

디젤엔진내의 복사열전달 효과에 관한 수치해석적 연구

Numerical Simulations of Radiative and Convective Heat Transfer in the Cylinder of a Diesel Engine

임 승 옥*, 김 동 우*, 이 준 식**
S. W. Lim, D. W. Kim, J. S. Lee

Key Words : Time Marching Finite Difference Scheme (시간진행 유한차분법), Spherical Harmonics Approximation (구조화 근사법), Spatial Radiative Flux Distribution (공간 복사열유속 분포)

ABSTRACT

During combustion process in a diesel engine radiation heat transfer is the same order of magnitude as the convection heat transfer. An approximation of heat and momentum source distributions is applied at a level consistent with those used in modelling the soot distribution and the turbulence instead of modelling the fuel spray and the chemical kinetics.

This paper illustrates a use of the third order spherical harmonics approximation to the radiative transfer equation and delta-Eddington approximation to the scattering phase function for droplets in the flow. Results are obtained numerically by a time marching finite difference scheme.

This study aims to compare radiation heat transfer with convection heat transfer and to investigate the importance of scattering by fuel droplets and of accounting for spatial variations in the extinction coefficient on the radiative heat flux distributions at the walls of a disc shaped diesel engine.

기 호 설 명

<로마문자>

C_p : 정압비열 ($J/kg \cdot K$)

$C_1^*, C_1^\#, C_\mu, C_2$: $k-\epsilon$ 모델에 관련된 상수

D : 확산전도율, 압축항(dilatation term)

g : delta-Eddington 함수의 산란계수

I : 복사강도 (W/m^2)

I_{11} : 반경방향으로의 복사강도의 2 차모멘트 (W/m^2)

* 서울대학교 대학원 기계공학과

** 정회원, 서울대학교 기계공학과

- I_{13} : 반경방향과 축방향으로의 복사강도의 2 차모멘트(W/m^2)
- I_{33} : 축방향으로의 복사강도의 2 차모멘트 (W/m^2)
- k : Boltzmann 상수(J/K), 난류운동에너지(m^2/s^2), 열전도계수($W/m \cdot K$)
- Nu : Nusselt 수
- P : 난류에너지 생성항
- p : 압력(Pa)
- q_r, q_x : r, x 방향의 열유속(W/m^2)
- r : 반경방향좌표(m)
- S : 단위체적당 순복사 생성량(W/m^3)
- T_b : 혼합평균온도(K)
- U, u : x 방향의 평균속도와 요동속도 성분 (m/s)
- U_p : 피스톤의 속도(m/s)
- U_r : 전단속도(m/s)
- V, v : r 방향의 평균속도와 요동속도 성분 (m/s)
- W, w : 선회방향 평균속도 및 난류속도 (m/s)
- z : 축방향좌표(m)
- z^p : 피스톤의 축방향위치(m)

<회람문자>

- ϵ : 방사율, 난류운동에너지 소산율
- Γ : 확산계수
- θ : 등 위 각
- κ : 흡수계수(m^2/kg), von-Karman 상수
- ν : 동점성계수(m^2/s)
- μ : 점성계수($kg/m \cdot s$)
- ξ : 무차원화된 축방향좌표
- τ : 전단응력(N/m^2), 광학두께
- ϕ : 방위각, 일반적인 물리변수
- ω : 산란알베도
- ρ : 밀도(kg/m^3)

<상첨자>

- r : 복사에너지
- $+$: 벽법칙에서의 무차원화

<하첨자>

- P : 제어체적내의 현 격자점

- b : 흑 체
- i, j, k : 텐서성분
- t : 난류성분
- w : 벽

1. 서 론

직접분사식(D.I.)엔진에서 실린더내의 유동 및 열전달 현상에 대해 지금까지는 주로 실험에 의존하거나, 열역학 제 1 법칙에 의한 간단한 모델에 대한 해석에만 국한되었다. 그러나 최근들어 컴퓨터 및 수치해석의 발달로 다차원 해석모델이 점차 엔진의 개발 및 설계에 응용되고 있다.

압축과정에 연료의 분사, 혼합 등을 고려한 광범위한 해석이 시도되었다. 이에는 Cloutman 등¹⁾의 CONCHAS code와 Amsdem 등²⁾의 KIVA code 등이 3차원유동의 해석을 시도하고 있으나, 비교자료의 부족과 계산의 비경제성, 그리고 연소과정 전후의 복사효과를 고려하지 않는 등 많은 문제점을 내포하고 있다.

한편 Whitehouse 등³⁾은 디젤엔진내에서 연소의 열역학적 해석과 광범위한 실험으로 복사효과와의 경향과 크기에 대한 연구를 하였고, Mengüç 등⁴⁾은 다구역 열역학적 모델(multi-zone thermodynamic model)을 가정하여 복사효과만을 계산하였다. 따라서 복사방정식과 유동에 관한 해석을 함께 고려함이 필요하다.

본 연구에서는 디젤엔진을 모델링한 축대칭 원통형 실린더 내의 복사가 관여하는 가스유동에 의한 열전달을 수치해석하였다. 복사전달방정식에 미분형 근사방법중의 하나인 구조화근사법(P-N approximation)을 이용하여 미분형 방정식으로 변형한 후 차분화하여 복사효과를 고려하였다. 엔진내 폭발행정 전·후의 해석에 복사를 고려하기 위해 모델링이 필요한 부분은 연료분사, 연소과정의 화학반응, 난류성분, 복사물성치이다. 연료분사와 화학반응은 각각 실린더내에 연원과 속도장에 생성항(source term)을 분포시켜 실제 엔진의 경향과 맞추었다. 난류성분은 Morel⁵⁾이 제시한

엔진내 해석에 적합한 개량된 $k-\varepsilon$ 모델을 사용하였으며, 복사 물성치 중 soot 농도분포는 Mengüç이 제시한 모델을 사용하였다. 수치 해석은 이창훈의 해석⁶⁾에 사용한 TEACH code에 구조화근사법을 첨가시킨 후, 각각의 모델링을 적용시킨 시간진행유한차분법(time marching finite difference scheme)을 사용하였다.

본 연구를 통해 각각의 크랭크각에서 온도장과 유동장을 고찰하였고 복사열유속과 대류열유속의 크기를 비교하여 실린더내의 열전달 경향과 그 특성을 고찰할 수 있다.

2. 실린더 내 과정의 모델링

2.1 지배방정식과 좌표변환

Fig. 1과 같은 좌표계에서 복사효과가 고려된 비정상 압축성 축대칭 유동의 지배방정식을 일반변수 ϕ 로 나타내면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U\phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho V\phi) \\ & = \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_{\phi z} \frac{\partial\phi}{\partial z}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r\Gamma_{\phi r} \frac{\partial\phi}{\partial r}\right) \\ & + S_{\phi} \end{aligned} \quad (1)$$

움직이는 경계(피스톤)를 갖는 영역에 대해 계산하여야 하므로 무차원수 ξ 를 도입하여 속도성분을 나타내면

$$\xi = \frac{z}{z_p}, \quad \hat{U} = U - \xi U_p \quad (2)$$

여기서 \hat{U} 는 움직이는 좌표계에 대한 축방향 평균상대속도이며, z_p 와 U_p 는 각각 회전수에 따라 크랭크각의 함수로 주어지는 피스톤의 위치와 속도이다.

새로운 변수 ξ 와 \hat{U} 를 사용하여 식(1)을 새로운 좌표계(t, ξ, r)에 대해 변환시키면 다음과 같다.

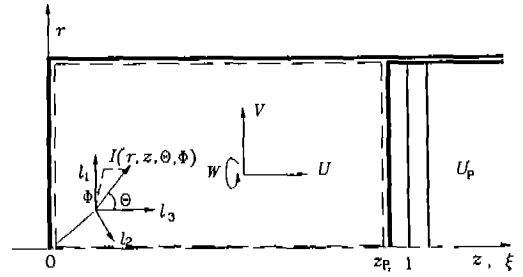


Fig. 1 Coordinate system

$$\begin{aligned} & \frac{1}{z_p} \frac{\partial}{\partial t}(\rho z_p \phi) + \frac{1}{z_p} \frac{\partial}{\partial \xi}(\rho \hat{U} \phi) \\ & = \frac{1}{z_p} \frac{\partial}{\partial \xi}\left(\Gamma_{\phi z} \frac{\partial\phi}{\partial \xi}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r\Gamma_{\phi r} \frac{\partial\phi}{\partial r}\right) \\ & + S_{\phi} \end{aligned} \quad (3)$$

2.2 적용된 $k-\varepsilon$ 난류모델

$k-\varepsilon$ 난류모델은 2방정식 난류모델로서 Boussineq의 eddy viscosity 개념에서 출발하여 난류속도척도($k^{1/2}$)와 난류길이척도($k^{3/2}/\varepsilon$)를 이용하여 레이놀즈 응력 $\overline{u_i u_j}$ 를 평균속도의 구배와 연결시키는 모델이다. Reynolds⁷⁾는 Gosman과 Watkins의 3차원 압축성 $k-\varepsilon$ 모델중 난류소산 방정식을 수정하여 압축행정시 난류길이척도가 점차 작아지는 물리적 경향과 맞추어, 매우 빠른 팽창이나 압축을 하는 유동장에서는 난류의 시간척도는 평균유동의 시간보다 매우 크고, 난류소산은 매우 낮아 중요성이 적어 무시되며 또 난류의 각모멘트(angular moment)는 보존된다고 가정하여 다음과 같은 수정된 난류소산 방정식을 얻었다.

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\varepsilon}{Dt} & = \frac{\varepsilon}{k} (C_1 P - C_2 \rho \varepsilon) + \left(\frac{2}{3} C_1 - \frac{4}{3}\right) \rho \varepsilon D \\ & + \text{diffusion term} \end{aligned} \quad (4)$$

Morel⁶⁾은 일반적인 경우로 확장하여 다음과 같이 나타냈다.

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = P - \rho \epsilon + \text{diffusion term} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\epsilon}{Dt} = & \frac{\epsilon}{k} \left\{ 2C_1 \mu_T S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} C_1^H \mu_T D^2 \right. \\ & \left. - \frac{2}{3} C_1^H \rho k D \right\} + \rho \epsilon D - C_2 \rho \epsilon^2 / k \\ & + \text{diffusion term} \quad (6) \end{aligned}$$

여기서 $C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92$ 이고, C_1^H 과 C_1^H 은 유동장에 따라서 변하는 상수로, 본 계산에서는 C_1^H 과 C_1^H 를 각각 1.32와 4.50로 사용했다. 또 비압축성 $D=0$ 이므로, 이때는 비압축성 $k-\epsilon$ 난류모델과 동일하게 되며, 이 모델을 축대칭 2차원 모델에 적용시킨 경우와 그 때의 지배방정식에 대해서는 참고문헌⁸⁾에 잘 나타나 있다.

2.3 경계조건

밀폐공간이므로 각 고체 벽근처에서 국소 레이놀즈수가 매우 작아서 점성효과는 난류효과를 압도하므로 고체면에서는 점착조건을, 벽근처에서는 1차원 couette 유동을 사용하여 다음의 벽법칙을 적용하였다.

선회속도성분을 고려하면 전체속도는 $V_{tot}^2 = U^2 + W^2$ (또는 $V^2 + W^2$, 이때 U, V 는 벽면에 평행한 속도성분을 취함)이고, 전단응력은 $\tau_w^2 = \tau_{xz}^2 + \tau_{y\theta}^2$ 이며,

$$V_{\tau}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (y^+ > 11.63) \quad (7)$$

$$V_{\tau}^+ = y^+ \quad (y^+ < 11.63)$$

여기서

$$V_{\tau}^+ = V_{tot}/V_{\tau}, \quad y^+ = V_{\tau} y/\nu, \quad V_{\tau}^2 = \tau_w/\rho,$$

$\kappa = 0.4187$ (von Karman 상수), $E = 9.793$ 이다.

또한 벽근처에서 난류에너지생성과 소산율이 평형을 이루는 국소 평형으로 보고 μ_t 를 등방성으로 보면 다음의 식을 얻는다.

$$\tau_w = \frac{\rho C_p^{1/4} k_p^{1/2} \kappa V_{tot}}{\ln(Ey^+)}, \quad \epsilon_p = \frac{C_p^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \quad (8)$$

여기서 하점자 p 는 경계에서 가장 가까운 점자점을 나타낸다.

온도경계층도 벽법칙을 사용하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.⁹⁾

$$\begin{aligned} T^+ &= \frac{\sigma_t}{\kappa} \ln y^+ + f(\sigma, \sigma_t) \\ &= \sigma_t \left(V_{tot}^+ + 9.24 \left(\left(\frac{\sigma}{\sigma_t} \right)^{3/4} + 1 \right) \right) \quad (9) \end{aligned}$$

여기서

$$T^+ = \frac{\rho V_{\tau} C_p (T_w - T_p)}{q_w}$$

이고, σ 는 프란틀 수, σ_t 는 난류 프란틀 수이다.

식(9)와 $V_{\tau}^2 = \tau_w/\rho$ 의 관계식으로부터 경계를 지나는 열유속은 다음과 같다.

$$\dot{q}_w = - \frac{\rho C_p^{1/4} k_p^{1/2} (T_p - T_w)}{T^+} (y^+ > 11.63) \quad (10)$$

$$\dot{q}_w = - \frac{\mu (T_p - T_w)}{\sigma y_p} (y^+ < 11.63)$$

2.4 복사열유속

대부분 실제 열전달해석에는 복사열유속과 복사열유속의 전미분향(divergence)이 필요하다. 에너지방정식과 연계시키기 위한 매질내에서 총 복사열유속의 전미분향을 복사방정식의 보존을 사용하여 나타내면 다음과 같다.

$$\nabla \cdot q' = S(r, x) = 4\pi \kappa I_b [T(r, x)] - \kappa I_o(r, x) \quad (11)$$

여기서 S 는 매질의 단위체적당 복사에너지의 순손실 또는 순이익이다.

한편 1차 복사강도 모멘트를 이용하면, 복사열유속은 다음과 같이 나타낼 수 있으므로

$$q_i(r, x) = I_i(r, x), \quad (12)$$

$P-1$ 근사의 경우 열유속은 다음과 같으며

$$q_i(r, x) = -\frac{1}{3\tau_o(1-\omega_o g)} \frac{\partial I_o}{\partial x_i}, \quad (13)$$

$P-1$ 근사의 경우 열유속은 다음과 같다.

$$q_r(r, x) = -\frac{1}{\tau_o(1-\omega_o g)} \left(\frac{\partial I_{11}}{\partial r} + \frac{\partial I_{13}}{\partial x} - \frac{1}{r}(I_o - 2I_{11} - I_{33}) \right) \quad (14)$$

$$q_x(r, x) = -\frac{1}{\tau_o(1-\omega_o g)} \left(\frac{\partial I_{33}}{\partial x} + \frac{\partial I_{13}}{\partial r} - \frac{1}{r} I_{33} \right) \quad (15)$$

여기서 사용된 복사강도 모멘트를 구하기 위한 복사전달방정식은 참고문헌¹⁰⁾에 잘 나타나 있다.

2.5 복사물성치의 모델링

복사전달방정식을 풀기위한 4가지의 정보는 경계의 온도와, 경계의 방사율, 실린더내의 매질의 온도와 매질의 복사물성치(single scattering albedo, absorption coefficient)이며, 이중 매질의 복사물성치는 실험결과나 이론적 근거에 의해 설정되어야 한다. 복사열전달의 두가지 열원은 soot 입자와 고온의 기연가스(burned gas)이며, 구조화 근사법은 적분형태로서 전영역의 물성치로 계산하므로 파장별 특성이 중요하다. 고체벽면과 soot 등은 전파장에서 연속 스펙트럼을 가지나, 이산화탄소와 물분자 등은 일부 파장영역에 집중되어 있으므로 실린더내 가스의 복사물성치 파악에 soot 농도의 시간적 공간적 분포가 가장 중요하다. 폭발행정 전·후의 실린더내 복사물성치의 완벽한 데이터는 없지만 Fig. 2와 Table 1에 제시된 영역내에 흡수계수를 soot 농도에 의해 모델링한 Mengüç의 데이터를 사용하였다. 한편 분사노즐 근처 구역에서는 액적(fuel droplet, liquid particle)이 존재하므로 산란계수가 고려되었다.

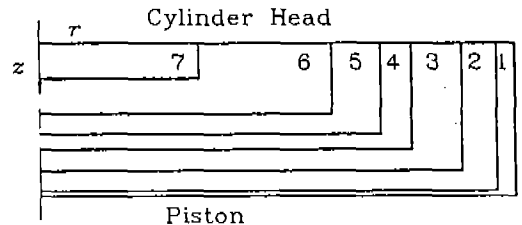


Fig. 2 Division of zones for the Radiative Model ($T_w = 500$ K, $\epsilon_w = 0.8$)

Table 1 Radii ratio and extinction coefficient of each zone as a function of crank angle

ZONE		1	2	3	4	5	6	7
20 DEG	r/r_o	1.0	0.965	0.843	0.691	0.604	0.493	0.271
ATDC	$[m^{-1}]$	0	5	20	20	50	105	120
10 DEG	r/r_o	1.0	0.928	0.983	0.684	0.594	0.507	0.342
ATDC	$[m^{-1}]$	0	15	45	140	100	230	230
TDC	r/r_o	1.0	0.814	0.646	0.554	0.493	0.412	0.271
	$[m^{-1}]$	0	20	100	400	620	400	440
10 DEG	r/r_o	1.0	0.543	0.412	0.342	0.271	—	—
BTDC	$[m^{-1}]$	0	20	230	890	1250	—	—

3. 수치해석

본 연구에서는 TEACH code 를 기본으로 하여 격자계는 Fig. 3 과 같이 40×40 의 엇물림격자계(staggered grid system)를 사용하였으며, 압력계산은 연속방정식, U, V 운동량방정식으로부터 국부적인 압력을 수정하는 SIMPLE 알고리즘을 압축성 효과를 고려하여 밀도를 Taylor 급수로 전개하여 이상기체방정식을 이용하고 수치적으로 안정시킨 방법⁶⁾을 사용하였다. 한편 복사효과를 고려한 에너지 방정식을 풀 때 복사방정식의 수치해법은 참고문헌¹⁰⁾에 나타내었고, 각 방정식의 해법에는 TDMA를 이용하는 line-by-line 법을 사용하였다. 각각의 모델링을 적용시킨 후 시간진행 유한차분법을 사용하였으며, under-relaxation을 사용하여 다음의 수렴조건을 만족시켰다.

$$\text{MAX} \left| \frac{\phi - \phi^*}{\phi} \right| < 10^{-2}$$

4. 계산결과 및 검토

계산은 압축행정 시작점인 하사점에서 시작하였다. 초기조건으로 U, V, k, ϵ 을 모두 0으로 하고, 온도와 압력은 각각 311K와 $1.13 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ 으로 하였으며 초기 선회비는 3.3으로 하였다. 작동기체는 이상기체로 취급하여 밀도 등을 변화시켰으며, 비열은 폭발전에는 공기에 가까운 1.35, 폭발동안은 기연가스의 영향을 고려하여 1.26~1.3으로 주었다. 한편 실린더 벽의 온도는 500 K로 하였다. 실린더 형상은 75.0mm bore × 94.0mm stroke이며, 회전수는 3800rpm이고 압축비는 19이다. 각 시간단계 간격은 BDC에서 BTDC20°까지는 5°간격으로, BTDC20°에서 계산 마지막 단계인 ATDC 30°까지는 1°간격으로 하였다.

Fig. 5와 Fig. 6은 계산된 전체적인 경향을 나타낸다. 압축행정과정 말기의 연료의 분사, 혼합, 연소현상을 대신해서 운동량방정식($U,$

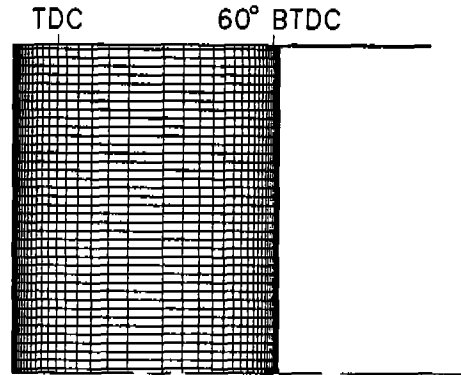


Fig. 3 Grid system

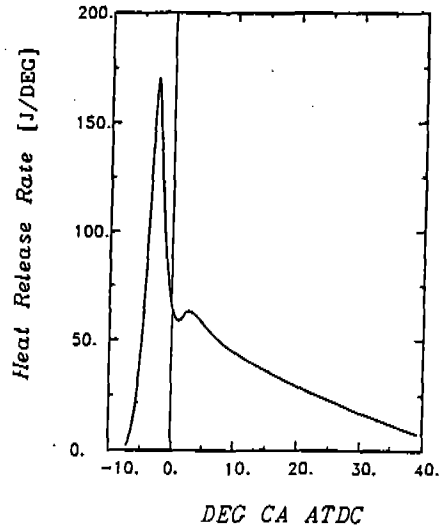


Fig. 4 Given data for heat release rate

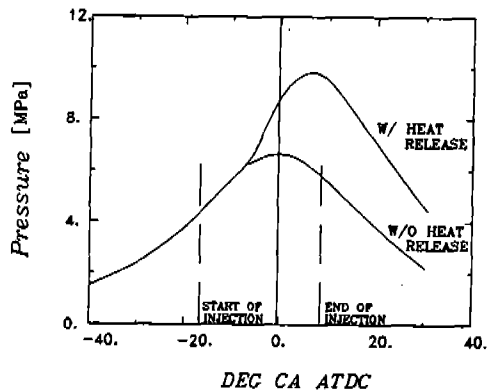


Fig. 5 Mean cylinder pressure

V)과 에너지방정식에 각각 생성항을 분포시켰다. 연소현상은 각각의 시간단계에서 Fig.4에 주어진 열방출량(heat release)을 실린더내에 공간적으로 균일하게 에너지방정식의 생성항에 분포(uniform heat source)시켰다. 또 연료의 분사와 혼합에 수반되는 유동장의 고려를 위해 연료분사시간동안 유동장에 생성항을 분포시켰는데 검사체적과 생성항의 곱에 해당하는 값을 일정(0.12)하게 분포시켰고 계산의 수렴을 위해 분사시작과 분사 끝나는 근처의 시간단계에서는 0.07로 주었다. 위 조건으로 계산시 각 시간단계의 평균 실린더내 압력을 Fig.5에 나타내었다. 열원(heat source)을 분포시키지 않은 경우와 같이 표시했는데, 이때 최고치 압력비는 1.62로서 연소가 있을 때(firing)와 연소가 없을 때(motoring)의 최고 압력값(full load)의 비의 경향과 일치하여 합리적임을 알 수 있다.

Fig.6은 실린더 벽으로의 각 시간단계의 총 열전달량을 나타냈다. 벽면 열전달량은 국부적인 순간 가스온도와 벽온도차이, 유동장에 의한 열전달계수, 노출된 표면면적의 함수이다. 곡선의 개형과 정량적인 값이 같은 작동 조건에서, bowl-in 피스톤 연소실형상의 Gosman의 계산결과¹¹⁾와 비슷함을 알 수 있다. 앞서 언급된 바와같이 이산화탄소와 물분자등의 농도와 액적의 크기, 가스의 밀도, 실린더 벽과 soot의 물성치보다 soot 농도의 시간적

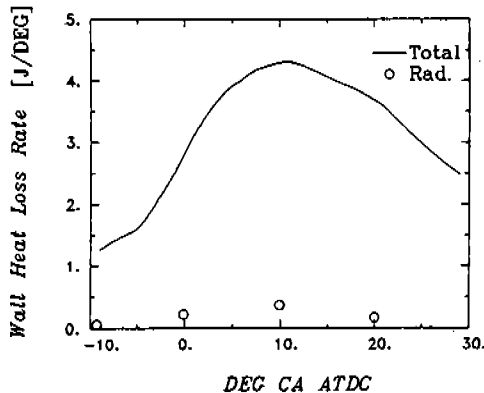


Fig. 6 Convective vs. radiative total wall heat lose rate

공간적 분포가 가장 중요하므로, 이 계산에선 흡수계수를 해당영역의 soot 농도에 의해 모델링한 Mengüç에 의해 제시한 폭발행정 전후 4시간단계에서 공간적으로 주어진 값을 사용하였다. 복사를 고려해보면 복사 열전달량은 총열전달량의 10% 내외의 크기임을 알 수 있다. 각 시간단계의 총 복사 열전달량은 대류에 의한 열전달량에 비해 작지만, 국부적인 복사 열전달량은 Fig.10에서 보여주듯 대류 열전달량과 비슷한 크기임을 알 수 있다. 대류에 의한 벽면 열전달량은 유동에 강하게 지배받는데 복사전달량과 함께 나타내진 않았으나, $0.1 \text{ MW/m}^2 - 13 \text{ MW/m}^2$ 의 분포를 가진다.

Fig.7은 6° BTDC 에서 속도장, 난류강도, 온도장을 나타냈다. 유동장과 온도장은 균일한 분포를 가진다. 난류강도($\sqrt{2k\beta/\bar{U}_p}$)의 분포를 보면, 실린더내는 난류영향속에 있음을 알 수 있고, 선회속도성분의 분포로부터 벽쪽으로 실린더내에 원심력이 작용함을 알 수 있다.

Fig.8은 각 시간단계에서 온도장을 나타낸다. 유동장을 일정한 생성항을 두어 가정했기 때문에 온도장의 분포는 실제 엔진내 온도장과 차이가 있겠으나, 최고 온도의 정량적인 크기에서 실제 엔진내 온도와 유사하다.

Fig.9는 실린더 벽면에서의 국부 Nusselt 수의 분포를 나타내었다. 여기서 Nusselt 수는 다음과 같이 정의하였다.

$$\text{Nu} = \frac{\dot{q}_w D}{k(T_w - T_b)}$$

여기서 \dot{q}_w 는 벽면을 통한 열유속, D 는 실린더의 직경, k 는 유체의 열전달계수, T_w 은 벽면온도 그리고 T_b 는 실린더내 평균온도(bulk temperature)이다. 60° BTDC 일 때는 실린더내 온도와 속도가 Fig.7에서 보던 균일하므로 국소 Nusselt 수도 거의 일정한 값을 갖는다. 그러나 열원이 있는 TDC 근처는 값이 일정하지 않고 Fig.8의 각각의 온도장의 형태와 유사한 분포를 가진다.

Maximum Vel. 26.0017

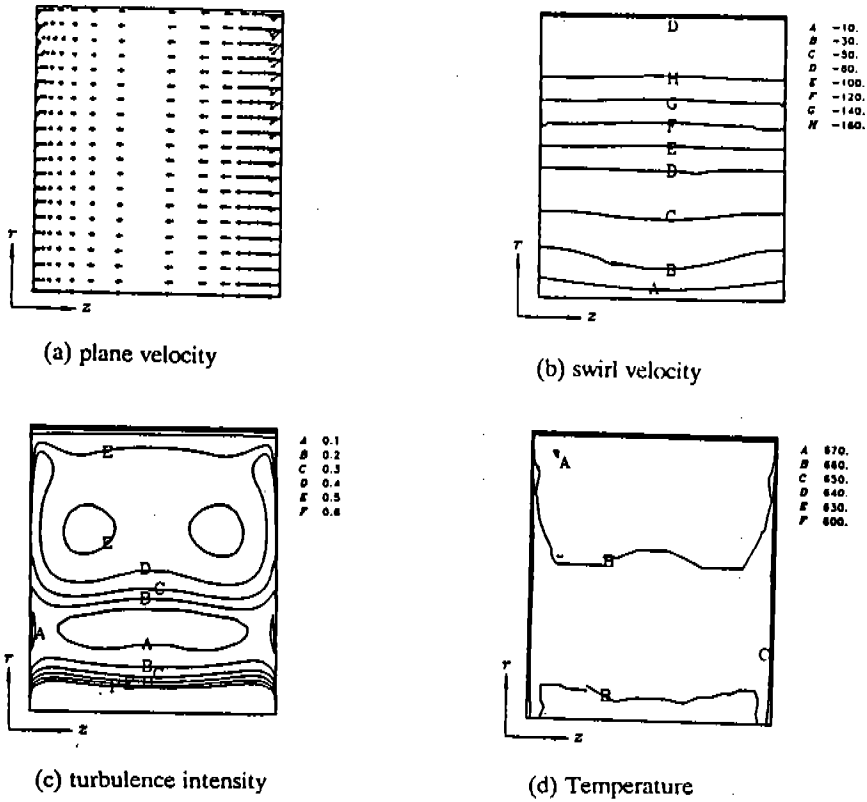


Fig. 7 In-cylinder behaviour at 60° BTDC

Fig. 10은 주어진 복사물성치를 가지고, 계산된 온도장에 의한 벽을 통한 복사전달량을 표시하였다. 피스톤을 통한 복사 열유속에 비해 실린더헤드를 통한 복사열유속의 크기가 작은 이유는 실린더헤드 근처가 광학적으로 두꺼워서 일부 양만 도달하기 때문이다.

Fig. 11은 연료분사기 근처의 액적의 효과에 의한 산란효과(scattering effect)를 고려하였다. 산란알베도(ω)는 산란계수와 상각계수의 비로서 0일때는 산란이 없고, 1일때는 흡수가 없는 것을 의미한다. 상각계수가 일정할때 산란알베도가 0.8일때는 0일때 보다 국부적으로 3.2%까지 열유속의 증가가 있는 것을 알 수 있다. 반면 흡수계수가 일정할 때는 산란효과의 증가는 광자의 통로 길이를 증가시켜 soot나 가스에 흡수가 많이 되어서 벽면을 통한 복사열유속이 감소한다.

Fig. 12는 연소초기 연료분사기 근처의 연료 분사에 따른 냉각효과를 기대하고 온도를 구간 7에서 상온으로 주었을때 복사열유속의 강하를 Fig. 10과 비교하여 알 수 있다. 또 Mengüç의 결과와 비교하였다. Mengüç은 각 구역에 복사물성치와 온도도 열역학적 계산의 근거로 일정하게 주어서 계산한 것인데, 온도장이 다르기 때문에 본 결과와 경향은 다르지만 크기는 비슷함을 알 수 있다.

5. 결 론

복사효과를 고려한 축대칭 디젤엔진내의 열 전달해석을 수치계산하였다.

(1) 연료의 분사, 혼합, 연소를 직접 모델링 않고 에너지방정식에 열원을 분포(uniform heat source)시키고, 운동량방정식에 생성항을

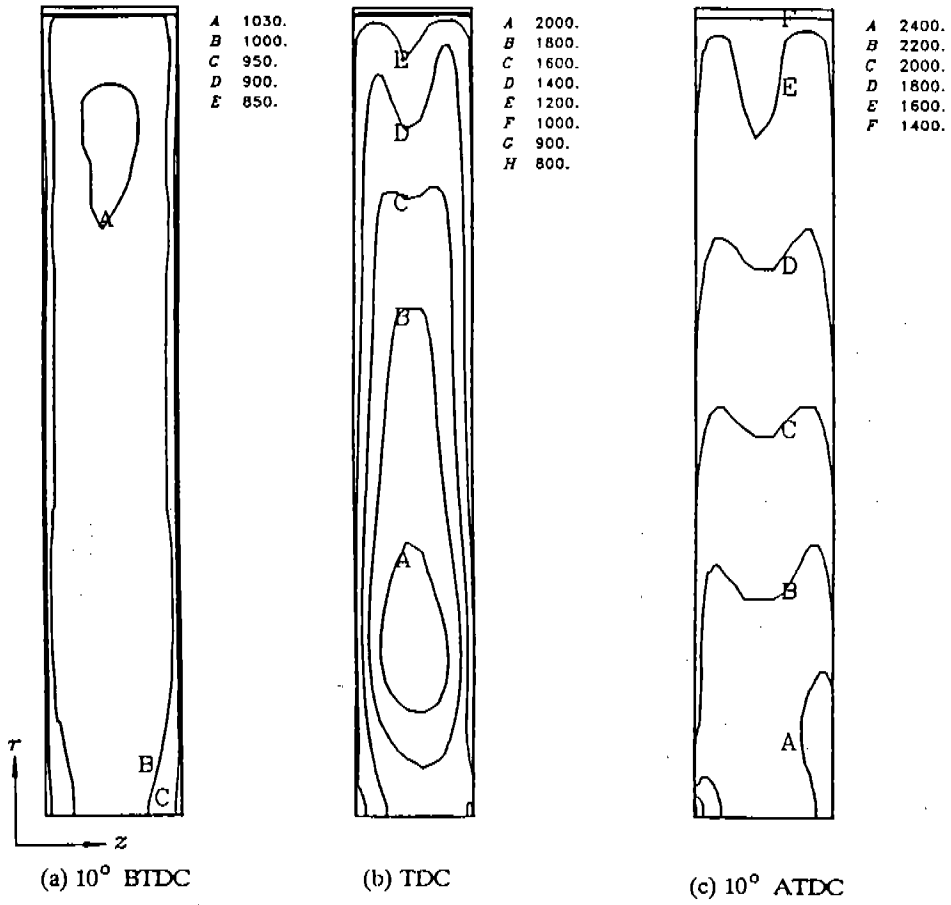


Fig. 8 Temperature contour

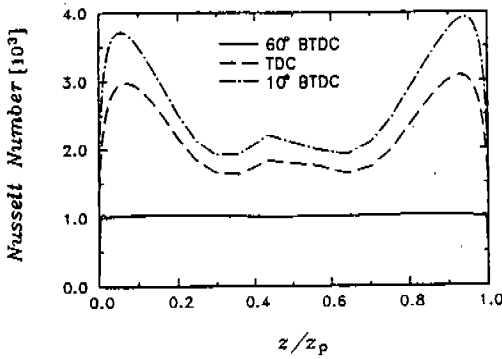


Fig. 9 Distribution of local Nusselt number on the cylinder wall

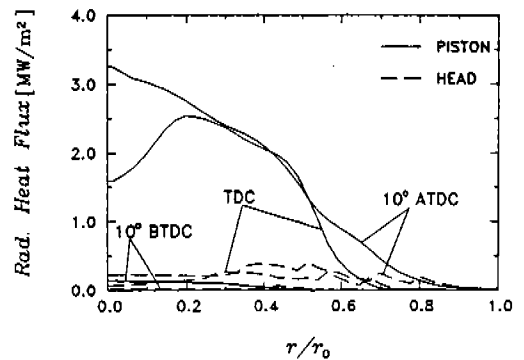


Fig. 10 P-3 approximation predictions of radiative heat flux on the head and piston

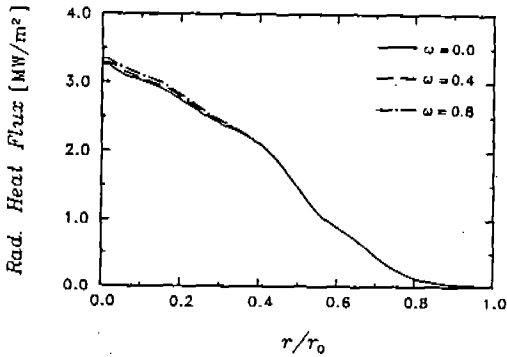


Fig. 11 Effect of scattering droplets in zone 7 on the radiative heat flux at head and piston, constant extinction coefficient ($\beta_7 = 120 \text{ m}^{-1}$)

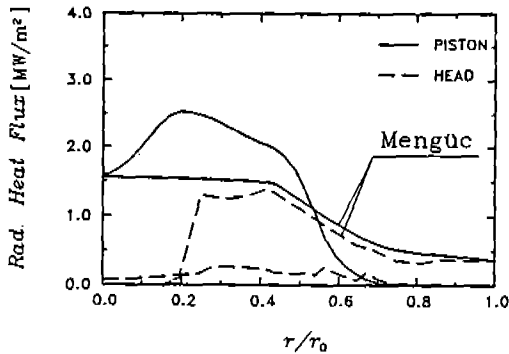


Fig. 12 Comparison of Mengüç's data and present results at TDC ($T = 300 \text{ K}$ in zone 7)

분포시켜 실제 엔진에 비교해 타당성있는 값을 구하였다.

(2) 엔진의 디자인과 작동특성에 크게 영향을 받기 때문에 복사와 대류 간의 유일한 크기비는 불가능하지만, 본 계산에서는 폭발 행정 전후에 복사열유속은 전체크기의 10% 내외의 값을 가진다.

(3) 복사효과는 복사물성치에 크게 의존하므로 정확한 복사물성치값이 요구된다.

참 고 문 헌

1. L.D. Cloutman, J.K. Dukowicz, J.D. Ramshaw and A.A. Amsden, "CONCHAS-

SPRAY: A Computer Code for Radiative Flows with Fuel Sprays", LA-9294-MS, 1982.

2. A.A. Amsden, J.D. Ramshaw, P.J. O'Rourke and J.K. Dukowicz, "KIVA: A Computer Program for Two- and Three-Dimensional Fluid Fluid Flows with Chemical Reactions and Fuel Sprays", LA-10245-MS, 1985.
3. N.D. Whitehouse, E. Clough and A.B. Jeje, "The Study of Combustion in a Quiescent Combustion Chamber Diesel Engine", ASME Paper 82-HT-35, 1982.
4. M.P. Menguc, R. Viskanta and C.R. Ferguson, "Multidimensional Modeling of Radiative Heat Transfer in Diesel Engine", SAE Paper No. 850503, 1985.
5. T. Morrel and N.N. Mansour, "Modeling of Turbulence in Internal Combustion Engine", SAE Paper No. 820040, 1982.
6. 이창훈, "대수유력모델에 의한 축대칭실린더 내의 유동 및 열전달 해석", 공학석사학위논문, 서울대학교, 기계공학과, 1987.
7. W.C. Reynolds, "Modeling of Fluid Motions in Engines", An Introductory Overview Symposium on Combustion Modeling in Reciprocating Engines, Plenum Press, pp. 41-46, 1980.
8. 김동우, "축대칭엔진 내의 열전달에서의 복사열전달 효과에 관한 수치해석적 연구", 공학석사학위논문, 서울대학교 기계공학과, 1990.
9. C.L.V. Jayatilke, "The Influence of Prandtl Number and Surface Roughness on the Resistance of the Laminar Sublayer to Momentum and Heat Transfer", Vol. 1, ed. U. Grigull and E. Haune, Pergamon Press, 1969.
10. 임승욱, "복사가 관여하는 매질의 원관 내 유동에서의 열전달에 관한 연구", 공학박사학위논문, 서울대학교 기계공학과, 1989.

11. A.D. Gosman and A.P. Watkins, "A Computer Prediction Method for Turbulent Flow and Heat Transfer in Piston/Cylinder Assemblies", Proceedings of a Symposium on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania State Univ., pp. 5.23-5.30.