

몬테카를로/유한체적결합법에 의한 국소 가열되는 복잡한 형상에서의 흡수, 방사, 비등방산란 매질에 대한 복사열전달 해석

변도영[†] · 이창진* · 장선용**

(2004년 1월 8일 접수, 2004년 3월 9일 심사완료)

Radiative Heat Transfer in Discretely Heated Irregular Geometry with an Absorbing, Emitting, and An-isotropically Scattering Medium Using Combined Monte-Carlo and Finite Volume Method

Doyoung Byun, Changjin Lee and Seon Yong Chang

Key Words : Radiative Heat Transfer(복사열전달), Finite Volume Method(유한체적복사해법), Monte-Carlo Method(몬테카를로법), Combined Monte-Carlo and Finite Volume Method(몬테카를로/유한체적결합법), Ray Effect(광선효과), CPU Time(CPU 시간)

Abstract

The ray effects of finite volume method (FVM) or discrete ordinate method (DOM) are known to show a non-physical oscillation in solution of radiative heat transfer on a boundary. This wiggling behavior is caused by the finite discretization of the continuous control angle. This article proposes a combined procedure of the Monte-Carlo and finite-volume method (CMCFVM) for solving radiative heat transfer in absorbing, emitting, and an-isotropically scattering medium with an isolated boundary heat source. To tackle the problem, which is especially pronounced in a medium with an isolated heat source, the CMCFVM is suggested here and successfully applied to a two-dimensional circular geometry.

기호설명

D_{ci}^m : 방향 가중치
 \vec{e}_x, \vec{e}_y : 단위 벡터
 I : 복사강도, $W/(m^2 \cdot sr)$
 I_b : 흑체 복사강도, $W/(m^2 \cdot sr)$
 \vec{r} : 위치 벡터
 R : 난수
 S_r^m : 생성항
 T : 온도, K

그리스문자

β_0 : 소멸계수, $= \kappa_a + \sigma_s, m^{-1}$
 ΔA_i : 면적
 ΔV : 검사체적
 $\Delta \Omega$: 검사각도
 θ : 극각
 κ_a : 흡수계수, m^{-1}
 σ_s : 산란계수, m^{-1}

1. 서론

최근 들어 컴퓨터의 발달로 인하여 복잡하고 다차원의 형상에 대한 복사열전달 연구가 주목받고 있다. 이 연구결과들은 실제 형상의 열 교환기와 연소실의 열적 거동을 정확하게 예측하는데 적용될 수 있다. 복잡한 형상에서의 복사열전달 방정식을 풀기 위한 여러 방법들이 제안되었으며, 이중 하나가 여러 형상의 물체에 성공적으로 적용된

[†] 책임저자, 회원, 건국대학교 시스템통합기술센터
E-mail : dybyun@konkuk.ac.kr
TEL : (02) 450-4195, FAX : (02) 444-6614

* 회원, 건국대학교 시스템통합기술센터

** 건국대학교 대학원 항공우주공학과

유한체적복사해법(Finite-Volume Method(FVM))⁽¹⁻³⁾이다. 초기에 단순한 직교좌표계에 대하여 적용되었던 구분좌법(Discrete-Ordinates Method(DOM))과 유사한 유한체적복사해법은 이를 비직교좌표계에까지 확대 적용하였고, 그 계산결과와 정확도에 대한 분석들이 수행되었다.⁽⁴⁾ DOM과 FVM에서 공간은 유한개의 검사체적(control volume)으로 나뉘지기 때문에 검사체적을 기반으로 한 다른 CFD 접근법과 계산상의 호환성을 가진다. FVM은 DOM과 많은 유사점을 갖고 있으나, DOM에서 종좌방향과 가중치의 결정에 한계를 갖고 있는 것과는 달리 검사체적과 검사각도(control angle)에 대하여 동시에 적분을 수행하여 복사 에너지 보존을 유지하므로 검사각도 선택이 유연하다.^(2,3)

그러나 이 기법들은 비직교좌표계 적용 가능성, CFD 호환성, 해의 정확도, 비교적 짧은 계산시간 등의 장점에 불구하고 몇 가지의 한계점을 내포하고 있다. 그 중 하나로 광선효과(ray effect)의 결과로 인하여 경계면에서의 열유속이 비 물리적인 진동을 보이는 것이 대표적인 단점으로 제시된 바 있다.⁽⁴⁾ 이 진동 현상은 연속적인 검사각도를 유한차분하여 계산을 수행하는 기본 원칙에 기인하기 때문에 개선하기 어려운 태생적인 한계이다. Byun et al.⁽⁵⁾은 몬테카를로 기법, FVM 및 수정된 DOM의 해석 결과에 대한 비교로부터 국소 가열되는 열원이 존재하는 문제의 경우에 이러한 단점이 극단적으로 나타날 수 있음을 제시하였다. 이 문제를 해결하기 위해 많은 연구자들은 공간 및 각도 차분 기법 등에 대한 수정을 시도하였으나⁽⁴⁾ 이런 방법 중에 현재까지 타당할 정도의 광선효과 제거 결과를 보이는 기법은 없다.

한편 Monte-Carlo Method(MCM)^(6,7) 방법으로 복사열전달을 해석하면 통계학의 한계 내에서 광선효과(ray effect)가 제거된 엄밀해를 구할 수 있다. 그러나 이 방법은 광선을 쫓는 기법에 기반을 두고 있기 때문에 계산 시간이 대단히 길다는 단점을 갖고 있다.⁽⁵⁾

그러므로 복사열전달을 정확하게 예측하기 위해서는 기존의 방법을 탈피한 새로운 방법이 필요하다. Ramankutty와 Crosbie^(8,9)는 국소적으로 가열되는 열원을 내포하고 있는 형상에서 광선효과를 제거할 수 있는 복사열전달 해석기법을 제시하였다. 이 방법은 광선효과와 주된 원인인 경계면으로부터의 복사열전달과 매질내부에서의 복사열전달을 분리하여 해석하는 방법으로 매우 정확한 해를 제시하고 있다. 경계면으로부터의 복사열전달은 해석적(semi-analytic) 방법을 적용하고 매질로부터의 복사열전달은 DOM을 적용하는 새로운 기법이다. 그러나 이 방법의 가장 큰 단점은 해석적 결과를 얻어야 한다는 사실이다. 이로 인하여 복잡한 형상이나 산란(scattering) 매질에 대한 문제에 적용

하기에 적합하지 않다. 특히 비등방 산란(anisotropic scattering) 매질에서의 해석적 해의 적분을 수행하기란 매우 어렵다.

이에 따라 Baek et al.⁽¹⁰⁾은 광선효과를 제거할 수 있는 MCM과 FVM이 결합된 새로운 방법(Combined Monte-Carlo and finite-volume method; CMCFVM)을 제시하였다. Ramankutty와 Crosbie^(8,9)의 방법과 유사하게 복사열달방정식을 경계면으로부터의 복사열전달과 매질에서의 복사열전달로 구분하였으나 벽면으로부터의 복사열전달은 MCM으로 해를 구하였으며 매질에서의 복사열전달은 FVM을 이용하여 해석하였다. 국소적 열원이 있고 흡수, 방사, 등방 산란하는 매질을 포함하는 비직교좌표계 형상에서 광선효과를 매우 효과적으로 제거할 수 있음을 제시하였다.⁽¹⁰⁾ CMCFVM은 FVM의 계산 효율성과 MCM의 해의 정확성을 선택적으로 결합한다. 그러나 해당 연구에서는 비등방산란(anisotropic scattering) 매질에서의 결과를 제시하지 않고 구체적인 성능 분석에 대한 차후 연구의 필요성을 제기하였다.

이에 따라 본 연구에서는 제안된 CMCFVM을 2차원 흡수, 방사, 비등방 산란하는 매질을 갖는 비직교좌표계에 적용하여 비등방산란 효과에 의한 CMCFVM의 성능을 분석하고자 한다. 또한 본 해석기법에 의한 결과를 MCM 및 FVM의 결과와 비교하여 본 기법의 정확도와 계산시간 측면의 효율성에 대한 분석을 수행한다.

2. 이론해석

2.1 복사열전달방정식

경로 \vec{s} 의 임의의 지점 \vec{r} 에서 흡수, 방사, 산란하는 회체(gray) 매질에서의 복사 강도를 나타내는 지배방정식은 다음과 같다.⁽¹⁻⁵⁾

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = -\beta_0 I(\vec{r}, \vec{s}) + \kappa_a I_b(\vec{r}) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{\Omega=4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s}' \rightarrow \vec{s}) d\Omega' \quad (1)$$

여기에서 κ_a 와 σ_s 는 흡수계수와 산란계수이고, $\beta_0 = \kappa_a + \sigma_s$ 는 소멸 계수이다. $\Phi(\vec{s}' \rightarrow \vec{s})$ 는 \vec{s}' 방향으로 들어와서 \vec{s} 으로 산란되는 산란위상함수(scattering phase function)이다. 식 (1)의 우측 항에서 첫 번째 항은 흡수와 산란으로 인한 복사강도의 소멸항이고, 나머지 두 항은 방사와 산란으로 인해 복사강도가 증가하는 것을 나타낸다. 한편, 확산적으로(diffusely) 방사 및 반사하는 불투명 벽면(opaque wall)의 경계조건은 다음과 같다.

$$I(\vec{r}_w, \vec{s}) = \varepsilon_w I_b(\vec{r}_w) + \frac{1 - \varepsilon_w}{\pi} \int_{\vec{s}' \cdot \vec{n}_w < 0} I(\vec{r}_w, \vec{s}') \vec{s}' \cdot \vec{n}_w |d\Omega' \quad (2)$$

여기에서 ε_w 은 벽면 방사율을 의미하고, \vec{n}_w 은 벽면에서 수직인 단위벡터이다.

2.2 몬테카를로/유한체적결합법(CMCFVM)

앞에서 언급한 바와 같이 광선효과의 제거를 위하여 Baek et al.⁽¹⁰⁾은 MCM 과 FVM 을 결합한 CMCFVM (Combined Monte-Carlo and finite-volume method)을 제시하였다. CMCFVM 의 기본 원리는 복사전달방정식이 경계면으로부터의 복사열전달과 매질에서의 복사열전달로 구분할 수 있는 선형방정식임에 기인한다. 따라서 식 (1)의 복사강도를 I^* 와 I^m 으로 나눌 수 있다.⁽⁸⁾

$$I(\vec{r}, \vec{s}) = I^*(\vec{r}, \vec{s}) + I^m(\vec{r}, \vec{s}) \quad (3)$$

I^* 는 벽면에서 방사되는 복사열을 의미하고 I^m 은 매질로부터 복사열원을 추적한 것이다. 식 (1)에 식 (3)을 대입하면 I^* 와 I^m 으로 나누어진 두 개의 복사 열전달 방정식을 얻게 된다. I^* 로 나타낸 식과 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{dI^*(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = -\beta_0 I^*(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{\Omega=4\pi} I^*(\vec{r}, \vec{s}') \mathcal{P}(\vec{s}' \rightarrow \vec{s}) d\Omega' \quad (4)$$

$$I^*(\vec{r}_w, \vec{s}) = \varepsilon_w I_b(\vec{r}_w) + \frac{1 - \varepsilon_w}{\pi} \int_{\vec{s}' \cdot \vec{n}_w < 0} I^*(\vec{r}_w, \vec{s}') \vec{s}' \cdot \vec{n}_w |d\Omega' \quad (5)$$

I^m 으로 나타낸 식과 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{dI^m(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = -\beta_0 I^m(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{\Omega=4\pi} I^m(\vec{r}, \vec{s}') \mathcal{P}(\vec{s}' \rightarrow \vec{s}) d\Omega' \quad (6)$$

$$I^m(\vec{r}_w, \vec{s}) = \frac{1 - \varepsilon_w}{\pi} \int_{\vec{s}' \cdot \vec{n}_w < 0} I^m(\vec{r}_w, \vec{s}') \vec{s}' \cdot \vec{n}_w |d\Omega' \quad (7)$$

한편 Ramankutty 와 Crosbie⁽⁸⁾는 다른 방법으로 흡수, 방사, 등방산란하는 매질에 대한 복사전달방정식을 다음과 같은 두 식으로 나누었다.

$$\frac{dI^*(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = -\beta_0 I^*(\vec{r}, \vec{s}) \quad (8)$$

$$\frac{dI^m(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = -\beta_0 I^m(\vec{r}, \vec{s}) + \kappa_a I_b(\vec{r}) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{\Omega=4\pi} (I^* + I^m)(\vec{r}, \vec{s}') d\Omega' \quad (9)$$

식 (8)의 해석적 해를 구한 후, 식 (9)에 대입하여 전체 복사열전달을 해석하였다. 그러나 이 방법의 경우 해석 해를 얻기 위한 수식 전개에 한계로 인하여 식 (9)와 같이 등방산란(isotropic scattering)의 경우에만 적용되고 있다. 또한 복잡한 형상이나 특수한 경계조건을 가지는 문제에의 적용에는 많은 어려움이 존재한다. 더구나 비등방 산란(anisotropic scattering)을 고려하기 위해서는 더욱더 많은 문제를 해결해야 한다.

본 연구에서는 I^* 로 나타낸 복사전달방정식인 식 (4)를 MCM 을 사용하여 해석하고 I^m 으로 나타낸 복사전달방정식인 식 (6)은 FVM 을 사용하여 해석한다. 광선효과 없이 통계학상의 한계 내에서 엄밀해를 성공적으로 구할 수 있기 때문에 식 (4)를 푸는데 MCM 을 선택하였다. 더구나 이 방법은 복잡한 형상과 비등방 산란 문제에도 쉽게 확장할 수 있는 장점이 있다.

MCM 에서는 벽면에서 방사된 복사열을 충분히 많은 유한개의 광자로 표현하여 이들의 궤적을 쫓아서 열전달량을 구한다. MCM 에 대한 많은 연구들이 있으나 본 연구에서는 Taniguchi et al.⁽⁶⁾이 제시한 READ(Radiant Energy Absorption Distribution)방법을 사용하였다. 이 방법에서는 복사열전달을 결정하는데 필요한 각 요소들 사이의 교환계수(exchange factor)를 확률적 통계로 계산한다. 그리고 이 계수를 이용하여 주어진 조건에 따른 복사열전달량을 계산한다. 이 기법의 장점은 정해진 문제에 대해 교환계수를 한번 구하면 경계조건이 변화하더라도 다시 계산할 필요가 없다는 점이다. 이는 계산시간 측면에서 큰 이점을 제공한다.

FVM 을 적용하기 위해서는 식 (6)을 검사체적과 식의 차별화로부터 얻은 검사각도에 대해 적분한다.⁽⁵⁾ 그리고 격자점에서의 복사강도를 이용하여 검사면에 있는 복사강도를 표현하기 위해서는 보간법이 필요하다. 비록 많은 보간법이 제시되고 있으나 본 연구에서는 계단차분법을 적용하였다.⁽⁵⁾ 이 차분법은 가장 간단하면서도 물리적으로 타당한 결과를 내는 차분법으로서 하류면의 복사강도는 상류 격자점의 그 값을 유지하도록 하는 것이다. 벽면 조건은 식 (7)과 같이 해당 복사강도에

대한 반사항만을 고려하면 된다. FVM 에 대한 구체적인 전개는 기존의 많은 연구 논문⁽¹⁻⁵⁾에 자세히 기술되어 있기 때문에 여기에서 세부적인 유도는 하지 않겠다.

최종적으로 CMCFVM 에서의 복사열전달은 MCM 과 FVM 으로 계산된 각 열유량 성분을 동시에 고려하여 얻어진다.⁽¹⁰⁾

2.3 비등방산란(An-isotropic Scattering)

본 연구에서 사용된 비등방산란을 위한 산란위상함수(scattering phase function)는 Kim⁽¹¹⁾이 제시하였던 전방산란과 후방산란 사례를 이용하였다. 산란위상함수는 식 (10)과 같이 Legendre 다항식으로 표현할 수 있다.

$$\Phi(\Psi) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n P_n(\cos\Psi) \tag{10}$$

여기에서 P_n 은 Legendre 다항식이고 Ψ 는 산란각(angle of scattering)이다. A_n 은 다항식으로 표현되는 위상함수의 계수이며 본 연구에서 코드의 검증과 전방 및 후방 산란의 효과 분석에 사용한 값은 Table 1 과 같다. 이 값은 Mie 산란의 특정 위상함수를 계산한 결과이다.⁽¹¹⁾

FVM 에서는 등방산란과 큰 차이 없이 식 (1)을 차분하여 적분을 수행하면 된다.⁽⁵⁾ 반면 MCM 의 경우에는 난수(random number)로부터 산란각을 결정하기 위한 별도의 과정을 고려해야 한다. 산란이 일어나는 지점에서 입사방향을 극좌표로 하는 국소좌표를 고려하면 산란위상함수가 방위각에는 관계가 없게 되며 극각(polar angle)을 산란각으로 고려할 수 있게 된다. 결과적으로 입사방향에 대한 산란각(극각)과 방위각은 다음과 같은 두 개의 난수와 관계식으로부터 구할 수 있다.

$$R_{\theta_s} = \int_0^{\theta_s} \Phi(\theta) \sin \theta d\theta / \int_0^{\pi} \Phi(\theta) \sin \theta d\theta \tag{11}$$

$$\phi_s = 2\pi R_{\phi_s} \tag{12}$$

여기에서 R 은 난수이고 θ_s 와 ϕ_s 는 각각 산란되는 방향의 극각과 방위각을 의미한다. θ_s 를 구하기 위하여, 우선 식 (11)을 매우 많은 θ_s 에

Table 1 Mie phase function expansion coefficients(A_n)⁽¹¹⁾

n	F1	B1
0	1.0000000	1.00000
1	2.5360217	-0.56524
2	3.5654900	0.29783
3	3.9797626	0.08571
4	4.0029206	0.01003
5	3.6640084	0.00063
6	3.0160117	
7	2.2330437	
8	1.3025078	
9	0.5346286	
10	0.2013563	
11	0.0547964	
12	0.0109929	
N	13	6

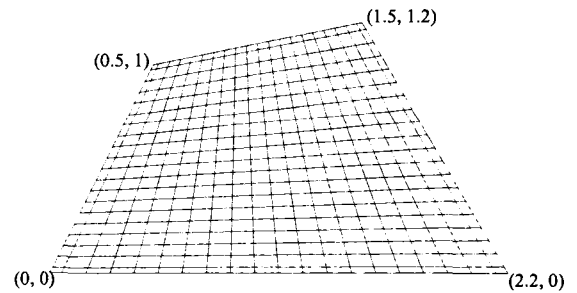


Fig. 1 Schematic and body-fitted coordinate grid system for a quadrilateral geometry

대하여 적분을 수행하고 저장한 후, 임의의 난수를 생성한 값과의 비교를 통하여 θ_s 를 결정한다.

3. 결과 및 고찰

3.1 코드 검증

본 연구에서 고려한 MCM 및 FVM 은 이전 연구에서 엄밀해 등과 비교, 검증되었으므로^(5,8) 별도의 검증해를 제시하지는 않기로 한다. 다만 본 연구의 가장 중요한 목적인 비등방산란에 대한 결과는 처음 제시되는 것이므로 기존의 연구결과와 비교하여 검증하였다.

본 연구에서 사용된 코드의 검증을 위하여 고려한 비직교좌표 형상은 Fig. 1 에서 보는 바와 같은 사변형이다.

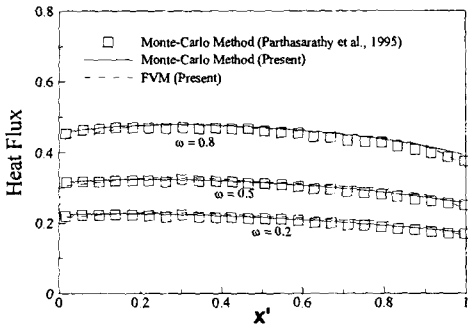


Fig. 2 Comparison of heat fluxes on top wall of a quadrilateral

아래 벽면은 1000 K의 고온을 유지하며, 나머지 벽면과 매질은 0 K를 유지한다고 가정하였다. Fig. 2는 아래 벽면의 복사열로 무차원화된 위 벽면에서의 복사열유속을 Parthasarathy et al.⁽⁷⁾의 결과와 비교 도시하였다. 현재의 MCM을 위하여 $(N_x \times N_y) = (21 \times 21)$ 의 공간격자가 사용되었으며, FVM에서는 $(N_x \times N_y) = (37 \times 37)$, $(N_\theta \times N_\phi) = (12 \times 16)$ 의 공간 및 각도격자가 사용되었다. 산란알베도가 0.2, 0.5, 0.8인 세 경우에서 현재의 MCM 및 FVM의 결과가 Parthasarathy et al.⁽⁷⁾의 결과와 잘 일치함을 알 수 있다.

3.2 CMCFVM 결과 비교

CMCFVM을 이용하여 복사열전달 해석을 수행한 형상은 Fig. 3에서 제시하고 있는 곡면 형상이다. 아래면은 반지름이 1인 원의 삼사분면 원주이다. MCFVM 및 MCM의 공간 격자는 (21×21) 이며, FVM을 위한 공간 및 각도 격자는 (35×35) , $(N_\theta \times N_\phi) = (12 \times 16)$ 이다. 산란알베도가 0.2, 0.5, 0.8인 세 경우에 대하여 각기 계산을 수행하고 비교하였다.

왼쪽 벽면을 1000 K의 고온으로 유지하고, 나머지 벽면과 매질을 300 K로 유지하는 등온조건을 가정하였으며, 모든 벽면은 난반사 및 흑체로 가정하였다. 매질은 흡수, 방사, 산란하는 회체로 가정하였다.

Fig. 4에서 MCM의 계산에 사용하는 에너지 입자의 수가 해의 정밀도에 미치는 효과를 살펴보았다. 각 격자점별로 10^7 개와 10^6 개를 사용한 결과가 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 이에 따라 본 연구에서는 해의 정확도와 계산시간을 고려하여 10^6 개의 에너지 입자수를 이용하였다.

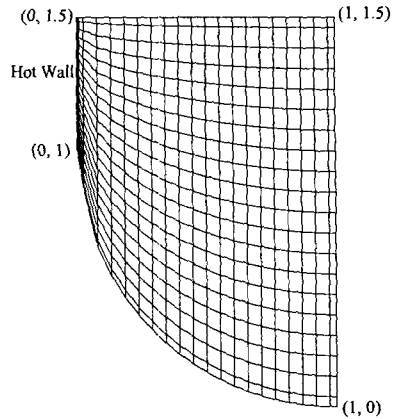


Fig. 3 Schematic and body-fitted coordinate grid system for a curved geometry

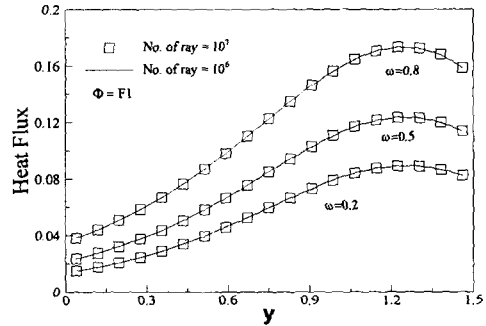


Fig. 4 Comparisons of heat fluxes on right wall

Fig. 5와 Fig. 6은 전방산란(F1)과 후방산란(B1)의 경우에 오른쪽 벽면의 무차원화된 복사열유속을 도시하고 있다. 매우 강한 전방산란인 F1 위상 함수가 적용되었을 경우에는 오른쪽 벽면의 열유속이 증가함을 알 수 있다. 후방산란인 Fig. 6의 결과와 비교하면 매우 크게 나타남을 알 수 있다. 이는 후방산란인 경우에는 오른쪽으로 진행하는 복사열을 반대방향으로 산란하기 때문이다.

한편 광선효과로 인하여 FVM은 기존의 연구결과⁽⁵⁾와 마찬가지로 비물리적인 열유속의 파동 형태의 변화를 나타내고 있다. 이는 각도를 유한개로 차분하는 FVM의 한계로 인하여 나타나며, 국소 열원이 존재할 경우 이 한계는 더욱 크게 나타난다. 반면에 CMCFVM은 정밀해인 MCM의 결과와 매우 일치하는 결과를 보여주고 있음을 알 수 있다. 이 결과로부터 비등방 산란의 경우에 더욱 효과적으로 CMCFVM을 적용할 수 있음을 알 수 있다.

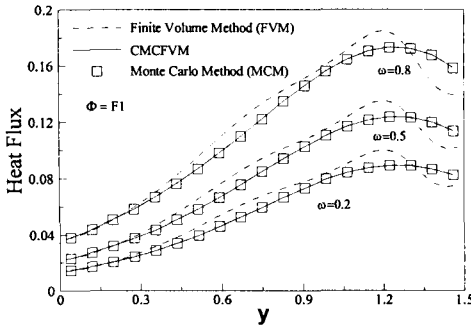


Fig. 5 Comparisons of heat fluxes on right wall of a curved geometry for F1 an-isotropic scattering

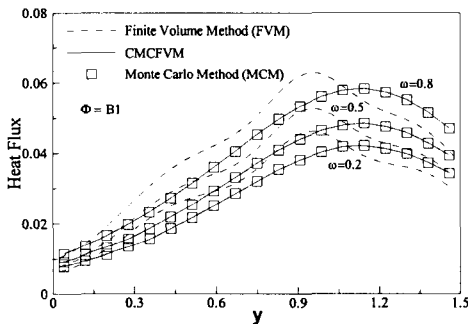


Fig. 6 Comparisons of heat fluxes on right wall of a curved geometry for B1 an-isotropic scattering

산란알베도가 증가할수록 복사열유속은 증가하고 있다. 본 문제의 경우 왼쪽면에 열원이 존재하므로 산란이 강할수록 복사열 입자가 멀리 이동할 수 있으므로 오른쪽 벽면으로의 열전달이 효과적으로 일어난다. 그리고 전방산란의 경우가 후방산란의 경우보다 오른쪽 벽면에 도달하는 복사열이 더 많음을 보여주고 있다. 한편 산란알베도에 따른 광선평효과의 차이는 크지 않음을 알 수 있다.

Table 2는 전방산란(F1)의 경우에 계산시간의 비교 결과를 보여주고 있다. 계산 시간은 PC (Intel CPU 2GHz)를 이용하였을 경우의 수치를 나타낸다. 산란 알베도가 증가할수록 계산시간이 크게 증가하고 있다. FVM의 계산시간이 상대적으로 작게 나타나고 있으나 Fig. 5에서 보여지듯이 해의 정확도에서 뒤떨어짐을 알 수 있다. 반면에 CMCFVM의 경우 FVM 보다는 많은 계산시간이 소요되고 있으나 MCM의 약 20%의 계산시간만을 사용하면 같은 정확도의 결과를 확보할 수 있음을 나타내고 있다.

Table 2 CPU time for convergence for a variety of scattering albedo(F1 case)

ω	FVM	CMCFVM	MCM
	CPU s	CPU s	CPU s
0.2	777	3800	15218
0.5	781	4485	17854
0.8	808	5386	21500

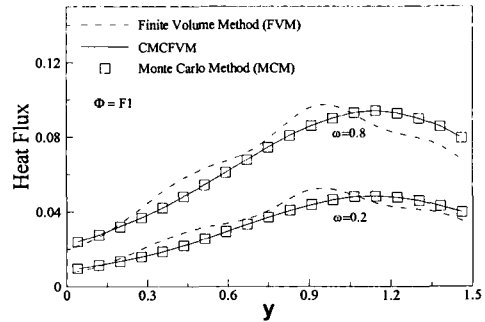


Fig. 7 Comparisons of heat fluxes on right wall of a curved geometry for F1 an-isotropic scattering

한편, 왼쪽 벽면의 국소열원의 크기에 따른 광선평효과(ray effect)의 차이와 이에 대한 MCFVM의 정확도를 살펴보기 위하여 Fig. 3과 동일한 형상에 대하여 해석하였다. 다만 이전과는 달리 왼쪽 벽면의 1/2 하단부만을 1000 K의 고온으로 가정하였고, 윗 부분 및 나머지 모든 벽면과 매질은 300 K의 온도를 유지한다고 가정하여 동일한 격자에서 계산 결과를 비교하였다. 이 경우에 오른쪽 벽면의 열유속이 Fig. 7에 도시되어 있다. Fig. 5의 결과와 비교할 때, 국소열원의 크기가 작아질수록 FVM의 경우 광선평효과로 인한 벽면 복사열유속의 오차가 더욱 커짐을 알 수 있다. 반면에 CMCFVM은 열원의 크기에 상관없이 정확한 해를 제시하고 있음을 관찰할 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 복사전달방정식을 경계면으로부터의 복사열전달과 매질에서의 복사열전달로 구분하여, MCM의 해의 정확도 장점과 FVM의 계산 효율성 장점을 결합한 CMCFVM을 이용하여 비등방산란의 경우 비직교좌표계에서의 복사열전달을 성공적으로 해석하였다. 더불어 CMCFVM의 해의 정확도와 계산시간의 효율성을 FVM 및 MCM의 결과와 비교, 분석하였다. 본 연구결과로부터 CMCFVM이 국소적 열원이 있고 흡수, 방사, 비등방 산란하는 매질을 포함하는 비직교좌표계

형상에서 광선효과를 매우 효과적으로 제거할 수 있음을 알 수 있다. 따라서 계산시간에 대한 효율성 대비 해의 정확도 측면에서 CMCFVM의 장점이 크다는 것을 알 수 있다. 특히 열원이 국소적인 경우에는 FVM의 해가 매우 부정확하므로 본 방법의 장점을 극대화할 수 있다. 다만 일반적인 공학 문제에서는 FVM의 우수한 성능을 활용할 수 있다. 결국 적절한 복사열전달 해법의 선택은 해당 문제의 특성에 의존한다.

후 기

본 연구는 과학재단의 젊은과학자연구활동지원사업(KOSEF R08-2003-000-10801-0)의 연구비 지원으로 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Chui, E. H. and Raithby, G. D., 1993, "Computation of Radiant Heat Transfer on a Nonorthogonal Mesh Using the Finite-Volume Method," *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol. 23, pp. 269~288.
- (2) Chai, J. C., Lee, H. S. and Patankar, S. V., 1995, "Finite Volume Radiative Heat Transfer Procedure for Irregular Geometries," *ALAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 9, No. 3, pp. 410~415.
- (3) Baek, S. W., Kim, M.Y. and Kim, J. S., 1998, "Nonorthogonal Finite-Volume Solutions of Radiative Heat Transfer in a Three-Dimensional Enclosure," *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol. 34, No. 4, pp. 419~437.
- (4) Chai, J. C., Lee, H. S. and Patankar, S. V., 1993, "Ray Effect and False Scattering in the Discrete Ordinates Method," *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol. 24, pp. 373~359.
- (5) Byun, D. Y., Baek, S. W. and Kim, M. Y., 2000, "Radiation in Discretely Heated Irregular Geometry Using Monte-Carlo, Finite-Volume, and Modified Discrete-Ordinate Interpolation Method," *Numerical Heat Transfer, Part A (Applications)*, Vol. 37, pp. 1~18.
- (6) Taniguchi, H., Yang, W. J., Kudo, K., Hayasaka, H., Fukuchi, T. and Nakamachi, I., 1988, "Monte Carlo Method for Radiative Heat Transfer Analysis of General Gas-Particle Enclosures," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 25, pp. 581~592.
- (7) Parthasarathy, G., Lee, H. S., Chai, J. C. and Patankar, S. V., 1995, "Monte Carlo Solutions for Radiative Heat Transfer in Irregular Two-Dimensional Geometries," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 117, pp. 792~794.
- (8) Ramankutty, M. A. and Crosbie, A. L., 1997, "Modified Discrete Ordinates Solution of Radiative Transfer in Two-Dimensional Rectangular Enclosures," *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 57, No. 1, pp. 107~140.
- (9) Ramankutty, M. A. and Crosbie, A. L., 1998, "Modified Discrete Ordinates Solution of Radiative Transfer in Three-Dimensional Rectangular Enclosures," *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 60, No. 1, pp. 103~134.
- (10) Baek, S. W., Byun, D. Y. and Kang, S. J., 2000, "A Combined Monte-Carlo and Finite-Volume Method for Radiation in a Two-Dimensional Irregular Geometry," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 2337~2344.
- (11) Kim, T. K., 1990, "Radiation and Combined Mode Heat Transfer Analysis in Absorbing, Emitting and Mie-Anisotropic Scattering Media Using the S-N Discrete Ordinates Method," *Ph. D. Thesis, The University of Minnesota*, pp.13~25.