

<논 문> SAE NO. 943725

3차원 모형기관 실린더내의 흡입과정 유동에 대한 수치해석

A Three-Dimensional Numerical Analysis of In-Cylinder Flows in Reciprocating Model Engine

하 각 현,* 김 원 갑,* 최 영 돈**
G. H. Ha, W. K. Kim, Y.D. Choi

ABSTRACT

A model engine having a flat cylinder head and a piston face and an off-center intake valve is investigated in this analysis. Calculation domain is confined to the half of the cylinder with swirl free inlet velocity condition. Due to the absence of measured inlet conditions, the inlet flowrates during induction period are calculated from overall mass and energy conservation requirements. Finite difference equation for velocity and pressure were solved by modified SIMPLER algorithm, standard k-ε turbulence model and hybrid scheme. From the result of prediction, dimensionless velocity distribution and turbulence intensities are investigated at each crank angle.

주요기술용어 : Locally Fixed Coordinate System(국부고정좌표계), Turbulent Intensity(난류강도), Turbulence Model(난류모형), Reversible Adiabatic Expansion Process(가역단열팽창과정)

1. 서 론

왕복동 기관의 실린더내의 유동현상들은 공기의 유입, 연료의 분사 및 혼합기체의 확산, 압축과정, 연소현상에 수반되는 화학적 반응, 열전달 현상등 복합적인 양상을 띠고 있다. 이러한 현상중에서 기관의 성능에 가장 큰 영향을 주는 인자중의 하나가 실린더내의 흡입과정과 압축과정의 유동특성이다. 실린더내의 흡입과정과 압축과정의 유동특성을 명확히 규명하는 것은 기관의 성능 향상을 위한 중요한 열쇠가 되어오고 있다. 실린더내의 유동특성은 흡입구의 형상, 연소실의 구조, 밸브의 크기, 위치 및 개폐조건,

연소정도 및 점화시점, 디젤기관의 경우 분사노즐의 위치, 각도 등 여러 인자에 의해 좌우된다. 이러한 실린더내의 유동특성을 정확히 예측하기 위하여 본 연구에서는 비직교 좌표계에 의한 수치해석을 수행하였다.

본 연구에서는 좌표변환 방법으로 직교좌표계의 독립변수만을 변환하고 오류확산을 일으킬 수 있는 이러한 단점을 보완하기 위해 Karki⁽⁵⁾ 이론에 의해 각각의 격자망의 좌표방향에 일치하는 속도성분에 관한 국부평형좌표계 이산화방정식을 유도하여 좌표변환에 따른 오차를 최소화 하였고 시간에 따른 압력 및 유입유량의 결정은 지배방정식의 수치해석과 열역학적인 기관해석 방법을

* 정회원, 고려대학교 대학원

** 정회원, 고려대학교 기계공학과

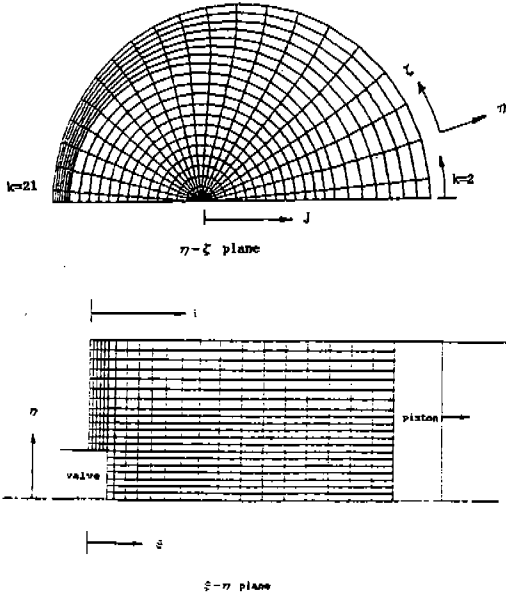


Fig.1 Grid arrangement.

복합하여 평균압력과 평균밀도, 평균온도 등을 수정하여 방법을 사용하였다.

모형기관의 일반좌표계 설정은 Fig.1과 같이 피스톤 운동방향인 x 축과 ξ 축을 일치시키고 실린더 원의 반경방향을 η 축, 원주방향을 ζ 축으로 하였다.

유입경계조건은 이상기체 상태방정식, 에너지 보존법칙, 오리피스 유량방정식 및 현 시간단계의 압력장을 연립하여 다음 시간단계의 실린더내의 평균압력 및 유입유량을 결정하였고 밸브의 편심정도를 전체 실린더 직경의 10%로 하였다. 선회가 없는 입구의 유동조건을 설정하고 실린더내의 유동이 대칭이 된다는 조건을 사용하여 수치해석 하였으며 연소, 화학반응과 열전달은 해석에서 제외하였다. 난류모형은 표준 $k-\epsilon$ 모형, 대류항 처리법으로 Hybrid Scheme, 계산 알고리즘은 수정 SIMPLER 해법, 운동방정식은 Karki⁵⁾에 의한 국부 평행좌표계 이산화방정식으로 하였으며 시간단계는 크랭크각 5° 로 구분하여 수치해석을 수행하였다.

본 해석에서 사용한 모형기관의 제원은 Table 1과 같다.

Table 1 Specification of piston-cylinder assembly.

bore		75mm
Stroke		94mm
Compression ratio		3.5
Connection rod length		363.5mm
Engine speed		200rpm
Intake valve	diameter	32mm
	Maximum lift	7.3mm
	Eccentricity	7.5mm
	Seat angle	60deg
	Opens at	6deg BTDC
	Close at	44 deg ABDC

2. 수치해석

2.1 일반 곡률 좌표계로의 변환과 이산화방정식의 유도

Cartesian 좌표계에서의 Navier-Stokes 운동량 방정식에서 관성 Cartesian 속도들을 종속변수로 간주하여 시간에 따라 운동하는 일반곡률좌표계 (ξ, η, ζ, τ)로 각 지배방정식을 표시하면

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{U} \phi) + \frac{\partial(\rho \bar{U} U \phi)}{\partial \xi^i} = \frac{\partial(g^j \Gamma_o \frac{\partial \phi}{\partial \xi^j})}{\partial \xi^i} + JS_o \quad (1)$$

이 되고 여기서

$$U^i = [V_a - X] \cdot a^i \quad (2)$$

로 정의되며 여기서 V_a 는 유체의 관성좌표계에 대한 속도를 나타낸다. 여기에 각각의 종속변수에 대한 식들을 검사체적에 대하여 체적적분하면 이산화방정식을 얻게 되며 Cartesian 속도 U, V, W 에 대한 이산화방정식과 스칼라 방정식에 대한 이산화방정식은 일반적으로 다음의 형태로 표시된다.

$$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_U \phi_U + a_D \phi_D + b \quad (3)$$

Table 2. The linearized source terms of momentum equation.

b_o	Source terms
b_U	$-\left[\frac{\partial(\hat{\gamma}_\xi P)}{\partial \xi}\right] - 2/3\left[\frac{\partial(\hat{\gamma}_\xi(\rho k + \mu_{eff} \theta))}{\partial \xi}\right] + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\xi_x U_x))}{\partial \xi} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\eta_v V_x + \eta_w W_x))}{\partial \eta}$ $+ \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\zeta_y V_y + \zeta_z W_z))}{\partial \zeta} + a_p^o U_p^o + [b_{No}]_u$
b_v	$-\left[\frac{\partial(\hat{\gamma}_{\eta_v} P)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\zeta_y} P)}{\partial \zeta}\right] - 2/3\left[\frac{\partial(\hat{\gamma}_{\eta_v}(\rho k + \mu_{eff} \theta))}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\zeta_y}(\rho k + \mu_{eff} \theta))}{\partial \zeta}\right]$ $+ \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\xi_x U_x))}{\partial \xi} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\eta_v V_y + \eta_w W_y))}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\zeta_y V_y + \zeta_z W_z))}{\partial \zeta} + a_p^o V_p^o + [b_{No}]_v$
b_w	$-\left[\frac{\partial(\hat{\gamma}_{\eta_w} P)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\zeta_z} P)}{\partial \zeta}\right] - 2/3\left[\frac{\partial(\hat{\gamma}_{\eta_w}(\rho k + \mu_{eff} \theta))}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\zeta_z}(\rho k + \mu_{eff} \theta))}{\partial \zeta}\right]$ $+ \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\xi_x U_x))}{\partial \xi} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\eta_v V_z + \eta_w W_z))}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{\gamma}_{\mu_{eff}}(\zeta_y V_z + \zeta_z W_z))}{\partial \zeta} + a_p^o W_p^o + [b_{No}]_w$
<p>[note]</p> $[b_{No}]_u = [g^{23}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial U}{\partial \xi}_u - [g^{23}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial U}{\partial \xi}_s$ $[g^{32}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial U}{\partial \eta}_u - [g^{32}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial U}{\partial \eta}_s$ $[b_{No}]_v = [g^{23}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial V}{\partial \zeta}_v - [g^{23}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial V}{\partial \zeta}_s$ $[g^{32}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial V}{\partial \eta}_v - [g^{32}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial V}{\partial \eta}_s$ $[b_{No}]_w = [g^{23}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial W}{\partial \zeta}_w - [g^{23}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial W}{\partial \zeta}_s$ $[g^{32}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial W}{\partial \eta}_w - [g^{32}] \Gamma_o \cdot \frac{\partial W}{\partial \eta}_s$ $a_p^o = (\rho)_{p_o} / \Delta t$	

각 이산화방정식에 대한 원천항을 Table 2, 3에 나타내었다.

2.2 국부고정좌표계의 이산화방정식의 유도

Fig2에서 보는바와 같이 임의의 방향으로의 속도 성분은 Cartesian 속도 성분의 대수적 조합으로 구할 수 있고 마찬가지로 임의의 방향 속도 성분에 대한 이산화방정식도 Cartesian 속도 성분에 대한 이산화방정식의 조합으로 구할 수 있다. 본 연구에서는 비직교 좌표계의 Covariant 속도 성분에 대한 이산화방정식을 유도하였으며 여기서 Covariant 속도의 정의는 다음과 같다. 예로서

Covariant 속도 U_i 는 유체의 속도와 Covariant 단위 기본벡터의 스칼라곱에 의해 정의 되었으므로 Covariant 속도 성분의 이산화방정식은 식 (3)의 일반화된 방정식에 직교 속도 성분을 대입하고 U 에 대한 식에 $x_i/(g^{11})^{1/2}$, V 에 대한 식에 $y_n/(g^{11})^{1/2}$, W 에 대한 식에 $z_s/(g^{11})^{1/2}$ 를 곱하고 더하면 국부적으로 P 점의 Covariant 기본벡터 방향에 평행 되는 좌표계에 대한 U_i 운동량방정식이 유도된다. U_n , U_s 에 대한 이산화방정식도 마찬가지로 방법으로 구할 수 있으며 예로서 U_i 에 대한 이산화방정식은

$$a_p U_{i, p} = a_E U_{i, E} + a_n U_{i, n} + a_w U_{i, w} + a_N U_{i, N} + a_S U_{i, S} + a_U U_{i, U} + a_D U_{i, D} + b_i \quad (5)$$

$$U_i = U \cdot e_i \quad (4)$$

Table 3. The linearized source terms of scalar equation.

b_o	Source terms
b_k	$(\int G)_p + a_p^o k_p^o + (b_{No})_k$
b_e	$\int (C_1 G_o C_u k/\mu + C_3 \rho \epsilon \theta)_p + a_p^e \epsilon_p^o + (b_{No})_e$
[note]	
	$[b_{No}]_k = [g^{23} \int \Gamma_o \partial k / \partial \xi]_n - [g^{23} \int \Gamma_o \partial k / \partial \xi]_d$
	$[g^{32} \int \Gamma_o \partial k / \partial \eta]_n - [g^{32} \int \Gamma_o \partial k / \partial \eta]_d$
	$[b_{No}]_e = [g^{23} \int \Gamma_o \partial \epsilon / \partial \xi]_n - [g^{23} \int \Gamma_o \partial \epsilon / \partial \xi]_d$
	$[g^{32} \int \Gamma_o \partial \epsilon / \partial \eta]_n - [g^{32} \int \Gamma_o \partial \epsilon / \partial \eta]_d$
	$a_p^o = (\rho \int)_p / \Delta t$
	$\Theta = \nabla \cdot V$
	$G = 2\mu \{ (\partial U / \partial X)^2 + (\partial \Omega / \partial Y)^2 + (\partial W / \partial Z)^2$
	$+ 0.5(\partial V / \partial X + \partial U / \partial Y)^2$
	$+ 0.5(\partial W / \partial X + \partial U / \partial Z)^2$
	$+ 0.5(\partial V / \partial Z + \partial W / \partial Y)^2$
	$- 1/3(\rho k / \mu + \theta) \}$

여기서 U 는 격자점 속도 $U_{i,p}$ 에 평행한 이웃 격자점 유체의 속도성분이다. 또한 원천항 b_i 들은 직교좌표계에서의 원천항의 대수적 조합에 의해 구해진다. 예로서

$$b_i = \frac{x_i}{(g^{11})^{1/2}} b_u + \frac{y_i}{(g^{11})^{1/2}} b_v + \frac{z_i}{(g^{11})^{1/2}} b_w \quad (6)$$

위의 이산화방정식에서는 이웃 격자점의 실제 Covariant 속도성분등을 포함하지 않았으므로 이 속도들을 더하고 빼주어 정리하면 최종 이산화 방정식을 얻는다.

$U_{i,p}$ 이산화방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있고

$$a_p U_{i,p} = \sum a_{NB} U_{i,NB} + B_i \quad (7)$$

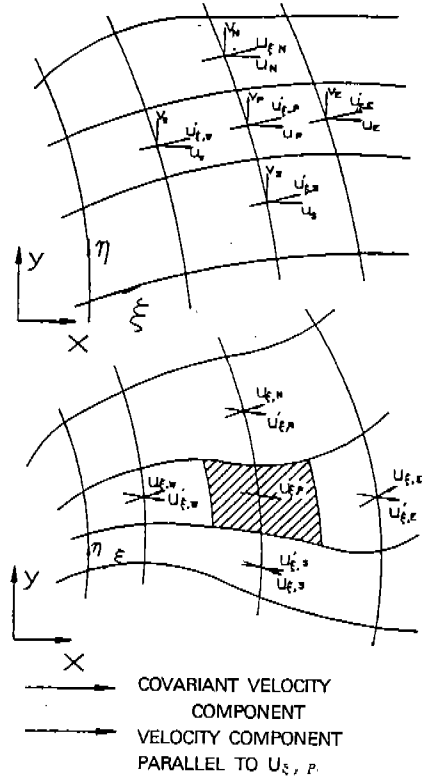


Fig.2 Grid configuration with cartesian velocity component and covariant velocity component.

여기서

$$B_i = \sum (a_{NB} U_{i,NB} - a_{NB} U_{i,NB}) + b_i \quad (8)$$

로 나타내어진다.

2.3 압력 수정 방정식

2.3.1 일반 곡좌표계에서의 1차 압력수정 방정식

본 연구에서 사용한 수정 SIMPLER해법은 압축성유동을 해석하기 위하여 고안된 것으로 이를 수치해석 적용하기 위하여는 2개의 압력수정 방정식을 유도해야 한다.

식 (7)의 Covariant 이산화방정식에서 압력항을 원천항에서 제외시켜 정리하면 $U_{i,p}$ 에 대한 이산화방정식은 다음과 같고 여기서 b_i 는 B_i 에서 압력항만을 제외시킨 원천항이다.

$$a_c U_{\xi, \epsilon} = \sum a_{NB} U_{\xi, NB} + b_{\xi} - A_c \left(\frac{\partial P}{\partial \xi} \right)_{\epsilon} \quad (9)$$

1차 압력수정은

$$P = P^* + P^1 \quad (10)$$

으로 정의되고 여기서 P^* 는 현 반복계산값이며 P^1 은 1차 압력수정항이다. 모의속도(Pseudo-Velocity)⁵⁾은

$$\tilde{U}_{\xi, \epsilon} = \frac{\sum a_{NB} U_{\xi, NB} + b_{\xi} - A_c \left(\frac{\partial P^*}{\partial \xi} \right)_{\epsilon}}{a_c} \quad (11)$$

으로 정의되며 식 (9)로부터 U_{ξ} 의 Covariant 속도는

$$U_{\xi, \epsilon} = \tilde{U}_{\xi, \epsilon} - d_{\xi, \epsilon} \left(\frac{\partial P^1}{\partial \xi} \right)_{\epsilon} \quad (12)$$

로 나타내어진다.

다음은 유동이 압축성인 경우 밀도수정을 해야 하는데 그것은 상태방정식을 적용한 압력수정항으로부터 수정된다.

$$\rho = \rho^* + \rho' \quad (13)$$

$$\rho' = P'/RT = kP' \quad (14)$$

연속방정식의 각 항에 Covariant 속도성분을 대입하면 1차 압력수정 방정식이 얻어진다.

$$a_P P'_P = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + a_V P'_V + a_D P'_D + b_P \quad (15)$$

이 1차 압력수정 방정식을 풀어 유동장의 압력과 밀도의 수정을 한다.

2.3.2 일반 곡률좌표계에서의 2차 압력수정 방정식

2차 압력수정항과 속도수정항은 1차 압력수정

항과 같은 방법으로 다음과 같이 정의된다.

$$P = P^* + P^2 \quad (16)$$

여기서 P^* 는 현 반복 계산값이고 P^2 는 2차 압력수정항이다. 또한 U_{ξ} 운동량 이산화방정식에서 U_{ξ}^* 운동량 이산화 방정식을 빼면 속도 수정항은

$$U_{\xi} = U_{\xi}^* + U_{\xi}^2 \quad (17)$$

와 같이되고 이것을 연속방정식에 대입하고 정리하면 2차 압력 이산화방정식이 구해진다.

$$a_P P^2_P = a_E P^2_E + a_W P^2_W + a_N P^2_N + a_S P^2_S + a_V P^2_V + a_D P^2_D + b_P \quad (18)$$

이 2차 압력수정 방정식을 풀어 속도수정을 하며 최종 속도수정식은 다음과 같다. 예로서

$$U_{\xi, \epsilon} = U_{\xi, \epsilon}^* + \rho^* d_{\xi, \epsilon} (P^2_P - P^2_E) / \rho \quad (19)$$

2.4 경계조건 및 초기조건

초기 조건으로서 실제기관의 초기조건은 연소, 배기과정 이후 잔여가스가 남아 있는 상태가 되겠지만 본 연구에서는 연소현상을 배제하여 초기에 실린더 내에는 정제된 순수한 공기로 채워져 있고 온도는 295°K로 일정하다고 가정하였다.

경계조건으로는 밸브유입면에서의 유입유량은 압축성 효과를 고려한 가역단열팽창 과정으로 가정하여 다음식으로 계산하였다.

$$\dot{m} = \frac{C_d A_d P_u}{(RT_u)^{1/2}} \left(\frac{P_d}{P_u} \right)^{1/\gamma} \left[\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left\{ 1 - \left(\frac{P_d}{P_u} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right\} \right]^{1/2} \quad (20)$$

여기서의 유량계수 C_d 는 0.6으로 일정하게 사용하였다.

이 식으로부터 밸브유입면의 유입속도는

$$V_{in} = \frac{\dot{m}}{\rho_u A_d}, \quad U_{in} = V_{in} \tan(\alpha), \quad U_o = (U_{in}^2 + V_{in}^2)^{1/2} \quad (21)$$

으로 계산하였으며 흡입 난류에너지(Kin)와 흡입 난류소산율(ϵ_m), 흡입 온도(T_m)는 다음과 같이 가정하여 계산하였다.

$$k_m = 0.01 U_m^2, \quad \epsilon_m = 3.65 k_m^{3/2} / \ell, \quad T_m = 295K \quad (22)$$

여기서 ℓ 은 밸브 양정이다.

그외의 실린더 헤드, 실린더 벽, 피스톤면 및 밸브면의 온도는 $340^\circ K$ 로 일정하게 가정하였으며 기관의 벽면부근에서는 일반적으로 사용되는 벽법칙을 사용하였다.

그러나 기관의 피스톤과 밸브의 운동으로 인한 기관내 유동의 비정상유동 때문에 밸브유입면에서의 유입유량은 시간에 따라 변화하게 된다. 따라서 위의 밸브 유입면에서의 유입유체의 경계조건을 시간에 따라 변화시켜야 한다. 그러므로 본 연구에서는 이러한 각각의 시간에 대한 경계조건을 계산하기 위하여 이상기체의 상태방정식, 열역학 제1법칙 그리고 가역단열팽창으로 가정한 오리피스 유량방정식을 연립하여 각 시간에 대한 유입조건을 위의 식들로 계산하였다. 이 열역학 방정식들을 미분형으로 나타내면 다음과 같다.

미분형 이상기체 상태 방정식

$$\frac{dP}{Pdt} + \frac{dV}{Vdt} = \frac{dM}{Mdt} + \frac{dT}{Tdt} \quad (23)$$

이상기체의 열역학 제1법칙

$$MC_v \frac{dT}{dt} + C_p T \frac{dM}{dt} = \frac{dQ}{dt} - P \frac{dV}{dt} + C_p T \frac{dM}{dt} \quad (24)$$

식 (23)과 식 (24)에서 dT/dt 를 소거하면 다음과 같다.

$$\frac{dP}{dt} = -\gamma \frac{P}{V} \frac{dV}{dt} + \frac{\gamma-1}{V} hA \left[\frac{PV}{MR} - T_m \right] + \gamma P \frac{dM}{dt} \quad (25)$$

여기서 이 식에서 h 는 실린더벽면과 작업유체간

에서 발생하는 열전달계수로 Annand³⁾의 열전달 방정식으로부터

$$h = ak(R_c)^b / D \quad (26)$$

구하였다. 여기서 a 와 b 는 경험상수로 4행정기관에 대하여 각각 0.26과 0.75의 값을 사용하였다. 다음 시간단계의 유입조건을 구하기 위하여 식 (20)과 식 (25)를 Runge-Kutta 해법으로 풀어 각 시간단계마다의 유입조건을 결정된 후 그 시간 단계에서의 유동장을 반복계산하였다.

2.5 해석 Algorithm

본 연구에서 사용한 수정 SIMPLER 해법의 계산순서는 다음과 같다.

- ① 초기 속도, 압력, 밀도장 가정
- ② 이산화 방정식의 계수 및 속도장의 계산
- ③ 1차 압력수정 방정식(P^1)을 계산하고 압력 및 밀도수정
- ④ 수정된 압력과 밀도를 이용한 속도장의 계산
- ⑤ 2차 압력수정 방정식(P^2)의 계산과 속도 수정
- ⑥ 수정된 속도장으로 스칼라장 계산
- ⑦ 수정된 밀도, 압력, 속도를 ρ^* , P^* , U^* 로하여 단계(②)로 돌아가 수렴조건에 만족될 때까지 반복계산

해의 수렴조건은 반복계산에 따른 ξ , η , ζ 방향속도성분들의 변화량중에 최대값이 전번의 반복계산값의 1%를 만족하는 것으로 한다.

3. 결과 및 고찰

3.1 크랭크각도의 변화에 따른 실린더내 유동의 물성치 변화

본 수치해석에서 사용된 격자계는 Fig.1에서 보는 바와 같이 ξ , η , ζ 의 각 방향으로 $22 \times 22 \times 22$ 개의 격자망을 생성시켜 수치해석 하였으며, 비정상 유동에 의한 시간항 처리는 2시간단계 이산화방법으로 계산하였다. 모형기관 실린더내로의 유입가스는 순수공기로하여 이상기체로 취급

하였으며 열역학적 상태량은 시간에 관계없이 일정하다고 가정하였다. 시간단계의 간격은 크랭크각 5°로 하였으며 따라서 해당되는 시간간격 Δt 는 0.00417초가 된다. 이러한 시간단계의 간격은 일반적인 기관해석과 비교하여 다소 크다고 할 수 있다. 그러나 비정상 압축성 3차원 유동을 계산하기 위한 과도한 전산시간의 문제와 흡기 포트부분의 해석을 제외한 실린더내의 유동을 해석하는데 필수적인 정확한 입구조건을 본 연구에서와 같이 열역학적인 해석방법을 취하는 경우는 이미 경계조건이 실제의 경우와 어느정도 오차를 보이고 있기 때문에 작은 시간단계에 의한 정확한 기관해석은 별다른 의미를 가질 수 없는 것으로 생각되어진다.

일반적으로 3차원 유동해석에서 사용되는 난류모형으로 표준 k- ϵ 모형과 대류항처리법으로 Hybrid Scheme이 사용되고 있다. 그러나 표준 k- ϵ 모형은 기관내의 유동과 같이 복잡한 3차원 유동에서는 해의 정확도가 떨어진다고 알려져 있으며 Hybrid Scheme은 오류확산을 크게 발생시키는 것으로 알려져 있다. 그럼에도 불구하고 3차원 기관해석에 이러한 모형들이 사용되는 것은 적용이 쉽고 전산시간이 다른 모형에 비하여 적게 소요된다는데 있다. 따라서 좀더 정확한 해를 얻기 위하여는 전산비용의 증가도 고려한 충분한 격자의 수와 오류확산을 억제할 수 있는 대류항처리법, 고차의 난류모델들이 사용되어야 할 것이다.

3.2 크랭크각 30°에서의 결과

ξ - η 평면들의 속도선도를 나타내는 Fig.3에서 보는바와 같이 유입부 앞쪽에 서로 방향이 반대인 와류유동장이 형성하고 있으며 실린더 내부로 진행하면서 피스톤의 운동으로 인하여 단순화되는 형태를 보이고 있다. 또한 K=5 평면에서는 실린더벽면 중심부근에 세기가 약한 2차 와류유동장이 형성되어 있다. 이 그림으로부터 K값이 큰, 밸브로부터의 거리가 가까운 평면일수록 유입유체가 바로 실린더 벽면에 충돌하여 벽면을 따라 유동하는 것을 관찰할 수 있다.

다음에 η - ζ 평면들의 속도분포를 나타내는 Fig.4

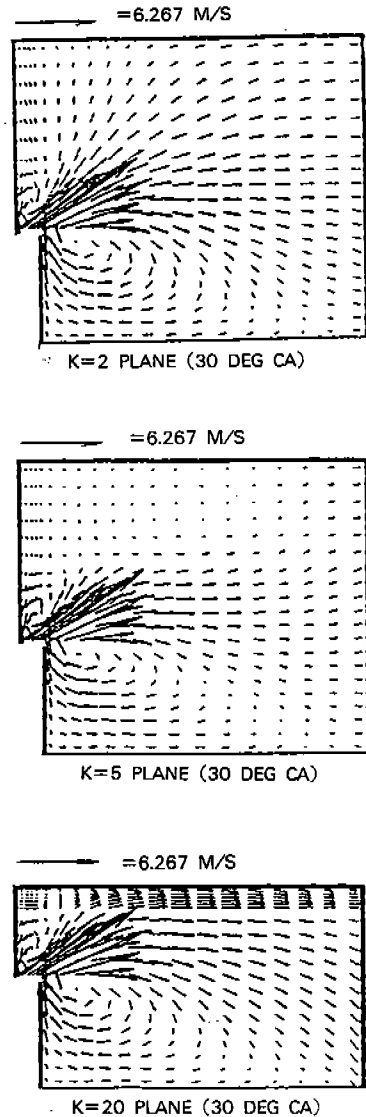


Fig.3 Velocity fields in ξ - η planes at crank angle 30° [$10U_p=6.267\text{m/s}$]

를 살펴보면 먼저 밸브에 가까운 I=8 평면의 속도들은 앞의 그림으로부터 알수 있는 바와같이 실린더 벽면을 향하고 있고 실린더 중심평면인 I=11 평면부터는 속도의 방향이 크게 변화하고 있으며 밸브 중심구역에서는 서로 방향이 반대가 되는 와류장이 형성되어 있다. 선도상의 우측 실린더 벽쪽에는 2차 와류유동장이 공통적으로 형성되어 있으나 실린더 중심부에서 그 세기가

강하고 헤드나 피스톤쪽에서는 약하게 형성되고 있다.

Fig.5의 난류강도의 크기는 밸브선단과 밸브에서 가까운 실린더벽면 부근에서 최대값을 가지며 부채꼴형태로 그 크기가 감소하고 있다. 유입유체가 바로 실린더 벽면에 충돌하는 K=20 평면에서는 실린더 벽면에서 난류강도가 크고 그 분

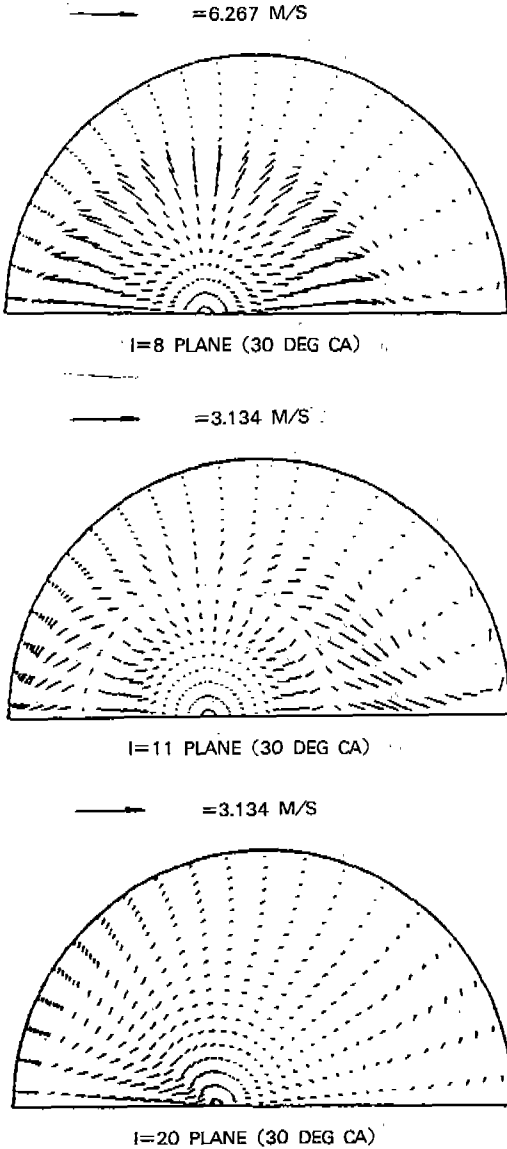


Fig.4 Velocity fields in η - ζ planes at crank angle 30° [$5U_p = 3.134\text{m/s}$]

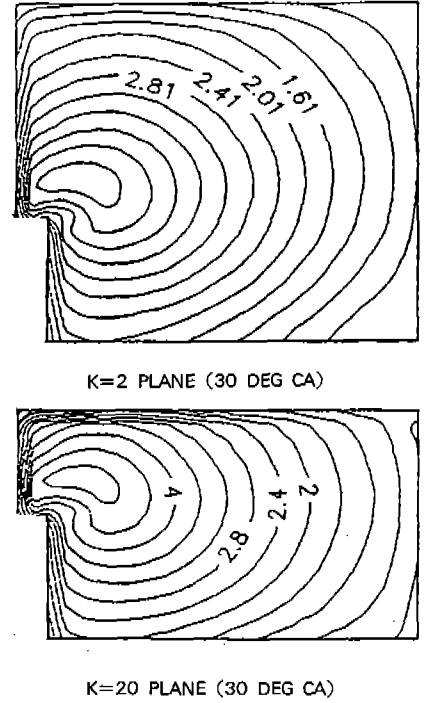


Fig.5 Turbulence intensity profiles in ξ - η planes at crank angle 30° , $t_i = (2/3k)^{1/2}/U_p$

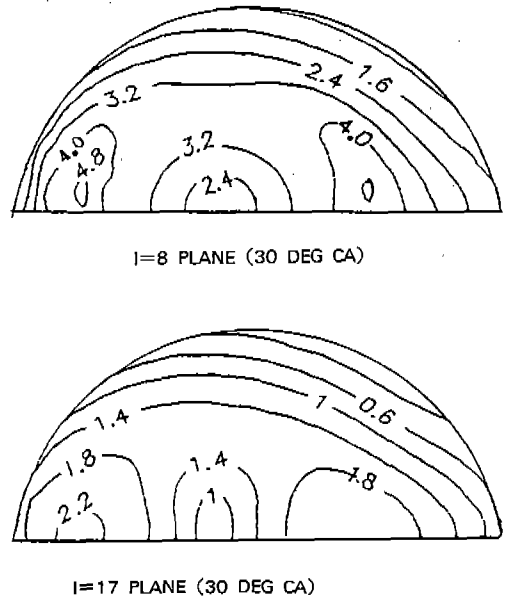


Fig.6 Turbulence intensity profiles in η - ζ planes at crank angle 30° , $t_i = (2/3k)^{1/2}/U_p$

포구배가 급격함을 알 수 있다. η - ζ 평면들의 난류강도를 나타내는 Fig.6에서는 I=8의 평면이나 I=17에서 모두 실린더벽면으로부터 거리가 가장 먼곳과 가까운곳에서 최대난류강도가 나타나고 있어 밸브선단에서 피스톤까지 최대난류강도의 위치가 2개의 구역으로 구분되어 있음을 알 수 있다.

3.3 크랭크각 90°에서의 결과

Fig.7에서 보는 바와 같이 크랭크각 90°에서의 속도선도는 강한 피스톤의 운동으로 인하여 유동장의 속도분포가 밸브의 유입면 부근을 제외하고 피스톤 방향으로 향하는 단순화된 형상을 보여주고 있다. Fig.8에서 선도상의 우측 실린더 벽면구역의 2차 와류유동장이 존재하고 있으며

밸브 중심구역에서는 서로 방향이 반대가 되는 와류장이 계속 존재하고 있다.

난류강도의 분포를 나타내는 Fig.9를 살펴보면 난류강도의 세기는 30°의 경우보다 전반적으로 증가되었는데 이는 밸브를 통한 유입유량의 증가와 유입난류강도의 증가로 인한것으로 앞의 Fig.7에서 보는 바와 같이 유동장의 전체적인 속도가 단순화하였고 이러한 작은 속도구배로

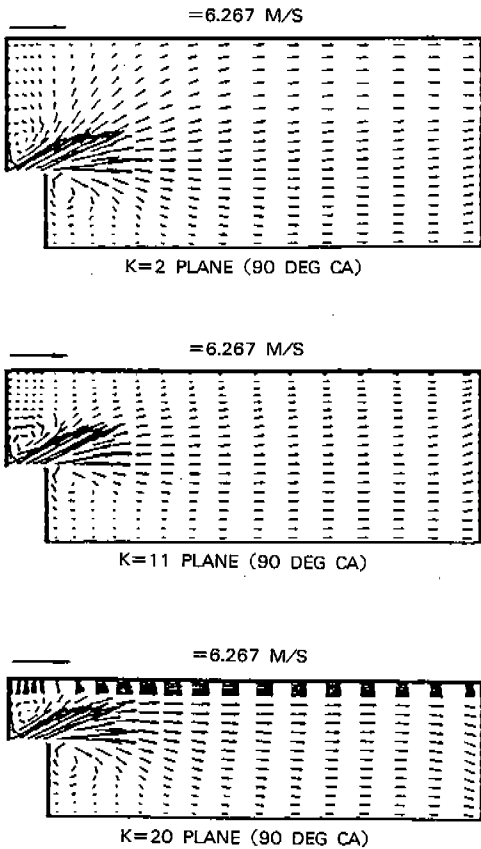


Fig.7 Velocity fields in ξ - η planes at crank angle 90° [10U_p=6.267m/s]

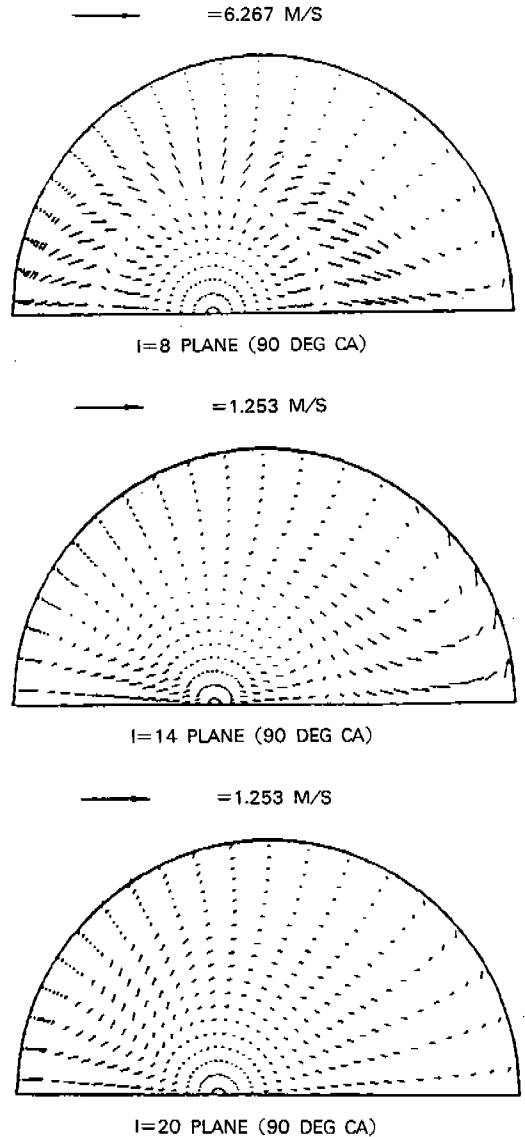
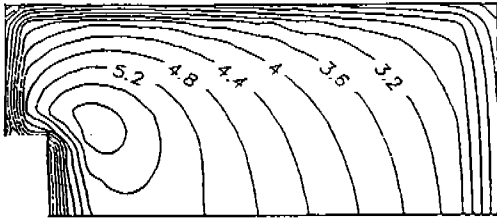
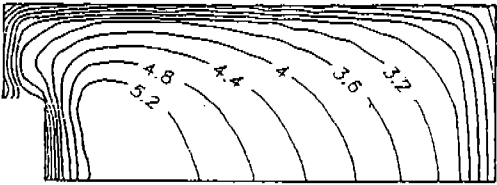


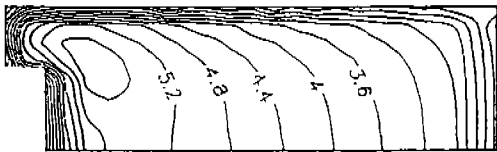
Fig.8 Velocity fields in η - ζ planes at crank angle 90° [5U_p=3.134m/s]



K=2 PLANE (90 DEG CA)

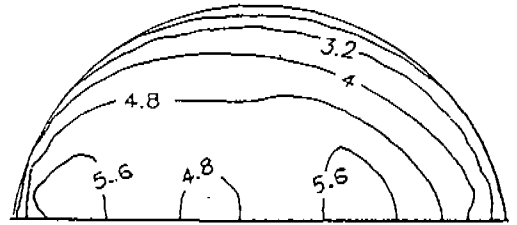


K=11 PLANE (90 DEG CA)

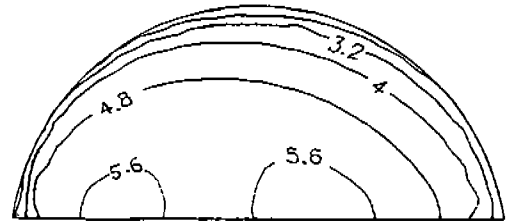


K=20 PLANE (90 DEG CA)

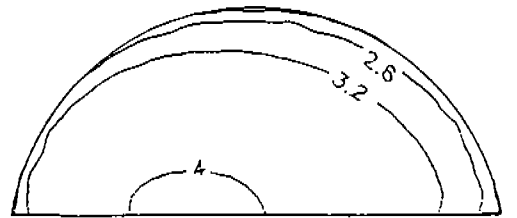
Fig.9 Turbulence intensity profiles in ξ - η planes at crank angle 90° , $t_i = (2/3k)^{1/2}/U_p$



I=8 PLANE (90 DEG CA)



I=11 PLANE (90 DEG CA)



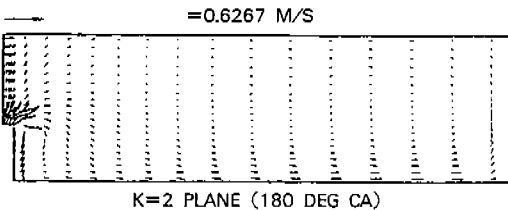
I=17 PLANE (90 DEG CA)

Fig.10 Turbulence intensity profiles in η - ζ planes at crank angle 90° , $t_i = (2/3k)^{1/2}/U_p$

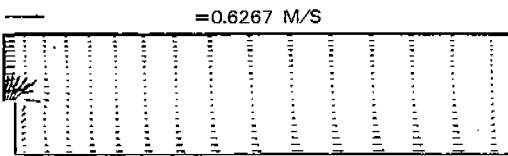
인한 난류운동에너지의 생성이 작기 때문에 이러한 난류강도의 전체적인 증가는 유입경계조건 의 확산으로 인한 결과로 풀이된다. 또한 크랭 크각 30°의 경우와 마찬가지로 K=2의 평면과 K=20의 평면에서 밸브선단에서 최대 난류강도 를 보이고 있다. 이러한 경향은 Fig.10의 I=8인 평면에서도 나타나고 있으나 I=11과 I=17의 평면에서 보는 바와 같이 밸브에 가까운 위치 에서는 최대 난류강도가 세 구역으로 분할되어 있 던것이 피스톤쪽으로 가면서 실린더 중앙부로 최대 난류강도의 위치가 합체되면서 분포하고 있는 것을 알 수 있다.

3.4 크랭크각 180°에서의 결과

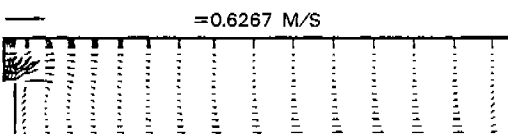
Fig.11의 속도선도에서는 밸브 유입부의 양쪽의



K=2 PLANE (180 DEG CA)



K=11 PLANE (180 DEG CA)



K=20 PLANE (180 DEG CA)

Fig.11 Velocity fields in ξ - η planes at crank angle 180° [$10U_p = 6.267\text{m/s}$]

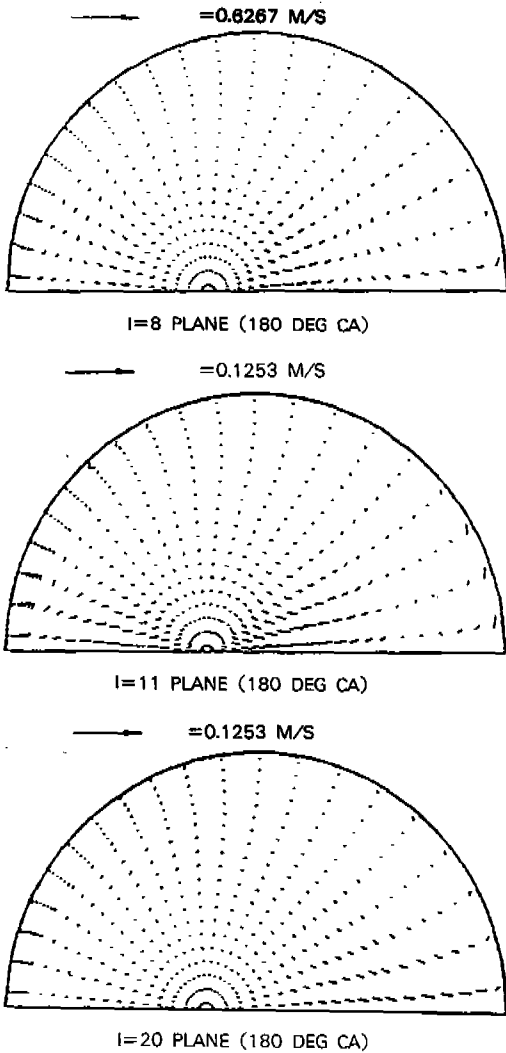


Fig.12 Velocity fields in η - ζ planes at crank angle 180° [$5U_p = 3.134\text{m/s}$]

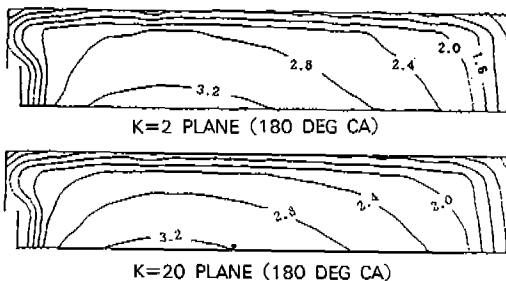


Fig.13 Turbulence intensity profiles in ξ - η planes at crank angle 180° , $ti = (2/3k)^{1/2} / U_p$

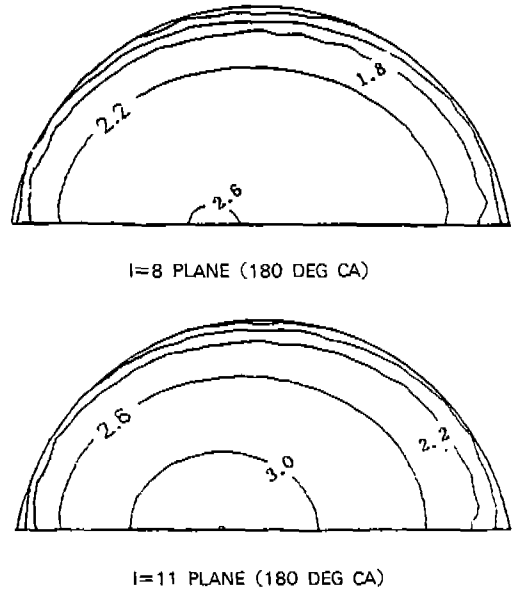


Fig.14 Turbulence intensity profiles in η - ζ planes at crank angle 180° , $ti = (2/3k)^{1/2} / U_p$

와류유동장이 거의 소멸되어 있으며 K=2와 K=11의 평면에서 보는 바와 같이 피스톤쪽으로 치우친 실린더 내부에 큰 2차 와류장이 형성되고 있으며 이 와류장의 강도는 K=11의 평면에서 강하게 나타나고 있다. 반면 K=20의 평면에서는 이러한 와류장은 나타나고 있지 않다.

Fig.12를 살펴보면 앞서와 마찬가지로 그림상의 우측 실린더벽면 구역의 2차 와류 유동장 및 밸브중심구역에서 서로 방향이 반대가 되는 와류장이 세력은 약화되었지만 계속 존재하고 있다.

Fig.13의 난류강도는 전반적으로 그 구배 및 크기가 감소하였고 최대난류강도의 위치는 밸브의 중심축을 따라 실린더 중앙부에 위치하고 있으며 이러한 현상은 Fig.14에서도 나타나고 있다.

4. 결 론

밸브가 편심된 3차원 모형기관 실린더내의 흡입과정에 대한 수치해석을 수행한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 1) 흡입과정초기에 생성된 밸브 유입부 양쪽의 서로 방향이 반대인 와류장이 계속 유지되

다가 흡입과정 말기에는 거의 소멸되고 흡입과정 초기에 생성된 밸브와 실린더 벽면이 먼 지역에서 생성된 와류장과 밸브의 중심축을 향하는 방향이 서로 반대인 와류장은 그 세력이 흡입과정의 말기에는 약화되지만 흡입과정 끝까지 존재하는 것이 관찰되었으며 흡입과정 말기에는 피스톤면에 치우친 새로운 와류 유동장이 형성되고 있다.

- 2) 실린더내의 난류강도는 흡입과정 초기에서부터 계속 증가하여 크랭크각 60° 부근에서 최대가 되고 그 이후에는 감소하는 추세이며, 흡입초기에 최대난류강도는 밸브와 실린더벽면의 거리가 가장 작은곳과 큰곳에 두 구역으로 구분되어 분포하던 것이 흡입과정이 진행되면서 피스톤쪽으로부터 난류강도의 최대치가 실린더 중심부로 이동되면서 합쳐되어 흡입과정 말기에는 최대난류강도의 위치가 실린더 중심부에 위치하고 있다.
- 3) 흡입과정 초기에 생성된 밸브와 실린더 벽면의 거리가 먼쪽에 위치하는 η - ξ 평면상의 와류장은 실린더의 중간부에서 가장 큰 세기를 가지고 헤드와 피스톤쪽으로 약해지는 현상을 보이고 있으며 흡입과정이 진행되면서 계속 유지되다가 흡입말기에는 거의 소멸되고 있다.

참 고 문 헌

1. A.D.Gosman, Y.Y.Tsui and A.P.Watkins, "Calculation of Three Dimensional Air Motion in Model Engine", SAE Paper, No.840229
2. H.Schapertons and F.Thieie, "Three-Dimensional Computations for Flow Fields in D.I.Piston Bowls", SAE Paper, No.860463.
3. T.Wakisaka, Y.Shamamoto & Y.Isshiki, "Three-Dimensional Analysis of In-Cylinder Flows in Reciprocating Engines", SAE Paper No.860464
4. C.Arcoumanis, A.F.Bicen & J.H.Whitelaw, "Measurements in a Motored Four-Stroke Reciprocating Engine", Journal of Fluids Eng.

- June 1982, Vol. 104, pp.235-241
5. K.Karki, "A Calculation Procedure for Viscous Flow at All Speeds in Complex Geometries", 1988, pp.36-138
6. R.L.Meakin and R.L.Street, "Simulation of Environmental Flow Problems in Geometrically Complex Domains. Part.1 : A General Coordinate Transformation", Computer Methods Applied Mechanics and Engineering 68(1988) 151-175 North-Holland
7. K.Karki and Patankar, "Numerical Heat Transfer", Vol.14, 1988, pp.295-307
8. W.Rodi, "Turbulence Models and Their Application in Hydraulics", IAHR-Section, pp.27-29
9. W.J.D. Annand, B.Sc, "Heat Transfer in the Cylinders of Reciprocating Internal Combustion Engines", Proc. Instu. Mech. Eng. Vol.177, No. 36, 1963
10. Suhas.V.Patankar, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flows", pp.92-102
11. J.F.Thompson, Z.U.A.Warsi and C.Wayne Martin, "Numerical Grid Generation"
12. 이명곤, "인공조도를 갖는 이중동심원관의 난류제순환유동과 열전달 해석", 고려대학교 박사학위 논문, 1984
13. D.G.Lilley and D.L.Rhode, "A Computer Code for Swirling Turbulent Axisymmetric Reciprocating Flows in Practical Isothermal Combustor Geometries", NASA Contract Report 3443
14. J.B.Heywood, "Fluid Motion within the Cylinder of Internal Combustion Engines-The 1986 Freeman Scholar Lecture", Journal of Fluids Engineering, March 1987, Vol.109, pp.3-35
15. B.Ahmedi-Befrui, A.D.Gosman, F.C.Lockwood and A.P.Watkins, "Multidimensional Calculation in an Idealised Homogeneous Charge Engine, a Progress Report", SAE Paper, No. 810151
16. Harwell Laboratory, "Harwell-Flow3D", AEA Industrial Technology, April, 1990, pp.141-143
17. J.O.Hinze, "Turbulence", McGraw-Hill, pp.15-30