

〈논 문〉

연료노즐 내부유동 현상의 수치해석

구자예* · 박장혁** · 오두석*** · 정홍철****

(1995년 7월 14일 접수)

Calculation of the Internal Flow in a Fuel Nozzle

Ja Ye Koo, Jang Hyeok Park, Doo Seok Oh and Hong Chul Chung

Key Words: Internal Flow in Nozzle(노즐내부유동), Turbulent Intensity(난류강도), Cavitation(캐비테이션)

Abstract

The breakup of liquid jet is the result of competing, unstable hydrodynamic forces acting on the liquid jet as it exit the nozzle. The nozzle geometry and up-stream injection conditions affect the characteristics of flow inside the nozzle, such as turbulence and caviatation bubbles. A set of calculations of the internal flow in a single hole type nozzle were performed using a two dimensional flow simulation under different nozzle geometry and up-stream flow conditions. The calculation showed that the turbulent intensity and discharge coefficient are related to needle position. The diesel nozzle with sharp inlet under actual engine condition has possibility of cavitation, but round inlet nozzle has no possibility of cavitation.

1. 서 론

디젤엔진은 가솔린엔진에 비하여 연료소비율이 적을뿐만 아니라 이산화탄소 배출량이 적어서 지구 환경보존을 위한 이산화탄소 규제에도 유리하지만, 질소산화물(NO_x)과 입자상물질, 매연(soot) 등의 유해배출물이 많아 각국에서 규제를 강화하고 있으므로 디젤엔진의 보급에 한계성을 지닌다. 디젤엔진 효율향상과 질소산화물, 입자상물질 등 유해배출물의 저감을 위해서는 분무의 연소과정 특히 연소 전 단계인 연료 분무미립화 및 혼합기 형성과정을 자세하게 파악할 필요가 있다. 미립화가 잘 된

연료는 혼합기 형성과정에서 빨리 가연혼합기를 만들어 디젤기관의 점화를 촉진시켜 연소효율을 높이고 유해배출가스의 생성을 줄인다.

미립화 효율향상방안과 혼합기 형성과정을 연구하는 방법으로 지금까지는 주로 연소실내의 연료 분무 자체를 연구하였으나,^(1~4) 연료 분무 자체의 거시적인 연구결과인 분무도달 거리, 분무각과 미시적인 연구결과인 연료 액적입자의 크기 및 속도는 상부 조건 즉 노즐형상과 노즐내부 유동현상에 영향을 받으므로 최근에는 노즐내부 유동현상이 연료분무의 미립화에 미치는 영향의 연구 중요성이 점차 더해 가고 있다.⁽⁵⁾ 노즐의 형상(입구 형태) 및 노즐 길이 대 직경비(L/d)와 분사조건에 따라 내부 유동의 흐름 상태와 유량계수(discharge coefficient)는 달라지며, 분무발달 특성은 노즐 내부유동특성에 따라 달라진다. 그러나 실제 엔진에 사용되는 연료노즐의 직경은 0.1~0.4mm로 아주

*회원, 한국항공대학교 항공기계공학과

**대우 고등기술연구원

***한국항공대학교 대학원

****한국항공대학교 항공우주공학과

작으며, 광학적으로도 측정 불가능하다. 따라서 광학적으로 측정 가능하도록 노즐을 비례적으로 크게 만들고(scale up시켜서) 단순화시켜서 내부유동을 가시화한 결과 노즐내부는 캐비테이션(cavitation)이 발생하였으며 캐비테이션이 발생한 경우가 캐비테이션이 발생하지 않는 경우보다 캐비테이션에 의한 기포발생에 의해 미립화가 촉진됨을 알 수 있었다.⁽⁶⁻⁷⁾ 캐비테이션이 발생한 경우에는 또한 유량계수가 감소할 것이다. 노즐유동의 국부압력이 연료 증기압보다 낮으면 캐비테이션 기포는 발생되고 국부압력이 연료 증기압보다 높으면 기포는 재부착하여 없어진다. 노즐내부에서의 기포의 형성과 소멸은 노즐 출구에서 난류를 증가시키고 분무발달의 초기 교란(perturbation)을 제공하여 미립화를 촉진시킨다.⁽⁸⁾ 특히 연소실 가스의 압력이 높아지면 출구부근에서 기포의 재부착이 증가한다. 연료분무의 미립화에 영향을 미치는 다른 상부조건은 노즐내부의 난류현상이라고 일반적으로 생각하고 있지만 난류현상이 어떻게 미립화에 영향을 미치는가에 관한 자세한 연구 결과는 드물다. 노즐의 길이 대 직경비(L/d)와 노즐입구의 형상은 분무의 선단 도달거리와 분무각 등의 분무 발달과정에 영향을 준다는 실험적인 데이터가 많이 있지만⁽⁹⁾ 노즐 내부의 난류현상과 분무발달과정 상호 관계에 관한 정보는 거의 없다. 또한 노즐형상변화에 따른 액적입자의 크기나 속도 등의 체계적인 정보도 거의 없다. 디젤분무의 노즐근방의 분무특성 실험에서 노즐근방에서의 분무각은 분무초기가 분무중간이나 말기보다 크다는 것을 고속사진 촬영으로 관찰하였다.⁽⁸⁾ 이와같은 현상은 분무와 공기의 상호 작용이 없는 진공상태에서도 관찰되었기 때문에 분무의 상부조건 즉 노즐내부 유동현상이 초기의 큰 분무각, 즉 외부분무발달현상에 영향을 미치는 것을 알 수 있다. 노즐내부의 간단한 유동계산에서 노즐 입구와 출구의 압력차를 높이면 노즐입구부근에서 캐비테이션이 발생할수 있는 지역도 관찰할 수 있었기 때문에 더욱 구체적으로 이를 확장할 필요가 있다. 동일 형상의 노즐을 사용하여 내부 유동현상과 노즐 형상이 분무에 미치는 영향을 동시에 연구하면, 지금까지 주로 연구되어온 노즐 외부의 분무 현상과 이 현상의 초기조건인 노즐 내부 유동현상의 통합적인 고찰이 가능하므로 본 논문에서는 우선 분사조건과 노즐형상에 따른 노즐의 내부 유동 특성을 파악하였다.

2. 지배방정식 및 수치해석

2.1 유동 지배방정식

Cartesian 속도 성분을 사용하여 평면 비직교 일차좌표계 상에서 뉴턴유체의 정상 유동 연속 방정식, 운동량 방정식, 난류에너지 방정식, 난류 에너지 소멸 방정식을 텐서를 사용하여 나타내면 다음과 같다.

연속 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \{J a_m^j (\rho u_m)\} = 0 \quad (1)$$

운동량 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \{J a_m^j (\rho u_m u_i - \tau_{mi} + p \delta_{mi})\} = 0 \quad (2)$$

위 식에서 u_i 는 cartesian 속도, u_m 은 시간평균된 속도, ρ 는 밀도, p 는 압력을 나타내며, J 는 직교좌표계 y 와 비직교 일반좌표계 x 와의 좌표변환 $y^i = y^i(x^j)$ 에 따른 Jacobian을 나타내며, a_m^j 은 비직교 좌표계의 contravariant 기본 벡터 \bar{e}_j 를 cartesian 단위 벡터 \bar{i}_m 으로 투영한 값, 즉 \bar{e}_j 와 \bar{i}_m 의 내적을 나타내며 다음과 같이 주어진다.

$$a_m^j = \bar{e}_j \cdot \bar{i}_m = \frac{\partial x^j}{\partial y^m} = \frac{1}{J} \beta_m^j$$

여기서 β_m^j 은 좌표변환 $y^i = y^i(x^j)$ 에 따른 Jacobian에서 $\frac{\partial y^m}{\partial x^j}$ 의 cofactor를 나타낸다. 응력텐서에서 τ_{mi} 는 난류 유동의 경우 운동량 방정식을 시간 평균함으로써 나타나는 점성응력 및 레이놀즈 응력을 포함하고 $k-\epsilon$ 난류모델을 사용할 때 다음과 같이 표시된다.

$$\tau_{mi} = \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x^m} a_m^n + \frac{\partial u_m}{\partial x^i} a_i^n \right) - \frac{2}{3} \delta_{mi} \rho k \quad (3)$$

여기서 δ_{mi} 는 Kronecker delta를 나타내며 $m=i$ 일때 1이고 그 외는 0이다. 또한 μ_{eff} 는 난류 유효 점성계수로 분자점성계수 μ 와 난류점성계수 μ_t 의 합으로 다음과 같이 정의된다.

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t \quad (4)$$

여기서 난류점성계수 μ_t 는 $k-\epsilon$ model에서 다음과 같이 관계지어진다.

$$\mu_t = C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5)$$

여기서 C_μ 는 난류모델상수, k 는 난류 에너지를 나타내며 $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ 이고, ϵ 은 난류 에너지 소멸률을 나타내며 $\epsilon = \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial u'_i}{\partial x^n} \alpha_i^n \right] \cdot \left[\frac{\partial u'_i}{\partial x^n} \alpha_i^n \right]$ 이다.

난류 에너지 수송 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial X^j} \left\{ J a_{jm} (\rho u_m k - \frac{\mu_t \partial k}{\sigma_k \partial X^n} a_m^n) \right\} = G_k - \rho \epsilon \quad (6)$$

난류 에너지 소멸률 방정식 :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial X^j} \left\{ J a_{jm} (\rho u_m \epsilon - \frac{\mu_t \partial \epsilon}{\sigma_\epsilon \partial X^n} a_m^n) \right\} \\ & = C_1 \frac{\epsilon}{k} G_k - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 C_μ , C_1 , C_2 , σ_k , σ_ϵ 는 난류 모델상수이며 C_μ 는 0.09, σ_k 는 1.0, σ_ϵ 는 1.3, C_1 는 1.44, C_2 는 1.92 이다.

G_k 는 난류 운동 에너지 생성항으로 다음과 같이 주어진다.

$$G_k = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x^n} \alpha_i^n + \frac{\partial u_j}{\partial x^m} \alpha_j^m \right) \left(- \frac{\partial u_i}{\partial x^n} \alpha_i^n \right) \quad (8)$$

2.2 유한 체적법

유동 지배 방정식은 유한 체적법에 의해 차분화되었다.^(16~19) 제어체적은 네 개의 vertice로 정의되고 vertice가 연결된 면은 제어표면을 구성한다. Fig. 1은 계산 절점 P와 제어표면을 나타낸다. 종속변수의 배치는 cartesian속도 성분이 제어표면에서 경사지거나 평행하게 되는 것을 피하기 위해 모든 변수를 제어체적의 중심에 위치시키는 비엇갈림 격자계(non-staggered grid system)를 이용하였다.

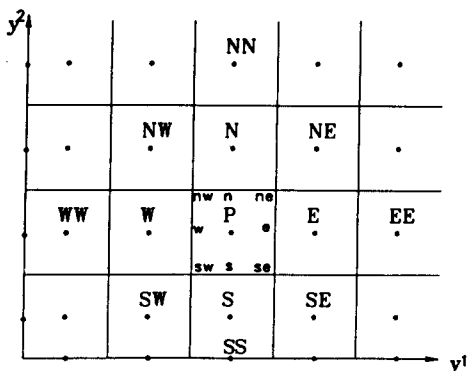


Fig. 1 Computational node and non-staggered grid

프로그램을 실행시키기 위해서 계산하고자 하는 기하학적 형상을 잘 나타내고 내부 유동 계산점을 나타낼 수 있는 격자계를 전 처리 프로그램을 이용하여 구성하였으며 구성된 격자계는 해석 프로그램에 적용되었다. 계산된 결과는 Tecplot으로 표현하였다.

식 (1)과 (2)를 각 제어체적에 대하여 적분할 때 가우스의 발산정리를 이용하여 제어체적에 대한 체적적분을 제어표면에 대한 면적적분으로 바꾼다.

식 (1)과 (2)에서 나타나는 대류항 ($\rho U \phi$)을 제어체적에 대해 적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} I^c &= \int_V \frac{\partial}{\partial X^j} [J (\rho u_m a_m^j \phi)] dV \\ &= \int_A n^j [J (\rho u_m a_m^j \phi)] dA \\ &= F_{1e} \phi_e - F_{1w} \phi_w + F_{2n} \phi_n - F_{2s} \phi_s \end{aligned} \quad (9)$$

여기서 F 는 제어표면을 통과하는 질량유량을 나타내며 주변 격자점에서의 종속변수의 값을 보간함으로써 제어표면에서의 대류항의 값을 얻는다. 대류항에 대한 보간법으로서는 검사표면에서의 대류항의 값을 같은 좌표축 선상에서의 상류측 격자점의 값으로 취하는 상류차분법(upwind difference scheme)을 사용하였다.

식 (1)과 (2)에 나타나는 확산항 ($-\Gamma \nabla \phi$)을 차분화하면, 확산항에는 제어표면에 수직인 방향으로의 원시 변수 ϕ 의 1차 정규 미분항(normal contribution; I^{PN})과 제어표면에 평행한 방향으로의 1차 교차 미분항(cross derivative contribution; I^{PC})이 남게 된다.

$$\begin{aligned} I^P &= I^{PN} + I^{PC} = \int_V \left[\frac{\partial}{\partial X^1} \left(- \frac{\Gamma}{J} \frac{\partial \phi}{\partial X^1} B_1^1 \right) \right. \\ &+ \frac{\partial}{\partial X^2} \left(- \frac{\Gamma}{J} \frac{\partial \phi}{\partial X^2} B_2^2 \right) \left. dV + \int_V \left[\frac{\partial}{\partial X^1} \left(- \frac{\Gamma}{J} \frac{\partial \phi}{\partial X^2} B_2^1 \right) \right. \right. \\ &+ \left. \left. \frac{\partial}{\partial X^2} \left(- \frac{\Gamma}{J} \frac{\partial \phi}{\partial X^1} B_1^2 \right) \right] dV \end{aligned} \quad (10)$$

여기서, $B_i^j = J^2 a_m^j a_m^i$ 이다.

위 식에서 우변의 처음 두 개 항은 정규 미분항을 나타내고 나머지 두 개 항은 교차 미분항을 나타낸다. 제어표면에서 변수의 값을 얻기 위해서 정규 미분항은 중심차분(central difference)을 사용하였다.

$$\left[\frac{\partial \phi}{\partial X^1} \right]_e = \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta X_e^1} \quad (11)$$

교차 미분항은 주변의 9개의 격자점의 변수값을 사용하여 선형 보간에 의해 구하였으며 source항 S_p 는 $S_p = S_p' - S_p'' \phi_p$ 로 선형화되어 표현되며, 최종적으로 얻어진 차분 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 \text{여기서 } a_p \phi_p &= \sum_m a_m \phi_m + C_p \\
 a_m &= a_m^C + a_m^{DN} \\
 a_p &= \sum_m a_m + \sum_n a_n^C + S_p'' \\
 C_p &= S_p' + \left(\sum_i a_i^{DC} \phi_i^* - a_p^{DC} \phi_p^* \right) \\
 &\quad + \sum_n a_n^C \phi_n^* \quad (12)
 \end{aligned}$$

위 식에서 위 첨자 C는 대류항, DN은 정규 미분항, DC는 교차 미분항을 나타내며, m은 E, W, N, S 네개의 이웃 격자점을, n은 EE, WW, NN, SS 네개의 점을, 1은 E, W, N, S, NE, NW, SE, SW 8개의 주변 격자점을 나타낸다. 그리고 교차미분항은 생성항으로 보내 이전의 반복과정에서 구한 값(*)을 사용한다. 유동장을 계산하는 알고리즘으로는 SIMPLE 방법을 사용하였다. (16-19)

2.3 경계 조건

2차원 축대칭 비압축성 정상 난류 유동의 경우 입, 출구 경계조건, 대칭 경계조건 및 벽면 경계조건은 다음과 같다.

i) 입구 : 층류인 경우는 완전발달된 포물선형 속도분포를 적용하였고, 난류인 경우에는 균일한 속도를 부여하였다. 난류경우, 입구에서 k의 값은 평균입구속도의 1%로 간주하였으며, ε값은 노즐 입구에서 난류 길이 스케일(l)을 노즐특성 길이(노즐직경인 d)의 10%로 취한 후 Eq. 18을 이용하여 구하였다.

ii) 출구 :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (13)$$

iii) 대칭 경계조건 :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, v = 0 \quad (14)$$

iv) 벽면 경계조건 : 벽면에서는 no slip condition ($u=v=0$)을 적용한다.

2.4 벽함수의 도입

난류인 경우 벽면 근처 이산화과정과 제어체적

적분과정에서의 미세한 많은 격자점을 피하기 위하여 2층 모델(two layer model)의 벽함수를 사용하며 전단응력 τ_w 는 다음과 같다.

$$\tau_w = \mu \frac{u_p}{y_p}, \quad y_p^+ \leq 11.63 \quad (15)$$

$$\tau_w = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \kappa u_p}{\ln(E y_p^+)}, \quad y_p^+ > 11.63 \quad (16)$$

여기서 $y_p^+ = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \kappa u_p}{\mu}$ 이고, y_p^+ 는 벽으로부터 질점 p점까지의 무차원 거리이며, κ 와 E는 로그 속도형상을 결정하는 매개변수이며 κ 는 0.4187이며, E는 9.0이다.

벽면에서의 난류 에너지의 값은 $k=0$, 난류 에너지 소멸률은 벽면으로부터 첫번째 계산점을 적용시키며 그 값은 다음과 같다.

$$\epsilon_p = \frac{C_\mu^3 k_p^3}{\kappa y_p} \quad (17)$$

난류 에너지 소모율과 dissipation length scale은 다음과 같은 관계로 주어진다.

$$l = C_\mu^3 \frac{k_p^3}{\epsilon} \quad (18)$$

또한 2차원 유동장의 각 점에서 난류강도(turbulent intensity)는 $\frac{\sqrt{k}}{u}$ 로 나타내기로 한다.

3. 결과 및 고찰

3.1 노즐내부유동 수치결과의 타당성 검증

디젤연료의 경우 상압에서 탄성체적계수 K 는 $1.6 \times 10^9 \text{ N/m}^2$ 이므로 약 200기압 압축시 1.25% 체적이 줄어들고 압력 증가와 함께 K 가 증가하므로 실제로는 200기압 압축시 체적은 약 1% 정도 감소하므로 압력이 크게 변화하더라도 밀도는 그리 크게 변화하지 않을 것으로 생각되며, 노즐 입출구 차이에서 압력의 국부변동이 있더라도 아음속유동이므로 압력의 국부 변동은 모멘텀 방정식에는 큰 영향을 미치지만 노즐 입출구 차이에서의 국부압력 변화가 노즐 입출구 차이에서의 국부밀도에 크게 차이를 주지 않는 것으로 생각되어 본연구에서는 유동을 비압축성유동으로 해석하였다. 본연구에서 난류모델은 표준 $k-\epsilon$ 모델 사용하였는데, 표준 $k-\epsilon$ 모델 사용시 recirculation 영역에서의 재부착 길이 예측 등에서 표준 $k-\epsilon$ 모델이 RNG $k-\epsilon$ 모델 등

Fig. 5는 날카로운 모서리 입구(sharp edge inlet)를 가진 노즐에서 L/d 를 변화시켰을 때 유량 계수 변화에 대하여 수치계산결과와 실험치[12]와 비교하였고, 곡면입구(round edge inlet)에 대한 계산결과를 나타냄으로써 모서리입구노즐의 계산결과와 비교할 수 있다. L/d 를 증가시킬 때 L/d 가 1까지는 C_d 값이 증가하지만 그 이후에서 C_d 값은 노즐내부의 마찰 때문에 감소하는 결과를 실험과 계산에서 모두 볼 수 있으며 이들은 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. L/d 가 2이하일 때 L/d 를 감소시키면 C_d 값이 감소하는 원인은 Fig. 8에서와 같이 날카로운 모서리입구의 형상 때문에 박리된 유동이 재부착이 되기 이전에 출구로 방출되어 노즐 내부벽의 전영역이 공동유동(cavity flow) 영역에 놓이기 때문에 생기는 급격한 압력손실로 설명할 수 있다⁽¹³⁾. 또한 Fig. 5에서는 곡면입구를 갖는 노즐에 대하여 수치계산을 수행한 결과를 같이 비교하였는데, $L/d=2$ 이하에서 모서리입구 노즐과는 달리 C_d 값이 오히려 증가하는 경향을 볼 수 있었다. 이와 같은 경향은 Fig. 6에서 각각 곡면입구와 날카로운 모서리 입구를 가지는 노즐유동의 유선(stream line) 비교에서 잘 설명해 주고 있다.

날카롭고 짧은 길이를 갖는 노즐의 유선은(Fig.

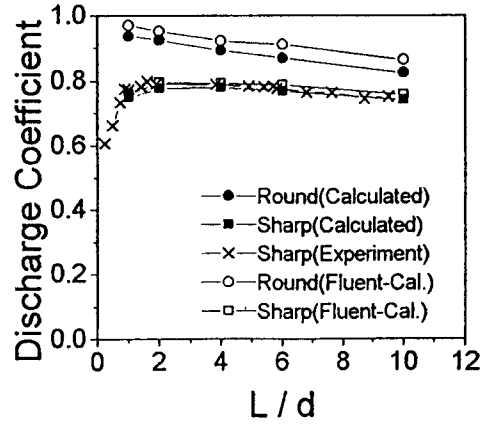


Fig. 5 Discharge coefficient of round edge and sharp edge at different L/d

6(a) 입구에서 박리된 유동이 출구로 방출될 때까지 벽면에 재부착을 하지 못하여 상당히 큰 유량손실을 예측할 수 있으며 길이가 짧지만 곡면의 입구를 가지는 노즐(Fig. 6(b))은 유동의 박리없이 노즐벽을 따라 완만한 곡선을 가지며 방출된다. 또한 날카로운 입구를 가진 노즐일지라도(Fig. 6(c)) 길이가 충분히 길면($L/d > 2$) 박리된 유동은 다시 재부착이 일어나고 그때부터는 벽면에 영향을 받게된다

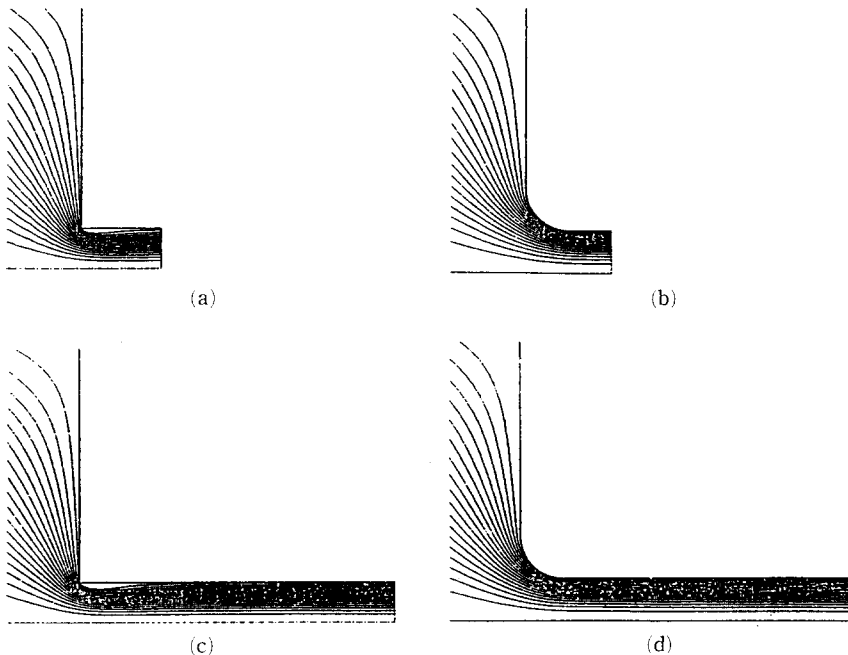


Fig. 6 Stream lines of rounded edge and sharp edge at different L/d

는 것을 보인다.

이와같이 단순한 급격수축 오리피스 노즐 내부유동을 수치해석하여 얻은 데이터는 실험 데이터와 비교적 잘 일치하였고 수치계산 코드는 노즐내부유동의 박리(separation), 재순환(recirculation), 재부착(reattachment) 영역을 잘 나타낼 수 있었기 때문에 실험 데이터가 없는 실제의 급격수축 디젤 노즐에 적용하더라도 실제 노즐내부 유동현상을 잘 모사할 수 있을 것이라고 생각한다.

3.2 디젤 연료분사 노즐의 내부유동

실제 디젤엔진의 연료분사 노즐 구멍의 지름은 측정이 불가능할 정도로 작으므로 직접 측정된 실험결과는 거의 없다. 실험 데이터는 실제 디젤노즐의 크기보다 크거나 거의 비슷한 경우라도 내부유동장내의 속도장이나 압력장, 난류강도 등을 측정하지는 못하고 사진촬영 등을 통하여 현상만을 관찰할 수 있었고, 단순화되고 상사적으로 크기를 확대시킨 노즐에 대한 한정된 조건에서의 실험결과들이 있을 뿐이다. 따라서 케비테이션과 같은 2상유동 유동을 모사할 수는 없지만 단상유동으로 가정하였을 때 형상이나 조건들이 바뀌었을 때 유동장의 특성의 세부적인 내용을 간접적으로 파악할 수 있는 수치해석 방법이 상당히 효율적이다. 본 수치계산에서 사용된 디젤노즐의 전체적인 내부형상은 Fig. 7과 같으며, 계산을 위한 격자계는 Fig. 8(a)와 같다. 계산 격자수는 150×40이며 격자수를 150

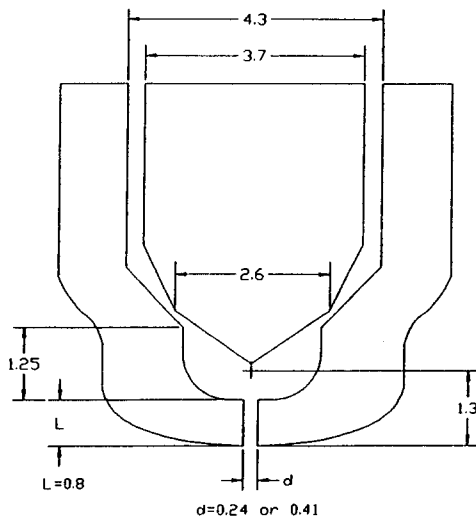


Fig. 7 Details of Diesel nozzle with single hole

×20, 150×40, 150×80 등으로 변화시켜 sensitivity를 L/d=4, needle lift 0.3 경우에 대하여 조사한 결과, 격자수에 의한 resolution 차이가 있을 뿐 전체적인 Cd, 평균속도, 난류강도는 별 차이가 없었다. 단, 격자수가 증가하면 케비테이션 영역은 격자수 resolution만큼 자세하게 표현 가능하였지만 계산시간이 증가하였다. 계산에 사용된 물성치는 디젤 연료의 물성치이다.

노즐내부유동현상에 영향을 미치는 인자로서 본 연구에서 조사한 매개변수는 니들 위치(needle position: needle lift), 노즐길이 대 직경비(L/d), 노즐입구와 출구의 압력차 변화에 의한 속도변화에 따른 레이놀즈수 이다. Fig. 8은 표준 디젤노즐 입구형상에서, L/d=4, needle lift 0.3mm, 레이놀즈수 1.56×10⁴에서 인젝터 입구에서 sac volume

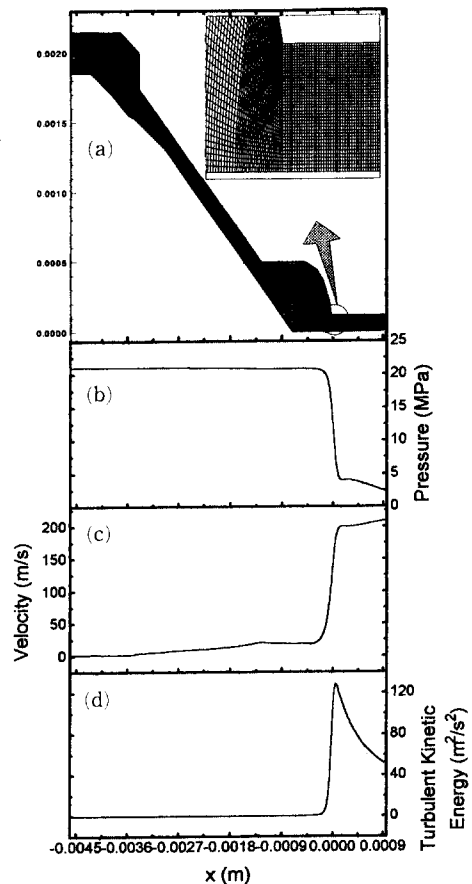


Fig. 8 (a) computational grid (b) pressure in centerline (c) velocity in centerline (d) turbulence kinetic energy in centerline

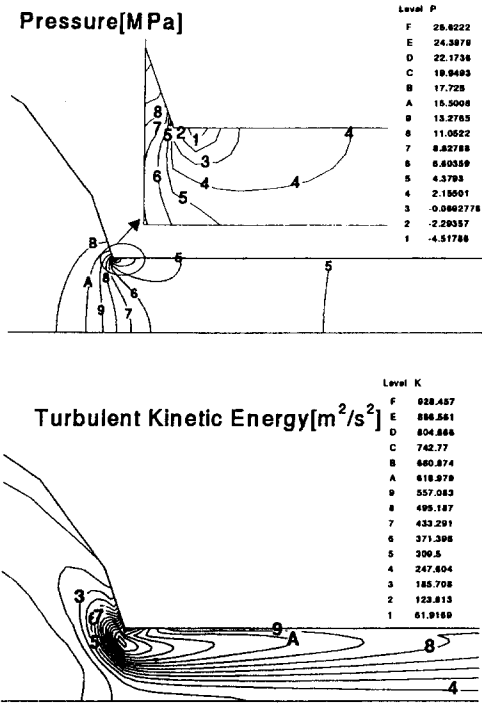


Fig. 9 Contours of pressure and turbulence kinetic energy at a L/d of 3.3 and needle lift of 0.05mm

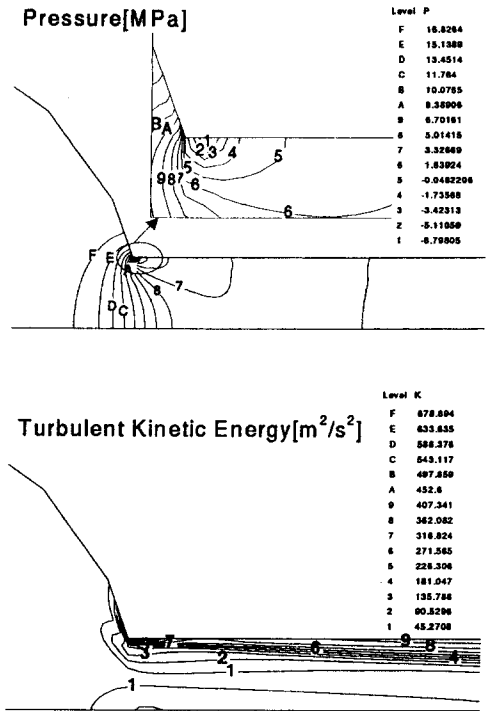


Fig. 10 Contours of pressure and turbulence kinetic energy at a L/d of 3.3 and needle lift of 0.3mm

을 거쳐 노즐오리피스 입구, 노즐내부 및 노즐출구까지의 유로면적, 중심축상(centerline)에서의 속도, 압력, 난류에너지를 나타낸 것이다. 중심축을 따라서 유동이 sac volume에서 노즐오리피스 내부로 이동함에 따라 속도는 급격히 증가한 후 노즐내부에서는 거의 일정하며 압력은 급격히 떨어진 후 노즐내부에서는 서서히 감소한다. 난류에너지는 sac volume에서 노즐내부로 들어갈 때 jump하여 증가한 후 노즐입구 부근에서는 약간 감소한 후, 어느 길이 이후부터 축방향으로 갈수록 증가한다.

노즐내부유동 계산에서 유동장 압력들은 노즐출구의 압력이 분무실 압력과 같다고 가정하고서 압력을 재분포시킨 상대압력이다. 본 연구에서 분무실의 압력은 절대압력으로 2.17MPa이며, 즉 노즐출구의 압력이 2.17MPa이다. 이렇게하여 압력분포를 구하여 보면 노즐오리피스 입구 직후에는 압력이 0 atm보다 작은영역이 나타난다. 디젤연료의 증기압은 절대압력으로 0.04 atm으로 0 atm보다는 약간 크지만 편의상 연료의 증기압을 0 atm으로 볼 때 이보다 작은 영역을 연료증기압 보다 작

은 영역으로 간주할 수 있다. 국부압력이 증기압보다 작은 영역에서는 캐비테이션이 발생할 수 있는 영역이라 간주할 수 있다.

Fig. 9(a) (b)는 L/d=3.3에 대하여 needle lift 0.05mm 일 때 압력, 난류에너지를 나타내고 있다. Fig. 10(a) (b)는 L/d 3.3, needle lift 0.3mm 일 때 압력, 난류에너지를 나타내고 있다. Fig. 9와 Fig. 10의 압력 contour에서 0 MPa 보다 작은 영역에서는 캐비테이션이 생길 수 있는 영역이다. 압력 contour 비교에서 니들위치가 적게 열렸을 때(분사초기)가 니들이 많이 열렸을 때보다 난류에너지가 큼을 알 수 있다.

3.2.1 니들위치와 노즐길이 대 직경비가 내부유동에 미치는 영향

Fig. 11은 여러가지 L/d(L/d=2~8)에 대하여 니들 위치를 변화시켰을 때에 노즐 수축부 직후에 생길 수 있는 캐비테이션 두께를 노즐반경으로 무차원한 값 노즐출구에서의 난류강도, 유량계수를 나타낸다. Fig. 12는 여러가지 니들 위치(needle

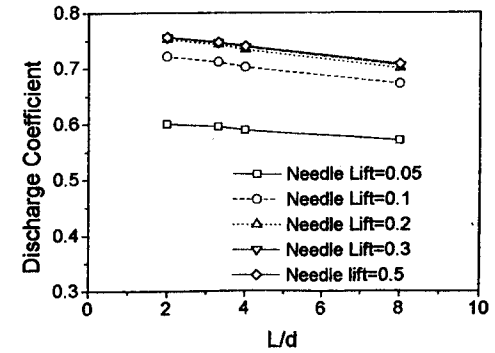
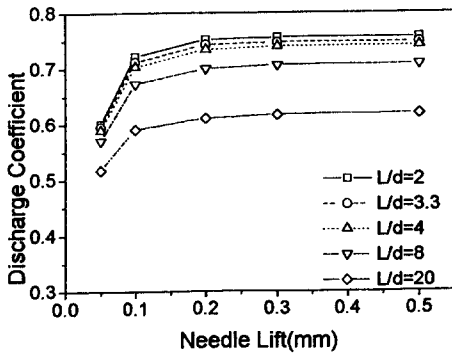
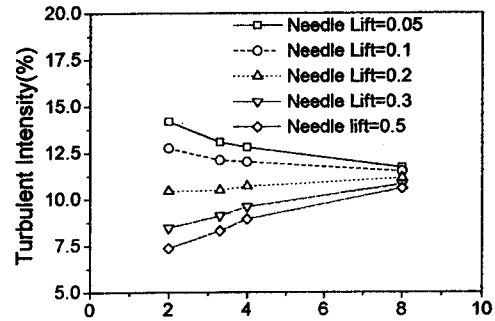
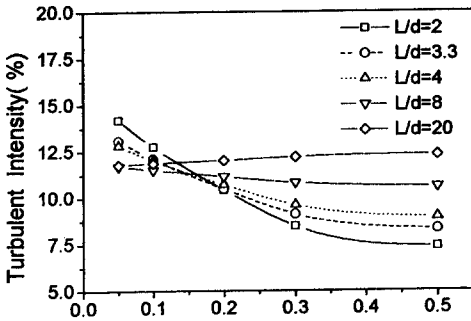
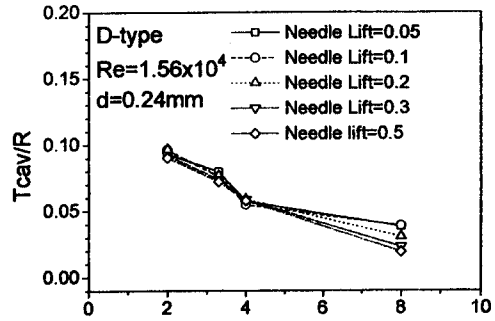
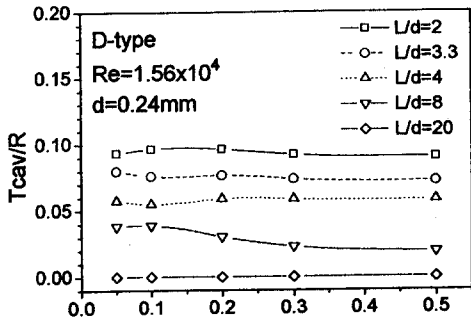


Fig. 11 Effect of needle lift on the cavitation thickness, relative turbulent intensity, and discharge coefficient

Fig. 12 Effect of L/d on the cavitation thickness, relative turbulent intensity, and discharge coefficient

lift=0.05×0.5mm)에 대하여 직경비 L/d를 변화시켰을 때에 노즐 수축부 직후에 생길 수 있는 캐비테이션 두께를 노즐반경으로 무차원한 값, 노즐 출구에서의 난류강도, 유량계수를 나타낸다. 실제 엔진에서는 니들이 열리는 동안의 분사압력은 시간에 따라 변화하지만 여기서는 모든 니들 위치에 대하여 같은 분사압력을 가정한다. 따라서 needle lift가 작을 때는 니들이 충분히 열렸을 때에 비하여 상대적으로 높은 압력하에서 계산된 것이다. L/d가 작을 때 (L/d=2) 노즐출구에서의 유동상태

는 L/d가 클 때보다 노즐입구에서의 조건을 많이 간직하고 있다고 생각되며 L/d가 작고, needle lift가 작을 경우의 난류강도가 L/d가 작고 needle lift가 클 경우의 난류강도보다 큼을 Fig. 9(b)와 Fig. 10(b)를 비교함으로써 알 수 있다. 이 사실로부터 니들이 조금 열렸을 때, 다시말해서 분사초기에는 노즐의 sac volume에서 노즐오리피스로 들어가는 입구에서의 난류강도는 크고 니들이 최대위치로 옮겨감에 따라 노즐오리피스 입구에서의 난류강도는 감소함을 알 수 있다. L/d가 클 때(L/d=8)

오리피스 내부를 연료유체가 지날 때 노즐출구 쪽으로 갈수록 입구의 영향은 점차 작아지고 경계층과 노즐내부에서 발달하는 난류에 의해 지배되어 L/d가 커질수록 난류강도가 일정한 값으로 접근해감을 알 수 있다. 예상되는 케비테이션 영역의 크기는 L/d가 클수록 감소하고 needle lift의 크기가 작을수록 증가하였다. 유량계수는 needle lift가 증가할수록 증가하였으며 needle lift가 0.3 이상에서는 더 이상 유량계수가 증가하지 않음을 알 수 있다. L/d가 클수록 마찰에 의한 손실때문에 유량계수는 감소하였다.

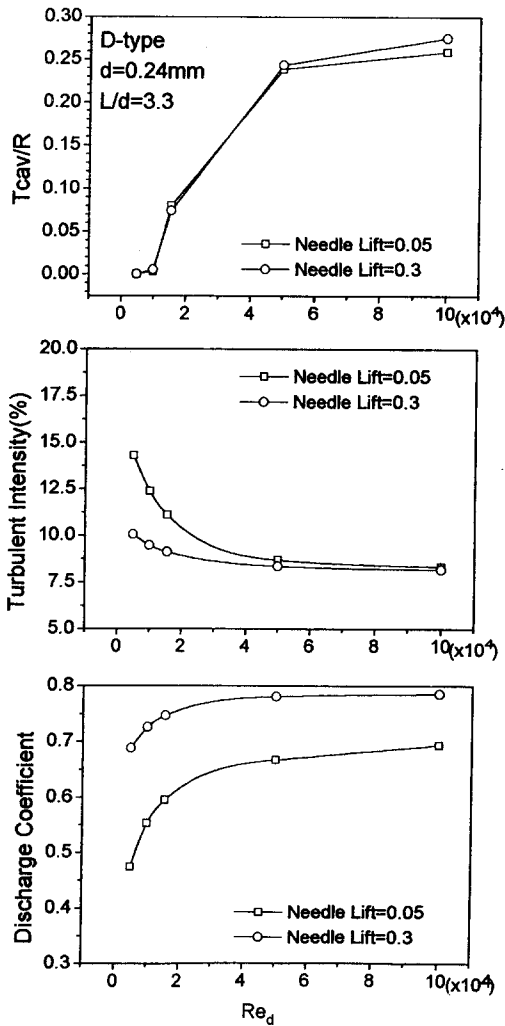


Fig. 13 Effect of Reynolds number on the cavitation thickness, relative turbulent intensity, and discharge coefficient

3.2.2 노즐 입출구 압력차가 내부유동에 미치는 영향

Fig. 13은 노즐 직경이 0.24mm, L/d 3.3, needle lift 0.3mm에 대하여, 노즐 입출구 압력차, 즉 레이놀즈수를 증가시킬 때 내부유동현상이 어떻게 변화하고 있는지를 보여주어 주고 있다. 레이놀즈수를 증가시키면 급격축소부인 노즐입구 직후에서 케비테이션이 생길 가능성이 점차 증가하고 난류에너지 그 자체는 증가하지만 상대적인 난류강도는 감소한다. 또 유량계수도 레이놀즈수와 함께 증가한다. 레이놀즈수에 대한 위와 같은 변화율은 레이놀즈수가 증가할수록 감소하여 레이놀즈수가 1×10^5 이상에서는 케비테이션 두께, 난류강도, 유량계수들이 모두 각기 일정한 값으로 접근함을 알 수 있다.

3.2.3 입구형상이 내부유동에 미치는 영향

실제 사용되고 있는 디젤노즐(D-type)과 같은 인젝터 내부구조를 가지지만 sac volume으로부터 노즐오리피스로 들어가는 입구모양이 D-type과는 다른 두 가지 노즐인 C-type(chamfer 입구)과

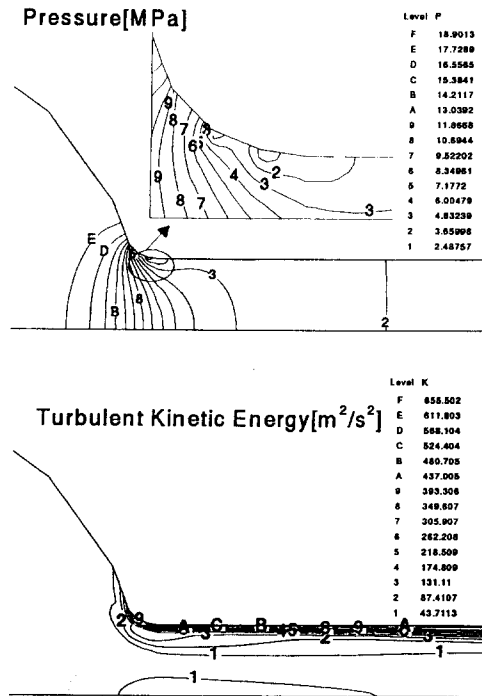


Fig. 14 Contours of pressure and turbulence kinetic energy for round edge nozzle

R-type(round 입구)에 대하여 내부유동 특성을 살펴 보았다. Fig. 14(a)(b)는 R-type 노즐에 대하여 노즐직경이 0.24mm, L/d 3.3 needle lift 0.3mm 인 경우의 노즐입구형상에 따른 노즐내부의 압력, 난류에너지를 나타내고 있다. Fig. 14의 압력 contour로부터 R-type 노즐에서는 수축부 직후에서 캐비테이션이 생길 수 있는 영역이 없음을 알 수 있다. 그러나 Fig. 9 및 Fig. 10의 디젤노즐(D-type)에서는 축소부 직후에 캐비테이션 발생 가능성이 높다.

4. 결 론

연료노즐 내부유동현상을 모사할 수 있는 2차원 비압축성 정상상태의 수치해석을 통하여 다음 사항을 알 수 있었다.

- (1) 니들의 위치변화, 즉 분사시간에 따라 내부 유동현상이 상당히 달라짐을 알 수 있었다. 니들 위치가 아주 작을 때는 입구 난류강도가 커지고 니들 위치가 커질수록 난류강도가 작아졌다.
- (2) 노즐길이 대 직경비(L/d)가 작을 때는 입구 조건이 노즐출구에 영향을 크게 미치나 L/d가 클 때는 경계층 및 내부유동의 발달에 따라 입구조건의 영향이 적어짐을 알 수 있었다.
- (3) 노즐입구 모양에 따라 축소부 직후 캐비테이션 발생 가능성은 달라진다. 곡면입구형상(R-type)노즐에서는 캐비테이션 발생 가능성이 없었으나, 급격 축소한 디젤노즐(D-type)에서는 축소부 직후에 캐비테이션 발생 가능성이 높다.

후 기

본 연구는 1994년 한국과학재단의 핵심전문연구(과제번호941-1000-025-2) 지원 연구비에 의하여 수행된 연구의 일부이며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Hiroyasu, H. and Kadota, T., 1974, "Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber," *SAE paper* 740715.
- (2) Reitz, R. D. and Bracco, F. B., 1979, "On the Dependence of Spray Angle and Other Spray Parameters on Nozzle Design and Operating Conditions," *SAE paper* 790494.
- (3) Wu, K.-J., "Atomizing Round Jets, 1983," Ph.D. Thesis, Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University.
- (4) Liu, A. B. and Reitz, R. D., 1992, "Mechanism of Air-Assisted Liquid Atomization," *ILASS-America* 92, pp. 59~63.
- (5) Huh, K.Y. and Gosman, A.D., 1991, "Atomization Mechanism of Fuel Injection," *ILASS-America* 91, pp. 42~81.
- (6) Shimizu, M., Arai, M. and Hiroyasu, H., 1990, "Disintegrating Progress of a Liquid Jet and Internal Flow in a Nozzle," *JSME Vol.* 56, No. 528, pp. 2519~2525.
- (7) Wang, X. F., Chin, J. S. and Lefebvre, A. H., 1989, "Influence of Gas-Injector Geometry on Atomization Performance of Aerated-liquid Nozzles," *International Journal of Turbo and Jet Engine*, Vol. 6, pp. 271~291.
- (8) Koo, J. Y. and Martin, J. K., 1995, "Near Nozzle Characteristics of a Transient Fuel Spray," *Atomization and Sprays*, Vol. 5, No. 1, pp. 107~121.
- (9) Reitz, R. D., 1978, "Atomization and Other Breakup Regions of a Liquid Jet," Ph.D. Thesis, Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University.
- (10) Ruiz, F., 1981, "A Few Useful Relations for Cavitating Orifices," *ICLASS-91*, pp. 595~602.
- (11) Lefebvre, A. H., 1989, *Atomization and Spray*, Hemisphere Press.
- (12) Licharowicz, A., Duggins, R. K., and Markaland E., 1965, "Discharge Coefficient for Incompressible Non-Cavitating Flow Through Long Orifice," *Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol. 7, No. 2, pp. 210~219.
- (13) Bergwerk, W., 1959, "Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes," *Proceedings Institution of Mechanical Engineerings*, Vol. 173, No. 25, pp. 655~660.
- (14) Reitz, R. D. and Bracco F. V., 1979, "Ultra High Speed Filming of Atomizing Jets," *Phys. Fluid* 22(6).
- (15) Ohrn, T. R., 1989, "The Effect of Internal

- Geometry and Injection Pressure on the Flow and Spray Characteristics of a Plain Orifice Atomizer," M.S, Purdue Univ.
- (16) Peric, M., 1985, "A Finite Volume Method for the Prediction of Three-Dimensional Fluid in Complex Ducts," Ph.D. Thesis, Imperial College, London.
- (17) Patankar, S. V., 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corporation.
- (18) 荒川忠一, 1993, 數值流體工學, 東京大學出版會.
- (19) Demirdzic, I., Gosman, A. D., Issa, R. I., and Peric, M., 1987, "A Calculation Procedure for Turbulent Flow in Complex Geometries," *Computers & Fluids*, Vol. 15, No. 3, pp. 251~273.
- (20) Durst, F. and Loy, T., 1985, "Investigations of Laminar Flow in a Pipe With Sudden Contraction of Cross Sectional Area," *Computer & Fluids*, Vol. 3, No.1, pp. 15~36.
- (21) Speziale, C. G. and Ngo, T., 1988, "Numerical Solution of Turbulent Flow Past a Backward Facing Step Using a Nonlinear k- ϵ Model," *Int. J. Eng. Sci.*, Vol. 26, No. 10, pp. 1099~1112.