

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

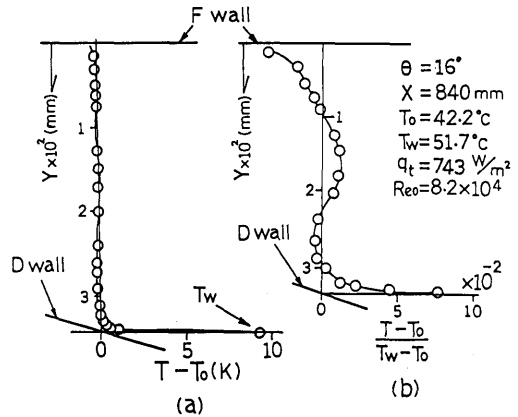


Fig.42 Temperature distribution measurements in the separated flow region.

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ない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

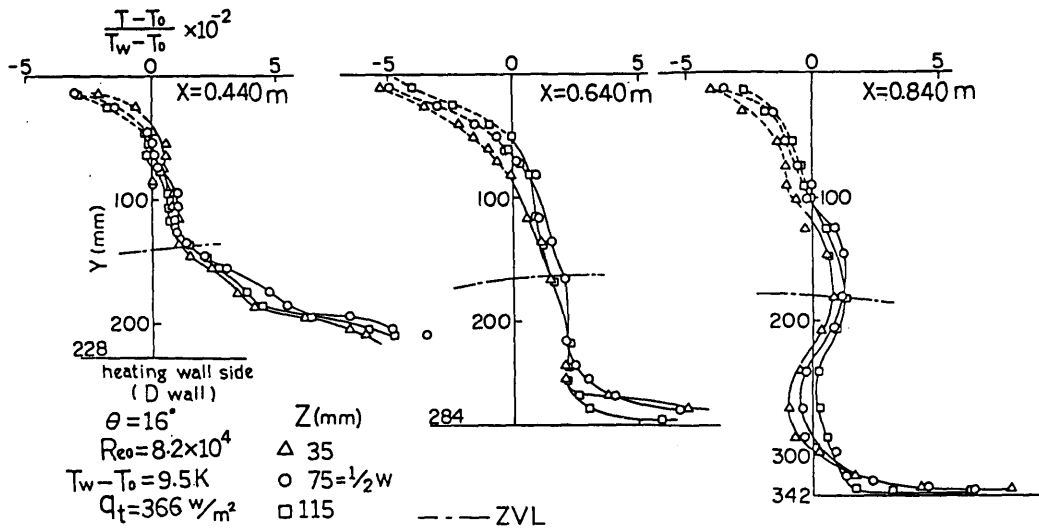


Fig.43 Variation of temperature distributions of the separated diffuser flow for $\theta = 16^\circ$.

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 $15 \sim 20^\circ \text{C}$ 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 0.06 W/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

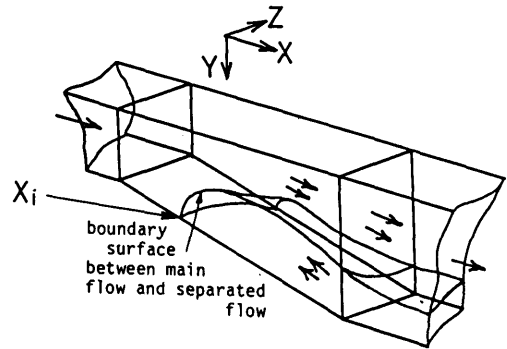


Fig.44 Flow model of the two-dimensional unilaterally diverging diffuser in separation occurrence.

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

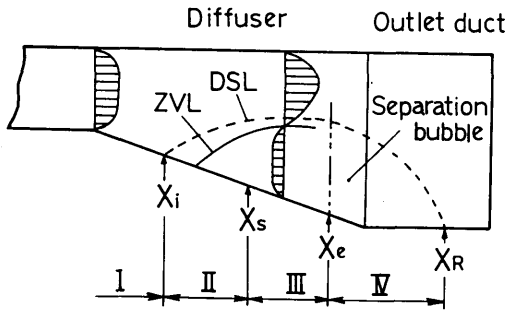


Fig.45 Separation bubble in diffuser and in outlet duct.

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

剥離領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

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

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、デューザ内の剥離領域の熱伝達率を、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、本研究の様但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、すなわち剥離領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

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

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 $Re_{e0}^{0.8}$ 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% を起えるものとなっている。下流域、剥離領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

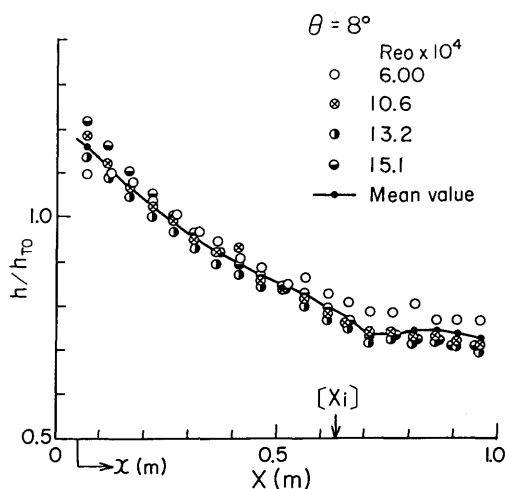


Fig. 46 Normalized heat transfer coefficients by h_{T0} in the $\theta=8^\circ$ diffuser.

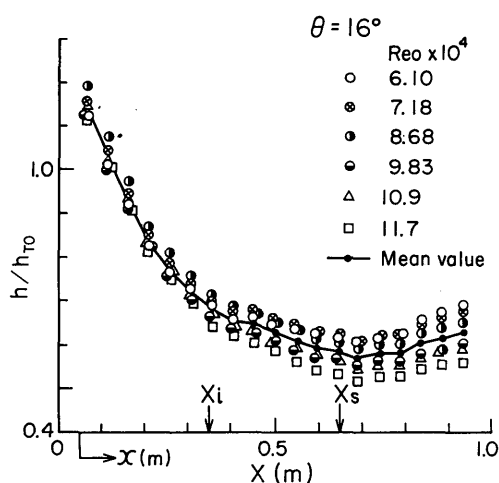


Fig. 48 Normalized heat transfer coefficients by h_{T0} in the $\theta=16^\circ$ diffuser.

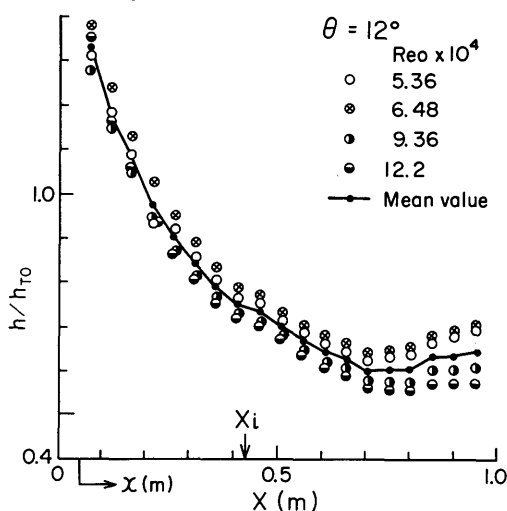


Fig. 47 Normalized heat transfer coefficients by h_{T0} in the $\theta=12^\circ$ diffuser.

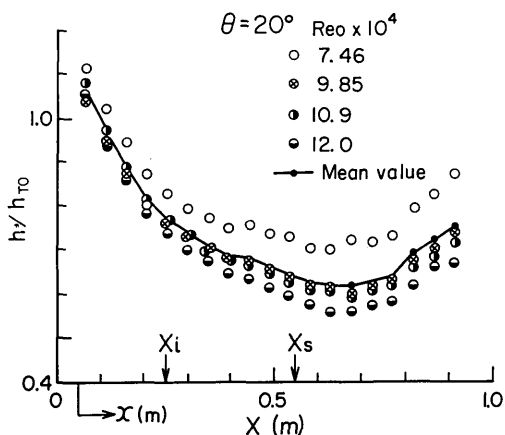


Fig. 49 Normalized heat transfer coefficients by h_{T0} in the $\theta=20^\circ$ diffuser.

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

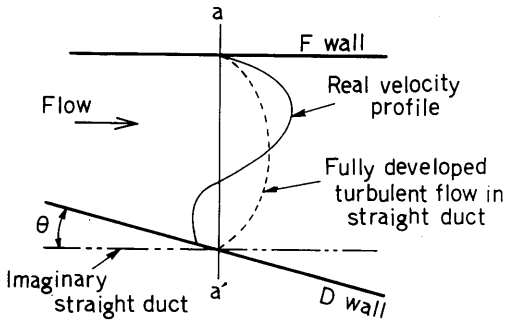


Fig.50 Concept of providing the basic turbulent heat transfer coefficient h_T of the diffuser section.

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) 式のような 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

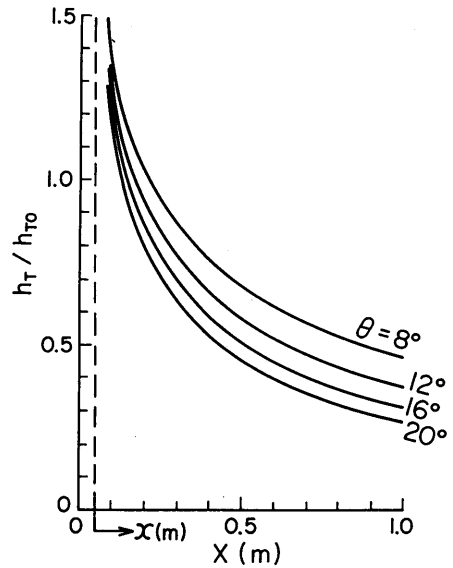


Fig.51 Calculated basic turbulent heat transfer coefficients h_T of the test diffuser.

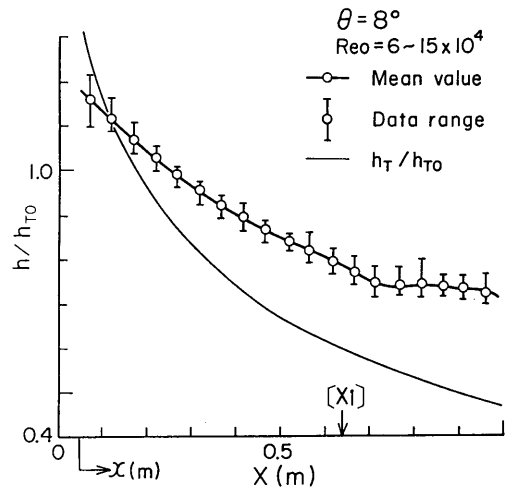


Fig.52 Comparison of measured h with h_T in the $\theta=8^\circ$ diffuser.

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が始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

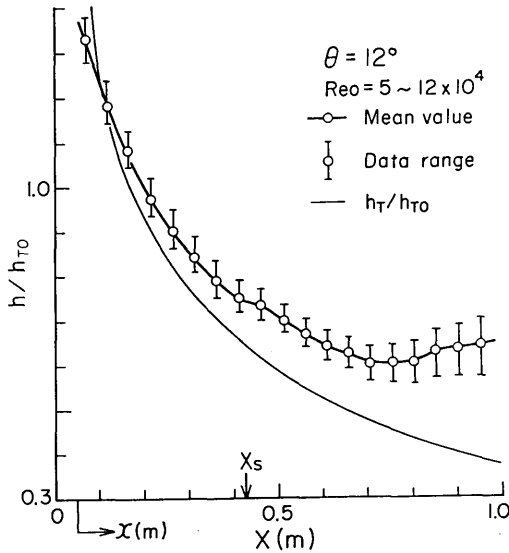


Fig. 53 Comparison of measured h with h_T in the $\theta = 12^\circ$ diffuser.

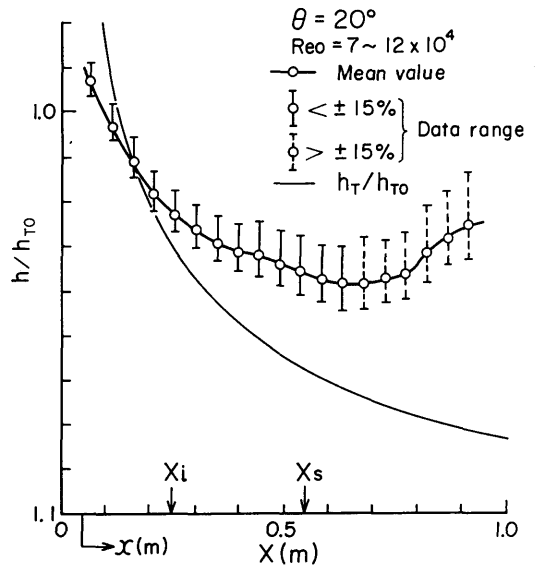


Fig. 55 Comparison of measured h with h_T in the $\theta = 20^\circ$ diffuser.

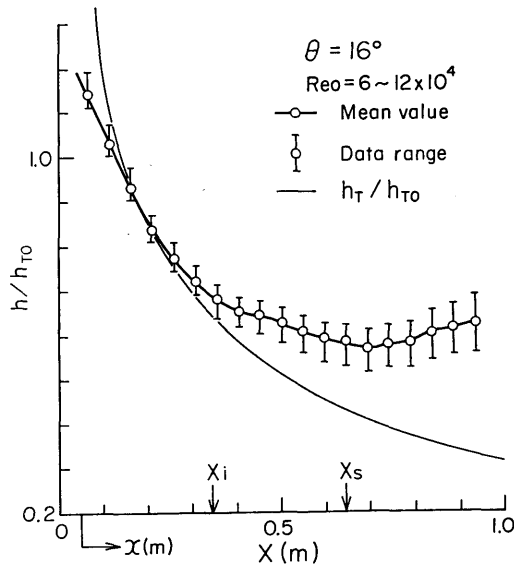


Fig. 54 Comparison of measured h with h_T in the $\theta = 16^\circ$ diffuser.

一ザ内の剝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 $Re^{0.8}$ 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

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

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

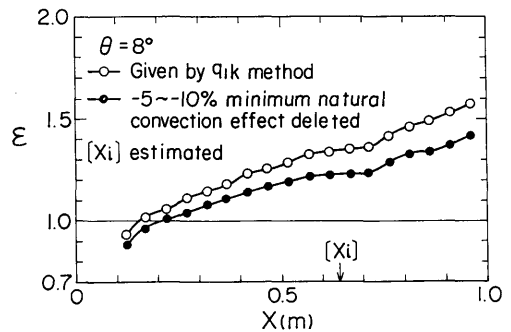


Fig. 56 Experimental ϵ values in the $\theta = 8^\circ$ diffuser.

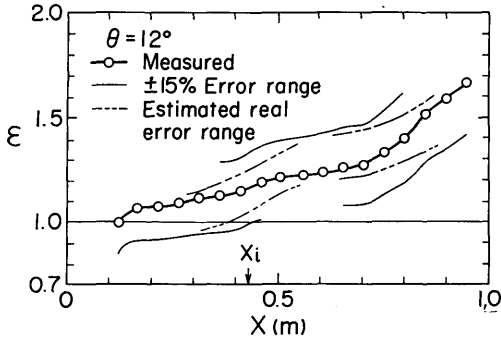


Fig. 57 Experimental ϵ values in the $\theta=12^\circ$ diffuser.

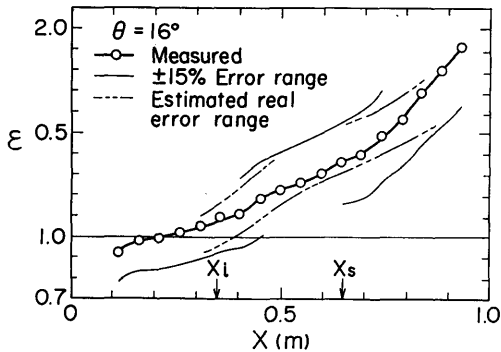


Fig. 58 Experimental ϵ values in the $\theta=16^\circ$ diffuser.

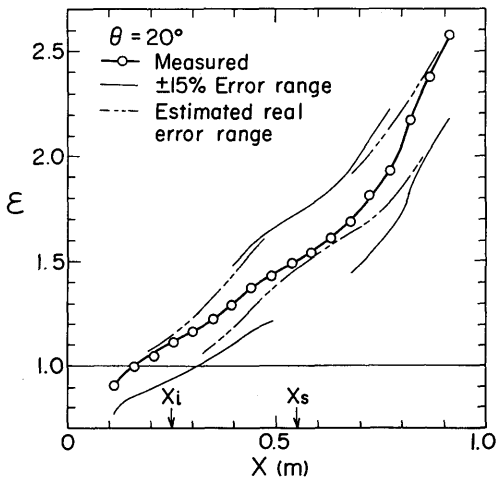


Fig. 59 Experimental ϵ values in the $\theta=20^\circ$ diffuser.

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わり方も伺える。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 $\epsilon \approx 1$

間歇剥離域, 領域-II $\epsilon > 1$

完全剥離域, 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

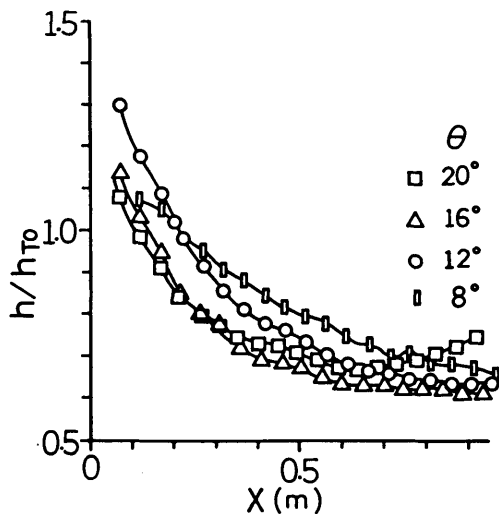


Fig.60 Comparison of local heat transfer coefficients in each case of diverging angle θ .

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

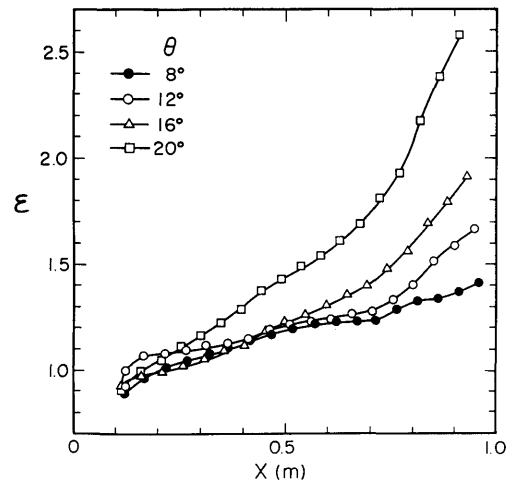


Fig.61 Comparison of ϵ values in each diverging angle.

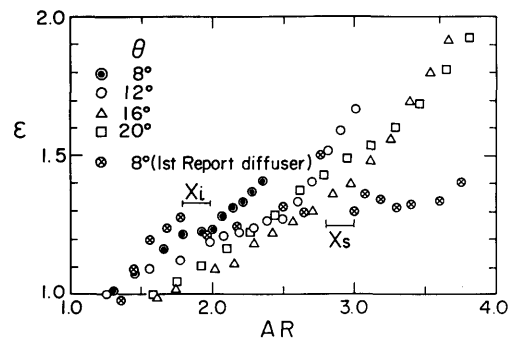


Fig.62 Dependence of ϵ on area ratio and on diverging angle.

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的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 結 語

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