



琉球大学学術リポジトリ

University of the Ryukyus Repository

Title	二次元ディフューザ内のせん断流れ（第一報，入口主流に一樣せん断を与えた場合）
Author(s)	山里, 栄昭; 伊良部, 邦夫
Citation	琉球大学工学部紀要(28): 1-22
Issue Date	1984-10
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/5587
Rights	

二次元ディフューザ内のせん断流れ
(第一報, 入口主流に一樣せん断を与えた場合)

山 里 栄 昭* 伊良部 邦 夫*

Performance of the Wide-Angle Two-Dimensional Diffusers
with Various Inlet Shear Flows
(1st Rept. In Case of Uniform Shear Flows)

Eisho YAMAZATO* and Kunio IRABU*

Summary

Experimental studies of the two dimensional diffusers with inlet uniform shear flows in the parallel walls were carried out.

In general, the performance of the diffusers with inlet simple shear flows for small divergence angle was lower compared with the diffusers having uniform inlet velocity profiles. However, the pressure-recovery performance of wide-angle diffusers with uniform inlet shear flows was slightly higher than that of the diffusers with uniform inlet velocity profiles. This is characterized by the effects of the variations of spanwise velocity gradients and the secondary flows in the diffusers.

Key Words : Diffusers, Diffuser Performance, Shear Flows, Turbulent Internal Flows.

1 緒 言

管路や流体機械の内部の流れは流路の湾曲や壁面上の突起, 羽根車等によって主流速度分布が非一様になっている場合がある。ディフューザ入口主流の非一様性はディフューザの形状, 入口境界層の発達状態, 乱れ等とともにディフューザ性能を左右する因子の一つとして考えられる。また後続ダクトがない場合とある場合とで主流の非一様性の性能に及ぼす影響は異なる。

入口主流速度分布とディフューザ性能との関係については S. Wolf¹⁾, 豊倉²⁾, 益田³⁾によっても報告されている。しかしこれらはいずれも後続ダクトがなく, かつ広がり角が比較的小さいディフューザについてのものである。広がり角が比較的大きく, 後続ダクトを有するディフューザについては報告例が少なく, また十分に解明されていない。

本研究は後続ダクトを有し, 広がり角の比較的大きな二次元ディフューザについて入口主流に一樣速度と

受付: 1984年5月1日

* 琉球大学工学部機械工学科

う配を与えて, 速度分布, 静圧分布および流れの様子を実験的に調べたものである。

記号

- AR : 面積比 ($= \frac{Wh}{W_1 h_1} = \frac{W}{W_1}$)
- A : ディフューザ断面積
- C_p : 圧力係数 $= \frac{p-p_1}{\beta_{1/2} \rho \bar{U}_1^2}$
- C_{pr} : 圧力回復係数
- h : ダクトのたて長さ
- p : 静圧
- \bar{U} : 平均速度
- W : ダクトの幅
- x : ダクト中心軸に沿う距離 (x座標)
- y : ダクトのたて方向の距離 (y座標)
- z : ダクトの幅方向の距離 (z座標)
- β : エネルギー修正係数 ($= \frac{1}{A} \int_0^a \left(\frac{u}{\bar{U}}\right) dA$)
- λ : 任意の位置での主流の速度こう配
- ρ : 空気の密度
- δ : 境界層厚さ
- 添字 1 : 入口状態
- 添字 2 : ディフューザ出口または後続ダクト
- b : 幅方向の値
- v : たて方向の値
- c : 流路の中心
- i : 理論値
- r : 回復状態

2 入口主流にせん断を伴う広がり流れ

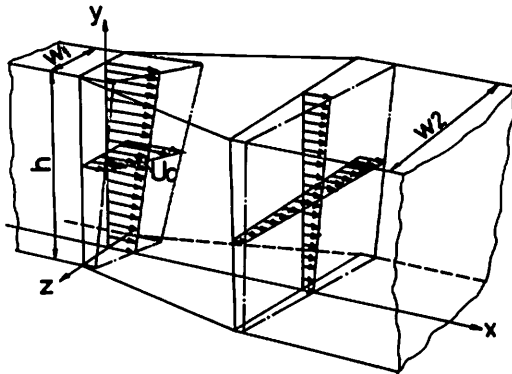


Fig. 1 Flow models with uniform inlet shears and two-dimensional diffuser geometry with nomenclature

ディフューザ内の流れは, 流れの衝突とこれによる激しい混合を伴い, その混合の規模を定量的に細部にわたって表すことは一般的に非常に困難である。ここでは, 入口主流に一樣せん断を与えた場合について流れを単純化し, 速度こう配とディフューザの性能について考察する。

2-1 速度こう配と理論圧力回復係数

ディフューザ入口の主流は一樣なせん断をもつものとし, 簡単のために任意の断面で圧力は一定とする。図1のように, 流れの方向をx方向としてx・y・z座標系を考える。y方向およびz方向(広がり方向)の速度こう配を λ_v および λ_b とすれば, 速度uは次のように表すことができる。

$$u = U_c \left\{ 1 + \frac{\lambda_v h}{U_c} \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\} \left\{ 1 + \frac{\lambda_b W}{U_c} \left(\frac{z}{W} \right) \right\} \quad (1)$$

ただし, 流体は理想流体とする。ディフューザ入口と任意の断面間についてのエネルギー式は,

$$\int p_1 u_1 dA_1 + \int \frac{1}{2} u_1^2 \rho u_1 dA_1 = \int p u dA + \int \frac{1}{2} u^2 \rho u dA \quad (2)$$

となるから, (2)式に(1)式を代入すると(2)式の左辺は,

$$p_1 \int_{-\frac{W_1}{2}}^{\frac{W_1}{2}} \int_0^h U_{c1} \left\{ 1 + \frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\} \left\{ 1 + \frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \left(\frac{z}{W_1} \right) \right\} dy dz + \int_{-\frac{W_1}{2}}^{\frac{W_1}{2}} \int_0^h \frac{1}{2} \rho U_{c1}^3 \left\{ 1 + \frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\}^3 \left\{ 1 + \frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \left(\frac{z}{W_1} \right) \right\}^3 dy dz = p_1 (W_1 h U_{c1}) + \frac{1}{2} \rho U_{c1}^2 \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \right)^2 \right\} (W_1 h U_{c1}) \quad (3)$$

となる。(2)式の右辺も同様な形になるから, ここで,

$$\beta = \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_v h}{U_c} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_b W}{U_c} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

また,

$$C_{pi} = \frac{p-p_1}{\beta_{1/2} \rho \bar{U}_1^2} = \frac{p-p_1}{\beta_{1/2} \rho U_{c1}^2}, \quad (U_c = \bar{U}) \quad (5)$$

とおくと, $W_1 h U_{c1} = W h U_c$ より,

$$\begin{aligned}
 C_{pi} &= 1 - \frac{U_c^2 \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_v h}{U_c} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_b W}{U_c} \right)^2 \right\}}{U_{c1}^2 \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \right)^2 \right\}} \\
 &= 1 - \frac{\left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_v}{\lambda_{v1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 \left(\frac{U_{c1}}{U_c} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_{b1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_{b1} W}{U_{c1}} \right)^2 \left(\frac{U_{c1}}{U_c} \right)^2 \right\}}{\left(U_{c1}/U_c \right)^2 \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \right)^2 \right\}} \\
 &= 1 - \frac{\left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_v}{\lambda_{v1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 (AR)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_{b1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \right)^2 (AR)^4 \right\}}{(AR)^2 \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \right)^2 \right\}} \tag{6}
 \end{aligned}$$

を得る。この式において $\lambda_{b1} = \lambda_{v1} = 0$, $\lambda_b = \lambda_v = 0$ のときは一次元流れに対するディフューザの理論圧力回復係数 $C_{pri} = 1 - \frac{1}{(AR)^2}$ に等しい。また例えば, $\lambda_{b1} \neq 0$,

$\lambda_{v1} \neq 0$ で, $\lambda_b = \lambda_v = 0$ のときは(6)式の値は C_{pri} よりもわずかに大きくなる。図2(a), (b)は面積比 $AR=4$ のディフューザを一例として(6)式で示した理論圧力回

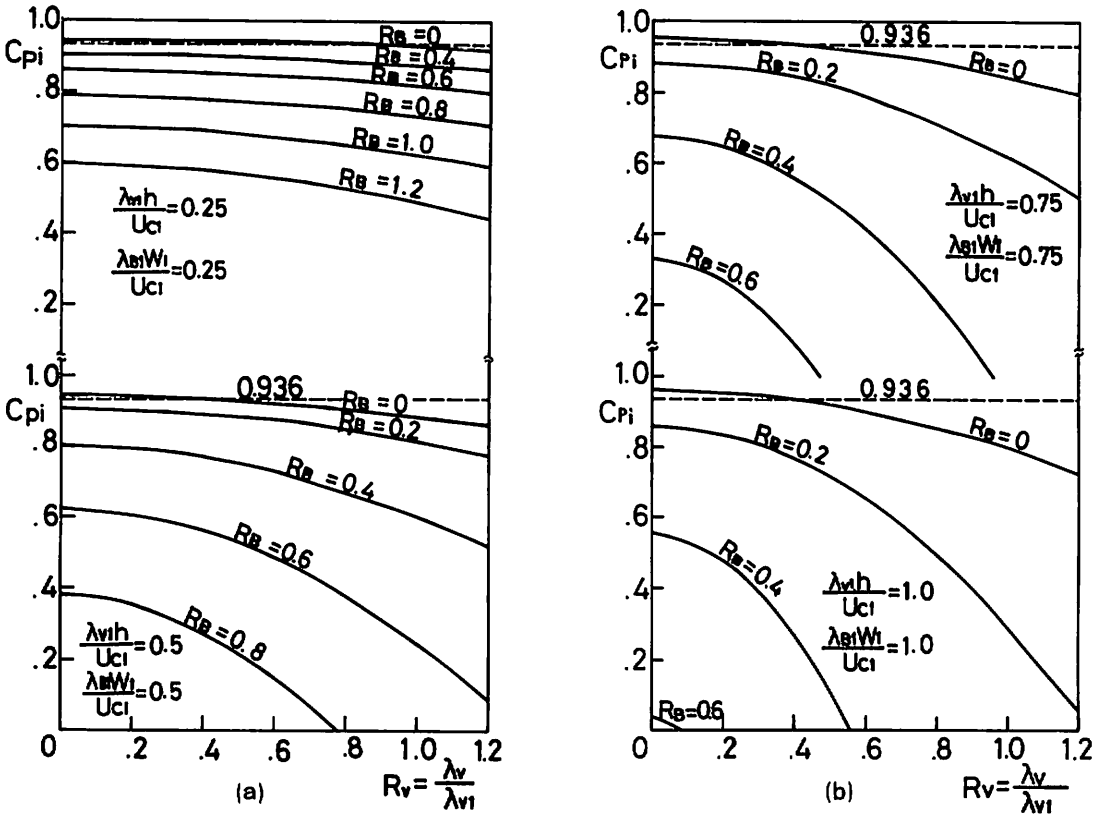


Fig. 2 Variations of ideal pressure-recovery coefficients by inlet and outlet velocity profiles ($AR=4$)

復係数 C_{pi} とたて方向の速度こう配 λ_v/λ_{v1} の関係を $\frac{\lambda_v h}{U_{c1}}$ と $\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}}$, および広がり方向の速度こう配 λ_b/λ_{b1} をパラメータとして示したものである。この図

から与えられた入口主流の速度こう配に対し, 広がり方向の速度こう配が大きくなればなるほど, たて方向の速度こう配による C_{pi} の変化は大きくなることわかる。

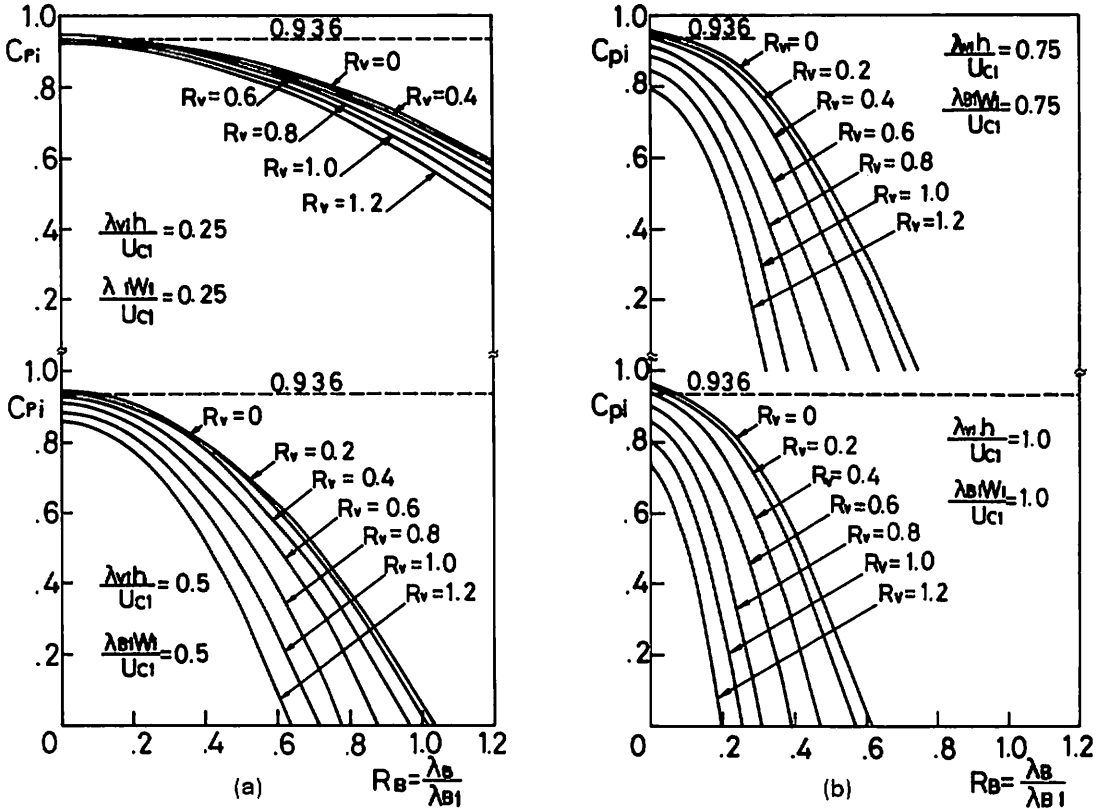


Fig. 3 Variations of ideal pressure-recovery coefficients by inlet and outlet velocity profiles (AR=4)

図3は同じく AR=4 の場合について広がり方向の速度こう配に対する C_{pi} の変化を λ_b/λ_{b1} をパラメータとして示したものである。図2と比較してわかるように同一の入口主流速度こう配に対し, C_{pi} の λ_b/λ_{b1} に対する依存度は λ_v/λ_{v1} に対するよりもかなり大きくなっている。このことは圧力回復点に至る過程でディフューザ内に広がり方向の速度こう配, すなわち流れの偏流がある場合はディフューザの平行壁間に速度こう配を与えた場合と比較して圧力回復が低くなることを示している。

次に, (4)式で定義された β は一樣速度こう配をもつ流れのエネルギー修正係数とみなされるが, 図4はディフューザ入口において種々の広がり方向の無次元速度こう配 $\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}}$ をパラメータとしてたて方向の無次元速度こう配 $\frac{\lambda_v h}{U_{c1}}$ に対する β_1 の値を示したものである。この図からわかるようにエネルギー修正係数 β_1 はディフューザのたて方向および広がり方向の速度こう配がそれぞれ大きいほど大きくなることわかる。

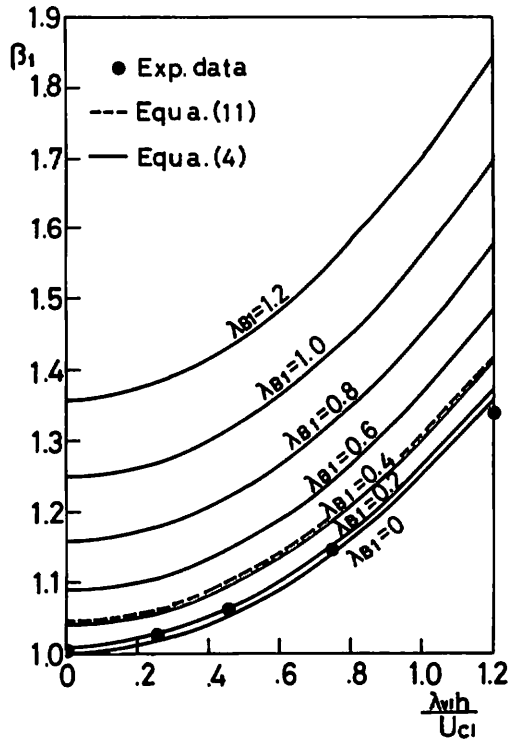


Fig. 4 Variations of corrective factor β at the inlet of diffusers for inlet velocity profiles

2-2 一様せん断と1/7乗則をもつ速度分布に対する
エネルギー修正係数および圧力回復係数

実際の流れは境界層を伴う流れであるが、たて方向の速度分布を単純化し、広がり面上でのみ境界層が存在するものとする。境界層厚さ δ_b は両広がり面上で等しく、境界層内の速度分布は1/7乗則に従うものとするれば、速度 u は、

$$u = U_c \left\{ 1 + \frac{\lambda_v h}{U_c} \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\} \left(1 - \frac{z}{\delta_b} \right)^{1/7}, \quad 0 \leq z \leq \delta_b \tag{7}$$

および、

$$u = U_c \left\{ 1 + \frac{\lambda_v h}{U_c} \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\}, \quad \delta_b < z \leq \frac{W}{2} \tag{8}$$

とおくことができる。さらに便利のために、境界層はディフューザの中心まで発達しているものとするれば、速度は次のようになる。

$$u = U_c \left\{ 1 + \frac{\lambda_v h}{U_c} \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\} \left(1 - \frac{2z}{W} \right)^{1/7} \tag{9}$$

したがって、断面内の平均速度 \bar{u} は、

$$\bar{u} = \frac{7}{8} U_c \tag{10}$$

であり、エネルギー修正係数 β は、

$$\begin{aligned} \beta &= \left(\frac{8}{7} \right)^3 \times \frac{7}{10} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_v h}{U_c} \right)^2 \right\} \\ &= 1.045 \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_v h}{U_c} \right)^2 \right\} \end{aligned} \tag{11}$$

となる。図4には(11)式による β_1 の計算値と、たて方向にのみ一様せん断 $\frac{\lambda_v h}{U_c}$ を与えた場合の実測の β_1 の値

(●印)を示して比較してある。図から実際上はエネルギー修正係数 β_1 は設計速度こう配 $\frac{\lambda_v h}{U_c}$ を用いて(11)式によって計算して十分であると思われる。

入口のエネルギー修正係数を β_1 、圧力回復点に至るまでの諸損失をまとめて ΔP_e とすると、実際の圧力回復

係数 C_{pr} は(6)式に損失の項を加えて,

$$C_{pr} = 1 - \frac{1}{(AR)^2} \cdot \frac{\beta}{\beta_1} - \frac{\Delta P_t}{\beta_1 \frac{1}{2} \rho U_{c1}^2}$$

$$= 1 - \frac{1}{(AR)^2} \frac{\left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_v}{\lambda_{v1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 (AR)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_{b1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \right)^2 (AR)^4 \right\}}{\left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{v1} W_1}{U_{c1}} \right)^2 \right\}} \frac{\Delta P_t}{\beta_1 \frac{1}{2} \rho U_{c1}^2} \quad (12)$$

で表すことができる。ただし, β は圧力回復位置でのエネルギー修正係数であり,

$$\beta = \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_v}{\lambda_{v1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_{v1} h}{U_{c1}} \right)^2 (AR)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_{b1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_{b1} W_1}{U_{c1}} \right)^2 (AR)^4 \right\} \quad (13)$$

である。

3 実験装置と実験方法

3-1 ディフューザ装置と実験方法

図5に実験装置の概略を示す。助走ダクトは幅60mmアスペクト比4の長方形断面とし、ディフューザの面積比は一定で4としてある。ダクトの上下面は平行であり、助走ダクトおよびディフューザの壁面は流れを観察するために透明アクリル板を用いてある。後続ダ

クトの上面は透明アクリル板を、下面には白色デコラ板を用いてある。

助走ダクトの前方にはベルマウスを設けさらに整流のためにその前方に金網を取付けてある。せん断流発生用格子は助走ダクトの先端部に取り付けられた。

主流は後続ダクト出口部に取り付けられた送風機によって吸い込まれ、送風機に続く長さ2,000mm, 直径196mmの円管を通して吐出される。流量はこの円管内の速度分布により算出した。

入口部の速度分布はディフューザ入口および入口より上流 $x/W_1 = -5.5$ の位置で垂直方向にダクト中心面で測定し、流れに沿う速度こう配の変化を調べた。 $x/W_1 = -5.5$ の位置ではとくに垂直および水平方向に合計16点の断面内速度分布を測定し、これより入口部主流のエネルギー修正係数 β_1 を求めた。ディフューザおよび後続ダクト内の速度分布はダクトの中心線を含む水平断面内および垂直断面内で中心線に直角方向に

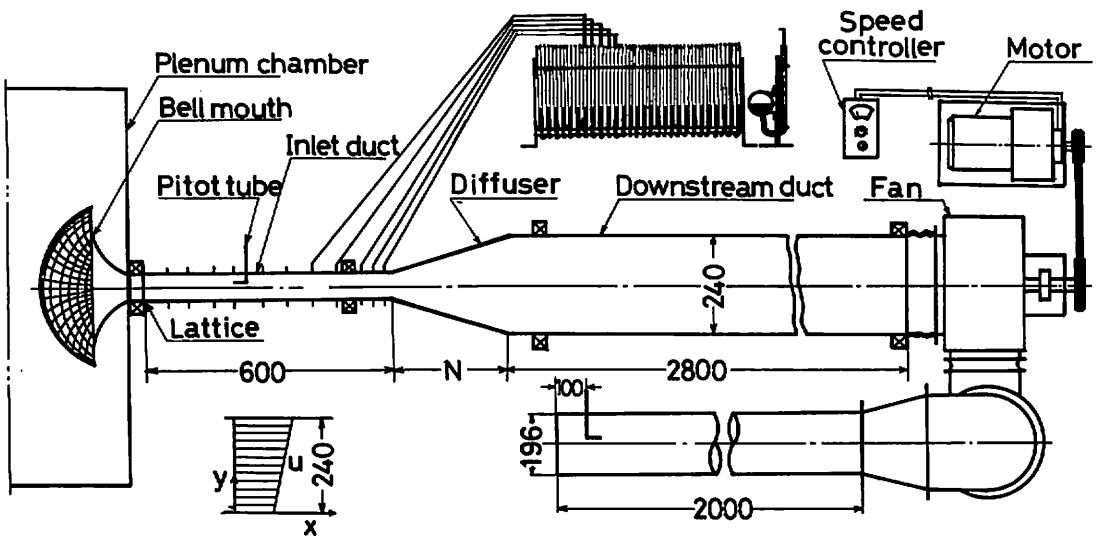


Fig. 5 Schematic view of test apparatus

ついてピトー管および熱線風速計を用いて測定した。

圧力分布は上下壁面および側壁面に設けたφ0.79 mmの圧力タップを通して多管マノメータにより測定した。

実験は広がり角 $2\theta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ で面積比4の6種類のディフューザについて、ディフューザ入口でのレイノルズ数 Re が $Re = \bar{U}_1 W_1 / \nu = (1.3 \sim 1.5) \times 10^5$ の十分に発達した乱流域でディフューザの入口でのたて方向速度こう配 $\lambda h / U_{c1}$ が 0, 0.25, 0.45 および 1.2 のそれぞれの場合について行った。ディフューザ入口における境界層の排除厚さ δ_1^* は速度こう配によって多少異なり、上下平行壁面上の平均の閉塞率 $2\delta_1^* / h$ は 0.02 ~ 0.074 であった。また入口主流の乱れ強さは 2 ~ 3% の範囲であった。

3-2 セン断流発生用格子

本実験で用いたせん断流発生用格子は直径 1.6 mm の銅合金線を Owen と Zienkiewicz⁴⁾ の設計方法に従って不等間隔に配列したものをを用いた。以下に設計方法について簡単に述べる。

直径 d の丸棒からなる格子を使用して、風洞内に $u = U_c + \lambda(y - \frac{h}{2})$ で表わされる速度分布のせん断流を作成させるためには、各丸棒間のすき間 $s(y)$ を

$$\frac{\xi}{(1-\xi)^2} = K_0 \left\{ 1 + 2 \frac{\lambda h}{U_c} \left(\frac{1}{K_0} + \frac{1}{1+a} \right) \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (14)$$

に従って分布すればよい。ここで h は風洞試験断面の高さ、 $\xi = d/s$ 、 $a = 1.1(1 + K_0)^{-1/2}$ (一種のエネルギー修正係数)、 $K_0 = (p_{-\infty} - p_{+\infty}) / (\frac{1}{2} \rho U^2)$ であって、 $p_{-\infty}$ 、 $p_{+\infty}$ はそれぞれ格子の十分上流および十分下流における静圧を意味する。距離 y はダクトの下壁面すなわち低速側壁面上からとるものとする(図6)。(14)式によって実際に格子間隔および格子丸棒の位置を決めるにはあらかじめ K_0 あるいは a の値、および速度こう配 $\lambda h / U_c$ を与えておき、 y を 0 から順次に変化させて ξ すなわちすき間 $s(y)$ を求める。P. R. Owen⁴⁾ によるとこの設計理論では $\lambda h / U_c \ll 1$ なるせん断流しか作製できないとしているが、本実験では K_0 、 a および格子前後の圧力差を適当に仮定した結果、 $\lambda h / U_c = 1.15$ までの速度こう配を実測で得ることができた。なお、以下の本文中には設計こう配をそのまま使用した。

4 実験結果と考察

4-1 ディフューザ入口速度分布

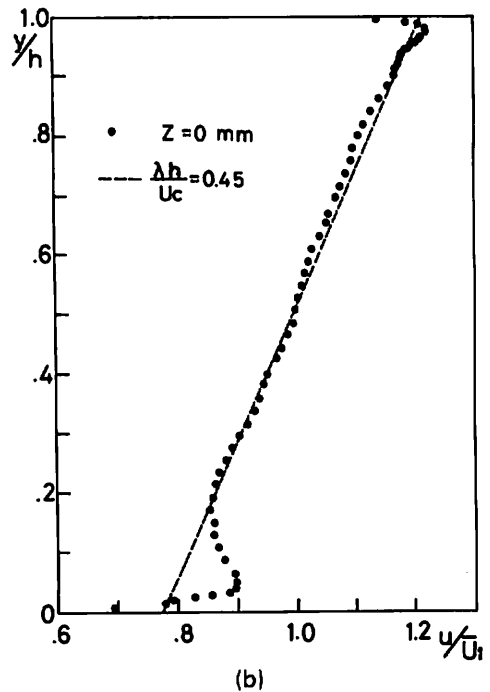
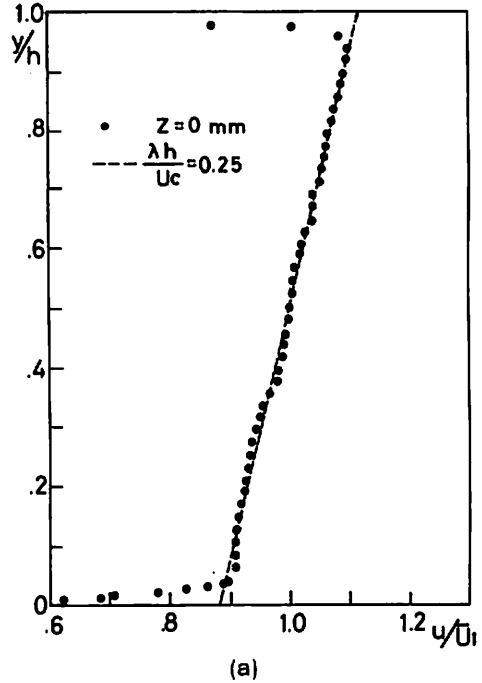


Fig. 6 Velocity profiles at the inlet of diffuser

図6は種々のせん断こう配に対するディフューザ入口での速度分布の実測値の例を示したものである。図(a)と(b)はたて方向の無次元速度こう配の設計値 $\frac{\lambda h}{U_{cl}} = 0.25$ および 0.45 の場合のものである。図から主流部の速度こう配は格子棒配置の設計位置からのわずかなずれによっていくらか起伏が生じているが、全体的には設計値にほぼ近い速度こう配を示していることがわかる。同図(b)の $\frac{\lambda h}{U_{cl}} = 0.45$ の速度分布において、とくに低速領域で比較的大きな突起状の部分がみられる。これは格子棒の配置の誤差によるものであるが、設計上も主流中央部および壁面付近でいくらか起伏が生じることは避けられない。

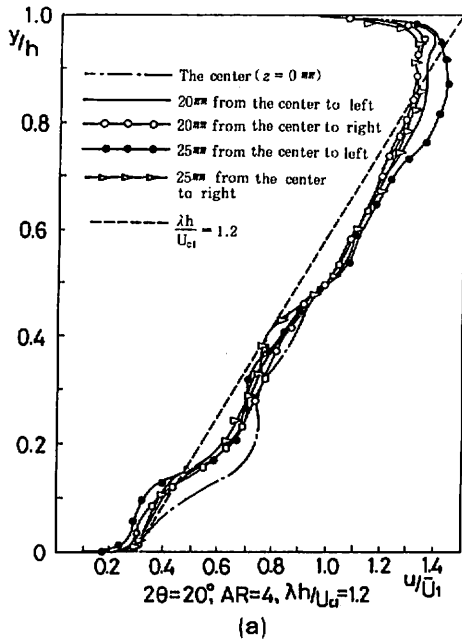


Fig. 7 A velocity profiles with a simple shear flow at the inlet of a diffuser

図7は入口でのエネルギー修正係数 β_1 を決定する際に前述のように基準として $x/W_1 = -5.5$ の位置をとり、 $\frac{\lambda h}{U_c} = 1.2$ の場合について断面内の上下、左右の各方向16個の速度分布を示したものである。図7(a)において、低速側で起伏が比較的大きくなっているが、全体として設計値にほぼ等しい速度こう配を示している。図7(b)は左右方向の速度分布を示したものであるが、高速側でいくらか流れの偏りがみられるほかはほぼ対称な流れになっている。図8は $\frac{\lambda h}{U_c} = 1.2$ の場合の等速度線

図を図7(a)と(b)より求めて示したものである。この図からも流れはほぼ左右対称であることがわかる。

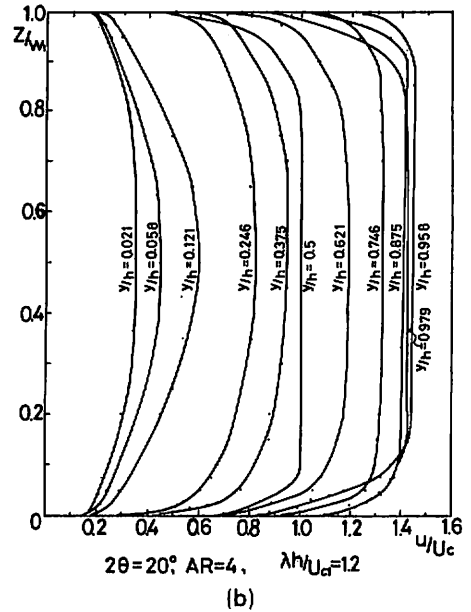


Fig. 7 Velocity profiles in the inlet cross-section of a diffuser ($x/w_1 = -5.5$)

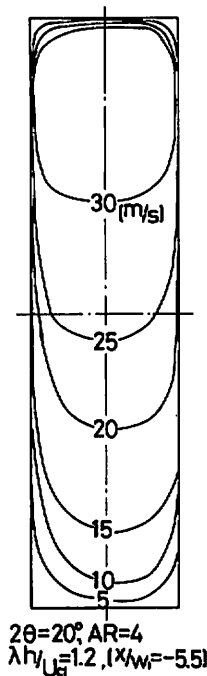


Fig. 8 Velocity contours in the inlet cross-section of a diffuser

4-2 流れの様子と速度分布

隅に存在し不安定な一時逆流領域が両広がり面および

図9は表1で示したような糸の動きによって広がり角 $2\theta = 10^\circ$ のディフューザ内の流れを分類し、ディフューザの中心線を含む水平及び垂直断面のそれぞれについて流れの様子と速度分布を示したものである。図9(a)は入口主流に速度こう配がない場合(すなわち $\lambda h/U_{ci} = 0$) のもので、ディフューザ出口の片方の隅にわずかに逆流領域が存在し、一時逆流領域も広がり面の片方だけに形成されている。一方せん断流を与えると図9(b)のように逆流領域はディフューザの出口の両

Table 1 Classification of flow patterns and behaviours of tufts

BEHAVIOURS OF TUFTS	TYPE OF FLOW	SIMBOLS
	NO APPRECIABLE STALL	N
	TRANSITORY STALL	T
	FULLY-DEVELOPED STALL	B

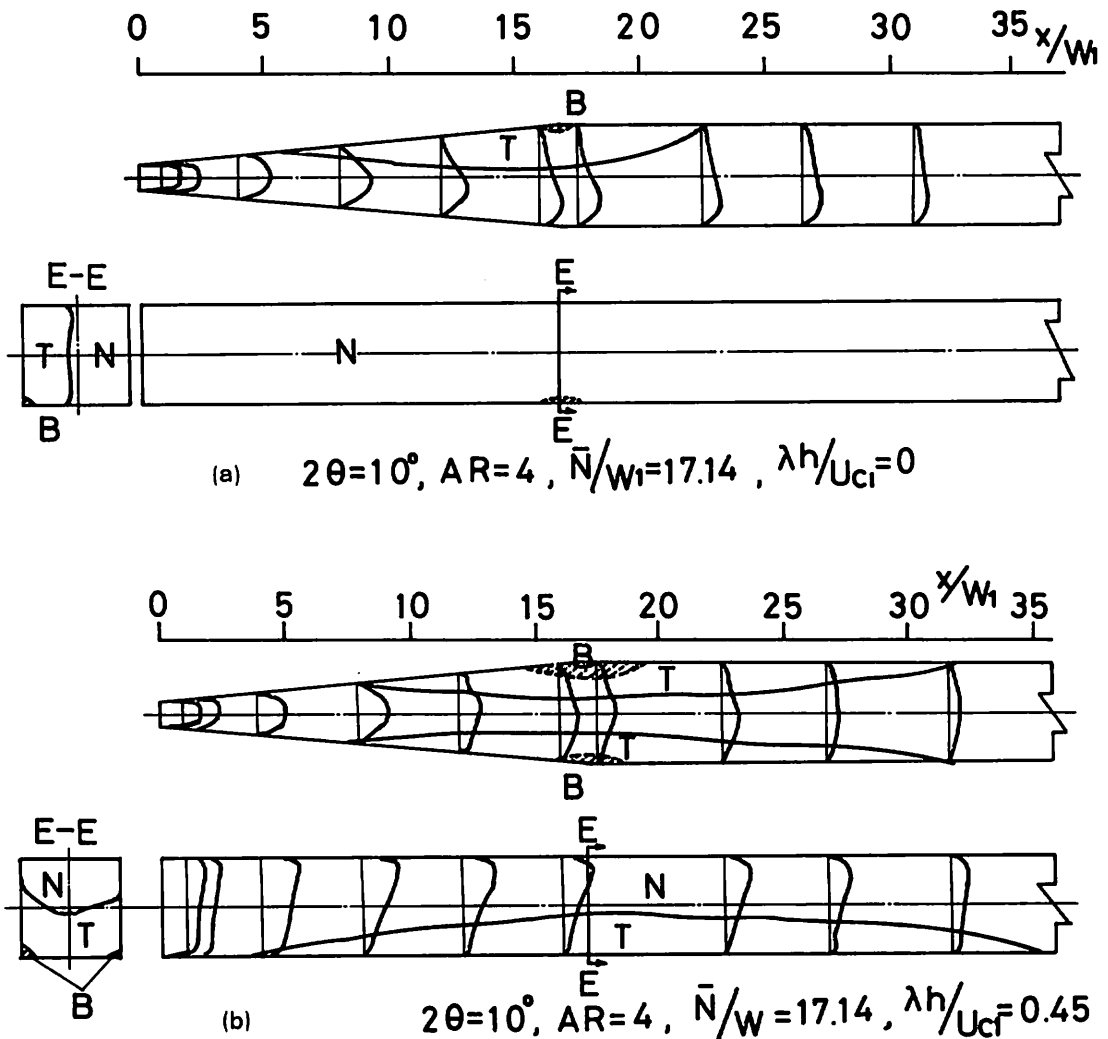


Fig. 9 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

下面の広い範囲にわたって形成されている。この場合に速度分布の変化の様子とディフューザ出口断面内の流れの様子で明らかなように,主流はディフューザ入口にたて方向のせん断を与えると入口から出口にかけてたて方向の速度こう配が次第に大きくなっていき二次元性が大きくくずれて三次元流れになっている。すなわち,ディフューザ内で速度エネルギーが流れに垂直な断面内で不均一に分布していく傾向を示しており,このような場合には(b)式からもわかるように,運動エネルギーが圧力エネルギーに十分に交換されないためにデ

ィフューザ内の圧力回復率が低下することになるものと思われる。なお図中の速度分布はディフューザ入口における平均速度で無次元化したものである(以下同じ)。

図10は広がり角 $2\theta=20^\circ$ のディフューザ内の流れの様子と速度分布を示したものである。図10(a)は速度こう配のない場合についてのものであり,図からわかるように流れはいくらか偏流し,ディフューザの出口付近で一方の側壁の上下の隅でわずかに逆流領域を形成している。またディフューザの入口近くから出口付近

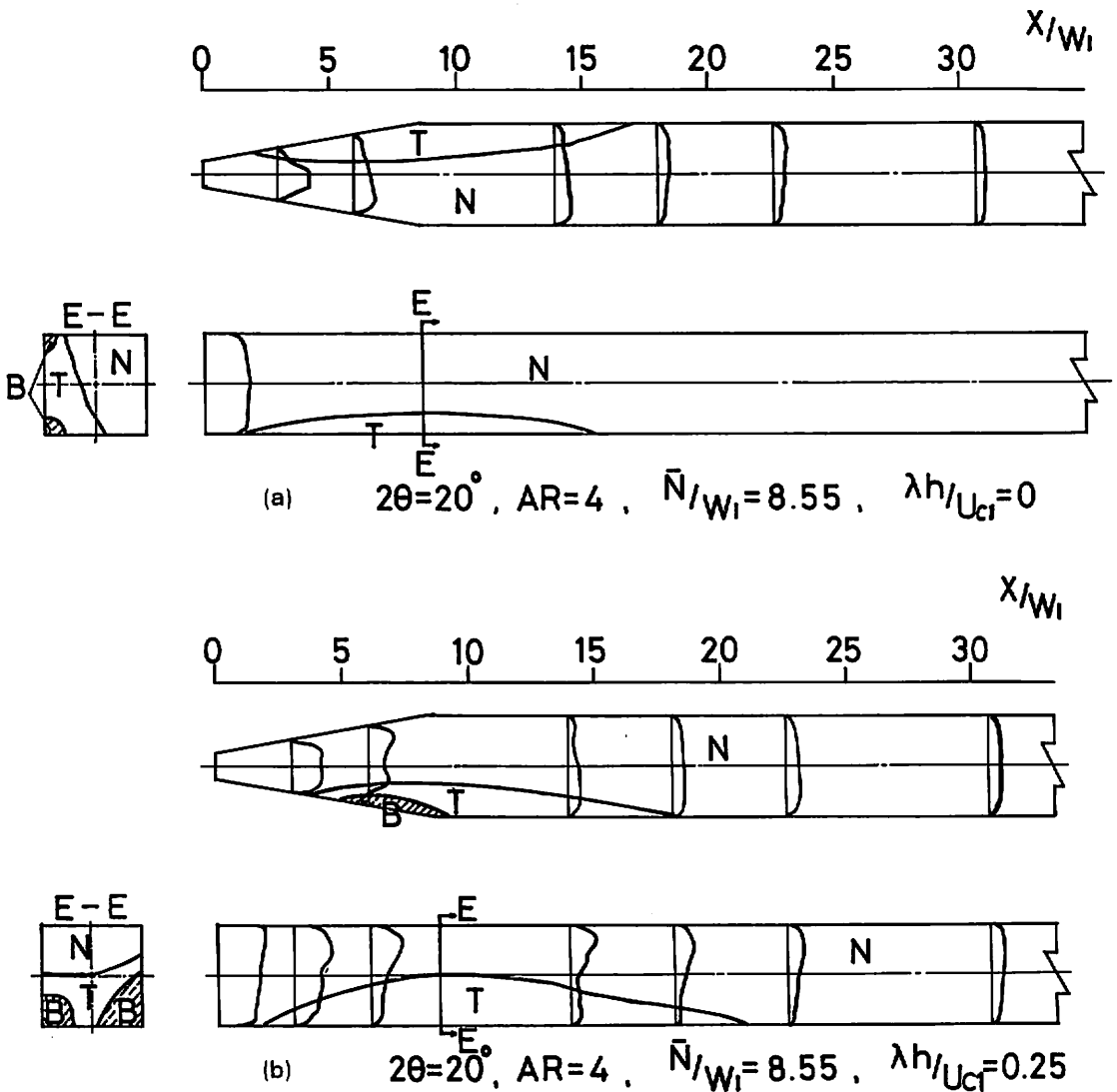


Fig. 10 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

にわたってダクトの下面に沿う一時的な逆流が見られるが、主流はほぼ二次元性が保たれている。一方図10(b)のようにせん断流れを与えると出口の下方の両隅で逆流領域が存在し、主流は高速側に偏り下面上の広い範囲にわたって不安定な一時逆流領域が形成されている。また、出口断面内の流れの様子と速度分布とにより二次元性もくずれていることがわかる。また図より入口主流にせん断を与えるとディフューザ内で主流が高速側に偏ることにより速度こう配は入口から出口にかけて比較的大きくなっていくことがわかる。

図11は広がり角 30° のディフューザについてのものである。図11(a)は速度こう配のない場合のもので流れは

広がり面の一方に強く偏流し、他方の広がり面に沿って大きな逆流領域が形成されているが、流れの状態はほぼ二次元的である。しかし図11(b)のように速度こう配 $\frac{\lambda h}{U_{c1}} = 0.45$ のせん断を与えると流れの二次元性はくずれ、逆流領域は下壁面近くの低速側に縮小して存在している。このことはディフューザ上壁面側に流れを加速して偏らせ、下壁面側の流れを減速してたて方向の速度こう配をディフューザ入口から出口にかけて増大する結果となる。このとき高速領域では主流の広がりによっていくらか広がり方向の速度こう配が減少している。このことは速度エネルギーの変化のみを考えると(6)式で示されるように、たて方向の速度こう配の

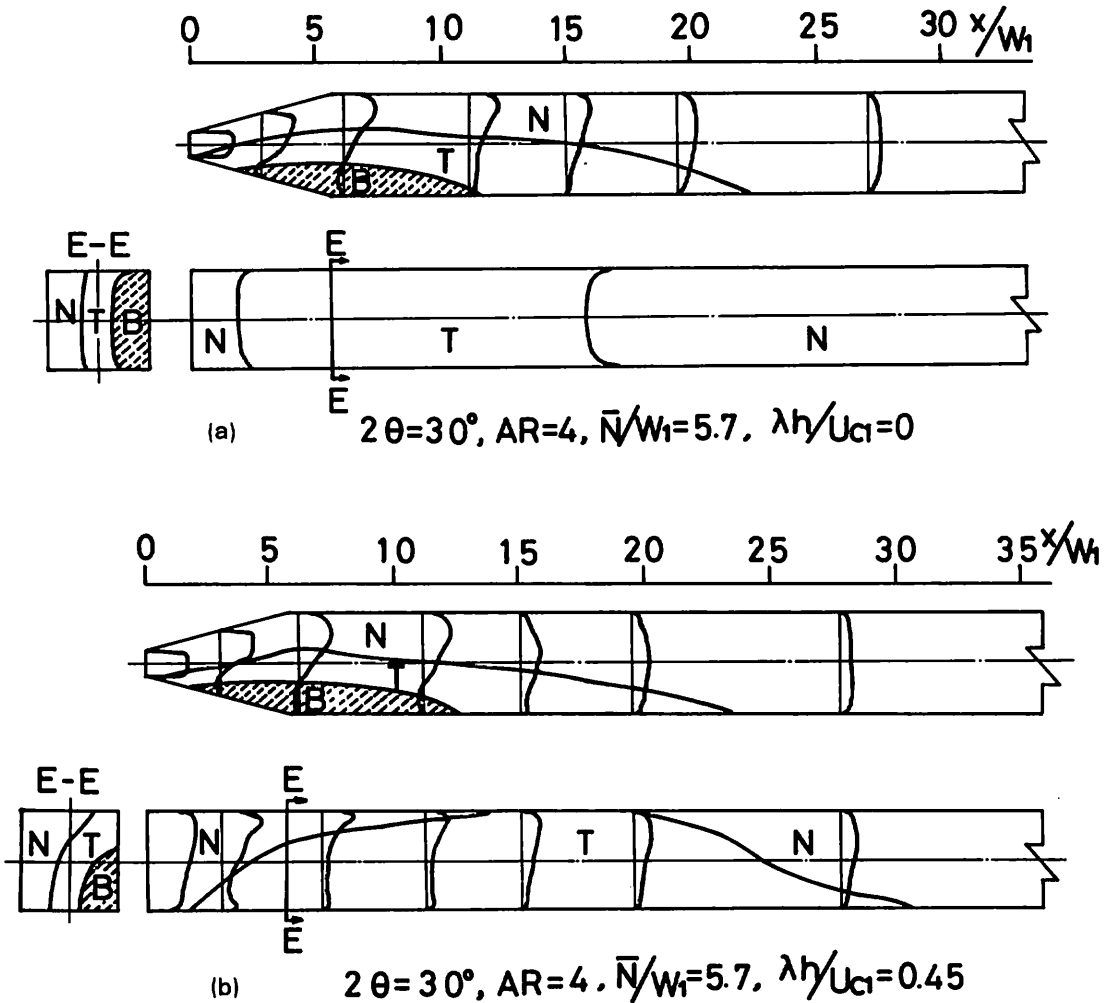


Fig. 11 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

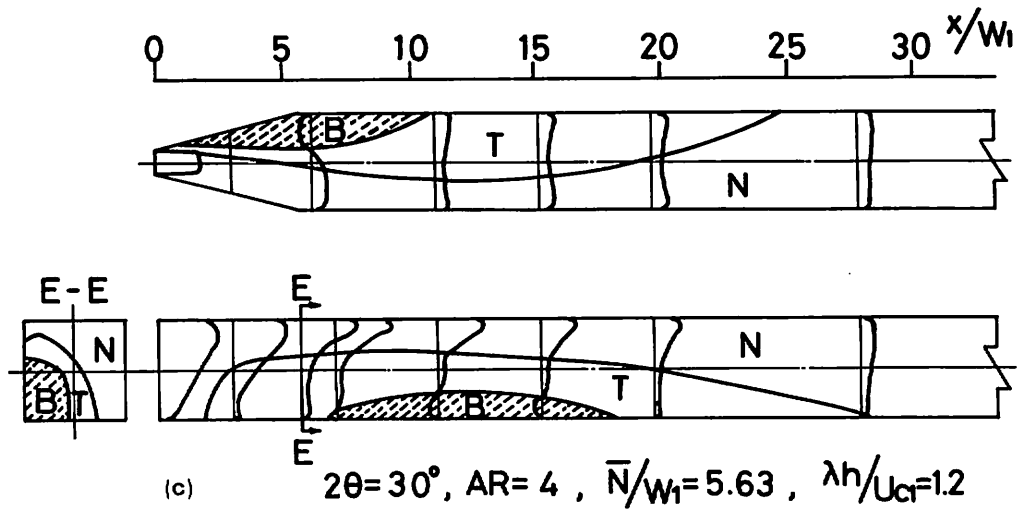


Fig. 11 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

大きさとそれに伴う広がり方向の速度こう配の減少の程度によっては圧力回復がわずかながら良くなることが期待できることを示している。入口の速度こう配が図11(C)のようにさらに大きくなるとディフューザ入口付近から出口下流の広い範囲にわたって下壁面に沿う逆流領域が形成され、ディフューザおよび後続ダクト内のたて方向速度こう配が比較的大きくなっていることがわかる。この場合も高速側では広がり方向の速度こう配はかなり小さくなっており、速度分布は比較的

早く均一化されている。しかし圧力回復は流れの全断面にわたる均一化と衝突損失や混合損失、壁面マサツ損失などの諸損失とに深く関係しており、しかも広がり流れでは流れの均一化と損失の最小化は相反するものであるから前述の実験結果からもわかるように、ディフューザの形状とくに広がり角に対して圧力回復に寄与し得る適当な速度こう配が存在するものと考えられる。

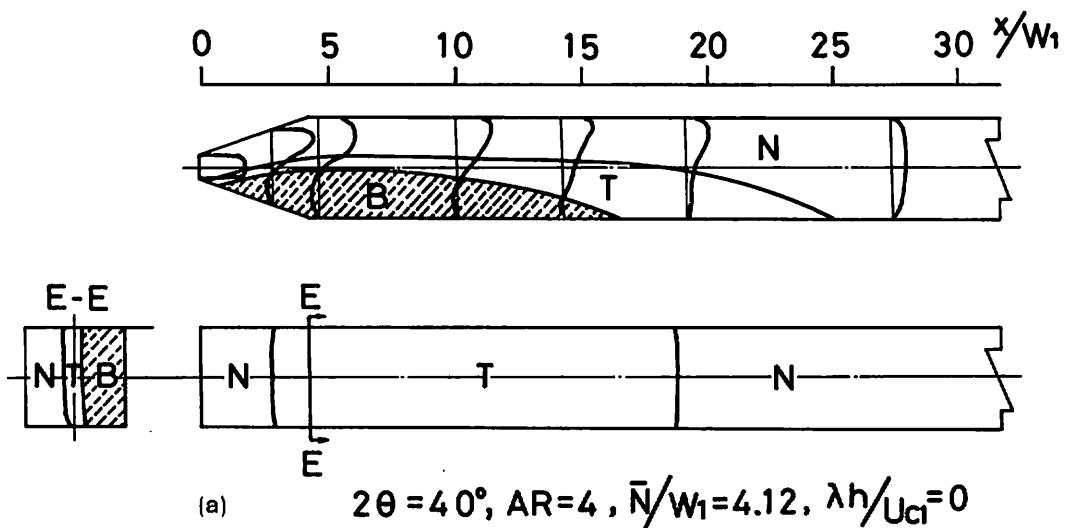


Fig. 12 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

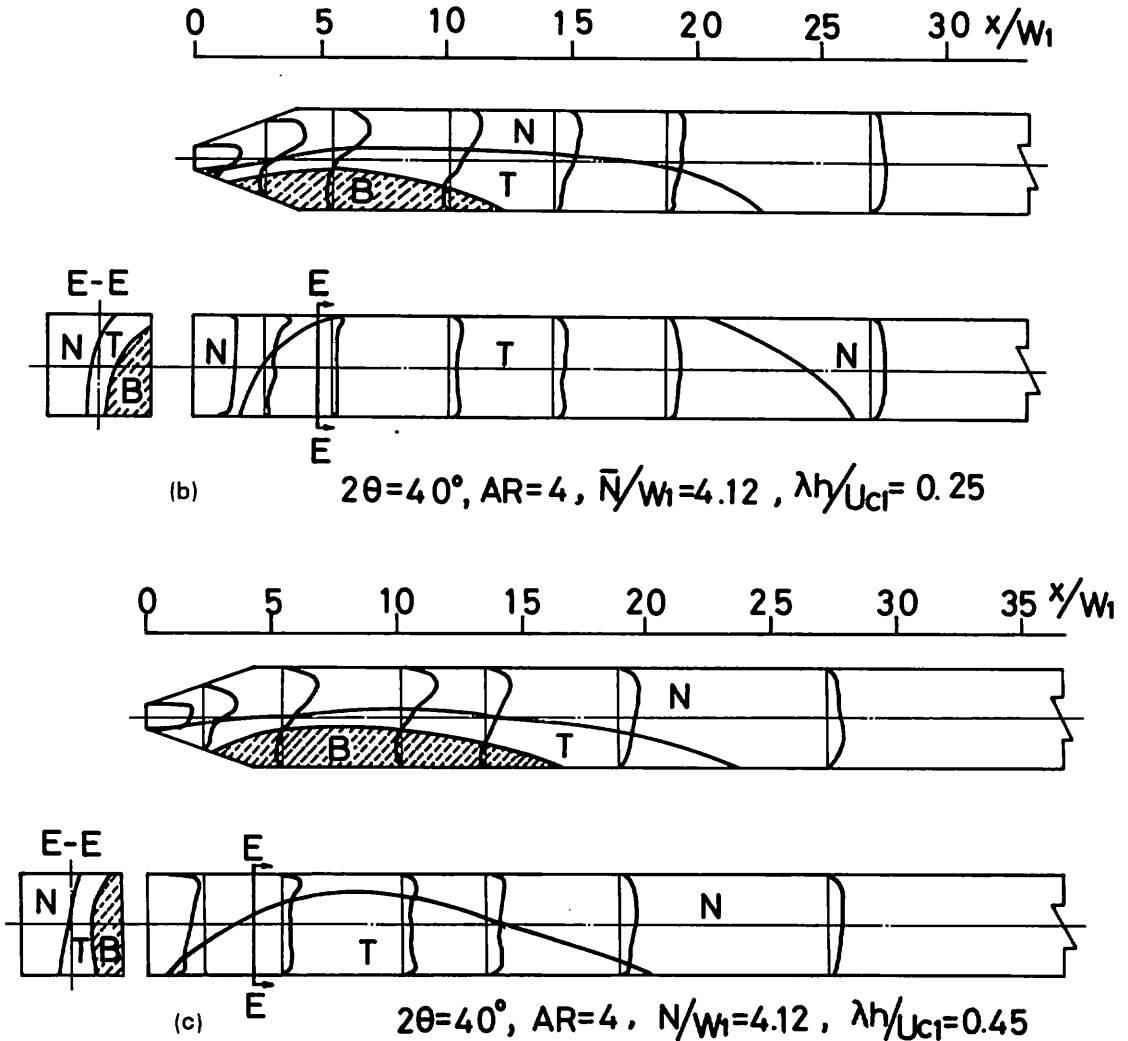
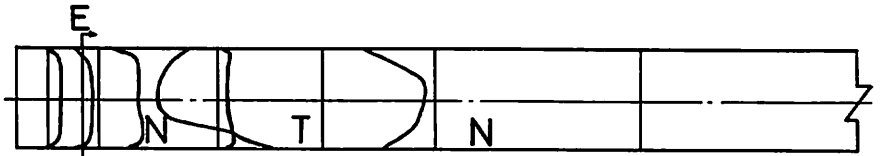
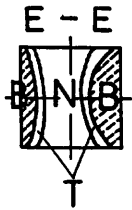
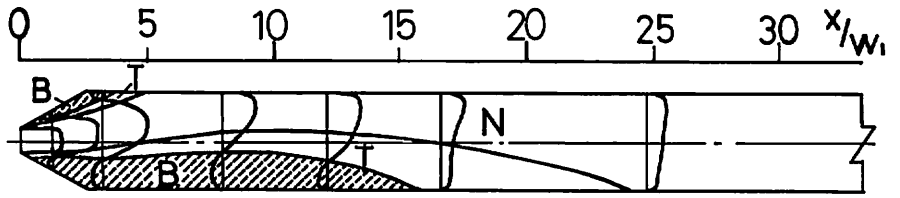


Fig. 12 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

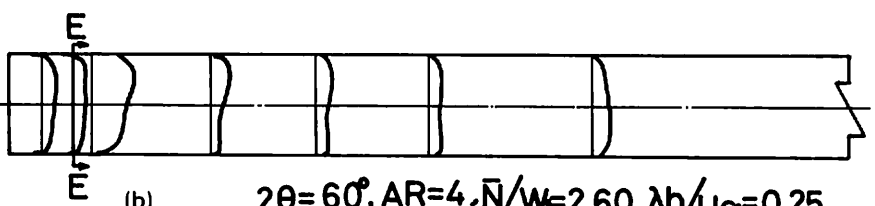
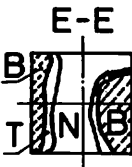
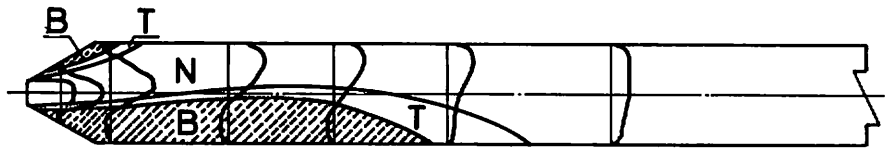
図12は広がり角 40° のディフューザについてのものである。この場合、流れの様子は広がり角 30° のディフューザとはほぼ同様である。図12(a)のように入口主流の速度こう配がない場合には広がり面の一方に強く偏流し、下流ダクトのかなり広い範囲にわたって逆流領域を形成している。他方図12(b)および図12(c)のように速度こう配を与えると流れの状態は二次元的でなくなり、それとともに離点が下流へ移動し逆流領域もかなり縮小されている。

図13は広がり角 60° のディフューザについてのものである。図13(a)は速度こう配を与えない場合のもので

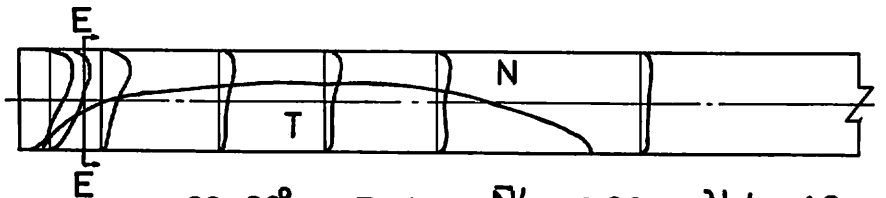
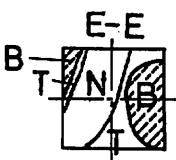
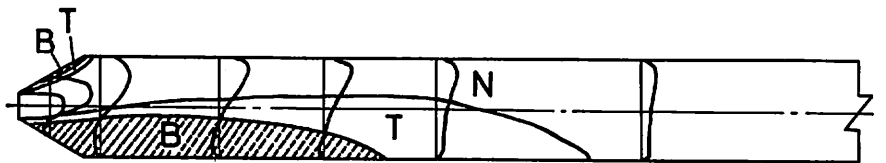
あり、図からわかるように流れは非対称な噴流となっている。逆流領域は両広がり面に存在し、一方の広がり面に沿う逆流領域は入口付近から出口のかなり後方まで広がっている。また、出口断面内の流れの様子からもわかるように流れはほぼ二次元性を保っている。図13(b)および図13(c)は速度こう配を与えた場合のもので、広がりの部分で逆流領域が速度こう配のない場合に比較していくらか縮小し、広がり方向の速度こう配もいくらか小さくなっていることがわかる。このことは主流が逆流領域に運動量を供給しつつ広がったためと思われる。また、ディフューザおよび後続ダクト



(a) $2\theta=60^\circ$, $AR=4$, $\bar{N}/W_1=2.60$, $\lambda h/U_{cl}=0$



(b) $2\theta=60^\circ$, $AR=4$, $\bar{N}/W_1=2.60$, $\lambda h/U_{cl}=0.25$



(c) $2\theta=60^\circ$, $AR=4$, $\bar{N}/W_1=2.60$, $\lambda h/U_{cl}=1.2$

Fig. 13 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

の下面のかなり広い範囲にわたって一時逆流領域が形成されており、主流が上方へ偏流していることがわかる。このために流れの二次元性がくずれ、上壁付近の高速な流れが両広がり方向に広がるような流れとなっている。

図14は広がり角 80° のディフューザ内の流れの様子と速度分布を示したものである。図14(a)からわかるように入口主流に速度こう配のない場合には流れは両広がり壁に沿って大きな逆流領域を伴う噴流となっている。

図14(b)および図14(c)は速度こう配を与えた場合のものである。この場合には図より、広がり角 60° のデ

ィフューザの場合と同様に二次元性が大きくくずれ、上壁付近の主流部が両広がり方向に広がるような流れとなり、速度こう配が大きいほど逆流領域が縮小している。また速度こう配が比較的大きくなると図14(c)のようにディフューザ出口後の下壁面片隅に沿って逆流領域が形成されているのがわかる。したがってこの場合の流れは入口から出口にかけてたて方向の速度こう配が増大し、下壁面からはく離する流れとなっている。しかしこのことは前述のように広がり方向への主流の広がりを伴い、したがって広がり方向の速度こう配を減少させ、速度分布の均一化を助長している。

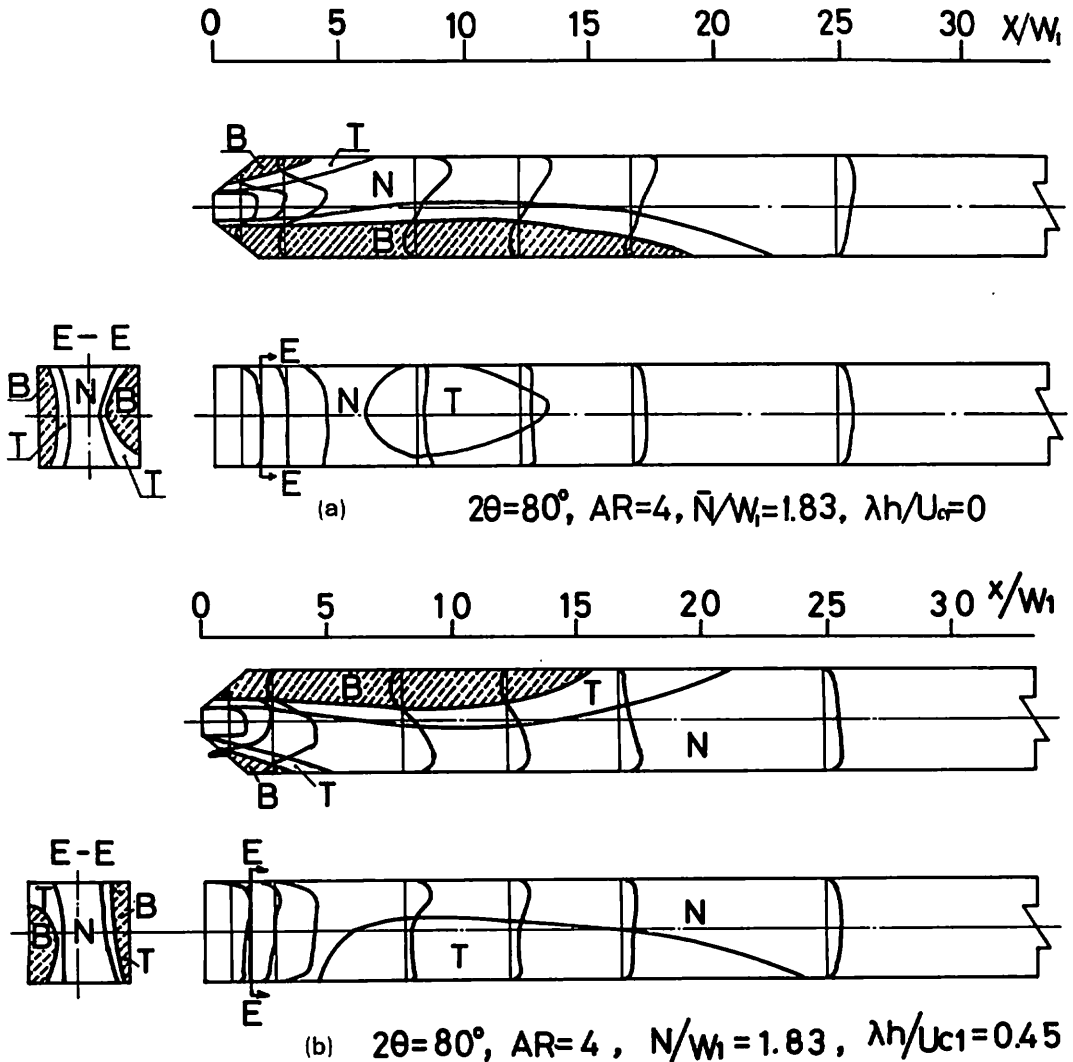


Fig. 14 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

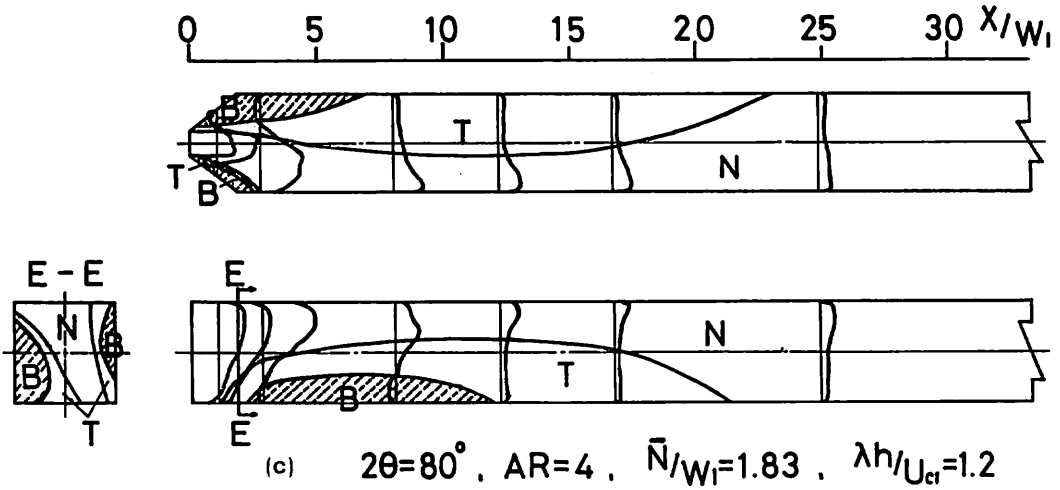


Fig. 14 Flow patterns and velocity profiles in the diffusers

図15は広がり角 80° のディフューザに速度こう配を与えた場合の出口断面内の二次流れおよび両広がり面に沿う流れの様子をタフト法により観察したものの模式図である。この図で矢印の長さは出口断面内では主流に垂直方向へのタフトの投影長を示しており、したがって高速側では主流が断面にほぼいっぱい広がっているが、下壁面および両広がり面近くの低速領域および逆流領域では強い二次流れが生じているのが見られる。また、両広がり面に沿う流れは片方の大きな逆

流領域内の下壁面近くではタフトの向きが主流の向きに逆向きで壁面にほぼ平行であり、ディフューザ入口直後では完全に上向き流れとなっている。これに対して他方の広がり面ではタフトの動きは上壁面近くで逆流を示し、下壁面近くで順方向になっており、そのためにディフューザ出口では二次流れの影響を強く受けて、側壁面に沿って完全に上向き流れとなっているのがみられる。

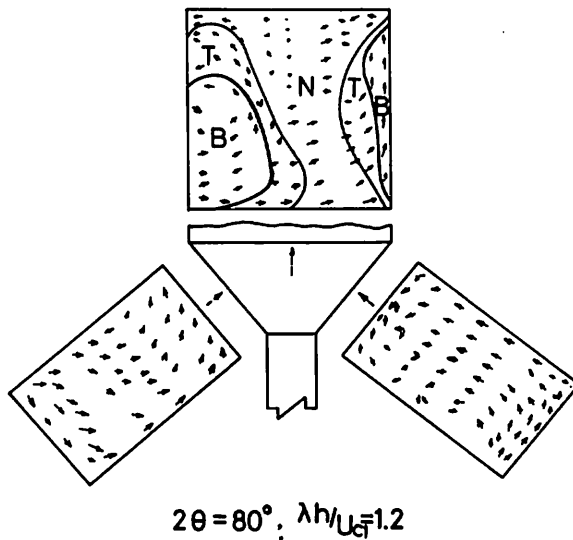


Fig. 15 The secondary flows at the exit and flows near the diverging walls

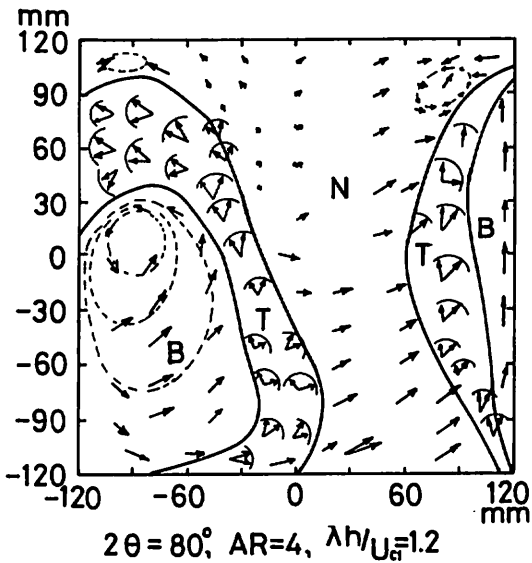


Fig. 16 The secondary flows at the exit of the diffuser

図16は広がり角80°のディフューザ入口主流にせん断を与えた場合の出口断面内の二次流れの様子をさらに詳細に示したものである。逆流領域内では二次流れ

が渦を形成しており、主流と逆流領域の境界領域すなわち一時逆流領域ではタフトの動きがかなり不安定である。また主流の高速側の隅部でタフトが渦状の動きをするのが観察された。

4-3 静圧分布

流れの速度分布が一様でない場合には運動エネルギーの質量平均値は一様流の場合に比較して増大する。圧力係数 C_p はディフューザ入口主流の有する運動エネルギーの質量平均値に対するディフューザ内の静圧上昇の割合として表わされるから、すでに述べたようにディフューザ入口の静圧を p_1 、任意の断面での静圧を p 、入口の平均速度を \bar{U}_1 、エネルギー修正係数を β_1 とすると、

$$C_p = (p - p_1) / (\beta_1 \frac{1}{2} \rho \bar{U}_1^2) \quad (15)$$

で表わされる。ただし、 β_1 の値は図4で示されるように実際には(11)式で計算してよいと思われる。

図17はディフューザおよび後続ダクト内の広がり面および平行壁面上の平均静圧分布を示したものである。ここで C_p は(15)式によって実測の値を表わしたものである。

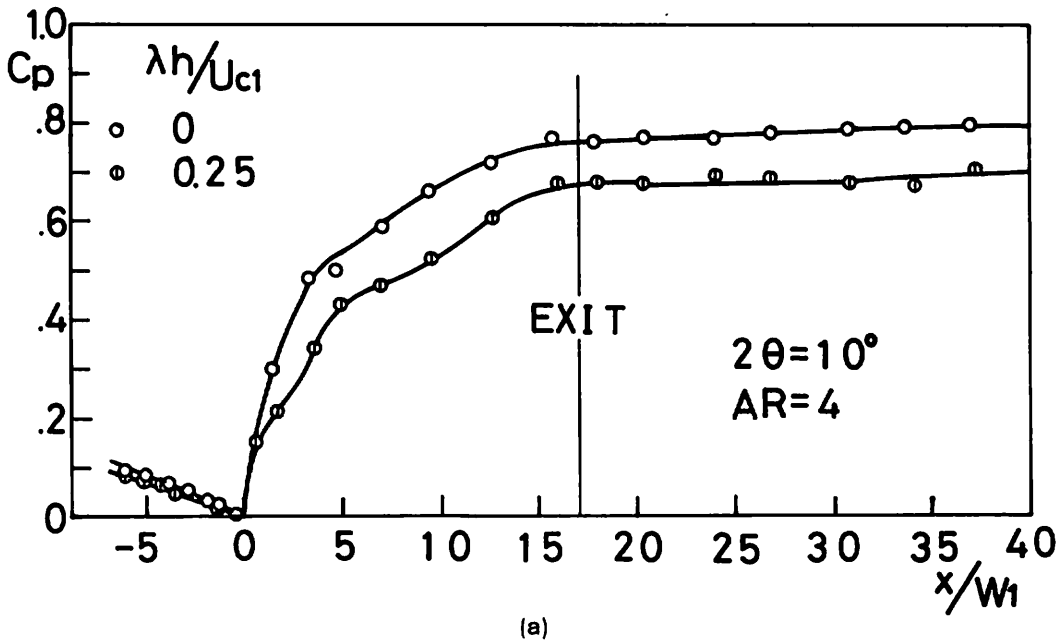


Fig. 17 Pressure distributions in the diffuser and downstream duct

図17(a)は広がり角 10° のディフューザについて速度こう配をパラメータとして示したものである。図からわかるようにいずれの場合もディフューザ内ではほぼ圧力回復がなされている。しかし速度こう配を与えることによって圧力回復率は低下している。このことは先に流れの様子で示したように、速度こう配を与えると流れの二次元性がなくなり、ディフューザ出口の両側に逆流領域が存在し、不安定な一時逆流領域が両広がり面および下面の広い範囲にわたって形成され、それによって主流の流路が狭められたためだと考えられる。このように広がり角が比較的小さく、ディフューザ長

が長い場合には、入口主流のせん断はディフューザ内で主流を広がり方向に広げることによって側壁付近の低速領域に運動エネルギーを供給する際に流れ場のパターンの変化と、同時に諸損失の増大を伴うので圧力回復の低下を引き起こすことになる。

図17(b)は広がり角 20° のディフューザについてのものである。この場合には与えられた速度こう配のいずれの場合もディフューザ内では圧力回復は低く、ディフューザ出口以降のかなり下流において圧力回復はなされている。また広がり角 10° のディフューザについてと同様に速度こう配を与えると圧力回復率は低下している。

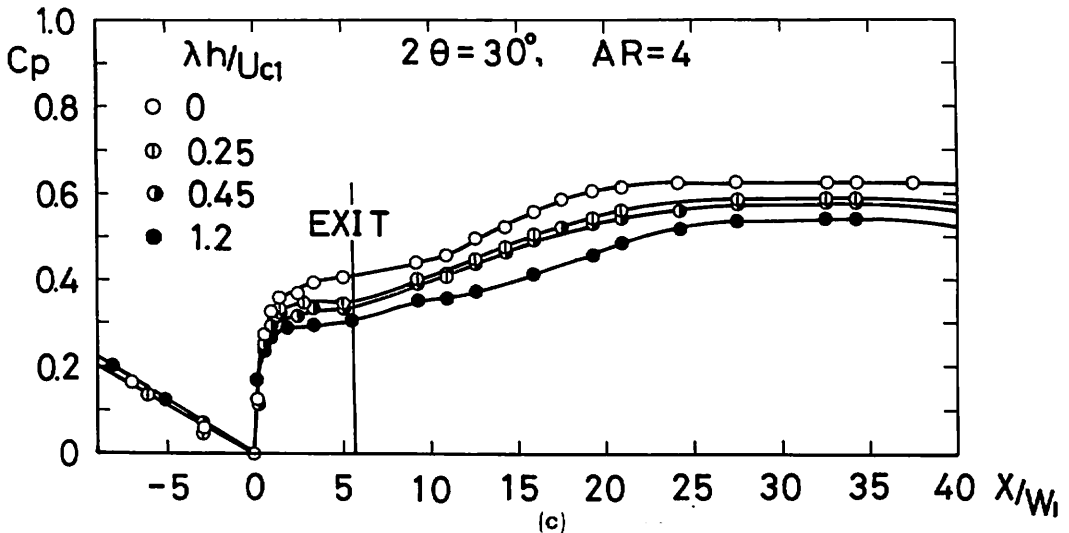
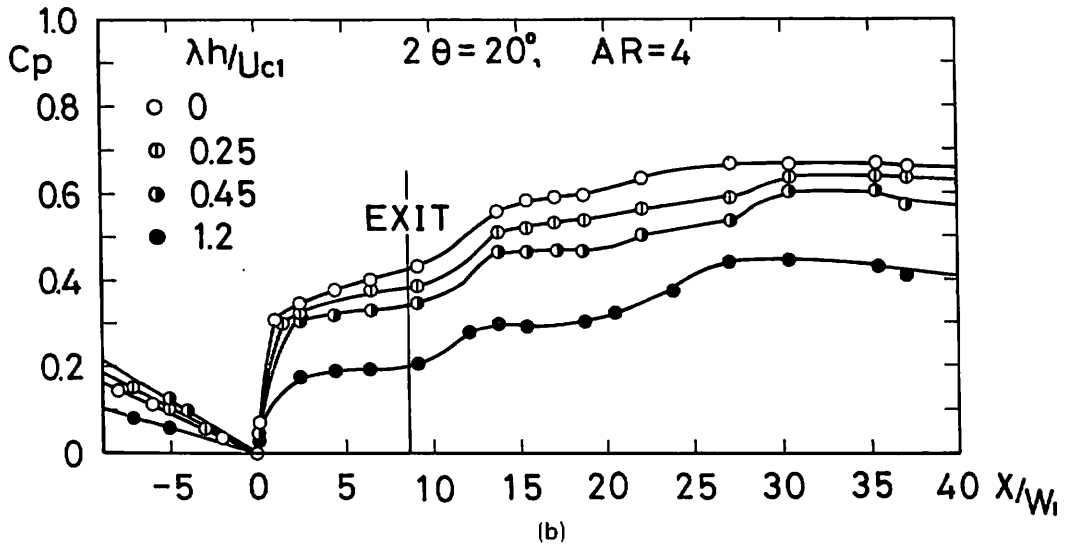


Fig. 17 Pressure distributions in the diffuser and downstream duct

図17(c)は広がり角 30° のディフューザについてのものである。この場合も圧力回復は後続ダクト内でなされており、また速度こう配を与えると圧力回復はせん断が大きい程低下している。しかし 10° や 20° のディフューザに比較して、せん断による圧力回復率の減少の程度は小さくなっている。

図17(d)は広がり角 40° のディフューザについてのものである。この場合は速度こう配が比較的小さいときは 30° のディフューザの場合と同様に圧力回復の低下は小さいが、速度こう配が比較的大きくなると圧力回復率はかなり小さくなる傾向が見られる。

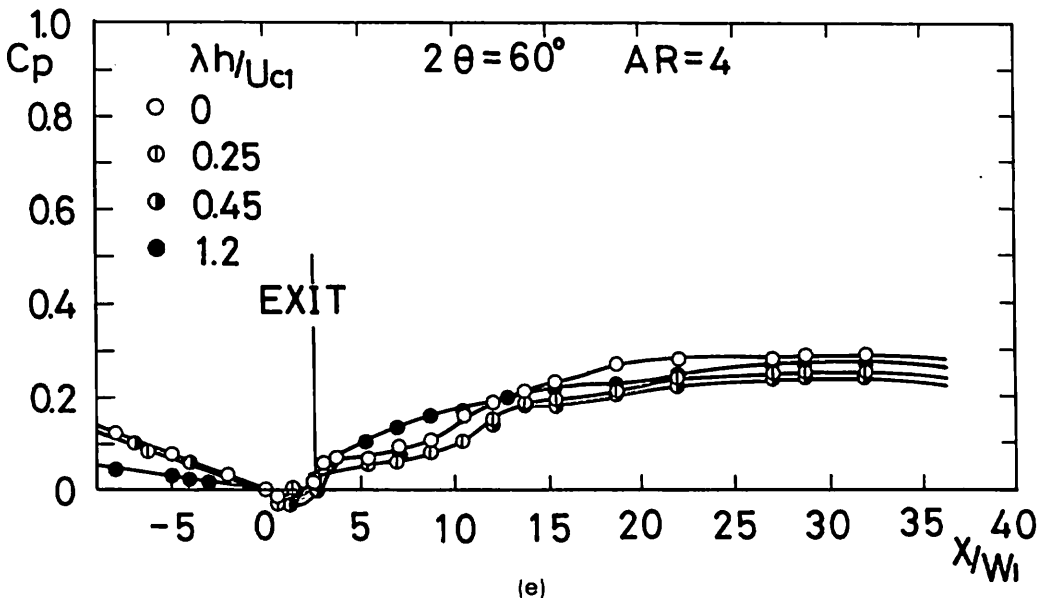
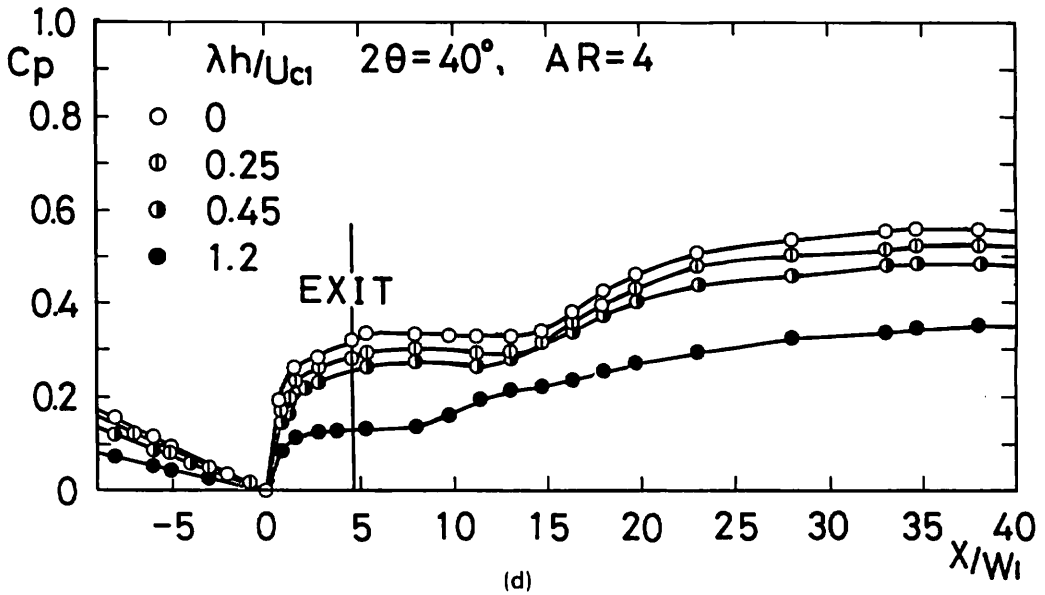


Fig. 17 Pressure distributions in the diffuser and downstream duct

図17(e)は広がり角 60° のディフューザについてのものである。この図からわかるようにディフューザ内では速度こう配の有無にかかわらず圧力はほとんど回復されず、ディフューザのかなり下流に至ってはじめて回復している。また圧力回復率は速度こう配が大きい程悪くなっているようであるが、ディフューザ出口付

近では速度こう配の大きさによってはいくらか圧力回復がよくなっており、また下流における圧力回復も速度こう配を与えない場合とほぼ同じ程度になっている。このことは前述したように二次流れによって主流が逆流領域に運動エネルギーを供給しつつ広がることが示している。

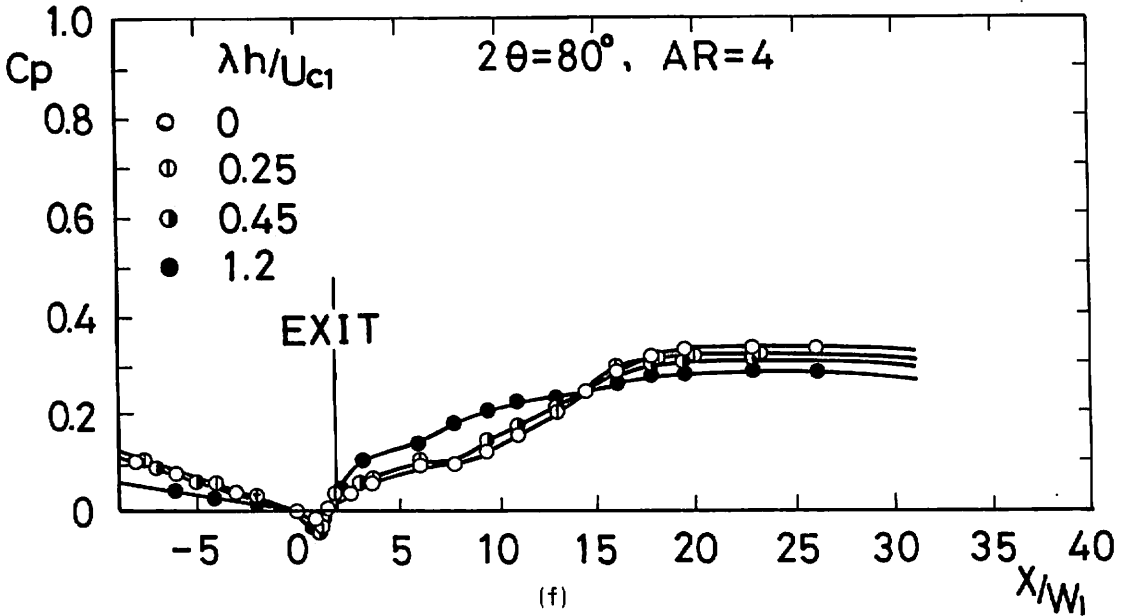


Fig. 17 Pressure distributions in the diffuser and downstream duct

図17(f)は広がり角 80° のディフューザについてのものである。この場合も 60° のディフューザの場合と同様にディフューザ出口付近で速度こう配の大きさによっては圧力回復のよくなる領域が存在している。

以上のように、面積比一定 ($AR=4$) のディフューザについて広がり角の 10° および 20° の場合にはせん断を与えると流れの様子がかなり変化して三次元になり圧力回復がかなり低下する。広がり角 60° , 80° のように広がり角が比較的大きなディフューザでは入口主流のせん断によってディフューザ内で広がり方向への主流の広がりを助長し、同時に広がり方向の速度こう配を減少することがあるが、このことは(6)式あるいは(12)式によっても説明可能であると思われる。なお、 30° および 40° のディフューザの場合には速度こう配による運動エネルギーの圧力交換への効果と流れに伴う諸損

失の大きさの程度が均衡しやすい領域にあるものと思われる。

図18はディフューザ及び後続ダクトの全体にわたっての圧力回復係数 C_{pr} を示したものである。図18(a)は広がり角 2θ に対する C_{pr} を入口主流の速度こう配をパラメータとして示したものである。この図より広がり角 30° を境にしてこれより小さい広がり角では C_{pr} の速度こう配による変化は比較的大きく、速度こう配が大きくなるほど C_{pr} は小さくなっている ($2\theta=20^\circ$ の場合で $C_{pr}=0.675\sim 0.44$)。広がり角が 60° および 80° のディフューザでは C_{pr} の速度こう配による変化は比較的小さく ($2\theta=80^\circ$ の場合で $C_{pr}=0.33\sim 0.28$)、とくに広がり角 60° の場合には速度こう配が比較的大きくなると圧力回復係数は速度こう配を与えない場合に近いものになっていく傾向がみられる。

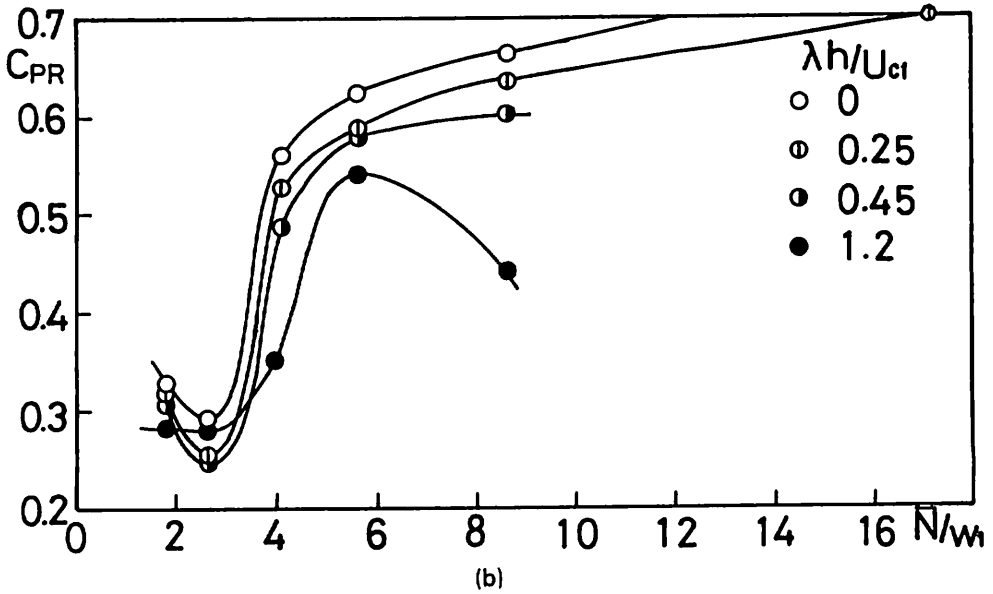
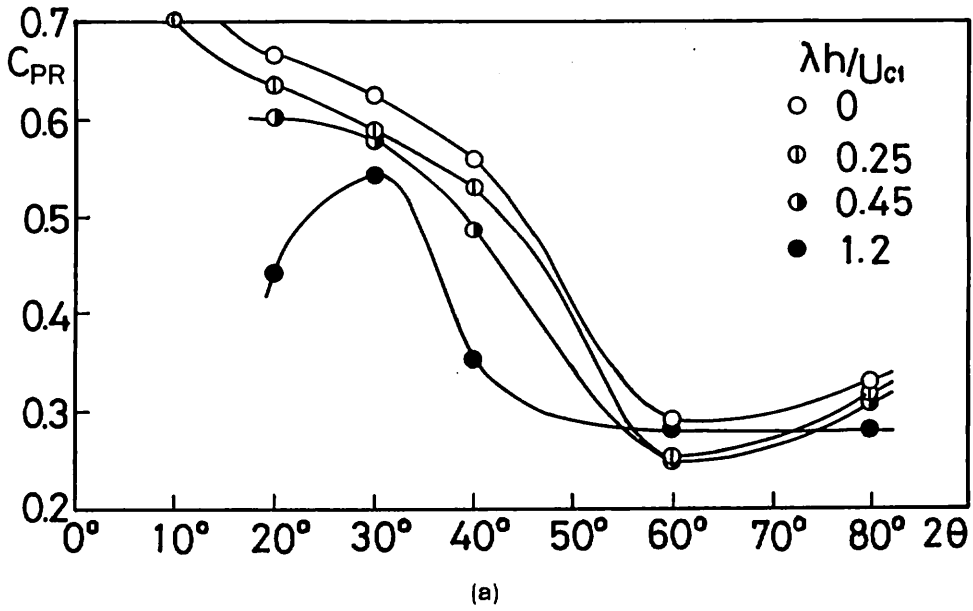


Fig. 18 Pressure recovery coefficients of the diffusers

図18(b)は図18(a)に対応して C_{pr} とディフューザの長さ N/W_1 の関係を速度こう配をパラメータとして示したものである。図より、ディフューザ長さが比較的大きい場合には速度こう配による C_{pr} の変化は比較的大きく、ディフューザ長さが短い場合には C_{pr} の変化は比較的小さくなっている。このことは前述のようにデ

ィフューザ長さが比較的小さい場合あるいは広がり角が比較的大きい場合には速度こう配を与えると主流の広がりには助長され、ディフューザ内あるいは出口直後で速度こう配の大きさによっては速度こう配のない場合よりも圧力回復がよくなることに起因すると思われる。

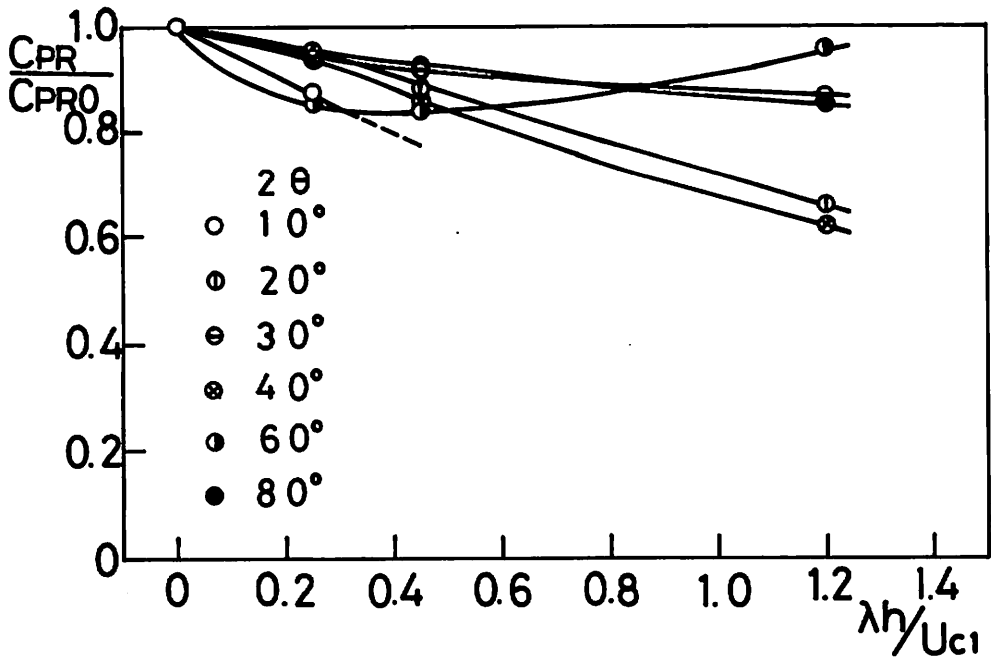


Fig. 19 Ratio of pressure recovery coefficients C_{pr}/C_{pro} for inlet velocity gradients

図19は速度こう配を与えない場合の圧力回復率を C_{pro} , 速度こう配を与えた場合に C_{pr} として, C_{pr}/C_{pro} の無次元速度こう配 $\lambda h/U_{c1}$ に対する変化を広がり角をパラメータとして示したものである。前述のように広がり角が比較的小さい場合には ($2\theta = 10^\circ, 20^\circ$), C_{pr}/C_{pro} は速度こう配の変化によって大きく変化し, 広がり角が大きい場合には ($2\theta = 60^\circ, 80^\circ$), C_{pr}/C_{pro} の速度こう配による変化は比較的ゆるやかになっている。

5 結 び

二次元ディフューザの入口主流に平行壁間の一様せん断を与えてディフューザ内の流れの様子と性能について調べた結果, 広がり角が大きなディフューザ内の流れについては入口せん断流れを与えると二次元性が全体としてくずれ, 圧力回復は悪くなるが, 速度こう配によっては出口付近で二次流れの影響により圧力回復のよくなる領域が存在する。また, 速度こう配と圧力回復率の関係は(6)式あるいは(12)式により理論的に説明することがある程度可能であると思われる。今後は

ディフューザ内の速度分布のモデル化により圧力回復率を見積り, また実験により得られた速度分布や圧力分布と計算値との比較を進め, 入口主流の速度分布とディフューザ内流れおよび性能との関係を明らかにしていく。

参 考 文 献

- 1) S. Wolf & J. P. Johnston, *Trans. ASME*, 91-3 (1969-9), 462.
- 2) 豊倉・ほか2名, 第290回流体工学・流体機械講演会論文集, (昭43-8), 95.
- 3) 益田・ほか2名, 日本機械学会論文集, 38-305 (昭47-1), 123.
- 4) P.R.Owen & H.K.Zienkiewicz, *J. of Fluid Mech.*, 2 (1957), 521.
- 5) 山里・伊良部, 第858回流体工学・流体機械講演会論文集, 750-8 (昭50-8), 153.
- 6) 山里・伊良部, 第886回流体工学・流体機械講演会論文集, 770-8 ('77-7), 55.