

〈論 文〉

傾斜衝突噴流에 관한 研究

趙鏞喆* · 金光龍* · 朴相圭**

(1989年 10月 5日 接受)

A Study on an Oblique Impinging Jet

Yong Chul Cho, Kwang Yong Kim and Sang Kyoo Park

Key Words : Impinging Jet(衝突噴流), Turbulence Model(亂流모델), Stagnation Point(停滯點), Numerical Scheme(數值 스킴), Turbulent Shear Stress(亂流剪斷應力), Turbulent Kinetic Energy(亂流運動에너지)

Abstract

Oblique impinging plane jets were investigated experimentally and numerically at Reynolds number 21000. The inclination angle was varied from 90°(normal to the impinging plate) to 60°. The distance H between the nozzle exit and the stagnation point on the impinging plate was fixed at $H/D=8$. The working fluid was air. The mean velocity components and turbulent quantities were measured by a hot-wire anemometer. And the static pressure distributions on the impinging plate were measured by a Pitot tube. In numerical computation, the governing partial differential equations of elliptic type were solved with conventional $k-\epsilon$ turbulence model. The measurements show that, after impingement, the jet half width along the wall increases in both directions, and that similarity for each turbulent quantity such as Reynolds shear stress or turbulent kinetic energy is revealed in the wall jet region. The computed results show some deviation from experimental data in the impingement region, where streamline curvature is significant. However, the computed results agree qualitatively well with measurements.

기 호 설 명

b_1 : X_1, X_2 방향 壁噴流의 半幅
 C_1 : 噴流의 假想原點
 C_2 : 噴流의 運動學的 原點
 D : 노즐幅
 H : 노즐출구와 衝突板까지의 거리
 k : 亂流運動에너지
 K_1 : 噴流의 成長率
 K_2 : 速度감소 기울기

L : 노즐의 길이
 P : 靜壓
 P_s : 停滯點에서의 靜壓
 Re : 레이놀즈 수 ($=\rho U_0 D/\mu$)
 S : 소스項
 U : X_1, X_2 방향 平均速度
 U_m : 噴流의 各단면의 最大速度
 U_0 : 노즐출구 速度
 u', v', w' : 速度變動成分
 $\sqrt{u'^2}, \sqrt{v'^2}, \sqrt{w'^2}$: 亂流强度
 $u'v'$: 亂流剪斷應力
 X_1 : 流動方向의 軸

* 정회원, 인하대학교 공과대학 기계공학과

** 인하대학교 대학원

- X2 : 逆流方向의 軸
- Y1 : 橫方向의 軸
- μ : 粘性
- ρ : 密度
- θ : 衝突角
- ϵ : 소멸률
- Γ_0 : 교환계수

平均速度, 各亂流應力成分, 壓力등을 측정하였다. 數值解析을 위한 난류모델로는 표준 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였다.

표준 $k-\epsilon$ 모델의 사용이 유선의 曲率效果를 고려할 수 없는 점등 계산상의 문제를 수반하고 있으나, 본 연구에서 數值解析의 목적은 계산치의 定性的인 변화를 실험치와 비교하는데 있으며, 보다 정확한 解析은 후속되는 研究에 맡기기로 한다.

1. 序 論

衝突噴流은 停滯點 근처에서의 熱 및 物質傳達效果가 대단히 크다는 점과 出口速度와 衝突距離를 변화시켜서 전달효과를 조절할 수 있다는 잇점 때문에 공업분야에서 많이 응용되어 왔다. 衝突噴流을 이용한 工業的인 예로서는 제지, 직물, 세라믹 무질등의 건조, 터빈翼의 냉각, 유리의 템퍼링, 금속의 어니일링, 垂直離着陸 裝置(vstol aircraft) 등 다양하다⁽¹⁻³⁾.

衝突噴流에 대해서는 많은 연구가 이루어져 왔으나, 이들의 대부분이 垂直衝突의 경우에 국한되었고 임의의 衝突角度에 따른 亂流流動特性的 변화에 대하여 계통적으로 연구가 수행된 것은 극히 드물다. 傾斜衝突噴流에 대한 실험적인 연구로 Kotansky와 Glaze⁽⁴⁾는 노즐의 形狀比, 衝突角度, 그리고 衝突距離를 변화시켜 壁噴流의 運動量束의 분포를 측정함으로써 초기조건이 噴流에 미치는 영향을 밝혔으며, Kataoka등⁽⁵⁾은 衝突角의 변화에 따른 衝突領域에서의 表面應力을 측정하여 停滯點 부근의 流動特性이 衝突角에 따라 熱傳達 特性과 밀접한 관계가 있음을 밝혔다. 傾斜衝突噴流에 대해서는 數值解析의인 연구가 이루어지지 않았으며 垂直衝突噴流의 경우에 한해 다음과 같은 연구들이 이루어졌다. Gosman등⁽⁶⁾은 Prandtl의 혼합거리의 개념을 도입한 渦粘性係數를 사용하여 衝突領域에서의 渦度, 流動函數, 亂流에너지 및 충돌판 상의 국소열전달 계수를 얻어 실험치와 비교하였다. Looney와 Walsh⁽⁷⁾는 노즐 出口의 형상비에 따른 圓形衝突噴流의 해석에 있어 표준 $k-\epsilon$ 모델을 적절히 수정하여 계산치의 平均速度, 亂流強度, 亂流剪斷應力, 壓力등을 실험치와 비교검토했었다.

본 연구에서는 2차원 傾斜衝突噴流에 대한 실험을 수행하였고, 이 결과를 數值解析에 의한 계산치와 비교하였다. 실험에서는 亂流特性을 구명하기 위하여 熱線風速計를 사용해 衝突角의 변화에 따른

2. 實驗裝置 및 實驗方法

2.1 實驗 裝置

본 연구에 사용된 空氣噴射裝置는 터보 送風機, 플렉시블 튜브(flexible tube) 및 노즐부로 구성되어 있다. 送風機는 AC 220V, 7.5HP의 3상유도 電動機에 의해 구동되고, 最大風量은 10m³/min, 最大回轉數는 3420rpm으로서 無段變速된다.

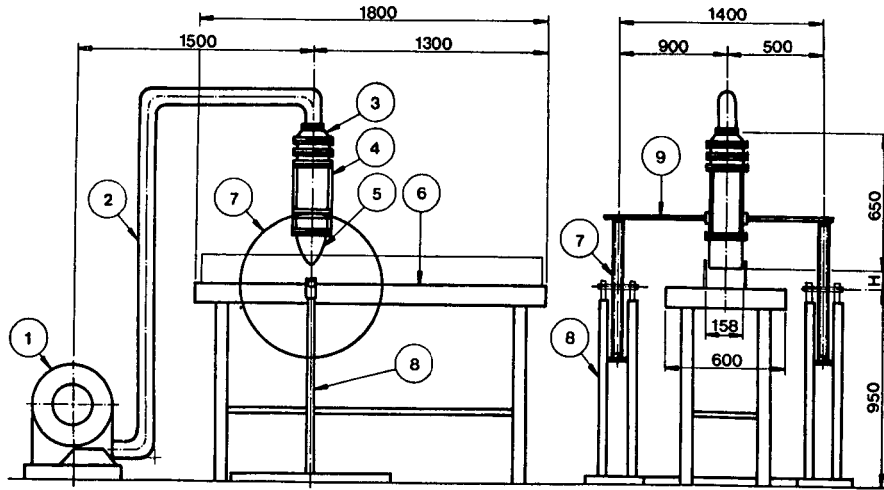
Fig. 1은 실험장치의 세부도이다. 작동유체인 空氣가 送風機흡입구를 통하여 유입되며, 送風機 出口와 노즐부의 커플링 사이는 플렉시블 튜브로 연결시켰다. 空氣는 送風機 出口, 플렉시블 튜브와 커플링을 지나 整流室로 유입되어진다. 整流室에 유입된 공기는 整流室 入口에 설치된 3장의 整流網을 통과하여 균일한 속도분포를 형성하며, 2차원 유동의 상태로 노즐에 유입된다.

노즐은 사인곡선(sine curve)으로 제작된 2차원 노즐⁽⁸⁾로서 出口단면은 폭(D)=10mm, 길이(L)=150mm이다. 노즐출구에서의 亂流強度는 0.04로 충분히 낮게 얻어졌다.

衝突角度는 조절할 수 있도록 노즐양측에 휠을 장치하였으며 휠의 회전에 따라 노즐이 일체가 되어 회전할 수 있도록 제작하였다. 분출된 유동의 2차원성을 유지하기 위하여 노즐의 양측벽에 안내판을 세웠다.

2.2 測定方法

傾斜衝突噴流의 유동장과 좌표계는 Fig. 2와 같다. 레이놀즈 수(Reynolds number) 2.1×10^4 에서 衝突距離를 $H/D=8$ 로 고정하고 衝突各 變化(90°, 75°, 60°)에 따라서 停滯點으로서부터 X1과 X2방향으로 나누어 측정하였다. 亂流流動의 측정은 定溫熱線風速計(Kanomax 7224)에 의해 이루어졌으며 과열비가 1.5, 작동저항 15 Ω 인 X형 프로브(probe)를 사용하였다. 각 角度에 대한 衝突噴流



① Turbo blower ② Flexible tube ③ Coupling ④ Plenum chamber ⑤ Plane nozzle
⑥ Impinging plate ⑦ Rotating mechanism ⑧ Support ⑨ Scaffold

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

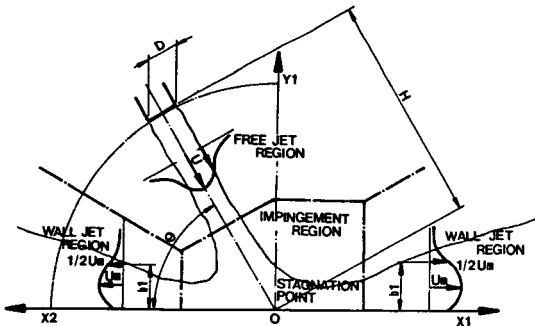


Fig. 2 Structure of impinging jet flow and coordinate system

의 平均速度 및 亂流成分은 각도의 변화에 따라 유동축에 직각으로 프로브를 놓이게 하여 측정하였다.

X형 프로브에서 얻어진 亂流信號는 A/D 컨버터(converter)를 거쳐서 마이크로컴퓨터에 연결된 후 통계처리 되었으며, 최종 데이터는 디스켓에 저장한 후 재생 기록하였다. 층돌판상의 定壓分布를 측정하기 위하여는 衝突板에 직경 1.5mm ϕ 의 定壓孔을 뚫어 0.01mmAq까지 정확하게 측정할 수 있는 마이크로 마노미터를 써서 측정하였다.

Fig. 3은 熱線風速計에 의한 측정 시스템과 데이터 처리의 계통도이다.

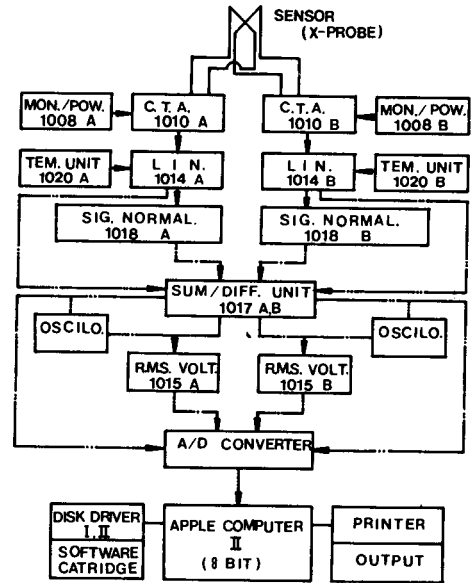


Fig. 3 Block diagram of hot-wire anemometer system and data acquisition.

3. 數值解析

3.1 支配方程式

亂流의 支配方程式들은 定常狀態, 非壓縮性流動에 대해 다음 식과 같은 일반적 형태의 편미분방정

Table 1 The variables in equation (1)

Equation	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Continuity	1	0	0
X-momentum	U	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial x} + S^u$
Y-momentum	V	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial y} + S^v$
Turbulent kinetic energy	k	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	$G - \rho\epsilon$
Turbulent dissipation rate	ϵ	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{(C_1\epsilon G - C_2\rho\epsilon^2)}{k}$

$$G = \mu_{eff} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \right],$$

$$S^u = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial x} \right)$$

$$S^v = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial y} \right)$$

식으로 나타낼 수 있다.

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

식 (1)에서 ϕ 는 종속변수이고 Γ_ϕ 는 교환계수이며 S_ϕ 는 소스(source)項으로서 ϕ 의 생성과 소멸을 나타내는 항이다. 각 방정식의 종속변수와 교환계수 및 소스항은 Table 1과 같다. 여기서 X, Y좌표는 Fig. 1의 X1(X2), Y1좌표와 일치한다.

3.2 k-ε모델

난류계산모델로서 k-ε모델에서는 渦粘性係數(eddy viscosity)를 정의하여 亂流運動에너지 k와

Table 2 The values of model constants

C_1	C_2	C_μ	C_D	σ_k	σ_ϵ
1.44	1.92	0.09	1.0	1.0	1.3

亂流運動에너지 소멸률 ϵ 은 Table 1에 주어진 각각에 대한 편미분방정식으로부터 구해진다. 모델에 사용된 상수들은 Table 2와 같다.

3.3 계산영역과 경계조건

計算領域과 停滯點에서 X1, X2방향으로 각각 벽면에 연한 분류의 速度勾配가 무시될 수 있는 30D거리로 잡아쓰며, Y1방향으로는 衝突距離의 5배로 하였다. 後者は 엔트레인먼트 境界(entrainment boundary)에서 속도성분들이 모두 零이 되도록 충분히 길게 잡은 것이며, 예비계산을 통해 주어진 경계조건을 사용할 때 이 거리 이상으로 거리를 늘려도 계산치에 영향이 없음을 확인하였다.

衝突噴流에 고려된 경계조건은 Table 3과 같다.

3.4 計算過程

계산 프로그램은 TEACH 코드⁽⁹⁾를 수정해서 사용하였다. 따라서 차분식은 control volume formulation방법⁽¹⁰⁾에 의해 유도되고, 운동량방정식과 압력보정식이 연립으로 계산되는 SIMPLE방법이 사용되었으며, 차분식들의 계산은 line-by-line TDMA에 의해 수행된다. 지배방정식의 대류항의 처리를 위한 수치 스킴(numerical scheme)으로는 하이브리드 스킴(hybrid scheme)이 사용되었다. 衝突板 부근에서 격자를 조밀하게 한 46×30의 절점계를 선택하였다.

Table 3 Boundary condition of impinging jet

Boundary/Variable	U	V	k	ϵ
Jet inlet	$U_0 \cos\theta$	$U_0 \sin\theta$	$k=0.03 U_0^2$	$k^{3/2}/L$ $L=0.005D$
Entrainment	0	0	0	0
Impinging wall & nozzle wall	0	0	Wall function	Wall function
Lef toutlet	$\frac{\partial U}{\partial X1}=0$	$\frac{\partial V}{\partial X1}=0$	$\frac{\partial k}{\partial xX1}=0$	$\frac{\partial \epsilon}{\partial X1}=0$
Right outlet	$\frac{\partial U}{\partial X2}=0$	$\frac{\partial V}{\partial X2}=0$	$\frac{\partial k}{\partial X2}=0$	$\frac{\partial \epsilon}{\partial X2}=0$

4. 結果 및 考察

4.1 壁噴流의 成長

噴流가 평판과 충돌한 후에는 벽면을 따라 두 갈래의 壁噴流가 발달하게 되는데 熱線風速計로 측정 한 平均速度分布로부터 얻어진 이 壁噴流의 半幅이 Fig. 4와 5에 나타나 있다. 停滯點으로부터 Fig. 2의 X1과 X2방향으로 형성되는 壁噴流의 半幅은 自由噴流의 경우와 마찬가지로 線形的으로 성장함으로 알 수 있으며, 다음과 같은 식으로 나타낼 수 있다.

$$b/D = K1(X/D - C1) \quad (2)$$

X1방향으로는 Fig. 4에 나타난 바와 같이 衝突各이 증가함에 따라서 미소하나나 噴流半幅이 감소하고 假想原點의 위치는 停滯點에 가까와지고 있으나, Fig. 5의 X2방향에서는 반대의 경향이 나타나고 있다.

k-ε 난류모델을 사용해 얻은 계산치를 실험치와

Table 4 Experimental jet characteristics 1

Direction	Impinging angle(°)	Spreading rate(K1)	Virttual origin(C1)
X1	60	0.0657	-16.22
X1	75	0.0681	-15.89
X1, X2	90	0.079	-11.78
X2	75	0.0892	-11.25
X2	60	0.0942	-8.84

비교하면 계산된 噴流半幅의 성장률이 실험치에 비해 전반적으로 크게 나타나고 있다. 그러나 이 차이가 크지 않으며 계산치의 定性的인 경향은 실험치와 일치하고 있다.

각도 변화에 따른 壁噴流의 成長率(K1)와 假想原點(C1)의 값들이 Table 4에 나타나 있다.

4.2 平均速度

壁噴流에서 측정된 각 단면의 最大速度 U_m 의 변화가 Fig. 6과 7에 나타나 있다. X1과 X2방향에서 공히 U_m/U_o 는 衝突領域을 약간 벗어난 지점

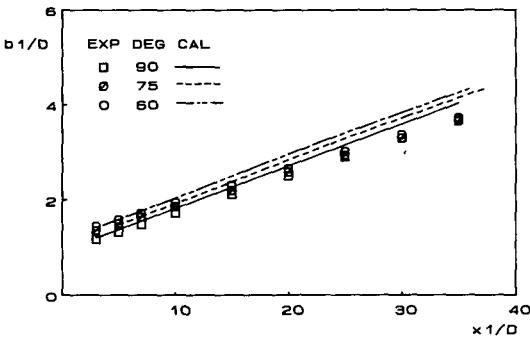


Fig. 4 Variation of half-width along the X1, Y1 plane

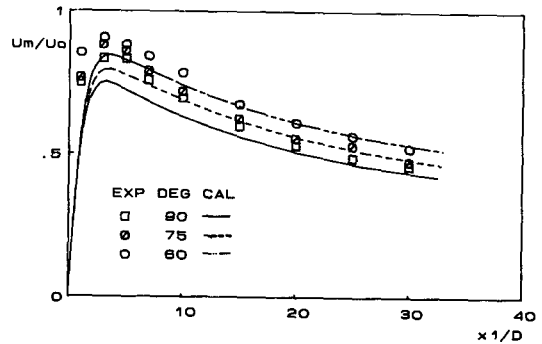


Fig. 6 Variation of the maximum velocity along the the X1, Y1 plane

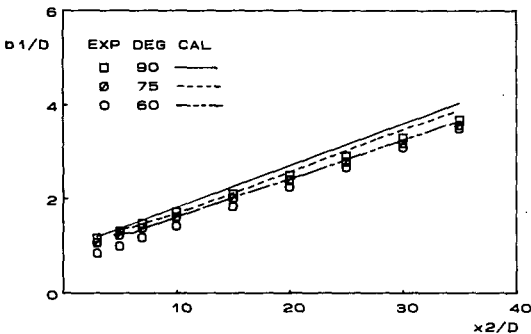


Fig. 5 Variation of half-width along the X2, Y1 plane

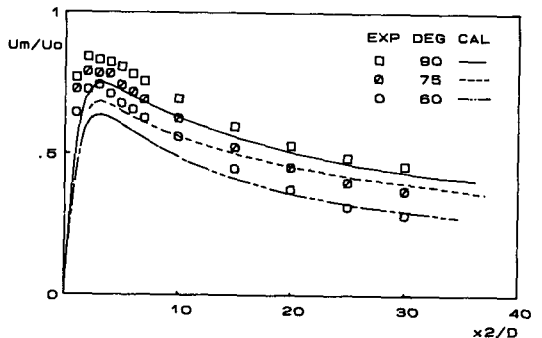


Fig. 7 Variation of the maximum velocity along the the X2, Y1 plane

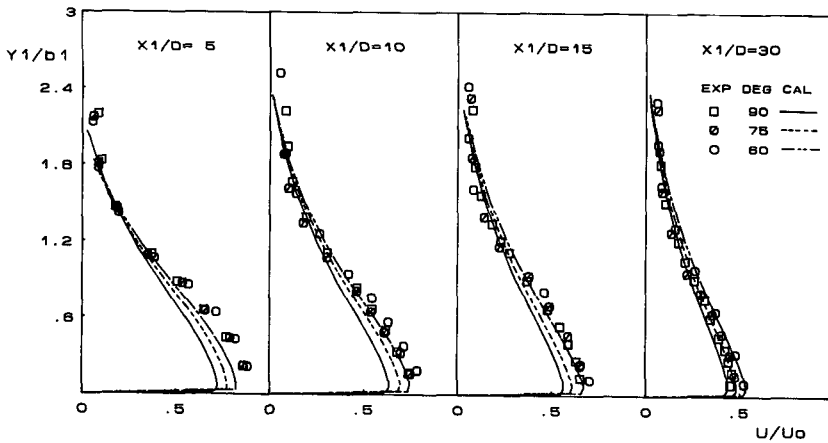


Fig. 8 Axial mean velocity profiles in the X_1, Y_1 plane

에서 최대가 되고 이후 감소하는 추세를 보여주고 있다. Fig. 6의 X_1 방향에서는 衝突角이 작을수록 최대속도가 증가함을 볼 수 있는데 이것은 衝突角이 작을수록 X_1 방향으로 분배되는 유량이 커지기 때문이다. 그러나 Fig. 7의 X_2 방향에서는 반대의 경향이 나타난다. 계산치는 실험치와 定量的인 차이를 보이고 있으나 衝突領域을 벗어난 하류로 갈수록 실험치에 접근하는 定性的인 경향을 보여주고 있다.

Fig. 8과 9는 충돌후 X_1 및 X_2 방향 각 단면에서의 平均 速度分布를 나타낸 것이다. 각 단면의 속도는 $Y_1/b_1=0.1-0.2$ 이내에서 최대치가 발생되고 하류로 갈수록 속도는 감소되어감을 알 수 있다. Fig. 8에서 X_1 방향의 衝突角 변화에 따른 분

포상태를 보면 초기($X_1/D=5$)에는 큰 차이가 없으나 평판에 의한 하류로 갈수록 衝突角이 작은 경우가 다소 높은 속도분포를 나타내고 있음을 볼 수 있는데 이것은 유량이 증가하기 때문이다. 그러므로 Fig. 9의 X_2 방향 분포가 이와는 반대로 衝突角이 작을수록 낮은 속도분포를 보이고 있는 것은 質量保存法則으로 미루어 당연한 결과이다. 衝突角에 따른 速度分布의 相似性은 X_1 방향에 비하여 X_2 방향의 경우가 좋지 않음을 알 수 있다. 계산치는 衝突領域근처에서 실험치와 차이를 보이거나 평판에 의한 하류로 갈수록 실험치에 잘 접근함을 볼 수 있다. 계산치가 衝突領域근처에서 실험치와 큰 차이를 보이고 있는 원인은 크게 두가지로 나눌 수 있다. 첫째는 계산에 사용된 $k-\epsilon$ 모델이 流線의 휨이

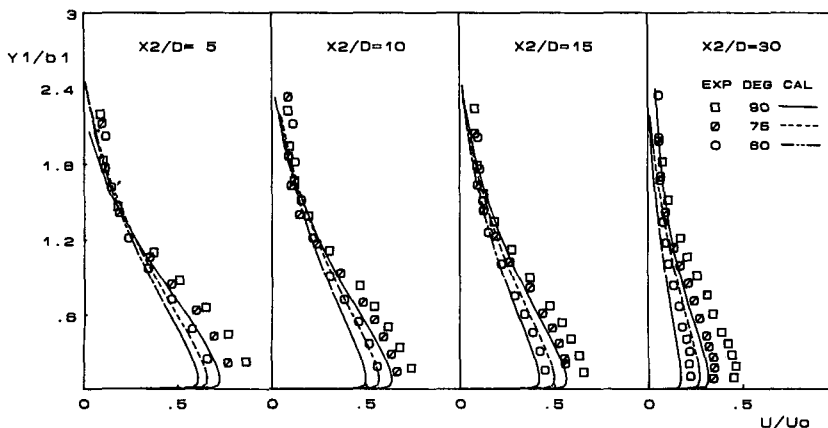


Fig. 9 Axial mean velocity profiles in the X_2, Y_1 plane

큰 衝突領域에서 曲率의 효과를 충분히 반영하지 못하고 있기 때문이며, 둘째는 수치시뮬레이션으로 사용된 하이브리드 스킴은 流線의 휨이 커질 경우에 큰 수치적 확산(numerical diffusion)을 유발할 수 있기 때문이다.

4.3 亂流運動에너지

Fig. 10과 11은 亂流運動에너지 분포를 X1과 X2방향으로 나타낸 그림이다. 亂流運動에너지 $\{k = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})\}$ 는 X1-Y1 평면에 수직한 방향의 亂流強度 $\sqrt{\overline{w'^2}}$ 가 Y1방향의 난류강도 $\sqrt{\overline{v'^2}}$ 와 근사적으로 일치한다는 가정하에서 $k = 1/2(\overline{u'^2} + 2\overline{v'^2})$ 의 식에 의해 측정된 $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ 로부터 계산되었다. 각 단면내에서 측정된 亂流運動에너지는

Y1/b1=0.6~1.0내에서 최대가 되고 Y1/b1=2.0이내에서 거의 소멸됨을 알 수 있다. 衝突角이 클수록 亂流運動에너지가 크게 나타난다. 衝突領域에서 형성된 강한 亂流運動에너지는 X1방향 하류로 갈수록 점차적으로 작아지며, 衝突角 변화에 대한 차이가 사라져 간다. 그러나, X2방향으로는 衝突角에 따른 차가 상대적으로 클 뿐 아니라, 衝突角이 클수록 亂流運動에너지가 큰 상태로 일관하게 나타남을 볼 수 있다. 이것은 앞에서도 언급한 바와 같이 衝突角이 작을수록 X2방향의 상대적 유량의 감소가 초래되고 에너지의 손실이 증가하기 때문이다. 실험치와 계산치가 예상대로 衝突領域에서는 상당한 오차를 나타내나, 하류로 갈수록 잘 일치하고 있다. 계산된 亂流運動에너지는 대체적으로 실험치

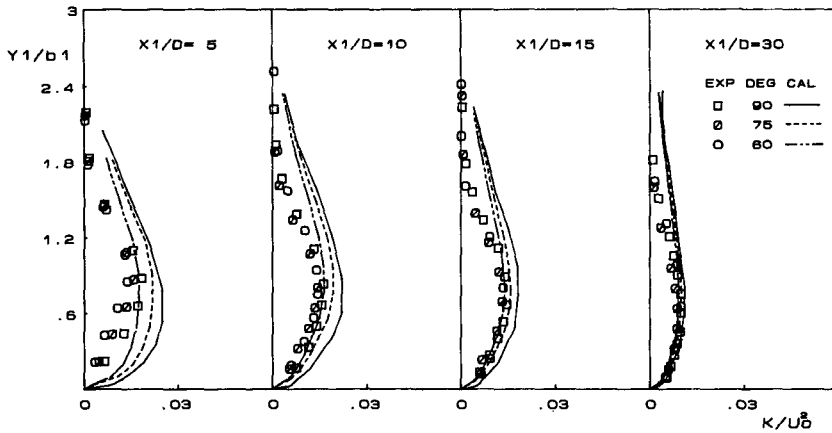


Fig. 10 Distribution of turbulent kinetic energy in the X1, Y1 plane

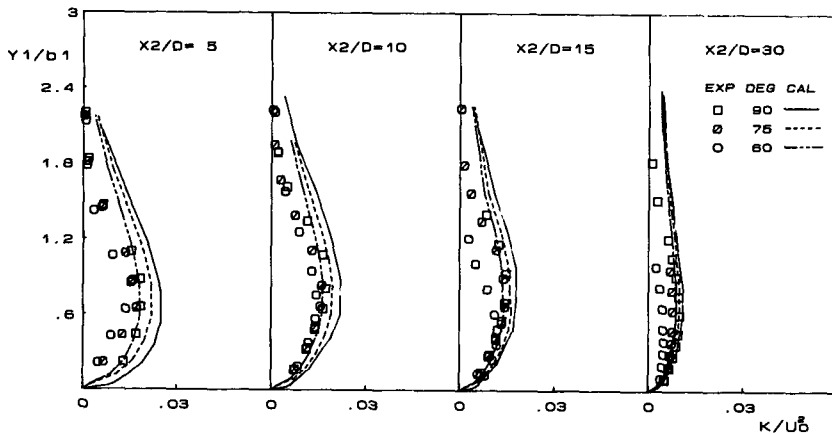


Fig. 11 Distribution of turbulent kinetic energy in the X2, Y1 plane

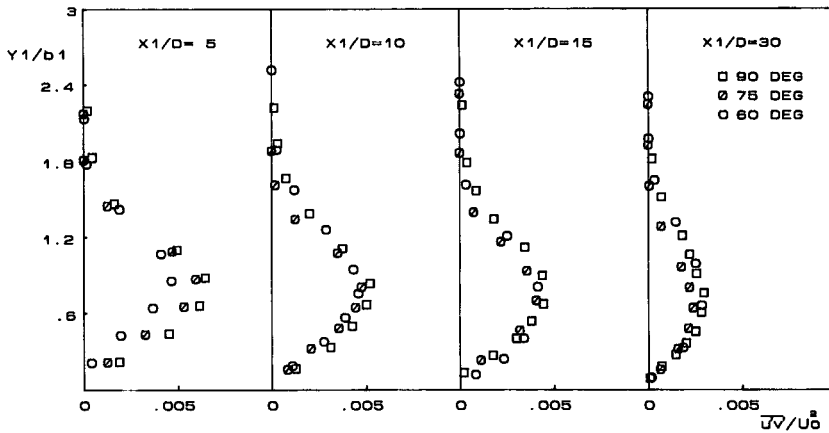


Fig. 12 Distribution of the turbulent shear stress in the X1, Y1 plane

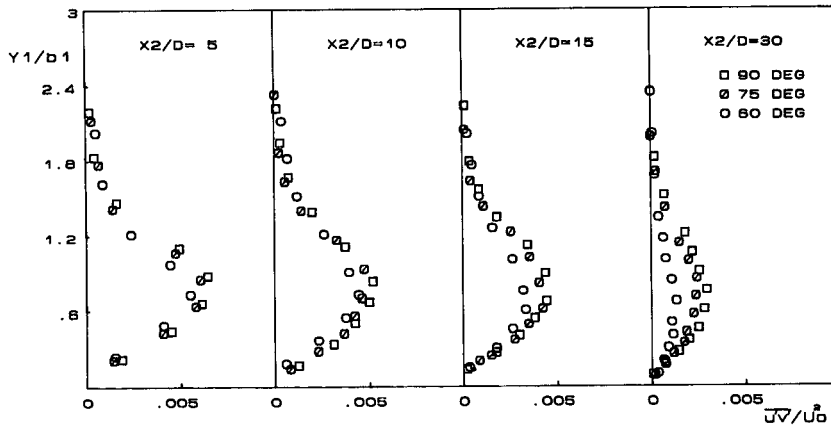


Fig. 13 Distribution of the turbulent shear stress in the X2, Y1 plane

보다 큰 값을 나타낸다. 衝突領域에서의 불일치는 앞에서 언급한 바와 같이 亂流計算모델과 수치스킴상의 문제 뿐 아니라 $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ 가 근사적으로 일치한다는 가정에도 문제가 있는것으로 생각된다.

4.4 亂流剪斷應力

Fig. 12와 13은 亂流剪斷應力分布를 나타낸 그림이다. 壁面에 연한 衝突點으로부터 X1과 X2방향 각단면의 최대값은 대체로 $Y1/b1=0.75$ 근방에서 형성되어 亂流運動에너지와 유사한 경향을 나타내고 있다. 그리고 이 영역은 Fig. 12에서 X1방향의 亂流剪斷應力은 각도에 따라 衝突領域에서 큰 차이를 보이거나 壁面에 연한 하류로 갈수록 衝突角 변화에 따른 차이를 나타내지 않는다. 그러나, Fig. 13에 나타난 바와 같이 X2방향으로는 상대적으로 亂

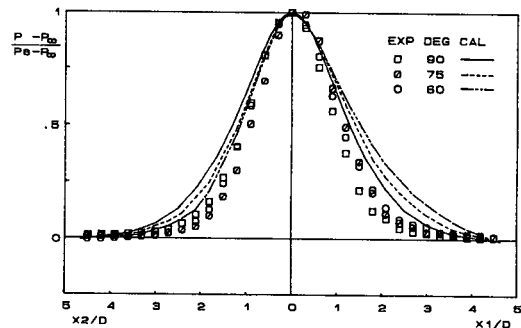


Fig. 14 Distribution of static pressure along the impinging plate at different impinging angles

流剪斷應力の 차가 클 뿐 아니라 각도가 클수록 亂流剪斷應력이 크게 나타나고 있다. 衝突領域에 가까울수록 亂流剪斷應력이 커지는 현상은 이 지역에

서 運動量交換이 활발히 이루어지고 있음을 반영하는 것이다.

4.5 壓力分布

Fig. 14는 衝突各 변화에 따라서 停滯點의 압력과 $X1$, $X2$ 방향의 벽면壓力分布를 衝突領域내에서 $P-P_{\infty}/P_0-P_{\infty}=f(X/D)$ 로 나타낸 그림이다. 압력 분포는 衝突各이 90° 인 경우에 $X1$, $X2$ 방향으로 대칭을 나타내며, 衝突角度가 작아지면서 $X1$ 방향의 壓力이 $X2$ 방향 보다 더 크게 나타나는 非對稱性이 증가하고 있다.

계산치를 실험치와 비교해 보면 衝突角이 커질수록 오차가 커지고 있음을 알 수 있는데, 이는 衝突角이 커질수록 衝突領域內에서의 유선의 휨이 커지고 이것이 계산치의 정확성에 영향을 미치기 때문이다.

5. 結 論

衝突角(90° , 75° , 60°)의 변화에 2차원 傾斜衝突 噴流에 관한 실험과 數值解析을 통하여 다음의 결론을 얻었다.

(1) 噴流가 평면에 충돌한 후 발생하는 壁噴流의 半幅은 직선적으로 성장해 가며 그 성장률은 主流 방향($X1$)으로는 衝突角이 커짐에 따라 증가하나, 逆流방향($X2$)에서는 衝突角이 작을수록 증가한다.

(2) 壁噴流領域에서 平均速度分布는 $X1$ 방향으로는 衝突角이 작을수록 크게 나타나고, $X2$ 방향으로는 衝突角이 클수록 크게 나타난다.

(3) 亂流剪斷應力, 亂流運動에너지 등의 분포는 衝突角이 클수록 크게 나타난다. 이들 값의 최대치는 $Y1/b1=0.75$ 부근에서 나타난다. 이 위치는 平均速度分布가 최대속도구배를 나타내는 위치와 일치한다.

(4) 衝突面上的 壓力分布에서 衝突各이 감소함에 따라서 非對稱性은 증가한다.

(5) 표준 $k-\epsilon$ 모델을 이용한 計算値는 實驗値와 비교하여 定性的인 경향은 대체로 일치하고 있으나, 流線의 휨이 큰 衝突領域內에서 다소의 定量的

인 차이를 보이고 있다. 계산치의 정확성을 향상시키기 위해서는 유선의 휨을 고려한 $k-\epsilon$ 모델의 수정과 수치적 확산을 줄일 수 있는 수치스킴의 선택이 필요할 것이다.

참 고 문 헌

- (1) Vlachopoulos, J., 1971, "Velocity and Temperature Profiles in Compressible Turbulent Wall Jets", The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol.49, pp.44~50.
- (2) Sparrow, E.M. and Lovell, B.J., 1980, "Heat Transfer Characteristics of an Obliquely Impinging Circular Jet", ASME Journal of Heat Transfer, Vol.102, pp.202~209.
- (3) Pollard, D.J. and Bradbury, L.J.S., 1976, "Impingement of a Two-Dimensional Supersonic Jet upon a Normal Wall", AIAA Journal, Vol.14, pp.1095~1098.
- (4) Kotansky, D.R. and Glaze, L.W., 1982, "Impingement of Rectangular Jets on a Ground Plane", AIAA Journal, Vol.20, No.5, pp.585~586.
- (5) Kataoka, K., Komai, T. and Kawachi, Y., 1977, "Influence of the Surrounding Fluid on Impinging Jet", Heat transfer Japanese Research, Vol.6, No.3, pp.22~25.
- (6) Gosman, A.D., Pun, W.M., Runchal, A.K., Spalding, D.B. and Wolfstein, M., 1969, "Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows", Academic Press.
- (7) Looney M.K. and Walsh, J.J., 1984, "Mean Flow and Turbulent Characteristics of Free and Impinging Jet Flows", Journal of Fluid Mechanics, Vol.147, pp. 397~429.
- (8) Hussain, A.K.M.F. and Ramjee, V., 1976, "Effects of the Axisymmetric Contraction Shape on Incompressible Turbulent Flow", Journal of Fluids Engineering, pp.58~69.
- (9) Lilley, D.G. and Rhode, D.L., 1987, "Computer Code for Swirling Turbulent Axisymmetric Recirculation Flows in Practical Isothermal Combustor Geometries", NASA CR-3442.
- (10) Patankar, Suhas V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publishing Corporation.