

〈論 文〉

구형 복사 매질에서의 비정상 열전달 특성에 관한 연구

한상헌* · 백승욱** · 안국영***

(1993년 3월 11일 접수)

Unsteady Heat Transfer in Radiatively Active Spherical Medium

Sang Heon Han, Seung Wook Baek and Kook Young Ahn

Key Words : 구분종좌법(DOM), 특성 광학두께(characteristic optical thickness) 전도 대비 복사강도 계수(conduction to radiation parameter), 표면 방사율(emissivity)

Abstract

Transient heat transfer characteristics of cooling of a spherical body were investigated in the radiatively active spherical medium. Initially the spherical body and the medium were maintained at their constant temperatures. Then heat transfer begins from spherical body to medium. The heat transfer mode inside the spherical body is just conduction. But heat is transferred by both conduction and radiation inside the medium. All thermodynamic properties were held constant in time. Spherical symmetry is assumed. DOM was adopted to solve RTE. The effect of characteristic optical thickness, conduction to radiation parameters, and solid surface emissivity has been studied.

기 호 설 명

A_s, A_n, V	: 제어체적의 서면, 부면, 그리고 미소 체적	k_s	: 구형물체의 전도 계수
$c_{p,g}$: 매질의 비열	N_g	: 매질의 전도 대비 복사 강도 계수 = $k_g/R_2\sigma T_i^3$
e_b	: 무차원화된 흑체 복사 방출강도 = $E_b/E_{b,r}$	N_s	: 구형물체의 전도 대비 복사 강도 계수 = $k_s/R_2\sigma T_i^3$
$E_{b,r}$: 기준흑체 복사 방출강도 = σT_i^4	Ω^r	: 복사 열유속
E_b	: 흑체 복사 방출강도 = σT^4	q^r	: 무차원화된 복사 열유속 = $\Omega^r/E_{b,r}$
H_s	: 구형물체의 열확산 강도 계수 = $a_s t c / R_i^2$	R	: 반지름
i	: 무차원화된 복사강도 = $I/E_{b,r}$	R_1	: 구형물체의 반지름
i_b	: 무차원화된 흑체 복사 강도 = $I_b/E_{b,r}$	R_2	: 매질의 반지름
I	: 복사강도	r	: 무차원화된 반지름 = R/R_2
I_b	: 흑체 복사 강도	T	: 온도
k_g	: 매질의 전도 계수	T_e	: 매질의 초기 온도 x
		T_i	: 구형물체의 초기 온도
		t	: 시간
		t_c	: 특성시간 = $k_g R_2 / a_g \sigma T_i^3$
		t^*	: 무차원화된 시간 = t/t_c
		θ	: 무차원화된 온도 = T/T_i

*한국과학기술원 항공우주공학과

**정회원, 한국과학기술원 항공우주공학과

***정회원, 한국기계연구소 연소전열실

α_g	: 매질의 열확산 계수
ϵ_1	: 구형물체의 방사율
ϵ_2	: 매질의 방사율
μ, η, ξ	: 방향 코사인
σ	: 스테판 볼쯔만 상수
σ_a	: 흡광계수
σ_s	: 산란계수
β	: 상각계수 = $\sigma_a + \sigma_s$
ω_0	: 산란 알비도 = $\sigma_s / (\sigma_a + \sigma_s)$
τ_c	: 특성 광학두께 = βR_2

1. 서 론

복사에 관여하는 매질내에 놓인 구형물체의 냉각 현상에 대한 이해는 다파장 고온계, 미래형 열교환기인 액적 복사 열교환기, 액적의 연소현상, 그리고 원자핵 공학 등 다양한 응용분야에 적용될 수 있다. 그럼에도 불구하고 이에 대한 연구가 제대로 이루어지지 않았는데 이는 복사열전달 방정식이 복잡한 미적분방정식 형태로 주어짐으로 인해서 해석할 때에 많은 애로점이 발생하기 때문이다. 1966년에 Crosbie와 Viskanta,⁽¹⁾ 그리고 1970년에 Ayers⁽²⁾는 복사에 관여하는 매질이 존재하지 않는 경우의 열전달 특성에 관한 수치적 연구를 발표하였다. 1989년에는 Suryanarayana와 Bayazitoglu⁽³⁾가 복사에 간섭하는 매질로 둘러싸인 구의 냉각에 대하여 수치적 해를 내놓았다. 하지만 매질이 복사와 전도에 의해서 열을 전달시킬 때 일어나는 열역학적 특성에 관해서는 아직 발표된 바가 없다.

복사가 지니는 그 특성상 복사열유속이 인접한 매질에 미치는 영향은 전도에 비해서 대단히 작고, 그 영향은 전 범위의 매질에 고루 전파된다. 따라서 복사열유속은 전체 매질의 온도를 조금씩 상승시킨다. 이에 반해 전도의 영향은 바로 인접한 매질에 한정된다. 따라서 전도에 의해 구 주변 인접 매질의 온도는 급속히 상승한다. 이로 인해 매질의 전도를 고려하지 않을 때에 비하여 구에서 방출되는 복사열유속의 차단효과(blockage effect)가 더욱 높아진다.

복사에 관여하는 매질내에서 복사현상을 해석하는 해석기법에는 비교적 정확한 해를 내놓는 것으로 알려져 있는 Zone방법⁽⁴⁾와 Monte Carlo방법⁽⁵⁾이 있고, 그밖에 여러가지 근사적 방법들이 있다.

그러나 전자에 언급한 두 방법들은 프로그램화 자체가 복잡할 뿐더러 요구되는 컴퓨터 계산시간과 기억용량이 너무나 방대해 여러번 복사방정식을 해석해야하는 문제에는 적절치 못하다. 또한 유한차분법적 알고리즘과의 연계성이 결여됨으로 인해서 유동방정식과 에너지방정식을 동시에 해석해야하는 문제에 적용될 때에 상당한 애로점을 나타내게 된다.

P_n 근사법⁽⁶⁾역시 많은 계산시간이 요구되고, 정확도를 높이기 위해서는 다수의 이차 미분방정식을 그때마다 다시 유도해야하는 어려움이 있다. 이러한 여러가지 점들을 고려할 때, 정확도 면에서 충실하고, 정확도를 높이기 위해 별도의 노력이 요구되지 않고, 유한차분법과의 연계가 용이한 점 등의 여러 잇점들을 가지고 있는 구분종좌법(discrete ordinate method)⁽⁷⁾를 복사방정식의 해석방법으로 사용하였다.

2. 이론적 배경

2.1 지배방정식

본 연구를 위한 물리적 모델은 Fig. 1에 잘 나타나 있다. 반지름 R_1 을 갖는 구형물체가 회색 특성을 띠면서 복사에 관여하는 매질에 의해서 둘러싸여 있다. 구형물체 내에서의 열전달은 오직 전도에 의해서만 일어나며 매질 내에서의 열전달은 전도와 복사에 의해서 일어난다. 전 영역에서 열의 생성과 소멸은 없고 모든 열역학적 물성치들은 일정하다.

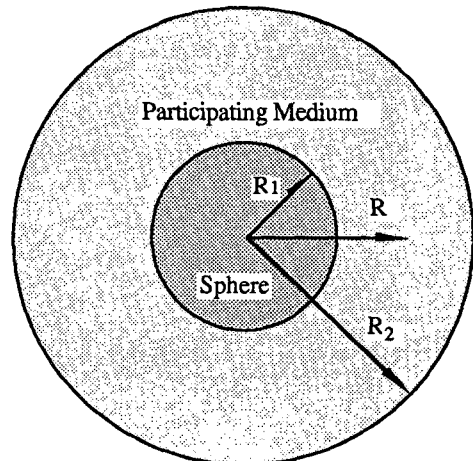


Fig. 1 Schematic diagram of physical model

매질내에서 복사에 의한 열전달은 준정상상태를 유지하며 복사의 산란 위상함수는 방향성이 없다. 구형물체와 매질에 대한 지배방정식을 세우면 다음과 같다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_s \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial T}{\partial R} \right) \quad 0 \leq R \leq R_1 \quad (1)$$

$$P_{gcp,s} \frac{\partial T}{\partial t} = k_g \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial T}{\partial R} \right) - \nabla \cdot \Omega^r \quad R_1 \leq R \leq R_2 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\mu}{R^2} \frac{\partial [R^2 I(R, \mu)]}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial [(1-\mu^2) I(R, \mu)]}{\partial \mu} \\ & + \beta I(R, \mu) = \sigma_a I_b(R) \\ & + \frac{\sigma_s}{2} \int_{-1}^1 I(R, \mu, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \Omega^r = 4\sigma_a \left(E_b - \frac{\pi}{2} \int_{-1}^1 I(R, \mu) d\mu \right) \quad (4)$$

식 (1)은 구형물체를 지배하는 비정상 전도방정식이며 식 (2)는 매질을 지배하는 비정상 에너지방정식이다. 식 (3)은 매질 내에서 복사현상을 지배하는 복사열전달 방정식이다.⁽⁸⁾ 아래첨자 *s*는 구형물체 (sphere, solid)를 나타내고 *g*는 매질 (medium, gas)을 나타낸다. α_s 는 구형물체의 열확산 계수를 나타낸다. $\sigma_a, \sigma_s, \beta$ 는 각각 흡수계수, 산란계수, 그리고 상각계수 (extinction coefficient)를 나타낸다.

식 (5a), (5b), (5c)에 정의된 변수들을 이용하여 식 (1), (2), (3), (4)를 무차원화하면 다음과 같다.

$$\theta = \frac{T}{T_i}, \quad r = \frac{R}{R_2}, \quad t^* = \frac{t}{t_c}, \quad i = \frac{I}{E_{b,r}}, \quad \tau_c = \beta R_2 \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} H_s &= \frac{\alpha_s t_c}{R_2^2}, \quad N_g = \frac{k_g}{R_2 \sigma T_i^3}, \quad t_c = \frac{k_g R_2}{\alpha_g \sigma T_i^3}, \\ E_{b,r} &= \sigma T_i^4 \end{aligned} \quad (5b)$$

$$\omega_o = \frac{\sigma_s}{\sigma_a + \sigma_s}, \quad q^r = \frac{\Omega(r)}{E_{b,r}}, \quad e_b = \frac{E_b}{E_{b,r}} \quad (5c)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} = H_s \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \quad 0 \leq r \leq r_1 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} = N_g \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) - \tau_c \nabla \cdot q^r \quad r_1 \leq r \leq 1 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\mu}{\tau_c r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 i(r, \mu)] + \frac{1}{\tau_c r} \frac{\partial [(1-\mu^2) i(r, \mu)]}{\partial \mu} \\ & + i(r, \mu) = (1-\omega_o) i_b(r) \\ & + \frac{\omega_o}{2} \int_{-1}^1 i(r, \mu, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (8)$$

$$\nabla \cdot q^r = 4(1-\omega_o) \left(e_b - \frac{\pi}{2} \int_{-1}^1 i(r, \mu) d\mu \right) \quad (9)$$

여기서 H_s 는 구형물체의 열확산강도 계수 (thermal diffusion strength parameter)를 나타내며 N_g 는 매질의 전도 대비 복사강도 계수 (conduction to radiation parameter of medium)이다. τ_c 는 특성 광학두께이며 ω_o 는 산란앨비도이다.

2. 초기조건 및 경계조건

초기에 구형물체와 매질의 온도는 각각 T_i 와 T_e 로 일정하며 매질의 외곽경계에서의 온도는 시간에 대해 무관하다. 매질의 양쪽 경계면은 복사에 대해서 회체 그리고 난반사 성질을 띤다. 그러면 초기조건과 경계조건은 다음과 같다.

$$t^*=0 \quad \theta(r, 0) = 1 \quad 0 \leq r \leq r_1 \quad (10)$$

$$\theta(r, 0) = \theta_e \quad r_1 \leq r \leq r_2$$

$$r=0, \quad \frac{d\theta(r, t^*)}{dr} = 0 \quad (11)$$

$$r=1, \quad \theta(r, t^*) = \theta_e \quad (12)$$

at $r=r_1$

$$\begin{aligned} i(r_1, \mu) &= \epsilon_1 i_b + 2(1-\epsilon_1) \int_0^1 \mu i(r_1, -\mu) d\mu \\ & 0 \leq \mu \leq 1 \end{aligned} \quad (13)$$

at $r=1$

$$\begin{aligned} i(1, \mu) &= \epsilon_2 i_b + 2(1-\epsilon_2) \int_0^1 \mu i(1, \mu) d\mu \\ & -1 \leq \mu \leq 0 \end{aligned} \quad (14)$$

식 (10), 식 (11), 식 (12)는 각각 초기조건, 에너지방정식의 경계조건, 복사방정식의 경계조건등을 나타낸다. 매질과 구형물체가 서로 접하는 경계면에서 다음의 열유속보존식 (heat flux conservation)이 만족된다.

$$N_g \left. \frac{\partial \theta}{\partial r} \right|_- = N_g \left. \frac{\partial \theta}{\partial r} \right|_+ - q^r \quad (15)$$

여기서 N_g 는 구형물체의 전도 대비 복사강도 계수 (conduction to radiation parameter of solid)를 나타내며 $k_s/R_2 \sigma T_i^3$ 로 표현된다 (Fig. 2).

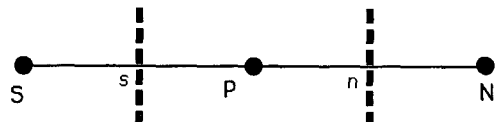


Fig. 2 Schematic diagram of grid points and control volume for the computation

2.3 복사방정식의 해석

DOM은 4π 에 해당하는 전체 입체각을 M 개의 방향셀(direction cell)로 나누게 된다. 그리고 각각의 방향셀 내에서 복사강도(intensity)가 일정하다고 가정한다. 식 (8)을 m 번째 방향셀에 대해서 구적법에 의한 적분을 수행하면 다음의 식을 얻는다.

$$\begin{aligned} & \omega_m \frac{\mu_m}{\tau_c r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 i^m(r)] \\ & + \frac{1}{\tau_c r} \left[\frac{\partial [(1-\mu^2) i(r, \mu)]}{\partial \mu} \right]^m + \omega_m i^m(r) \\ & \omega_m \left[(1-\omega_o) i_b(r) + \frac{\omega_o}{2} \int_{-1}^1 i(r, \mu') d\mu' \right] \end{aligned} \quad (16)$$

ω_m 은 m 번째 방향셀의 가중치이며 $\sum_1^M \omega_m = 4\pi$ 를 만족한다. 식 (16)에서 왼쪽부분의 두번째 항은 아직 처리되지 않았고 단순히 m 번째 방향셀에 대하여 적분했다는 의미로 위첨자 m 을 붙였다. 이 항은 복사강도의 방향미분치(directional derivative)를 m 방향셀에 대하여 적분한 것으로 방향셀과 경계를 이루는 두 방향셀면(direction cell surface)에서의 복사강도들의 대수적 형태로 나타낼 수 있다.

$$\left[\frac{\partial [(1-\mu^2) i(r, \mu)]}{\partial \mu} \right]^m = \alpha_{m+\frac{1}{2}} i_{m+\frac{1}{2}} - \alpha_{m-\frac{1}{2}} i_{m-\frac{1}{2}} \quad (17)$$

여기서 $i_{m-\frac{1}{2}}$ 은 $m-1$ 번째 방향셀과 인접한 면(surface)에서의 복사강도를 나타내며, $i_{m+\frac{1}{2}}$ 은 $m+1$ 번째 방향셀과 인접한 면에서의 복사강도를 나타낸다. $\alpha_{m-\frac{1}{2}}$ 과 $\alpha_{m+\frac{1}{2}}$ 는 모서리 유입 지수(edge flow factor)가 된다. 식 (17)을 식 (16)에 대입하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_m}{\tau_c r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 i^m(r)] \\ & + \frac{1}{\tau_c r} \left[\frac{\alpha_{m+\frac{1}{2}} i_{m+\frac{1}{2}} - \alpha_{m-\frac{1}{2}} i_{m-\frac{1}{2}}}{\omega_m} \right] + i^m(r) \end{aligned}$$

$$i_p^m = \frac{4/\mu_m [fA_s + (1-f)A_n] + 2(A_n - A_s) [f\alpha_{m-\frac{1}{2}} + (1-f)\alpha_{m+\frac{1}{2}}] i_{m-\frac{1}{2}}/\omega_m + 4f\tau_c V}{2/\mu_m (A_s + A_n) + (A_n - A_s) (\alpha_{m+\frac{1}{2}} + \alpha_{m-\frac{1}{2}})/\omega_m + 4f\tau_c V}$$

$$, s = (1-\omega_o) i_b + \frac{\omega_o}{4\pi} \sum_1^M \omega_m i_p^m \quad (23)$$

3. 결과 및 토론

본 연구를 수행하기 이전에 복사방정식을 해석하

$$= (1-\omega_o) i_b(r) + \frac{\omega_o}{2} \int_{-1}^1 i(r, \mu') d\mu' \quad (18)$$

식 (18)을 다시 제어체적에 대해서 적분을 하면 다음과 같은 식을 얻게 된다.

$$\begin{aligned} & \mu_m [A_n i_n^m - A_s i_s^m] + (A_n - A_s) \\ & \left[\frac{\alpha_{m+\frac{1}{2}} i_{m+\frac{1}{2}} - \alpha_{m-\frac{1}{2}} i_{m-\frac{1}{2}}}{2\omega_m} \right] + \tau_c i_p^m V \\ & = \left[(1-\omega_o) i_b(r) + \frac{\omega_o}{2} \int_{-1}^1 i(r, \mu') d\mu' \right] V \end{aligned} \quad (19)$$

여기서 A_n, A_s, V 는 각각 $r_n^2, r_s^2, \frac{1}{3}(r_n^3 - r_s^3)$ 에 해당하며 아래첨자 s, n, P 는 제어체적의 남면(south surface), 북면(north surface), 그리고 중앙점(central point)을 각각 나타낸다.

모서리 유입 지수(edge flow factor)를 구하기 위하여 다이버전스리스 유동(divergenceless flow)을 생각하면, 생성항과 소멸항이 같아지고 모든 복사강도들이 일정하므로 식 (19)에서 오른쪽항과 왼쪽 세번째 항이 상쇄되고 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\alpha_{m+\frac{1}{2}} - \alpha_{m-\frac{1}{2}} = -2\mu_m \omega_m \quad (20)$$

방향셀면 복사강도와 제어체적면 복사강도는 셀 중앙 복사강도와 다음과 같은 관계가 성립한다고 가정하자.

$$\begin{aligned} \mu_m > 0 \quad i_p^m &= f i_n^m + (1-f) i_s^m = f i_{m+\frac{1}{2}} \\ & + (1-f) i_{m-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \mu_m < 0 \quad i_p^m &= f i_s^m + (1-f) i_n^m = f i_{m+\frac{1}{2}} \\ & + (1-f) i_{m-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (22)$$

여기서 f 는 0.5보다 크고 1보다 작은 실수이다. 식 (21), (22)를 식 (19)에 대입하면 최종적으로 다음과 같은 식을 얻게 된다.

는데 사용된 DOM의 적합성 여부를 검토해 보았다.

Fig. 3와 같은 두 공동체(concentric sphere) 사이에 복사만 관여하는 매질을 놓고 그때의 열전달을

해석해 보았다. 산란이 없고 R_1 대 R_2 의 비는 0.5로 일정하며 두 벽면에서의 온도는 T_{w1} 과 T_{w2} 로 정상상태를 유지한다. 무차원화된 열유속 Ψ 를 다음과 같이 정의하자.

$$\Psi = \frac{\Omega_1}{A_1 \sigma (T_{w1}^4 - T_{w2}^4)} \quad (24)$$

그러면 Ψ 는 광학두께 $\sigma_a(R_2 - R_1)$ 의 함수로 나타난다. 여기서 Ω_1/A_1 은 내부에 놓인 구형물체의 표면에서 일어나는 복사열유속의 방출량을 나타낸다. Fig. 4은 참고문헌(9)의 페이지 534, figure 15~12의 자료를 토대로 S_2 와 S_4 근사에 의해 계산된 Ψ 값을 추가하여 작성한 그림이다. P_1, P_3 , 그리고 S_2 에 의한 근사는 공히 광학적 두께가 얇은

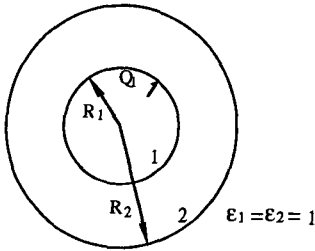


Fig. 3 Schematic diagram of two concentric spheres

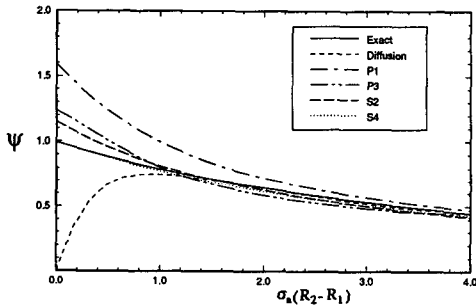


Fig. 4 Comparison of solutions of energy transfer between black concentric sphere enclosing a gray medium

영역에서 정밀해와 많은 오차를 보이고 있음은 물론 물리적으로 타당하지 않는 결과를 나타내고 있다. 광학두께가 0인 경우에서 P_1, P_3 , 그리고 S_2 는 각각 60%, 23%, 15%로 최대오차를 보이고 있다. S_4 에 의한 근사는 거의 정밀해와 일치하는 것으로 나타나고 있다. 계산을 S_2, S_4, S_6 , 그리고 S_8 모두에 대해서 해보았다. S_4, S_6 , 그리고 S_8 사이에서 Ψ 값은 거의 차이가 없었고 S_2 만 이들과 15% 이내의 차이를 나타냈다. 매질이 구면에서 방출하는 복사열유속을 차단하는 정도를 나타내는 차단율 BR (blockage ratio)을 다음과 같이 정의 하였다.

$$BR = 1 - \frac{q^r}{\sigma(\theta_s^4 - \theta_e^4) / \left[\frac{1}{\epsilon_1} + \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right) r_1^2 \right]} \quad (25)$$

여기서 θ_s 와 q^r 은 각각 구형물체의 표면온도와 구면에서 방출되는 복사열유속을 나타낸다. Fig. 5는 본 연구에 S_2, S_4, S_6 , 그리고 S_8 근사들을 적용하여 얻은 차단율과 구면에서의 복사열유속 방출량을

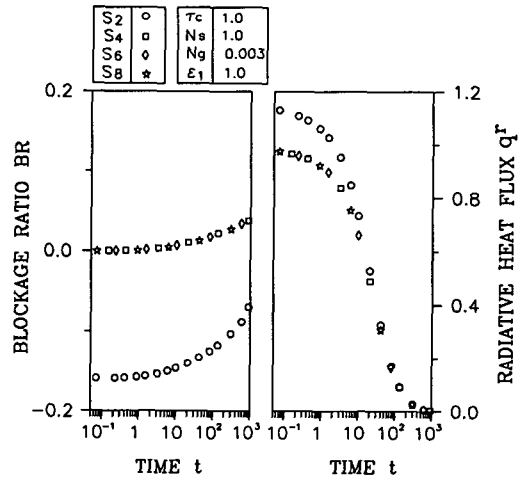


Fig. 5 Comparison of temporal variations of blockage ratio and solid surface heat flux for S_2, S_4, S_6 and S_8

Table 1 S_4 quadrature for the first quadrant

Approx.	points	Ordinates			Weights
		μ	ξ	η	ω
S_4	1	0.2958759	0.2958759	0.9082483	0.5235987
	2	0.9082483	0.2958759	0.2958759	0.5235987
	3	0.2958759	0.9082483	0.2958759	0.5235987

도시한 그림이다. 그림에서 S_2 근사만 기타 다른 근사에 의해 계산된 값들과 동떨어진 계산치를 내놓고 있다. 본 연구에서는 S_4 , S_6 , 그리고 S_8 근사들 사이에 정확도 거의 차이가 나타나지 않기 때문에 정확도의 고려를 위해 굳이 S_6 나 S_8 을 쓰지않고 S_4 를 사용하였다.

구형물체가 현재 지니고 있는 에너지 용량을 한 눈에 알 수 있도록 $\theta_{m,s}$ (solid mean temperature)를 다음과 같이 정의하였다.

$$\theta_{m,s} = \frac{\int_{solid} \theta dV}{V_{solid}} \quad (26)$$

본 연구는 r_1 , θ_e , ω_o , ϵ_2 , t_c , H_s 를 각각 0.033, 0.3, 0, 1, 30, 0.003으로 고정시킨 다음 기하학적 형태(geometry), 열역학적 물성치들, 그리고 온도의 적절한 조합을 전제로한 무차원 변수들(τ_c , N_s , N_g , ϵ_1)의 변화에 의해서 열역학적 구조(ther-

modynamic structure)가 어떻게 거동하는지를 관찰하는 데 주안점을 두었다. 구형물체가 고체(solid)로 그리고 매질이 기체(gas)로 대변된다는 점을 고려하여 무차원 변수들의 값을 산출하였다.

Fig. 6은 N_g 와 ϵ_1 를 고정시킨 다음 τ_c 와 N_s 를 변화시켰을 때 발생하는 시간에 따른 $\theta_{m,s}$ 를 도시한 그림이다. τ_c 가 증가하면 구면에서 복사방출량이 감소하는 것은 일반적 사실이다. τ_c 의 증가로 인한 구면에서의 복사방출량의 감소는 구면에서의 전체 열유속 방출량과 직접적으로 연관되어 냉각속도의 둔화를 유발한다. 이러한 현상은 Fig. 7에 나타난 바와 같이 τ_c 가 크면 구면에서 방출되는 복사열유속이 구면 근처매질의 온도상승을 일으키는 정도가 높아지고 이로 인하여 구면과 구면근처 매질 사이에 발생하는 복사열전달의 잠재력이 저하되기 때문이다. 또한 N_s 가 클수록 $\theta_{m,s}$ 가 크게 나타나고 있다. 기타 다른 무차원 변수들이 고정되었을 때 N_s 의 증가는 구형물체의 전도도의 증가와 더불어 H_s 의 고정으로 인한 구형물체의 비열의 증가로 이해될 수 있다. 따라서 N_s 가 크면 비열이 크므로 냉각속도가 느리고 $\theta_{m,s}$ 가 크게 나타난다.

Fig. 7은 기타 변수들을 고정시킨 다음 τ_c 를 변화시켰을 때 $t=1, 30, 270$ 초의 시간에 나타나는 매질의 온도분포를 도시한 그림이다. 위에서 언급이 되었듯이 τ_c 가 클수록 구면 근처 매질의 온도상승이 높다. τ_c 가 커지면 구면에서 방출된 복사의 평균 진행 거리가 짧아지고 방출된 복사가 구면 근처 매질에 의해서 흡수되는 비율이 높아지기 때문이다. 그러나 τ_c 가 크면 외곽으로 갈수록 도달하는 복사가 현저히 줄어들어 $\tau_c=10$ 과 $\tau_c=30$ 의 경우에서처럼 온도분포에 역전이 일어난다. $\tau_c=1$ 과 $\tau_c=10$ 의 경우에 이러한 역전이 일어나지 않는데 이것은 $\tau_c=1$ 의 경우 $\tau_c=10$ 경우에 비해 도달한 복사를 흡수하는 비율이 대단히 작기 때문이다. $\tau_c=1$ 과 $\tau_c=10$ 의 경우에 구면 근처에서 온도가 접치는 영역이 나타나고 시간이 지남에 따라 이 영역이 확대되고 있는데 이것으로부터 전도에 의한 영향이 점점 확산되고 있음을 알 수 있다.

Fig. 8은 N_g 와 ϵ_1 를 고정시킨 다음 τ_c 와 N_s 를 변화시켰을 때 발생하는 시간에 따른 차단율을 도시한 그림이다. N_s 가 증가하면 차단율이 낮게 나타나고 있다. N_s 가 증가하면 $\theta_{m,s}$ 가 크게 유지됨으로 인해서 구면에서 방출되는 전체 열유속이 크게 나타난다. 하지만 매질이 구형물체에 비해 대략

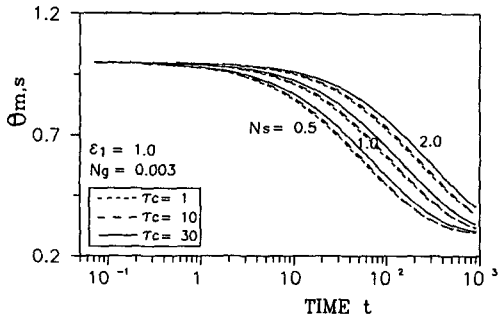


Fig. 6 Comparison of temporal variations of solid mean temperature for various τ_c and N_s

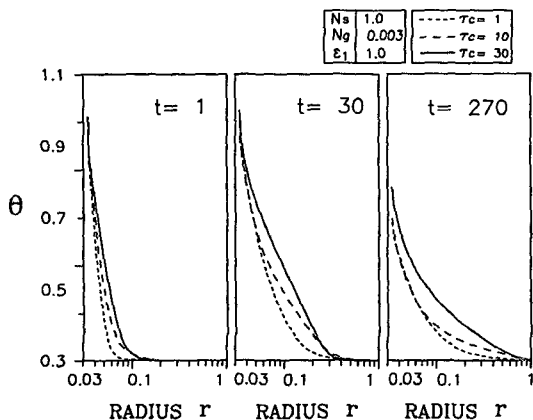


Fig. 7 Temperature distributions of medium for various τ_c

27,000배의 부피를 가지기 때문에 N_s 가 작은 경우와 비교하여 매질의 온도변화에는 거의 차이가 나타나지 않는다. 이에 반해 $\theta_{m,s}$ 는 큰 차이를 보인다. N_s 가 클 때에 구면과 매질 사이의 온도차이가 보다 크게 유지된다. 따라서 구면과 외곽경계 사이의 온도차이에 대한 매질의 상대적 온도발달이 N_s 가 작은 경우에 좀더 많이 발생하고 차단율이 크게 나타난다.

Fig. 9는 기타 변수들을 고정시킨 다음 N_g 를 변화시켰을 때 나타나는 시간에 따른 $\theta_{m,s}$ 와 구면에서의 복사방출량을 도시한 그림이다. N_g 의 증가는 매질의 전도도의 증가를 의미한다. N_g 가 커지면 구면에서의 전도열유속이 크게 나타난다. 따라서 N_g 가 증가하면 냉각속도가 빨라지고 $\theta_{m,s}$ 가 작게 나타난다. N_g 가 증가하면 $\theta_{m,s}$ 는 작는데 매질은 온

도가 높으므로 매질의 상대적 온도발달이 크게 나타나 차단율이 높게 나타난다.

Fig. 10은 기타 변수들을 고정시킨 다음 ϵ_1 를 변화시켰을 때 나타나는 시간에 따른 $\theta_{m,s}$ 와 구면에서의 복사방출량을 도시한 그림이다. ϵ_1 이 크면 구면에서의 복사방출량이 크게 나타나며 구형물체의 냉각과 매질의 온도발달이 빠르게 일어난다. 따라서 ϵ_1 이 크면 구표면의 온도는 낮은데 매질은 온도가 높아 상대적인 매질의 온도발달이 잘 이루어지고 차단율이 크게 나타난다.

5. 결 론

τ_c 와 N_s 가 작고 N_g , ϵ_1 등이 클 때에 구형물체의 냉각속도는 빠르게 나타나며 N_s 가 작고 τ_c , N_g , ϵ_1 등이 클 때에 매질이 복사에 관여하는 정도는 크게 나타난다. 구체적으로 대칭성을 갖는 계에서 복사방정식을 해석하는데 유용하게 사용될 CODE가 개발되었다. 복사방정식을 해석할 때 S_2 근사만으로 기타 다른 근사 방법들 중에 어느 것과 비교해도 정밀도 면에서 크게 뒤쳐지지 않는 결과를 내놓았다. S_4 근사가 시간의 소비를 지불하고 얻은 정밀도의 획득은 대단히 크다. 그러나 S_6 와 S_8 은 시간을 투자해도 그에 상응하는 개선된 결과를 내지 못한다. 따라서 구체 대칭성을 갖는 계에서 복사를 해석하려 할 때는 적절한 계산방법으로 S_4 근사를 사용하면

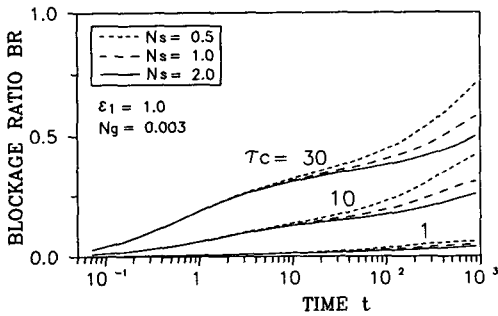


Fig. 8 Comparison of temporal variations of blockage ratio for various τ_c and N_s

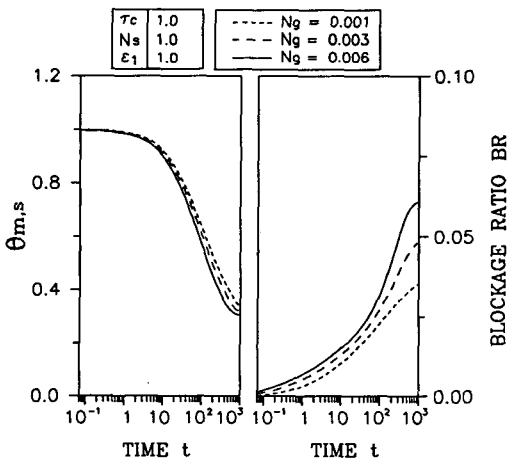


Fig. 9 Comparison of temporal variations of blockage ratio and solid surface radiative heat flux for various N_g

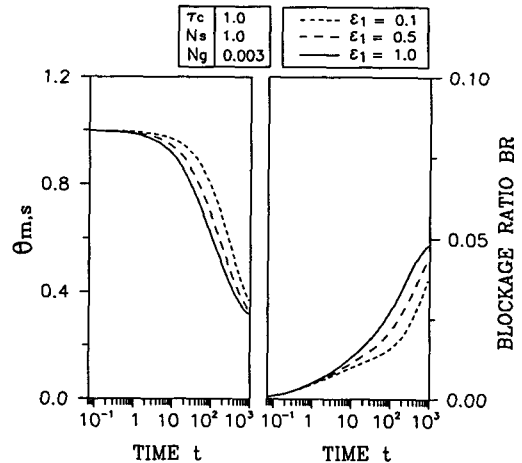


Fig. 10 Comparison of temporal variations of blockage ratio and solid surface radiative heat flux for various ϵ_1

만족할만한 결과를 얻게 될 것이다.

참고문헌

- (1) Crosbie, A. L. and Viskanta, R., 1966, "Transient Heating or Cooling of One-Dimensional Solids by Thermal Radiation," Proceedings of the Third International Conference, AIChE, Vol. 5, pp. 146~153.
- (2) Ayers, D. L., 1970, "Transient Cooling of a Sphere in Space," ASME J. Heat Transfer, Vol. 92, pp. 180~182.
- (3) Bayazitoglu, Y. and Suryanarayana, P. V. R., 1989, "Transient Radiative Heat Transfer from a Sphere Surrounded by Participating Medium," J. Heat Transfer, Vol. 111, p. 713~718.
- (4) Hottel, H. C. and Sarofim A. F., 1967, "Radiative Transfer," McGraw-Hill, New York, pp. 354~357.
- (5) Howell, J. R., 1968, "Application of Monte-Carlo to Heat Transfer Problem," Advances in Heat Transfer, pp. 1~54.
- (6) Bayazitoglu, Y. and Higenyi, J., 1979, "Higher Order Differential Equations of Radiative Transfer: P_3 Approximation," AIAA Journal, Vol. 17, pp. 424~431.
- (7) Grenspan, H., Delber C. N. and Okrent, D., 1968, "Computing Methods in Reactor Physics," Gordon and Breach, New York, pp. 165~266.
- (8) Ozisik, M. N., 1981, "Radiative Transfer," Wiely, New York.
- (9) Siegel, R. and Howell, J., 1981, "Thermal Radiation Heat Transfer," 2nd Ed, McGraw-Hill, New York.
- (10) Grosshandler, W. L., 1984, "The Effect of Soot on Pyrometric Measurements of Coal Particle Temperature," Combustion and Flame, vol. 55, pp. 59~72.
- (11) Choi, S. M. and Kruger, C. H., 1985, "Modeling Coal Particle Behavior under Simultaneous Devolatilization and Combustion," Combustion and Flame, vol. 61, pp. 131~144.
- (12) Taussig, R. T. and Mattick, A. T., 1986, "Droplet Radiator Systems for Spacecraft Thermal Control," J. Spacecraft, Vol. 23, pp. 10~17.
- (13) Kumar, S., Majumdar, A. and Tien, C. L., 1986, "The Differential Discrete Ordinate Method for Solutions of the Equation of Radiative Transfer," Trans. of ASME, Vol. 112, pp. 424~429.
- (14) Kim, T. Y. and Baek, S. W., 1991, "Analysis of combined conductive and radiative heat transfer in a two-dimensional rectangular enclosure using the discrete ordinate method," Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 34, pp. 2256~2273.
- (15) Fiveland, W. A., 1988, "Three Dimensional Radiative Heat Transfer Solutions by the Discrete Ordinate Method," J. Thermophysics, Vol. 2, pp. 309~315.
- (16) Jamaluddin, A. S. and Smith, P. J., 1988, "Predicting Radiative Transfer in Axisymmetric Cylindrical Enclosures using Discrete Ordinates Method," Combust. and Tech., Vol. 62, pp. 173~186.