

回転する単独平板翼の後流に関する研究*

(第2報, 迎え角が小さい場合の流動様相に与える先端すきまの影響)

深野 徹^{*1}, 福原 稔^{*2}
松尾 哲^{*3}, 林 秀千人^{*4}

Experimental Study on the Characteristics of the Near Wake of a Rotating Flat Plate

(2nd Report, Influence of the Tip Clearance Flow with a Small Attack Angle)

Tohru FUKANO, Minoru FUKUHARA,
Satoru MATSUO and Hidechito HAYASHI

We have experimentally investigated the influence of the tip clearance between a flat-plate-type blade and a duct surface on the flow characteristics around a single rotating blade. The setting angle of the blade was limited within the range where the leading edge separation did not occur over the whole blade span. The local attack angle of the main flow to the blade became smaller toward the tip; the leading edge separation, however, began near the blade tip. The separated zone gradually extended toward the boss of the rotor as the blade setting angle became larger. This is due to the fact that the low-energy fluid in the dead flow region of the wake of the blade is accumulated near the blade tip and it causes the leading edge separation there. A typical periodic fluctuation of the wake flow due to Karman vortex shedding from the trailing edge of the blade was observed in the intermediate region of the blade at any time if the reattached main flow did not separate up to the trailing edge on the suction surface of the blade.

Key Words: Fluid Machinery, Wake, Vortex, Separation, Tip Clearance, Blower, Aerodynamic Acoustics, Noise

1. ま え が き

低騒音であること, これは今や各種機械のセールスポイントとなっており, 軸流および斜流送風機も例外ではない. このような送風機では, 動翼の先端近傍における流れは流体機械の特性および騒音レベルと密接に関係する^{(1)~(3)}. すなわち, 先端すきまを狭くすると性能向上とともに低騒音化とその作動領域の拡大が実現可能である. また, 著者らは流体力学的な騒音発生のメカニズムについて, 乱流騒音発生の主因は翼後端から放出される渦であり, その渦の規模, 強さ, 周波数などが先端すきま流れによって影響されるというモデルを提案している⁽³⁾が, 直接的に実証したわけではない.

そこで, その基礎研究として供試モデルとともに回転し, その相対流れが計測できる自動計測装置を開発して, 異なる先端すきまをもつ種々の供試モデル形状について先端近傍後流の非常に複雑な流れの乱れの性

質を究明してきた^{(4)~(6)}. 前報⁽⁶⁾では迎え角が大きい場合, すなわち単独平板翼の負圧面側が前縁はく離する場合について先端すきまが流動様相に与える影響を調べた. 本研究では迎え角が小さい場合, すなわち単独平板翼の負圧面側でいったんはく離したものが再付着したあと後縁まで再びはく離しない場合についての流れを対象とした. 実験では時間平均的な流れの様相とともに, 速度変動のスペクトル密度分布や乱れの強さなどの時間変動特性も計測し, これらの間の関係について明らかにした.

2. おもな記号

R, L, Z : 回転翼に固定した座標

\bar{s} : 先端すきま mm

U_0 : 主流速度 m/s

U_1 : 周方向速度 m/s

u' : 速度変動の強さ m/s

y : モデル先端からの半径外向きの距離 mm

δ_1 : 排除厚さ mm

δ_2 : 運動量厚さ mm

θ_t : モデル先端半径位置における迎え角 °

* 平成2年3月30日 第67期通常総会講演会において講演, 原稿受付 平成2年6月18日.

^{*1} 正員, 九州大学工学部 (〒812 福岡市東区箱崎6-10-1).

^{*2} 正員, 鹿児島大学工学部 (〒890 鹿児島市郡元1-21-40).

^{*3} NTTヒューマンインタフェース研究所 (〒180 武蔵野市緑町).

^{*4} 正員, 長崎大学工学部 (〒852 長崎市文教町).

3. 実験装置および方法

実験では、乱流騒音と密接に関連すると考えられる流れの時間変動特性を計測するために供試モデルとともに回転する熱線流速計センサを用いてモデルの相対流れを測定した。その測定部の概略および供試モデルを図1に示す。図1中 R 方向に平行に取付けたI形センサは、ボス内に設けたトラバース装置によって回転中においても半径方向 (R 方向)、周方向 (L 方向)、回転軸方向 (Z 方向) に移動できる。その制御はマイクロコンピュータを用い自動遠隔操作され、センサ出力は自動的にサンプリングされ、諸統計量が算出される。

供試モデルは図1右にその断面形状を示すように、厚さ6mm、弦長60mmで、前縁が半円形、後縁が直角に切り落とされた平板から成っている。本実験ではできるだけ負圧面で流れが再付着し、後縁ではく離するように、弦長を前報⁽⁶⁾に比べ長くした。モデル先端とダクト内壁とのすきま(先端すきま \bar{s})は、供試モデルを半径方向に移動させることにより変え、1、4mmおよび10mmの3種類とした。取付角(迎え角)は、供試モデルを周方向に平行に置き下流に取付けた補助送風機によって回転軸方向に流れを付けることにより変化させた。その半径方向分布は図2に示されて

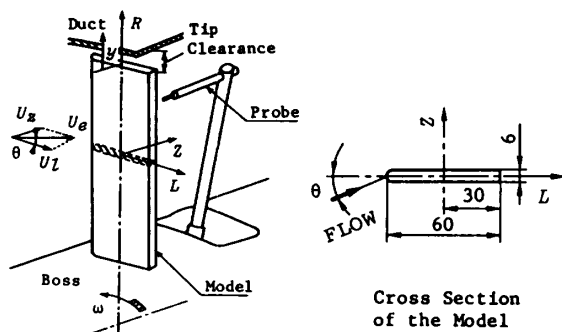


図1 測定部概略および供試モデル

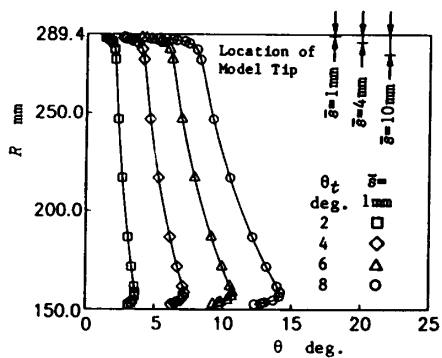


図2 迎え角の半径方向分布

いるとおりで、ポストダクトの両端壁境界層領域を除き半径が大きいほど小さくなる。設定する迎え角 θ_t は $2^\circ, 4^\circ, 6^\circ$ および 8° の4種類とし、その場合の流動様相に与える先端すきまの影響を調べた。 θ_t は各供試モデル先端の半径位置 R_t における角度を基準として設定した。図2からわかるように $\bar{s}=1\text{mm}$ および 4mm の場合、 R_t はダクト境界層内にあるから、主流部の角度を半径方向に延長した角度として求めた。

実験では、半径 R が一定の断面 ($L-Z$ 断面) および L が一定の断面 ($R-Z$ 断面) における相対流れの速度分布、速度変動強さ分布および速度変動の周波数特性を調べた。さらに、離離周波数成分が観察された場合にはその周波数領域に含まれる変動エネルギーに等価な量として、速度変動のスペクトル分布中のそのピーク周波数を中心として $\pm 200\text{Hz}$ 帯域にはいる出力レベルを計測した。この解析は著者らが有するスペクトル分析器を用いて自動的に行われる。この量を本文では帯域エネルギー (partial) と呼ぶことにする。

4. 実験結果および考察

4.1 端壁影響領域の半径方向区分 図3に速度変動のスペクトル密度の半径方向分布の一例を示す。これはモデル後縁から下流9mm ($L=39\text{mm}$) の測定断面 ($R-Z$ 断面) において負圧面側で最大速度変動強さ u'_{\max} をとる点における結果である。 y はモデル先端からの半径外向きの距離であり(図1参照)、図3中の破線は、後縁はく離による離散周波数騒音の発生に関する実験結果⁽⁷⁾に基づき予測した計算値(ストローハル数を0.22とし、代表寸法を後流の排除厚さにとる)である。ハブおよびダクトの両端壁から離れた半

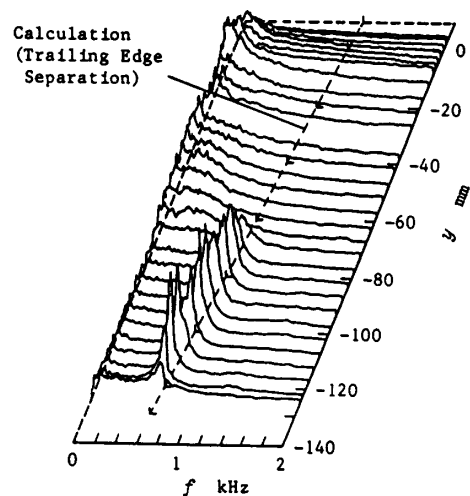


図3 速度変動のスペクトル密度分布 ($\theta_t=8^\circ$, $\bar{s}=10\text{mm}$, $L=39\text{mm}$, 負圧面側)

径位置には高周波数帯域にピークが見られ、この周波数が計算値に近いことは、流れが後縁においてはく離していることを表す。端壁の影響を受けないで、0.6~0.8 kHzの高周波数帯域に鋭いピークが形成される領域を本報では翼中間領域と呼ぶことにする。それに対し、それぞれ端壁に近づくにつれそのピークが存在しなくなる。これらの領域をそれぞれ翼先端領域および翼根元領域と呼ぶことにする。

4.2 翼中間領域における後流の迎え角による変化

図4に翼中間領域 ($y = -80$ mm) における L - Z 断面内の速度変動強さ u' の等高線図の迎え角 θ_t による変化を示す。図4中の等高値は速度変動強さ u' を主流速度で無次元化した値である。図4(a)~(c)の θ_t はそれぞれ 8° , 13° および 18° である。図3に示した高周波数帯域にピークが形成される $\theta_t = 8^\circ$ の場合 [図4(a)], 負圧面および圧力面下流に最大速度変動強さ u'_{\max} 点 [図4(a)中のAおよびB]があり、後縁から両せん断層が形成されている。一方、図7(a)の $\theta_t =$

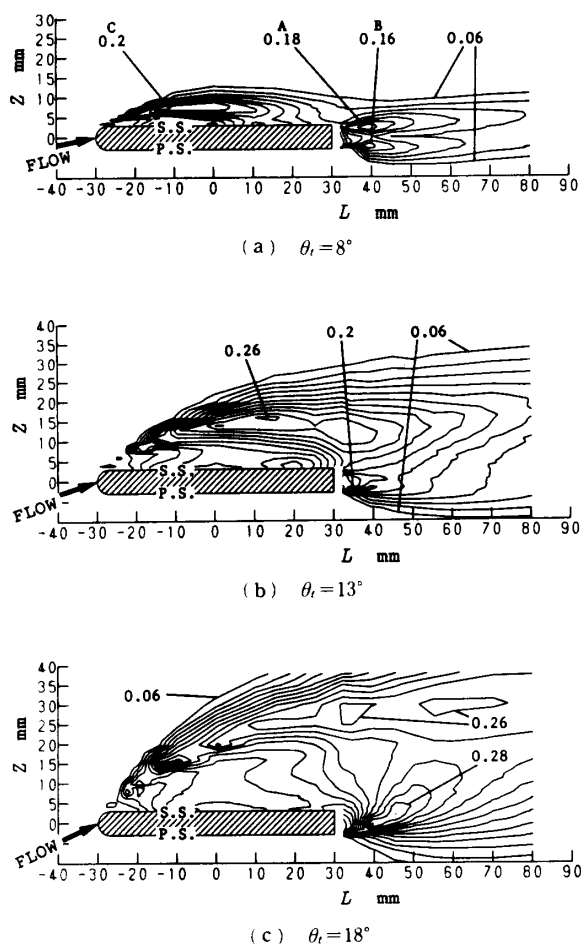


図4 翼中間領域における速度変動強さの等高線図 ($\bar{s} = 10$ mm, $y = -80$ mm)

2° の場合との比較から推測されるように、 θ_t が大きくなると、図4(a)中の点Cで示すように負圧面前縁近傍に u' の大きくなる領域が存在してくる。 θ_t がさらに大きくなるとこの負圧面前縁近傍の u' の大きい領域が下流にまで及び [図4(b)], $\theta_t = 18^\circ$ の図4(c)の場合には前縁から自由せん断層が形成される様子がわかる。

このような流動様相の変化は以下のように速度変動特性と密接に関係している。図5に、図4における θ_t の範囲でモデル後縁から下流 9 mm ($L = 39$ mm) の断面の圧力面側で u'_{\max} をとる点において測定した速度変動のスペクトル密度分布を示す。図5中の破線はそれぞれ後縁はく離および前縁はく離を表すと想定し、実験結果⁽⁷⁾に基づき予測した周波数の計算値である。これらの線との比較などから次のことがわかる。 $\theta_t = 8^\circ$ の場合、高周波数帯域に後縁はく離による速度変動の離散周波数成分が存在する。 θ_t が大きくなるにしたがってそのピークが低下し、 θ_t が 15° 以上ではこれが見られなくなるが、一方では低周波数帯域に前縁はく離するピークが形成される。

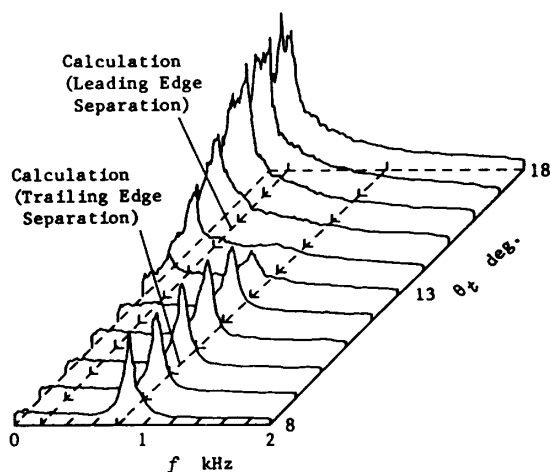


図5 翼中間領域における速度変動のスペクトル密度分布 ($\bar{s} = 10$ mm, $y = -80$ mm, $L = 39$ mm, 圧力面側)

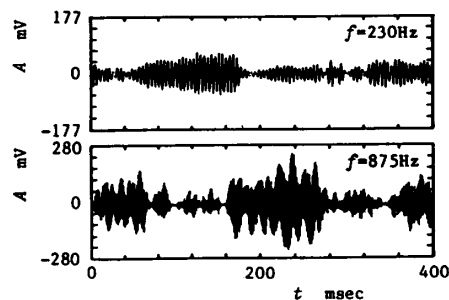


図6 二つの周波数の振幅の時間的变化 ($\theta_t = 13^\circ$, $\bar{s} = 10$ mm, $y = -80$ mm, $L = 39$ mm, 圧力面側)

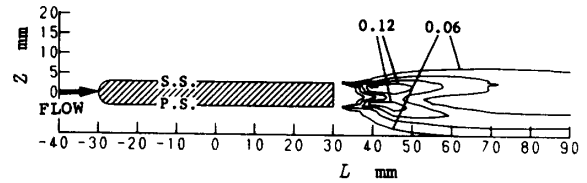
$\theta_i = 13^\circ$ の場合には高周波数および低周波数の両帯域にピークが共存している。図6にその二つの周波数の振幅の時間的変化を同時に解析して比較した例を示している。各周波数の振幅は一方が大なるときに他方は小さくなる傾向を示しており、一方が発生するときは他方は止まるというようなことを交互にランダムに繰返している状態にあることがわかる。この現象は一様場による実験⁽⁸⁾で観察されているが、回転場においても同様であることがわかる。ただし、 $\theta = 11.1^\circ$ (設定角 $\theta_i = 8^\circ$) の場合、一様場では共存状態にあるが、回転場ではまだ後縁はく離のみの状態にあり一様場と比べると、負圧面境界層の発達が抑えられている。

4.3 翼先端領域における後流の流動状態 図4

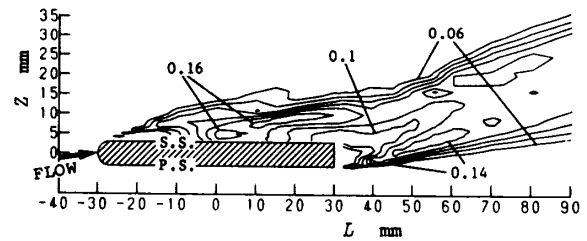
(a) および図3に示された迎え角 $\theta_i = 8^\circ$ の結果からわかるように、本実験の迎え角の範囲内では、翼中間領域において負圧面の流れはモデル後縁まで付着している場合がある。そのような条件下で、先端すきまが流動様相に与える影響を図7に例を示すような翼先端領域 ($y = -5 \text{ mm}$) における L - Z 断面内の速度変動強さ u' の等高線図の先端すきま \bar{s} による変化から検討した。

図7(a)は $\theta_i = 2^\circ, \bar{s} = 1 \text{ mm}$, 図7(b)および図7(c)は $\theta_i = 8^\circ$ で、それぞれ $\bar{s} = 10 \text{ mm}$ および 1 mm の場合である。 $\theta_i = 2^\circ$ の場合 [図7(a)], モデル後縁下流には u'_{\max} をとる対称な点が存在し、後縁から両せん断層が形成されている。また、迎え角が大きい場合 [図4(a)] に見られる負圧面前縁近傍の u' の強い領域は見られない。 $\bar{s} = 4 \text{ mm}$ および 10 mm についてほぼ同様な結果が得られていることから (図略), 迎え角が小さい場合先端すきまによる先端近傍の流れへの影響は少なく顕著な差異は見られない。迎え角が大なる $\theta_i = 8^\circ$ の場合には、翼中間領域においては負圧

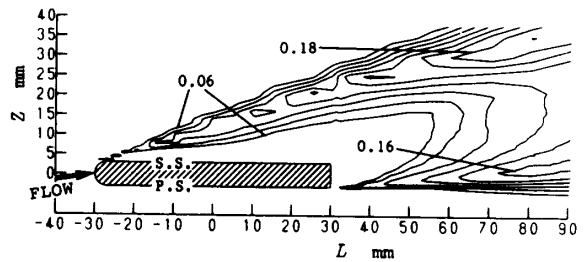
面の流れが後縁からはく離する [図4(a)] のに対し、翼先端領域では負圧面後縁近傍に u'_{\max} となる点が見られなくなっている。すなわちこの領域の迎え角は翼中間領域における迎え角より小さいにもかかわらず (図2参照), 前縁はく離へ移行寸前の流れを呈している。また、負圧面前縁近傍にある u' の強い領域が発達



(a) $\theta_i = 2^\circ, \bar{s} = 1 \text{ mm}$



(b) $\theta_i = 8^\circ, \bar{s} = 10 \text{ mm}$



(c) $\theta_i = 8^\circ, \bar{s} = 1 \text{ mm}$

図7 翼先端近傍における速度変動強さの等高線図 ($y = -5 \text{ mm}$)

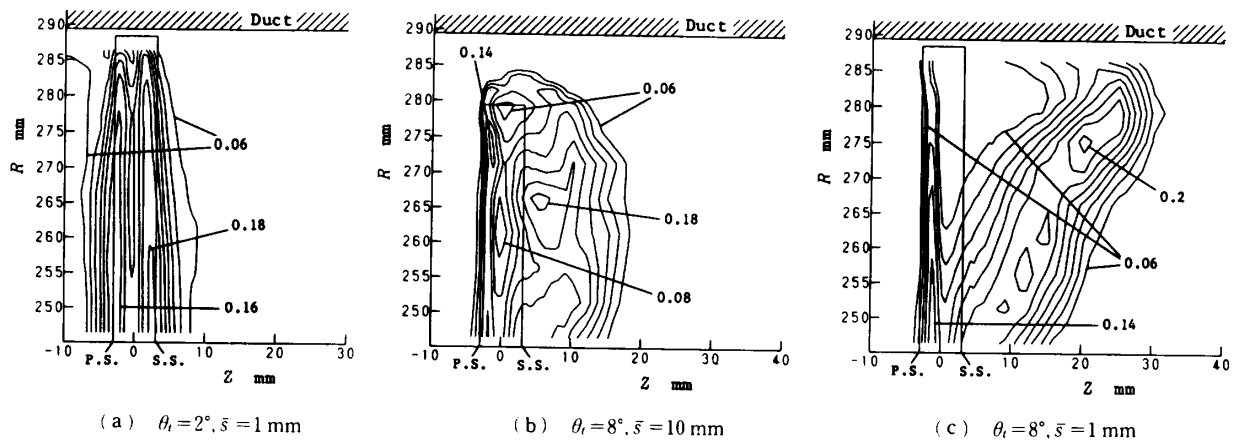


図8 翼先端近傍における速度変動強さの等高線図 ($L = 39 \text{ mm}$)

してモデル後縁下流まで影響を及ぼしてくる [図7 (b)], \bar{s} が小さくなると [図7 (c)], 以上の傾向はさらに明確になり, 前縁はく離している様子が観察できる。

図8はモデル下流9 mm ($L=39$ mm)における測定断面 ($R-Z$ 断面)内の速度変動強さ u' の等高線図の半径方向分布を示す。なお, $z=0$ 近傍の長方形は供試体後面を表し, また縦軸の数値からわかるように, 翼先端近傍の半径位置についてのみ示している。図8 (a)~(c)はそれぞれ前図と同じ条件下のものである。 $\theta_t=2^\circ$ の場合 [図8 (a)], 翼先端近くまで u'_{\max} をとる対称な対が存在し, モデル先端付近のみ小さくなるだけでダクト壁の翼先端近傍流れへの影響は少ない⁽⁵⁾。 $\theta_t=8^\circ$ の場合, いずれの \bar{s} の場合も, u'_{\max} をとる点の対称性は崩れ, 負圧面側の変動領域が広がる。 \bar{s} が小さいと [図8 (c)], 負圧面近傍の u' の強い領域は翼先端に近づくほどさらに広がっている。また, 図8の結果からいずれの場合も, 先端すきま内の u' は小さいといえる。以上より, θ_t が 8° 程度と大きくなると翼中間領域では後縁まで付着流れを呈する場合であっても, 遠心力の作用による死水域の集積により先

端近傍で後流の幅が増大し, 流れは前縁よりはく離することがあるといえる。先端すきまによる影響は前報 (翼中間領域でも前縁からはく離する場合)と同様に, 以下のように要約できる。すなわち, \bar{s} が大きいほど先端すきまを通る漏れ流れが多く, これがモデル下流の後流内を半径上向きに流れる低エネルギー流体に運動量を与えるが, \bar{s} が小さい場合には漏れ流れによるエネルギー供給が少なく低エネルギー流体が翼先端近傍に蓄積し負圧面境界層はく離を促進し, 死水域が広がる。

次に, 図8に示した速度変動強さと図9に示すそのスペクトル密度との関係を検討する。図9 (a)および図9 (b)は $\bar{s}=1$ mm でそれぞれ迎え角 $\theta_t=2^\circ$ および 8° の場合である。 $\theta_t=8^\circ, \bar{s}=10$ mm の場合の結果はすでに図3に示している。モデル下流9 mm ($L=39$ mm)の測定断面において, 負圧面側の乱れによる影響も考慮に入れるために図3と同様, 負圧面側の u'_{\max} をとる点における結果を示した。 $\theta_t=2^\circ$ の場合 [図9 (a)], 図8 (a)で述べたように先端近くまで後縁ではく離して後流の幅の規模が小さいため, 高周波数帯域にピークをもち, その周波数は半径方向の主流の速度に応じて増加している。しかし, $\theta_t=8^\circ$ の場合, 図3および図9 (b)はそれぞれ図8 (b)および図8 (c)に対応するが, \bar{s} の影響を受けた翼先端近傍においては高周波数帯域にピークが存在しなくなり後縁はく離しなくなることとよく対応している。 \bar{s} が小さいほど高周波側へのピークは存在しなくなり, 半径方向への影響が大きくなる。また, 高周波数帯域におけるピークの減少傾向とは逆に, 翼先端に近づくにつれ負圧面側で u' が増加して低周波数帯域がなだらかに高くなっていく。そして, \bar{s} が小さい場合には図7 (c)に示されている前縁はく離現象に対応して翼先端近傍でピークをもってくる。なお, この現象は図7 (c)に示されている流れ方向に沿ってスペクトル密度分布の変化を見ればより明確である (図略)。図5に示される前縁はく離現象に比べると, 鋭いピークは見られないので周期性は弱い。

4.4 翼先端領域における後流の特性量

4.3節で述べた先端すきま \bar{s} が流動様相に与える影響を定量的に評価する。図10 (a)および図10 (b)にそれぞれ後流の排除厚さ δ_1 および運動量厚さ δ_2 の半径方向変化を示す。モデル下流9 mm ($L=39$ mm)の測定断面で図10中の条件についてプロットした。 $\bar{s}=1$ mm あるいは10 mm と付した縦線はその場合のボスの位置を示す。迎え角 θ_t が大きくなるにつれ, δ_1 および δ_2 はいずれも翼先端近傍から急増することおよび \bar{s}

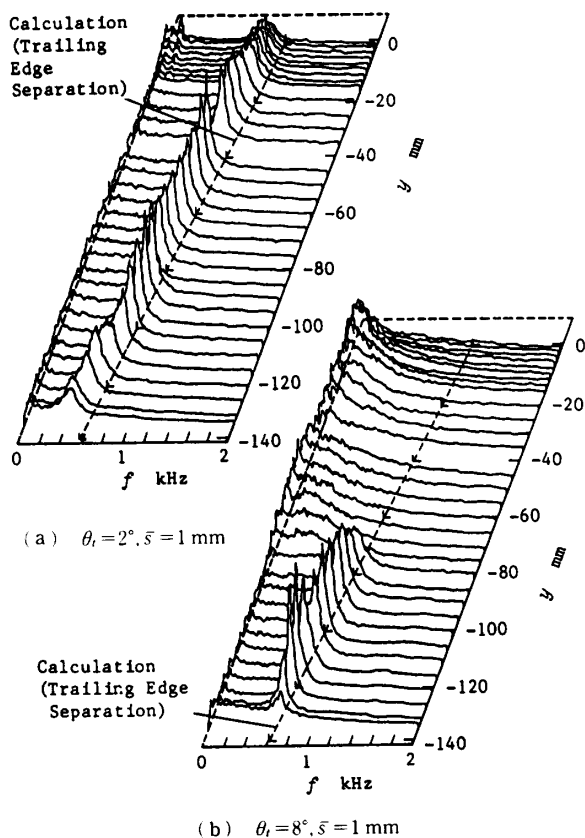
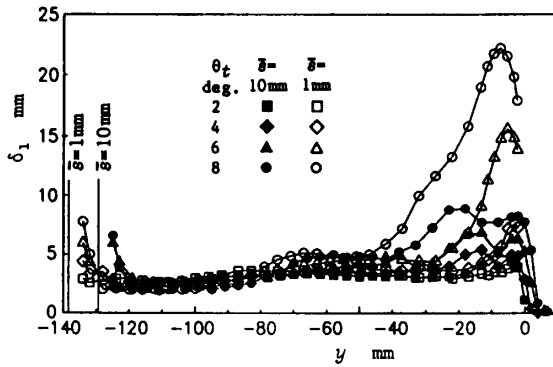
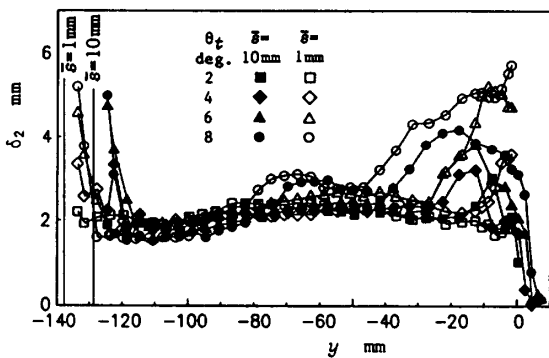


図9 速度変動のスペクトル密度分布 ($L=39$ mm, 負圧面側)



(a) 排除厚さ



(b) 運動量厚さ

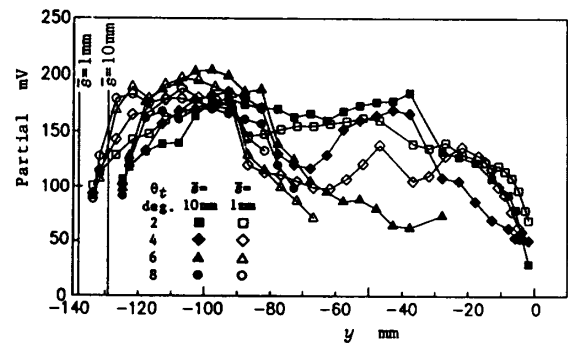
図 10 後流特性値 ($L=39$ mm)

が小さいほどその影響は大きく、モデル先端から半径の小さい位置にまで及んでいる様子がわかる。この δ_1 と局所主流速度で定義したストローハル数はほぼ 0.22 で与えられることが確かめられている。

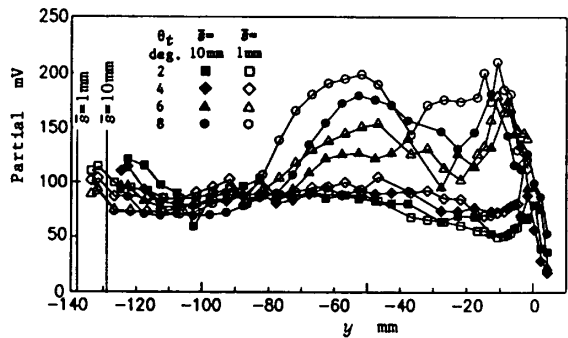
図 11(a) および図 11(b) は速度変動成分のスペクトル密度分布に見られる二つのピークのそれぞれ高周波数側および低周波数側の帯域エネルギーの半径方向分布を示したものである。図 10 と同様な条件でかつ、負圧面側の u'_{max} をとる点について示した。図 11 から以下のような点が列挙できる。(1) 帯域エネルギーの最大値は、高低両周波数でほぼ同じ値をとる、(2) 高周波数側では $\theta_t = 6^\circ$ 程度のとき帯域エネルギーが最大となるのに対し低周波数側では θ_t が大なるほど大となる、(3) 低周波数側エネルギーの半径方向分布は、特に流れの損失と関係の深い図 10(b) に示した運動量厚さのそれと極めて似ている。このことは流れの損失が騒音発生と密接に関係していることを示唆している。

5. むすび

回転する単独平板翼への流れの迎え角が比較的小さ



(a) 高周波数側



(b) 低周波数側

図 11 後流特性値 ($L=39$ mm, 負圧面側)

い場合について先端すきまが流動様相、乱れの特徴および周波数特性に及ぼす影響を検討して以下の結論を得た。

(1) ポスとダクトの両端壁の影響により平板翼近傍の流れの様相は半径方向に翼先端領域、翼中間領域および翼根元領域に分けられる。翼中間領域では迎え角が小さい場合周期性の著しい流れの変動現象が見られるが、迎え角が大きくなると負圧面側のはく離位置は後縁から前縁へ移行していく。それに応じて変動のスペクトルのピーク周波数は低周波側へ移行する。その過程で前縁はく離と後縁はく離両方が共存する状態があることが回転場においても観察された。

(2) 主流の迎え角は翼中間領域より翼先端領域のほうが小さいにもかかわらず先端近傍で前縁はく離しやすい。この現象は死水域の低エネルギー流体と先端すきま流れとの相互干渉によっており、迎え角が大きくなるほどまた先端すきまが小なるほど大規模な後流が形成され半径方向への広がりも大きい。

(3) 迎え角が大きくなると、翼先端近傍に集積する低エネルギー流体はモデル直後の死水域近傍の流れだけでなく、それより上流の負圧面上の流れにまで影響を及ぼし、先端すきまが小さいほどその影響は大きい。迎え角が 8° の場合には翼中間領域では付着流れ

であっても、モデル先端近傍では前縁はく離する現象が見られた。

おわりに、本実験に協力していただいた九州大学原義則文部技官、当時九州大学大学院生磯部浩、学部生下郡嘉大、鈴木忠彦の諸氏に深く感謝する。また、本研究の一部は昭和63年度(課題番号63750167)の科学研究費によることを記して謝意を表す。

文 献

- (1) Wright, S. E., *J. Sound Vib.*, 45-2(1976), 165.
- (2) Longhouse, R. E., *J. Sound Vib.*, 53-1(1977), 25.
- (3) 深野・児玉, 機論, 51-466, B(1985), 1825.
- (4) 深野・ほか4名, 機論, 53-487, B(1987), 832.
- (5) 深野・ほか2名, 機論, 54-498, B(1988), 265.
- (6) 深野・ほか4名, 機論, 55-509, B(1989), 56.
- (7) 深野・Talukder, A. A., 機論, 52-480, B(1986), 2828.
- (8) 深野・ほか3名, 機論, 51-469, B(1985), 2828.