

ディフューザ内剝離流域の熱伝達特性の実験的研究
(第2報, 二次元片開きディフューザの空気流実験)

涌坂 伸明*

Experimental Investigation on Heat Transfer Characteristics
of the Separated Flow Region in Diffusers
(2nd Report: Experiments by Air Flow in a Two-Dimensional
Unilaterally Diverging Diffuser)

By
Nobuaki WAKISAKA

Abstract

In this 2nd report, the experiments are conducted through the two-dimensional unilaterally diverging diffuser of the dimensions of the throat width $b_0 = 0.10\text{m}$, the distance between the parallel walls $W = 0.15\text{m}$ and the length $L = 1.04\text{m}$, and the diverging angle θ varies from 0 to 20 degree. The range of the θ is different from the one in the 1st report experiments although the area ratio is settled nearly equal. The air driven by the fan, fully developed turbulent flow, inflows into the diffuser with Reynolds number $Re_0(DeoU_0/\nu)$, defined at the throat, ranged from 5×10^4 to 15×10^4 , and is exhausted through the outlet duct to the laboratory.

The three types of flow regimes, Region- I, -II and -III on the diverging wall are determined mainly by means of flow visualization method using tuft and dry ice mist tracer. The local heat transfer rate on the heated diverging wall is measured under the uniform heat flux condition.

According to the velocity profile measurements, it is clarified that the velocity boundary surface, on which \bar{u} is always zero, lies steadily between the separated flow on the diverging wall and the diffuser main flow. Contrary to the velocity profile performance at $\bar{u} = 0$ position, it is proved that there is no appreciable boundary of the temperature distribution, because the most of the temperature difference between the heating surface and the main flow is given only at the very near to the heated diverging wall. Therefore, even though of double deck structure of the stream, the over-all heat transfer could be managed only by heat exchange between the separated flow and the diverging heated wall.

Heat transfer characteristics are afresh proved to be expressed by the following formula

$$h = \epsilon h_T$$

h_T is the basic heat transfer coefficient defined by the fully developed turbulent duct flow in the imaginary straight duct at the diffuser section. Coefficient ϵ , independent to Reynolds number, is greater than unit in the separated flow region but approximately unit in the unseparated one. The ϵ is shown, from the present data, strikingly to depend upon area ratio AR, and so could be provided as follow.

$$\epsilon = f(AR)$$

However comparing with the 1st report results, ϵ is presumed still more to be a function of pressure recovery coefficient C_p and diverging angle θ .

*機関性能部

原稿受付: 昭和59年10月24日

$$\epsilon = f(\text{AR}, \text{Cp}, \theta)$$

It is therefore resulted that ϵ would be regarded as being closely connected to diffuser performance.

The investigation on these functions would be a further problem in the future.

目 次

1	緒 言	2
2	実験装置および実験の方法	3
2.1	目的と内容	3
2.2	装置概説	4
2.3	試験部ディフューザ	5
2.4	圧力と流速の測定	6
2.5	流れの可視化観察	7
2.6	伝熱壁の構造および流体温度分布測定法	7
3	実験結果	9
3.1	流量測定	9
3.2	速度分布	10
3.2.1	流速の算定法	10
3.2.2	ディフューザ内の速度分布	10
3.3	流れの可視化観察	14
3.4	圧力回復率	15
3.5	熱伝達率	17
3.5.1	熱伝達率の算定法	17
3.5.2	直管の熱伝達率	18
3.5.3	放熱損失の見積り	19
3.5.4	剥離流域の熱伝達率	21
3.6	温度分布	23
4	考察と纏め	24
4.1	流動特性	24
4.2	熱伝達特性	26
4.3	特性係数 ϵ について	30
4.4	纏め	32
5	謝 辞	32
6	記 号	32
7	参考文献	34

1. 緒 言

二次元ディフューザの剥離流の熱伝達特性を調べるために、乱流域の水流によって二次元片開きディフューザ (Two-dimensional unilaterally diverging diffuser) を用いて流れの観察と熱伝達実験を行なった結果を第1報¹⁾において報告した。その内容を要約すれば、この形態のディフューザでは安定な剥離流の発生を得ることができ、適当の開き角と拡大比とを与えれば咽部入口より下流に向って、領域-I 非剥離流、領域-II 間歇剥離流、領域-III 完全発達剥離流の三つの流れ領域を同時に順次壁面上に観察できることを明らかにした。そしてこれ等の三つの領域に対応する局所熱伝達率を詳細に測定した結果、剥離流域においてもその熱伝達の特性は、その時間平均熱伝達率がレイノルズ数の0.8乗に依存する性質のものであること、しかしその値は局所によって異なり各領域の特性を表わすことなどを示した。この熱伝達特性は発達した管内乱流の熱伝達特性と同様のものであるので、剥離流域を含むディフューザ内の流れの熱伝達率をこの発達した管内乱流熱伝達率予測式を基準として整理し、それに対する比率としての特性係数をもって剥離流域の熱伝達率を表示する事を提案した。

本報においては使用流体を第1報の水流から空気流に変え、幾つかの実験変数の範囲を変更した実験によって、第1報で得られた結果の再現性の確認を行うとともに、データ範囲を拡げるものである。また流動や熱伝達の機構の解明に資するための新たな実験項目も追加し、第1報の結果と比較検討しつつ総括的に実験的事実を整理したものである。

本報内容は先に概要を発表²⁾⁽³⁾したものを骨子とするが、実験の方法や装置、データの整理法についても詳細に述べるとともに、ディフューザ流れの剥離流の熱伝達特性解析のための今後の指針を与えようとするものである。

2. 実験装置および実験の方法

2.1 目的と内容

空気を使用流体とする本報における実験も、第1報におけるものと同様に二次元片開きダイフューザを用いた。その基本形態と座標系を Fig.1 に示す。この様なダイフューザにおいて開き角 θ および拡大比 AR を適当に選べば、図に示す D 壁面側にのみ剥離流を発生させることが可能であり、その場合の流れの様式を Fig.2 に示した。各流れの領域の特性については既に報告⁽¹⁾⁽⁴⁾した通りである。本報の実験の主目的は第1報と同様にこの D 壁面側を加熱伝熱壁として、熱伝達特性を流力的特性と共に調べようとするものである。

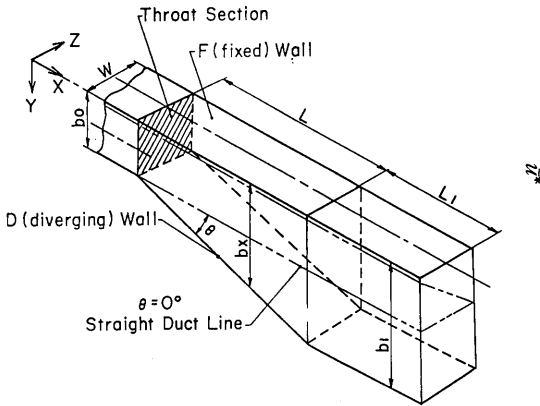


Fig. 1 Geometry of two-dimensional unilaterally diverging diffuser.

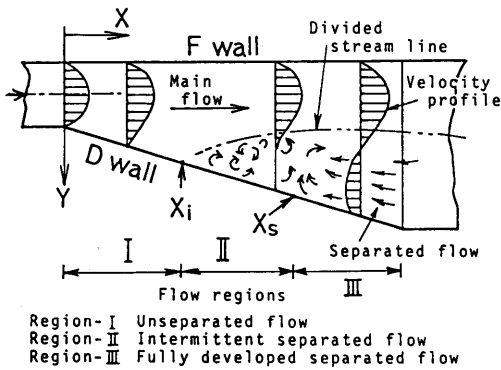


Fig. 2 Flow regimes in the two-dimensional unilaterally diverging diffuser.

その手順はまず流れの状態を観察し、剥離点や流れ領域の区分を確認し、かつダイフューザの主要特性である圧力回復率を測定することから始める。しかし本報では特にそれに先立ってダイフューザ内流れの流速分布を測定し、もって剥離流れを有する場合の流れ場の構造を明らかにしておこうとするものである。

次に流れの各領域に対応するように D 壁面上局所における熱伝達率を測定するが、本報実験ではそれに加えて熱伝達状態での流体内部温度分布を測定することに依って剥離流発生時の熱移動の機構を推測する資とするものである。

主要実験パラメータのうち第1報と異なる主なものはダイフューザの開き角 θ であって、その範囲を大きくした事である。しかし拡大比 AR の値は第1報の装置とほぼ同じものとなるようにした。換言すれば第1報に使用のものよりも短いダイフューザを用いたのである。 θ の値は 8, 12, 16 そして 20 度の四種を設定し併せて θ が零度の直管の場合も扱った。

咽部入口の管レイノルズ数 Re_o の範囲は第1報の

Table 1 Conditions of the experiments.

	Present Report	1st Report
Fluid	air	water
bo m	0.100	0.040
W m	0.150	0.060
L m	1.045	0.900
Deo m	0.120	0.048
θ deg	0, 8, 12, 16, 20	0, 6, 8
bo/W	2/3	2/3
L/Deo	8.71	18.8
L/bo	10.5	22.5
L_h m	0.970	0.780
L_i m	0.050	0.060
W_h m	0.142	0.054
U_o m/s	7~22	0.3~3
Re_o	$5 \sim 15 \times 10^4$	$3 \sim 15 \times 10^4$
T_o °C	15~30	16~18
ΔT K	5~15	2~10
q w/m^2	$2 \sim 5 \times 10^2$	$1 \sim 1.5 \times 10^4$

場合と同様に発達した乱流の流入条件を満たす 10^4 以上とし、実際には $5 \times 10^4 < Re_0 < 15 \times 10^4$ 位の範囲とした。しかして試験部装置の寸法要目はそれに見合うものとした。

熱伝達率の測定は第1報と同様に一様熱流束の加熱条件で行ない、測定法は熱流計方式は採らずごく普通の手法を用いた。測定値は定常時の時間平均値を得ることを目的とし実験測定は全て完全な静定状態で行なった。

本報における実験諸条件、装置要目等を第1報のも

のと比較して纏めて Table 1 に掲げておく。

2.2 装置概説

本実験装置流路系の概略図を Fig. 3 に示す。空気は送風機によって駆動され、試験部流路デیفューザはその吐出側に設けた。送風機は遠心式のもので、その定格要目は、吐出圧 400mmAq (3922Pa)、風量 $100\text{m}^3/\text{min}$ ($1.67\text{m}^3/\text{s}$)であり、電動機の出力は 15KW である。

風量は送風機出口のダンパー(蝶型弁)によって調節するが、空気流は直に Fig.3 に示してあるような、そ

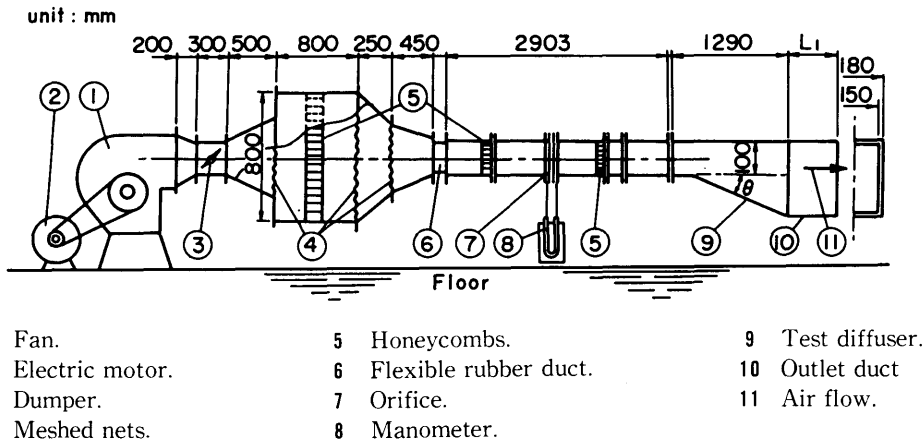


Fig. 3 Installation for the experiments.

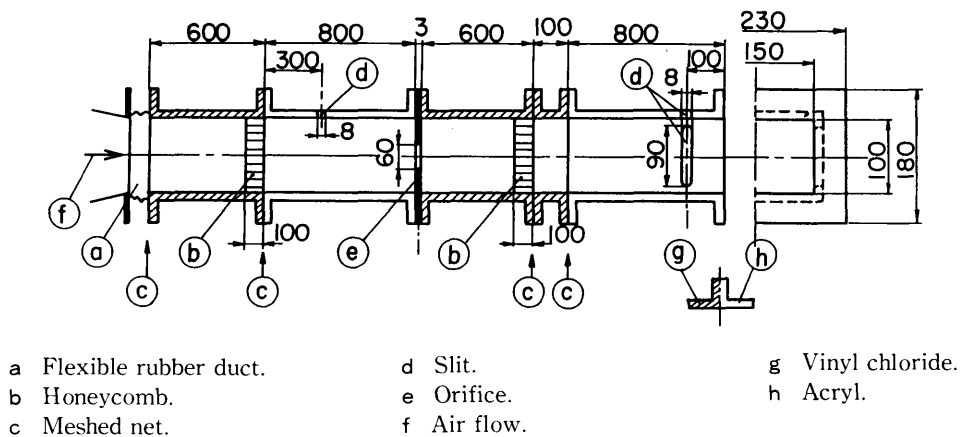


Fig. 4 Starting duct.

差圧, すなわち動圧を差圧計で直接検出して読み取る。流速測定にはその差圧計の外に流速 4 m/s 以下の低速域では別の高感度微風速計を主に用いた。これは同じくダイヤフラム式であるが定格 7 mmAq (69Pa), 応答特性はより高感度 (100Hz) のものであり, 流速零付近まで正確に, かつ変動値に対しても良好に追従し, しかも流速値が直接デジタル表示されるものである。

2.5 流れの可視化観察

可視化による流れの観察にはタフト法とドライアウスミストレーサ法⁶⁾を用いた。方法と装置については実験結果とともに一括して後述する。

2.6 伝熱壁の構造および流体温度分布測定法

熱伝達率および流体側温度分布の測定は D 壁を一樣熱流束で加熱して実施する。そのための D 壁としての伝熱壁は Fig.7 にその寸法要目を示し, Photo 3 にその外観写真を示しておくが, ベークライト製の枠に長さ 0.990m (0.95L), 幅 0.142m (0.95W), 従って伝熱面積 $A_h = 0.1426\text{m}^2$ の厚さ 3 mm の銅板を組込んだものである。これによる伝熱加熱区間はデューザ入口下流 0.05m から出口端までの X 方向全域である。伝熱面表面温度測定のためには, この銅板の背面に外径 1 mm のステンレスシースに被覆された熱電対 (TC と略記する) を埋込んで, 表面から 2.5mm の深さの温度を測るようにした。TC の先端は丁度銅板の中心線 ($Z = 0.5W$) に来るよう半田付をし, X 方向の間隔は 50mm にとって計 19 箇処の位置に設けられている。この TC は更にその 3 箇処を選んで中心線上から, 対称に約 40mm Z 方向に離れた位置にも取付けた。これは Z 方向の測定値の差異を見るためである。その位置は Fig.7 と Table 2 に示す通りである。なお各 TC は上流側より番号 k ($k = 1, 2, 3, \dots$),



Photo 3 Heating wall.

Table 2 Positions of the thermocouples in the heating wall.

TC-k	X (mm)					Z(mm)
	0°	8°	12°	16°	20°	
1	70	69	68	67	66	75
2	120	119	117	115	113	75
3	170	168	166	163	160	75
4	219	217	214	210	206	30
5	220	218	215	211	207	75
6	221	219	216	212	208	127
7	270	267	264	260	254	75
8	320	317	313	308	301	75
9	370	366	362	356	348	75
10	420	416	411	404	395	75
11	470	465	460	452	442	75
12	520	515	509	500	489	75
13	570	564	558	548	536	75
14	620	614	606	596	583	75
15	670	663	655	644	630	75
16	719	712	703	691	676	30
17	720	713	704	692	677	75
18	721	714	705	693	678	127
19	770	763	753	740	724	75
20	820	812	802	788	771	75
21	870	862	851	836	818	75
22	920	911	900	884	865	75
23	969	960	948	931	911	30
24	970	961	949	932	912	75
25	971	962	950	933	913	127

$Z = 75\text{mm} = 0.5W$ is on the centre line of the D wall.

25) を付して呼び TC-k または単に k と称することにする。熱電対は全てクロメルアルメル (C-A と略記) の JIS 1 級の検定済のものであり, その起電力は多点切換式のデジタルポテンショメータで読んだ。その読取り精度は $1\ \mu\text{V}$, すなわち温度換算にして 0.025K である。

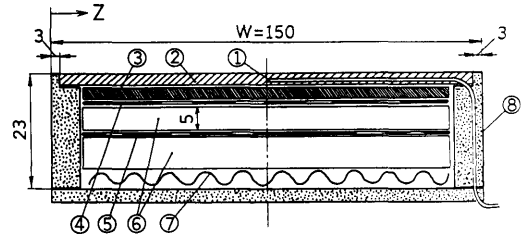
ヒータを内蔵するその伝熱壁の構造は Fig.8 に示す断面図の通りである。ベークライトの枠上に固着した

伝熱面の銅板からは TC のリード線が側方から外に導き出されるようになっていいる。銅板の背面には電気絶縁用の厚さが約 3 mm の雲母板層を狭んで、その面積がほぼ銅板面積に相当する厚さ 0.1mm のステンレス薄板が主ヒータとして押付けられている。主ヒータの電気抵抗 R_h は 0.117Ω (実験条件範囲) であり、これに変圧器で調節される交流電源を通电し発熱させる。主ヒータの背後は厚さ 5 mm の発泡スチロール板 (熱伝導率 0.05w/mK) で断熱し更にその背面に主ヒータと同一のステンレス薄板が副ヒータとして取付けられている。これは主ヒータと副ヒータの温度が同一となるよう副ヒータの通電量を加減し、よってもって伝熱面背後への熱移動を抑えようとするものである。従って両ヒータにも TC が取付けてあり温度の看視用とした。副ヒータの背面には更に発泡スチロール板を置き断熱し、背面に薄いベークライト板を置いてその面上に板バネを狭んで後蓋で押えてヒータセット全体が銅板に押付くようにした。主副両ヒータの温度差は実験では 0.1K 以下に調整するのを目安とした。

流体温度の測定には Fig.6 の(c)に示すような形の温度プローブをピトー管の場合と同様に F 壁面上の摺動装置からスリットを通して流路中に挿入し、加熱 D 壁面に向って送りつつ測定する。プローブ先端は径 1 mm のシースに被覆された C-A 熱電対である。ディフ

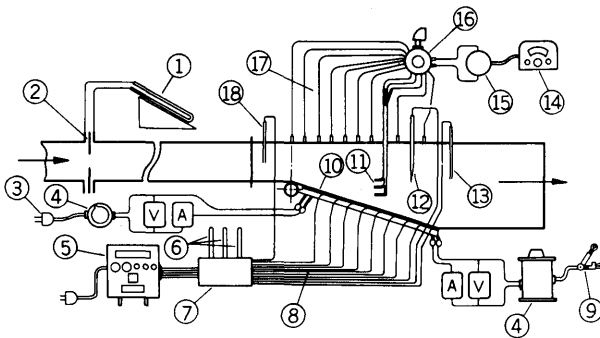
ューザの入口と出口における空気流の温度は別に専用の外径 1 mm ステンレスシース被覆の C-A の TC をそれぞれ流路中に挿入して固定してある。

Fig.9 は主に伝熱実験時における計装配置の略図である。



- 1 Sheathed thermocouple.
- 2 Heating plate of copper.
- 3 Mica plate.
- 4 Main heater of stainless steel plate of 0.1mm thickness.
- 5 Auxiliary heater same to the main heater.
- 6 Insulations.
- 7 Spring.
- 8 Bakelite.

Fig. 8 Structure of the heating wall.



- 1 Inclined manometer.
 - 2 Orifice.
 - 3 AC 100V for the auxiliary heater.
 - 4 Slide resistance.
 - 5 Digital potentiometer.
 - 6 Minute thermometers.
 - 7 Temperature junctions.
 - 8 Lead wires of the thermocouples.
 - 9 AC 200V for the main heater.
 - 10 Heating surface.
 - 11 Pitot tubes.
 - 12 Temperature probe of thermocouple.
 - 13 Exit thermocouple.
 - 14 Strain meter.
 - 15 Difference pressure gauge.
 - 16 Fluid switch.
 - 17 Vinyl tubes for static pressure.
 - 18 Inlet thermocouple.
- A Ammeter.
V Volt meter.

Fig. 9 Devices for the measurements.

3. 実験結果

3.1 流量測定

流路断面平均流速は実験諸結果の整理に当っては基本量となる重要な測定値であるから、その元となる流量の測定法について少々詳しく説明しておく。

本実験では送風機の吐出側においてオリフィスをもって流量を測定したが、測定部は矩形断面の助走路をそのまま用い、その断面形に合わせて開口部も矩型のオリフィスを用いた。この様に非円型の開口部を持つオリフィスの流量係数については報告⁽⁶⁾もあるが、いずれにせよ特殊のオリフィスに属し、とりわけ本実験で使用したものは規格製品の場合のような高精度の加工に依るものではないので、風量の検定測定を実施し、予めオリフィス差圧と流量の関係曲線を求めておく事にした。

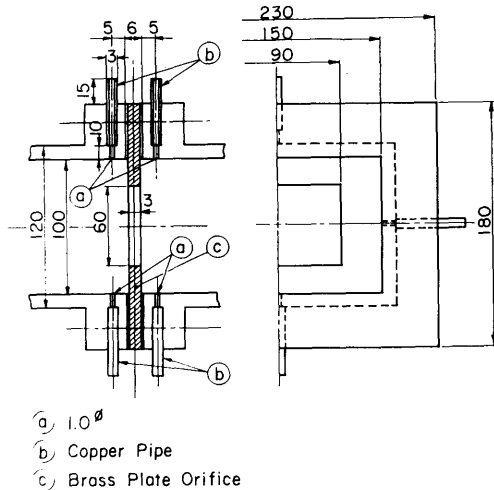


Fig.10 Rectangular plate orifice in the rectangular starting duct.

使用したオリフィスの寸法形状と流路への取付状態を Fig.10 に示しておく。オリフィスの差圧は上流側、下流側共に四周壁各1点の静圧測定孔よりの圧力を集合し、しかる後に傾斜式水柱マンノメータに導いて差圧を讀取った。風量の測定には JIS の送風機試験法の風量検定法⁽⁷⁾に準じた流路内風速分布測定による方法を用いた。すなわち Fig.4 の図に示すオリフィス上流0.5 m の位置の助走路のスリットを利用して Fig.6 (a) のピトー管を流路に挿入し、オリフィス上流0.523m の位置の流路断面の速度分布を測定する。流路断面は20等

分し、各区割の中心の流速を測定しその積分値から流量を求めるものである。

このようにして求めたオリフィス差圧と風量の関係曲線からこのオリフィスの流量係数 α_G (収縮係数と膨張による修正係数の積、但し本実験の場合後者はほとんど1) を各風量測定点で算出した例が Table 3 に示すものである。この風量域では α_G はほとんど一定の値を示し本オリフィスの流量係数代表値を $\bar{\alpha}_G = 0.660$ と定めて測定されたオリフィス差圧により流量を算出しても誤差は表の様に極めて小さいと言える。ちなみにその $\bar{\alpha}_G$ は同一の開口比を持つ円型オリフィスの流量係数算定値に極めて近い値である。しかし風量が Table 3 の最低のものよりも少ない、すなわち $0.15 \text{ m}^3/\text{s}$ 以下の場合には α_G の値は流量に依って少しずつ異なった値を持つので、低風量域においては測定値による差圧-風量曲線を直接読むことにした。最小流量 $0.100 \text{ m}^3/\text{s}$ 程度での水柱差は 45 mm 位で傾斜マンノメータに2倍に表示されるので水柱の読取り誤差は高々3%以内と見積られる。

なおここで試験部デیفューザにおける流速とレイノルズ数の概略の換算例を Table 4 に示しておく。

Table 3 Measured orifice coefficients.

Gv (m^3/s)	α_G	$\alpha_G/\bar{\alpha}_G$ (%)
0.158	0.670	+1.5
0.188	0.647	-2.0
0.212	0.655	-0.8
0.238	0.671	+1.7
0.247	0.659	-0.2
0.254	0.663	+0.5
$\bar{\alpha}_G$	0.660	

Table 4 Correlation between Reynolds number and mean velocity of the test diffuser.

θ (deg)	$Re_0 \times 10^4$	U_0 (m/s)	U_1 (m/s)
8	6	5	2.4
12	8	6	2.5
16	9	7	2.3
20	10	8	2.2

3.2 速度分布

3.2.1 流速の算定法

流速の測定は全て Fig.6 (a), (b)に示すピトー管に依った。これらのピトー管を F 壁面より垂直に流路に挿入するから検出する総圧 p_t は常に X 軸に平行の成分である。つまり流れが拡大して行く場合でも測定流速は流れ方向そのものの量ではなく X 軸に平行な成分である。

差圧計によって流速を測定するときはピトー管先端の X 方向位置と同一の F 壁上静圧孔よりの静圧 p_s と p_t との差すなわち動圧を差圧計、静歪計で直接読み取るが、流れが定常状態にあっても乱流成分やその他流れ領域の特性による変動成分の影響で、この静歪計の指針はある変動範囲内を周期的に振れている。したがって周期的変動幅のうち最大の指示動圧を p_{d1} 、最小のそれを p_{d2} とするとき時間平均値 p_d を次の様に定義するものである。

$$p_d = \frac{p_{d1} + p_{d2}}{2} \quad (1)$$

しかし局所の流れの状態によっては指針が変動幅の一方の端に時間的に片寄ってほとんど数秒静止するかの様な場合がある。この様な場合には時間的に長い一方の端値を p_d と取った。

(1)式で定義した動圧 p_d によって時間平均の X 方向の速度成分 \bar{u} を次式で与える。

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{2p_d}{\rho}} \quad (2)$$

逆流域に入ると流れは上流に向いたままのピトー管の背後より来るので検出差圧 p_{d1} や p_{d2} は負の値を示すことがある。この時の差圧は負の流速に対応する動圧として p_d と区別し、 p_d^* と表わすこととし次式で定義する

$$p_d^* = \frac{|p_{d1} + p_{d2}|}{2} \quad (3)$$

この動圧 p_d^* も形式的に速度に換算することとし、 \bar{u} と区別して p_d^* に対応する負の流速 \bar{u}^* とし次式で与える

$$\bar{u}^* = -\sqrt{\frac{2|p_d^*|}{\rho}} \quad (4)$$

この様な逆流中のピトー管、流れに背を向けたピトー管の特性については現在のところ明確ではない。したがって \bar{u}^* は逆流の速度をそのまま与えるものではないが少なくとも速度の形に換算された逆流の度合を表示するひとつの値と言える。

この測定法では逆流域に入って $\bar{u} < 0$ と思われる部位においてもなおピトー管の検出する動圧は正の値を示し続ける事がある。これは流れ方向との関係やピトー管の太さ、または測定系の応答特性の関係から変動成分 u', v', w' を拾っているための影響が作用するものと考えられる。特に主流と剝離流の界面、あるいは領域-IIの間歇剝離流域ではその影響は大きいと考えられる。

そこで本実験では $\bar{u} = 0$ 付近の流速は正逆両方向ともに高感度微風速計の方を用いて測定し、流速がほぼ 4 m/s 以上またはそれに相当する逆流速の域においては上記の差圧計と静歪計の方式で測定したものである。微風速計による負の流速値と p_d^* による \bar{u}^* の値は必ずしも一致しないが、は上述の様な定義量であり微風速計の指示値はより正確であるから、同一位置の値の比較に依って を微風速計の値に合致するように補正して負流速(逆流および逆流相当)域の速度分布を画くようにした。

3.2.2 デイフューザ内の流速分布

Fig.11 に示すのはデイフューザ入口(咽部)の上流 0.277m の助走路の速度分布の測定値である。この図から速度分布はレイノルズ数には依らず全く同一の形であることが示されている。またその速度分布の形は管内乱流の形をしているが有効面積比でみると $E_0 = 0.75$ 位でレイノルズ数に較べて稍々凸の格好となっている。これは Fig.11 の(b)の Z 方向の分布でよりよく伺え、従ってこの位置では未だ上流のオリフィスの開口部での縮流の影響が若干残っているものと思われる。しかし $\theta = 0^\circ$ の直管状態でのデイフューザの咽部より僅かに下流の X = 0.017m の位置における Y 方向速度分布は Fig.12 に示すように中心部の凸状はかなり平坦化されてほぼ完全に発達した流路内乱流の速度分布形を有するものと認められる。ちなみにここでは $E_0 = 0.85$ 位である。

この様に十分発達した乱流がこのデイフューザに流入する時、開き角 θ によって流れは拡大し圧力は増大してやがて剝離流を発生することになるが、その場合の速度分布の測定例を以下に示す事にする。

Fig.13 は $\theta = 16^\circ$ のときの大きく剝離逆流を生じている下流域での主流部分の速度分布の測定例である。この様に主流部分では流入分布とほぼ同様の形を保ちつつ下流出口に至るが、Y 方向への拡大と減速によって速度欠損が発達し、凸状のやや強い形状に変化して

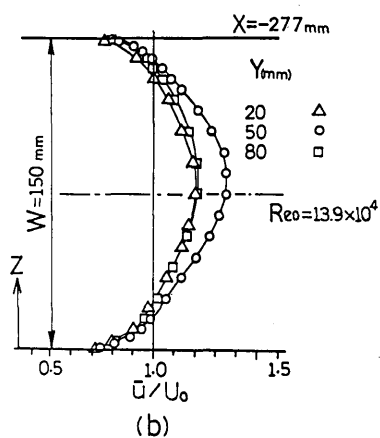
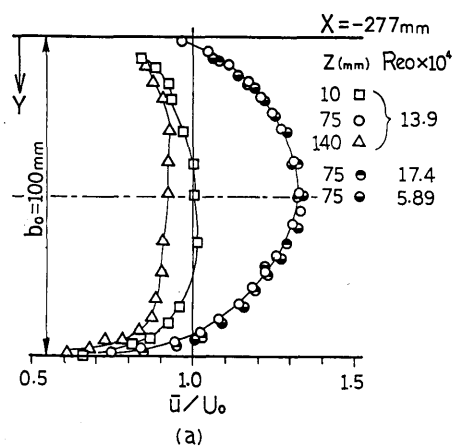


Fig. 11 Velocity profile in the starting duct.

来ている。またこの図は剥離流発生域でも主流部分速度分布はレイノルズ数には依らない事の一例証となっている。

剥離逆流域における速度は負の流速 \bar{u}^* で形式的に与える処理法については前項で述べたが、これによって Y 方向全域の速度分布を与えると、剥離流の生じたデیفューザ内の速度分布の様相が明らかとなる。Fig. 14 は $\theta = 16^\circ$ において測定値速度分布の入口より出口に向っての遷移の様態を示した例である。この様な速度分布測定値は時間平均値として全く固定した定常的なものである。咽部入口では既に見た様に Y 方向 (及び Z 方向) に対称な分布で流入して来ているが、 D

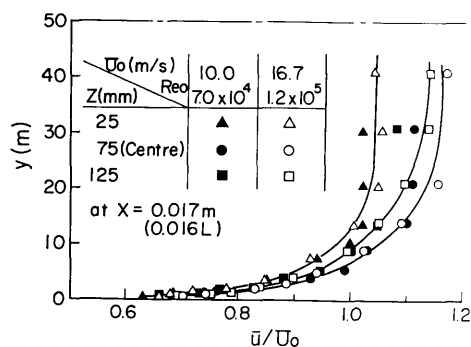


Fig. 12 Velocity profile at the throat.

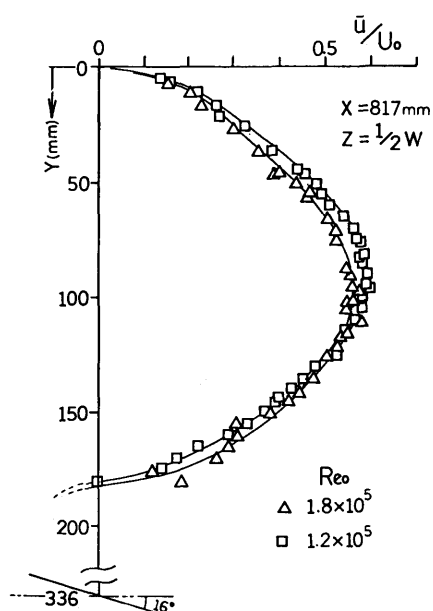


Fig. 13 Velocity profile of the main flow in the region of separation occurred.

壁の開き出しのため D 壁面上の流れ、境界層流の減速は他の壁面におけるものより著しいので Fig. 14 の (a) に見るように領域-I の非剥離領域では Y 方向に非対称な凸形分布として発達する。

測定は Z 方向にも中心より両側に 40 mm ($0.27W$) の位置で行なっているが、その流速分布は中心線上の分布とあまり変わらない。すなわち Z 方向への速度分布の変化は X , Y 方向のそれに較べて小さく流れの変化は二次元的であると言える。

この Fig. 14 (a) の $X = 0.317 \text{ m}$ での測定では D 壁面近傍の流れは零または負になっているかもしれないの

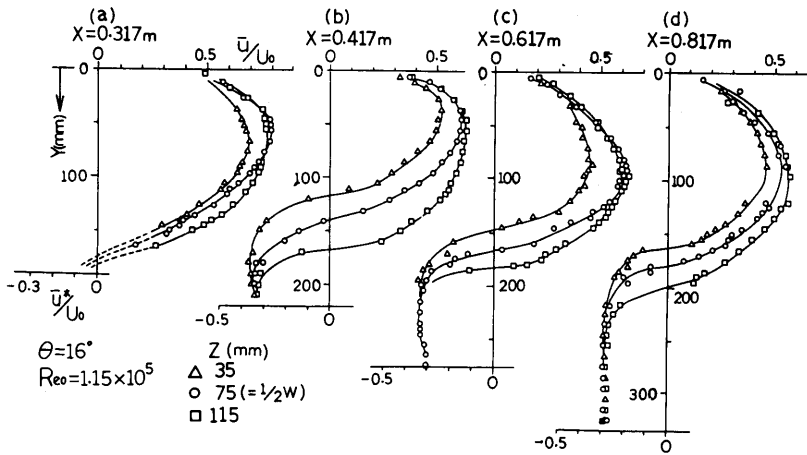


Fig.14 Variation of velocity profile of the separated diffuser flow for $\theta=16^\circ$.

で、既にこの位置で剥離流の萌芽があるものとも考えられ、領域-IIの間歇剥離流域に入りつつある位置あるいは剥離開始点 X_i の近傍とも思われる。

Fig.14 (b)は領域-IIに完全にに入った位置での測定例である。負の速度分布 \bar{u}^* が示されているが実際の時間平均の流れは逆流とはなっていない⁽¹⁾⁽⁴⁾。これはこの間歇剥離流の流れ場における激しい三次元的渦の運動のためこの域の圧力がF壁面上の静圧よりも低く、そのため p_0 が負として与えられるので \bar{u}^* として取扱われ、あたかも逆流の平均速度が存在するかのように表示されているものである。この領域ではZ方向の速度分布の差異がその上流におけるものより大きくなっている。これは間歇剥離流域の三次元性の強い乱れの影響で流れが振れ易くなっており、咽部に流入時に僅かに残された上流の速度分布の偏奇が、ここに至って増幅されたためと考えられる。

Fig.14 (c)は領域-IIの後端、(d)は逆流の発生した領域-IIIの速度分布図である。ここで \bar{u}^* の速度分布は実際の二次元的な定常的逆流を示すものである。主流、剥離逆流とも定常的であるから $\bar{u} = 0$ のY方向位置は固定している。この $\bar{u} = 0$ の位置は領域-IIにおいても同様に固定しているがこれらの結果は水流による可視化観察結果とも良く照応している。

またこの領域-IIIの位置に至って、領域-IIの速度分布よりもZ方向の変化が再び小さくなっている。すなわち間歇剥離流域での増幅されていた流れの振れが復元されて二次元的な流れの特性が強まっている。

以上に見るようにD壁面上に剥離流の発生した時、ディフューザ内の流れは、Y方向に主流部と剥離部とに画然と分割され、X方向には並んで存在している。これは θ が異っても同様であり Fig.15, Fig.16 そして Fig.17 にそれぞれ $\theta = 8^\circ$, $\theta = 12^\circ$ および $\theta = 20^\circ$ の出口に近い $X = 0.817\text{m}$ の位置での速度分布測定例を示しておく。Fig.15 ではこの位置で領域-IIの初期の状態に入りつつあるとも考えられるが断定は出来ない。

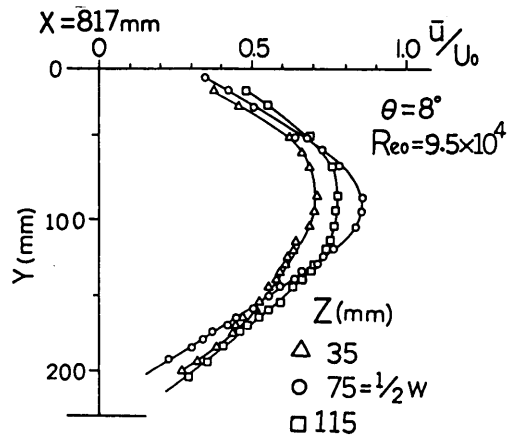


Fig.15 Downstream velocity profile for $\theta=8^\circ$.

Fig.16 は領域-II, Fig.17 は領域-IIIの速度分布を表すものである。

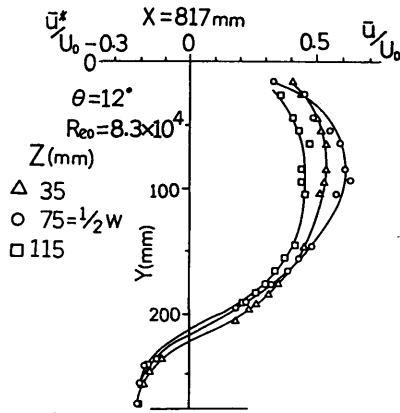


Fig.16 Downstream velocity profile for $\theta=12^\circ$.

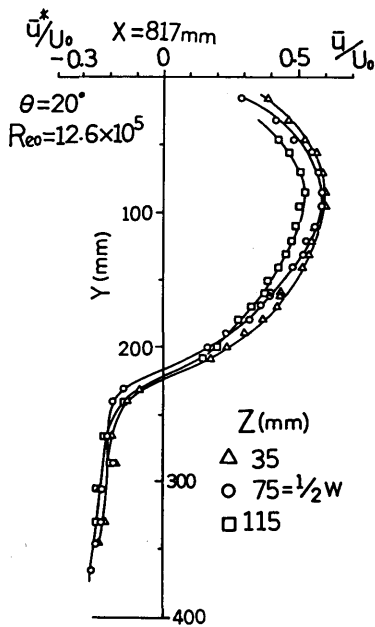


Fig.17 Downstream velocity profile for $\theta=20^\circ$.

\bar{u}^* が領域-IIIの逆流か領域-IIの間歇剥離流かはこの時間平均値速度分布図よりは判別し難いが、流れの領域区分は後述の流れの可視化観察の結果を照応したものである。

主流部と剥離流部との境界、即ち $\bar{u} = 0$ 付近で速度分布は時間平均値は定常的で固定した分布であること

は既に述べた。しかしこの境界域では瞬間的な速度の変動幅はかなり大きい。そこで \bar{u} のみならずその変動幅も併せて表示した測定例を Fig.18 に掲げておく。これは Fig.14 (b) に対応するもので境界付近の変動幅の大きさ、その位置が如実に解るであろう。剥離域では u の変動はかえって小さく示される。

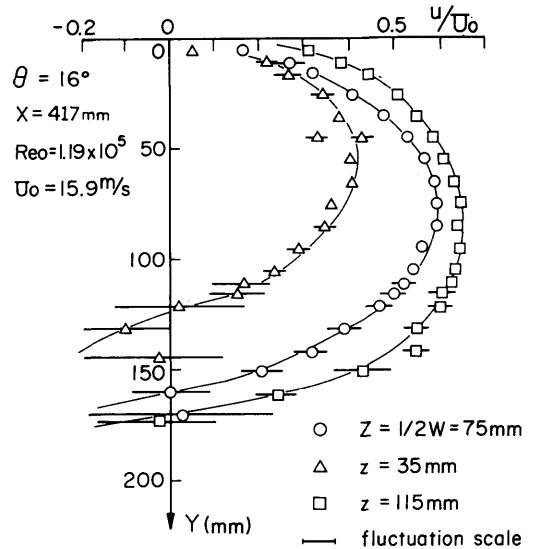


Fig.18 Velocity fluctuation near the $\bar{u}=0$ position.

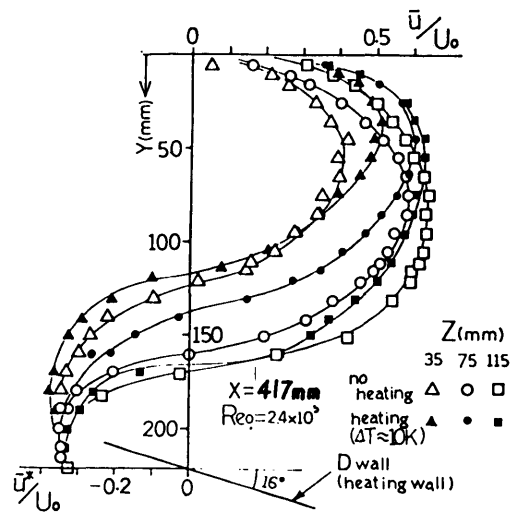


Fig.19 Difference of velocity profile on the heated D wall from on the unheated one.

なお伝熱実験時の D 壁加熱の場合でもレイノルズ数が大きく従ってペクレ数も 10^3 以上と極めて大きいので加熱, 非加熱による速度分布に差異は出て来ない。しかし領域-II では主流と剝離流の激しい混合のためか, 浮力等の効果が作用するためか, 若干加熱された壁面の影響が現われて, 速度分布の形状が少し歪んで来る。Fig.19 はそのような状況を示す測定例である。しかし形は少々歪むものの, $\bar{u} = 0$ の Y 方向位置などにはあまり変化がないので主流部と剝離流部分の区分を変えるものではない。

3.3 流れの可視化観察

速度分布測定に加えて, デイフューザ内流れの概観と流れ領域の判定のため本報ではタフト法とドライアイスミスト法による流れの可視化観察を行なった。

タフト法には裁縫用の絹糸 (手縫糸 9号-J I S) を長さ 25mm に切り, D 壁面上に X 方向にその 5 mm の部分は張り付け, 残り 20mm を下流方向に靡かせた。その位置は D 壁面中心線上とその両側 40mm の処の Z 方向に計三箇処, すなわち 3 列である。X 方向の位置間隔は 50mm 毎とした。また一部は流路中に Z 方向に径 0.5mm のエナメル線を展張し, そこに絹糸を同じく 20mm 靡びかせるように取付けた。

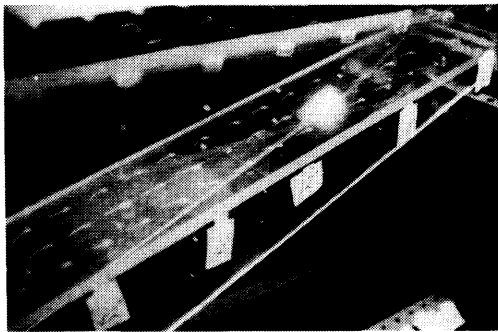
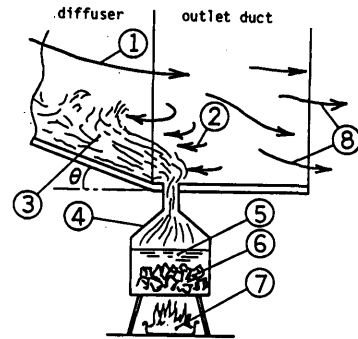


Photo 4 Behaviour of tufts in the $\theta = 12^\circ$ diffuser, Region- I and Region- II, $Re_o = 11 \times 10^4$.

非剝離流の場合壁面上のタフトはほとんど壁面に張り付いたように X 方向に真直ぐに伸びている。Photo 4 は $\theta = 12^\circ$ の間歇剝離域を示すタフトの挙動を示すもので D 壁の下流方向中程よりのタフトは振れたり壁面より持上ったりしている。なお細く振動上のもの

もありぼやけて写っている。またこれらの挙動を示すタフトは時間的に間歇性があり, さらにその位置も時間的に異って一方が立上れば他方は寝ておりといった風である。領域-III ではタフトの重さと弾性のため逆流方向にまでは靡かないが振れ上ったり立上ったタフトはあまり動揺せずそのままの形を保っていたり, あるいは壁面に少し腕曲して張りついたまま靡きを見せず静止している。これらは定常的な逆流の作用によるものである。

ドライアイスミストをトレーサとしての観察には, 大容量のミスト発生器を用意できなかったので, 主に剝離流側の様態のみ観察することにした。しかして Fig.20 に示すようにデイフューザの D 壁側の出口端にスリットを設けて, そこからドライアイスミストを実験室よりは低圧である剝離逆流部分に流入させた。



- 1 Main flow of air.
- 2 Separated reverse flow.
- 3 Dry ice mist tracer.
- 4 Dry ice mist generator.
- 5 Water.
- 6 Dry ice blocks.
- 7 Blazing fire.
- 8 Air flow discharged.

Fig.20 Apparatus of flow visualization through dry ice mist tracer.

Photo 5 から 7 までに示すのはこの逆流の様態であり, D 壁面に沿って咽部に向って逆登って行くドライアイスミストが白く写っている。いずれも $\theta = 16^\circ$ における観察であるが, Photo 6 に見る様に領域-II に達する場合は拡散が激しく薄くぼやけて写ってしまう

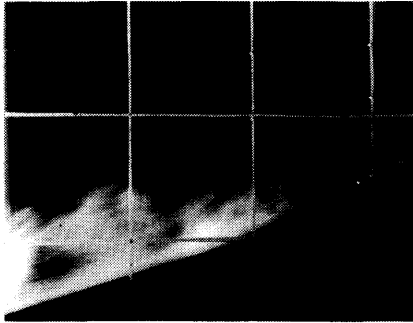


Photo 5 Dry ice mist tracer flowing with the separated reverse flow on the diverging wall in the $\theta=16^\circ$ diffuser, $Re_o=11 \times 10^4$.



Photo 7 Behaviour of dry ice mist in the separated reverse flow, the boundary to the main flow shows wavy figure. $\theta=16^\circ$ and $Re_o=11 \times 10^4$.

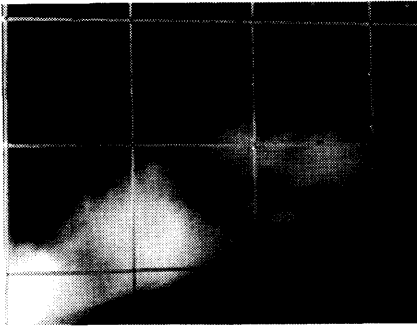


Photo 6 Dry ice mist happens to reach the Region- II in the $\theta=16^\circ$ diffuser, $Re_o=11 \times 10^4$.

し、多くの場合は剥離点 X_s 付近で止まるか押し戻されるように見える。そして Photo 5 と Photo 7 で見るようにその位置は概ね $X_s = 0.65\text{m}$ 位である。このトレーサの流れに塊が有り濃淡に写っているのはスケールの大きな渦のためとも考えられる。またこの様な瞬間写真では主流と剥離流の界面は波状となっている。従って微小時間間隔で見れば界面は波面状に振動しており、時間平均の固定的な $\bar{u} = 0$ の界面を中心に周期

的运动をしているとも見做せる。そしてこの事が既に Fig.18 に示したように $\bar{u} = 0$ 付近でのピトー管による速度の測定値に大きな変動幅となって示されたものと解釈できる。

ドライアイスミストレーサの流入距離やタフトの挙動差より判定した X_i や X_s の位置の測定結果を Table 5 に示しておく。但しこれはタフト取付位置間隔の 50mm 程度を誤差範囲として持つものである。そしてまたタフトの剛性よりも弱い力しか作用しないごく初期の間歇剥離流の発生はこれによって検出できない。事実本実験での速度分布の測定結果からすると実際の X_i の位置などは Table 5 で示すものより更に 50 mm 以上上流に在ると見做せる様にも思われる。しかし本報の以後の X_i , X_s の位置は Table 5 に依る事にする。

3.4 圧力回復率

圧力回復率は咽部断面における静圧 p_{so} と F 壁面上の X 方向局所の静圧 p_{sx} との差圧を直接測定し次の定義によって算出した。

$$C_p = \frac{p_{sx} - p_{so}}{\frac{1}{2} \rho U_o^2} \quad (5)$$

Table 5 Positions of separation occurrence.

	$\theta = 12^\circ$		$\theta = 16^\circ$		$\theta = 20^\circ$	
	X (m)	AR	X (m)	AR	X (m)	AR
X_i	0.43	1.9	0.35	1.9	0.25	1.8
X_s	—	—	0.65	2.8	0.55	2.9

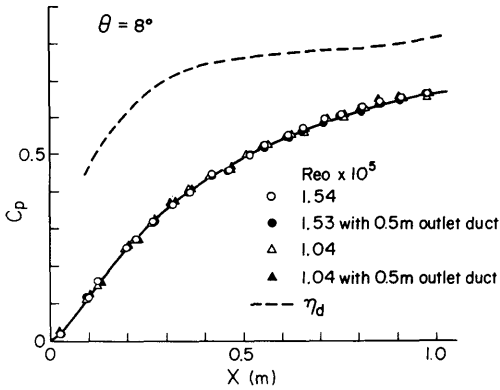


Fig.21 Measured pressure recovery coefficients for $\theta=8^\circ$.

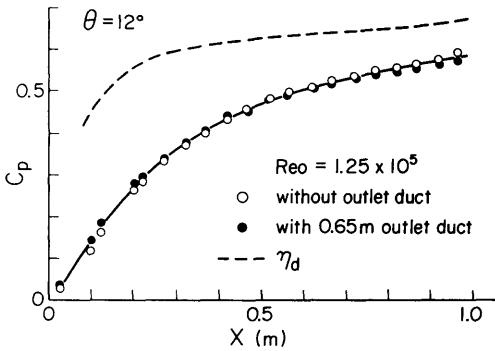


Fig.22 Measured pressure recovery coefficients for $\theta=12^\circ$.

伝熱実験は接続ダクトを取付けた状態で実施しているからここでも同様に接続ダクト付きで測定したが、接続ダクトの無い場合も併せて測定しておいた。

Fig.21 から24までは θ を 8 度から 20 度まで 4 度毎に変えた場合の測定結果を示すものである。全て $Re_o > 10^4$ の状態であり C_p はこの範囲ではレイノルズ数に依存しないから、 Re_o はあまり変えていない。しかし二次元片開きデフューザの圧力回復率の測定例は少ないからこれらの図は有益な資料のひとつとなるであろう。図中に示す破線はデフューザ効率 η_d であり次式で定義されるものである。

$$\eta_d = \frac{C_p}{C_{pt}} = \frac{1}{1 - (AR)^{-2}} \quad (6)$$

Fig.25 は Fig.21 から 24 までを纏めて示したものである。これらの測定結果から θ が小さい時は接続ダクトの有無に依る C_p の差異はほとんど顕われていないが Fig.24 の $\theta = 20^\circ$ の場合のように剝離流の発生が顕

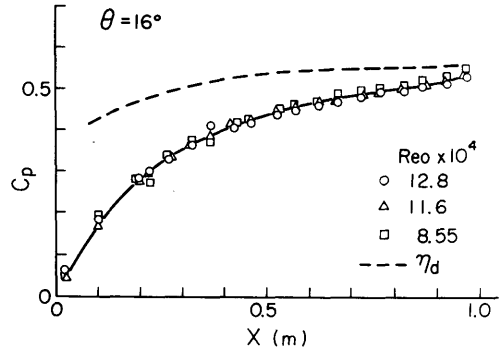


Fig.23 Measured pressure recovery coefficients for $\theta=16^\circ$.

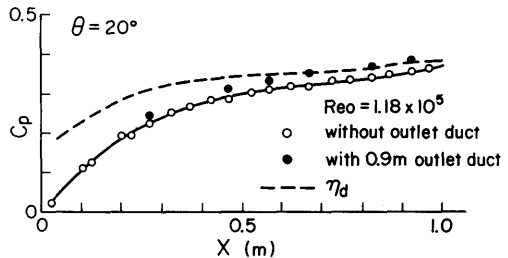


Fig.24 Measured pressure recovery coefficients for $\theta=20^\circ$.

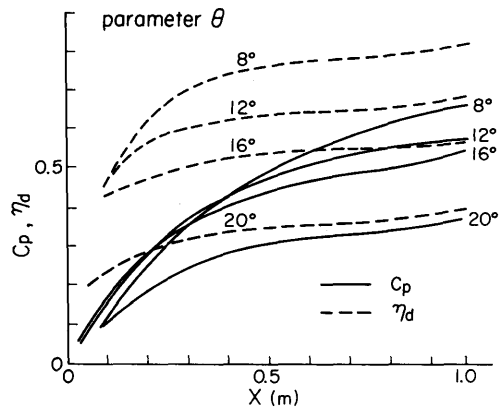


Fig.25 Pressure recovery coefficients and diffuser efficiencies of the test diffuser with outlet duct.

著で C_p は小さいとき接続ダクト装着による圧力回復率の向上の効果が伺える。接続ダクトはデフューザの性能向上策として既に良く識られており、接続ダクト中でも圧力の回復はなお相当に継続されている測定

例⁹⁾も示されている。

Fig.25 に依れば $\theta = 20^\circ$ では C_p が甚しく低下している事が明らかであるが、速度分布の測定例が示す様に $\theta = 16^\circ$ の場合と主流幅はほとんど同等であるから C_p の低下は当然で、この $\theta = 20^\circ$ の場合は完全剥離流域というよりも噴流域として分類される域に達しているのかもしれない。

3.5 熱伝達率

3.5.1 熱伝達率の算定法

熱伝達実験は実験パラメータをレイノルズ数 Re_o と開き角 θ とし、 Re_o は 4 ないし 6 段階の値を与え、 θ は既に流力特性実験に選んでいる $8^\circ, 12^\circ, 16^\circ$ として 20° であるが、実験実施上は更に加熱熱流束 q_t も変えておいた。その様に Re_o, θ と q_t を設定した測定を 1 ケースとして、データ再現性の確認のための同じケースの繰返しも含めて合計約 100 ケースの測定を行なった。測定は完全な静定状態で行なうもので、特に温度指示値は全く変動しない状態を設定するようにした。1 ケースの静定に要する時間は 2 ないし 3 時間であるが測定は 10 分以内で終了する。

局所熱伝達率 h は入口空気温度 T_o と壁面の局所の各 TC 番号熱電対指示値 T_w を読み、ヒータ通電量 I を測定し次式のようにして求める。

$$Q_t = I^2 R_h \quad (7)$$

$$q_t = Q_t / A_h \quad (8)$$

$$\Delta T = T_w - T_o \quad (9)$$

$$h = \frac{\lambda}{De} Nu = \frac{q_c}{\Delta T} = \frac{q_t - q_l}{\Delta T} \quad (10)$$

流体側の温度は壁面温度測定位置に対応した X 方角局所の主流温度または混合平均温度を採る可きであるが、それ等は入口空気温度 T_o とほとんど変わらず、 ΔT として取った値に較べて無視し得るものなので(9) 式のように流体側温度は一律に T_o としたものである。またヒータのステンレス薄板の R_h は実験範囲でほとんど変化しない。

(10) 式において q_c は実験対象の強制対流熱伝達の熱流束、 q_l は加熱熱流束のうち q_c 以外の要因で放熱される熱流束、すなわち放熱損失である。通常装置の断熱性の良い事を見込み、また実験条件を自然対流や輻射による伝熱の影響が無視できるように設定する事により、測定値 q_t より(10) 式において q_l を零と見做した算定がしばしば用いられる。しかし当然ながらこのようにして整理したデータはしばしば実際よりかなり大きな値となってしまう。それはこの様な強制対流熱伝達

実験装置からの放熱損失を無視し得る程小さくすることは事実上容易でないからであり、何等かの方法によりこの量を評価しておくかねばならない。

(10) 式からも主ヒータによる加熱量 Q_t は

$$Q_t = Q_c + Q_l \quad (11)$$

と表わされるが強制対流以外の過程による放熱量 Q_l は更に

$$Q_l = Q_a + Q_r + Q_l' \quad (12)$$

と分けて考えられる。

これらを全て伝熱面積 A_h で除した熱流束の形に書き改めれば

$$q_t = \frac{Q_t}{A_h} = \frac{Q_c + Q_l}{A_h} = q_c + q_l$$

$$= h\Delta T + q_l \quad (13)$$

$$q_t = q_a + q_r + q_l' \quad (14)$$

q_a と q_r はそれぞれ自然対流と輻射による伝熱熱流束で ΔT の関数である。 q_l' は装置より熱伝導と自然対流と輻射によって周囲に放熱されるものでヒータ温度と周囲空気温度の関数でヒータ温度範囲があまり大きくなければ事実上装置固有の一定値と言ってよいであろう。また流速が大きく h がある程度以上に大きく、かつ ΔT が小さく目ならば q_a と q_r の q_c に対する値は無視できる程に相対的に小さくできる。 q_l' の ΔT による変化は q_t の ΔT による変化に較べてはるかに小さい。

この様に q_l 一定値としてよい場合には $\Delta T - q_t$ の線図上に直線の傾斜角 α の正接で与えられる熱伝達率 h は、Fig.26 で示すように P' と P'' に相当する 2 点の q_t と ΔT の測定を行なっておけば、すなわち $q_l', q_l'', \Delta T'$ そして $\Delta T''$ を求めておけば

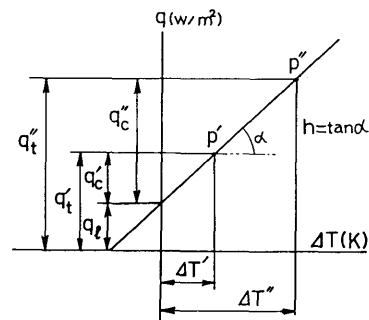


Fig.26 Principle of determining forced convection heat transfer coefficient deleting the heat loss. $\Delta T - q_t$ diagram.

$$\begin{aligned}
 h &= \frac{q'_c}{\Delta T'} = \frac{q''_c}{\Delta T''} = \frac{q''_c - q'_c}{\Delta T'' - \Delta T'} \\
 &= \frac{(q''_t - q_t) - (q'_t - q_t)}{\Delta T'' - \Delta T'} \\
 &= \frac{q''_t - q'_t}{\Delta T'' - \Delta T'} \quad (15)
 \end{aligned}$$

の様になり q_t の値は直接解らなくてもその影響を除去して強制対流熱伝達率 h が求められる。また q_t の値も従って求められる。加熱範囲が大きく q_t の差が大きいと q_t も変化して定数として扱えないから Fig.26 の関係はくずれて、(15)式は成立しなくなる。実際の実験上は3点以上の測定をして直線上に乗る事を確かめ q_t が一定値かまたは ΔT と直線関係である事を見ておく。 q_a や q_r も ΔT に比例するものとして扱えるが、その場合にはそれらの伝熱率も角度 α に含まれていることになる。しかしこれらの影響は前述の様に実験条件の設定で小さくすることも出来、また補正も可能である。

3.5.2 直管の熱伝達率

開き角を変えてデیفューザ状態の測定をするのに先立って、まず $\theta = 0^\circ$ の直管状態の熱伝達率を測定しておく。直管内の乱流熱伝達に関する資料は豊富で

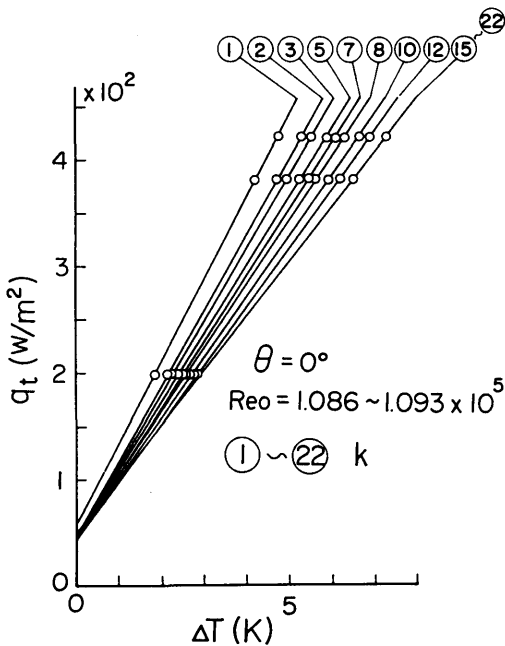


Fig.27 ΔT - q_t diagram of the $\theta=0^\circ$ heat transfer experiments.

あるから測定精度の検討の上でも、以後の解析の基準としても重要な測定である。

Fig.27 に示すのは $\theta = 0^\circ$ で Reo をほぼ 1.1×10^5 の一定値に保ち q_t を3点取って測定した ΔT - q_t の関係図である。各熱電対番号 k においていずれもほぼ完全に一直線上に乗っている。のみならず各位置間の q_t の差も少なく装置の放熱損失熱流束はほぼ一様とも言える。

この線図により熱伝達率 h を算出した結果を Fig.28 に示す。加熱開始点は $X = 0.05m$ の位置であり入口より下流に向かって急激に h が低下する温度助走区

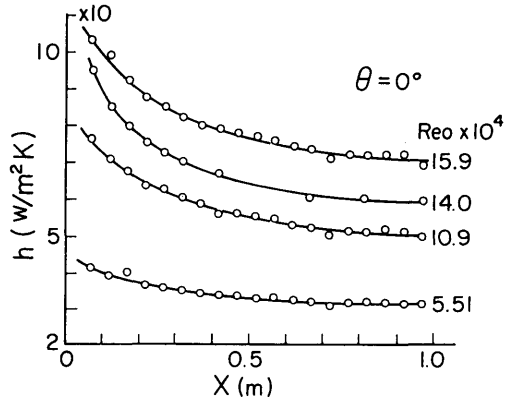


Fig.28 Heat transfer coefficients along X axis in the rectangular straight duct.

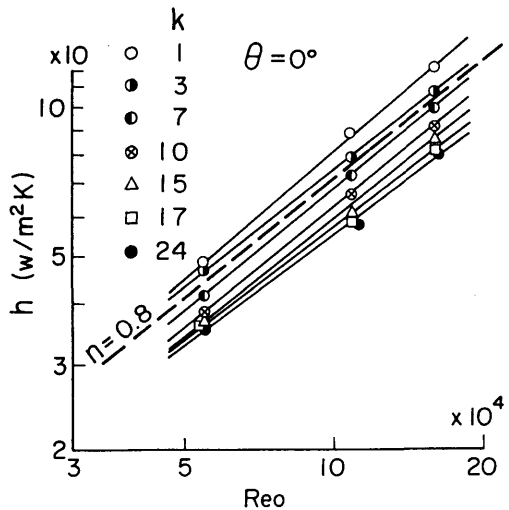


Fig.29 Correlation between h and Reo in the rectangular straight duct.

間の熱伝達を示し、下流に至って h はほぼ一定値となり完全に発達した状態となっている。また Fig.29 に h と Re_o の関係を示すように乱流管内流の熱伝達の特徴を示している。

この十分発達した乱流の円管内熱伝達に関しては周知の Dittus-Boelter の式がよく使われ、等価径を用いる事により非円形断面管にも適用できる。

すなわち加熱壁による場合は

$$Nu_{fd} = 0.023 Pr^{0.4} Re^{0.8} \quad (16)$$

本実験の測定値をこの式と比較するために空気の熱伝導率 λ と等価径 De_o で無次元化したスセルト数に換算して $Pr^{0.4} Re^{0.8}$ に対する比率を取って(16)式の係数との差を見たのが Fig.30 である。十分発達した下流

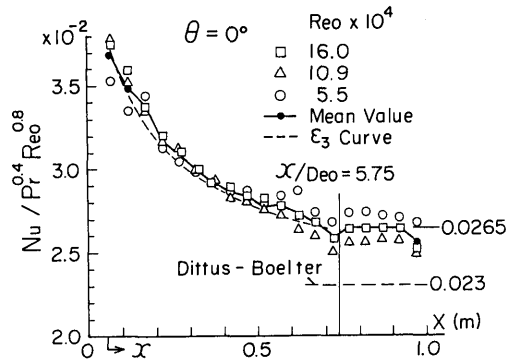


Fig.30 Comparison of Nusselt number from the present experiment with predicted Nusselt number of fully developed turbulent pipe flow.

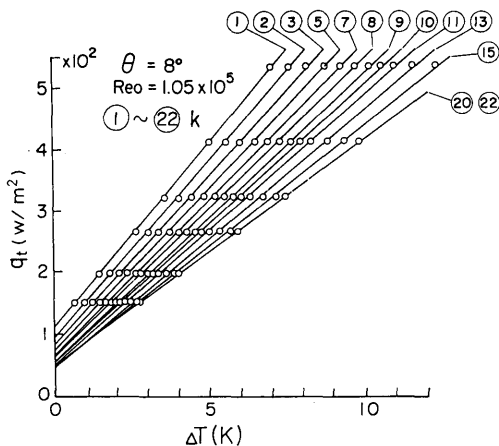


Fig.31 ΔT - q_t diagram of the $\theta=8^\circ$ heat transfer experiments.

域において測定値による値は0.0265であり(16)式の与える値より15%ほど大きい。この原因は自然対流や輻射、特に前者の影響が作用しているためと思われる、その割合は5ないし10%位と見積られるので本測定はかなり良好な精度を持つものと言えよう。

温度助走区間の熱伝達率については既に著者の与えた実用式⁽¹⁾

$$Nu = \epsilon_3 Nu_{fd} \quad (17)$$

$$\epsilon_3 = 1.30 \left(\frac{x}{De} \right)^{-0.15}$$

$$\frac{x}{De} < 5.75 \quad (18)$$

を今後も用いるが、この ϵ_3 の算定値を Fig.30 に画入れておいたものは実測値に極めて良く一致している。

3.5.3 放熱損失の見積り

(1) $\theta = 8^\circ$ における熱伝達率

Fig.31 に示すのは $\theta = 8^\circ$ のディフューザ状態での熱伝達実験の ΔT - q_t 関係線である。 Re_o はほぼ一定に保ち q_t が 150 w/m^2 から 500 w/m^2 、 ΔT が 12 K 位までの測定であるが、よく直線に乗り、この範囲では各 TC 番号位置毎に q_t の近似値が推定できる。これにより算定した測定値 h を示したのが Fig.32 であるが流路の拡大による流速の低下のため下流出口端に至るまで h は減少し続ける。図中の破線はディフューザ局所断面に対して(16)式、(17)式をそのまま適用した後述の基準値 h_T であるが、本ディフューザでは流れがほとんど非剥離流であるので h_T に比較的良い一致を示している。Fig.33 に示す h と Re_o の関係は下流域で $h \propto Re_o^{0.8}$ から少しずれて来ている。これは流れの拡大による速度分布形の変化のため影響するが、熱伝達率の低下する下流域の低レイノルズ数域では自然対流の影響が相

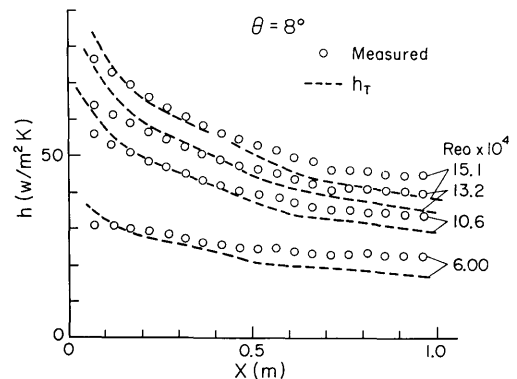


Fig.32 Local heat transfer coefficients in the $\theta=8^\circ$ diffuser.

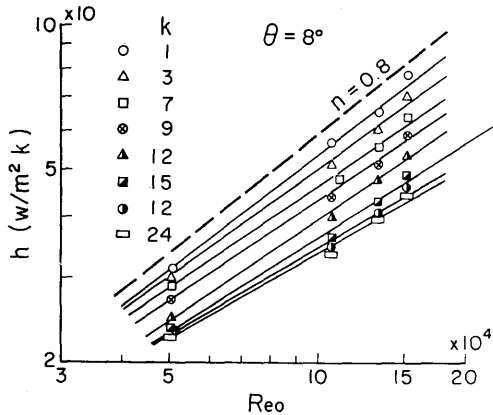


Fig.33 Correlation between h and Re_o in the $\theta=8^\circ$ diffuser.

対的に大きくなっているためと考えられる。

(2) q_{lk} 法と \bar{q}_l 法

これまでの熱伝達率測定値を3.5.1で述べた手法で算出して来た。即ち個々の TC 番号位置での q_l を求めて h を計算していた訳である。以後この方法を q_{lk} 法 (q_{lk} method) と称することにする。

しかしながら以後の実験では諸般の事情により q_{lk} 法に適する Re_o のよくそろった測定ケースを十分に得られなかったので伝熱壁の平均的な放熱量 \bar{q}_l を見積もっておいて、その値を一律に用いて h を算出し

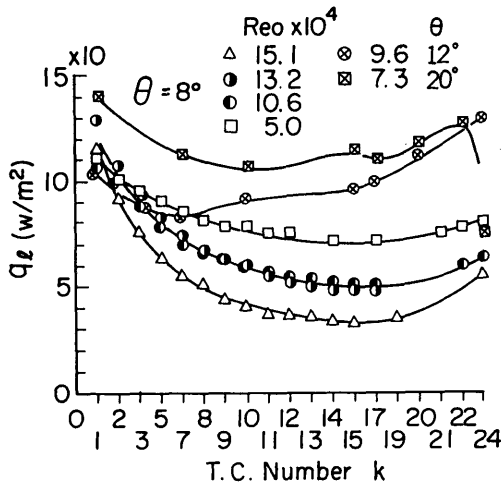


Fig.34 Derived heat flux losses at the several thermocouple positions from measured ΔT - q_l diagram.

た。この手法を以後 \bar{q}_l 法 (\bar{q}_l method) と呼ぶことにする。

Fig.34 に示すのは上記の q_{lk} 法で求めた各 TC 番号での q_l の値である。これは $\theta = 0^\circ$ におけるものよりも TC 毎の q_l の変化が大きいようである。その理由は以下の様に考えられる。

まず Re_o が大きく h の大きい程 q_l の値は小さい。これは h が高いほど主ヒータの発熱分は強制対流で持たれ装置よりの放熱割合が減少するためであろう。一方 k の順番に見て行くと上流端側では q_l の値は大きく Re_o すなわち h による差は小さく一定値に近い。これは伝熱壁の構造上銅板がベークライト (熱伝導率約 0.2 w/mK) の枠に広く接するようになっていて直接熱伝導で逃げる熱量割合が主となっているためであろう。従って下流に行く程 q_l は減少し、また Re_o の影響は増える。下流端に近い TC 位置では再び q_l の値は増大気味である。これは同一 Re_o でも下流域程熱伝達率 h は減少するので q_l の割合が増えるためと考えられる。

その様に実験条件と TC の位置で q_l の値は異なってくるが概観すれば一定範囲内に収まっていると言える。以後の実験では $\theta = 8^\circ$ より大きい事に留意すべきである。 $\theta = 8^\circ, Re_o = 15.1 \times 10^4$ という条件における熱伝達より、後の伝熱実験はかなり低い h の範囲を取るものと思われ、 q_l の最小値は 50 w/m^2 以上となるであろう。一方 h が最も小さい実験範囲は $\theta = 20^\circ$ の $Re_o = 7 \times 10^4$ 位のところにある。 $\theta = 20^\circ$ では U_1 が甚々小さくなるので Re_o をあまり小さくしない。従って q_l の最大値は 150 w/m^2 以下と推定できる。Fig.34 には q_{lk} 法による $\theta = 12^\circ$ と $\theta = 20^\circ$ の q_l 算出値も一例ずつ載っているが、上記の範囲に収まっている。

よって k によらず実験条件 Re_o と θ に依らない一定の q_l , すなわち代表値 \bar{q}_l を

$$\bar{q}_l = 100 (\text{w/m}^2) \quad (19)$$

と定めて以後のデータを処理した。

この値を与える時 \bar{q}_l に対する偏差 Δq_l の最大値は 50 w/m^2 に達することになる。この偏差による h の算定への影響を相対的に小さくするために q_l の大きい域で実験をすることとした。しかし q_l を大にすると ΔT が 10 K を越える程の値となり、自然対流の影響はわずかであるが無視できなくなる。ここで輻射の影響は常温付近の温度範囲ではるかに小さいと思われ、かつ見積り困難であるので無視する。

自然対流の影響は上向きの水平平板に対する Fishenden の実験式⁽⁹⁾

$$\text{Nu}_a = 0.14(\text{Ra})^{1/3} \quad (20)$$

$$2 \times 10^7 < \text{Ra} < 3 \times 10^{10}$$

を用いた。本式は自然対流乱流に対するものであり、本実験での Ra は 10^7 に達せず、適用範囲からは少しはずれが、流れ場は強制的に乱流となっているので使用するものである。

(20)式を空気の有次元熱伝達率 h_a に換算すると代表長さに無関係な温度差 ΔT のみの式となり

$$h_a = 1.73\Delta T^{1/3} \quad (21)$$

で与えられる。

よって以後の h の算出には \bar{q}_i 法に自然対流の補正を加えた

$$h = \frac{q_i - 100}{\Delta T} - 1.73\Delta T^{1/3} \quad (22)$$

に依ることとした。 q_i はこの \bar{q}_i を与える元となった $\theta = 8^\circ$ の実験と同様に 500 w/m^2 以下に制限した。

3.5.4 剥離流域の熱伝達率

明瞭な剥離流域の熱伝達実験 $\theta = 12^\circ, 16^\circ, 20^\circ$ に対しては q_i を 420 w/m^2 以上 500 w/m^2 以下のデータを主

に扱い(22)式をもって h を算出した。これによる h のバラツキの範囲は $\pm 15\%$ 位となる。

Fig.35, Fig.36 および Fig.37 はそれぞれ各 θ における熱伝達率の測定結果である。

いずれも温度助走区間の特性と流路拡大に伴う流速の低下の効下で入口より下流に向って h は急激に低下している。しかし X_i 付近でその低下の度合いが少々緩やかになるのは温度助走区間の後端域と剥離流発生

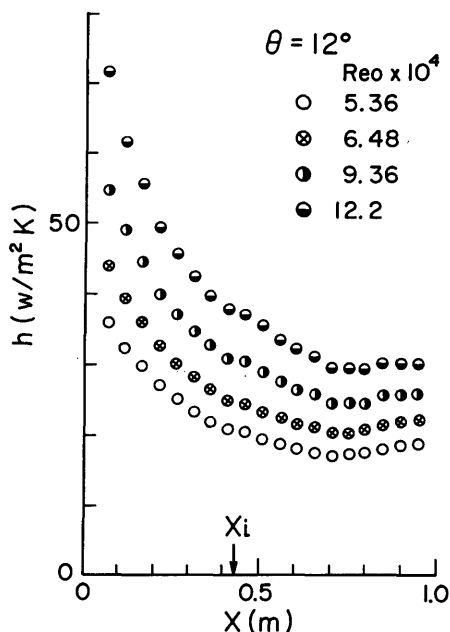


Fig.35 Local heat transfer coefficients in the $\theta=12^\circ$ diffuser.

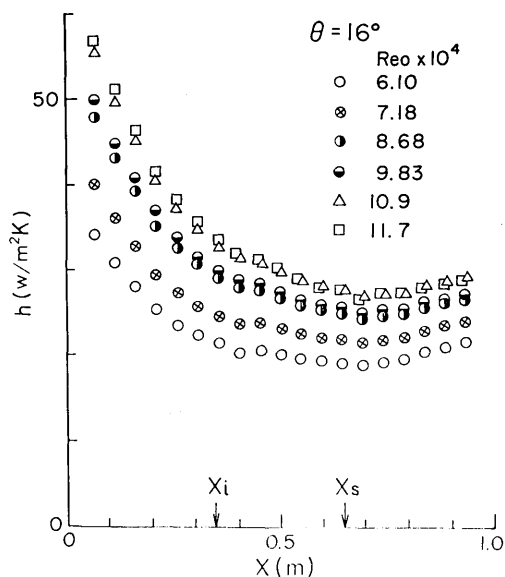


Fig.36 Local heat transfer coefficients in the $\theta=16^\circ$ diffuser.

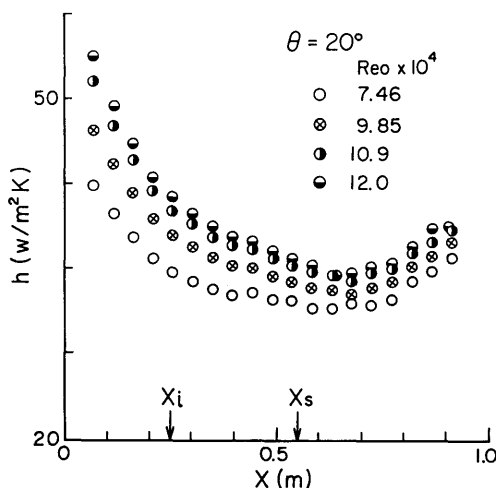


Fig.37 Local heat transfer coefficients in the $\theta=20^\circ$ diffuser.

の効果に依るものであろう。そして Xs 近傍からは更に低下の割合が減少し、 θ の大きい時はむしろ増加の傾向さえ見られる。また当然ながら Re_o が大きければ h も大きい。

Fig.38, Fig.39 そして Fig.40 はそれぞれ h の Re_o への依存関係を各 TC 番号, すなわち X 方向の位置毎

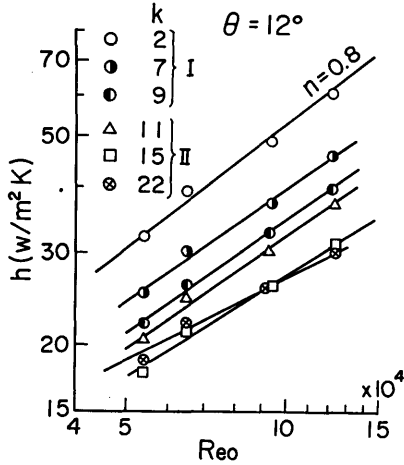


Fig.38 Correlation between h and Re_o in the $\theta=12^\circ$ diffuser.

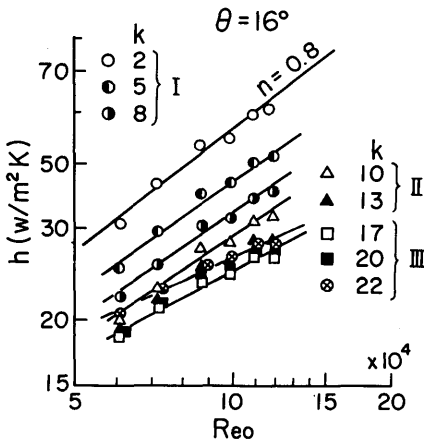


Fig.39 Correlation between h and Re_o in the $\theta=16^\circ$ diffuser.

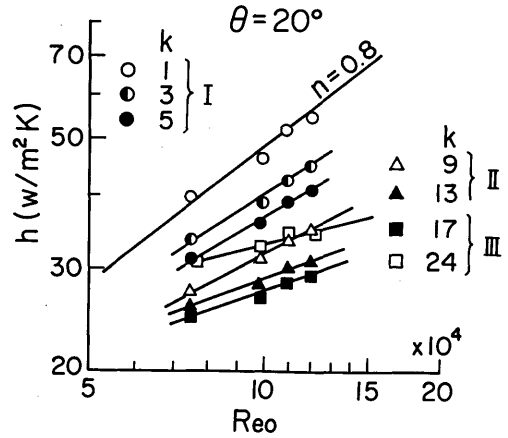


Fig.40 Correlation between h and Re_o in the $\theta=20^\circ$ diffuser.

に見るためのものである。

上流での熱伝達率は乱流管内流における関係

$$h \propto Re^n \propto Re_o^n \quad n = 0.8 \quad (23)$$

によく合致する傾向を示している。

しかし下流, 従って剥離流域に至る程, 特に θ の大きい程, この n の値は小さくなる傾向が出ている。しかしこの図からのみでは剥離域で $n < 0.8$ の傾向と断ずることはできない。本データの整理には \bar{q}_i 法で q_i の範囲の中間値を \bar{q}_i に採っている。その事は, Re_o が小さい域, 即ち h の小さい域においては実際の q_i よりも小さい \bar{q}_i の値となっていることを意味し, h の誤差は大きくなる方に現われる。従って誤差の影響の大きい下流域では, この h と Re_o の関係図では $n < 0.8$ の傾向, 傾斜が小さく現われる傾向となっていると考えられる。いずれにせよ Re_o の範囲があまり大きくないデータで n の値を求めようとすると誤差が増幅されて危険である。しかし Fig.40 の様に $\theta = 20^\circ$ のデータの領域-IIIの後端では h は確かに管内乱流やデューザ剥離流の特性の $n = 0.8$ からはずれる特性を顕わしている。

今までのデータは全て D 壁面上中心線における熱伝達率測定値である。本装置では Table 2 で示した様に, X 方向 3 箇処の位置で中心線に対称に Z 方向の熱伝達率の差異も測定できるようになっている。Fig.41 に示すのはこれらの位置における熱伝達率の Z 方向の比較を示すもので, 中心線位置の熱伝達率 h_{centre} で正規化して百分率で示してある。熱伝達率は q_{tk} 法で求めたものである。

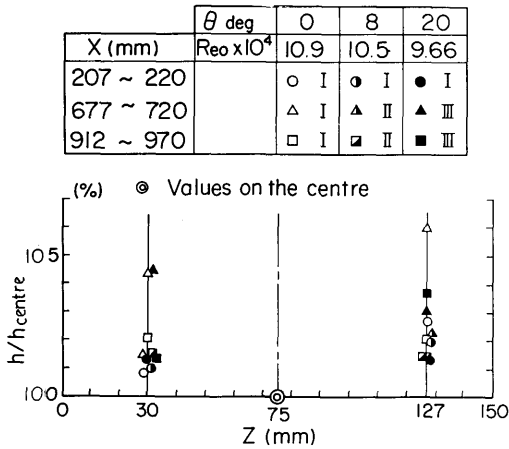


Fig.41 Difference of heat transfer coefficients in lateral direction of the heating surface.

これで見ると中心より0.3W程側壁に寄った位置での熱伝達率は中心での値とほとんど差がないと見てよいであろう。但し僅かながら側壁寄りでは高くなっているのは所謂二次流れの影響によるものと解釈できるであろう。更に領域-IIでは最もZ方向の差が小さいと言えるが、この領域の三次元的激しい乱れのため流れが均質化して二次流れの影響が弱まっているものと思われる。

伝熱面幅方向の熱伝達率差は中央部横幅の半分位の部位では、極く少なく流速分布等と同様にZ方向変化は目立たないものである。熱伝達率は流れの二次元性に対応してX方向にのみ変化するものとしてよい。

3.6 温度分布

熱伝達の機構を明確にしておくためには流体側の温度分布を測定しておくことが必要である。その測定は速度分布の測定と同じ要領で、下壁面上のスリットに設置した摺動装置を利用し、ピトー管の代りに Fig.6 の(c)に示すような温度プローブを流路中に挿入し各X方向断面でのY方向の流体温度Tを測る。伝熱面の温度Twは、伝熱面のTCのX方向の位置が温度プローブの位置と必ずしも一致しないので、X方向にプローブ位置を狭む2点のTC温度を測定し、プローブ位置に対応する伝熱面温度を直線補間してTwとした。温度分布測定には長時間を要するので静定状態の僅かな変化をも補うため、Y方向の1点のTの測定に対し、その都度TwおよびToを測定すると共にqtを常に監視した。

Fig.42は $\theta = 16^\circ$ の領域-IIIにおける温度分布測定

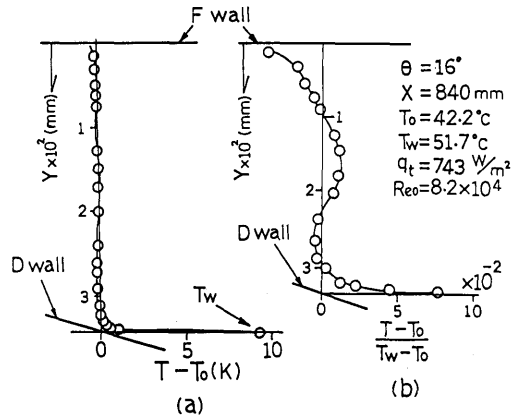


Fig.42 Temperature distribution measurements in the separated flow region.

結果の例である。Fig.42の(a)は流体温度Tと入口空気流温度Toとの差のY方向変化をそのまま示したものである。これによれば流体温度と伝熱面温度との温度差のほとんど95%以上は、D壁伝熱面表面の極く近傍で生じており温度境界層が極めて薄い事を示している。また流路内Y方向の温度分布は、主流と剝離流部との差異およびその界面の存在など流れ場の構造に変化があるにもかかわらず、ほとんど平坦な形で、Y方向には熱移動に対する抵抗が微弱であることを示している。この様に伝熱面近傍を除いて温度分布に変化はほとんど見られず、熱伝達はD壁加熱面近傍のみを考慮すればよい事になるが、ここで流れの境界の存在の温度分布すなわち熱伝達の過程に及ぼす影響を更に検討し易いように、温度差の分布 $T - T_o$ を $T_w - T_o$ で無次元化して尺度を拡大して示したのが Fig.42の(b)である。この様にしてみると速度分布で示される主流と剝離流との境界面付近では速度分布線図同様に温度差分布に曲率の変化、変曲点の存在が明らかで、流れ構造の変化が温度分布の変化、熱移動に対して影響が全くのではない事が明らかである。ただその影響の度が壁面の温度境界層のそれに較べて極めて小さい。

その様な温度分布の測定結果の各流れ領域における遷移の状況を $\theta = 16^\circ$ の場合を選んで示したのが Fig.43である。速度分布の時と同様に中心線に対称にZ方向2点での温度分布も測定してあるが、速度分布と同様にZ方向の差異は小さく、温度分布の変化もX、Y方向の変化が主となる二次元的なものであることが示され、またこれは既述の如く熱伝達率測定値においても

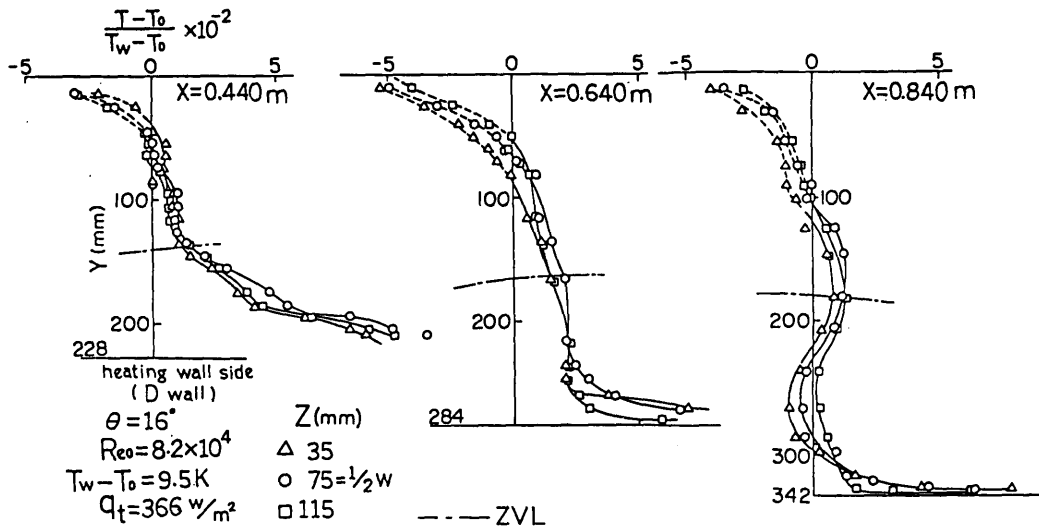


Fig.43 Variation of temperature distributions of the separated diffuser flow for $\theta = 16^\circ$.

Z方向の差異は微弱な事と照応している、

Fig.43に示す $X = 0.44\text{m}$ の位置、すなわち領域-IIの間歇剥離流域では伝熱壁面よりかなり離れたところまで高目の温度分布が保たれている。これはこの領域での激しい乱れと剥離流域から主流部への流れの混合のため加熱面で熱を受取った流れが主流部に廻り込みつつあるためと考えられる。そしてこの部位での比較的高い温度の流体は主流の剥離域との界面に沿って下流に流れるので、例えば $X = 0.84\text{m}$ の位置の領域-IIIでは剥離流側より若干高い温度分布を示すことになる。一方この領域の完全剥離流の流れは、下流の再付着域より廻り込んだ主流の流れの一部であるので、主流部界面付近の局所的に少々高い温度の流体部分よりは温度が低くなっている。

この温度分布線図全般にF壁面側の流体温度は入口温度 T_0 より若干低い。これはデューザ流れでは一般に入口より温度が僅かではあるが低下する性質がある事による。更に室内空気を送風機で駆動するため T_0 は装置外の室温より $15^\circ \sim 20^\circ\text{C}$ 高くなっている。この加熱壁以外のアクリル板壁(熱伝導率 0.06w/mK)を介して若干冷却されるためである。

この温度分布測定結果は速度分布で示される流れの構造を更に明確にするものと言える。

4. 考察と纏め

4.1 流動特性

第1報その他⁽⁴⁾において本実験に用いた様な二次元片開きデューザにおいては θ と AR を適当に選べばD壁面側にのみ剥離流が発生し三つの領域の流れ場に区分できることを既に示した。そしてD壁側の剥離流とF壁側の主流部分とがほとんど固定した境界面を境にして流路に平行に存在し、しかも全体の流れが定常流であればこの様な流れの構造が極めて安定した状態で存続している事も流れの可視化観察によって推断した。

本報における時間平均風速 X 方向成分の測定結果は正に上記の事実を裏付けるものである。速度分布形状の安定性と再現性、レイノルズ数に依らない一定の分布形状であることが明らかになっている。またその速度分布形状の変化は二次元的なものである事も確認された。また主流部分と剥離流部分とは X 方向速度成分の時間平均値が零である界面で画然と区分されている。

本報実験ではピトー管で検出する負の動圧で定義した負の流速 \bar{u}^* を用いたのであるが、この手法によれば定常的には逆流とはなっていない領域-IIの間歇剥離流域もあたかも負の流速を持つかのように定義され、逆方向速度分布を持つものとして主流部分と明確に区分されている。この領域における逆流成分 \bar{u}^* は従って

この流れ場の激しい乱れ、三次元的渦の運動を代表する値とも見做されよう。しかもこの様な測定法では流れの界面におけるような速度変動はあまり検出されずあたかも定常的な流れであるかのようである。これは測定法特性、遅れの多い測定系による結果でもあり、また X 方向(ピトー管方向)の運動よりも Y や Z 方向の流速成分 v' や w' の度合の大きい域である為かもしれない。いずれにせよピトー管による本報の速度分布測定では主流部と領域-IIの間歇剥離領域は区別できるが、実際に逆流 \vec{w} を持つ領域-IIIの剥離域との区別はできない。その判別は本報では再び流れの可視化に依ったものである。それによる X_i や X_s の位置は第1報の可視化による判定とほぼ同一の拡大比の所に来る事が示されたが、速度分布図や θ の大きな事などから、実際は Table 5 に示すものより上流側に寄るものと推定される。

領域-IIにおいては流路内流れが間歇剥離流の影響で振れる傾向があり若干流れの二次元性がくずれるが領域-IIIでの二次元性の回復は著しく速度零の界面で主流と二次元的逆流は明確に仕切られて流れておりあたかも逆方向の二つの管内流が安定して共存しているかの様である。

時間平均値の \bar{u} によっては固定した位置にあるこの流れの界面も速度の瞬間値はかなり大きく変化し、この部位での速度変動は、主流部剥離流部より著しく大きい。それはドライアイスミストレーサの瞬間的挙動の写真でも解る様に、この境界面が波状の運動を $\bar{u} = 0$ の Y 方向位置と面を中心に行っているためである。そのためピトー管に検出される X 方向速度成分が大きく変動して現われるものである。従って時間平均的には二つの管内流の平行した存在との見方もできるが、この速度の界面を通しての流体の移動は Y 方向にもかなり在って、これがこの境界位置でも温度分布に大きな差異が示されない原因と思われる。

これらの測定や観察の結果より、剥離流の発生しているこの型のデフューザ内の流れは、主流部分と剥離流部分を $\bar{u} = 0$ で定義した界面を零速度界面 (Zero velocity surface, ZVS) と呼ぶことにすればこの ZVS で二分されており、定常的な流れのモデルは Fig.44 に示すようなものであろう。また、このモデル構造が伝熱状態でも保たれていることは Fig.19 から伺える。なお Fig.44 にはこの ZVS と D 壁面の交点を X_i として記入してあるが、 X_i はむしろ分離流線の壁面から離れる位置とする方が理に適っている。そ

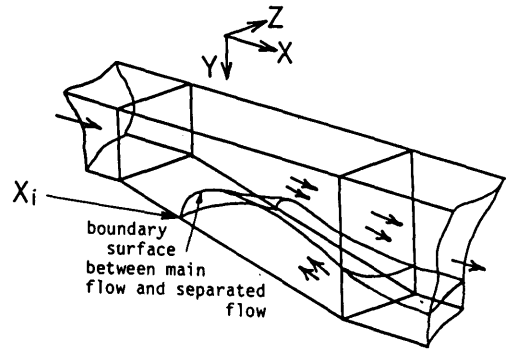


Fig.44 Flow model of the two-dimensional unilaterally diverging diffuser in separation occurrence.

してその場合は少しく上流寄りとなるであろう。しかしその位置を正しく測定することは手間を要する事であり、本報ではかなりの誤差を見込んだ可視化の方法による領域-IIの上流端を X_i としておくものである。分離流線 (Dividing stream line, DSL) は ZVS より主流側に在る。なお ZVS の XY 平面への投影を零速度線と呼び ZVL と略記する。

本報のデフューザは拡大比は第1報のものとはほぼ同一であるが θ が大きく、主流幅が相対的に狭いので圧力回復率はかなり低くなっている。特に $\theta = 20^\circ$ のデータでは C_p は通常のデフューザの下限値に近い値で、噴流域に近いデフューザ状態である。しかし $\theta = 16^\circ$ のものとともにデフューザの出口付近では接続ダクトの影響が現われて C_p 曲線は稍々増大の傾向が示されている。接続ダクトで再付着があると主流は急激にその幅を増大し主流の減速が促進されて C_p は向上するがその効果がデフューザ部分にまで及んで来たためと考えられる。したがってこの様に θ の大きいデフューザの接続ダクト (Outlet duct) 域まで含めた剥離流発生時の流れの概略は Fig.45 に示すようなものと成ろう。本図では X_R を DSL の端部としてある。この様な場合接続ダクトで現われる再付着点 X_R より上流の流れは主流側から剥離流側に捲込んで来るようになり領域-IIIの完全剥離流とは又その特性が異って来る事が考えられる⁽¹⁰⁾。この X_R より上流の剥離流域は剥離泡 (Separation bubble) とも呼ぶが、この剥離泡の後端部の流れ域がデフューザ内におよんでいる場合には、デフューザ内剥離発生域の領域区分に新たに、領域-IVとして定義するものを

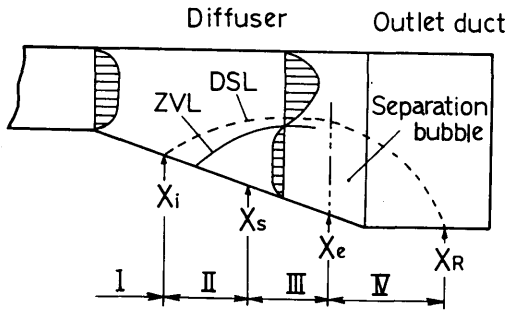


Fig.45 Separation bubble in diffuser and in outlet duct.

置いておくのが妥当かとも考えられ、熱伝達特性を論ずる際にも考慮しておくべきであろう。しかしここでは接続ダクト内の流れについては深く立入らない事にする。

4.2 熱伝達特性

剥離流域の熱伝達特性については第1報によって、領域-IIにおいても、領域-IIIにおいても

$$Nu = C_1 Re_e^{0.8} \quad (24)$$

の関係があり、係数 C_1 が各領域、または流れ方向の局所における特性を示す事を示した。 C_1 は強制対流熱伝達におけるもうひとつの無次元の独立変数であるプラントル数 Pr も含んだものであるが、実験条件は Pr は一定であるから Pr の影響については考えない事にして論を進める。

(24)式は発達した乱流管内流の熱伝達率とレイノルズ数への依存関係が同じであるから、デューザ内の剥離流域の熱伝達率を、通常の乱流管内流の熱伝達率予測式、例えば(16)式を基準として表示し考察する事を第1報で提案した。

すなわち基準ヌセルト数を Nu_T とすれば

$$Nu_T = Nu \quad (25)$$

しかし温度助走区間も考慮するときは(17)式から

$$Nu_T = \epsilon_3 Nu_{fd} \quad (26)$$

有次元の基準熱伝達率 h_T は

$$h_T = \frac{\lambda}{De} Nu_T \quad (27)$$

ヌセルト数は無次元の関係式であるからより一般的であり、流速や流路の大きさ、そして物性値の異なる場合の相互の比較を相似関係を基として行う時は適当な表示であるが、本研究の様未だ緒についたばかりの対象の実験データを取扱うような場合には、むしろ有

次元の熱伝達率で生のデータに近い値をもって取扱うのが適切であると考えられる。もちろん本質的にヌセルト数表示をしても、有次元表示にしても同じことである。

レイノルズ数には流路断面の等価径と、平均流速をもってする管レイノルズ数によってデューザ流れの熱伝達率を扱うこと、すなわち剥離流域をも管内流として整理する方針についても第1報で提言してあり以下同様にするが、デューザでは流路が拡大して X 方向局所のレイノルズ数 Re も変化する。また θ の異なる時も異った値を持つ。そこで一定の基準値としてはデューザ咽部(入口)での値を用いることにする。しかし咽部断面を基とする熱伝達率 h_{T0} を、咽部と同一の直管の十分発達した乱流の熱伝達率予測式、(16)式で与えることにする。

$$h_{T0} = \frac{\lambda}{D_{e0}} Nu_{fd0} \quad (28)$$

これらの諸量の定義の下に本報実験結果の熱伝達率 h を解析することにする。

第1報で既に(24)式の実験的関係を明らかにしたから、ここで本報の結果もこの様な関係

$$h \propto Nu \propto C_1 Re_e^{0.8} \propto Re_e^{0.8} \propto Re_{e0}^{0.8} \quad (29)$$

が得られたかを検討する。

しかし実験結果の3.5.4において述べたように実験では Re_{e0} の範囲が直接(29)式の関係、すなわち(23)式のように Re_{e0} の n の値を算出するに十分な程広く取られてない事やデータの誤差範囲を考慮すると直接指数 n を算出するのは困難である。

しかし h が(29)式の関係を持っているならば、同一位置の測定値を $Re_e^{0.8}$ で除した値は一定の定数となるであろう。この定数を算出しそれが実験誤差以内に収まっているならば既報の水流実験の結果と同様に(29)式の間関係を満すものと見做してよいであろう。

そこで各 θ における各局所の測定値 h を h_{T0} で除して整理してみる。なお局所の Re_e と Re_{e0} は単に幾何的な関係にある。

Fig.46 から Fig.49 まではこの結果を θ 毎に示したものである。これを見ると多少のパラツキはあるもののほぼ Re_{e0} に依らない一線上に乗っているものと見做せよう。図中に示した算術平均値と各データを比較すると、推定される実験データのバラツキ $\pm 15\%$ 以内にほとんどが収まっている。ただし $\theta = 20^\circ$ の下流端、領域-IIIの後部のデータが若干バラツキが大きく 15% を超えるものとなっている。下流域、剥離流域でのバラツキが上流域よりも大きいのは、測定値の処理で述

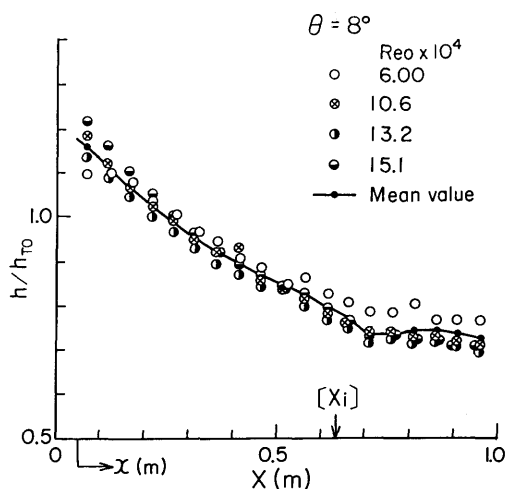


Fig. 46 Normalized heat transfer coefficients by h_{T0} in the $\theta=8^\circ$ diffuser.

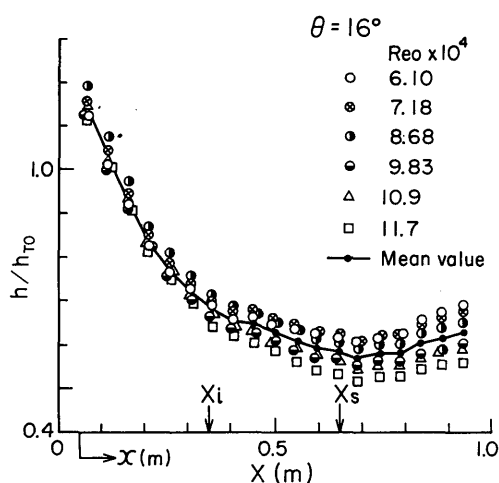


Fig. 48 Normalized heat transfer coefficients by h_{T0} in the $\theta=16^\circ$ diffuser.

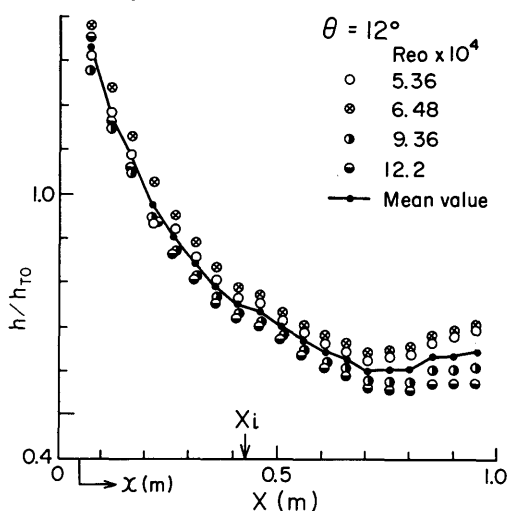


Fig. 47 Normalized heat transfer coefficients by h_{T0} in the $\theta=12^\circ$ diffuser.

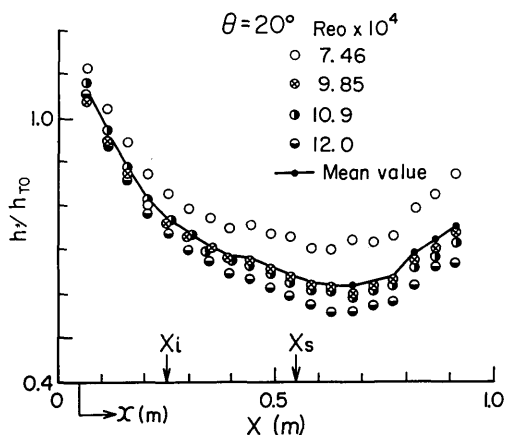


Fig. 49 Normalized heat transfer coefficients by h_{T0} in the $\theta=20^\circ$ diffuser.

べた様に \bar{q}_i からの偏差範囲が大きいためと解釈してよい。

そしてこれ等の図の縦軸 h/h_{T0} の値は(24)式の特性係数 C_1 の表示にもなっている。 C_1 と h/h_{T0} との関係は

$$C_1 = \frac{h}{h_{T0}} \cdot \frac{b}{b_0} \left(\frac{b_0 + W}{b + W} \right)^{0.2} \quad (30)$$

となり h/h_{T0} に局所 X 位置での幾何的な定数を乗じた形で与えられる。

またこれらの h/h_{T0} の変化図は剝離流の発生したこのディフューザの D 壁側の熱伝達率の変化を如実に

示すものである。 X_i 付近で h の低下の度合は鈍化し、 X_s 付近からは平坦化するか又は少々上昇する。

本図から第1報で示されたと同じようにディフューザ内の熱伝達率は(29)式の関係を実験においても満たすものと言ってよいであろう。

少し厳密に表現するならば実験範囲では h は $R_e^{0.8}$ にほぼ比例して変化すると、 $h \propto R_e^n$ において n の値を 0.8 に近い値に置いたものに比例しているとも言えよう。

次に本実験結果を第1報と同様に基準値 h_T と比較してみることにする。基準値(27)式は Fig. 50 に示すように、ディフューザの熱伝達率を、同一断面 aa' でその断

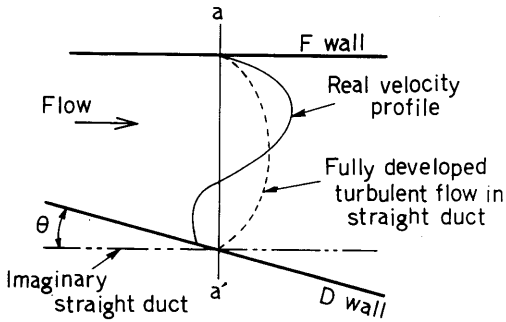


Fig.50 Concept of providing the basic turbulent heat transfer coefficient h_T of the diffuser section.

面を有する仮想的な直管の速度的に十分発達した乱流の熱伝達率で表示したものと云える。そして温度助走区間の影響 ϵ_3 を補正している。ここでデフューザの様に流路が拡大すると D_e も大きくなり、(18) 式の様な ϵ_3 の与え方では温度助走区間が下流に伸びる事を表わすものとなる。これは流路が拡大し境界層の厚さが増す傾向とは合致しない。しかし仮想直管について考えれば、この直管でこの断面に対して十分境界層が発達するには上流では流路の狭くなるデフューザよりも、より長い助走区間を必要とするであろう。(26), (27) 式の形で h_T を与えることは ϵ_3 にこの事を受持たせる事になる。Fig.32 において領域-I の非剥離流の実測の h にこの基準値 h_T の算定値がかなり良く合致しているのは、このような上記の関係が程良く調和しているためと思われる。

しかしこの h_T は非剥離拡大流熱伝達の現象を忠実に表現するために与えたものではない。この間の事情については第1報で既に述べたが、 h_T は一意的に与え得る比較対象値としてのもので、他の予測式、他の立却に基づいて別の取り方をすることも可能である。

さてここでは第1報同様(27)式の h_T と実測値 h との関係を検討して行くことにする。

Fig.51 は h_T が各 θ によって X 方向にどのような値を持つものか予め算定したものである。 h_T を h_{T0} で無次元化した形である。

この h_T/h_{T0} と先の Fig.46~Fig.49 の h/h_{T0} の図を比較することに依って実測値 h と基準値 h_T との直接比較ができる。Fig.52 から Fig.55 はその関係を示すもので、実測値は平均値をもって示しデータの誤差範囲を付しておいた。剥離流域の発生に伴って h が h_T に比

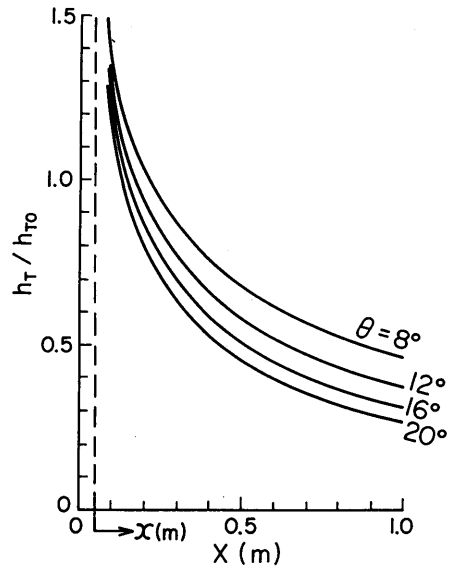


Fig.51 Calculated basic turbulent heat transfer coefficients h_T of the test diffuser.

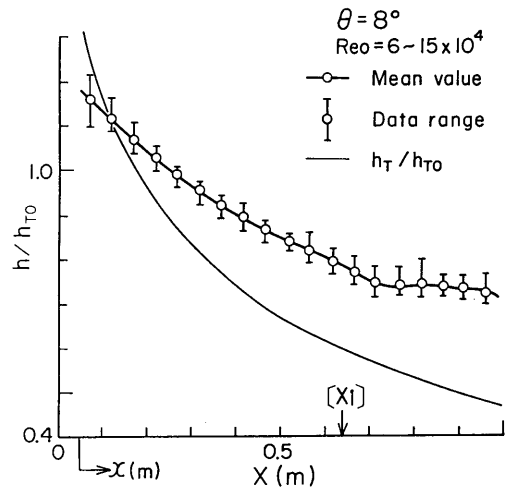


Fig.52 Comparison of measured h with h_T in the $\theta=8^\circ$ diffuser.

較して増大して行く様がよく示されている。ここで入口直後では h が h_T よりも低い値となっているのは開き角が大きく境界層の発達及早まり助走区間の熱伝達への効果が局部的に低下するためであろう。 $\theta=8^\circ$ の Fig.52 では非剥離流域であるが h は h_T より明らかに大きい。これは q_{ik} 法で自然対流分を含んだ h のためと思われる。

既に述べたように第1報で剥離域も含めたデフュー

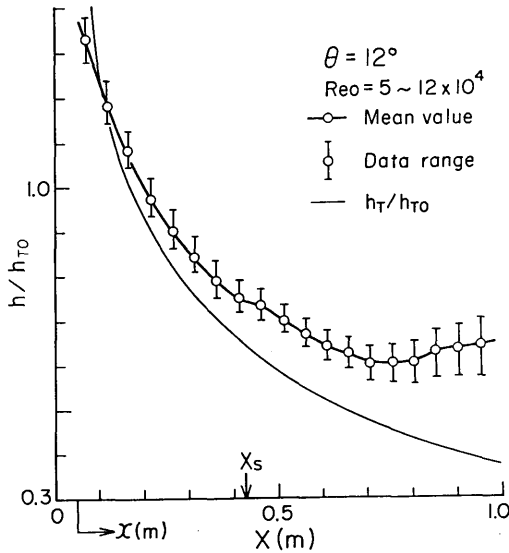


Fig. 53 Comparison of measured h with h_T in the $\theta = 12^\circ$ diffuser.

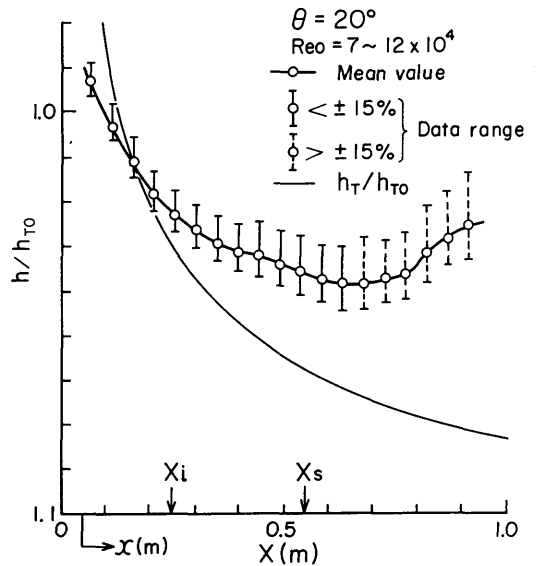


Fig. 55 Comparison of measured h with h_T in the $\theta = 20^\circ$ diffuser.

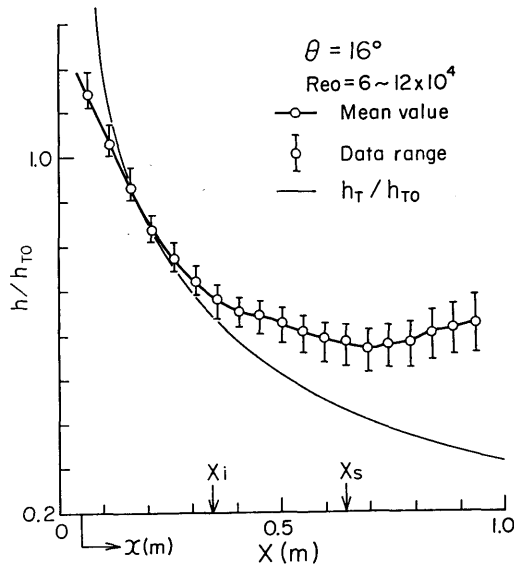


Fig. 54 Comparison of measured h with h_T in the $\theta = 16^\circ$ diffuser.

一ザ内の剥離流発生壁側の熱伝達率を基準熱伝達率 h_T との比率すなわち特性係数 ϵ で表示することを提案している。すなわち

$$h = \epsilon h_T \quad (31)$$

h も h_T も $Re_e^{0.8}$ に比例するから ϵ はレイノルズ数に

は依らない係数である。しかし流れ領域の特性に依存し局所によって異なる値を持つものである。

この ϵ の値を実験値より求めるために Fig. 52 ~ Fig. 55 の関係図を用いて

$$\epsilon = \frac{h}{h_T} = \frac{h}{h_{T0}} \cdot \frac{h_T}{h_{T0}} \quad (32)$$

を算出したものが Fig. 56 から Fig. 59 である。いずれも各 θ 毎のものであるが、ここで Fig. 56 の $\theta = 8^\circ$ のデータは自然対流分を補正した値も併せて示した。 $\theta = 12^\circ, \theta = 16^\circ, \theta = 20^\circ$ のデータは既述のように既に自然対流の補正済である。

これらの図の ϵ によって流れ領域に対応する h と

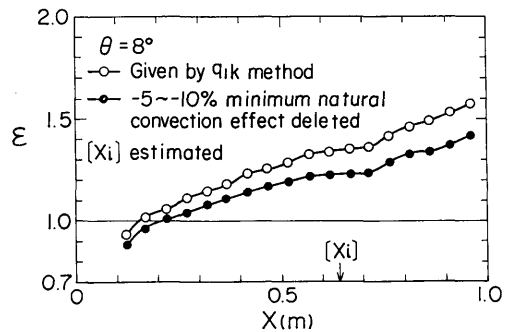


Fig. 56 Experimental ϵ values in the $\theta = 8^\circ$ diffuser.

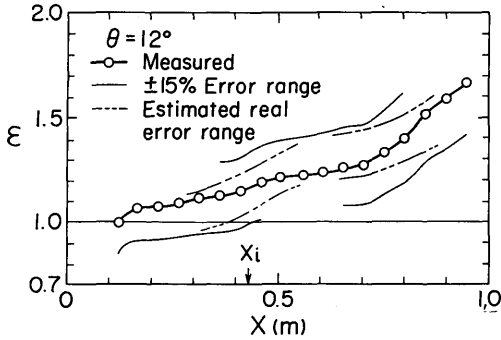


Fig. 57 Experimental ϵ values in the $\theta=12^\circ$ diffuser.

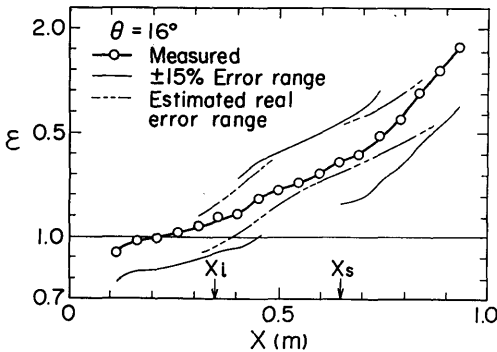


Fig. 58 Experimental ϵ values in the $\theta=16^\circ$ diffuser.

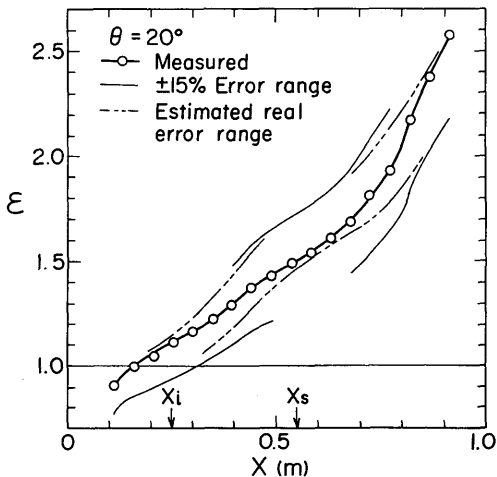


Fig. 59 Experimental ϵ values in the $\theta=20^\circ$ diffuser.

h_r との関係, すなわち ϵ の変化がより明瞭になっている。また開き角 θ による違いも明らかであろう。

ϵ の変化曲線は第 1 報のように熱流計を用いた測定でないで局所の急激な変化は顕著に表示されていないが, X_i や X_s での変化の度合の変り方も伺える。なお $\theta = 8^\circ$ の $[X_i]$ は Table 5 の AR 値を元にした推定値である。

この ϵ の変化曲線は 3.5.3 の (2) で述べた伝熱壁の q_i の傾向, \bar{q}_i 法によるデータ整理に基づく誤差の傾向から推定すると図中に二点鎖線で示した誤差範囲に実際は近いものと思われる。即ち X_i から X_s の間では, より増加傾向が急ではないかも推定される。

4.3 特性係数 ϵ について

(3)式で定義する特性係数 ϵ はデューザ内の剥離流側の全域の熱伝達率を与えるレイノルズ数には依らない係数であって, 第 1 報で述べた様に

非剥離流域, 領域-I $\epsilon \approx 1$

間歇剥離流域, 領域-II $\epsilon > 1$

完全剥離流域, 領域-III $\epsilon > 1$

の区分は本実験でも同様に示されている。

領域-I では $\epsilon \approx 1$ であるが, 咽部直下では本報の様 θ が大きいと温度助走区間の効果が減殺されて $\epsilon < 1$ になる域もある。また可視化によって判定した領域区分に対しては, 領域-I でも $\epsilon > 1$ の傾向も出ている。データの誤差範囲も関与し明確な推量はできないが, 開き角が大きいとかなり上流でも実際には微細な間歇剥離が発生している可能性があり, この影響で領域-I でも $\epsilon > 1$ となるのかもしれない。Fig. 56 や Fig. 57 の $\theta = 8^\circ$ や $\theta = 12^\circ$ のデータは X_i の上流での $\epsilon > 1$ を示している。また非剥離流であっても流路の非対称の拡大によって速度分布形状が偏奇してくると $Re^{0.8}$ 依存性がくずれてくる可能性がありその場合は ϵ は Re の関数となってくる。しかし領域-I の流れは他の手法で十分解析可能な流れであり本研究では特に問題対象とするものではない。

領域-II と領域-III は流れは異なるが, ϵ に対してはその大小以外異なった影響は現在のところ区別できない。流れに非正常性や二次元性三次元性の差異があり, また逆流と時間平均では逆逆流の違いはあっても時間平均値としての壁面熱伝達率には単にスカラー的な量として作用するだけとも言えよう。

$\theta = 20^\circ$ や $\theta = 16^\circ$ に見る領域-III 後端部, すなわちデューザ出口域での熱伝達率のパラッキ, 特に $Re^{0.8}$ 依存性に対するパラッキは, Fig. 49 など伺える

が、これは Fig.45 に示した様に接続ダクト部での再付着流域、図で定義する領域-IVの流れ場に達しているための影響とも考えられる。この区間での ϵ の値もその上流に比較して増加が著しい。

接続ダクト部の剝離泡の熱伝達特性は上流のディフューザ内の剝離流域とは異なるものであることが報告⁽¹¹⁾されている。そしてその場合には h は $Re^{0.8}$ に依存しないから(3)式の表示では ϵ はレイノルズ数の関数となるであろう。この領域-IVに関しては今後別の報告に待たなければならない。

ここで $\epsilon > 1$ をもって熱伝達率の増加といった表現も用いて来たが、第1報でも述べたように、これはあくまでも基準値 h_T に対比しての事である。 h_T は Fig.51 に示すようにディフューザ下流に従ってかなり急激に低下する性質のものである。従って ϵ の大小で h の大小を推定することはできない。事実測定値は全て剝離流発生域であっても入口よりは低下している。ここで各 θ における h を直接比較してみると Fig.60 の様になる。すなわち開き角によって、X 方向位置によって h の値にはあまり差はない。この事からすれば剝離流の発生は、流路拡大による平均流速の低下から推定される熱伝達率の低下を抑制しているとも言える。基準値に対する増加を熱伝達率の増加と採るか、低下の抑制と取るかが単に表現の違いであるか現象の本質

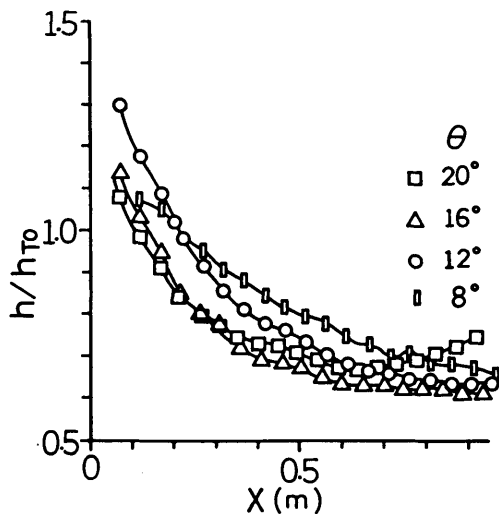


Fig.60 Comparison of local heat transfer coefficients in each case of diverging angle θ .

に促したものとなるかは現在のところ断定はできない。

いずれにせよこの ϵ を予測することができれば(3)式によってディフューザ内剝離流域の熱伝達率を予測することが可能となる。 ϵ がどのような性質のものであるか更に検討を加えることとし測定値 ϵ を纏めて示したものが Fig.61 である。 θ によって X 方向位置すなわち流れ領域によってその値がかなり異なることは示されているが、 ϵ の一般的因子を考察するには本実験にのみ対応する X 方向位置よりも、無次元量で流れの領域と対比する方が良い。

そこで X に代って横軸に拡大比 AR をとって ϵ を比較したのが Fig.62 である。かなりばらつきはあるものの ϵ は剝離開始点を与える AR の域から AR に比

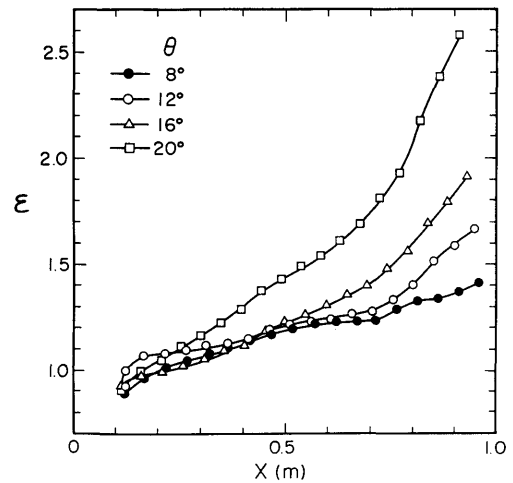


Fig.61 Comparison of ϵ values in each diverging angle.

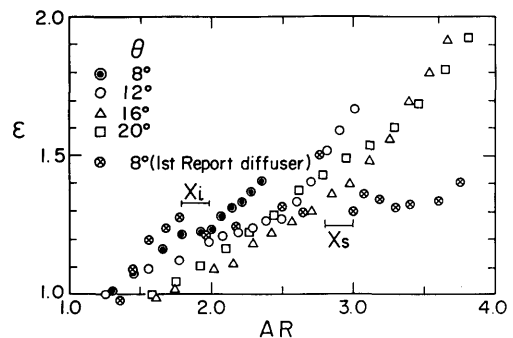


Fig.62 Dependence of ϵ on area ratio and on diverging angle.

例して増大して θ にはあまり依存していないものと見做せる。従って同一のデイフューザにおいては ϵ の値は AR の関数として与えられるものと言えよう。すなわち

$$\epsilon = f(\text{AR}) \quad (33)$$

ここで Fig.62 には第 1 報における $\theta = 8^\circ$ の場合の ϵ も記入してみた。 ϵ はやはり AR によって変化するが、同一の AR に対して本実験における結果と領域 III の域で甚々異なった値を取っている。この原因は AR 以外の因子も ϵ には含まれる事を推測させる。

同一の AR 域で ϵ の異なる本報と第 1 報のデータを較べると、まず本報の $\theta = 20^\circ$ と第 1 報の水流実験の $\theta = 8^\circ$ の ϵ は大きく異りかつ Cp の値が大きく異っている。

この $\theta = 8^\circ$ と本報の $\theta = 16^\circ$ の ϵ も大きく異なるが Cp にそれ程大きな差異はない、少なくとも $\theta = 20^\circ$ における Cp 程の差はないと言える。差異があるのは θ の値である。従って異なるデイフューザ間にあつては θ も ϵ に影響する因子となっている。

この様に見ると ϵ に作用する AR に次ぐ独立の因子としては Cp を考え、次いで θ をも考慮するのが妥当であろう。すると(33)式は

$$\epsilon = f(\text{AR}, \text{Cp}, \theta) \quad (34)$$

と書く事もできる。

ここでこの関数表示を見れば、これはとりもなおさずデイフューザの特性そのものと言っても可い。即ちデイフューザの剝離流域の熱伝達の特性係数 ϵ は、デイフューザの特性や性能そのものに密接な関係を持っていると見做せる。

AR と θ と Cp の三変数は全く独立とは言えず、デイフューザの性能線図はしばしば AR と θ をもって Cp を求める形で示されている。しかし二つを取出せば互に独立性の強いものである。

デイフューザの形態に対しては AR と θ は独立の因子である。また圧力回復係数 Cp は流動に関する種々の要因を集約した流力特性の表示でもある。

これ等の推論から ϵ に対して関数の具体的表示を解析していく事が剝離流域熱伝達の一般の予測を可能とするものと思われる。しかして本報の実験結果で明らかになった流動の機構、熱移動の構造等が有力な資料となるであろう。すなわち明瞭に区分され定常的な主流と剝離流。その界面を通しての熱の移動、剝離流部分の流れの定性的特徴、これらのイメージを具体的な形で上記の関数表示に結びつけることが今後の問題

である。

4.4 纏 め

第 1 報のデイフューザと略同一形態を持つ試験流路デイフューザを用い、開き角 θ を大幅に変更して流動観察と熱伝達の実験を行なった。使用流体は第 1 報の水流に対して空気流に変えたが、流力的熱的諸条件は同様のものとした。実験結果は第 1 報の結果を敷衍するものであり、またデータ範囲を広げることができた。

本報では更に流速分布や温度分布の測定を加え、流れの構造や熱移動の過程を明らかにすることを得た。この形態のデイフューザでは定常乱流の流入の下で剝離流が発生した時、開き壁側に安定した剝離流部分が存在し、流れは二次元的に変化している。しかして主流部分と剝離流部分は二次元的な界面で明瞭に区分されて流れているが、界面での法線方向の流体の移動は活発で熱の移動を円滑にしており温度分布には境界が顕著には現われない。そのためデイフューザ内流れに対する伝熱特性は剝離流部分の特性によって支配されている。

剝離域の熱伝達特性は発達した管内乱流と同様のレイノルズ数依存性を示す事が確認されたので、管内乱流熱伝達率に対する比率として特性係数 ϵ で剝離流域の熱伝達を評価することが可能である。

本報では実験結果の示す特性からこの特性係数の性質を検討し、拡大比や圧力回復係数等のデイフューザの形態や性能に密接な関係のあるものと推定した。

今後はこの特性係数をデイフューザの特性と流れの構造や熱移動の機構をふまえて解析して行く事が課題となる。この様な問題については引続き順次報告することにした。

5. 謝 辞

本研究の実施に当っては引続き栗原利男氏（東大宇宙航研、現都立航空工専）の助言を頂き、また終始激励を頂きました。記して篤く感謝の意を表わす次第です。

実験装置の主要部は著者自身の加工工作によるものであるが、その作業に当っては当所推進性能部の御厚意による便宜に負うところが多く、ここに厚くお礼申し上げます。

6. 記号

AR	ディフューザの拡大比	b_x/b_o	q_t	放熱損失熱流束	Q_t/A_h	w/m^2
A_h	伝熱面積	m^2	q_t'	装置の固有の放熱損失熱流束	Q_t'/A_h	w/m^2
b_o	ディフューザ咽部幅	m	q_r	輻射熱流束	Q_r/A_h	w/m^2
b_1	ディフューザ出口幅	m	q_t	主ヒータの発熱熱流束	Q_t/A_h	w/m^2
b_x	ディフューザ局所の幅	m	R_a	レイリ数		
C_1	係数		Re	管レイノルズ数	UDe/ν	
C_p	圧力回復係数		Reo	咽部の管レイノルズ数	U_oDeo/ν	
C_{pt}	理想的圧力回復係数		R_h	主ヒータの電気抵抗	Ω	
De	等価径	m	T	流体局所の温度	$^{\circ}C$	
Deo	ディフューザ咽部の等価径	m	T_o	咽部の流体温度	$^{\circ}C$	
DSL	分離流線		T_w	伝熱面局所の表面温度	$^{\circ}C$	
E	有効面積比	U/\bar{u}_{max}	ΔT	温度差	$T_w - T_o$	K
Gv	流量	m^3/s	TC	熱電対		
h	X方向局所の熱伝達率	w/m^2K	U	流路断面平均流速	$Gv/b_x W$	m/s
h_a	自然対流熱伝達率	w/m^2K	U_o	咽部および助走路の平均流速	$Gv/b_o W$	m/s
h_r	基準熱伝達率	w/m^2K	U_1	ディフューザ出口の平均流速	$Gv/b_1 W$	m/s
h_{T_o}	咽部基準熱伝達率	w/m^2K	u	X方向速度成分	m/s	
I	主ヒータ電流	A	\bar{u}	uの時間平均値	m/s	
k	熱電対取付位置番号		\bar{u}^*	負の \bar{u}	m/s	
L	ディフューザの長さ	m	u'	X方向速度成分の変動値	m/s	
L_1	接続ダクトの長さ	m	v'	Y方向速度成分の変動値	m/s	
L_h	伝熱面の長さ	m	w'	Z方向速度成分の変動値	m/s	
L_i	$L_1 - L_h$	m	W	二次元ディフューザの高さ	m	
Nu	ヌセルト数		W_h	伝熱面の幅	m	
Nu_{fd}	発達した管内乱流のヌセルト数		X			
Nu_T	基準ヌセルト数		Y	直角座標系およびその距離	m	
n	レイノルズ数の巾指数		Z			
Pr	プラントル数		X_i	剥離開始点	m	
p_d	動圧	Pa	X_s	剥離点	m	
p_d^*	負の動圧	Pa	X_e	領域-IIIの終端	m	
p_{d1}	変動動圧の最大値	Pa	X_R	再付着点	m	
p_{d2}	変動動圧の最小値	Pa	x	温度助走区間の距離	m	
p_s	静圧	Pa	y	D壁面から測ったY方向距離	$b_x - Y$	
p_t	総圧	Pa		m		
Q_t	主ヒータ発熱量	w	ZVL	零速度線		
Q_a	自然対流伝熱量	w	ZVS	零速度界面		
Q_c	強制対流伝熱量	w	α	$\Delta T - q_t$ 線図上の傾斜角		
Q_t	放熱損失量	w	α_G	オリフィスの流量係数		
Q_r	輻射伝熱量	w	$\bar{\alpha}_G$	α_G の代表値		
Q_t'	装置の固有の放熱損失量	w	ϵ	特性係数		
q_a	自然対流熱流束	Q_a/A_h	ϵ_3	温度助走区間の熱伝達率の係数		
q_c	強制対流熱流束	Q_c/A_h				

η_a	デイフューザ効率	Cp/Cpt
θ	デイフューザの開き角	deg.
λ	空気の熱伝導率	w/mK
ν	空気の動粘度	m ² /s
ρ	空気の密度	kg/m ³
I	領域-I	
II	領域-II	
III	領域-III	
IV	領域-IV	
添	字	
o	デイフューザ咽部または助走流路	
l	デイフューザ出口	
x	Xにおける局所値	
fd	十分発達	
max	最大	
a	自然対流	
c	強制対流	
r	輻射	

7. 参考文献

- 1) 涌坂伸明：デイフューザ内剥離流域の熱伝達特性の実験的研究（第1報，二次元片開きデイフューザの水流実験），船舶技術研究所報告，Vol.21, No.3 (1984) pp. 15-37
- 2) 涌坂伸明：デイフューザ内剥離域の熱伝達（第3報，空気による熱伝達実験），日本機械学会関西支部第235回講演論文集(1976) pp.82-84
- 3) 涌坂伸明：デイフューザ内剥離域の熱伝達（第4報），日本機械学会熱工学講演論文集，No.790-18 (1979) pp.107-109
- 4) 涌坂伸明，栗原利男：二次元片開きデイフューザの剥離流の可視化観察と圧力回復率，東京都立航空工業高等専門学校研究紀要，第20号(1983) pp. 51-67
- 5) 浅沼 強編：流れの可視化ハンドブック，朝倉書店，初版(1979)
- 6) 松本容吉，板谷松樹：刃形縁オリフィスの形が流量係数に及ぼす影響，日本機械学会論文集，Vol.2, No.42(1946) pp.170-174
- 7) 日本工業規格：送風機試験方法，JISB8 330-1962，昭和37年1月1日改正(1962)
- 8) 涌坂伸明：デイフューザテールダクト内の流れ，船舶技術研究所第37回講演集(1981) pp.193-196
- 9) 甲藤好郎：伝熱概論，養賢堂，初版(1964) p.174
- 10) 涌坂伸明：デイフューザテールダクト内剥離泡流れの構造，船舶技術研究所第39回講演集(1982) pp. 85-88
- 11) 涌坂伸明：デイフューザ後尾管内再附着域の熱伝達実験，第19回日本伝熱シンポジウム講演論文集(1982) pp.37-39