

<論 文>

同軸의 旋回流들이 混合되는 燃燒器內 亂流流動의 數值解析

白錫喆* · 金光龍** · 趙鏞喆**

(1986年 2月 26日 接受)

Computation of Turbulent Flows in Swirl Combustor

Suk Chul Baek, Kwang Yong Kim and Yong Chul Cho

Key Words: Turbulence Model(亂流모델), Curvature Modification(曲率修正), Numerical Scheme(數值的 스킴), Coaxial Swirling Stream(同軸旋回流), Swirl Coefficient(旋回係數)

Abstract

The flow field in a model combustor composed of two confined, coaxial, swirling turbulent jets under noncombusting conditions has been numerically investigated. The standard $k-\epsilon$ model is modified to take a account of the curved streamline effects. The numerical schemes employed are Hybrid Difference Scheme and Skew-upwind Difference Scheme.

The numerical results show that a recirculation zone occurs around the centerline, and the size of this zone is larger in counterswirl case than in coswirl case. It is shown that under both conditions, counterswirl and coswirl, Skew-upwind Difference Scheme gives better results than Hybrid Difference Scheme in comparison with the experimental data.

記 號 說 明

A_r, A_z	: r 과 z 方向에 垂直한 檢査體積의 斷面積	S_i, S_o	: 內部流와 外部流의 旋回係數
A_E, A_W, A_N, A_S	: 差分式 (9) 의 係數들	S_p, S_p'	: 式 (8) 內의 變수들
$C_1, C_2, C_\epsilon, C_\mu$: 亂流모델의 常數들	S_ϕ	: ϕ 方積式內의 source 項
G	: 亂流運動에 너지의 生成項	t	: 內部管의 두께
J_r, J_z	: r 과 z 方向의 對流項과 擴散項의 合	U, V, W	: z, r 및 θ 方向의 亂流平均速度
k	: 亂流運動에 너지	U_i, U_o	: 內部流와 外部流의 平均流入速度
p	: 壓力	\bar{V}	: 速力 $\bar{V} = (U^2 + V^2 + W^2)^{\frac{1}{2}}$
R	: 流線의 曲率半徑 혹은 管의 半徑	z, r, θ	: 軸方向, 半徑方向, 接線方向 座標
R_i, R_o	: 內部管과 外部管의 內半徑	Γ_ϕ	: ϕ 의 交換係數
		ϵ	: 亂流運動에 너지의 消滅率
		μ, μ_s, μ_{eff}	: 層流, 亂流 그리고 有效粘性係數 ($\mu = \mu + \mu_t$)
		ρ	: 密度

* 大宇電子 研究所

** 正會員, 仁荷大學校 工科學 機械工學科

$\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k 와 ϵ 方程式內 모델 常數
: 임의의 從屬變數

1. 緒 論

旋回流을 同伴하는 亂流流動은 가스터빈燃燒器, 보일러 및 工業用加熱爐와 같은 實用燃燒器內에서 흔히 발견될 수 있다. 이러한 流動이 갖는 특징들 中의 하나는 旋回效果로 인한 再循環領域의 형성이다. 이 再循環領域은 局部的으로 良好한 可燃混合比를 가져오고 火焰길이를 축소시키며, 高負荷燃燒를 가능하게 함과 동시에 比較的 안정된 火焰을 얻을 수 있게 한다. 아울러 逆火의 위험성이 없다는 利點도 있다⁽¹⁾.

本 研究에서는 數值的인 解析을 Vu와 Gouldin⁽²⁾이 熱線風速計를 使用해 實驗한 두 同軸旋回流들이 混合되는 非燃燒流動에 대하여 행하였다. 이 實驗의 결과는 단지 反旋回(counterswirl)인 경우에만 中心線주위로 再循環領域이 형성됨을 보였다. 그러나 最近 LDV (Laser Doppler Velocimeter)를 같은 流動場에 使用한 Ramos의 實驗⁽³⁾에서는 反旋回 뿐만 아니라 共旋回(coswirl)인 경우에도 이 領域이 나타났다. 同一한 流動場에 대한 數值解析의 結果로는 Kubo와 Gouldin⁽⁴⁾이 共旋回와 反旋回 두 경우에서 共히 再循環領域이 存在함을 보였고, Ramos⁽³⁾에 의해서도 같은 結果가 얻어졌다. 그러나 이들은 수정되지 않은 亂流모델과 初보적인 數值的 Scheme을 使用함으로써 實驗치와 比較해 만족할만한 結果를 얻지 못하였다.

亂流모델로는 $k-\epsilon$ 모델과 레이놀즈應力모델(Reynolds stress model)이 最近 널리 使用되고 있다. 그러나 레이놀즈應力모델은 數值計算上의 복잡성이 따르므로 $k-\epsilon$ 모델이 經濟性的의 측면에서 보다 유리하다. 그런데 기존의 $k-\epsilon$ 모델은 流線의 曲率에 의한 效果를 고려하지 않기 때문에, 流線의 曲率이 큰 流動들에 대해서는 曲率을 고려하여 모델을 수정할 필요가 있다. 이러한 $k-\epsilon$ 모델의 修正方法으로는 Launder, Priddin, Sharma(LPS)⁽⁵⁾의 方法과 剝離流에 대해서 적용되고 있는 Militzer, Nicoll, Alpay(MNA)⁽⁶⁾와 Leschziner, Rodi(LR)⁽⁷⁾의 方法이 있다. 여기서 LPS 方法은 亂流 에너지消滅式의 Sourec 項에 曲率效果를 첨가하여 結果적으로 亂流特性길이를 수정하는 方法이다. 이 방법은 본래 曲流나 旋回流에 대해 고안된 方法이 었으나 Durst와 Rastogi⁽⁶⁾에 의해 剝離流에도 적용된 바 있다. MNA 方法은 曲率을 고려하여 亂流運動에너지生成項을 수정해 주는 方法이며, LR 方法은 레이놀즈應力모델을 단

순화시켜 $k-\epsilon$ 모델에 응용한 方法이다.

한편 差分化과정에서 가장 문제시되는 對流項의 數值的 Scheme 으로는 Hybrid Difference Scheme⁽⁸⁾과 Skew-upwind Difference Scheme⁽⁹⁾이 많이 使用된다. Hybrid Difference Scheme을 使用할 경우에는 간단한 差分式을 통해 結果를 얻을 수 있는 長點이 있으나 流動의 方向이 格子線과 一致하지 않을 때에는 數值的 擴散으로 인해 큰 誤差가 초래될 수 있다. 따라서 Raithby는 速度벡터의 크기와 方向性을 고려하여 流動이 格子線과 큰 角度로 交叉하는 流動에서 誤差를 감소시킬 수 있는 Skew-upwind Difference Scheme을 개발하였다⁽⁹⁾. Leschziner와 Rodi⁽⁷⁾는 Hybrid와 Skew-upwind Difference Scheme을 使用한 結果를 再循環領域이 존재하는 流動場에서 比較하여 Skew-upwind Difference Scheme이 Hybrid Difference Scheme보다 훨씬 좋은 結果를 나타내고 있음을 증명하였다.

本 研究에서는 亂流모델로는 기존의 $k-\epsilon$ 모델과 LPS 方法으로 수정된 $k-\epsilon$ 모델을, 數值的 Scheme 으로는 Hybrid Difference Scheme과 Skew-upwind Difference Scheme을 使用하여 그 結果를 각각 比較하였다.

2. 流動場

本 研究는 Vu와 Gouldin⁽²⁾에 의해 實驗된 Fig. 1과 같은 流路內의 定常狀態, 軸對稱, 亂流流動에 대해 수행되었다. 流動場의 전체길이는 出口에서 軸方向 速度 勾配가 무시될 수 있는 充分한 길이 1.2 m 이고, 內部半徑이 $R_i=18.6$ mm, 外部半徑이 $R_o=72.5$ mm 이며, 內部管의 두께는 $t=0.45$ mm 이다. 作動流體는 空氣($\rho=1.211$ kg/m³)이다.

流動場은 두 同軸旋回流들로 구성되며, 外部旋回流는 旋回의 方向이 바뀔 수 있기 때문에 두 旋回流의 旋回 方向은 같은 方向(共旋回)이거나, 反對方向(反旋回)일 수 있다.

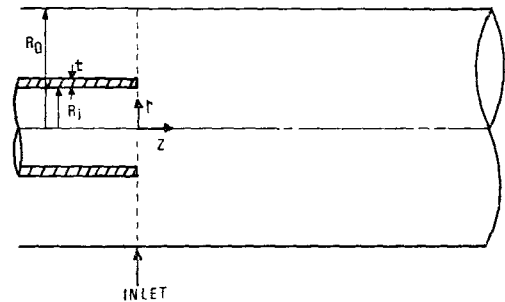


Fig. 1 Geometry

旋回의 程度를 평가하기 위한 변수로서는 旋回係數 S 가 사용되며, 다음과 같이 정의된다.

$$S = \frac{\text{軸方向 角運動量束}}{(\text{軸方向 線運動量束}) R}$$

여기서 內部旋回流의 경우에는 $R=R_i$ 이고 外部旋回流의 경우에는 $R=R_o$ 이다. 各 경우의 값들은 시험 出入口의 速度分布를 積分함으로써 얻어진다. 實驗條件은 Table 1과 같다.

Table 1 Flow parameters

Flow	U_o/U_i	$ U_i $ (m/s)	S_i	S_o
Coswirl	0.68	29.6	0.54	0.58
Counterswirl	0.67	30.3	0.49	-0.51

3. 數值解析

3.1 支配方程式 및 亂流모델

軸對稱, 定常狀態의 速度 및 여러 스칼라量에 관한 保存方程式들을 정리하면, 다음과 같은 공통적인 偏微分方程式의 形態로 나타낼 수 있다.

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

이 方程式의 左邊은 對流效果를 나타내고, 右邊의 첫 項은 擴散效果를 나타낸다. 마지막 項은 Source 로서 ϕ 의 生成과 消滅을 나타내는 項이다. ϕ 는 一般의 從屬變數로서 時間平均값이고, Γ_ϕ 는 交換係數이다. 各 方程式의 從屬變數와 交換係數 및 Source 項은 Table

2와 같다.

$$S_u = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_t \frac{\partial V}{\partial z} \right)$$

$$S_v = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_t \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_t \frac{\partial V}{\partial r} \right)$$

$$G = \mu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 + \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{W}{r} \right) \right\}^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right]$$

k - ϵ 모델에서는 亂流粘性係數 μ_t 를 亂流運動에너지 k 와 亂流運動에너지의 消滅率 ϵ 의 項으로 다음과 같이 나타낸다.

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

k 와 ϵ 은 각각에 관한 偏微分方程式을 풀어 구할 수 있다.

이상과 같은 k - ϵ 모델은 流線의 曲率이 亂流구조에 미치는 영향을 고려하지 않았기 때문에 旋回流나 剝離流에 대해서는 적절치 못하다고 알려져 있다^(5,6). 따라서 k - ϵ 모델은 曲率效果를 고려하여 수정될 필요가 있으며, 本 研究에서는 이를 위해 LPS方式⁽⁵⁾의 修正方法을 채택하였다. 緒論에서 이미 소개한 바 있는 세가지 수정방법 中 MNA方法은 精確한 過程을 통해 유도된 k 방정式內 亂流에너지 生成項을 수정해 준다는 데에서 그 物理的 意味가 빈약하다. 그리고 LR方法은 2次元 剝離流에 대해 적용되었던 方法으로 이를 3次元 旋回流에 적용하기 위해서는 各 方向 亂流剪斷應力에 대해 복잡한 表現이 적용되어야 하므로, 이 方法을 사용하기 위해서는 연구를 더 진행할 필요가 있다. LPS方法에서는 ϵ -方程式의 Source 項에 포함되어 있는 係數 c_2 를 亂流 Richardson數 Ri_t 를 이용하여 다음과 같이 수정한다.

Table 2 Governing equations

Equation	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Continuity	1	0	0
Axial momentum	U	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial z} + S_u$
Radial momentum	V	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\rho W^2}{r} - \frac{2 \mu_t V}{r^2} + S_v$
Circumferential momentum	W	μ_{eff}	$-\frac{\rho V W}{r} - \frac{W}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu_t)$
Turbulent kinetic energy	k	μ_{eff}/σ_k	$G - \rho \epsilon$
Dissipation rate	ϵ	$\mu_{eff}/\sigma_\epsilon$	$(c_{1\epsilon} G - c_{2\epsilon} \rho \epsilon^2)/k$

$$c_2 = c_2'(1 - c_c Ri_i) \tag{3}$$

여기서

$$Ri_i = \frac{k^2}{\epsilon^2} \frac{\bar{V}}{R^2} \frac{\partial}{\partial R}(R\bar{V}) \tag{4}$$

이고 \bar{V} 는 速力, 즉 $\bar{V} = (U^2 + V^2 + W^2)^{1/2}$ 이며, R 는 流線의 曲率半徑을 나타낸다. 再循環이 존재하는 三元流動에서 流線의 曲率半徑은 다음과 같이 유도된다.

$$\frac{1}{R} = \frac{\alpha}{(U^2 + V^2 + W^2)^{3/2}} \tag{5}$$

여기서

$$\begin{aligned} \alpha = & \left(UV \frac{\partial V}{\partial r} - V^2 \frac{\partial U}{\partial r} + U^2 \frac{\partial V}{\partial z} \right. \\ & \left. - UV \frac{\partial U}{\partial z} - U \frac{W^2}{r} \right)^2 \\ & + \left(UV \frac{\partial W}{\partial r} - VW \frac{\partial U}{\partial r} + U^2 \frac{\partial W}{\partial z} \right. \\ & \left. - UW \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{UWV}{r} \right)^2 \\ & + \left(V^2 \frac{\partial W}{\partial r} - VW \frac{\partial V}{\partial r} + UV \frac{\partial W}{\partial z} \right. \\ & \left. - UW \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{W^3}{r} + \frac{V^2 W}{r} \right)^2 \end{aligned}$$

이다. 난류모델에 사용된 係數들의 값은 Table 3 과 같다.

Table 3 Constants in the $k-\epsilon$ model

c_1	c_2'	c_c	c_μ	σ_k	σ_ϵ
1.44	1.92	0.2	0.09	1.0	1.3

3.2 差分方程式

差分方程式을 유도하기 위해 우선 式 (1)을 다음과 같은 꼴로 바꾼다.

$$\frac{\partial J_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rJ_r) = S_\phi \tag{6}$$

여기서

$$J_z = \rho U \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z}$$

$$J_r = \rho V \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r}$$

이다. J_z 와 J_r 은 각각 對流項과 擴散項의 합으로 이루어져 있다.

計算領域內 임의의 節點 P 에서 差分方程式을 얻기 위해 Fig. 2의 點線內와 같은 檢査體積을 잡는다. 式 (6)을 이 영역內에서 體積積分하면 다음과 같다.

$$\int_e J_z dA_z - \int_w J_z dA_z + \int_n J_r dA_r - \int_s J_r dA_r = \int S_\phi dV \tag{7}$$

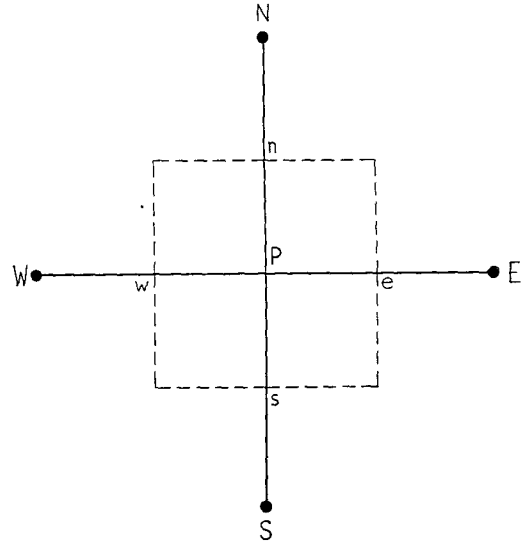


Fig. 2 Control volume

式 (7)의 좌변은 檢査體積의 各面을 통해 流入되고 流出되는 對流束(convective flux)과 擴散束(diffusion flux)의 합, 즉 總束(total flux)의 差를 나타내며, 이는 Source 項(S_ϕ)의 體積積分과 一致함을 알 수 있다. S_ϕ 는 積分領域內에서 均一한 값을 갖는다고 가정하면 다음과 같이 表示될 수 있다.

$$\int S_\phi dV = S_\phi + S_\phi' \phi_\phi \tag{8}$$

이상과 같은 方法들을 적용하면 點 P 에서의 差分方程式을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & (A_E + A_W + A_N + A_S - S_\phi') \phi_\phi \\ & = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + S_\phi \end{aligned} \tag{9}$$

여기서 A_E, A_W, A_N, A_S 는 各面에서의 對流와 擴散의 影響을 나타내는 係數들이다.

3.3 數值的 Scheme

式 (7)의 좌변에 포함되어 있는 各面에서의 總束을 계산하기 위해서는 對流束과 擴散束에 대한 적절한 Scheme 이 필요하다. 일반적으로 擴散束에 대한 Scheme 으로는 Central Difference Scheme 이 사용되며 이로 인한 問題는 없는 것으로 알려져 있다. 그러나 對流束의 처리는 各별한 注意를 요하며 적절한 Scheme 을 선택하지 않을 경우에는 數值的 擴散으로 인한 결과의 誤差가 커질 수 있다. 일반적으로 단순한 유동의 계산에서는 Upwind Scheme 이 널리 사용되어 왔으며, Peclet No. (Local Cell Reynolds No.)가 큰 流動場에서 이 Scheme 은 간단한 差分式을 통해 결과를 얻을 수 있다는 長點이 있다. 그러나 Pe 가 2 以下일

때 Central Difference 를 사용하고, Pe 가 2 以上일 때 Upwind Difference 를 사용하는 것이 Pe 에 관계없이 Upwind Difference Scheme 만을 사용하는 경우보다 더 좋은 결과를 얻을 수 있다. 이와 같은 Scheme 은 Spalding 에 의해 제안되었으며 Hybrid Difference Scheme 이라고 부른다. 그러나 Hybrid Difference Scheme 은 Upwind Difference Scheme 와 마찬가지로 流動의 方向이 格子線과 큰 角度로 交叉할 때, 큰 誤差를 발생시킬 수 있다. Skew-upwind Difference Scheme 은 Upwind Difference Scheme 의 長點을 보유하며 速度벡터의 方向을 고려하므로 流動方向이 格子線과 일치하지 않는 流動에서 오차를 감소시킨다.

3.4 計算方法

差分方程式 (9)는 우선 r 方向의 節點들에 대해서 計算되고, 이러한 계산이 z 方向으로 반복되어 수행된다. 이 때, 節點 W 와 E 에서의 값들은 이미 알고 있다고 가정되므로 식 (9)는 다음의 形態로 쓸 수 있다.

$$\phi_i = a_i \phi_{i+1} + b_i \phi_{i-1} + c_i \quad (10)$$

이 식에서 i 는 r 方向의 節點들을 나타낸다. 식 (8)의 計算은 TDMA(Tri-Diagonal Matrix Algorithm)에 의해 이루어진다.

差分方程式들을 계산하기 위해서는 S_p 에 포함된 各 方向의 壓力勾配들을 알아야 한다. 이를 위해 各 節點에서 壓力을 가정하고, 이로부터 計算된 速度成分들이 連續方程式을 만족할 수 있도록 다시 가정된 壓力들을 修正해 주는 方法을 사용한다. 이러한 壓力의 修正을

위해서 壓力補正方程式이 附加적으로 계산된다. 이 식도 역시 식 (9)와 같은 形態를 갖는다. 따라서 本研究의 數值計算에서는 運動量方程式들과 壓力補正方程式이 連立으로 계산되는 SIMPLE(Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation)方法이 채택되었다. 컴퓨터 프로그램의 作成은 TEACH⁽¹⁰⁾의 型式에 따라 이루어졌다.

3.5 境界條件

本研究에서 설정한 節點系는 Fig. 3 과 같다.

各 境界面에서의 條件은 Table 4 에 정리되어 있다. 단, k 와 ϵ 에 관한 方程式들은 壁에서 떨어진 領域에만 적용될 수 있는 식들이므로, 亂流의 구조가 복잡한 壁近處에서는 實驗的인 관계식(wall function)에 의해 이 식들은 修正된다.

Table 4 에서 A 와 B 는 Ramos⁽¹¹⁾에 의해 소개된 入口에서의 k 와 ϵ 分布에 관한 실험식이다.

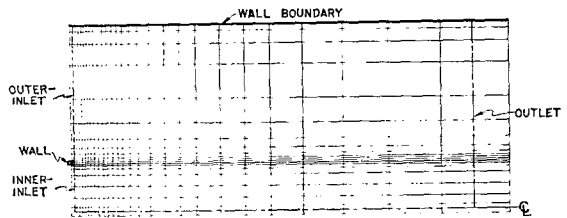


Fig. 3 Grid system

Table 4 Boundary conditions

Variable	Inlet	Outlet	Wall surface	Symmetric axis
U	Inlet profile	$\frac{\partial U}{\partial z} = 0$	0	$\frac{\partial U}{\partial r} = 0$
V	0	0	0	0
W	Inlet profile	$\frac{\partial W}{\partial z} = 0$	0	0
k	A	$\frac{\partial k}{\partial z} = 0$	Wall function	$\frac{\partial k}{\partial r} = 0$
ϵ	B	$\frac{\partial \epsilon}{\partial z} = 0$	Wall function	$\frac{\partial \epsilon}{\partial r} = 0$

$$A : k = (0.035U_i)^2 \left\{ 2 + 8 \left(\frac{r}{R_i} \right)^2 \right\} \quad 0 \leq r \leq R_i$$

$$k = (0.035U_0)^2 \left\{ 2 + 4 \left(\frac{r}{t+R_i} \right)^2 + r \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right\} \quad R_i + t \leq r \leq R_0$$

$$B : \epsilon = k^3 / (0.005 R_i) \quad 0 \leq r \leq R_i$$

$$\epsilon = k^3 / (0.005 R_0) \quad R_i + t \leq r \leq R_0$$

3. 結果 및 考察

本 研究의 結果는 두 가지의 實驗値와 比較되었다. 하나는 V_u 와 Gouldin⁽²⁾이 熱線風速計를 통해 얻은 測定値이고, 다른 하나는 Ramos⁽³⁾에 의한 LDV의 測定値이다. 速度는 內部流의 平均流入速度 U_i 로, 半徑 r 과 軸方向거리 z 는 內半徑 R_i 로 無次元化했다.

旋回流의 解析에서 接線方向速度 W 에 관한 入口條件은 매우 중요한 것으로 알려져 있다. 특히 實驗上의 난점으로 인해 入口에서의 速度分布가 測定되지 못한 경우에는 적절한 入口條件을 설정하여야 한다는 解析上의 어려움이 있다. 本 研究에서 사용된 入口에서의 接線方向 速度分布는 Fig. 4와 같다. 이 入口條件은 이미 Ramos⁽¹¹⁾에 의해 사용된 바 있다.

Fig. 5는 流動條件이 共旋回인 경우 네 곳의 軸方向位值에서 軸方向 速度分布를 보여준다. $z/R_i=0.52, 1.57$ 에서 LDV를 사용한 測定値에서는 再循環領域이 존재하는데 熱線風速計를 사용한 測定値에서는 이 領域이 존재하지 않는다. Hybrid Difference Scheme을 사용한 理論値에서는 $z/R_i=1.57$ 에서만 再循環領域이 存在하고, Skew-upwind Difference Scheme을 사용한 理論値에서는 LDV를 사용한 測定値와 同一하게 z/R_i

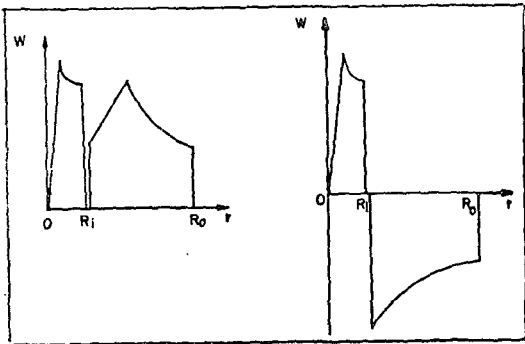


Fig. 4 Circumferential velocity profiles at the inlet

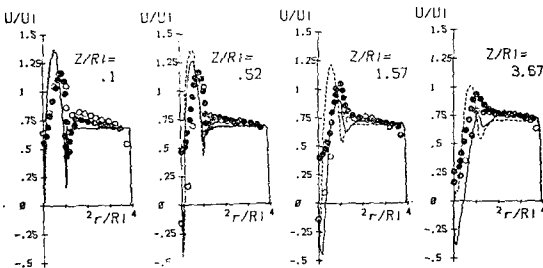


Fig. 5 Mean axial velocity profiles for coswirl: ●, hot-wire data; ○, LDV data; ----, hybrid; —, skew-upwind.

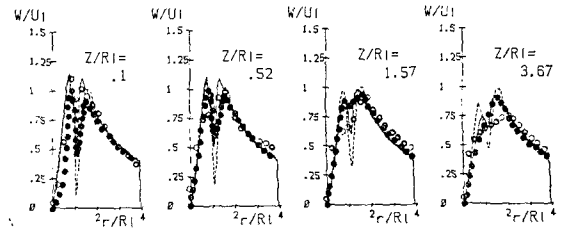


Fig. 6 Mean tangential velocity profiles for coswirl: ●, hot-wire data; ○, LDV data; ----, hybrid; —, skew-upwind.

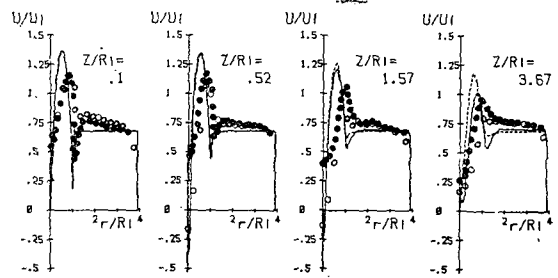


Fig. 7 Mean axial velocity profiles for coswirl: ●, hot-wire data; ○, LDV data; ----, standard $k-\epsilon$; —, LPS modification. (skew-upwind)

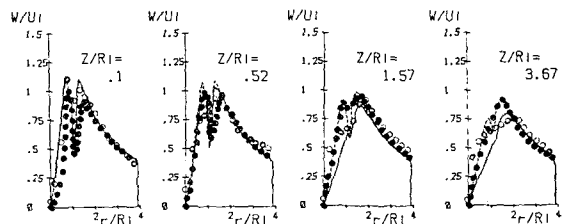


Fig. 8 Mean tangential velocity profiles for coswirl: ●, hot-wire data; ○, LDV data; ----, standard $k-\epsilon$; —, LPS modification. (skew-upwind)

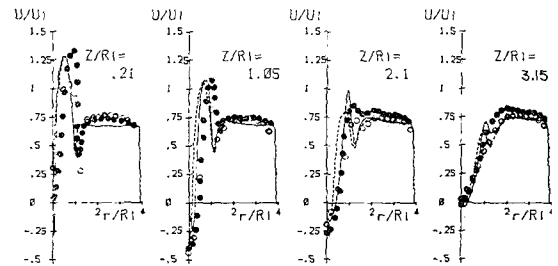


Fig. 9 Mean axial velocity profiles for counterswirl: ●, hot-wire data; ○, LDV data; ----, hybrid; —, skew-upwind.

=0.52, 1.57에서 再循環領域이 존재한다. 그리고 軸方向으로 進行할수록 Skew-upwind Scheme에 의한 결과가 Hybrid Scheme을 사용한 결과보다 實驗値에 接近한다.

Fig. 6은 Fig. 5와 同一한 流動條件과 位置에서 接線方向 速度分布를 나타낸 것인데 Skew-upwind Difference Scheme을 사용한 理論値가 Hybrid Difference Scheme를 사용한 理論値보다 內部管 두께의 영향을 덜 받고, 軸方向으로 進行할수록 實驗値에 接近한다.

Fig. 7과 8은 共旋回인 경우의 $k-\epsilon$ 모델의 曲率修正效果를 보여준다. 曲率修正에 의해 구한 理論値가 實驗値보다 큰 再循環領域을 보인다.

Fig. 9와 10에서는 流動條件이 反旋回인 경우 Skew-upwind Difference Scheme을 사용한 理論値와 Hybrid Difference Scheme을 사용한 理論値를 實驗値와 比較하였다. 이 경우에는 再循環領域이 共旋回의 경우보다 크게 나타난다. Skew-upwind Scheme을 사용한 理論値가 Hybrid Scheme을 사용한 理論値보다 이 경우에도 역시 實驗値에 더 接近함을 보인다.

反旋回인 경우의 亂流모델의 曲率修正效果는 Fig. 11

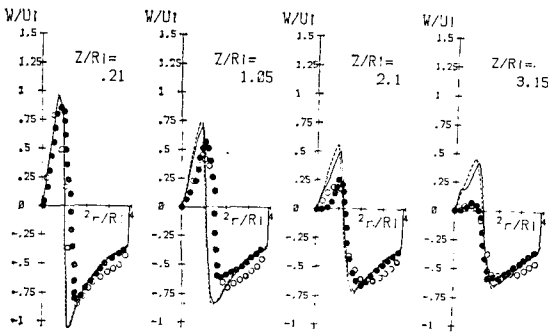


Fig. 10 Mean tangential velocity profiles for countercor swirl: ●, hot-wire data; ○, LDV data; ----, hybrid; —, skew-upwind.

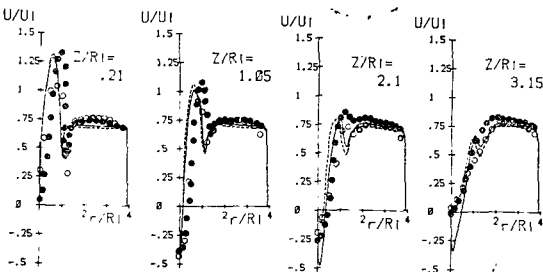


Fig. 11 Mean axial velocity profiles for countercor swirl: ●, hot-wire data; ○, LDV data; standard $k-\epsilon$; LPS modification. (hybrid)

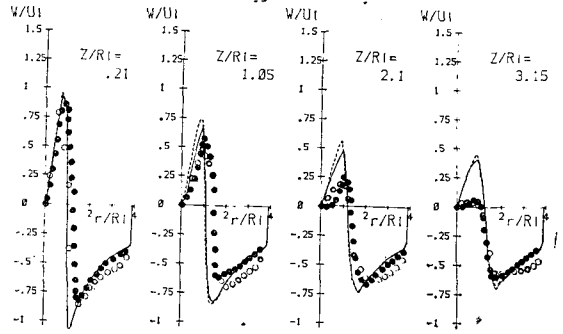


Fig. 12 Mean tangential velocity profiles for countercor swirl: ●, hot-wire data; ○, LDV data; ----, standard $k-\epsilon$; —, LPS modification. (hybrid)

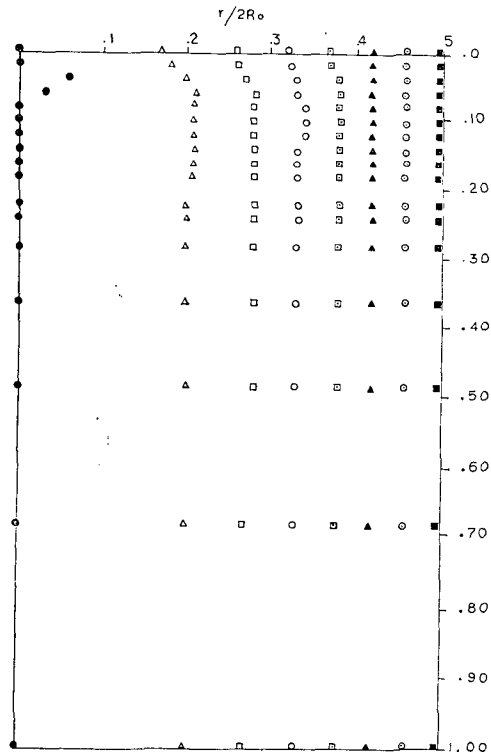


Fig. 13 Streamline plot for countercor swirl condition (skew-upwind)

과 12에 나타나 있다. 曲率修正을 통해 얻은 결과는 共旋回의 경우와 마찬가지로 實驗値에 비해 큰 再循環領域을 보인다.

Fig. 13과 14는 流線의 分布를 나타낸다. 그림에서 各 流線들 사이를 지나는 流量은 均一하다.

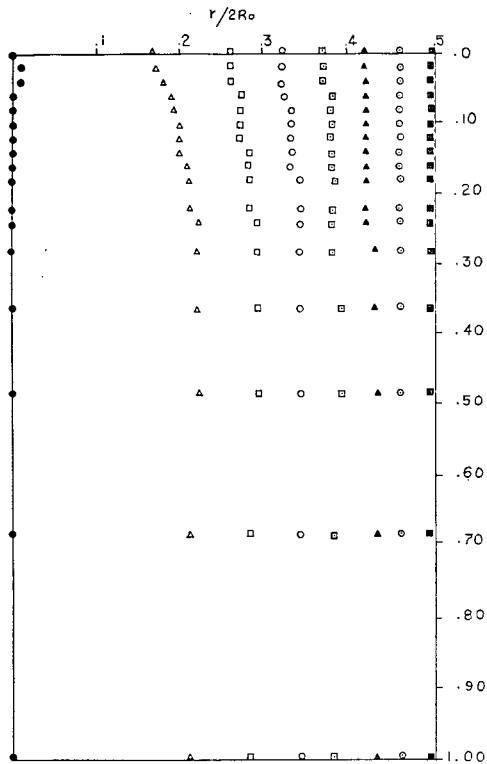


Fig. 14 Streamline plot for coswirl condition (skew-upwind)

4. 結 論

同軸의 旋回流들이 混合되는 亂流流動에 대한 數值 解析의 結果로 다음과 같은 結論이 얻어졌다.

(1) 流動條件이 反旋回와 共旋回인 두 경우 共히 再循環領域이 存在하며, 反旋回의 流動에서 再循環領域이 더 크게 형성된다.

(2) 두 流動條件에서 共히 Skew-upwind Difference Scheme 을 사용한 理論值가 Hybrid Difference Scheme 을 사용한 理論值보다 實驗值에 接近한다.

(3) LPS 方式의 $k-\epsilon$ 모델 修正方法은 再循環領域을 過大하게 計算하는 結果를 보인다.

Reference

(1) N. Syred and J.M. Beer, Combustion in Swirling

Flows: A Review, Combustion and Flame, Vol. 23, pp.143~201, 1974

(2) B.T. Vu and F.C. Gouldin, Flow Measurements in a Model Swirling Flow, AIAA Journal, Vol. 20, pp.652~659, 1982

(3) H.T. Sommer, and J.I. Ramos, Swirling Flow in a Research Combustor, AIAA Journal, Vol. 23, No. 2, pp.241~248, 1985

(4) I. Kubo and F.C. Gouldin, Numerical Calculations of Turbulent Swirling Flow, J. of Fluids Eng., Vol. 97, pp.310~315, 1975

(5) B.E. Launder, C.H. Priddin and B.S. Sharma, The Calculation of Tubulent Boundary Layer on Spinning and Curved Surface, J. of Fluids Eng., Vol. 99, pp.231~239, 1977

(6) F. Durst and A.K. Rastogi, Turbulent Flow over Two-Dimensional fences, Turbulent Shear Flows 2, Springer-Verlag, pp.218~232, 1980

(7) M.A. Leschziner and W. Rodi, Calculation of Annular and Twin Parallel Jets Using Various Descretization Schemes and Turbulence-Model Variations, J. of Fluids Eng., Vol. 103, pp.352~360, 1981

(8) B.E. Launder and D.B. Spalding, The Numerical Computation of Turbulent Flows, Computer Methods in appl. Mech. & Eng., Vol. 3, pp.269~289, 1974

(9) G.D. Raithby, Skew Upstream Differencing Schemes for Problems Involving Fluid Flow, Computer Method in Appl. Mech. & Eng., Vol. 9, pp.153~164, 1976

(10) A.D. Gosman and W.M. Pun, Calculation of Recirculation Flows, Rept. No. HTS/74/2, Dept. of Mechanical Engineering, Imperial College, London, 1974

(11) J.I. Ramos, The Numerical Modelling of Swirling Flows in a Gas Turbine Combustor, Refined Modelling of Flows, Vol. 2, Presses de L'Ecole Nationale des Ponts et Chaussees, Paris, pp.443~452, 1982