

〈論 文〉

## 직접분사엔진의 분사압력 변화에 따른 유동장 및 분무특성에 대한 수치해석적 연구

양희천\* · 정연태\* · 최영기\*\* · 유흥선\*\*

(1993년 2월 20일 접수)

### Numerical Simulations of the Injection Pressure Effect on the Flow Fields and the Spray Characteristics in Direct Injection Engine

H. C. Yang, Y. T. Jeong, Y. K. Choi and H. S. Ryou

**Key Words :** Direct Injection Engine(직접분사엔진), Spray Model(분무모델), Injection Pressure(분사압력), Spray Tip Penetration Length(분무선단 도달거리), Spray Tip Velocity(분무선단 속도), Fuel Vapor Mass Fraction(연료증기 질량비), FVM(유한체적법)

#### Abstract

Since the rate and completeness of combustion in direct injection engines were controlled by the characteristics of gas flow fields and sprays, an understanding of those was essential to the design of the direct injection engines. In this study the numerical simulations of injection pressure effects on the characteristics of gas flow fields and sprays were performed using the spray model that could predict the interactions between gas fields and spray droplets. The governing equations were discretized by the finite volume method and the modified  $k-\epsilon$  model which included the compressibility effects due to the compression/expansion of piston was used. The results of the numerical calculation of the spray characteristics in the quiescent environment were compared with the experimental data. There were good agreements between the results of calculation and the experimental data, except in the early stages of the spray. In the motoring condition, the results showed that a substantial air entrainment into the spray volume was emerged and hence the squish motion was relatively unimportant during the fuel injection periods. It was found that as the injection pressure increased, the evaporation rate of droplets was decreased due to the narrow width of spray and the increased number of droplets impinged on the bottom of the piston bowl.

#### 기 호 설 명

$C_d$  : 항력계수  
 $C_p, C_v$  : 정압, 정적비열

: 연료증기의 정압비열  
 $C_1, C_2, C_3, C_\mu$  : 난류모델 상수  
 $D$  : 확산율  
 $D_d$  : 액적의 직경  
 $d_{inj}$  : 분사노즐의 직경  
 $e_s$  : 비에너지 (specific energy)

\*정회원, 중앙대학교 기계공학과 대학원

\*\*정회원, 중앙대학교 기계공학과

- $f$  : 연료증기 질량비 (fuel vapor mass fraction)
- $G_t$  : 난류운동에너지 생성항
- $I, J, K$  : 원통좌표계의  $\xi, \eta, \zeta$ 방향의 격자 지시자
- $K_d$  : 운동량 전달계수
- $k$  : 난류운동에너지
- $k_t$  : 열전도 계수
- $m$  : 액적의 질량
- $N_k$  :  $k$  parcel내의 액적수
- $Nu$  : Nusselt 수
- $P, P_t, P_{v,s}, P_{v,\infty}$  : 여러가지 조건하에서의 압력
- $Q$  : 증발잠열
- $R$  : 일반기체 상수
- $Re$  : 레이놀즈수
- $r_2, r_3$  : 곡률반경
- $Sh$  : Sherwood수
- $S_\varphi, S_\varphi^d$  : 종속변수  $\varphi$ 에 대한 생성항
- $T$  : 온도
- $u, v, w$  :  $\xi, \eta, \zeta$ 방향의 속도성분
- $\underline{u}$  : 기상의 속도벡터
- $u_r$  : 보울내에서 기상의  $\xi$ 방향 상대속도
- $W_g$  : 격자의 이동속도
- $W_p, W_v$  : 피스톤, 밸브 속도
- $w_R$  : 이동격자에 대한 기상의  $\zeta$ 방향 상대속도
- $w_r$  : 보울내에서 기상의  $\zeta$ 방향 상대속도
- $Z_g$  : 격자선과 실린더헤드 사이의 거리
- $Z_p$  : 피스톤헤드와 실린더헤드 사이의 거리
- $Z_v$  : 밸브헤드와 실린더헤드 사이의 거리
- $\epsilon$  : 난류운동에너지 소산율
- $\theta$  : 보이드율
- $\rho, \rho_g$  : 기상의 밀도
- $\rho_d$  : 액적의 밀도
- $\varphi$  : 종속변수 ( $1, u, v, w, e_s, f, k, \epsilon$ )
- $\Gamma_\varphi$  : 확산계수
- $\sigma_t, \sigma_k, \sigma_\epsilon$  :  $e_s, k, \epsilon$ 에 대한 프란틀수
- $\mu, \mu_{eff}$  : 층류, 유효점성계수
- $\gamma$  : 표면장력
- $\xi, \eta, \zeta$  : 원통좌표계의 반경, 원주, 축방향

- 하첨자
- $m$  : 평균치
- $d$  : 액적
- $g$  : 기상

## 1. 서 론

흡기관내에서 공기와 연료가 혼합되어 연소실내로 흡입된후 스파크에 의해서 연소가 이루어지는 가솔린기관과는 달리 흡입과정에서 공기만을 흡입한후 압축과정 말기에 고온, 고압의 연소실내로 연료를 분사시키므로써 자연착화 방식의 연소가 이루어지는 디젤기관은 높은 열효율을 얻을 수 있으나, 연소자체가 본질적으로 불균일한 예혼합(premixed) 확산연소(diffusive combustion)이기 때문에 국부적으로 과농한(dense) 혼합기의 연소지역에서는 입자성 배출물(soot)이 발생하여 환경오염의 원인이 되고 있다. 따라서 분무액적과 압축공기와의 접촉면적을 증대시켜 분무액적의 증발율을 높이고 증발된 연료증기와 공기의 혼합율을 증가시키므로써 완전연소가 가능하도록 하기 위해서 연소실내부 유동특성 및 분사되는 연료의 분무특성에 관한 수많은 연구노력이 진행되고 있다. 특히 분사되는 연료의 분무특성은 디젤기관의 연소 전단계에서 혼합에 영향을 미치며, 연소과정을 제어할 수 있는 중요인자로서 이에 대한 실험적, 수치해석적 연구가 활발히 수행되고 있다.

분무특성에 대한 실험적 연구는 단일 액적에 대한 연구로부터 시작되어 최근에는 엔진 운전상태에서의 분무특성에 대한 연구까지 가능하게 되었으나 엔진의 운전상태에서의 실험에 수반되는 많은 어려움으로 인하여 정적인 상태에서의 연구가 대부분이다. 정적인 상태에서의 실험적 연구에서는 주로 분무선단 도달거리, 분무선단의 속도변화, 분무각 그리고 분무입경 분포 등에 대해 사진촬영법, 광산란법 등을 이용한 측정이 일반적 경향이다.<sup>(2-4)</sup>

반면에 분무에 수반되는 물리적 현상들의 복잡성에 따른 분무 모델링의 어려움과 컴퓨터 용량 및 성능의 문제점들로 인하여 분무현상에 대한 수치해석적 연구는 80년대에 이르러 본격화 되었다.

분무현상을 해석하기 위해서는 분무를 parcel들로 나누어서 라그랑지안 방법을 적용하게 되는데 이 parcel들은 크기, 속도, 온도등이 같은 다수의

### 상첨자

- $n$  : 이전시간 단계값
- $n+1$  : 새로운 시간단계값

액적들로 구성된다. 이와 같은 수치해석적 방법에 있어서의 획기적인 발전은 Dukowiz<sup>(6)</sup>가 Monte Carlo Method를 제시하면서 시작되었다.

일반적으로 수치해석적 방법에서는 무화현상에 대한 처리가 쉽지 않기 때문에 노즐내부에서 이미 액적으로 무화된 것으로 가정하여 노즐출구에서 액적들이 분사되는 것으로 경계조건을 처리한다. 그러나 실제 운전중인 엔진의 노즐출구에는 농한 분무가 형성되고 고압분무시는 액주상태인 intact core가 노즐출구직경보다 훨씬 큰것으로 알려지고 있기 때문에 노즐출구에서의 무화현상과 분산현상의 명확한 구분이 어렵고 분무선단을 제외하고는 측정이 곤란하여 실험결과를 노즐출구 경계조건으로 이용할 수가 없는 실정이다.<sup>(6,7)</sup> 따라서 Dukowiz의 통계학적인 방법에서는 액적 분포함수를 가정하고 이 함수로부터 확률적으로 추출한 액적들을 노즐출구 경계조건으로 처리한다.

Dukowiz의 해석방법을 바탕으로 액적의 충돌(collision) 및 융합(coalescence) 현상을 처리할 수 있는 통계학적인 방법이 O'Rourke에 의해 제시되었으며,<sup>(8)</sup> 액적의 분산현상에 대한 모델들도 제시되었다.<sup>(9-10)</sup>

한편 분무된 액적들이 실린더벽이나 피스톤 보울 및 헤드에 충돌하면 액적의 증발을 및 증발된 연료 증기와 공기의 혼합물의 감소를 초래하게 되는데 이에 대한 수치해석적 연구도 활발히 수행되고 있다.<sup>(11-13)</sup>

디젤엔진에서의 연료분사시에는 연소실내부 압력보다 상당히 높은 압력으로 연료를 분사하게 된다. 이와같은 분사압력과 연소실 내부압력사이의 큰차이는 분사되는 액체연료의 속도를 증가시켜 증발시간을 단축시키고 증발율을 높일수 있는 작은 액적들로 무화시키기 위해 필요하다. 또한 가능한한 짧은 시간내에 연료를 연소실 전체에 확산시켜 압축공기와의 접촉면적을 증대시키므로써 연소효율을 높이기 위한 목적 때문이다. 따라서 분사압력의 변화에 따른 분무특성에 대한 많은 연구 노력이 진행되고 있으나 엔진의 운전조건에서의 연구는 그다지 많지 않은 실정이다.<sup>(7,14)</sup>

본 연구에서는 분무액적의 분산, 충돌 및 융합 그리고 증발현상등을 예측할 수 있는 분무모델을 이용하여 정적인상태 및 운전상태에서의 분사압력 변화에 따른 유동특성 및 분무특성에 대한 수치해석적 연구를 수행하고자 한다.

## 2. 이론적 모델

내연기관 연소실내의 기상(gas phase) 지배방정식들은 액체연료의 분무에 의해 두가지면에서 영향을 받는다. 첫째는 기상이 점유하던 공간을 분무액적이 점유하는 현상으로 이 현상은 기상의 지배방정식에 보이드율을 도입하여 처리할 수 있다. 여기서 보이드율이란 단위부피중 기체가 차지하는 부피의 비로서 정의된다. 둘째는 이상(two phase)사이의 물질전달, 열에너지 전달, 그리고 운동량전달 현상이다.

### 2.1 기상(gas phase)의 지배방정식

기상에 대한 지배방정식들은 피스톤의 압축 및 팽창에 수반되는 압축성 효과에 기인하는 밀도변화를 고려한 이상불 평균 형태이고, 난류량들에 대해서는 수정  $k-\epsilon$ 모델을 이용하여 처리한다. 표준  $k-\epsilon$ 모델을 이용하는 경우 압축행정이 진행되면서 길이척도(length scale)가 증가하는 물리적으로 타당치 못한 결과를 초래하게 된다. 따라서 압축 및 팽창과정에 수반되는 밀도변화를 고려한 수정  $k-\epsilon$  모델을 이용한다.<sup>(15-17)</sup>

행정체적(swept volume)과 틈새체적(clearance volume)의 계산격자는 피스톤 및 밸브운동에 따라 수축, 팽창하게 된다. 이와 같은 영향을 고려하기 위하여 각 영역에서의 격자의 움직이는 속도는 다음과 같이 정의된다.

실린더 헤드와 밸브 헤드사이 영역에서의 격자의 속도는 다음과 같으며,

$$W_g = \frac{Z_g}{Z_v} W_v \quad (1)$$

밸브 헤드와 피스톤 헤드 사이의 영역에서의 격자의 속도는 다음과 같다.

$$W_g = \left( \frac{Z_p - Z_g}{Z_p - Z_v} \right) W_v + \left( \frac{Z_g - Z_v}{Z_p - Z_v} \right) W_p \quad (2)$$

따라서 행정체적과 틈새체적에서의 각 지배방정식들을 일반적 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta V} \frac{\partial}{\partial t} (\theta \rho \Delta V \varphi) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\theta \rho W_{R\varphi}) \\ & + \frac{1}{\Delta \eta} \frac{\partial}{\partial \xi} (\theta \rho \Delta \eta u \varphi) \\ & + \frac{1}{\Delta \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} (\theta \rho \Delta \xi v \varphi) = \frac{\partial}{\partial \xi} (\theta \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{\Delta\eta} \frac{\partial}{\partial\xi} (\theta\Gamma_\varphi\Delta\eta \frac{\partial\varphi}{\partial\xi}) \\
 & + \frac{1}{\Delta\xi} \frac{\partial}{\partial\eta} (\theta\Gamma_\varphi\Delta\xi \frac{\partial\varphi}{\partial\eta}) + S_\varphi + S_\varphi^d \quad (3)
 \end{aligned}$$

여기서  $\Delta V = \Delta\xi\Delta\eta\Delta\xi$ 는 국부적인 체적변화를 나타내며  $w_R$ 은 이동경자에 대한 기상의 축방향 상대 속도로서 다음과 같다.

$$w_R = w - W_g \quad (4)$$

각 지배방정식에 대한 확산계수  $\Gamma_\varphi$ 와 생성항  $S_\varphi$ 는 Table 1에 정의되며 생성항  $S_\varphi^d$ 는 기상과 액상의 상호작용에 관련된 항으로 다음과 같이 정의된다.

$$S_m^d = -\frac{\pi\rho_d}{6V\delta t} \sum_k N_k \{ (D_{d,k}^{n+1})^3 - (D_{d,k}^n)^3 \}$$

$$\begin{aligned}
 S_u^d = & -\frac{\pi\rho_d}{6V\delta t} \sum_k N_k \{ (D_{d,k}^{n+1})^3 \underline{U}_{d,k}^{n+1} \\
 & - (D_{d,k}^n)^3 \underline{U}_{d,k}^n \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_e^d = & -\frac{\pi\rho_d}{6V\delta t} \sum_k N_k \{ (D_{d,k}^{n+1})^3 (C_v T_{d,k})^{n+1} \\
 & - (D_{d,k}^n)^3 (C_v T_{d,k})^n \} \quad (5)
 \end{aligned}$$

한편 Table 1에 나타나는  $r_2, r_3$ 는 곡률반경이다. 피스톤 보울 영역에서의 지배방정식은 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$\frac{1}{\Delta V} \frac{1}{\delta t} (\theta\rho\Delta V\varphi) + \frac{1}{\Delta\xi\Delta\eta} \frac{\partial}{\partial\xi} (\Delta\xi\Delta\eta\theta\rho w_r\varphi)$$

**Table 1** Diffusion coefficients and source terms in swept and clearance volumes

$\varphi$	$\Gamma_\varphi$	$S_\varphi$
$u$	$\mu_{eff}$	$  \begin{aligned}  & -\frac{\partial p}{\partial\xi} + \frac{\partial}{\partial\xi} (\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial\xi}) + \frac{1}{\Delta\eta} \frac{\partial}{\partial\xi} \left[ \Delta\eta \left\{ \mu_{eff} \left( \frac{\partial u}{\partial\xi} + \frac{2v}{r_2} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_{eff} \nabla \cdot \underline{u}) \right\} \right] \\  & + \frac{1}{\Delta\xi} \frac{\partial}{\partial\eta} \left\{ \Delta\xi \mu_{eff} \left( \frac{\partial v}{\partial\xi} - \frac{u}{r_2} - \frac{v}{r_3} \right) \right\} + \left\{ \rho v^2 - 2\mu_{eff} \left( \frac{\partial v}{\partial\eta} + \frac{u}{r_3} \right) + \frac{2}{3} (\rho k + \mu_{eff} \nabla \cdot \underline{u}) \right\} / r_3 \\  & - \left\{ \rho uv - \mu_{eff} \left( \frac{\partial v}{\partial\xi} - \frac{u}{r_2} + \frac{\partial u}{\partial\eta} - \frac{v}{r_3} \right) \right\} / r_2  \end{aligned}  $
$v$	$\mu_{eff}$	$  \begin{aligned}  & -\frac{\partial p}{\partial\eta} + \frac{\partial}{\partial\xi} (\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial\eta}) + \frac{1}{\Delta\eta} \frac{\partial}{\partial\xi} \left\{ \Delta\eta \mu_{eff} \left( \frac{\partial u}{\partial\eta} - \frac{u}{r_2} - \frac{v}{r_3} \right) \right\} \\  & + \frac{1}{\Delta\xi} \frac{\partial}{\partial\eta} \left[ \Delta\xi \left\{ \mu_{eff} \left( \frac{\partial v}{\partial\eta} + \frac{2u}{r_3} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_{eff} \nabla \cdot \underline{u}) \right\} \right] \\  & + \left\{ \rho u^2 - 2\mu_{eff} \left( \frac{\partial u}{\partial\xi} + \frac{v}{r_2} \right) + \frac{2}{3} (\rho k + \mu_{eff} \nabla \cdot \underline{u}) \right\} / r_2 \\  & - \left\{ \rho uv - \mu_{eff} \left( \frac{\partial v}{\partial\xi} - \frac{u}{r_2} + \frac{\partial u}{\partial\eta} - \frac{v}{r_3} \right) \right\} / r_3  \end{aligned}  $
$w$	$\mu_{eff}$	$  \begin{aligned}  & -\frac{\partial p}{\partial\xi} + \frac{\partial}{\partial\xi} \left( \mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial\xi} - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_{eff} \nabla \cdot \underline{u}) \right) \\  & + \frac{1}{\Delta\eta} \frac{\partial}{\partial\xi} \left( \Delta\eta \mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial\xi} \right) + \frac{1}{\Delta\xi} \frac{\partial}{\partial\eta} \left( \mu_{eff} \Delta\xi \frac{\partial v}{\partial\xi} \right)  \end{aligned}  $
$e_s$	$\frac{\gamma\mu_{eff}}{\sigma_t}$	$-\nabla \cdot (\rho \underline{u})$
$f$	$\mu_{eff}$	0
$k$	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	$G_t - \frac{2}{3} \nabla \cdot \underline{u} (\rho k + \mu_{eff} \nabla \cdot \underline{u}) - \rho \varepsilon$
$\varepsilon$	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{k} \left[ C_1 \left\{ G_t - \frac{2}{3} \nabla \cdot \underline{u} (\rho k + \mu_{eff} \nabla \cdot \underline{u}) - C_2 \rho \varepsilon \right\} \right] + C_3 \rho \varepsilon \nabla \cdot \underline{u}$
$\mu_{eff} = \mu + \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon}$		
$\sigma_t = 0.9, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.22$		
$C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, C_3 = -0.373, C_\mu = 0.09$		

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{\Delta\xi\Delta\eta} \frac{\partial}{\partial\xi} (\Delta\xi\Delta\eta\theta\rho u_r\varphi) + \frac{\partial}{\partial\eta} (\theta\rho v\varphi) \\
 & = \frac{1}{\Delta\xi\Delta\eta} \frac{\partial}{\partial\xi} \left( \Delta\xi\Delta\eta\theta\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial\xi} \right) + \frac{1}{\Delta\xi\Delta\eta} \frac{\partial}{\partial\xi} \\
 & \left( \Delta\xi\Delta\eta\theta\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial\xi} \right) + \frac{\partial}{\partial\eta} \left( \theta\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial\eta} \right) + S_\varphi \quad (6)
 \end{aligned}$$

피스톤 보울영역에서의 지배방정식에 나타나는 확산계수 및 생성항들은 Table 1의 내용과 유사한 형태를 갖는다.<sup>(18)</sup>

### 2.2 액상(liquid phase)의 지배방정식

액상은 불연속 액적 모델(discrete droplet model)을 이용하여 처리하게 되는데 이 모델에서는 크기, 온도, 속도 등이 같은 액적군을 하나의 parcel로 처리한다. 액적들의 질량, 속도, 온도 등은 각 액적들에 대한 라그랑지안 지배방정식으로부터 구할 수 있다.

액적의 궤적과 운동량에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{d\xi_d}{dt} = u_d, \quad \frac{d\eta_d}{dt} = v_d, \quad \frac{d\xi_d}{dt} = w_d \quad (7)$$

$$\frac{du_d}{dt} = K_d(u_g + u'_g - u_d) + S_{u_d}$$

$$\frac{dv_d}{dt} = K_d(v_g + v'_g - v_d) + S_{v_d}$$

$$\frac{dw_d}{dt} = K_d(w_g + w'_g - w_d) + S_{w_d} \quad (8)$$

여기서 운동량 전달계수  $K_d$ 는 다음과 같다.

$$K_d = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho_g}{\rho_d} \frac{1}{D_d} V_{rel} \quad (9)$$

두상 사이의 상대속도  $V_{rel}$ 은 다음과 같으며,

$$\begin{aligned}
 V_{rel} = & \{ (u_g + u'_g - u_d)^2 + (v_g + v'_g - v_d)^2 \\
 & + (w_g + w'_g - w_d)^2 \} \quad (10)
 \end{aligned}$$

항력계수는 레이놀즈수에 따라서 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 C_d = & 0.44, & Re > 1000 \\
 C_d = & (24 + 36Re^{0.687})/Re, & Re < 1000
 \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 레이놀즈수는 다음과 같다.

$$Re = \rho V_{rel} D_d / \mu \quad (12)$$

### 2.3 분무 모델

일반적으로 수치해석적 연구에서는 무화현상을

처리할 수 없기 때문에 노즐출구에서 액적들이 분사되는 것으로 무화현상을 처리한다. 따라서 이와 같이 분사되는 액적들이 연소실내의 기상과 상호작용하며 분산, 증발, 융합 및 충돌등의 현상을 수반하게 된다.

본 연구에서는 Reitz와 Diwaker<sup>(9)</sup>의 분산모델을 이용하고 있다. 이 모델에서는 We수에 따라 두가지의 경우로 나누어지는데 다음과 같다.

(i) bag break-up ;  $We = \rho V_{rel} D_d / 2\gamma > 6.0$

(ii) stripping break-up ;  $We / \sqrt{Re} > 0.5$

액적의 상태가 위의 조건 (i)이나 (ii)를 만족할 때 액적은 불안정한 상태가 된다. 이와 같은 불안정한 상태인 액적의 수명(lift time)은 조건 (i), (ii)에 대해 각각 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 t_1 & = \pi \left( \frac{\rho_d D_d^3}{16\gamma} \right)^{0.5} \\
 t_2 & = C \frac{D_d}{2V_{rel}} \left( \frac{\rho_d}{\rho} \right)^{0.5} \quad (13)
 \end{aligned}$$

따라서 액적이  $t_1$ 이나  $t_2$ 보다 긴시간 동안 불안정한 상태로 존재하게 되면 이 액적은 보다 작은 액적들로 나누어지게 되므로 한 parcel내의 액적의 수는 증가하게 된다. 이와 같은 불안정한 액적의 크기는 다음과 같은 식에 의해서 시간에 따라 계속적으로 변하게 된다.

$$\left[ \frac{dD_d}{dt} \right]_{unstable} = -(D_d - D_{d,stable}) / t \quad (14)$$

액적의 증발현상은 다음과 같은 라그랑지안 질량 보존방정식 및 에너지 보존방정식에 의해서 처리된다.

$$\frac{dm_d}{dt} = -\pi D_d DP_t \ln \left( \frac{P_t - P_{v,\infty}}{P_t - P_{v,s}} \right) Sh / RT_m \quad (15)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d(mC_p T)_d}{dt} & = \pi D_d k_t (T_g - T_d) \left( \frac{z}{e^z - 1} \right) Nu \\
 & + Q \frac{dm_d}{dt} \quad (16)
 \end{aligned}$$

여기서  $P_t$ 는 전압,  $P_{v,\infty}$ 는 액적으로부터 멀리 떨어진 지점에서의 증기압,  $P_{v,s}$ 는 액적표면에서의 증기압을 나타낸다. 또한  $z$ 는 물질전달과 열전달이 동시에 발생할 때 열전달계수를 보정하는 함수의 인자로써 다음과 같이 정의된다.

$$z = -C_{pv} \frac{dm_d}{dt} / \pi D_d k_t Nu \quad (17)$$

### 3. 수치해석

#### 3.1 차분방정식

각 보존방정식에 대한 수치해를 구하기 위해서는 전체 계산영역에서의 편미분방정식을 유한차분의 형태로 나타내어 모든 계산 격자점에서 연립해를 구해야 하는데 본 연구에서는 직교격자로 구성된 3차원 제어체적을 정의하고 각 보존방정식을 이 제어체적내에서 체적적분으로 차분화시키는 유한체적법을 이용한다. 여기서 시간영역에 대한 차분화는 Euler 음함수 방법을 이용하며, 공간영역에 대해서는 hybrid scheme을 이용한다.

##### (1) 기상(gas phase)의 차분방정식

운동량, 에너지 그리고 연료중기의 질량분포에 대한 보존방정식을 각 계산격자점에 대해 유한차분의 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + A_0 \right) u_i^{n+1} \\ & - \frac{\theta^n \rho^n \Delta V^n}{\delta t \Delta V^{n+1}} u_i^n = H^1(u_i)^{n+1} - \theta^{n+1} \Delta_i P^{n+1} \\ & + S_i + S_{ui}^d \quad (18) \\ & \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + B_0 \right) e^{n+1} - \frac{\theta^n \rho^n \Delta V^n}{\delta t \Delta V^{n+1}} e^n = G^1(e)^{n+1} \\ & - \theta^{n+1} \Delta_i (P u_i)^{n+1} + S_e^d \quad (19) \\ & \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + C_0 \right) f^{n+1} - \frac{\theta^n \rho^n \Delta V^n}{\delta t \Delta V^{n+1}} f^n \\ & = J^1(f)^{n+1} + S_m^d \quad (20) \end{aligned}$$

위의 차분방정식에서 연산자  $H^1(u_i)$ ,  $G^1(e)$  그리고  $J^1(f)$ 는 대류항과 확산항의 유한차분 형태로써 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} H^1(u_i) &= H(u_i) + A_0 u_i \\ G^1(e) &= G(e) + B_0 e \\ J^1(f) &= J(f) + C_0 f \quad (21) \end{aligned}$$

여기서  $H$ ,  $G$  그리고  $J$ 는 다음과 같이 정의 된다. (18)

$$\begin{aligned} H(u_i) &= A_m u_{i,m} \\ G(e) &= B_m e_m \\ J(f) &= C_m f_m \quad (22) \end{aligned}$$

##### (2) 액상(liquid phase)의 차분방정식

액적의 궤적과 운동량에 대한  $\xi$ 방향의 음함수 유한 차분방정식은 다음과 같다.

$$\xi_i^{n+1} = \xi_i^n + \delta t \cdot u_d^{n+1} \quad (23)$$

$$u_d^{n+1} = \frac{u_d^n + \delta t \cdot K_d^{n+1}(u^{n+1} + u'^{n+1}) + \delta t \cdot S_{ud}^{n+1}}{1 + \delta t \cdot K_d^{n+1}} \quad (24)$$

액적의 질량과 에너지에 대한 보존방정식을 음함수 차분방정식으로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} m_d^{n+1} &= m_d^n - \delta t \cdot \pi D_d^{n+1} \left\{ DP_t \ln \left( \frac{P_t - P_{v,\infty}}{P_t - P_{v,s}} \right) \right. \\ & \left. \frac{Sh}{RT_m} \right\}^{n+1} \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (m C_p T)_d^{n+1} &= (m C_p T)_d^n \\ &+ \delta t \cdot \pi D_d^{n+1} (T_g^{n+1} - T_d^{n+1}) \\ & \left\{ k \left( \frac{z}{e^z - 1} \right) Nu \right\}^{n+1} + Q^{n+1} (m_d^{n+1} - m_d^n) \quad (26) \end{aligned}$$

#### 3.2 해석 알고리즘

음함수 차분방정식을 풀기위해 PISO 알고리즘을 이용한다. 이 PISO 알고리즘은 기존의 방법과는 달리 한번의 예측단계와 두번의 보정단계를 거치게 된다.

이 PISO 알고리즘에 의한 해석과정을 대략적으로 정리하면 다음과 같다.

(1) 피스톤 및 밸브운동에 따라 격자의 크기가 조절되며, 격자의 속도가 결정된다.

(2) 오리피스 유동방정식을 이용하여 밸브를 통해 유입되는 공기량을 결정하고, 연소실 내부압력을 계산한다.

(3) 분무되는 새로운 액적들의 초기조건이 주어진다.

(4) 새로운 액적들의 궤적 및 속도성분이 계산되며, 각 액적의 질량 및 온도가 계산된다.

(5) 기상의 각 속도성분이 계산된다.

(6) 위의 속도성분을 이용하여 액적의 위치 및 속도를 보정하며, 압력보정 방정식을 푼다.

(7) 보정된 압력장을 이용하여 기상의 속도장을 보정한다.

(8) 보정된 속도장을 이용하여 두번째 압력장을 보정한다.

(9) 두번째 보정된 압력장을 이용하여 다시 속도장을 보정한다.

(10) 위의 속도장을 이용하여 액적의 각 성분들이 다시 보정된다.

(11) 난류량들이 계산된다.

(12) 다음 시간단계로 진행된다.

#### 3.3 격자생성 및 경계조건

정적인 상태의 연소실내에 고압분무시 분무거동

에 관한 연구의 경우 Table 2와 같은 엔진사양을 갖는다. 주어진 연소실 사양에 대해 Fig. 1(a)와 같이 반경, 원주 및 축방향으로 각각 20, 20, 60의 격자계를 구성한다. 정적인 상태에서의 계산에서는 분사노즐의 직경이 0.2, 0.3, 0.4 mm인 각각의 경우에 대해 분사압력을 10, 40 MPa로 변화시키고 정

적 연소실내부 압력을 2.0 MPa로 가정하여 수치해석하였다. 분사되는 연료는 n-dodecane( $C_{12}H_{26}$ )이며, 분사되는 연료의 양은 각 분무압력에 대해 1 ms당 6~15 mg 정도이다. 한편 실험에서와는 달리 수치해석에서는 분무각을 초기조건으로 처리해야 한다. 따라서 직경 0.3 mm 노즐의 경우 각 분무압

Table 2 Engine specification and calculation parameters for quiescent case

Combustion chamber diameter [mm]	190
Combustion chamber length [mm]	450
Initial temperature of combustion chamber [K]	300
Fuel temperature [K]	300
Injection pressure [MPa]	10, 40
Injection nozzle diameter [mm]	0.2, 0.3, 0.4

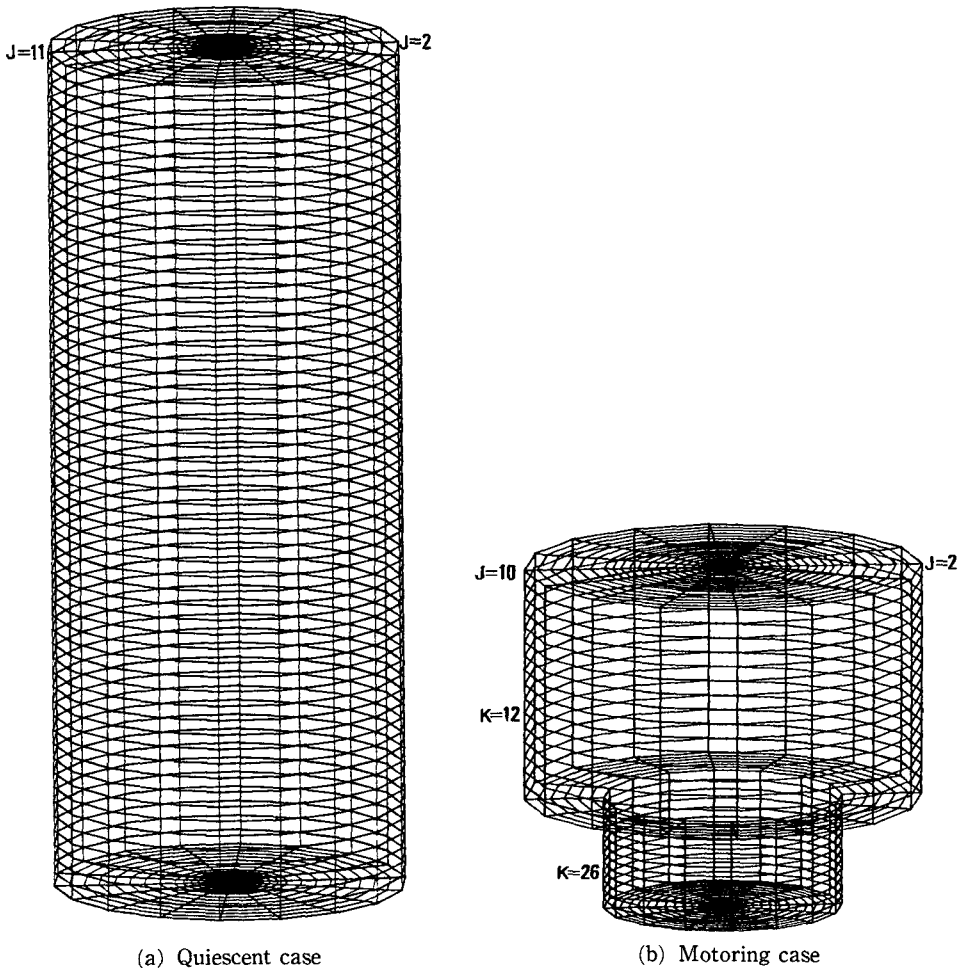


Fig. 1 Calculation domain

Table 3 Engine specification and calculation parameters for motoring case

Bore [mm]	105
Clearance [mm]	12
Stroke [mm]	108
Piston bowl diameter [mm]	65
Piston bowl depth [mm]	30
Engine speed [rpm]	1800
Fuel temperature [K]	300
Injection pressure [MPa]	20, 30
Injection nozzle diameter [mm]	0.3
Injection start crank angel [deg]	ATDC 341
Injection end crank angle [deg]	ATDC 359

력에 대해 실험결과를 이용하여 평균 분무각 14.5도, 16.5도를 초기조건으로 처리했다. 또한 노즐출구에서의 속도 경계조건은 노즐과 연소실내부의 압력차에 의해서 처리되도록 다음식을 이용했다.

$$W_0 = C_0(2\Delta P/\rho_a)^{0.5} \quad (27)$$

여기서 유량계수(discharge coefficient)  $C_0$ 는 0.5~0.7사이의 값을 이용했다.

운전상태인 연소실내에 고압분무시 분무거동에 관한 연구의 경우 Table 3과 같은 엔진사양을 갖는다. 한편 주어진 연소실 사양에 대해 Fig. 1(b)와 같이 틸새 및 행정영역에 대해서는 반경, 원주 및 축방향으로 각각 22, 18, 18의 격자계를, 보울 영역에 대해서는 16, 18, 12의 격자계를 구성한다. 운전상태의 경우에는 노즐직경이 0.3 mm이고 분사압력이 20, 30 MPa로 가정하여 수치해석하였다. 정적인 상태와는 달리 운전상태의 경우는 연소실내부 압력이 피스톤의 운동에 따라 변하게 되는데 본 연구의 경우는 분무기간동안 약 1.5~2.0 MPa로 변화한다. 노즐출구에서의 속도 경계조건의 처리는 정적인 상태에서와 같은 식을 이용하였다.

일반적으로 수치해석적 연구에서는 무화현상에 대한 처리가 어렵기 때문에 기존의 대부분 연구에서는 노즐출구 직경과 같은 크기의 액적이 분사되는 것으로 무화현상을 처리했다. 그러나 본 연구에서는 정적인 상태 및 운전상태의 경우 모두  $0 < D_d < d_{nw}$ 의 범위에서 정규분포를 갖는 액적이 노즐출구에서 분사되는 것으로 처리한다. 여기서  $D_d$ 는 분사되는 액적의 직경,  $d_{nw}$ 는 노즐출구 직경을 나타낸다.

## 4. 계산결과 및 고찰

본 연구에서는 이용된 분무모델의 타당성 검증을 위하여 정적인 상태의 연소실내로 고압분무시 수반되는 제현상에 대한 수치해석 결과를 실험결과<sup>(1)</sup>와 비교하였으며, 운전상태의 연소실내로 고압분무시의 유동장 변화와 분무액적의 거동에 관해 수치해석하였다. 정적인 상태에서의 해석에서는 분사되는 액체 연료의 온도와 연소실내부 온도를 같게 처리했기 때문에 증발현상을 고려하지 않았다.

### 4.1 정적인 상태에서의 해석

#### (1) 분무선단의 도달거리

분사된 연료의 침투력을 나타내는 분무선단 도달거리는 분사된 연료의 연소실내 분포상태를 지배하는 중요한 인자로 연소과정에 크게 영향을 미치게 된다. 액주상태로 노즐출구에서 분사되는 연료는 분산길이(breakup length) 구간을 거치면서 서로 다른 크기의 수많은 액적들로 분리된다. 이와같은 분무과정에는 분무의부의 공기가 분무체적내로 유입되면서 분무의 폭은 넓어지고 유입된 공기와 액적들의 상호작용에 의해 액적의 증발현상이 수반된다. 일반적으로 분무가 진행됨에 따라 분무초기 즉 분산길이 구간에서는 시간에 비례하여 분무선단 도달거리가 증가하나 그 이후에는 대략적으로 시간의 제곱근에 비례하는 것으로 알려져 있다.<sup>(1~2)</sup>

Fig. 2와 Fig. 3은 분무압력이 10 MPa, 40 MPa이고 정적 연소실내부 압력이 2 MPa일 때 노즐출



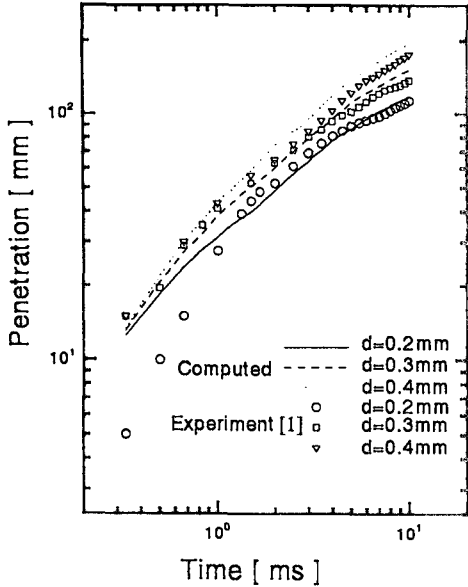


Fig. 2 Spray tip penetration with injection pressure of 10 MPa

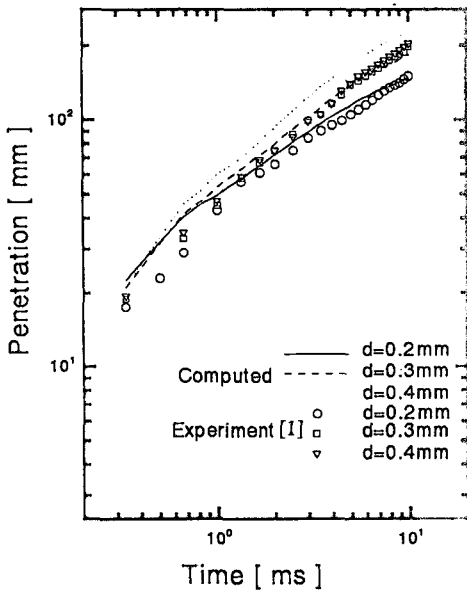


Fig. 3 Spray tip penetration with injection pressure of 40 MPa

구 직경의 변화에 따른 분무선단의 도달거리를 실험치와 비교한 것이다. 전반적으로 분무 초기와 노즐의 출구직경이 상대적으로 큰 0.4 mm인 경우를 제외하고는 실험치와 잘 일치하는 경향을 나타내고

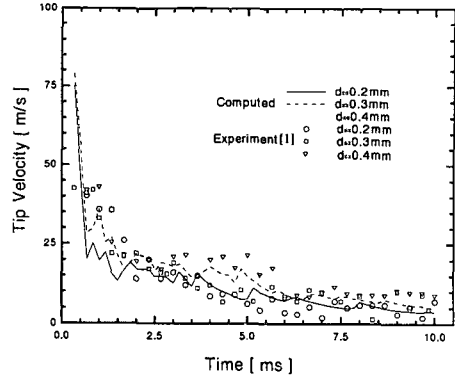


Fig. 4 Spray tip velocity with injection pressure of 10 MPa

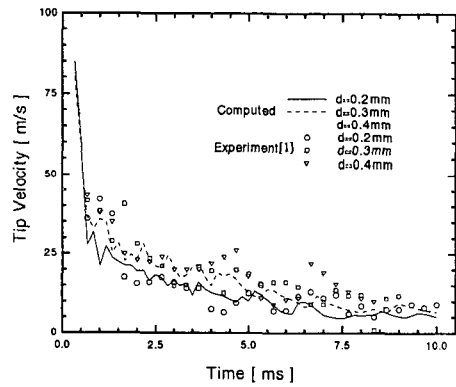


Fig. 5 Spray tip velocity with injection pressure of 40 MPa

있다. 일반적으로 분무현상에 대한 수치해석적 연구에서는 실험에서 나타나는 분산길이와 밀접한 관계를 갖고 있는 무화현상에 대한 처리가 쉽지 않아서 노즐출구에서 액적들이 분사되는 것으로 무화현상을 처리하게 된다. 그러나 실제로 고압분무시에는 액주상태인 intact core가 노즐출구 직경보다 훨씬 큰것으로 알려지고 있는데 수치해석적 연구에서는 노즐출구 부근에서의 이와같은 intact core의 존재를 고려할 수가 없기 때문에 이에 기인하는 오차가 발생하는 것으로 생각된다. 또한 노즐출구직경이 상대적으로 큰 경우에 발생하는 실험치와의 차이는 분사되는 연료의 양 및 유량계수에 대한 조건이 실험의 경우와 잘 맞지 않기 때문인 것으로 생각된다.

분무현상에 대한 수치해석적 연구에서는 노즐출구의 경계조건을 실험현상과 같은 액주상태로 가정

할 수 없고 확률분포를 갖는 액적들이 분사되는 것으로 가정하기 때문에 분무초기 분무시간에 비례하여 도달거리가 증가하는 분산길이는 명확하게 나타나지 않았으나 분산거리 구간을 지나서는 실험치와 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있었다.

(2) 분무선단의 속도변화

Fig. 4와 Fig. 5는 분무압력이 10 MPa, 40 MPa이고 정적연소실 내부 압력이 2 MPa이며, 노즐출구 직경이 0.2 mm, 0.3 mm, 0.4 mm일때의 분무선단의 속도변화를 실험치와 비교한 것이다. 수치

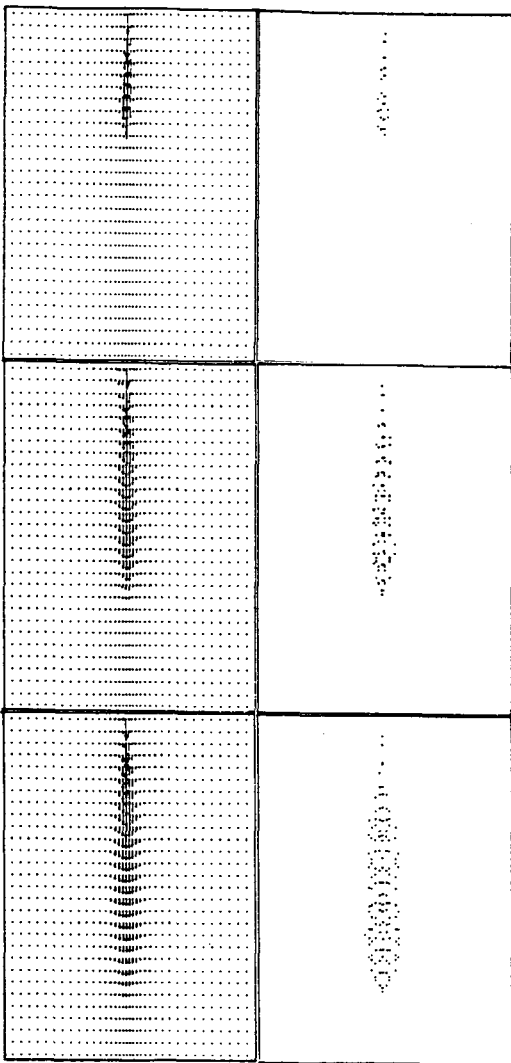
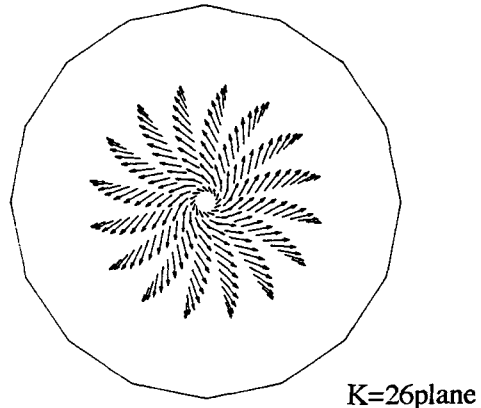
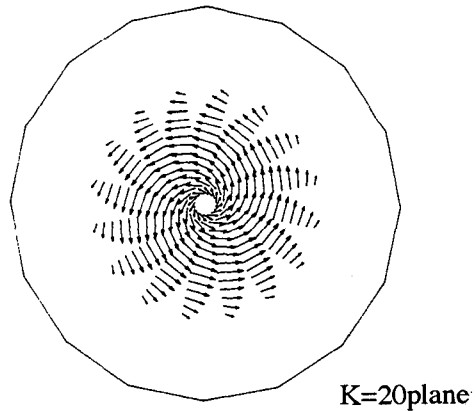
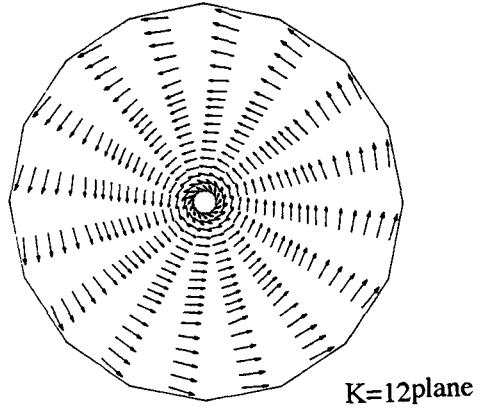
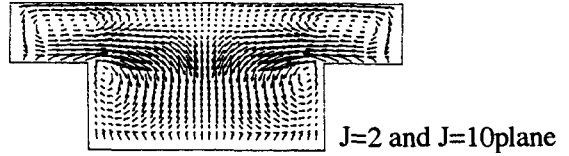


Fig. 6 Droplets distribution and velocity vectors injected from nozzle of 0.3 mm diameter with injection pressure of 40 MPa at 10, 30, 50 ms

Fig. 7 Velocity vectors at ATDC 340° for J=2 and J=10, K=12, K=20 and K=26 planes

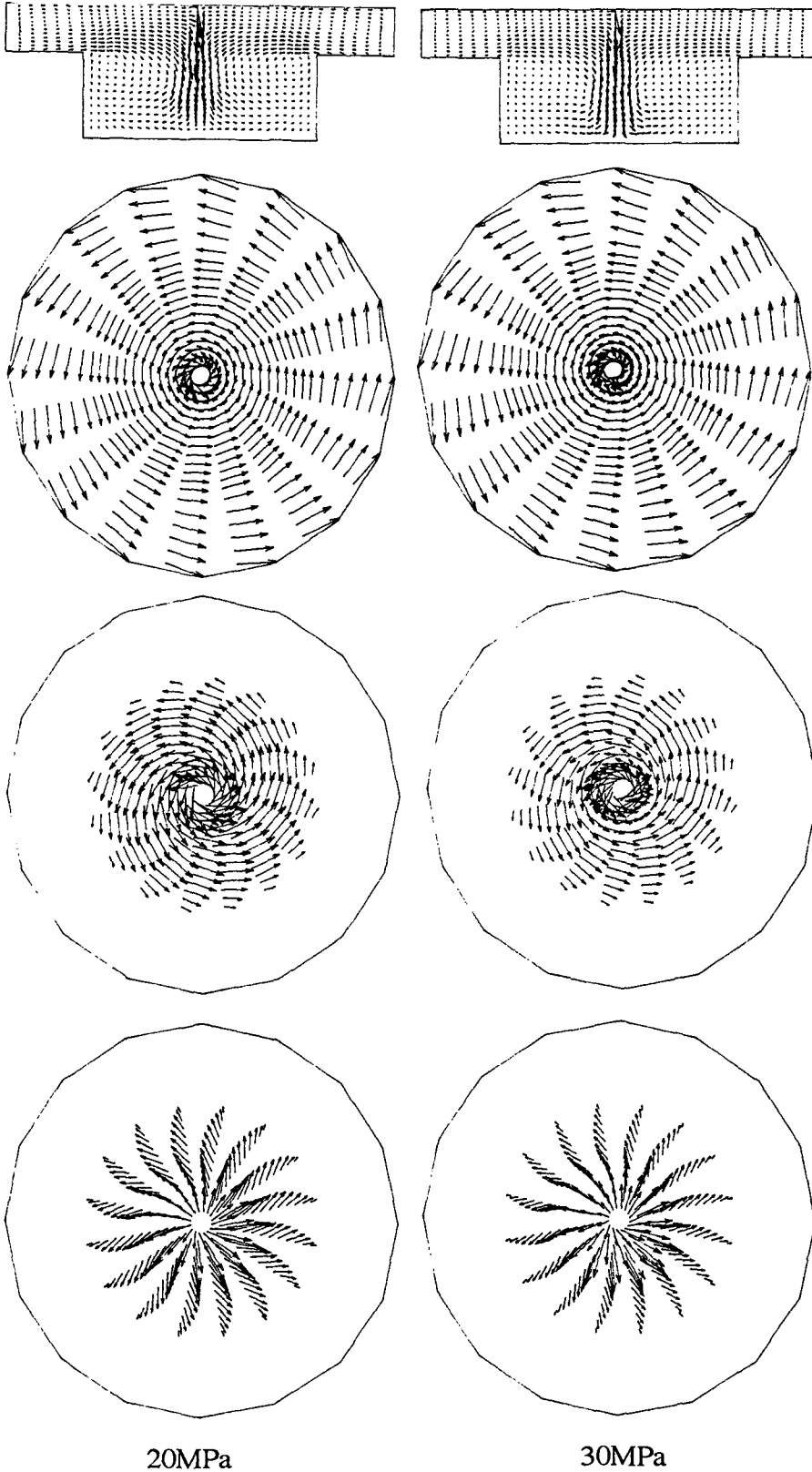


Fig. 8 Velocity vectors at ATDC 350° with injection pressure 20, 30 MPa

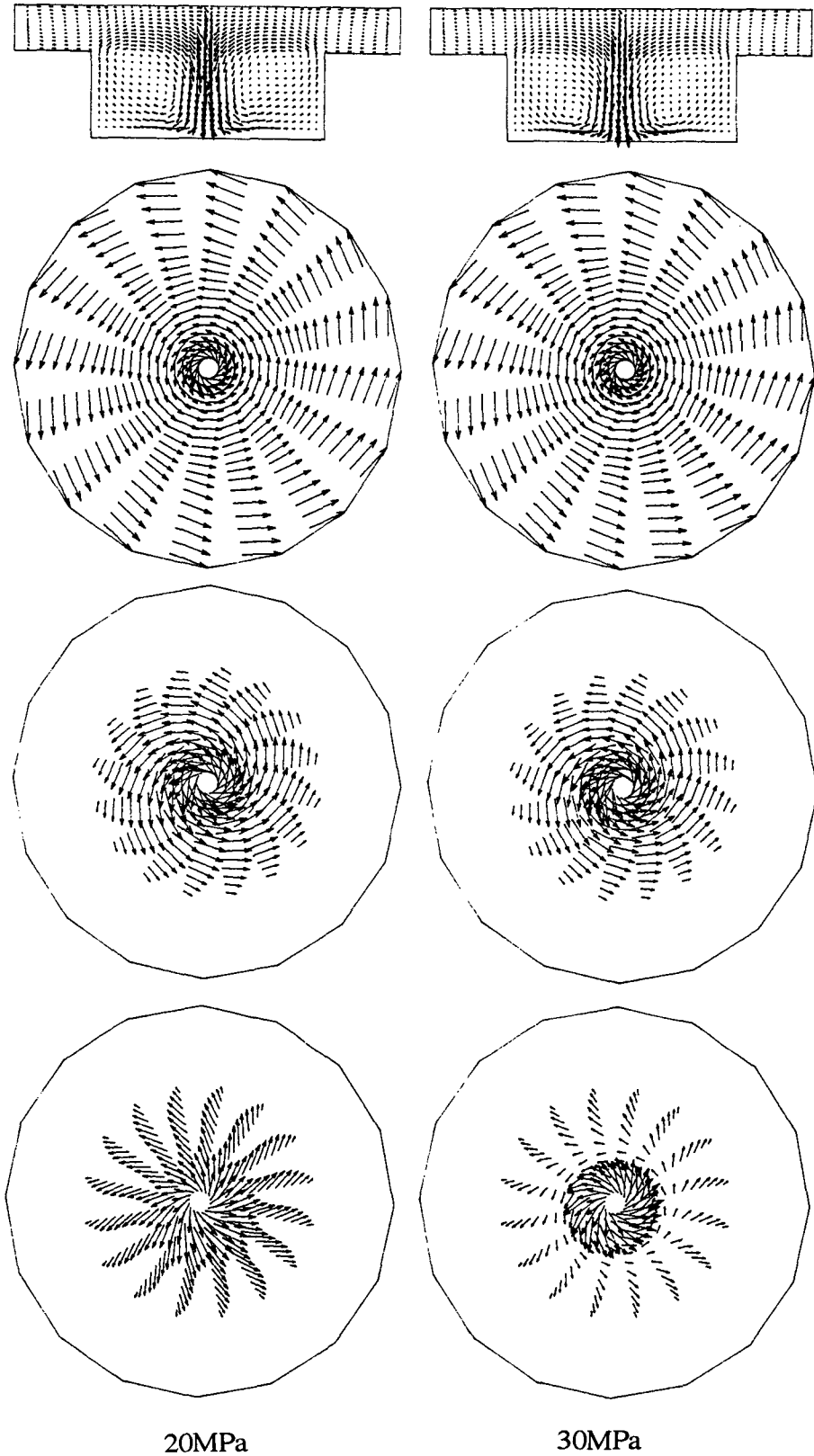


Fig. 9 Velocity vectors at ATDC 360° with injection pressure 20, 30 MPa

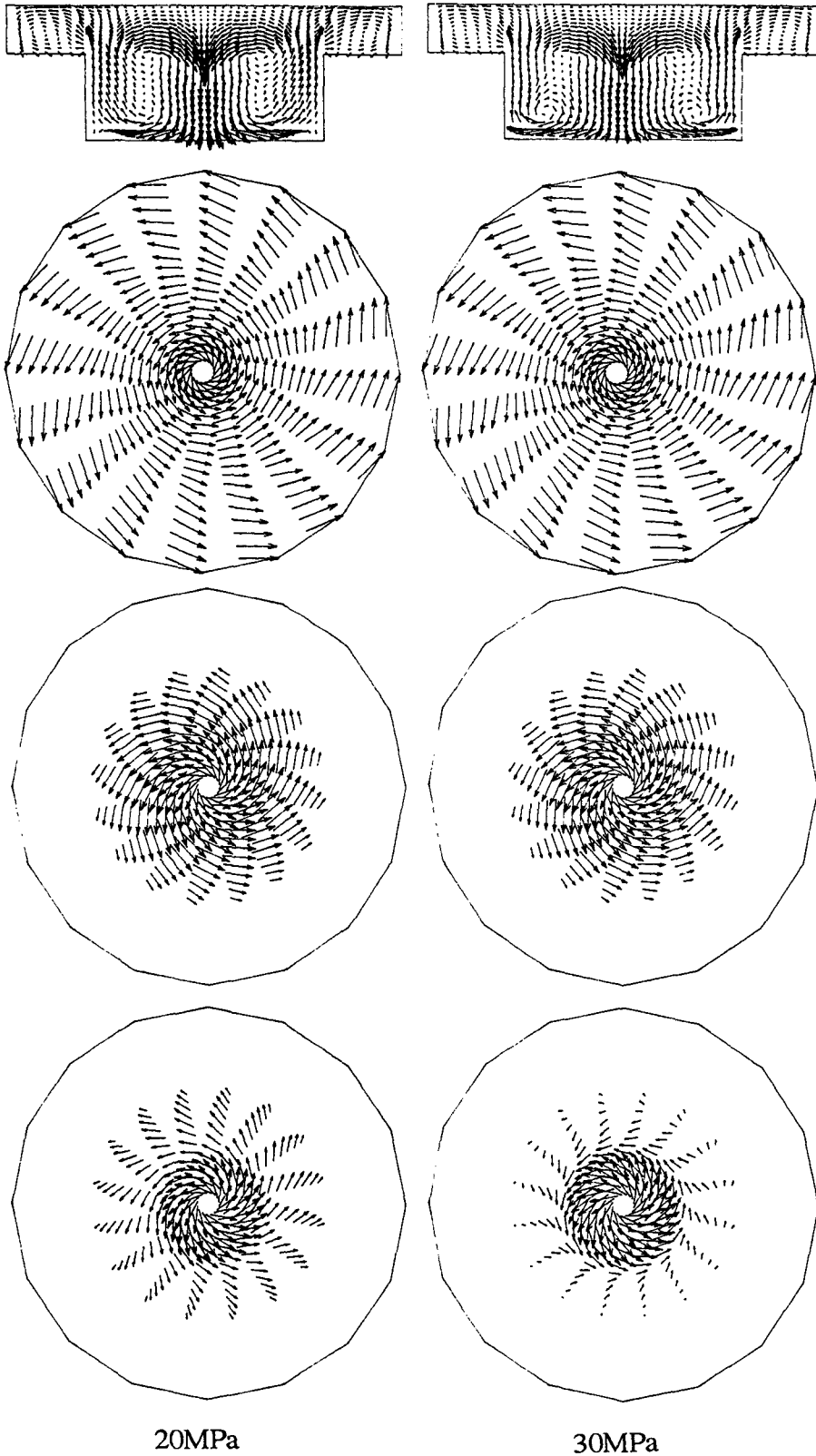


Fig. 10 Velocity vectors at ATDC 370° with injection pressure 20, 30 MPa

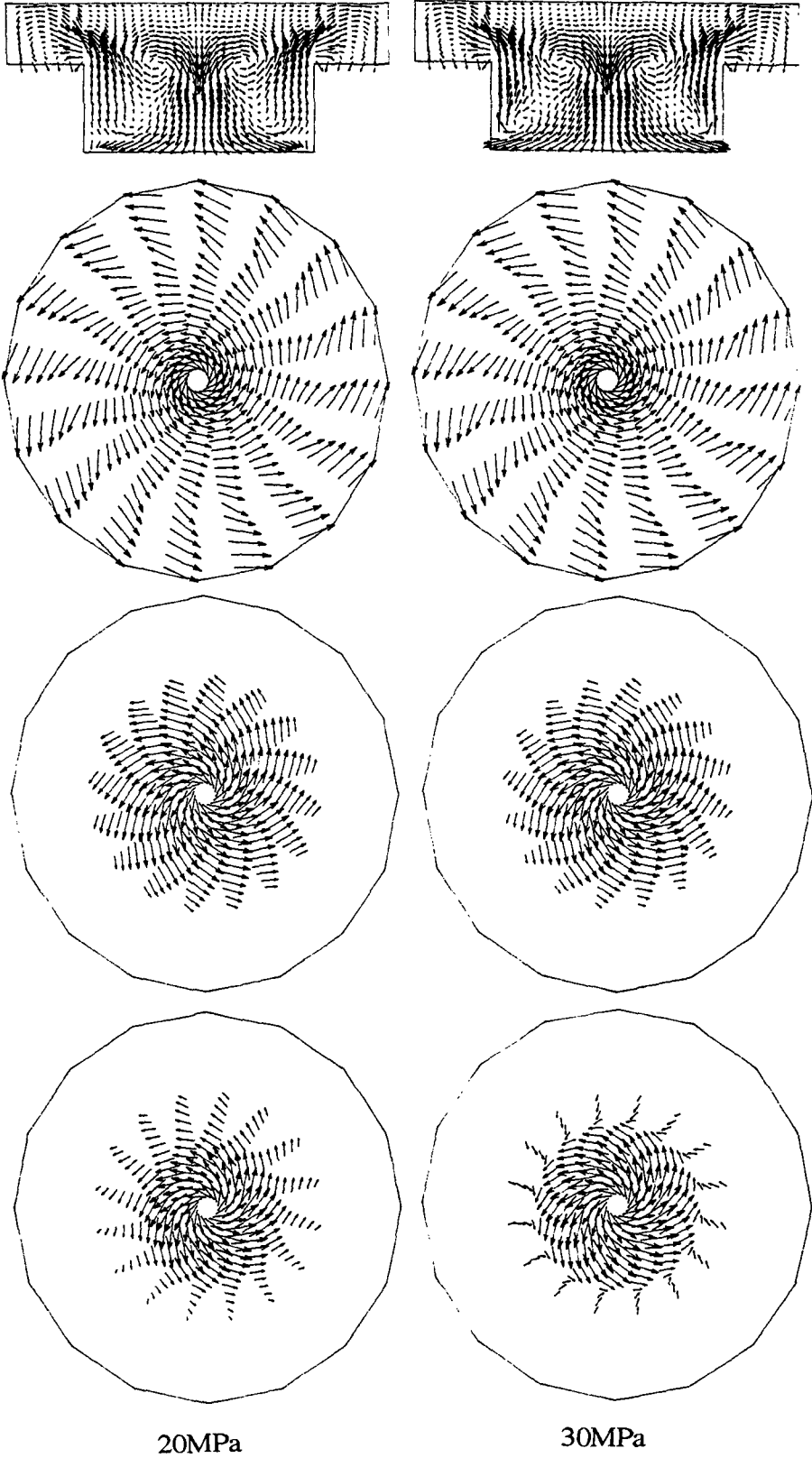


Fig. 11 Velocity vectors at ATDC 380° with injection pressure 20, 30 MPa

해석적 연구에서는 노즐의 형상이나 노즐내부에서 발생할 수 있는 현상들을 고려할 수 없고 분사되는 연료의 양이나 유량계수등과 같은 조건들을 실험치와 동일하게 처리하기가 쉽지 않기 때문에 이로 인한 오차가 상당히 나타나고 있다. 특히 분무초기의 속도는 실험치보다 약 2배 정도 크게 나타나고 있다. 그러나 분무초기를 제외하고는 정성적으로 실험치와 잘 일치하는 경향을 나타내고 있다. 각 경우 모든 분무가 진행됨에 따라 분무선단의 속도는 감소하면서 증감을 반복한다. 이는 분무선단의 액적들보다는 후속하는 액적들이 공기저항을 적게 받기 때문에 후속 액적들이 선단의 액적들을 추월하는 현상이 반복되기 때문인 것으로 생각된다.

(3) 유동장 및 액적분포

Fig. 6은 분무 압력이 40 MPa이며, 정적 연소실 내부 압력이 2 MPa일때 노즐출구 직경 0.3 mm인 경우의 시간에 따른 분무액적 분포 및 분무에 의해 야기되는 유동장을 나타내고 있다. 사진촬영한 실험결과<sup>(1)</sup>와 유사한 분무의 외곽쪽으로 나뭇가지가 뻗어나간 듯한 수형구조(branch-like structure)가 형성되는 것을 볼 수 있다. 이와같은 구조는 분무 외곽을 구성하고 있는 액적들에 작용하는 공기의 저항과 외부공기의 분무체적내로 유입에 의해 액적

들이 바깥쪽으로 밀려나기 때문에 나타나는 현상이다. 그러나 실험결과에서와 같은 명확한 형태의 수형구조를 나타내지는 못하고 있다. 이는 실험에서와 같이 시각적으로 보이는 모든 액적들이 사진촬영된 경우와는 달리 본 수치해석적 연구에서는  $J=2$ 와  $J=11$ 인 한 평면에 존재하는 액적들만을 도시한 결과이기 때문인 것으로 생각된다.

4.2 운전상태에서의 분무거동

(1) 압축행정 말기 및 팽창행정의 유동장 변화

Fig. 7은 분무직적인 ATDC 340도일때 Fig. 1(b)에 나타낸것과 같은  $J=2$ 와  $J=10$ 인 평면과  $K=12$ ,  $K=20$  그리고  $K=26$ 인 축방향 평면에서의 유동장을 나타내고 있다. 본 연구의 계산 결과는 선회비 4인 경우로 축방향의 거의 모든 평면에서 반시계방향으로 회전하는 선회회수가 나타나는 것을 볼 수 있다.  $J=2$ 와  $J=10$ 인 평면에서는 피스톤헤드 쪽의 압축공기가 보울내로 유동하는 스퀴시유동이 나타나며 이와같은 스퀴시유동의 영향으로 피스톤헤드와 실린더헤드사이 그리고 보울내에 와류가 발생되는 것을 알 수 있다. 이와같은 와류는 분무되는 연료의 증발을 및 증발된 연료와 압축공기의 혼합물에 영향을 미치게 된다.

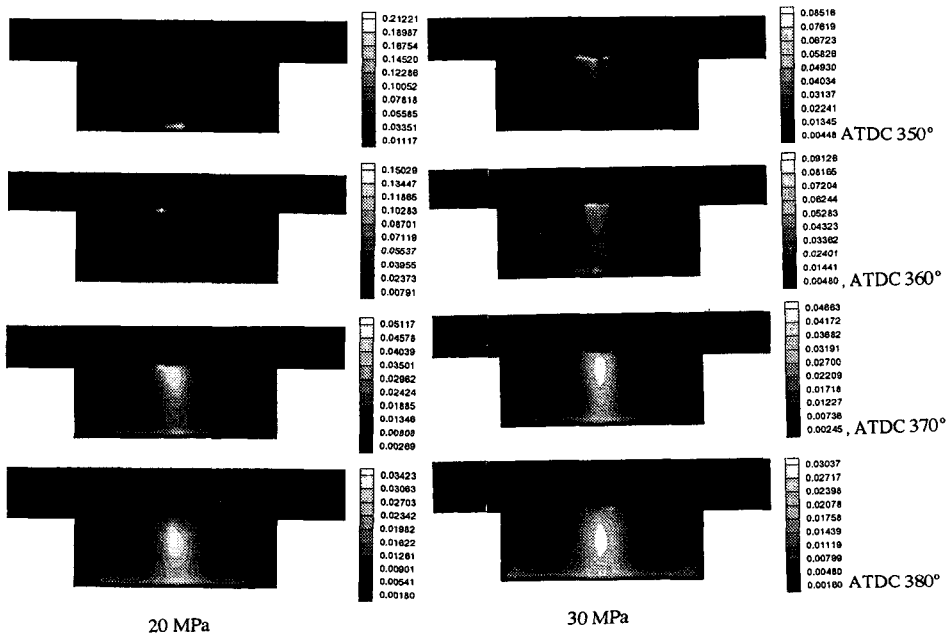


Fig. 12 Fuel vapor distribution with injection pressure 20, 30 MPa for  $J=2$  and  $J=10$  plane at ATDC 350°, ATDC 360°, ATDC 370°, ATDC 380°

Fig. 8~Fig. 11은 분사압력이 20 MPa, 30 MPa 이고 노즐출구 직경이 0.3 mm이며, 분무각이 30도 일때 압축과정 및 팽창과정에서의 유동장 변화를 나타낸다. 액적의 분사가 계속되는 압축과정에서는 분무직접인 ATDC 340도에서의 유동장과는 달리

실린더 중심축 부근의 분무격자(injection cell)에서 고속으로 분사되는 액적의 영향으로 실린더 중심축 부근의 속도가 크게 증가하며, 이와같은 현상으로 인하여 스퀴시유동의 영향은 상대적으로 감소하게 되어 스퀴시 영역의 와류의 크기가 감소하는 것을

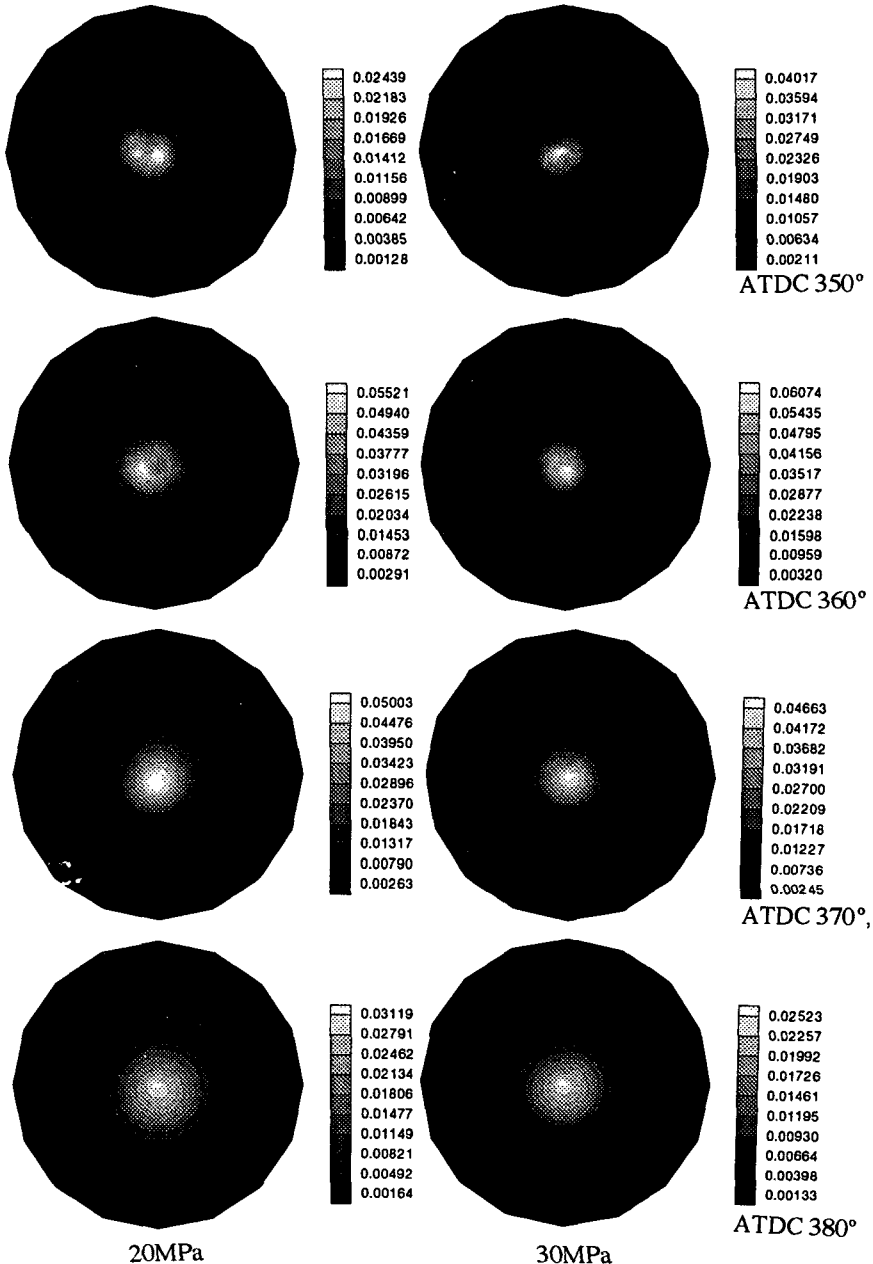


Fig. 13 Fuel vapor distribution with injection pressure 20, 30 MPa for  $K=20$ plane at ATDC 350°, ATDC 360°, ATDC 370°, ATDC 380°



알 수 있다. 또한 임의의 확률분포를 갖는 액적들이 분사되므로 중심축 부근의 유동장은 불규칙한 형태를 나타내고 있다. 일반적으로 분사압력이 증가할수록 그리고 보울하단으로 갈수록 중심축 부근에서의 속도가 증가하며, 보울밀면에 충돌한후 보

울벽쪽으로 향하는 유동이 강하게 나타나는 것을 알 수 있다. 이와같은 현상은 분사압력이 증가할수록 액적의 속도가 증가하고 분무외부 공기의 분무체적내로의 유입이 감소함에 따라 분무액적과 공기와의 상호작용이 약해지는 것에 비례하여 분무의

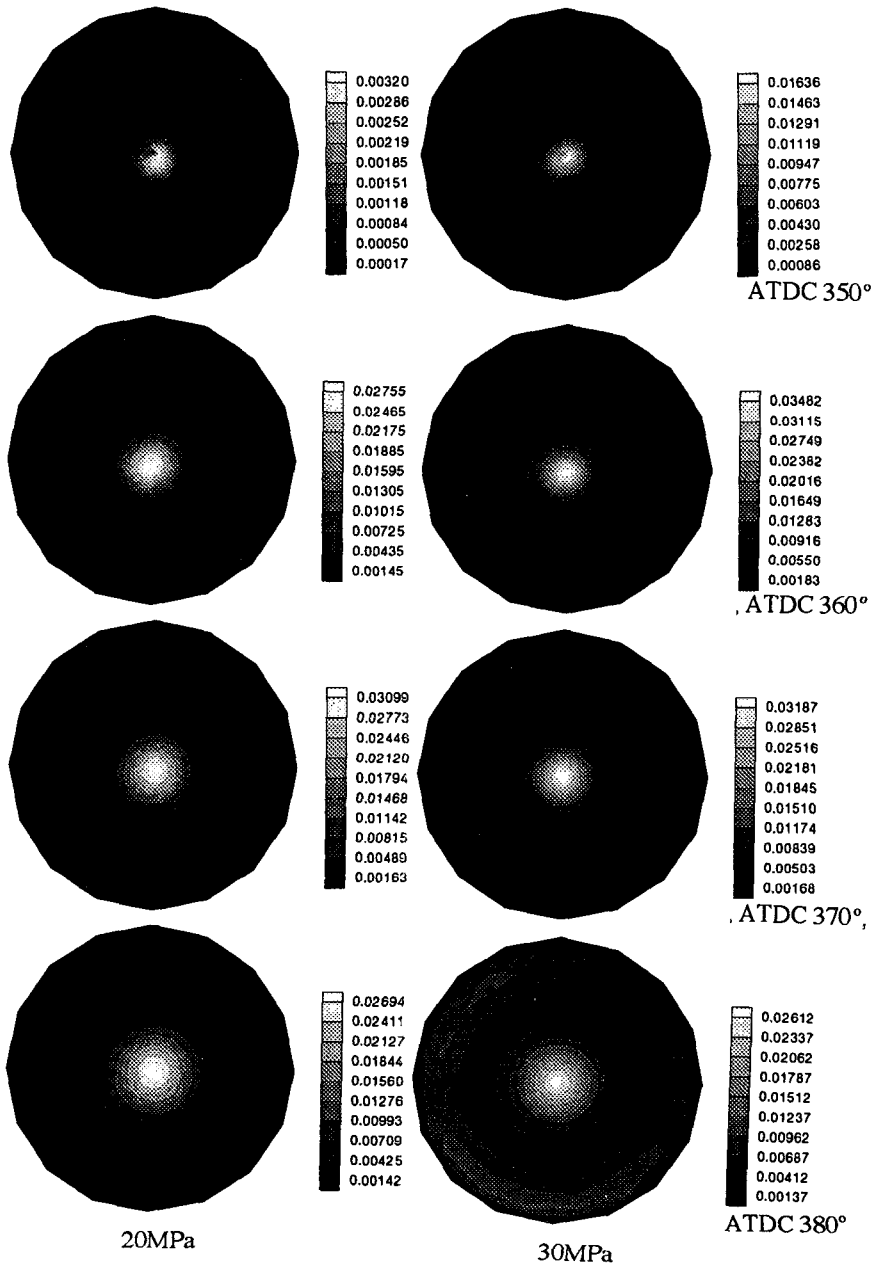


Fig. 14 Fuel vapor distribution with injection pressure 20, 30 MPa for  $K=26$ plane at ATDC 350°, ATDC 360°, ATDC 370°, ATDC 380°

폭이 상대적으로 저압일때보다 감소하기 때문에 분무된 액적들은 연소실 중심축 부근에 밀집되고 보울 밀면에 충돌하는 액적들이 증가하기 때문인 것으로 생각된다. 팽창행정에서는  $J=2$ 와  $J=10$ 평면에서 보는바와 같이 역스퀴시 유동이 발생하며 분사압력이 증가할수록 보울내에는 불규칙한 와류가 생성되는 것을 알 수 있다. Fig. 11의 30 MPa인 경우에는 보울입구 부근과 보울밀면 부근에 각각 두개의 와류가 발생하는 것을 볼 수 있다. 특히  $K=26$ 인 평면에서는 분사압력이 20 MPa인 경우보다 30 MPa인 경우 보울밀면에 부딪친후 보울벽쪽으로 확산되는 액적이 많기 때문에 거의 전평면에 걸쳐 액적들의 확산과 관계된 유동장이 형성되는 것을 볼 수 있다.

#### (2) 연료증기 (fuel vapor) 분포

본 연구에서는 흡입행정중인 ATDC 90도에서 계산이 시작될때 연소실내부의 초기온도를 500K, 연소실 내부압력은 약 0.1 MPa로 가정하고 계산을 수행하는데 분사직전인 ATC 340도에서는 연소실 내부의 평균 온도가 약 1000K, 평균압력이 약 1.5 MPa정도까지 증가한다. 이와같은 상태에 도달한 연소실내로 300K의 온도를 갖는 연료액적이 약 30도의 분무각을 갖고 고압으로 분사되는 것으로 처리한다.

Fig. 12는  $J=2$ 와  $J=10$ 인 반경-축 방향 평면에서의 연료증기 분포를 나타낸 것이다. 상대적인 고압인 30 MPa일 때 보다는 20 MPa일때 보울 밀면에 충돌하여 쌓이는 액적이 적고 분무체적내로 유입되는 공기의 양이 증가하여 분무의 폭이 커지기 때문에 증발율이 증가하고 증발된 연료증기가 보울 중심축 부근을 중심으로 넓게 분포되는 것을 볼 수 있다. 30 MPa일때는 보울밀면에 충돌하여 보울벽쪽으로 확산되는 액적이 많아서 보울벽 부근까지 확산되는 것을 볼 수 있다.

Fig. 13은  $K=20$ 인 평면, Fig. 14는  $K=26$ 인 평면에서의 연료증기 분포를 나타낸 것이다. 유동장에 대한 분석에서 설명했던 원인에 의해 20 MPa일때가 30 MPa일때 보다 연소실 중심축을 중심으로 넓은 분포를 나타내며, 20 MPa일때는 20 MPa일때 보다 보울하단부로 갈수록 보울 밀면에 충돌한 후 증발하여 보울벽쪽으로 확산되는 연료증기의 양이 많아지는 것을 알 수 있다. 이와 같이 보울밀면에 충돌하여 증발하는 액적이 많아지면 전체적으로 증발율은 감소하게 되는데 20 MPa일때가 30 MPa일

때보다 평균증발율이 증가하는 것을 알 수 있다. 그러나 일반적으로 실제 엔진의 구동조건에서는 분사압력이 높아지면 여러가지 요인에 의해 증발율이 증가하는데, 본 연구에서 분사압력이 증가하면 증발율이 감소하는 현상은 본 연구의 수치해석 조건이 실린더헤드 중심에 위치한 단공노즐에서의 일체형 (solid cone) 분무이고 초기조건등 여러가지 조건들이 실제의 경우와는 다른관계로 실제엔진의 경우와는 달리 분사압력이 증가할수록 보울 밀면에 충돌하여 쌓이는 미증발 액적들이 많아지기 때문인 것으로 생각된다.

## 5. 결 론

정적인 상태의 연소실내에 고압분무시 분무거동에 대한 수치해석 결과를 실험치와 비교한 결과, 운전상태의 연소실내에 고압분무시 유동장변화 및 분무거동에 대해 수치해석한 결과 다음과 같은 결과를 얻었다.

(1) 분무현상에 대한 본 수치해석적 연구에서는 노즐출구의 경계조건을 실제현상과 같은 액주상태로 가정할 수 없고 확률분포를 갖는 액적들이 분사되는 것으로 가정하기 때문에 분무초기 분무시간에 비례하여 도달거리가 증가하는 분산길이는 명확하게 나타나지 않았으나 분산길이 영역을 지나서는 실험치와 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있었다.

(2) 분무선단의 속도는 분무초기에 급격히 감소한 후 증감을 반복하면서 분무 후반부로 갈수록 전체적으로 감소하는 경향을 나타낸다. 이는 정성적으로 실험치와 잘 일치하는 경향을 갖는 것으로 생각된다. 실험의 경우와는 달리 수치해석에서는 임의의 확률분포를 갖는 제한된 수의 액적이 분사되는 것으로 가정하기 때문에 정량적으로 일치하는 결과를 얻기는 쉽지않을 것으로 생각된다.

(3) 운전상태에서는 보울의 영향으로 압축행정시에는 스퀴시 유동장이, 팽창행정시에는 역스퀴시 유동장이 형성되는 것을 알 수 있다. 이와같은 스퀴시 유동 및 역스퀴시유동의 영향으로 스퀴시 영역 및 보울내에는 여러개의 와류가 생성되는 것을 볼 수 있다. 이와같은 와류는 액적의 증발율을 증가시키며, 증발된 연료증기의 확산을 촉진시켜 공기와의 혼합율을 증가시키게 된다.

(4) 본 연구의 경우는 일체형 (solid cone) 분무로 약 30도의 분무각을 갖고 고속으로 액적들이 분

사되는 것으로 처리하기 때문에 20 MPa일때보다는 30 MPa일때가 분무의 폭이 좁게 나타나며 보울밀면에 충돌하는 액적이 많아진다. 따라서 상대적으로 분무의 폭이 넓고 보울밀면에 충돌하는 액적이 적은 20 MPa인 경우 30 MPa인 경우보다 외부공기의 분무체적내로의 유입이 증가하고 액적들과 공기의 상호작용이 활발해지기 때문에 증발율이 증가하며, 증발된 연료중기의 분포는 보울하단 부근을 제외하고 넓게 나타나는 것을 알 수 있다.

### 후 기

본 연구는 국방과학연구소의 장기 기초연구과제(과제번호 : 90-5-06의 일부로 수행되었으며 이에 관계자 여러분께 감사드리는 바입니다.

### 참고문헌

- (1) 지요한, 이종화, 김응서, 1992, "디젤분무의 분무형태와 입경분포에 관한 실험적 연구," 한국자동차공학회지, 제14권, 제3호, pp. 102~108.
- (2) Hiroyasu, H. and Kadota, T., 1974, "Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber," SAE Paper, 740715.
- (3) Wu, K.J., Coghe, A., Santavicca, D.A. and Bracco, F.V., 1984, "LDV Measurements of Drop Velocity in Diesel-type Sprays," AIAA Journal Vol. 22, p. 1263.
- (4) Reitz, R.D. and Diwakar, R., 1987, "Structure of High-Pressure Fuel Sprays," SAE Paper, 870598.
- (5) Dukowiz, J.K., 1980, "A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays," J.Comp. Phys., Vol. 35, No. 2, pp. 229~253.
- (6) Ramos, J.I., 1990, "Internal Combustion Engine Modeling," Hemisphere Publishing Corporation.
- (7) Heywood, J.B., 1989, "Internal Combustion Engine Fundamentals," McGraw-Hill Book Company.
- (8) O'Rourke, P.J., 1981, "Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays," Los Alamos National Laboratory Report, LA-9069-T.
- (9) Reitz, R.D. and Diwakar, R., 1986, "Effects of Drop Breakup on Fuel Sprays," SAE Paper, 860469.
- (10) O'Rourke, P.J. and Amsden, A.A., 1987, "The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup," SAE Paper, 873089.
- (11) Nguyen, H.L., Shock, H.J., Carpenter, M.H., Ramos, J.I. and Stegman, J.D., 1987, "Numerical Simulation of the Flow Field and Fuel Sprays in an IC Engine," SAE Paper, 870599.
- (12) Carpenter, M.H. and Ramos, J.I., 1987, "Mathematical Modeling of Uniflow-scavenged Two-Stroke Diesel Engine."
- (13) Naber, J.D. and Reitz, R.D., 1988, "Modeling Engine Spray/Wall Impingement," SAE Paper, 880107.
- (14) Arai, M., Tabata, H., Hiroyasu, H., and Shimizu, M., 1984, "Disintegrating Process and Spray Characterization of Fuel Jet Injected by a Diesel Nozzle," SAE Paper 840275.
- (15) Reynolds, W. C., 1980, "Modeling of Fluid Motions in Engines : An Introductory Overview," Symposium on Combustion Modeling in Reciprocating Engines, Plenum Press, pp. 131~155.
- (16) Morel, T. and Mansour, N.N., 1982, "Modeling of Turbulence in Internal Combustion Engines," SAE 820040.
- (17) El Thary, S.H., 1983, " $k-\epsilon$  Equation for Compressible Reciprocating Engine Flows," J. Energy, Vol. 7, pp. 345~353.
- (18) Markatos, N.C., 1989, "Computer Simulation for Fluid Flow, Heat and Mass Transfer, and Combustion in Reciprocating Engines," Hemisphere Publishing Corporation.