서 이러한 재순환 유동의 영향으로 블럭사이의 간격이 작은 경우에 비하여 큰 온도구배를 형성하게 되므로, 블럭사이의 간격 증가는 열전달을 향상시킬 것이다.

채널 폭(b)의 변화가 열 및 유동장에 미치는 영향을 규명하기 위하여 b/L 을 0.5, 1.0 그리고 1.5로 변화시키면서 세번째 블럭의 중앙($X=3.25$)에서의 온도 및 수평방향속도분포를 Fig. 8의 (a)와 (b)에 각각 나타내었다. 이때 $S/L=1$, $\theta=90^\circ$, $Gr/Re^2=1$ 이며, $Re=10,000$ 인 경우이다. 그림에서 나타난 바와 같이 채널의 폭이 좁아지면 동일한 Reynolds 수인 경우 유로의 감소로 인하여 유동은 빨라지며, 이로 인하여 블럭표면에서의 열경계층 두께를 감소시켜 대류 및 복사에 의한 열전달을 향상시킨다. 또한 채널의 폭이 좁아질수록 전체 유동장의 온도는 하류로 갈수록 증가하게 되어 뒤쪽에 위치한 블럭에서의 열전달은 앞쪽의 블럭에서보다 감소하게 된다. 또한 블럭 바로위의 열경계층 두께를 살펴보면, b/L 이 1과 1.5일 때는 서로 큰 차이가 없지만, $b/L=0.5$ 에서는 앞의 두 경우에 비하여 열경계층 두께가 훨씬 얇게 나타나는데, 이는

그림(b)의 속도분포에 보는바와 같이 $b/L=1.5$ 를 기준으로 채널폭이 작을수록 최대속도의 증가율이 커지기 때문이다($b/L=0.5$ 와 1.0인 경우 각각 64%와 20% 증가). 따라서 b/L 이 어떤 특정한 값 이상이 되면, 유동 및 온도장에 큰 영향을 미치지 않으므로 실제 설계시 고려하여야 할 사항으로 여겨진다.

3.2 열전달 특성

전자장비 냉각에서 가장 주된 관심은 열전달 향상이다. 이 연구에서는 전체 열전달의 대부분을 차지하는 블럭표면을 따른 열전달에 대해 고찰하였다. 블럭표면에서의 열전달은 크게 대류에 의한 열전달과 복사에 의한 열전달 두가지로 나뉘어 지고, 유입온도(T_c) 및 특성길이(L)를 사용한 무차원 형태의 국소 및 평균 Nusselt수는 각각 다음과 같이 정의된다.

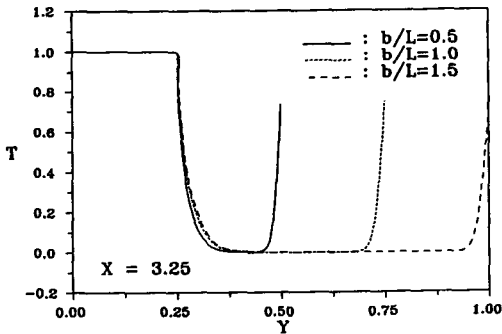
$$Nu_c = -\frac{\partial \phi}{\partial X}, \quad Nu_r = \frac{\phi_0}{PI} Q_r \tag{25}$$

$$Nu_t = Nu_c + Nu_r \tag{26}$$

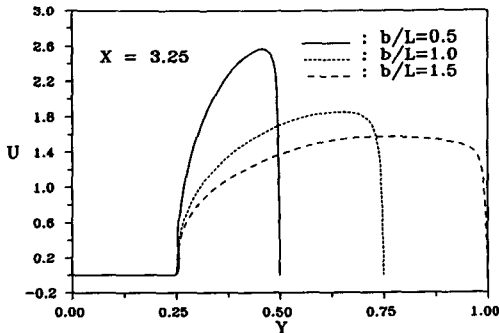
$$\overline{Nu} = \frac{1}{\Delta X} \int_x^{x+\Delta X} Nu(X) dX \tag{27}$$

여기서, Nu_c 와 Nu_r 은 각각 대류 및 복사에 의한 국소 Nusselt수이며, Nu_t 는 이들의 합으로 주어지는 총 국소 Nusselt수이다. \overline{Nu} 는 평균 Nusselt 수를 의미한다.

Fig. 9는 $S/L=b/L=1$ 인 수평채널에 대하여, 난류영역에서의 변화에 따른 각 블럭표면에서의 국소 Nusselt수 분포이다. 그림에는 Nu_c 와 Nu_t 만을 나타내었는데, Nu_t 와 Nu_c 의 차이가 Nu_r 을 나타낸다. 그림에서 보는 바와 같이 대류에 의한 열전달



(a) Temperature



(b) U-velocity

Fig. 8 Temperature and velocity profiles for various b/L at $X=3.25$ in case of $S/L=1$, $Re=10,000$ and $\theta=90^\circ$

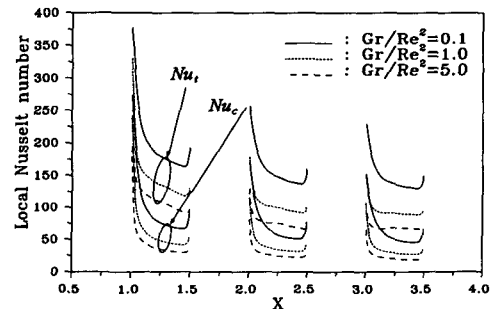


Fig. 9 Local Nusselt number distribution along the block surfaces for various Gr/Re^2 in case of $S/L=1$, $b/L=1$ and $\theta=90^\circ$

은 첫번째 블럭에서 가장 크게 나타나고 뒤쪽으로 갈수록 점차로 감소한다. 또한 하나의 블럭을 기준으로 살펴보면 블럭의 선단에서 가장 큰 열전달을 나타내고 블럭의 뒤쪽으로 갈수록 점차로 감소하고 있음을 볼 수 있다. 이는 첫번째 블럭 및 각 블럭의 선단에 비교적 차가운 유체가 유입되어 유체와 블럭이 활발한 열교환을 하면서 흘러가기 때문이다. 따라서 무차원 온도구배로 정의된 대류에 의한 국소 Nusselt수는 첫번째 블럭 및 각 블럭의 선단에서 가장 큰 값을 갖게 된다. 그림에 나타내지는 않았지만 복사에 의한 국소 Nusselt수는 대류에 의한 국소 Nusselt수와는 달리 전체적으로 큰 변화를 보이지는 않는다. 한편 Reynolds 수의 영향을 살펴보면 그림에서 볼 수 있는 바와 같이 Gr/Re^2 의 값이 작아짐에 따라 열전달이 증가하고 있음을 알 수 있다. 이는 Grashof수가 고정된 상태($Gr=10^8$)에서 Reynolds수가 증가함으로 인해 강제 대류에 의한 열전달이 증가하게 되기 때문이며, 복사에 의한 열전달도 Reynolds수의 증가에 따라 커짐을 알 수 있다.

Fig. 10은 블럭사이의 간격변화가 열전달에 미치는 영향을 규명하기 위하여, $b/L=1$, $Gr/Re^2=1$ (즉, $Re=10,000$)인 수평채널에 대하여 각각의 블럭 표면에서의 국소 Nusselt수를 나타낸 것이다. 블럭 사이의 간격변화에 의한 국소 Nusselt수의 변화를 각 블럭에서 비교하기 위하여, 각 블럭 선단으로부터의 거리를 블럭의 길이 L 로 무차원화시켜 0에서 1의 무차원 거리 X/L 에 대한 국소 Nusselt수를 나타내었다. 먼저 대류에 의한 열전달은 S/L 이 증가할수록 두번째 및 세번째 블럭에서 증가

하고 있다. 이는 Fig. 7에서 언급하였듯이 블럭 사이에서 발생하는 재순환영역의 크기 및 그 강도와 관련이 깊다. 그리고 첫번째 블럭에서의 대류에 의한 열전달은 S/L 의 크기에 관계없이 거의 일정하게 나타났다. 그러나 복사에 의한 열전달은 첫번째 블럭을 제외한 모든 경우에 블럭 사이의 간격이 증가할수록 오히려 감소하였으며, 동일한 S/L 인 경우 빠른 유속으로 인하여 모든 블럭에서 그리 큰 차이를 보이지 않고 있음을 알 수 있다. 따라서 블럭 사이의 간격증가로 인한 대류 열전달의 향상이 총 열전달에도 그대로 반영되어, 블럭 사이의 간격이 증가할수록 모든 블럭에서 열전달이 향상되고 있음을 알 수 있다. 실제 전자장비에서 유동장은 난류역에 존재하게 되므로, 블럭 사이의 간격증가는 열전달에 유리한 영향을 미친다고 할 수 있다.

채널 폭의 변화가 블럭 표면에서의 열전달에 미치는 영향을 알아보기 위하여 $S/L=1$ 이고, $Re=10,000$ (즉, $Gr/Re^2=1$)인 수평채널에 대하여 각각의 블럭표면에서의 국소 Nusselt수를 Fig. 11에 나타내었다. 채널 폭이 증가하면 Fig. 8에서 언급한 바와 같이 대류에 의한 열전달은 감소한다. 그러나 동일한 Reynolds수에서는 채널 폭이 증가할수록 복사에 의한 열전달이 증가함을 볼 수 있다. 그림에서는 비교를 위하여 하나의 Reynolds수에 대해서 나타내었지만, 채널 폭이 증가할수록 복사에 의한 열전달이 증가하는 경향은 Reynolds수가 작은 층류영역에서 더욱 크게 나타났다. 따라서 대류 열전달과 복사열전달의 합으로 나타나는 총 열전달은 Reynolds수가 작은 경우에는 채널의 폭이 넓을수록, Reynolds수가 큰 경우에는 채널의 폭이

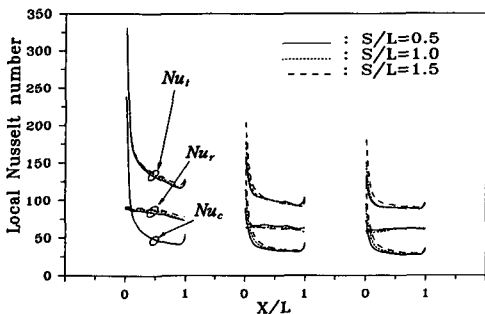


Fig. 10 Local Nusselt number distribution for various S/L in case of $Re=10,000$, $b/L=1$ and $\theta=0^\circ$

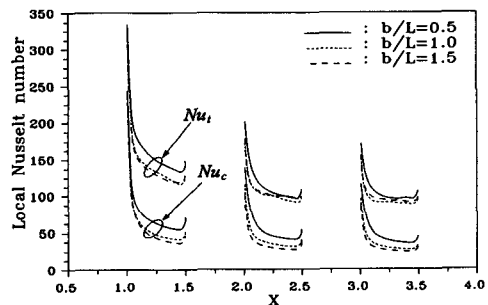


Fig. 11 Local Nusselt number distribution for various b/L in case of $Re=10,000$, $S/L=1$ and $\theta=0^\circ$

좁을수록 증가하였다. 특히 하나의 블럭을 고려하면 $b/L=0.5$ 인 경우가 나머지 두 경우에 비하여 열전달이 크게 향상되며 $b/L=1.0$ 과 1.5 인 경우는 상대적으로 큰 차이를 보이지 않고 있음을 알 수 있다. 이러한 현상은 모든 블럭에서 동일한 경향을 보인다.

Table 2와 Table 3은 각 블럭에서의 평균 Nusselt수를 Reynolds수, 기하학적 형상 및 채널의 기울기 변화에 대해서 나타낸 것으로, Table 2는 S/L 의 영향을, Table 3은 b/L 의 영향을 규명한 것이다.

채널의 폭이 일정한 상태 ($b/L=1$)에서, 블럭사

이의 간격 변화가 열전달에 미치는 영향을 나타낸 Table 2에서 알수 있듯이 수평채널인 경우 ($\theta=0^\circ$), 일반적으로 총 전달열량은 Reynolds수와 블럭 사이의 간격이 증가할수록 열전달이 향상되고 있음을 알 수 있다. 그리고 층류영역에서 난류영역으로 천이되는 Reynolds수 영역에서 열전달이 급격히 향상되고 있다. 즉, $S/L=1$ 이며 첫번째 블럭인 경우 Reynolds 수가 2,236인 경우에 비하여 4,472인 경우에 총 열전달량이 약 36% 증가하고 있다. 또한 모든 경우에서 대류에 의한 열전달 (\overline{Nu}_c)은 블럭 사이의 간격이 넓어짐에 따라 증가하나, 층류인 경우 ($Re < 2,236$) 두번째 블럭에서의 복사

Table 2 Average Nusselt numbers for various S/L and inclined angle at $b/L=1$

		$\theta=0^\circ$						$\theta=90^\circ$					
		Block #1		Block #2		Block #3		Block #1		Block #2		Block #3	
Re	S/L	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t
316 ^a	0.5	11.78	58.48	8.68	37.54	7.45	30.35	13.15	61.58	10.54	41.71	8.32	35.46
	1.8	11.79	59.40	9.21	34.73	7.85	30.73	13.40	62.96	10.50	37.66	9.45	36.01
	1.5	11.85	59.43	9.25	33.91	7.84	31.65	13.58	64.56	9.80	34.52	9.63	36.75
707 ^a	0.5	17.04	67.37	11.84	43.43	10.27	38.26	17.47	68.64	13.19	46.94	11.70	42.18
	1.0	16.91	68.37	12.81	41.24	10.84	38.80	17.64	69.89	14.04	43.65	12.31	41.74
	1.5	16.91	69.44	13.46	39.68	11.34	39.23	17.75	71.11	14.41	41.04	12.63	42.27
2,236 ^a	0.5	25.16	83.02	19.53	59.40	16.75	52.28	25.70	83.76	20.45	60.42	17.42	53.04
	1.0	25.23	84.54	21.42	57.23	17.81	52.94	25.72	85.13	22.01	57.97	18.54	53.70
	1.5	25.27	85.91	22.57	55.28	18.74	53.85	25.80	86.41	23.26	56.16	19.46	54.78
4,472 ^b	0.5	44.09	113.43	26.57	75.34	22.01	69.35	52.02	125.61	41.78	98.10	42.07	96.23
	1.0	44.14	115.20	27.94	75.89	22.82	68.80	52.59	128.44	43.16	98.69	42.50	97.48
	1.5	44.25	117.12	29.25	77.65	24.16	71.01	53.01	131.32	43.56	99.10	41.69	98.84
10,000 ^b	0.5	62.03	144.47	37.66	103.10	31.71	93.07	63.76	146.96	43.25	109.74	38.36	100.93
	1.0	62.10	146.55	40.80	103.75	34.50	94.20	64.14	149.51	48.17	112.65	43.20	104.57
	1.5	62.24	148.87	44.58	106.68	38.75	99.65	64.33	152.02	52.16	116.43	47.20	110.32
31,623 ^b	0.5	96.86	197.28	64.60	153.32	56.66	141.50	99.09	197.53	65.56	154.30	58.10	142.97
	1.0	97.01	199.41	70.72	158.46	62.58	146.33	97.29	199.73	71.96	159.79	64.32	148.18
	1.5	97.27	201.85	79.46	167.77	72.85	158.03	97.56	202.20	80.70	169.14	74.25	159.58

* a : Laminar flow, $Gr=5 \times 10^5$, $Gr/Re^2=5.0, 1.0, 0.1$, respectively

b : Turbulent flow, $Gr=10^8$, $Gr/Re^2=5.0, 1.0, 0.1$, respectively

$$\overline{Nu}_r = \overline{Nu}_t - \overline{Nu}_c$$

Table 3 Average Nusselt numbers for various b/L and inclined angle at $S/L=1$

Re	b/L	$\theta=0^\circ$						$\theta=90^\circ$					
		Block #1		Block #2		Block #3		Block #1		Block #2		Block #3	
		\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_t
4,472 ^a	0.5	56.06	126.87	37.40	83.42	30.85	77.48	59.96	142.94	47.15	103.33	42.66	100.28
	1.0	44.14	115.24	27.94	75.89	22.82	68.80	52.59	128.44	43.16	96.69	42.50	97.48
	1.5	40.26	114.23	24.24	73.42	19.95	66.35	51.52	125.28	42.48	92.97	42.45	91.81
10,000 ^a	0.5	76.86	164.09	55.02	133.93	46.75	104.98	77.75	165.33	59.11	118.78	51.36	110.18
	1.0	62.10	146.55	40.80	103.75	34.50	94.20	64.14	149.51	48.17	112.65	43.20	104.57
	1.5	57.58	143.57	34.71	106.10	30.01	97.69	60.14	147.41	43.96	109.28	41.30	102.27
31,623 ^a	0.5	118.29	222.35	96.10	183.78	85.73	171.23	118.45	222.52	96.58	184.29	86.46	171.99
	1.0	97.01	199.41	70.72	158.46	62.58	146.73	97.29	199.73	71.96	159.79	64.32	148.18
	1.5	91.46	194.04	59.78	151.68	54.15	142.22	91.74	149.39	61.34	153.37	56.64	144.85

* a : Turbulent flow, $Gr=10^8$, $Gr/Re^2=5.0, 1.0, 0.1$, respectively

$$\overline{Nu}_r = \overline{Nu}_t - \overline{Nu}_c$$

에 의한 열전달(\overline{Nu}_r)은 오히려 감소하며 이로 인하여 총 열전달(\overline{Nu}_t)은 블럭사이의 간격이 증가하더라도 감소하게 된다. 이는 복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 나타내는 Planck수를 0.02로 주어 복사가 상대적으로 크게 작용하기 때문으로 사료된다. 이러한 감소폭은 Reynolds수가 작을수록 더 크게 나타나며 난류($Re > 4,472$)인 경우에는 나타나지 않는다. 그러므로 복사의 영향이 난류 보다는 층류유동에서 보다 크게 작용하고 있음을 알 수 있다. 즉, Table 2에서 보는바와 같이 난류영역에서는 블럭 사이의 간격이 증가하더라도 복사열전달은 거의 일정하지만, 대류에 의하여 두번째 블럭에서 총 열전달이 향상되는 것으로부터 예측할 수 있다. 따라서 전반적으로 블럭 사이의 간격 증가는 열전달을 향상시킬 수 있다. 또한 동일한 형상에서 채널의 기울기가 열전달에 미치는 영향을 살펴보면, 동일한 Reynolds수, S/L 및 b/L 인 경우에 전반적으로 수평채널보다는 수직채널에서 열전달이 크게 일어나며 동일한 형상에서 Reynolds수가 작은 값일 때 열전달의 증가폭이 크게 나타나는데, 이는 수직채널에서 부력에 의한 영향이 더 크게 작용하여 대류에 의한 열전달을 향상시키기 때문이다. 특히 Reynolds수가 4,472일 때 수평인 경우에 비하여 수직채널인 경우 전체 블럭의 총 열

전달량은 평균 약 35%정도 증가하고 있음을 알 수 있다. 따라서 PCB 채널을 배치할 때는 가급적 수직으로 배치하는 것이 유리하며, 소형 팬(fan)을 부착하여야 할 경우에는 Reynolds수가 4,472인 팬을 부착하는 것이 경제적인 관점에서 보다 유리하다고 여겨진다.

Table 3은 채널 폭의 변화 및 채널의 기울기가 블럭표면에서의 열전달에 미치는 영향을 난류인 경우($Gr=10^8$)에 대하여 나타낸 것이다. Table 3에서 보는바와 같이 열전달은 채널 폭이 증가할수록 감소하며, Table 2에서와 마찬가지로 수평채널에 비하여 수직채널인 경우가 열전달이 더 활발하게 이루어지고 있음을 알 수 있다. 그리고 Table 2와 비교하였을 때, 블럭간격 증가에 비하여 채널폭의 감소가 열전달에 미치는 영향이 더 큼을 알 수 있다. 즉, 이 연구의 기본 형상인 $S/L=1.0$, $b/L=1.0$ 인 경우, 수직채널이며 Reynolds수가 31,823일 때 열전달이 가장 활발하게 이루어지는 첫번째 블럭에서의 총 열전달변화는 $S/L=1.5$ 로 증가시켰을 때 약 1.23% 증가하는데 그쳤으나, $b/L=0.5$ 로 감소 시킨 경우에(Table 3 참조) 약 11.4% 증가하였다. 그러므로 전자장비의 보다 효율적인 냉각을 위해서는 동일한 Reynolds수인 경우에 채널폭을 감소시키는 것이 열발생 장치인 칩의 간격

을 늘리는 것보다 더 유리하다고 여겨진다.

4. 결 론

고온의 블록이 있는 경사진 2차원 채널에 대하여 표면복사를 고려한 층류 및 난류 혼합대류 열전달을 수치적으로 연구하였다. Reynolds수와 블록 사이의 간격 변화, 채널 폭의 변화 그리고 채널의 기울기가 채널내의 열 및 유동특성에 미치는 영향을 규명한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 복사를 고려한 경우, 상부의 단열벽에도 열 경계층이 발생하였으며 영역내의 전반적인 온도 상승과 더불어 열전달도 증가하였다. 그러나 Reynolds수가 증가하여 강제대류가 지배적인 유동 형태가 되면 ($Gr/Re^2 < 1.0$), 복사가 유동장에 미치는 영향은 미미하였다.

(2) 열전달은 첫번째 블록에서 가장 크게 나타나고 뒤쪽의 블록으로 갈수록 점차로 감소한다. 또한 각각의 블록에서의 열전달 역시 블록의 선단에서 가장 크게 나타나고 블록의 뒤쪽으로 갈수록 점차로 감소하였다.

(3) 열전달은 Reynolds수가 증가할수록, 그리고 블록 사이의 간격이 증가할수록 증가하였다. 그러나 층류 유동장의 경우 블록 사이의 간격증가가 중앙에 위치한 블록의 총 열전달을 감소시켰다.

(4) 채널 폭의 감소는 열전달을 향상시켰으며, 동일한 Reynolds수인 경우 블록사이의 간격 증가보다 채널폭의 감소가 PCB내의 열전달에 미치는 영향이 더 컸다.

(5) 동일한 조건하에서 인쇄회로기판을 수평으로 설치하는 경우보다는 수직으로 설치하는 경우에 열전달이 향상되었다.

후 기

연구는 한국과학재단의 연구비 지원(과제번호 : 93-0600-02-02-3)에 의하여 수행된 연구결과의 일부로서 관계자 여러분께 감사의 뜻을 포함합니다.

참 고 문 헌

(1) Acharya, S. and Patankar, S. V., 1981, "Laminar Mixed Convection in a Shrouded Fin Array," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 103, pp. 559

~565

(2) Maughan, J.R. and Incropera, F. P., 1990, "Mixed Convection Heat Transfer with Longitudinal Fins in a Horizontal Parallel Plate Channel : Part 1-Numerical Result," *ASME J. of Heat Transfer*, Vol. 112, pp. 612~618

(3) Maughan, J.R. and Incropera, F.P., 1990, "Mixed Convection Heat Transfer with Longitudinal Fins in a Horizontal Parallel Plate Channel : Part 2-Experimental Result," *ASME J. Heat Transfer*, Vol.112, pp. 619~624

(4) Arvizu D. E., 1981, "Experimental Heat Transfer from an Array of Heated Cubical Element on an Adiabatic Channel Wall," Ph. D. Thesis, Thermosci, Div. Mech. Eng. Dep., Stanford University, Stanford, California.

(5) Du, Z-G. and Bilgen, E., 1990, "Effects of Heat Intensity, Size, and Position of the Components on Temperature Distribution Within an Electronic PCB Enclosure," *ASME Journal of Electronic Packaging*, Vol. 112, pp. 249~254.

(6) Carvalho, R. D., Goldstein, L. Jr., and Milanez, L., F., 1986, "Heat Transfer Analysis of Digital Transmission Equipment with Horizontally Arranged Printed Circuit Boards," *Heat Transfer in Electronic Equipment-1986*, ed. A. Bar Cohen, ASME HTD-Vol. 57, pp. 145~152

(7) Sparrow, E. M. and Cess, R. D., 1978, *Radiation Heat Transfer*, Hemisphere Publishing, New York

(8) Smith, T. F., Beckermann, C. and Weber, S. W., 1991, "Combined Conduction, Natural Convection, and Radiation Heat Transfer in an Electronic Chassis," *Transactions of the ASME*, Vol. 113, pp. 382~391, December.

(9) Siegel, R., and Howell, J. R., 1980, *Thermal Radiation Heat Transfer*, 2nd ed., Hemisphere, Washington, D.C.

(10) 박희용, 박경우, 김제영, 1994, "전자장비에서 표면복사를 고려한 혼합대류 열전달 특성에 관한 수치적 연구," 공기조화 냉동공학회, 하계 학술발표회 강연 및 논문집, pp. 25~31.

(11) Fiveland, W. A., 1988, "Three-Dimensional Radiative Heat Transfer Solution by the Discrete-Ordinates Method," *J. of Thermodynamics and Heat Transfer*, Vol. 2, pp. 309

- ~312.
- (12) Launder, B. E. and Sharma, B. I., 1974, "Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disc," *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol.1, pp. 131~138
- (13) Özisik, M. N., 1973, *Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection*, John Wiley and Sons, Co., New York.
- (14) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, Washington, D.C.
- (15) 박희용, 박경우, 1994, "건물내 화재에 의한 연소가스 거동 예측에 관한 연구," 공기조화냉동 공학논문집, 제6권, 제3호, pp. 267~281.
- (16) Yücel, A., Acharya, S. and Williams, M. L., 1989, "Natural Convection and Radiation in a Square Enclosure," *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 15, pp. 261~278.
- (17) Metais, B and Eckert, E.R.G., 1964, "Forced, Mixed, and Free Convection Regimes," *ASME J. of Heat Transfer*, Ser. C, Vol.86, p. 295
- (18) Knight, R. W. and Crawford, M. E., 1988, "Numerical Prediction of Turbulent Flow and Heat Transfer in Channels with Periodically Varying Cross Sectional Area," *Int., Proc. 1988 Numerical Heat Transfer Conf.* (Edited by Jacobs, H. R.), ASME, New York, Vol. 1., pp. 659~676.