

〈論 文〉

전기점화 기관의 선회 유동 및 연소에 관한 수치해석

정진은* · 김응서**

(1992년 2월 22일 접수)

A Multidimensional Simulation of Swirl Flow and Turbulent Combustion in a Cylinder of SI Engine

Jin-Eun Chung and Eung-Seo Kim

Key Words : Multidimensional Simulation(다차원 수치해석), Turbulent Flow(난류유동), Turbulent Combustion(난류연소), Swirl(선회), Turbulence Intensity(난류강도), Fast Burn(급격연소)

Abstract

A multidimensional simulation of turbulent flow and combustion with swirl in the cylinder of SI engine is implemented to clarify the effects of swirl. The present simulation employs the ICED-ALE numerical technique, the skew-upwind difference scheme, a modified k-ε turbulence model, a combustion model of Arrhenius type and turbulence-mixing-control type. First, the calculations for swirling flow in an axisymmetric cylinder are carried out. The results are compared with the experimental data to validate the numerical analysis. Second, the calculations for intake, compression and combustion processes in an axisymmetric cylinder are performed. The effects of swirl on turbulent flow and combustion are examined through the parametric study of swirl number 0.0, 0.6, 1.2 and 2.4. As a result, it is numerically shown that the turbulent kinetic energy and the swirl velocity, which are produced during the intake process, affect the combustion process.

기 호 설 명

a, b, A : Arrhenius형 모델에 사용되는 상수	h_i : 화학종 i 의 비엔탈피
a_{tr}, b_{tr} : r 번째 반응에서 l 화학종의 이론(stoichiometric) 상수	k : 난류운동에너지
A_M : 난류혼합형 모델에서 사용되는 상수	K : 열전도율
C : 화학종의 농도	K_c : 평형상수
C_1, C_2, C_μ : k - ϵ 모델에 사용되는 상수	l_w : 벽까지의 거리
C_v : 정적비열	L : 순간 벨브양정
D : 확산계수	P : 압력
E_a : Arrhenius 형 모델의 활성화에너지	Pr : 프란틀(Prandtl) 수
g_j : j 방향의 중력가속도	Pr_t : 난류 프란틀 수
	\dot{Q}_c : 열발생률
	R : 기체상수
	R_g : 일반기체상수
	T : 온도(K)

*정회원, 한국기술교육대학 동력기계공학과

**정회원, 서울대학교 기계공학과

- t : 시간
- u_j : j 방향의 속도
- U_0 : 벨브면에서의 평균 유입속도
- \bar{V}_p : 평균 피스톤속도
- W_l : 화학종 l 의 분자량
- x_j : j 방향의 좌표
- ϵ : 난류운동에너지 소산율
- ν : 동점성계수
- μ : 점성계수
- μ_t : 난류점성계수
- ρ : 밀도
- ρ_l : 화학종 l 의 밀도
- $\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k - ϵ 모델에 사용되는 상수
- τ : 온도의 변동성분
- $\dot{\omega}_f$: 연료의 반응률
- $\dot{\omega}_r$: r 번째 반응의 반응률
- : 시간평균값
- ' : 변동성분
- : 시간분율
- b : 역반응
- f : 정반응 또는 연료
- i : 초기조건
- in : 흡입조건
- i, j, k : 텐서의 성분
- l : 화학종
- r : 화학반응
- t : 난류

수치 모델링의 목적은 기관에서 발생하는 제 현상을 이해하고, 기관 성능과 배출물에 대한 설계 변수와 작동 조건의 영향을 예측하여 최적의 설계 조건을 찾아내는 것이다.⁽⁵⁾ 이들 중 다차원 수치 모델링은 많은 기억용량과 계산시간을 요하는 단점에도 불구하고, 근본적으로 순수한 예측방법이 될 수 있다는 관점에서 커다란 잠재력을 가지고 연구가 활발하게 진행되고 있다. 이러한 연구의 대부분은 유동과 연소를 분리하여 취급하고 있다. 그러나 기관에서는 흡입 과정에서 생성된 유동이 연소 과정을 거쳐 성능과 배기배출물에 직접적인 영향을 미치므로, 흡입, 압축, 연소 과정을 모두 포함하는 것이 기관의 수치해석에서 필수적이다.

한편, 질소 산화물에 대한 규제가 강화되면서 이를 감소하기 위하여, EGR 또는 회박연소 시스템을 사용하거나 낮은 압축비를 채택하므로, 기관의 연소속도가 저하되고 사이클 변동이 심해졌다. 이를 해결하기 위한 한 방법으로, 급격연소(fast burn)⁽⁶⁾의 개념이 재등장하였다. 스웰은 급격연소의 관점에서 비교적 간단하게 최적의 연소 조건을 창출할 수 있는 방법으로 각광을 받고 있다.

본 연구에서는 CONCHAS-SPRAY 코드⁽⁷⁾를 기반으로 하여 기관 실린더 내의 난류유동과 난류연소 현상을 경제적이고 정확하게 해석할 수 있는 다차원 수치해석 프로그램을 개발하므로, 전기점화 기관의 흡입, 압축, 연소 과정에 대한 수치해석의 가능성을 제시하고, 스웰수 0.0, 0.6, 1.2 와 2.4의 파라미터 연구를 통하여 스웰이 난류유동 및 난류연소에 미치는 영향을 파악하였다.

1. 서 론

내연기관은 1980년 대에 들어 서면서 저연비, 저공해와 동시에 고성능, 고회전성을 추구함에 따라⁽¹⁾, 기관의 설계조건은 더욱 혹독해졌다. 또한 기관을 설계할 때에는 시장 경쟁력 확보를 위하여 설계기간 단축이 요구되고 있다. 이러한 복합적 요건을 충족시키기 위하여 설계자는 기관 실린더 내의 유동 및 연소에 관한 충분한 이해를 필요로 한다. 최근 열선유속계, LDA, 고속 촬영기등 계측장비가 발달하여 실험적으로 기관의 난류 유동 및 난류 화염 구조를 구체적으로 밝히고 있으며,^(2,3) 효과적인 수치 모델링이 개발되어 화학반응을 동반하는 난류 유동에 대한 수치해석도 가능케 되었다.⁽⁴⁾ 따라서 설계자는 실험과 함께 적절한 수치해석을 수행함으로써 정확한 정보를 신속히 획득할 수 있다.

2. 지배 방정식과 수치해석 방법

2.1 지배방정식

기관 실린더 내 난류유동 및 난류연소를 수치해석하기 위하여 축대칭 실린더에서 화학반응을 동반하는 비정상, 압축성, 난류 유동을 고려한다. 이 유동에 대한 지배방정식은 각 화학종과 전체 유체에 대한 질량보존식, 운동량 보존식, 에너지보존식과 이상기체의 상태방정식으로 구성된다. 이들을 텐서 형태로 표현하면 다음과 같다.

화학종 l 의 질량보존식 :

$$\frac{\partial \bar{\rho}_l}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \sum_r (\bar{\rho}_l \bar{u}_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} D \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\bar{\rho}_l}{\bar{\rho}} \right) \right]$$

$$+ \dot{\rho} i^c \quad (1)$$

여기서,

$$\bar{\rho} i^c = W_i \sum_r (b_{ir} - a_{ir}) \dot{\omega}_r \quad (2)$$

이때 $\dot{\rho} i^c$ 은 화학반응에 의하여 발생하는 화학종 l 의 밀도 변화율이고, $\dot{\omega}_r$ 은 r 반응의 반응율이다.

전체 유체의 질량보존식 :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{u}_k) = 0 \quad (3)$$

운동량보존식 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{u}_k \bar{u}_j) &= - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \\ &- \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right] \\ &- \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} k) + \rho g_j \end{aligned} \quad (4)$$

에너지보존식 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} c_v \bar{T}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{u}_k c_v \bar{T}) &= - P \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \\ &+ \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] \\ &- \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right)^2 \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[C_v \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right] \\ &+ \bar{\rho} D \sum_l \bar{h}_l \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\bar{\rho} i^c}{\bar{\rho}} \right) + \dot{Q}_c \end{aligned} \quad (5)$$

여기서,

$$\dot{Q}_c = \sum_r q_r \dot{\omega}_r \quad (6)$$

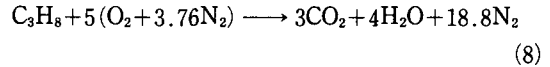
이때 \dot{Q}_c 는 화학반응에서 발생하는 열발생율이고, q_r 은 r 반응의 반응열이다. 이상기체의 상태반응식 :

$$P = R_g T \sum_l \left(\frac{\rho_l}{W_l} \right) \quad (7)$$

그리고 화학종 l 의 밀도 변화율 $\dot{\rho} i^c$ 와 반응열 \dot{Q}_c 를 구하기 위하여 화학 반응식과 연소모델을 도입하고, 레이놀즈응력 $-\overline{\rho u_i u_i}$ 과 난류열유속 $-\overline{\rho u_j i^c}$ 를 구하기 위하여 난류모델을 도입함으로써 위의 지배방정식이 완결된다.

2.2 화학 반응식

프로판을 연료로 하는 연소의 수치해석을 위하여, 공학적 관점에서 기관 연소에 주요한 12가지 화학종을 포함하였다. 그리고 프로판의 산화반응에 대한 1단계 산화반응식, NO 생성에 관한 3개의 화학반응식과 6개의 평형반응식으로 구성된 연소 메카니즘을 고려한다.



이들을 일반적 형태로 표시하면 다음과 같다.

$$\sum_l a_{lr} X_l \rightleftharpoons \sum_l b_{lr} X_l \quad (18)$$

이때 r 이 프로판의 산화반응이면 반응률 $\dot{\omega}_r$ 은 연소모델로부터 구해지고, r 이 NO 생성에 관한 화학반응식이면 반응률은 다음 식에 의하여 계산된다.⁽⁷⁾

$$\dot{\omega}_r = k_{fr} \prod_l \left(\frac{\rho_l}{W_l} \right)^{a_{lr}} - k_{br} \prod_l \left(\frac{\rho_l}{W_l} \right)^{b_{lr}} \quad (19)$$

여기서 k_{fr} 과 k_{br} 은 정반응 및 역반응 상수이다. 한편, r 이 평형반응이라면 반응율은 다음과 같은 구속조건에 의하여 결정된다.

$$\prod_l \left(\frac{\rho_l}{W_l} \right)^{b_{lr} - a_{lr}} = K_c^r(T) \quad (20)$$

여기서 K_c^r 은 평형상수이다.

다음에, 구해진 반응율 $\dot{\omega}_r$ 을 사용하여 식 (2)의 $\dot{\rho} i^c$ 와 식(6)의 \dot{Q}_c 를 계산한다.

2.3 난류 모델

실린더 내의 압축성 난류유동을 고려하기 위하여 El Tahry⁽⁸⁾가 제안한 수정된 $k-\epsilon$ 모델을 도입한다. 여기에서 레이놀즈응력과 난류열유속은 속도와 온도의 구배만으로 표시된다. 이때 난류점성계수는 난류운동에너지 k 와 난류운동에너지 소산율 ϵ 으로

표현된다. 그리고 이들은 전달방정식으로부터 구해진다.

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (21)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j k) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P - \bar{\rho} \varepsilon \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j \varepsilon) \\ = -C_1 P \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \\ - \frac{1}{3} \bar{\rho} \varepsilon \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\varepsilon}{v} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial t} \end{aligned} \quad (23)$$

여기서 P 는 난류유동에너지의 생성항이며 다음과 같이 모델링하고, 상수는 Table 1의 표준 $k-\varepsilon$ 모델의 상수⁽⁹⁾를 사용한다.

$$P = -\bar{\rho} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (24)$$

실린더 내의 압축성 난류유동을 $k-\varepsilon$ 모델로 해석하는 것에 대하여 여러가지 문제점이 제기되고 있으나 실용적인 관점에서 많이 사용되고 있다. 이때 일반적으로 제3의 상수를 도입하여 운동에너지 소산에 미치는 압축성 영향을 고려하였으나 이에 대한 정확한 값이 제시되지 않고 있다. 여기서 사용된 난류모델은 이러한 모호한 상수를 도입하지 않고 식 (23)의 우변 4번째 항에 압축성 영향을 포함하고 있다. 이것은 제3의 상수에 대한 현재까지의 연구 결과 $-1/3$ 근처의 값이 확실하다는 Gosman⁽¹⁰⁾의 견해와도 일치한다.

2.4 연소 모델

연료 산화반응의 반응율을 결정하기 위하여 연소 모델을 도입한다. 여기에는 화학반응 만을 고려하는 Arrhenius형 모델과 난류의 혼합 과정을 고려하는 난류혼합 모델⁽¹¹⁾이 있다. Arrhenius형 모델은 기관의 연소 현상을 설명하기에는 부족하며, 난류혼합 모델은 차가운 벽 근처의 예측, 자발화의

예측 또는 회박 영역의 실화의 예측에는 부적합하다. 그러므로 본 연구에서는 다음과 같이 이 두가지 모델의 결합형 연소모델을 사용하였다.

$$\dot{\omega}_f = \frac{\dot{\omega}_{fA} \dot{\omega}_{fM}}{\dot{\omega}_{fA} + \dot{\omega}_{fM}} \quad (25)$$

여기서,

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_{fA} &= A \exp(-E_a/RT) (C_f)^a (C_f)^b \\ \dot{\omega}_{fM} &= A_M (\varepsilon/k) \min[\rho_f/W_f, \rho_{O_2}/W_{O_2} a_f] \end{aligned} \quad (26)$$

이때 a_f 는 연료의 이론산소량이다. Arrhenius형 모델의 반응율 ω_{fA} 에 대한 상수 A, E_a, a, b 는 층류화염속도에 근거한 Table 2⁽¹²⁾를 사용한다. 난류 혼합 모델의 반응율 ω_{fM} 에 대한 상수 A_M 은 유동의 형태, 연소실의 기하학적 형상등에 관련되는 값으로, 이것에 대한 일반적인 값이 제시되지 않으므로 실험적으로 비교적 용이하게 얻을 수 있는 압력 선도를 이용하여 이 값을 결정한다.

2.5 수치 해법과 차분 방법

내연기관 실린더 내 유동은 경사진 밸브와 움직이는 피스톤의 복잡한 형상, 피스톤 근처의 느린 속도로부터 밸브 또는 화염면 근처의 빠른 속도까지의 넓은 속도 범위를 포함한다. 이러한 유동에 대하여 효과적인 수치해법으로 압력을 암시적(implicit)으로 계산하여 광범위한 속도의 유동에 사용되는 ICE(implicit cotinuous-fluid eulerian) 방법과, Lagrangian과 Eulerian 서술방법을 함께 사용하는 ALE(arbitrary lagrangian eulerian) 방법이 있다. 본 연구에서는 ALE 방법으로 계산격자를 생성하며, ICE 방법과 유사하게 밀도, 속도와 압력을 암시적으로 계산하는 ICED-ALE(implicit continuous-fluid eulerian description-arbitrary lagrangian eulerian) 수치해법⁽⁷⁾을 사용하였다.

한편, 편미분 형태의 지배방정식을 수치적으로 해석할 수 있는 유한차분식으로 만드는 이산화(discretization) 과정에서 대류항에 대한 차분방법은 수치해석의 정확도와 안정성에 직접 관계되므로

Table 1 The values of the constants in the standard $k-\varepsilon$ model⁽⁹⁾

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Table 2 Single-step reaction rate parameters⁽¹²⁾

Fuel	A	E_a	a	b
C_3H_8	8.6×10^{11}	30.0	0.1	1.65

중요하다. 이러한 차분방법으로 많이 사용되는 중심차분방법은 정확하나 불안정하고, 상류차분방법은 안정되나 부정확하다. 그러므로 약간 복잡하지만 더 정확할 수 있는 차분방법이 등장하였다. 이러한 방법에는 Raithby⁽¹³⁾가 제안한 skew 상류차분방법(skew-upwind difference scheme, SUDS)과 Leonard⁽¹⁴⁾가 제안한 2차 상류보간방법(quadratic upstream interpolation for convective kinematics, QUICK)이 있다. 실린더 유동에 대하여 El Tahry는 SUDS와 QUICK을 적용시킨 결과, SUDS가 더 적절함을 밝혔다.⁽¹⁵⁾ 그러므로 본 연구에서는 SUDS를 사용하였다.

3. 기관 실린더 내의 선회 유동

내연기관의 가스유동은 기관에서 발생하는 모든 현상을 지배하는 중요한 인자로, 기관성능, 연료소비율, 유해 배기가스 생성과 밀접한 관계를 갖는다. 이러한 유동은 흡배기계의 유동과 실린더 내의 유동으로 대별되며 후자는 가스 교환, 열전달, 연소에 지대한 영향을 미친다. 그러므로 실린더 내의 유동, 특히 난류 특성을 파악하는 것은 연소 현상을 이해하는 데 필수적이다. 이러한 내연기관 실린더 내의 유동에 관한 다차원 수치해석적 연구가 1970년대 중반부터 여러 연구진에 의해 활발하게 이루어지고 있다.

본 연구에서는 전기점화 기관의 실린더 내 유동 해석에 관한 새로운 해석도구를 제시한다는 관점에서, 다차원 수치해석 프로그램을 사용하여 선회가 있는 축대칭 기관의 흡입, 압축과정에 대한 유동을 수치적으로 해석하고, 실험 결과와 비교하였다.

3.1 계산 조건 및 경계 조건

수치해석 결과를 신뢰할 수 있는 실험결과와 비

교함으로써 해석의 타당성을 입증하기 위하여 Arcoumanis⁽¹⁶⁾의 실험자료를 인용한다. 이 실험에 사용된 축대칭 모델 기관은 직경 75 mm의 투명 실린더, 투명한 평면 실린더 헤드, 헤드 중심에 위치한 직경 34 mm의 밸브, 행정이 94 mm이고 커넥팅로드 길이 363.5 mm이며, 0.5% 오차 범위 내에서 200rpm으로 사인 캠 운동하는 피스톤으로 구성되었다. 모델 기관의 제원을 Table 3에서 보여준다.

이러한 기관 제원과 작동조건, 그리고 다음의 초기조건과 경계조건을 입력자료로 하여, 선회수 1.2를 갖는 유동에 대하여 흡입 및 압축 과정 즉 크랭크 각 ATDC 0°로부터 크랭크 각 ATDC 360°까지 수치계산을 수행하였다. 여기서 선회수는 실린더 입구에서의 각운동량과 축운동량의 비로 정의되며, 순간밸브 양정으로 무차원 된다. 계산에 사용된 20×20의 계산격자 형태를 Fig. 1에서 보여준다. 밸브 영역에서는, 가변 격자생성 기법을 사용하여 축방향의 격자 길이가 일정 기준치가 되도록 격자열의 수를 1부터 7까지 변화시켰다. 계산은 슈퍼컴퓨터 CRAY-2S/4-128에서 수행되었다.

경계조건 중 가장 중요한 것은 밸브가 열려 있는 동안 밸브면에서의 경계조건이다. 밸브면에서의 속도를 결정하기 위하여 밸브를 지나는 유동을 오리 피스를 통과하는 가역 단열 과정의 1차원 압축성 유동으로 가정하고 유량을 계산한다. 이때 유량계수는 양정면적 (vane lift curtain area)을 기준으로 하여 결정한다. 본 연구에 사용된 밸브와 유사한 형태의 밸브에서 수행한 실험⁽¹⁷⁾에 근거하여, 순간밸브양정을 밸브 직경으로 무차원화 시킨 변수가 0.215 이상일 때 유량 계수는 0.45이며, 변수가 0.215 이하일 때 유량 계수는 변수에 비례한다. 그리고 유량, 밸브 양정면적, 밸브 시트각 (valve seat angle)과 선회수를 사용하여 반경방향 속도, 축방향 속도와 선회속도를 결정한다. 흡입 난류에

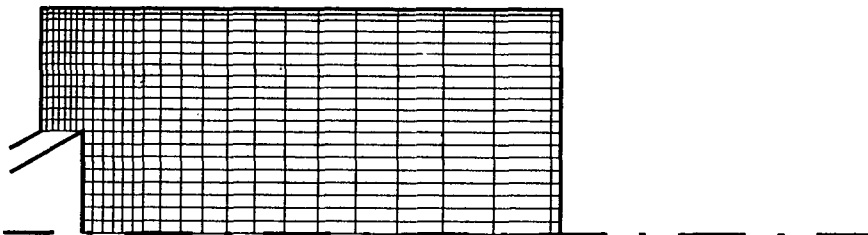
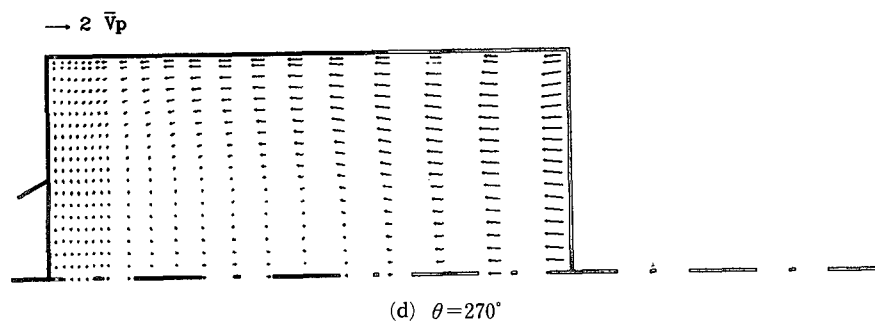
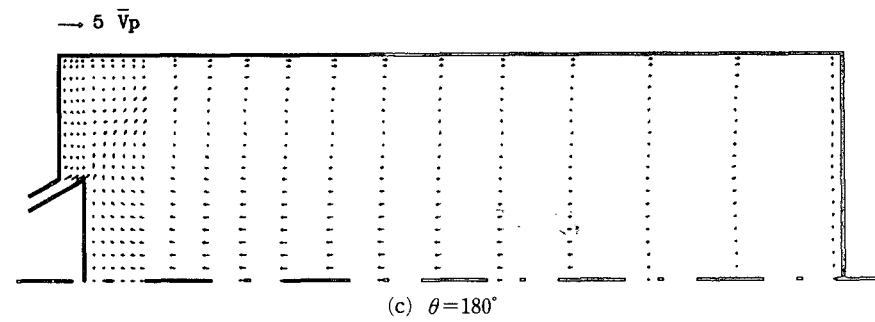
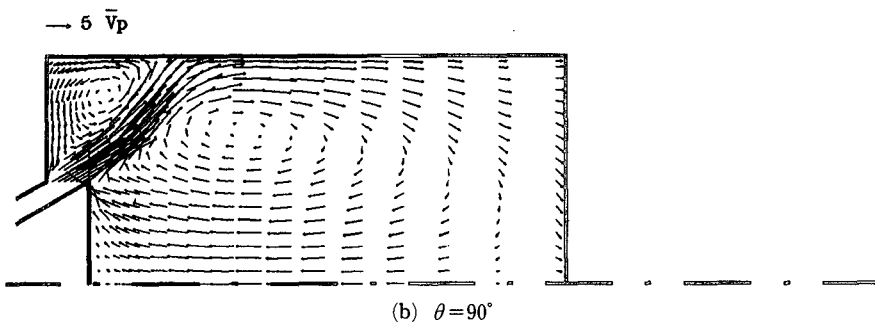
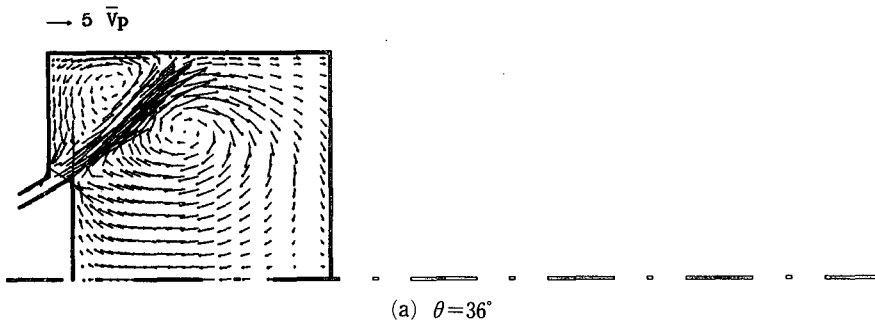


Fig. 1 Grid arrangement at $\theta=90^\circ$



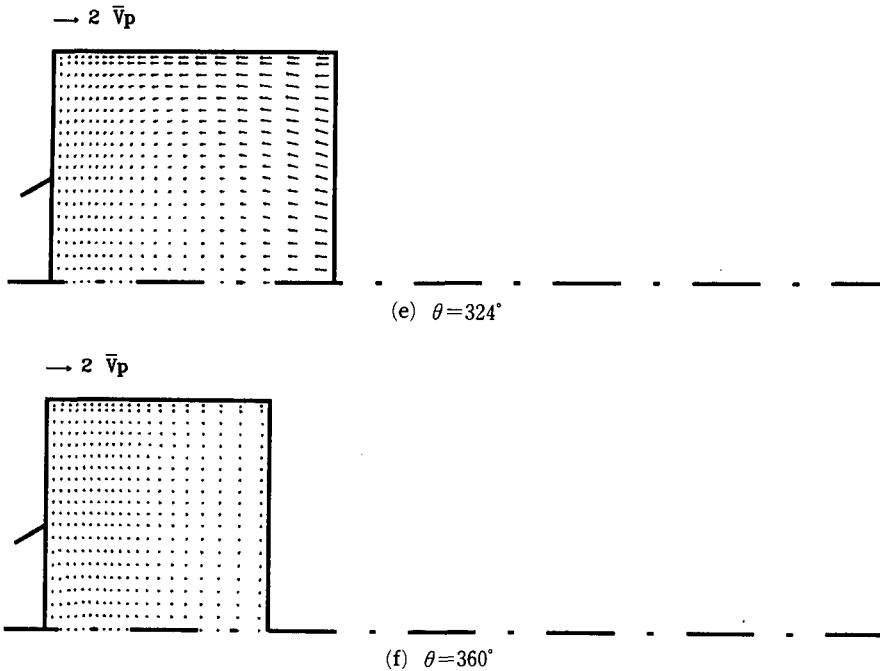


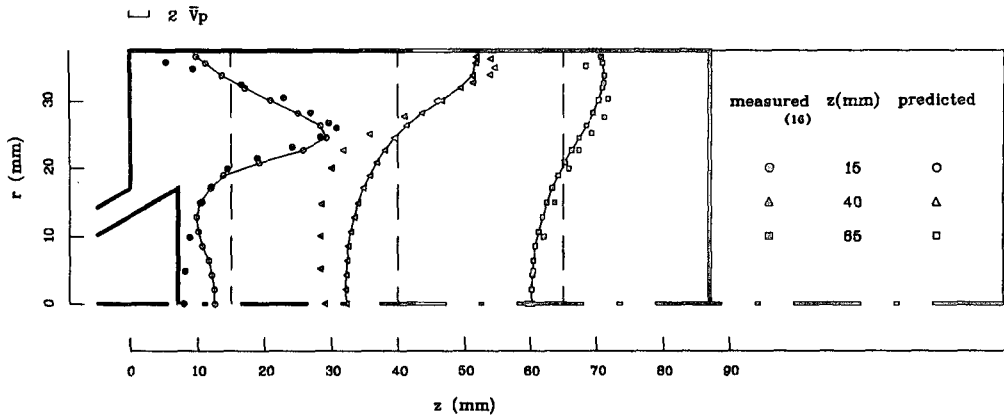
Fig. 2 Velocity vector plots for SN=1.2

너지 k_{in} 은 $0.01 U_o^2$, 흡입소산율 ϵ_{in} 은 $3.65 k_{in}^{1.5}/L$ 으로 가정한다⁽¹⁸⁾. 여기서 U_o 는 밸브면에서의 평균 흡입속도이고, L 은 순간 밸브양정이다. 흡입 온도는 295K로 일정하며 실린더헤드, 실린더벽, 밸브면과 피스톤 면의 온도는 일정한 340K로 가정한다. 초기 난류에너지 k_i 는 $0.09 \bar{V}_p$ 이며, 초기 소산율 ϵ_i 는 $0.4 k_i^{1.5}/l_w$ 이다⁽¹⁸⁾. 여기서 \bar{V}_p 는 평균 피스톤속도이고, l_w 은 벽까지의 거리이다. 고체벽에서 속도와 고체벽 근처의 온도, 난류 에너지, 소산율에 대해서 난류 벽법칙을 사용한다. 한편, 난류 Prandtl 수 0.9와 난류 Schmidt 수 1.0을 사용한다.

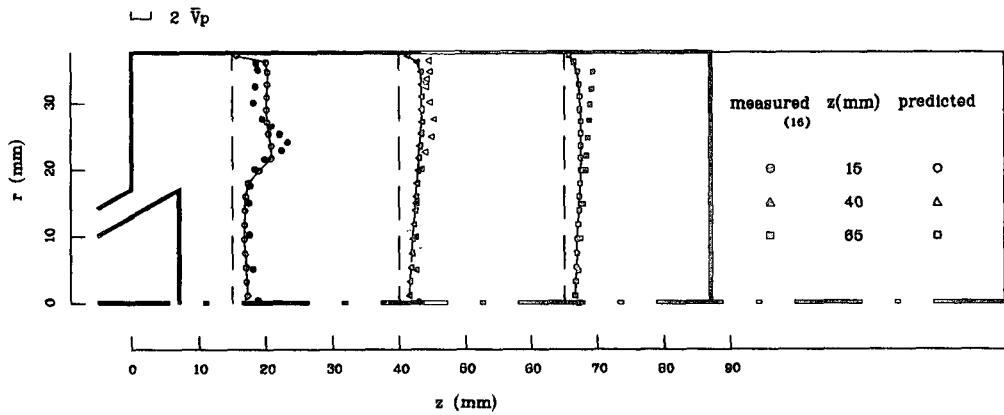
3.2 계산 결과 및 검토

Fig. 2는 축방향과 반경방향의 평균속도를 벡터 형태로 나타내어 실린더 내의 거시적 유동 형태를 보여 준다. 흡입 과정 초기인 Fig. 2(a)에서는 실린더 중앙부에서 시계 방향으로 회전하는 큰 vortex와 실린더 헤드와 벽 사이에서 반시계 방향으로 회전하는 작은 vortex가 보인다. 이러한 twin-vortex의 유동형태는 Houtl⁽¹⁹⁾의 가시화 실험에서 밝혀진 결과와 일치한다. 밸브 형상과 밸브양정 (valve lift)에 따라 달라지는 흡입 밸브면에서의

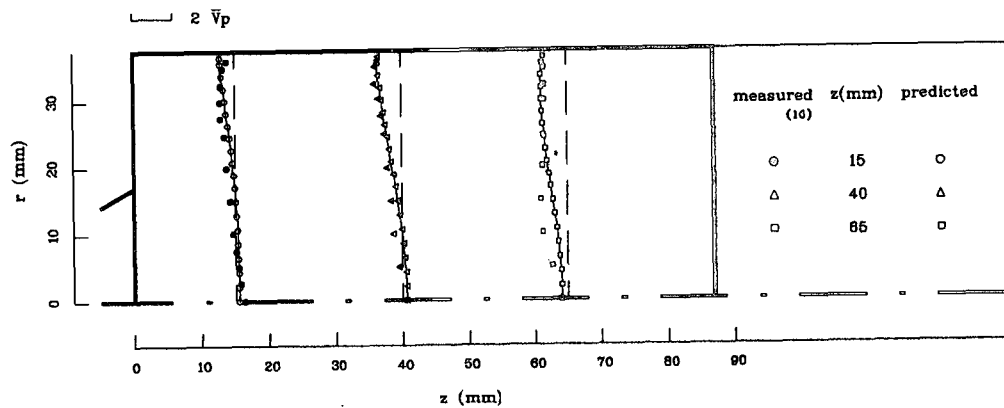
유입 속도의 크기와 형태는 실린더 내의 유동에 큰 영향을 미치며, 특히 흡입 초기에는 더욱 민감하다. 본 연구에서는 전체 밸브면에 걸쳐 균일하다고 가정하였으며, 다만 밸브팁 (valve tip)에서는 약간의 변화를 고려하였다. Twin-vortex의 유동 형태는 흡입 중반에 해당하는 ATDC90°의 Fig. 2(b)에서도 큰 변화 없이 유지되고, 밸브면에서의 흡입속도가 최대가 되므로 강한 vortex를 형성한다. 흡입 중반인 Fig. 2(c)에서는 밸브면에서의 흡입속도와 피스톤 속도가 감소함에 따라 실린더 내 유동장의 크기는 급격히 감소되었다. Fig. 2(d)는 흡입 밸브가 완전히 닫힌 후인 ATDC 270°에서의 평균 유동을 보여준다. 실린더 헤드 근처의 반시계 방향의 작은 vortex는 거의 사라졌으며, 실린더 중앙부의 시계 방향의 큰 vortex는 overlap 기간 동안 피스톤의 운동방향이 바뀔 때 따라 반시계 방향으로 바뀌었다. 압축 과정인 Fig. 2(d), (e), (f)에서는 흡입 과정에서 나타난 유동 형태는 거의 소멸되고, overlap 기간 동안 피스톤 운동에 의하여 생성된 유동만을 보이며, 이것도 TDC 근처에서는 거의 사라진다. 이러한 반경 방향과 축방향 평균속도의 유동장을 관찰함으로써, 실린더 내의 유동은 흡입 과정에서 생성된 상당히 큰 속도가 압축 과정



(a) mean vel. at $\theta=90^\circ$



(b) rms vel. $\theta=90^\circ$,



(c) mean vel. at $\theta=270^\circ$

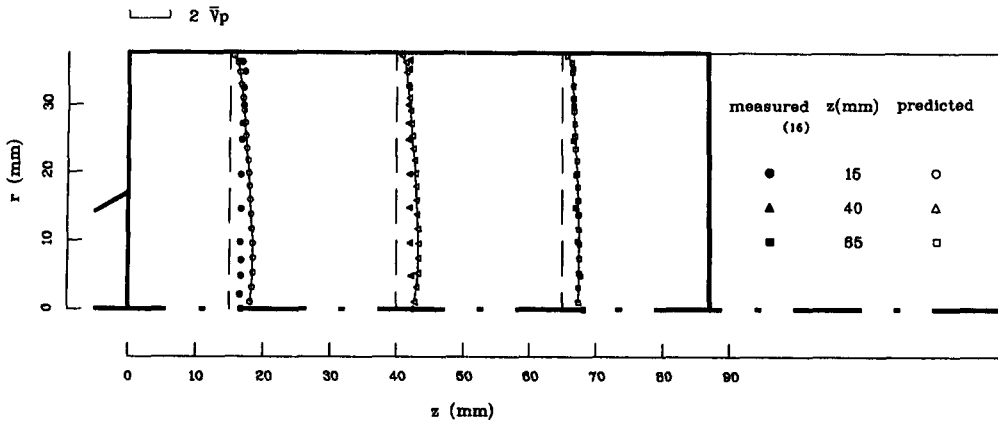
(d) rms vel. $\theta=270^\circ$

Fig. 3 Radial profiles of axial velocity for SN=1.2

을 통해 거의 소멸할 정도의 강한 난류 유동임을 확인하였다.

Fig. 3은 축방향 평균속도(axial mean velocity)와 난류속도(rms velocity)의 단면 분포를 보여준다. 실린더 헤드로부터 15 mm, 40 mm, 65 mm 떨어진 단면에서 계산치와 실험치를 함께 나타내어 계산의 타당성을 고찰하였다. Fig. 3(a)는 90° 에서의 축방향 평균속도를 보여준다. 헤드로부터 15 mm 떨어진 단면을 살펴보면, 밸브에서 유입되는 상당히 높은 속도의 흡입 유동에 의하여 중심축으로부터 벽 쪽으로 26 mm 정도 떨어진 위치에서 $9.1V_p$ 정도의 최대치를 보이고 있다. 이러한 계산치는 중심축 부근과 실린더 벽 근처를 제외한 영역에서 실험치에 거의 근접하고 있다. 실린더 중앙부인 헤드로부터 40 mm 떨어진 단면을 살펴보면 계산치가 크게 과소평가되었다. 이것은 유동에 지대한 영향을 미치는 밸브에서의 계산치가 크게 과소평가되었다. 이것은 유동에 지대한 영향을 미치는 밸브에서의 경계조건을 실제 실험과는 다르게 균등한 속도분포를 사용한 것과 이 영역에서 큰 격자 크기로 인한 수치확산(numerical diffusion)에 기인한다. 한편 피스톤에 인접하는 65 mm의 단면을 살펴보면, 실린더 벽 근처를 제외한 모든 영역에서 실험치에 근접하고 있다. 이것은 격자 크기가 크지만 상대적으로 유동의 속도가 작으므로 수치확산이 적어서 비교적 정확한 계산 결과를 보이고 있다. Fig. 3(b)는 90° 에서의 축방향 난류속도를 보여준다. 여기서 난류속도는 난류의 등방성 가정하에서 $\sqrt{2k/3}$ 로 정의되며, 이때 k 는 난류운동에너지이다.

밸브에 가까운 15 mm의 단면을 보면, 흡입 포트에서 높은 난류운동에너지의 유입과 속도구배에 의한 난류운동에너지의 생성으로 인하여, 중심축으로부터 벽 쪽으로 20 mm 정도 떨어진 위치에서 $3.8V_p$ 정도의 최대치를 나타내고 있다. 이러한 결과는 실험과 비교할 때 최대치는 20% 정도 과소평가되는 등 상당한 오차를 보이고 있으나, 전반적인 경향은 제대로 예측되었다. 40 mm의 단면과 65 mm의 단면을 살펴보면, 중심축 근처에서는 실험치와 대체로 일치하나, 실린더 벽 근처에서는 과소평가 되고 있다. 이것은 15 mm 단면의 과소평가와 맥을 같이 하며, 이러한 원인 중 하나로 유입되는 유동의 난류운동에너지가 과소평가 되었음을 생각할 수 있다. 압축 과정인 270° 에서의 축방향 평균속도와 난류속도의 단면 분포를 Fig. 3(c)와 (d)에서 보여준다. 일부 영역을 제외한 거의 모든 영역에서 실험치에 근접하는 좋은 결과를 보이고 있다. 이러한 난류속도는 연소를 동반하는 유동에서 화염전과 과정을 지배하는 중요 인자이므로, 이에 대한 정확한 예측, 특히 TDC에 근처에서의 정확한 예측은 실린더 내의 난류유동 해석에서 매우 중요하다.

Fig. 4는 실린더 헤드로부터 15 mm 떨어진 단면의 평균 선회속도와 난류 속도의 분포를 보여준다. Fig. 4(a)는 90° 에서 평균 선회속도의 단면 분포이다. 흡입 포트에서 유입되는 높은 선회속도의 영향으로 반경 방향 거리 24 mm 근처에서 실험치에 매우 근접한 최대치를 보이며 중심축 부근과 실린더 벽 부근에서는 과소평가 되고 있다. 이러한 과소평가에 대한 원인 중 하나로, 초기 선회속도를 0으로

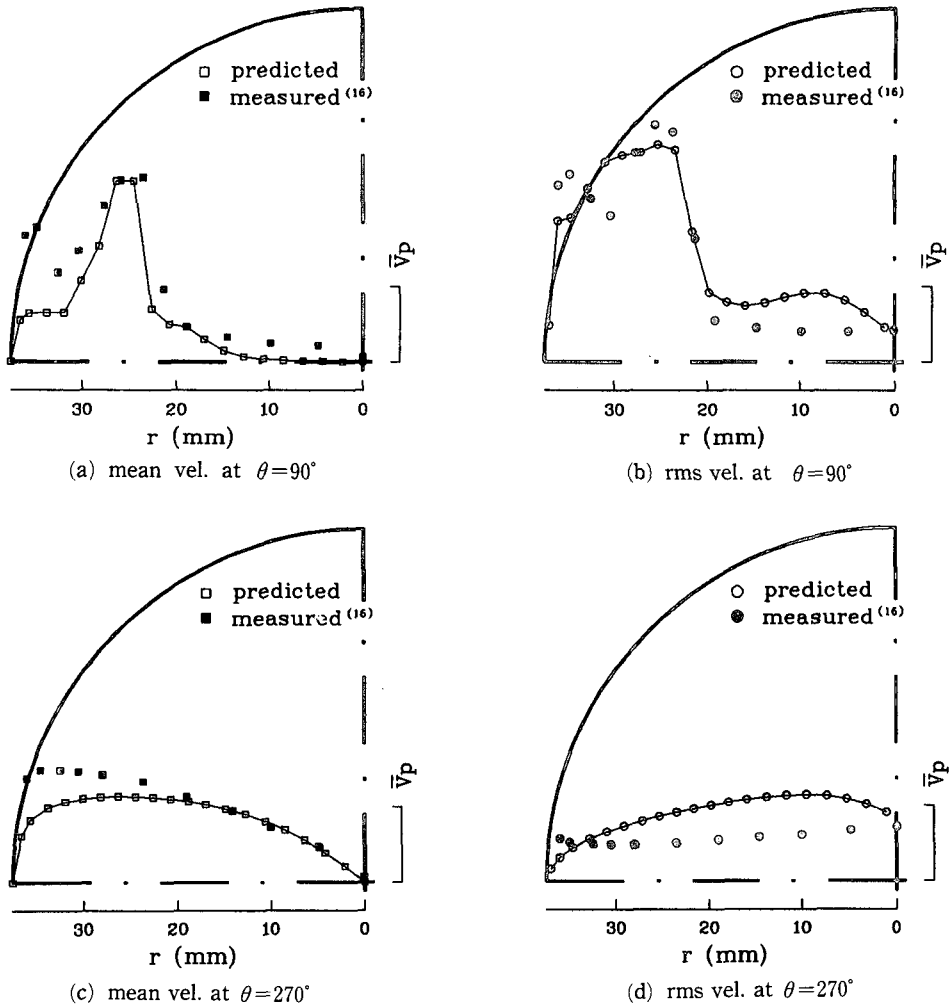


Fig. 4 Radial profiles of swirl velocity for SN=1,2 at z=15 mm

설정된 것을 생각할 수 있다. 한 사이클이 완료된 TDC에서 반경방향 속도와 축방향 속도는 거의 0에 접근하나 선회속도는 상당한 양을 가질 것으로 예측되기 때문이다. Fig. 4(b)는 90°에서의 난류속도를 보여주며 대체로 과대평가 되고 있다. 이것은 반경방향 및 축방향 속도구배에 의한 난류 에너지의 생성을 과대평가하였기 때문이다. Fig. 4(c)는 압축 중반인 270°에서의 평균 선회속도를 나타내며, 흡입 과정에서 형성된 유동장은 거의 소멸되고 선회에 의한 원심력으로 인하여 중심축 부근에서는 교체회전 형상이 나타난다. 벽 근처에서는 마찰 효과가 뚜렷이 보인다. 벽 근처의 평균 선회속도가 과소평가되고 있다. Fig. 4(d)는 270°에서의 난류속도를 보여준다. 중심축 부근에서 과대평가 되고

있으며, 이것은 흡입 과정에서의 오차가 압축 과정에 영향을 미친 것으로 사료된다. Fig. 5와 Fig. 6는 실린더 헤드로부터 15 mm, 실린더 중심축으로부터 25 mm 떨어진 곳에 위치한 특정점에서의 평균 및 난류 속도의 시간분포를 보여준다. 평균 선회속도는 흡입 초기에 과소평가되고 흡입 중반에 과대평가되고 있으나, 흡입 중반부터 압축 과정에서는 실험치에 근접하고 있다. 그리고 압축 초반인 220°와 260°사이, 각운동량 보존의 관점에서 피스톤 상향 운동으로 인한 선회속도의 증가가 벽면에서의 마찰로 인한 손실보다 크므로, 평균 선회속도가 약간 증가한다. 그 이후에는 마찰 손실이 더 커져 감소함을 보이고 있다. 난류속도는 흡입 초기에 과소평가되고, 그 이후에는 실험치에 근접하는

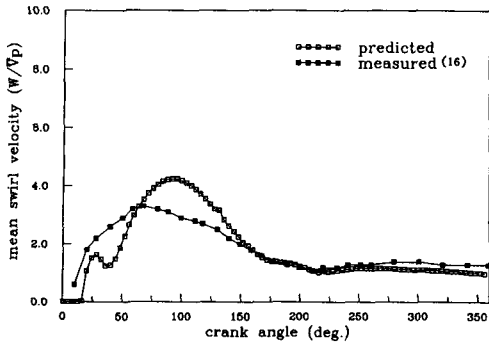


Fig. 5 Temporal profiles of mean swirl velocity for SN=1.2 at z=15 mm, r=25 mm

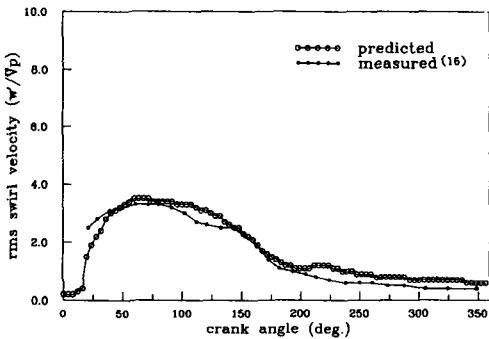


Fig. 6 Temporal profiles of rms swirl velocity for SN=1,2 at z=15 mm, r=25 mm

좋은 결과를 보이고 있다.

이상의 Fig. 3, Fig. 4, Fig. 5와 Fig. 6에서 선회가 있는 기관 실린더 내의 유동 특성에 대한 수치해석 결과를 실험치와 비교할 때, 부분적으로 오차를 보이고 있으나 전반적으로 정확한 예측을 보이고 있어 수치해석의 가능성을 제시하고 있다.

4. 선회가 연소에 미치는 영향

전기점화기관 실린더 내의 흡입, 압축 과정에서 생성된 난류유동이 연소과정에 지대한 영향을 미친다는 것은 잘 알려져 있으며, 체계적 실험을 통하여 이러한 메카니즘이 상당히 밝혀졌다.⁽²⁰⁾ 또한 흡입 과정에서 생성된 평균유동은 압축 과정을 거치면서 급격히 약화되어 연소가 일어나는 TDC 근처에서는 대부분 소멸되지만, 선회(swirl)는 다른 성분에 비하여 상당한 양이 보존되는 것도 밝혀졌다.⁽²¹⁾

여기서는 3장에서 언급된 축대칭 전기점화 기관

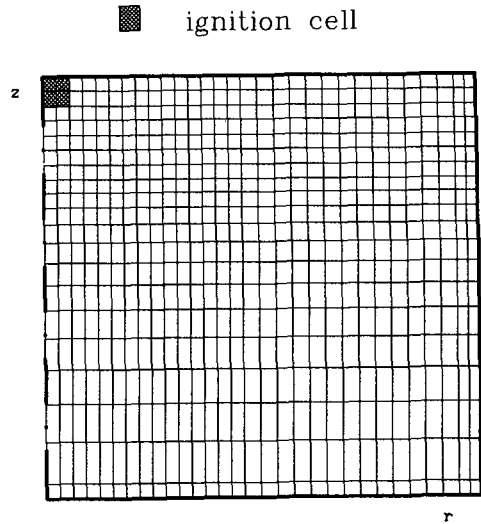


Fig. 7 Grid arrangement and ignition cells

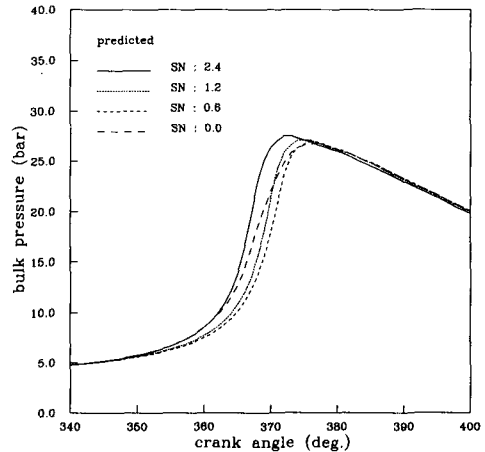


Fig. 8 Effect of swirl number of bulk pressure

의 흡입, 압축, 연소 과정을 수치해석하여 기관의 난류유동 및 난류연소에 대한 수치해석의 가능성을 보이고, 흡입 포트에서 유입된 선회가 난류유동을 거쳐 난류연소에 미치는 영향을 파악한다.

4.1 계산 조건과 수치 모델

축대칭 기관이므로 실린더 헤드의 중심에 점화플러그(spark plug)가 있는 것으로 가정하였다. Fig. 7은 사용된 30×20의 계산 격자와 4개의 점화셀(ignition cell)로 구성된 계산 영역을 보여준다. 실제 전기점화 기관의 점화 과정을 모사하도록, 점화플러그 주변의 4개 격자를 점화셀로 선정하고 각

점화셀에 400 mJ의 점화에너지를 500 μ s 동안 방전하였다. 각 점화셀의 크기는 가로 1.13 mm, 세로 1.25 mm로 동일하다.

초기조건 및 경계조건은 3장에서 언급한 것을 그대로 사용하였다. 다만 기관 회전수는 일반적인 공회전(idling)에 해당하는 600 rpm으로 설정하였고 당량비 1.0의 프로판-공기의 혼합기가 흡입포트로부터 유입되도록 하였다. 프로판의 연소율을 결정하기 위하여, Arrhenius 모델과 난류혼합 모델의 결합형 연소모델을 사용하였다. 이때 Arrhenius 모델의 pre-exponential factor A는 프로판의 층류화염속도에 근거한 8.6×10^{11} 을 사용하고,⁽¹²⁾ 난류혼합 모델의 상수 A_M 는 수치적 경험을 통하여 얻

어진 40을 사용하였다.

4.2 계산 결과 및 검토

앞절의 계산 조건을 사용하여 ATDC 0° 부터 400°까지의 흡입, 압축 및 연소과정을 수치해석하였다. ATDC 340°, 즉 BTDC 20°에서 점화셀에 점화에너지를 방전하므로 점화시켰다. 여기서는 연소 과정에 초점을 맞추어 설명하겠다.

Fig. 8는 선회수 0.0, 0.6, 1.2, 2.4의 유동에 대하여, 실린더 내의 평균 압력을 크랭크 각의 함수로 보여준다. 선회수 0.0 유동은 377°에서 최대 압력 값 26.9 bar, 선회수 0.6 유동은 376°에서 27.1bar, 선회수 1.2 유동은 374°에서 27.2bar, 선회수 2.4 유동은 372°에서 27.6 bar를 보이고 있다. 전반적으로 선회수가 증가함에 따라, 화염전파속도가 증가하여 최대 압력 발생이 빨라지고 최대 압력치가 상승함을 보인다. Fig. 9은 선회수 0.0, 0.6, 1.2, 2.4의 유동에 대하여, 연료의 연소질량을 크랭크 각의 함수로 보여준다. 선회수가 증가함에 따라 연소율이 상승함을 보이고 있다.

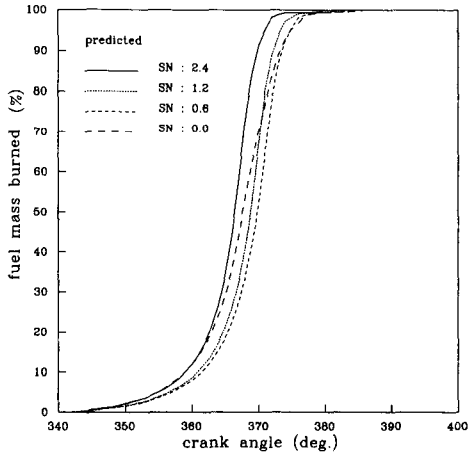


Fig. 9 Effect on swirl number of fuel mass burned

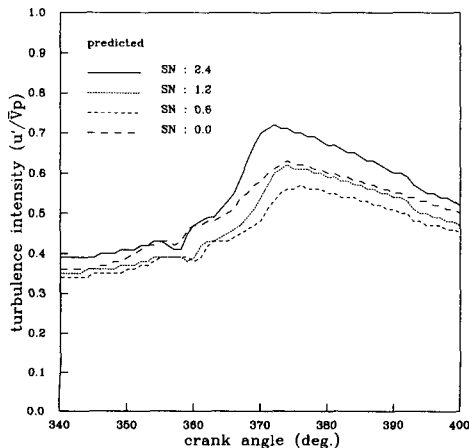


Fig. 10 Effect of swirl number on turbulence intensity at z=15 mm, r=25 mm

Table 3 Geometric details of model engine⁽¹⁶⁾

Bore, mm	75
Stroke, mm	94
Compression ratio	3.5
Connecting rod length, mm	363.5
Intake valve Diameter (D), mm	34.0
Maximum lift (L), mm	7.3
Dimensionless lift (L/D)	0.21
Seat angle, degrees	60
Opens at	6° BTDC
Closes at	44° ATDC

Table 4 Effect of swirl number of ignition delay and combustion duration

Swirl number (SN)	Ignition delay (crankangles)	Combustion duration (crankangles)
0.0	19.0	18.8
0.6	21.5	12.0
1.2	20.8	11.4
2.4	19.0	10.8

점화지연시간을 연료의 질량이 10% 까지 연소되는 기간으로 정의하고 연소기간을 연료의 질량이 10%에서 90%까지 연소되는 기간으로 정의한다. 그리고 Fig. 9의 연소질량을 이용하여 점화지연시간과 연소기간을 산출하였다. 선회수에 따른 점화

지연시간과 연소기간을 Table 4에서 보여준다.

Fig. 8, 9와 Table 4에서는 선회가 연소에 미치는 영향을 거시적 관점에서 나타내고 있다. 선회가 증가함에 따라, 연소율이 빨라지고, 따라서 화염전파속도가 증가하여 최대 압력 발생 시점이 빨라지

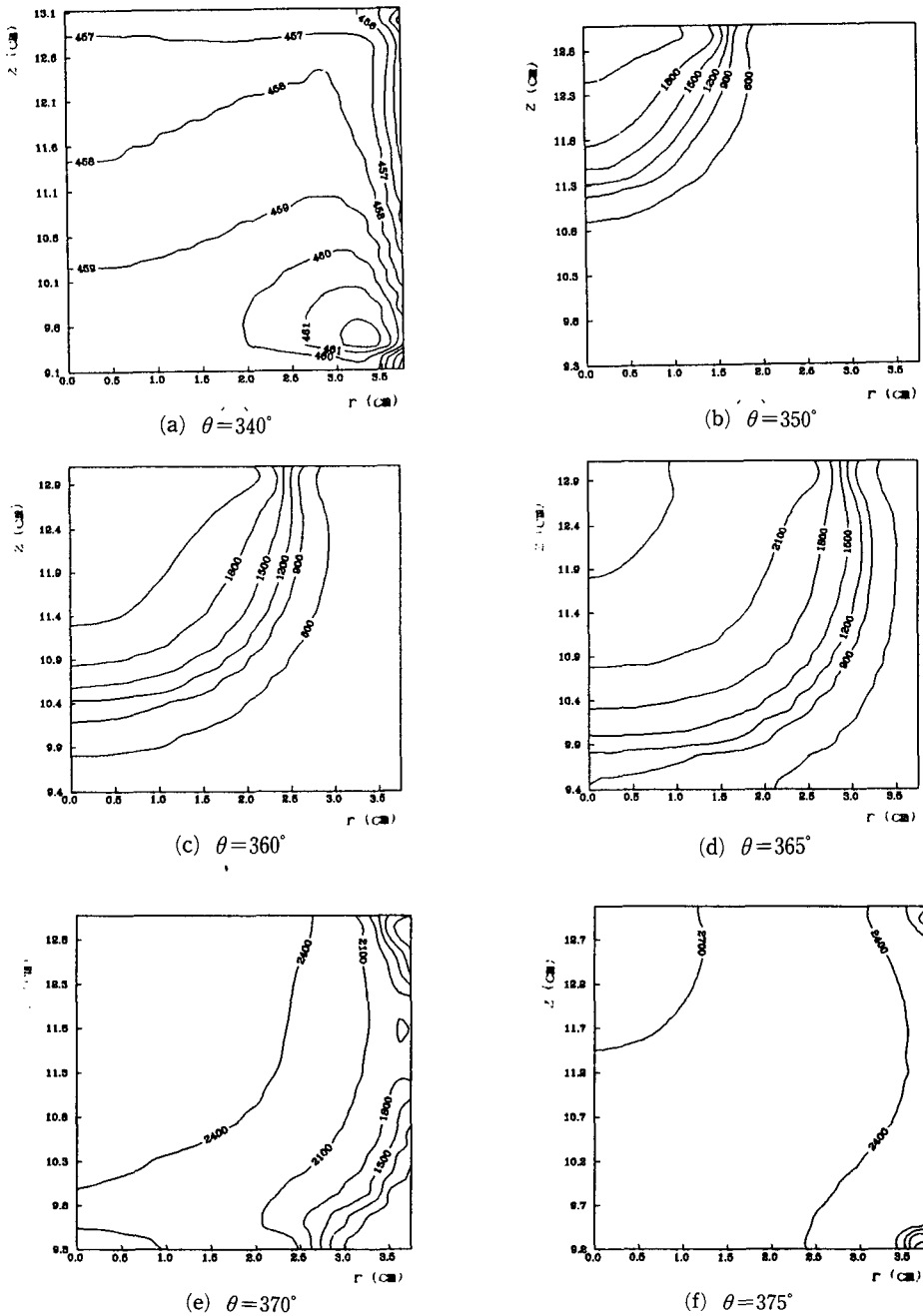


Fig. 11 Temperature contours for SN=1.2

고 최대 압력값이 증가한다. 여기에서 선회수 0.6, 1.2, 2.4의 경우는 일관성있는 결과를 보인다. 그러나 선회수 0.0, 즉 비선회 유동은 상당히 다른 결과를 보이고 있다. 선회수 0.0의 유동을 선회수 0.6의 유동과 비교할 때, 점화지연기간은 상당히 짧으며 연소기간은 상당히 길다. 이것은 Fig. 10에서 보는 바와 같이 난류강도의 차이로 설명할 수 있다. 여기서 난류강도는 3장에서 난류속도와 동일하게 정의된다. 일반적으로 화염전파 속도는 난류강도에 비례함이 실험적으로 밝혀져 있다. Fig. 10는 중심축으로부터 25 mm, 실린더 헤드로부터 15 mm 떨어진 특정한 위치에서의 난류강도를 보여 준다. 여기에서 선회수 0.6, 1.2, 2.4 유동에서의 난류강도는 선회수가 증가함에 따라 증가함을 보인다. 그러나 선회수 0.0 유동에서의 난류강도는 선회수 1.2와 2.4 유동의 중간에 있다. 또 다른 요인은 점화셀 근처의 온도이다. 선회가 발생함에 따라 벽을 통한 열손실이 증가하고, 이로 인하여 선회수 0.6 유동의 점화셀 근처의 온도는 선회수 0.0 유동에 비해 낮다. 이러한 온도 차이는 점화 초기에 연료의 산화반응에 필요한 활성화에너지(activation energy)에 도달하는 시간을 지연시키므로, 선회가 있는 경우는 선회가 없는 경우에 비해 점화지연이 길어지는 현상을 보인다. 이러한 난류강도와 온도의 차이로 인하여 선회수 0.6과 1.2 유동의 점화지연기간이 선회수 0.0 유동의 경우보다 길어졌다. 한편 연소기간은 점화지연기간과는 달리, 선회수가 증가함에 따라 항상 단축되고 있다. 특히 선회수 0.6의 연소기간은 선회수 0.0의 연소기간보다 많이 단축되고 있다. Fig. 11는 선회수 1.2 유동에 대하여 ATDC 340°에서 375°까지의 온도분포를 등온선 형태로 보여준다. 여기서 등온선의 간격이 300K이다. 이러한 시간에 따른 온도분포는 화염면의 생성 및 전파 과정을 잘 보여준다.

이상의 Fig. 8, Fig. 9, Table 3, Fig. 10와 Fig. 11를 종합하여, 선회가 연소에 미치는 영향은 다음과 같이 설명된다. 선회는 난류강도, 평균유동장과 온도에 변화를 가져온다. 난류강도는 선회수가 증가함에 따라, 실린더 벽 근처에서는 항상 증가하나, 실린더의 중앙부에서는 선회수가 작은 경우 감소하기도 한다. 그러므로 실린더 중앙부를 진행하는 초반 화염전파에 관련되는 점화지연기간이 길어졌다 짧아지는 현상을 보이며, 실린더 벽 근처에서 진행되는 연소기간은 항상 짧아진다. 이것으로 난류강

도는 연소에 가장 큰 영향을 미침을 알 수 있다.

5. 결 론

내연기관 실린더 내의 유동 및 연소는 기관의 성능과 배기가스 성분을 결정하는 중요한 인자이므로, 고성능, 저연비와 저공해를 추구하는 기관 설계자는 이들에 대한 충분한 이해를 필요로 한다. 본 연구에서는 기관 설계자에게 최적 설계를 위한 새로운 정보원을 제공한다는 관점에서, 전기점화 기관의 흡입, 압축, 연소 과정에 걸친 실린더 내 난류유동 및 난류연소를 다차원 수치해석하고, 선회가 기관의 유동 및 연소에 미치는 영향을 파악하기 위한 파라미터 연구를 수행하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 기관 실린더 내의 유동 및 연소에 대한 수치해석적 특성을 고려하여, 움직이는 경계를 갖는 비정상 및 압축성 유동의 해석에 적절한 ICED-ALE 수치해법, 계산 시간을 절감하는 가변적 격자생성 방법, 실린더 내 유동과 같이 재순환 영역을 갖는 유동의 수치해석에 수치확산을 감소시키는 skew 상류 차분방법, 모호한 상수의 도입없이 압축성 난류유동의 특성을 수치해석에 반영할 수 있는 수정된 $k-\epsilon$ 모델, Arrhenius 형과 난류 혼합형을 결합하여 화학 반응과 난류혼합 과정을 포함하는 결합형 연소모델 등, 적절한 격자수 내에서 안정성 있고 정확한 결과를 보이는 효과적인 수치해법과 수치모델을 제시하였다.

(2) 이들 수치해법과 수치모델을 사용하여, 전기점화 기관 실린더 내에서 발생하는 난류유동 및 난류연소에 관한 다차원 수치해석 프로그램을 개발하고, 기관의 흡입, 압축, 연소 과정을 수치해석하였다. 수치결과가 신뢰할 수 있는 실험결과와 비교적 잘 일치하므로 수치해석을 통하여 기관 실린더 내의 유동 및 연소에 대한 예측이 가능함을 보였다.

(3) 피스톤 운동에 의하여 흡입포트에서 유입된 선회수 1.2의 유동이 실린더 내의 전파되는 과정을 보였다. 흡입 초반에는 실린더 중앙부의 시계방향 vortex와 실린더 헤드 근처의 반시계 방향 vortex로 구성된 강한 twin-vortex 형태를 보이지만, 흡입 후반부터 급격히 감쇠하여 TDC 근처에서는 거의 사라진다. 선회는 흡입 초기 다양한 형상을 보이다가, 흡입 중반부터 고체회전 형상에 가까워지나, 실린더 벽의 마찰 손실을 뚜렷이 보이며,

TDC에서도 최대치의 13%를 유지한다.

(4) 선회에 대한 파라미터 연구를 수행하여, 흡입 과정에서 생성된 선회를 포함한 유동이 기관의 연소에 미치는 영향을 파악하였다. 선회수를 0.0, 0.6, 1.2, 2.4로 증가시킴에 따라, 전반적으로 연소율이 증가하여 최대 압력 발생 시각이 빨라지고, 최대 압력값이 상승한다. 연소 과정을 점화지연기간과 연소기간으로 나누어 살펴보면, 선회수가 증가함에 따라 점화지연기간은 길어졌다가 짧아지며, 연소기간은 계속 짧아진다. 선회수 1.2유동의 난류강도와 점화셀 근처온도가 선회수 0.0 유동보다 작기 때문에, 초반 화염전파 과정을 지배하는 점화지연기간이 길어졌다 짧아지는 현상을 보인다. 이러한 결과를 통하여, 흡입 과정에서 유입된 선회는 평균 유동장, 온도와 난류강도에 변화를 가져오며, 이들 중 난류강도는 연소에 가장 큰 영향을 미침을 밝혔다.

참고문헌

- (1) Kimbara, Y., 1986, "Gasoline Engines-Targets on Hand," 자동차 기술, Vol. 40, No. 4, pp. 428~434.
- (2) Lancaster, D. R., Krieger, R. B., Sorenson, S. C. and Hull, W. L., 1976, "Effect of Turbulence on Spark-Ignition Engine Combustion," SAE Paper 760160, SAE Trans., Vol. 85, pp. 689-710.
- (3) Smith, J. R., 1982, "Turbulent Flame Structure in a Homogeneous Charge Engine," SAE Paper 820043, SAE Trans., Vol. 91, pp. 808-816.
- (4) Butler, T. D., Cloutman, L. D., Dukowicz, J. K. and Ramshaw, J. D., 1981, "Multidimensional Numerical Simulation of Reactive Flow in Internal Combustion Engines," Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 7, pp. 293~315.
- (5) Heywood, J. B., 1980, "Engine Combustion Modeling-An Overview, Combustion Modeling in Reciprocating Engines," Plenum Press, New York, pp. 1~38.
- (6) Mattavi, J. N., 1981, "The Attributes of Fast Burning Rates in Engines," SAE paper 800920, pp. 2783~2801.
- (7) Cloutman, L.D., Dukowicz, J. K., Ramshaw, J. D. and Amsden, A. A., 1982, "CONCHAS-SPRAY : A Computer Code for Reactive Flows with Fuel Sprays," Los Alamos National Laboratory Report LA-9294-MS.
- (8) El Tahry, S. H., 1983, "Equation for Compressible Reciprocation Engine Flows," J. Energy, Vol. 7, No. 4, pp. 345~353.
- (9) Launder, B. E. and Spalding, D. B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flows," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp. 269~289.
- (10) Horlock, J.H. and Winterbone, D.E., 1986, "The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal-Combustion Engines," Volume II, Clarendon Press, Oxford.
- (11) Magnussen, B.F. and Hjertager, B.H., 1976, "On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion," 16th Symposium on Combustion, pp. 719~729.
- (12) Westbrook, C.K. and Dryer, F. L., 1981, "Simplified Reaction Mechanism for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames," Combustion Science and Technology, Vol. 27, pp. 31~43.
- (13) Raithby, G. D., 1976, "Skew-Upwind Differencing Schemes for Problems Involving Fluid Flow," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 9, pp. 153~164.
- (14) Leonard, B.P., 1979, "A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 19, pp. 59~98.
- (15) El Tahry, S. H., 1985, "A Comparison of Three Turbulence Model in Engine-Like Geometries," Proc. of Int. Sym. on Diagnostics and Modeling of Combustion in Reciprocating Engines, pp. 203~213.
- (16) Arcoumanis, C., Bicen, A. F. and Whitelaw, J. H., 1982, "Measurements in a Motored Four-Stroke Reciprocating Model Engine," Trans. ASME, J. Fluids Engineering, Vol. 104, pp. 235~241.
- (17) Bicen, A. F., Vafidis C. and Whitelaw, J. H., 1985, "Steady and Unsteady Airflow Through

- the Intake Valve of a Reciprocating Engine," Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 107, pp. 413~420.
- (18) Ahmadi-Befrui, B., Arcoumanis, C., Bicen, A. F., Gosman, A. D., Jahanbakhsh, A. and Whitelaw, J. H., 1982, Calculations and Measurements of the Flow in a Motored Engine and Implications for Open-Chamber, Direct-Injection Engines," Three Dimensional Shear Flows, pp. 1~9.
- (19) Hoult, D. P. and Wong, V. W., 1980, "The Generation of Turbulence in an Internal Combustion Engine," Combustion Modeling in Reciprocating Engines," Plenum Press, New York, pp. 131~160.
- (20) Tabaczynski, R. I., 1979, "Turbulence and Turbulent Combustion in Spark-Ignition Engines," Energy and Combustion Science, Pergamon Press, Oxford, pp. 259~281
- (21) Hamamoto, Y., Tomita, E., Tanaka, Y. and Katayama, T., 1985, "The Effects of Swirl on Spark-Ignition Engine Combustion," Proc. of Int. Sym. on Diagnostics and Modeling of Combustion in Reciprocating Engines, pp. 413~422.