

UDC 536.24:
532.525:
621.452.3.038.3-226

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-418

タービン翼の前縁部吹出しフィルム冷却に
関する基礎実験
(II) 吹出し流れの可視化

佐々木 誠 ・ 高原 北雄
熊谷 隆王

1975年7月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

タービン翼の前縁部吹出しフィルム冷却に 関する基礎実験*

(II) 吹出し流れの可視化

佐々木 誠**・高原北雄**
熊谷隆王**

Preliminary Experiments on Film Cooling of Turbine Blades with Injection near the Leading Edge (II) Visualization of the Injected Coolant Flow

by Makoto SASAKI, Kitao TAKAHARA and Takao KUMAGAI

ABSTRACT

Coolant flow on a plane model with a cylindrical nose, which simulates the leading edge portion of a film-cooled turbine blade, was studied by means of a visualizing technique. The secondary air injected from rows of blowing holes located near the leading edge of the model was visualized by adding vapor of paraffin into it. The change of the flow pattern of the injected jets was examined and compared with the change of the pressure distribution on the model surface, the blowing characteristics and the change of the film cooling effectiveness reported in the previous paper.

When the ratio of the momentum flux of the injected jets to that of the mainstream exceeded a critical value, the jets tended to blow off the surface. This blow-off (lift-off) caused a fall in the film cooling effectiveness near the blowing holes. With injection through holes inclined in the spanwise direction, the surface was covered more effectively and the onset of the blow-off was delayed. The thickness of the injected coolant flow was much greater than that of the boundary layer without injection.

1. まえがき

最近のジェットエンジン用高温タービンにおいては、内部対流冷却、インピンジ冷却とともにフィルム冷却を併用した極めて精巧な中空空冷翼が用いられている。特に第1段ノズル翼および動翼に対しては、翼の前縁付近に数列の空気吹出し孔をあけ、穴を通過する冷却空気によってこの部分を冷やすとともに、吹出された空気ですべてのほぼ全面にわたってフィルム冷却を施す方式が採用され始めている。この種の前縁部吹出しフィルム冷却翼で

は、空気孔の位置、形状、配列、吹出し速度等によって翼面上の吹出し流れの状態が変化し、これらの選択が適当でないと予期した冷却効果が得られないことがある。最近、円孔列からの吹出しによるフィルム冷却に関する基礎実験^{1)~5)}および翼列実験^{6)~7)}の結果が数多く発表されているが、翼前縁部の円孔列からの吹出しに関するものは少ない^{8)~10)}。円孔列からの吹出しによって有効なフィルム冷却を行なうには、吹出し孔下流の複雑な三次元流れを可視化して、上記吹出し条件による流れ模様の変化を知ることが重要であるが、この点に関する研究も少ない^{11),12)}。

本研究は、タービン翼の前縁部吹出しフィルム冷却に

*昭和50年4月18日受付

**原動機部

関する基礎研究として、計画中の空冷翼の前縁付近を模擬した風洞模型を用い、二次空気中に白煙を混入して吹出し流を可視化し、模型のまわりの吹出し流れの様子を調べたものである。実験は常温低速気流中で行ない、模型は前報¹³⁾と同一のものを用いた。模型のまわりの吹出し流れの流れ模様の変化と、前報で報告した模型の表面圧力分布、吹出し流量特性、フィルム冷却効率との対応について考察した。

記号

- A : 空気孔断面積
- C_p : 圧力係数 $\{=(p-p_\infty)/(\rho_\infty U_\infty^2/2)\}$
- C_{ps} : 吹出し(二次)圧力係数 $\{=(p_s-p_\infty)/(\rho_\infty U_\infty^2/2)\}$
- C_{pe} : 吹出し流量が零になる二次圧力係数
- c_p : 定圧比熱
- D : 前縁半円柱直径
- d : 空気吹出し孔直径
- K : 吹出し流と主流との運動量流束比(動圧比) $\{=\rho_s \bar{v}_s^2/(\rho_\infty U_\infty^2)\}$
- \bar{M} : 平均吹出し質量流束比 $\{=\rho_s \bar{v}_s/(\rho_\infty U_\infty)\}$

- \dot{m} : 境界層内の単位スパン当りの質量流量
- $\dot{m}_\infty, \dot{m}_{\infty 0}$: 主流からのエントレインメント量, 吹出しがない場合のエントレインメント量
- P : 空気孔のスパン方向配列ピッチ
- p : 静圧
- p_s : 吹出し圧力(プレナム室全圧)
- Q : 空気孔からの吹出し流量
- R_D : レイノルズ数 $(=U_\infty D/\nu_\infty)$
- T : 温度
- U : 模型表面に沿う主流速度
- U_∞ : 一様流速度
- v_s, \bar{v}_s : 空気孔からの吹出し速度, 平均吹出し速度
- x : 平板前端からの距離
- α, α_0 : 空気孔の流量係数, 主流がない場合の流量係数
- β : 実験定数 $(=\dot{m}_\infty/\dot{m}_{\infty 0})$
- $\delta, \delta^*, \vartheta$: 境界層の厚さ, 排除厚さ, 運動量厚さ
- η : フィルム冷却効率 $\{=(T_{aw}-T_\infty)/(T_s-T_\infty)\}$
- λ : 実験定数{式(10)}
- μ : 粘性係数
- ν : 動粘性係数

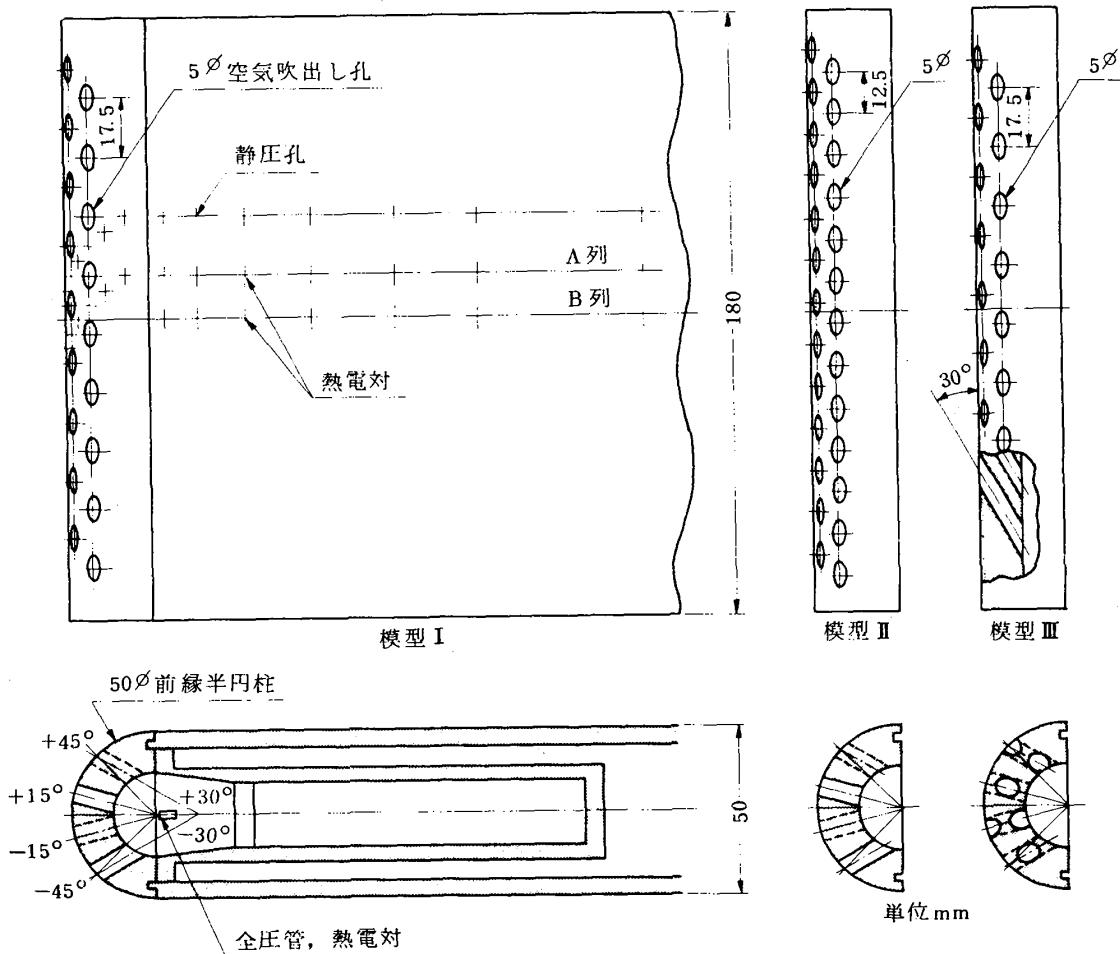


図1 前縁部吹出し模型

- ρ : 密度
 θ, θ_0 : 前縁からの角度, 空気孔位置
 σ : 空気孔空隙率 $\{ = \pi d / (4P) \}$
 Φ : 空気孔がスパン方向となす角度
 添字
 ∞ : 一様流 (主流)
 s : 吹出し流
 i : i 番目空気孔
 e : 空気孔からの吹出し流量零, 空気孔出口
 aw : 断熱壁
 n : 表面に垂直な方向
 z : スパン方向

2. 実験装置および実験方法

2.1 供試模型

供試模型は直径 $D = 50 \text{ mm}$ の前縁半円柱を有するアクリル樹脂製の鈍頭平板模型 (前報と同一模型)¹³⁾ である。図1に模型の前縁部分を示す。前縁半円柱には、前縁から $\pm 15^\circ, \pm 45^\circ$ の位置に計4列の空気吹出し孔が千鳥配列にあげられている。空気孔の直径は $d = 5 \text{ mm}$ ($d/D = 0.1$) である。空気孔の直径比, 空気孔列の位置および傾きは計画翼の前縁部分を模擬したものである。空気

孔のスパン方向の配列ピッチと空気孔直径との比 P/d が計画翼と同じく $P/d = 3.5$ の基本模型 (模型 I) のほか, $P/d = 2.5$ のもの (模型 II) および $P/d = 3.5$ であるが各空気孔をスパン方向に対し 30° の角度をなすように傾斜してあげたもの (模型 III) について実験を行なった。模型の幅 (スパン) は 180 mm , 平板部分の長さは 500 mm である。模型表面には1列の静圧測定孔と2列の壁温測定用熱電対が設けられている。(詳細は前報¹³⁾ 参照)

2.2 実験装置

実験装置の概略を図2に示す。模型は小型低速風洞の吹出し口に接続した平行流路の中央に支持されている。風洞吹出し口および平行流路の断面寸法は $180 \text{ mm} \times 360 \text{ mm}$ である。平行流路は透明アクリル樹脂製であり内部を観察することができる。補助送風機を出た二次空気は、流量制御弁, 絞り流量計 (丸形ノズル) および煙発生部を経て模型内部に押込まれ, 前縁半円柱にあげられた空気孔から吹出される。

二次空気配管系の途中に組込まれた煙発生部の詳細を図3に示す。白煙の発生原理はいわゆる煙風洞¹⁴⁾ で用いられている方法と同一である。ここでは、流動パラフィンを加熱して蒸気を発生させ、これを常温の二次空気中に混入し急速にかくはん冷却することによって霧状の白

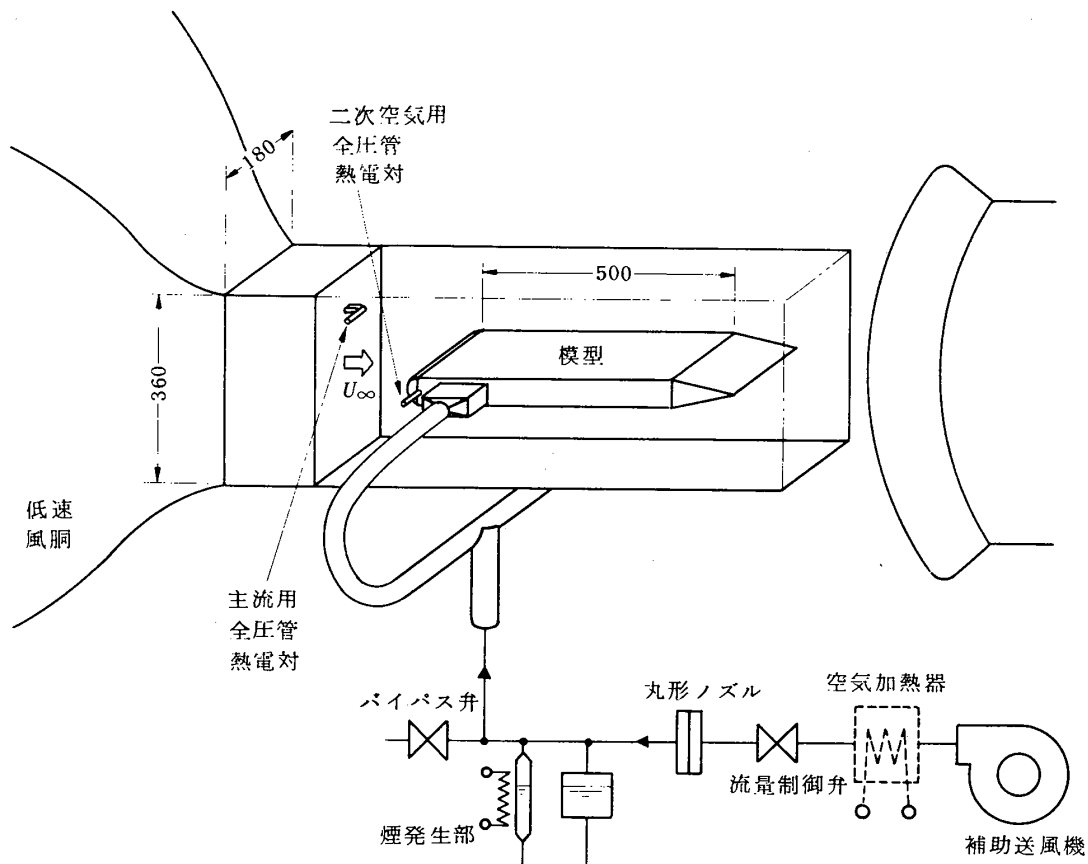


図2 実験装置

煙を生じさせた。煙発生部と模型との間の管路の途中にバイパス弁が設けてあり、ここからのバイパス空気量を調節することによって、煙発生部を通過する空気量を一定に保ったまま（煙の濃さを変えずに）模型からの吹出し空気量を変えることができる。二次空気中に混入したパラフィン量は重量比で1%以下である。

模型前方の流路中には主流の全圧および温度を測定するための全圧管および熱電対がそれぞれ2本ずつそう入されている。また模型前方の流路壁には主流の静圧を測定するための静圧孔が、模型の影響を受けない位置に2箇所あけられている。模型内部のピレナム室には吹出し直前の二次空気的全圧と温度を測定するための全圧管と熱電対がそれぞれ2本ずつそう入されている。またピレナム室壁にはピレナム室静圧を測定するための静圧孔を2箇所あけ、白煙で全圧管が詰まった場合の予備とした。これらの全圧管の外径および静圧孔の直径はいずれも0.7mmである。熱電対はグラスウール被覆、素線径0.2mmのNi-NiCr熱電対で、露出した先端部は直径約1mmに丸めてある。

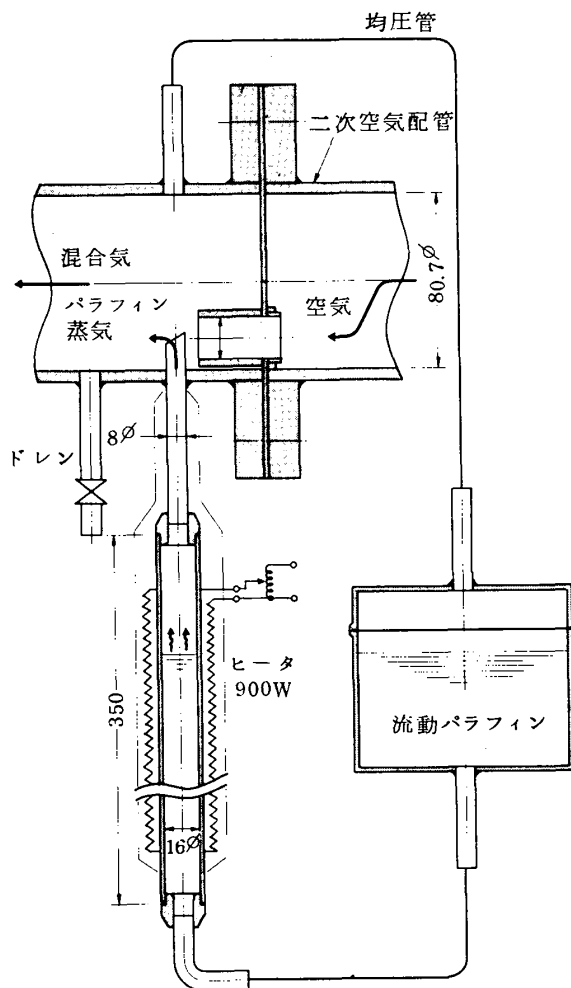


図3 煙発生部

2.3 実験方法

主流速度 $U_{\infty} \doteq 14 \text{ m/s}$ ($Re = U_{\infty} D / \nu_{\infty} \doteq 4.5 \times 10^4$) において白煙を混入した二次空気を吹出し、二次圧力係数 $C_{ps} = (p_s - p_{\infty}) / (\rho_{\infty} U_{\infty}^2 / 2) \doteq 0.75 \sim 3$ の範囲について模型のまわりの吹出し流れを可視化した。この実験では図2に示した空気加熱器は使用せず、主流・吹出し流とも常温である。また主流・吹出し流とも非圧縮性流れとして取扱い、白煙の混入による二次空気の物性値の変化はここでは考慮していない。

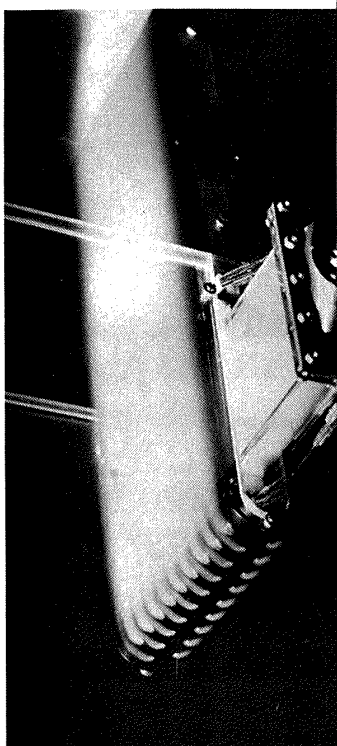
写真撮影は模型の斜め前方および側方から行なった。照明は上方からのみ（前後2箇所）行ない、流路壁面からの反射を消すため偏光フィルタを用いた。可視化写真の露出時間は $1/4 \text{ sec}$ で、一般用のパナクロSSフィルムを使用し、ほぼ適正露出で撮影した。模型には黒色塗装を施し、背景となる流路壁には黒色のゴムシートを張った。

なお、供試模型の表面圧力分布、吹出し流量特性、温度分布（フィルム冷却効率）等の測定は、可視化実験とは別に、主流速度 $U_{\infty} \doteq 40 \text{ m/s}$ ($Re \doteq 1.3 \times 10^5$)、吹出し流と主流との温度差 $T_s - T_{\infty} \doteq 40 \text{ deg}$ ($T_s / T_{\infty} \doteq 1.13$)¹³⁾で行なった。（詳細は前報¹³⁾参照）

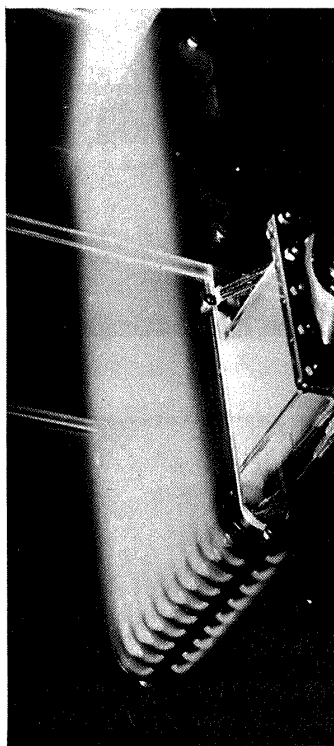
3. 実験結果および考察

3.1 可視化写真

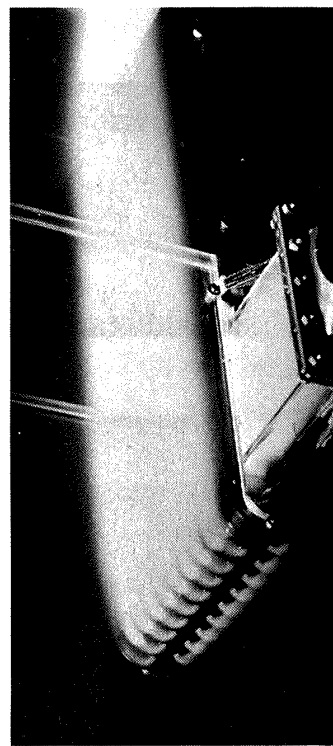
図4、5は模型Iについて吹出し圧力係数 $C_{ps} \doteq 0.75 \sim 3$ の範囲で変化させた場合の可視化写真（前方および側方より撮影）である。写真の濃淡の調子は撮影条件のほか陽面の焼付時間によっても微妙に変化するので厳密な比較は難しいが、同一模型の一連の可視化写真はほぼ同一の条件で撮影した陰画をほぼ同一の焼付時間で焼いてあり、吹出し圧力係数による吹出し流れの流れ模様の変化を知ることができる。 $C_{ps} \doteq 0.75$ では二次空気は45°位置の空気孔からのみ吹出し、15°位置の空気孔からは逆に主流空気が吸込まれる。この状態では模型内部のピレナム室内の流れが変動するため、吹出しが不安定でスパン方向にも不均一になりやすい。実際のタービン翼でこのような主流ガスの吸込み（逆流）が起こると翼材の焼損の危険があるので、定常運転時はもちろん加減速時においてもこのような状態が起こらないよう、吹出し圧力の予測を正確に行なう必要がある。 $C_{ps} \doteq 1, 1.3$ では両方の空気孔から吹出された吹出し流が模型表面に沿って流れ、ある程度下流では流体膜を形成する。このとき特に15°位置の空気孔の出口で、吹出し流は主流によって下流側に押付けられ、空気孔の縁に沿って流出する。このため空気孔が模型表面に垂直にあげられている



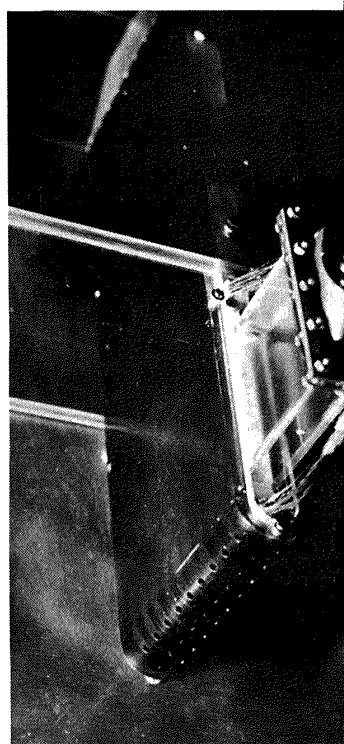
(d) $C_{ps} = 1.3$



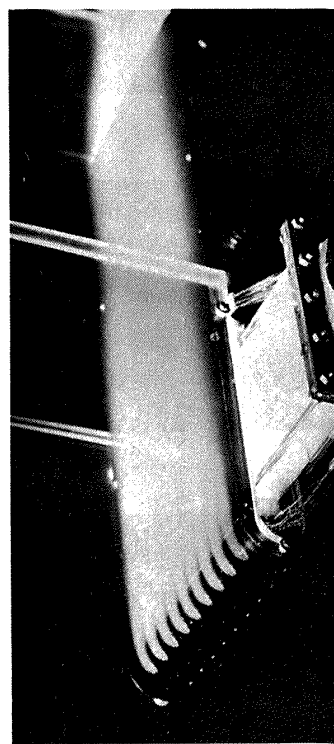
(e) $C_{ps} = 2.0$



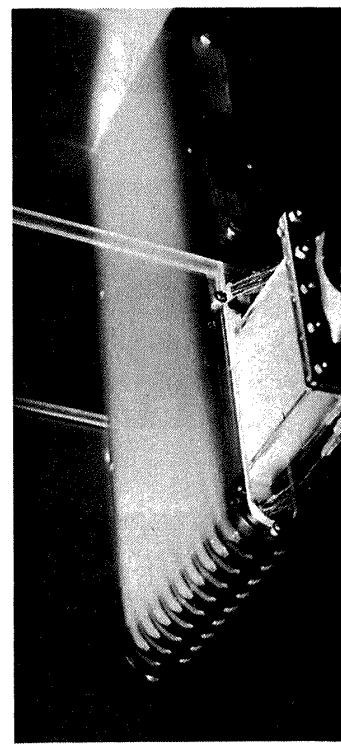
(f) $C_{ps} = 3.1$



(a) 吹出しなし



(b) $C_{ps} = 0.77$



(c) $C_{ps} = 1.0$

図4 可視化写真(模型I, 前方) $R_D = U_{\infty} D / \nu_{\infty} \doteq 4.5 \times 10^4$

(a) $C_{ps} = 0.75$ (b) $C_{ps} = 1.0$ (c) $C_{ps} = 1.3$ (d) $C_{ps} = 2.0$ (e) $C_{ps} = 3.0$

图 5 可視化写真(模型 I, 側方) $R_D = U_\infty D / \nu_\infty \doteq 4.5 \times 10^4$

場合でも、吹出し流は模型表面に沿って流れる。しかしこの状態においても吹出し流の白煙の濃度は相当下流まで観察され、一様な流体膜の形成にはかなりの発達距離が必要であることがわかる。 $C_{ps} \div 2, 3$ では 15° 位置の空気孔からの吹出し流が空気孔出口で模型表面から浮上りようになる。このため吹出し流体膜は見掛上急速に厚くなる。これらの可視化写真からわかるように、吹出し圧力係数が $C_{ps} \div 0.75 \sim 3$ の範囲で変化した場合、その影響は 45° 位置の空気孔からの吹出し流の状態の変化に対してよりも 15° 位置の空気孔(前縁に近い位置の空気孔)からの吹出し流の状態の変化に対して強く現われる。

図6, 7は模型IIの可視化写真である。吹出し圧力係数の変化による吹出し流れの流れ模様の変化は模型Iと同様であるが、模型IIは空気孔のスパン方向の配列ピッチが模型Iの約0.7倍(したがって単位スパン当りの吹出し流量は約1.4倍)であるため、より一様な流体膜を形成している。

図8, 9は模型IIIの可視化写真である。模型IIIは空気孔のスパン方向の配列ピッチは模型Iと同一であるが、空気孔がスパン方向に傾斜してあけられているため空気孔出口のスパン方向の開口幅が広く、同一の吹出し流量でより有効に模型表面をおおうことができる。またこの模型では吹出し流がスパン方向の吹出し速度成分をもちかつ模型表面に垂直な吹出し速度成分が相対的に小さいため、吹出し流が模型表面に付着して流れやすい。このため吹出し圧力係数が大きくなった場合の吹出し流の模型表面からの浮上りが少ない。また空気孔を出た吹出し流は主流によって下流に押流されるとともにスパン方向にも流れるが、このスパン方向への片寄りには吹出し圧力によって変化し、吹出し位置によっても異なる。この模型では吹出し圧力係数が大きくなったとき、 15° 位置の空気孔からの吹出し流が 45° 位置の空気孔からの吹出し流の上に重なって、模型表面を有効におおうことができなくなる場合がある(図8(e), (f))。なお図8(e), (f)では吹出し流のスパン方向の片寄りが大きいため、下流領域で吹出し流が側壁に巻上って流れている。

本実験の可視化写真は比較的長い露出時間($\frac{1}{4}$ sec)で撮影した吹出し流れの流れ模様である。¹¹⁾ Ramseyらは単一円孔からの吹出し流れについて、短時間の露出($\frac{1}{1000}$ sec)による可視化写真を撮影している。彼らの写真では、吹出し流は主流と間げつ的に混合しており、長い露出時間による可視化写真とはかなり異なった印象を受ける。

3.2 流れ模様の変化と圧力分布および吹出し流量特性との対応

可視化実験による吹出し流れの流れ模様の変化と前報¹³⁾

で報告した模型の表面圧力分布および吹出し流量特性との対応について考察する。ただし、可視化実験と前報の加熱二次空気吹出し実験とは主流速度が異なるため、厳密な比較には流れのレイノルズ数の相違を考慮しなければならない。

図10に模型Iの表面圧力分布を示す。この模型の場合 $C_{ps} < C_{pei} (=0.855)$ では 15° 位置の空気孔から主流が模型内に流入(逆流)する。また 15° 位置の空気孔からの吹出し流と 45° 位置の空気孔からの吹出し流が干渉する位置($\theta = 60^\circ$)に局所的な強い低圧領域を生じることがわかる。模型IIの場合もほぼ同様の圧力低下がみられるが、模型IIIではこの圧力低下が比較的弱い¹³⁾。

図11に模型Iの各空気孔の吹出し流量特性を示す。ただし共通のプレナム室から模型表面の2個所以上に吹出しを行なう場合、 i 番目の空気孔(列)からの吹出し速度 v_{si} は、非圧縮性流れでは

$$v_{si} (=Q_i/A_i) = \alpha_i \sqrt{2(P_s - P_{ei})/\rho_s} \quad (1)$$

または

$$(v_{si}/U_\infty) \sqrt{\rho_s/\rho_\infty} = \alpha_i \sqrt{C_{ps} - C_{pei}} \quad (2)$$

と表わされる。また各模型の平均吹出し速度 \bar{v}_s の変化を同図に示す。ただし

$$\bar{v}_s = \sum_i Q_i / \sum_i A_i = \sum_i (v_{si} A_i) / \sum_i A_i \quad (3)$$

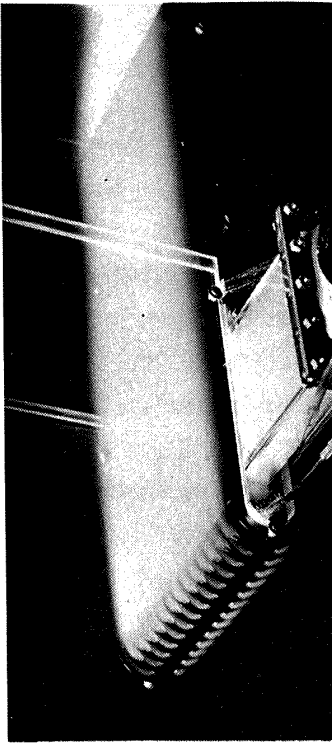
図11より、 $C_{ps} \div 1.0$ では 45° 位置の空気孔からの吹出し速度 v_{s2} は 15° 位置の空気孔からの吹出し速度 v_{s1} の約2.8倍(本模型では空気孔面積 $A_2 = A_1$ 、したがって両空気孔からの吹出し空気流量の比 $Q_2/Q_1 = v_{s2}/v_{s1} \div 2.8$)であるが、 $C_{ps} \div 2.7$ では両空気孔からの吹出し速度(吹出し流量)がほぼ同程度になることがわかる。

空気孔出口付近の流れ模様を支配する最も重要な無次元変数は吹出し流と吹出し位置の主流との運動量流束比(動圧比) K と考えられる。ここでは i 番目の空気孔について

$$K_i \equiv \rho_s v_{si}^2 / (\rho_\infty U_\infty^2) = \alpha_i^2 (C_{ps} - C_{pei}) / (1 - C_{pei}) \quad (4)$$

ただし $U_{ei} = U_\infty \sqrt{1 - C_{pei}}$

と定義する。図11より C_{ps} が実験条件の範囲内($C_{pei} \leq C_{ps} \leq 3$)で変化するとき、 15° 位置の空気孔からの吹出し流の運動量流束比 K_1 は $0 < K_1 < 13$ であり C_{ps} によって大きく変化するのに対し、 45° 位置の空気孔からの吹出し流の運動量流束比 K_2 はあまり変化せず $0.2 < K_2 < 1.1$ である。これは前縁に近い位置の方が C_{pei} が大きく(1に近く)、したがって C_{ps} が変化した場合の圧力比 $(C_{ps} - C_{pei}) / (1 - C_{pei})$ の変化が相対的に大きいためであるが、このことは可視化写真で 15° 位置の空気孔出



(a) 吹出しなし

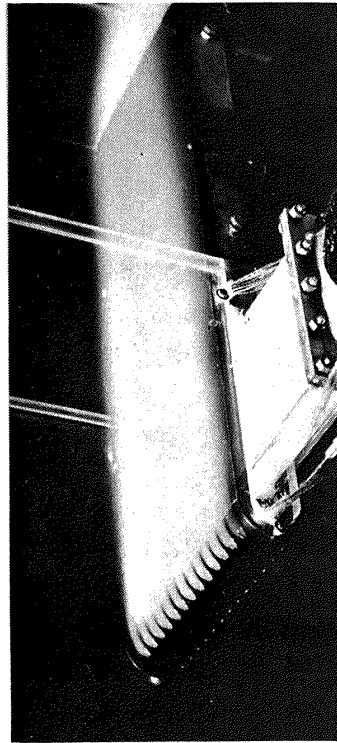
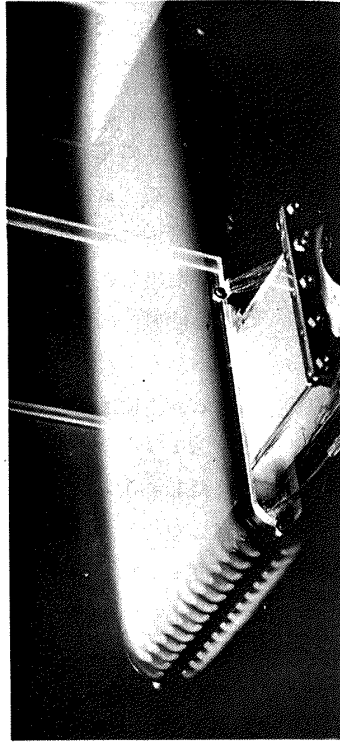
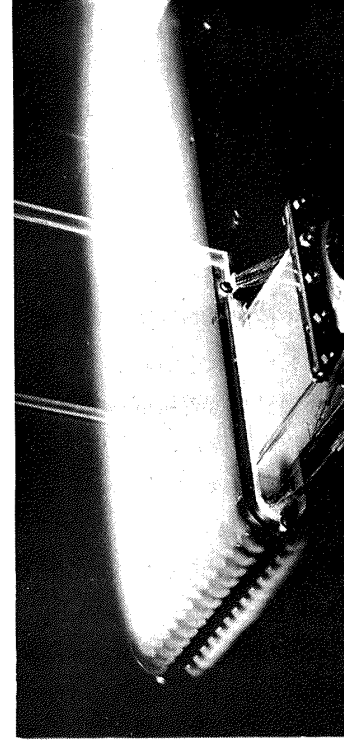
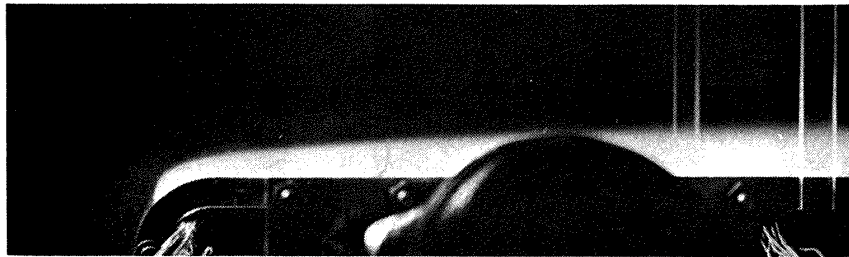
(b) $C_{ps} = 0.79$ (c) $C_{ps} = 1.0$ (d) $C_{ps} = 1.3$ (e) $C_{ps} = 2.0$ (f) $C_{ps} = 3.1$

図 6 可視化写真 (模型 II, 前方) $R_o = U_\infty D / \nu_\infty \doteq 4.5 \times 10^4$



(a) $C_{ps} = 0.79$



(b) $C_{ps} = 1.0$



(c) $C_{ps} = 1.3$

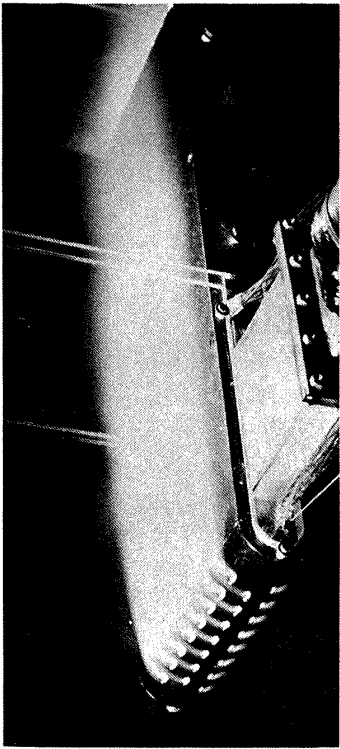


(d) $C_{ps} = 2.1$

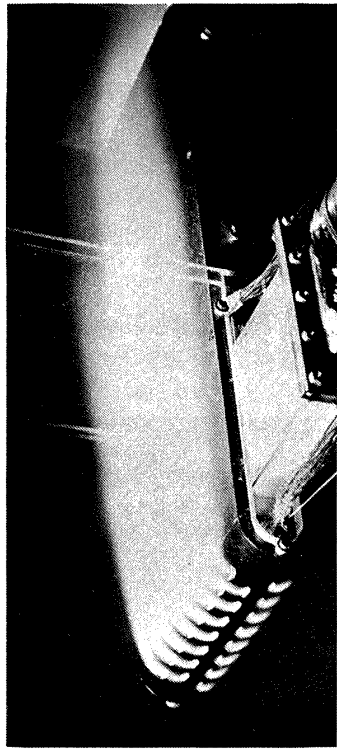


(e) $C_{ps} = 3.1$

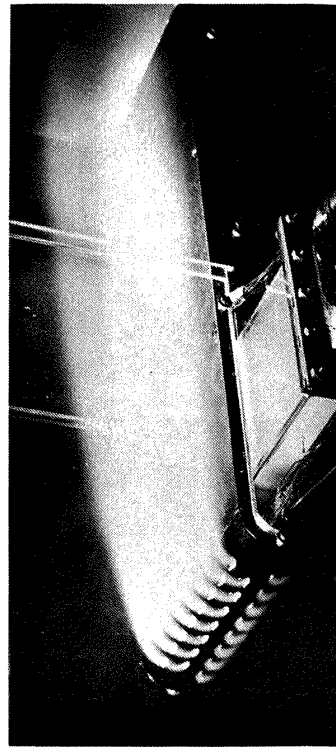
図7 可視化写真(模型Ⅱ, 側方) $R_D = U_\infty D / \nu_\infty \doteq 4.5 \times 10^4$



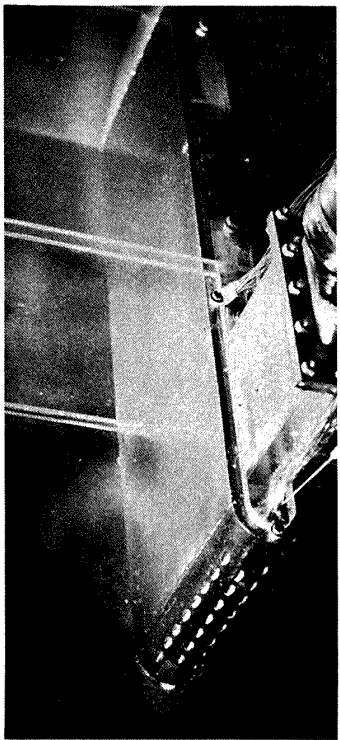
(d) $C_{ps} = 1.2$



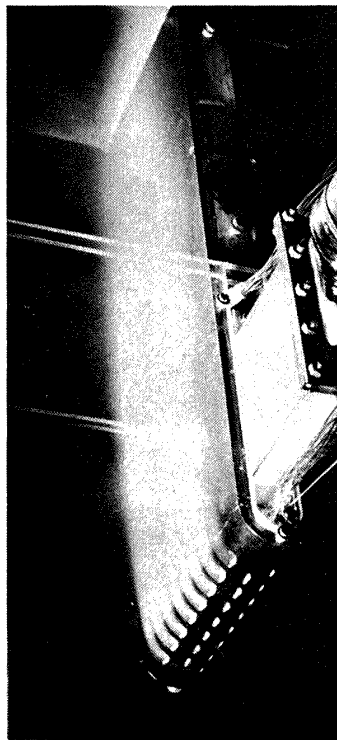
(e) $C_{ps} = 2.0$



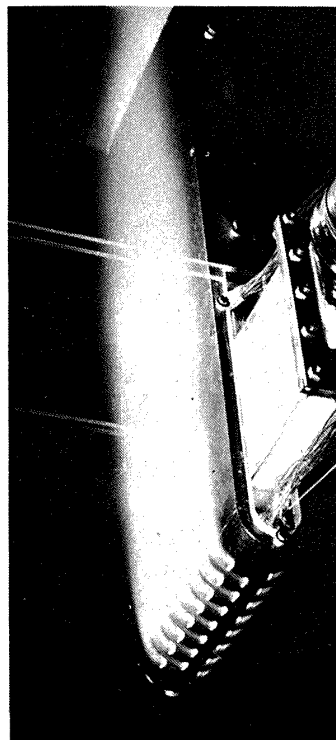
(f) $C_{ps} = 3.0$



(a) 吹出しなし



(b) $C_{ps} = 0.77$



(c) $C_{ps} = 1.0$

図 8 可視化写真 (模型 III, 前方) $R_D = U_\infty D / \nu_\infty = 4.5 \times 10^4$



(a) $C_{ps} = 0.75$



(b) $C_{ps} = 1.0$



(c) $C_{ps} = 1.3$



(d) $C_{ps} = 2.1$



(e) $C_{ps} = 3.1$

図9 可視化写真(模型Ⅲ, 側方) $R_D = U_\infty D / \nu_\infty \div 4.5 \times 10^4$

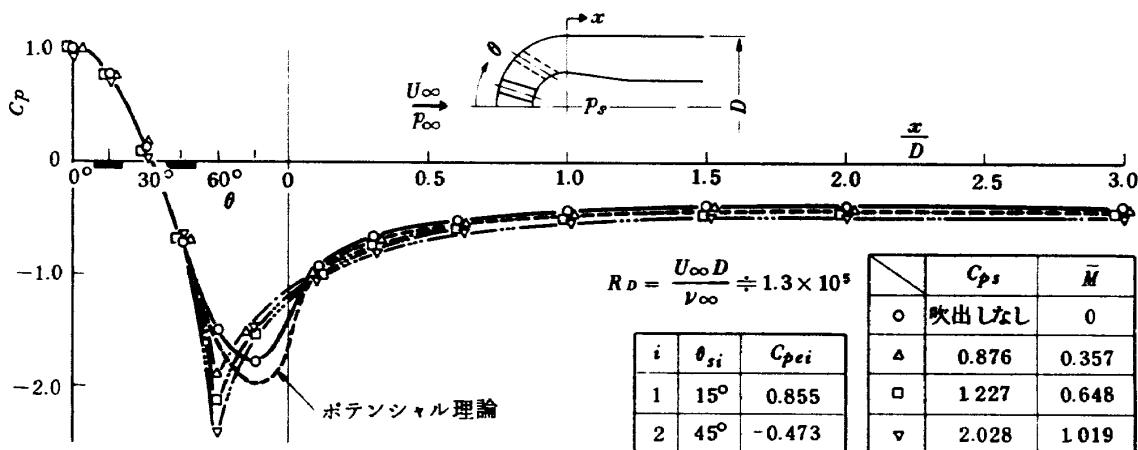


図 10 圧力分布 (模型 I)

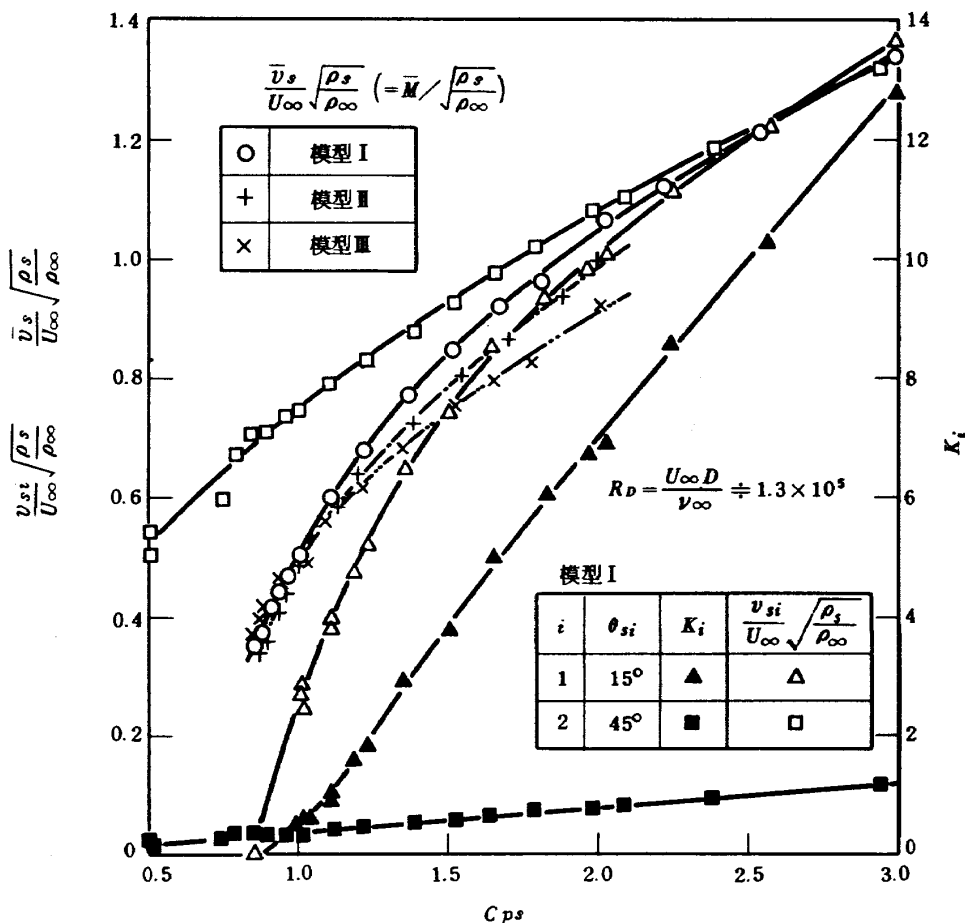


図 11 吹出し流量特性

口の流れ模様は C_{ps} によって大きく変化するのに対し、 45° 位置の空気孔出口の流れ模様の変化は相対的に小さいことに対応する。

前報¹³⁾によれば、主流がある場合の空気孔の流量係数 α_i {式(2)による} は主流の影響を受けて変化し、 $K_i < 1 \sim 2$ では主流がない場合の流量係数 α_{i0} よりも小さくなるが、この状態は可視化写真によると空気孔出口で吹

出し流が主流によって下流側に押付けられ一種の縮流を生じている状態に対応する。一方、 $K_i > 1 \sim 2$ では吹出し流が模型表面から次第に浮上りようになり、この状態では α_i は逆に α_{i0} より大きくなる。

なお図 10, 11 の圧力分布および吹出し流量特性は、 $R_D = 1.3 \times 10^5$ の実験結果であり、可視化実験 ($R_D = 4.5 \times 10^4$) とはレイノルズ数が異なるため、厳密には

レイノルズ数の相異による模型表面の境界層厚さの相異等を考慮しなければならない。しかし可視化実験の Re においても模型表面の境界層の厚さは空気孔直径に比べ小さいので、吹出し特性に及ぼす影響はあまり大きくないと考えられる。

3.3 流れ模様の変化とフィルム冷却効率との対応

可視化実験による吹出し流れの流れ模様の変化と前報¹³⁾で報告した模型表面のフィルム冷却効率との対応につい

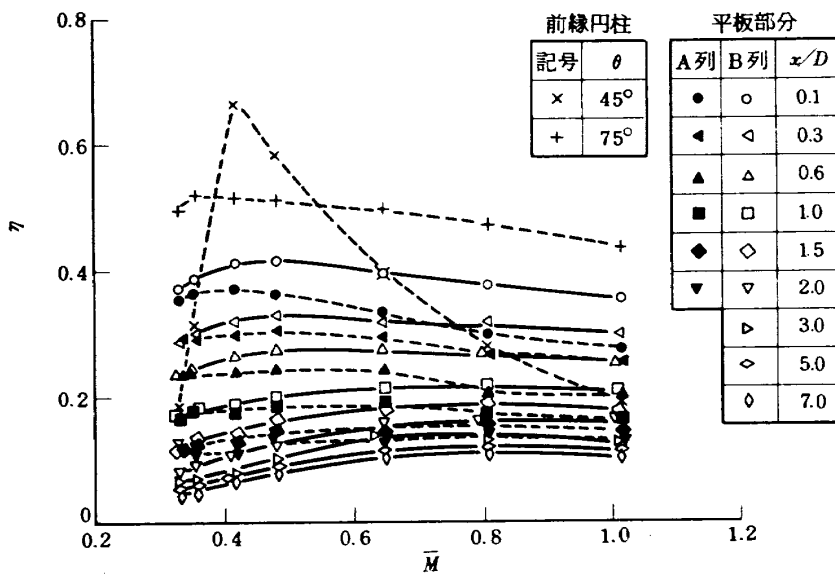
て考察する。図12(a),(b),(c)は模型I,II,IIIについて平均吹出し質量流束比 \bar{M} による各測温点のフィルム冷却効率(無次元断熱壁温) η の変化を示す。ただし

$$\eta = (T_{aw} - T_{\infty}) / (T_s - T_{\infty}) \quad (5)$$

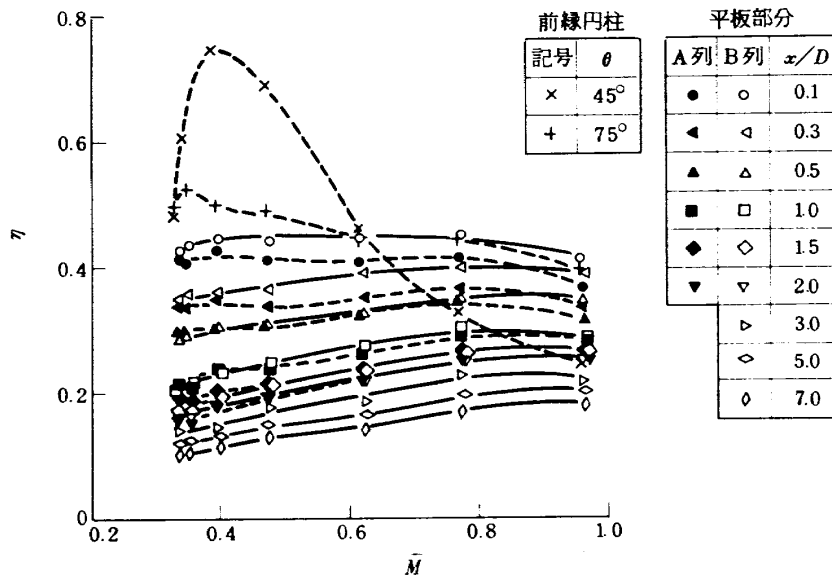
$$\bar{M} = \rho_s \bar{v}_s / (\rho_{\infty} U_{\infty}) \quad (6)$$

である。

模型Iについて、空気孔に比較的近い位置($x/D < 1$)の η は \bar{M} がある程度以下 ($\bar{M} < 0.4 \sim 0.5, C_{ps} < 0.9 \sim$

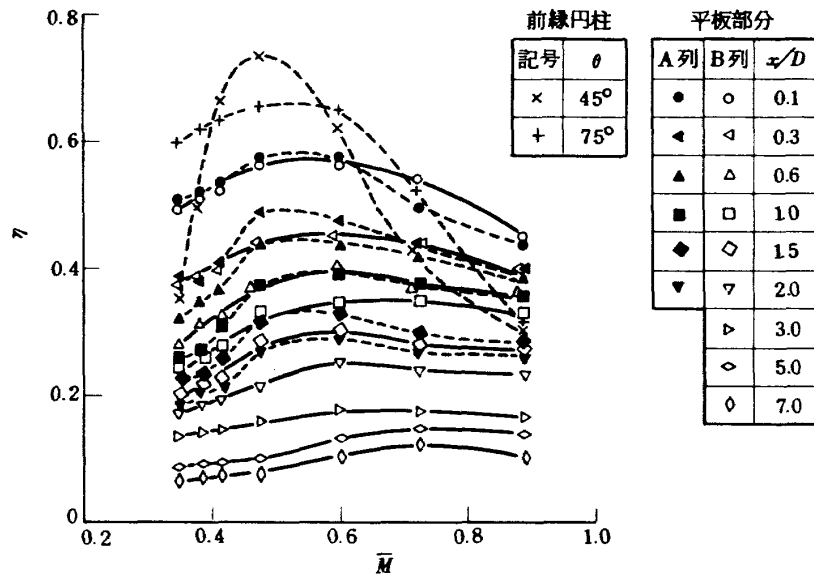


(a) 模型 I



(b) 模型 II

図12 フィルム冷却効率と吹出し質量流束比



(c) 模型III

図12 (続き)

1.05)では \bar{M} とともに増大するが、 \bar{M} がある程度以上になると逆に低下するようになる。これは可視化写真から判断すると、 \bar{M} (したがって K_i)がある程度以下では吹出し流は空気孔出口で主流によって下流側に押付けられ、空気孔が表面に垂直にあげられている場合でも吹出し流が模型表面に付着して流れるため η の値は \bar{M} とともに増すが、 \bar{M} (したがって K_i)が過大になるとともに吹出し流が空気孔出口で模型表面から浮上る傾向が強くなり、主流が吹出し流と吹出し流の間から吹出し流の下部にまわり込んで混合するようになるため、吹出し流量の増加にもかかわらず η が低下するものと考えられる。このような状態では、熱電対A列(45°位置の空気孔の中心線上)とB列(空気孔と空気孔の間)との η の差も大きくなっている。空気孔の十分下流($x/D > 2$)ではこのような傾向は弱くなり、 η は \bar{M} とともに単調に増大するようになる。しかしこのような下流領域では $\eta < 0.2$ であり、フィルム冷却の効果は低い。

模型IIは、同一の \bar{M} と比較すると模型Iよりも η の値が全体に高く、平板部分では \bar{M} が過大になったときの η の低下が少ない。これは空気孔ピッチが模型Iよりも小さい(約0.7倍)ため、より様な冷却流体膜が形成されることによると考えられる。ただしこの模型では \bar{M} が同一のとき単位スパン当りの吹出し流量は模型Iよりも多い(約1.4倍)。

模型IIIは、模型Iに比べ η の値が全体に高かつ η が最大となる \bar{M} の値が $\bar{M} = 0.5 \sim 0.6$ ($C_{ps} = 1.0 \sim 1.2$)と模型Iよりも高い方に移行している。これは3.1節で述

べたように、空気孔をスパン方向に傾斜してあけることにより空気孔出口のスパン方向の開口幅が広くなり同一吹出し流量でより有効に模型表面をおおうこと、模型表面に垂直な吹出し速度成分 $v_{sn} (= v_s \sin \theta, \theta$: 空気孔がスパン方向となす角)が模型Iに比べ相対的に小さくなり、かつスパン方向の吹出し速度成分 $v_{sz} (= v_s \cos \theta)$ をもつため吹出し流が模型表面に付着して流れやすく、吹出し流の模型表面からの浮上りが遅れることによると考えられる。

上記のように模型Iで空気孔に比較的近い領域の η が極大値をとる \bar{M} の値は $\bar{M} = 0.4 \sim 0.5$ であり、このとき図11より

$$C_{ps} \doteq 0.9 \sim 1.05, K_1 \doteq 0.1 \sim 0.8, K_2 = 0.3 \sim 0.4$$

模型IIIでは、 $\bar{M} = 0.5 \sim 0.6$ であり、このとき

$$C_{ps} \doteq 1.0 \sim 1.2, K_1 \doteq 0.6 \sim 1.8$$

$$K_{n1} = \rho_s v_{sn}^2 / (\rho_{\infty} U_{e1}^2) = K_1 \sin^2 \theta \doteq 0.15 \sim 0.45$$

これらより、吹出し流の浮上りによる η の低下が始まる運動量流束比の値として、表面に垂直な成分 K_n に対し

$$K_n \doteq 0.4 \sim 0.8$$

を与えることができる。この値は前記の流量係数 α が α_0 に等しくなる K の値($K = 1 \sim 2$)よりも少し小さい。

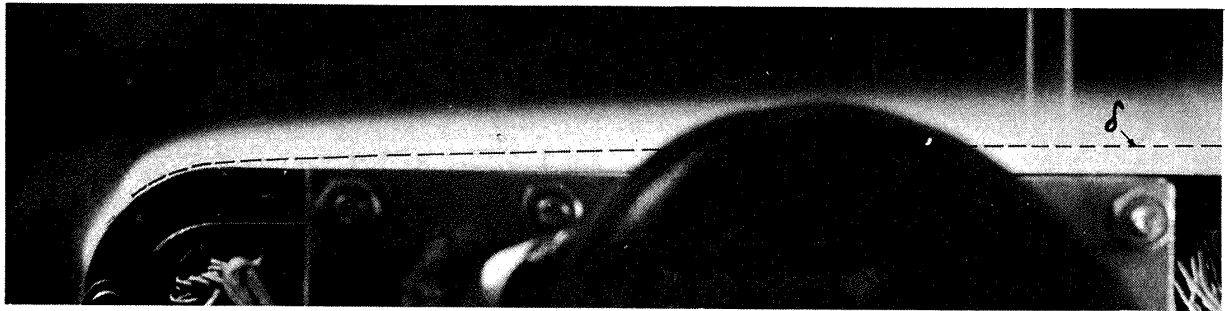
なおここではフィルム冷却効率(無次元断熱壁温)についてのみ考察したが、実際のタービン翼は熱伝導率の大きい金属材料で作られており、フィルム冷却とともに内部からの対流冷却が併用されるので、フィルム冷却効率だけでなく、吹出しによる熱伝達係数の変化、熱伝導による翼面温度の均一化等を考慮して冷却性能の優劣を

評価する必要がある。

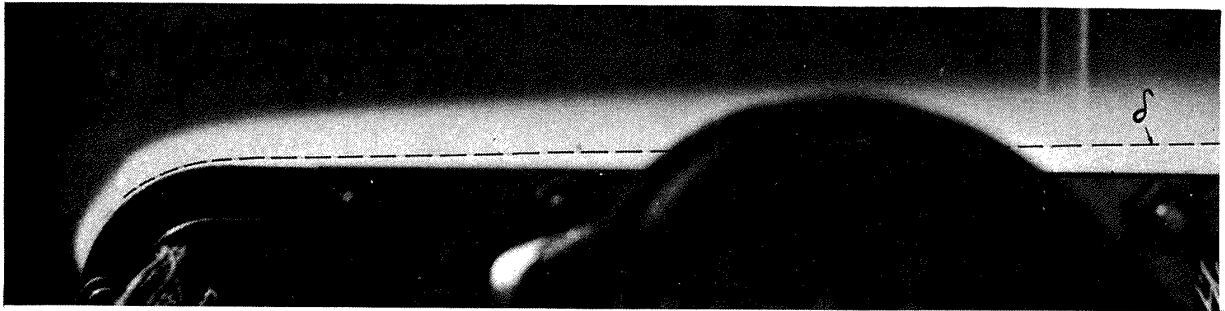
4. 吹出し流れの厚さとHeat Sink Model

前報¹³⁾において、吹出し流の浮上りによる η の低下を生じない範囲について、各模型の η の実験値と二次元Heat Sink Modelを拡張した考え方による近似計算値とを比較した。その結果、模型IIIの実験値はこの計算値と同程度であるが、模型IおよびIIの実験値はそれよりかなり低いことが示された。この近似計算法は、断熱壁上の境界層中へ吹出された冷却流体を単なるHeat Sinkとみなし、吹出し流量と主流からのエントレインメント量とから境界層の単純なエネルギー・バランスによって境界層内の混合流体の平均温度を計算し、これを断

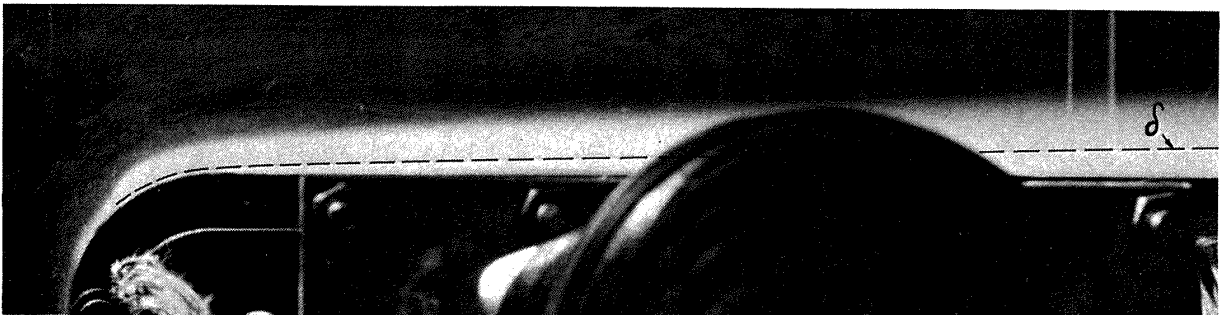
熱壁温(フィルム冷却効率)と関連づけるものである。その際、主流からのエントレインメント量は吹出しがない場合の境界層計算による値を用いた。模型I, II, IIIについて、可視化写真による吹出し流れの厚さ($C_{ps} \doteq 1.0$)を、吹出しがない場合の乱流境界層の厚さ δ (ただし遷移点は空気孔後端位置にとり、Headの解法による。 $R_D = 4.5 \times 10^4$)と比較してみると図13のようになる。これより模型Iはもちろん模型IIIにおいても平板部分の比較的下流領域で吹出し流れの厚さは吹出しがない場合の境界層厚さ δ の2~3倍になっていることがわかる。模型IIの吹出し流れの厚さは模型Iの場合よりもかなり厚い(ただし吹出し流量は同一の C_{ps} で模型Iの約1.4倍である)。模型IIIの吹出し流れの厚さは模型Iの場合よ



(a) 模型I, $C_{ps} = 1.0$



(b) 模型II, $C_{ps} = 1.0$



(c) 模型III, $C_{ps} = 1.0$

図13 吹出し流の厚さと吹出しがない場合の境界層厚さ δ との比較

$$R_D = U_\infty D / \nu_\infty \doteq 4.5 \times 10^4$$

りいくぶん薄い程度である。これより模型Ⅰと模型Ⅲの η の値の大きな差は単に吹出し流れの見掛け上の厚さの差だけによるものではないことがわかる。

以上の結果を考慮して、前報で採用した η の近似計算法の仮定を検討する。吹出し口下流の断熱壁上の二次元乱流境界層内の単位スパン当りの質量流量を \dot{m} 、平均温度を \bar{T} 、平均比熱を \bar{c}_p 、単位スパン当りの吹出し質量流量を \dot{m}_s 、吹出し流温度を T_s 、定圧比熱を c_{ps} 、主流からのエントレインメント量を \dot{m}_{∞} 、主流温度を T_{∞} 、定圧比熱 $c_{p\infty}$ とすると、境界層の質量およびエネルギーのバランスから¹⁶⁾

$$\dot{m} = \dot{m}_s + \dot{m}_{\infty} \quad (7)$$

$$c_{ps} \dot{m}_s (T_s - T_{\infty}) = \bar{c}_p \dot{m} (\bar{T} - T_{\infty}) \quad (8)$$

ただし

$$\bar{c}_p = (c_{ps} \dot{m}_s + c_{p\infty} \dot{m}_{\infty}) / \dot{m} \quad (9)$$

ここで

$$\bar{T} - T_{\infty} = \lambda (T_{aw} - T_{\infty}) \quad (10)$$

$$\dot{m}_{\infty} = \beta \dot{m}_{\infty 0} \quad (11)$$

とおく。ただし λ は境界層内の温度分布形に関連した実験定数、 β は吹出しによるエントレインメント量の増加を表す実験定数、 $\dot{m}_{\infty 0}$ は吹出しがない場合の境界層のエントレインメント量であり

$$\dot{m}_{\infty 0} = \rho_{\infty} U (\delta - \delta^*) ; (\text{吹出しなし}) \quad (12)$$

である。式(7)~(11)より

$$\eta = \frac{T_{aw} - T_{\infty}}{T_s - T_{\infty}} = \frac{1/\lambda}{1 + \beta (c_{p\infty}/c_{ps}) (\dot{m}_{\infty 0}/\dot{m}_s)} \quad (13)$$

となる。円孔列群からの吹出しについても、空気孔のある程度下流で流れが二次元的とみなせる領域については、二次元 Heat Sink Model の考え方を適用できるものと仮定すると、供試模型の場合

$$\dot{m}_s \left\{ = \sum_i (\rho_s v_{si} \frac{\pi}{4} d_i^2 / P_i) \right\} = 2 \rho_{\infty} U_{\infty} d \bar{M} \sigma \quad (14)$$

ただし $\sigma = \pi d / (4P)$ 。円孔列からの吹出しの場合、式(13)中の実験定数 β および λ は、空気孔形状、配列、吹出し位置、吹出しパラメータ(質量流束比または運動量流束比)、主流の圧力勾配等によって変化すると考えられる。

図14は模型Ⅰ,Ⅱ,Ⅲについて、吹出し流の浮上りを生じていない $\bar{M} \sigma \doteq 0.11$ の場合の η の実験値(図12)を式(13),(14)による計算値と比較したものである。実線は理論圧力分布(図10の破線)を用いて Head の方法¹⁵⁾で吹出しがない場合の乱流境界層のエントレインメント量を計算した場合の計算結果(ただし層流境界層は Pohlhausen-Walz の方法で計算し、遷移点は空気孔後端位置にとる。 $R_D = 1.26 \times 10^5$)であり、破線は圧力分布の影響を無視し空気孔後端から $1/7$ 乗法則に従う平板乱流境界層が発達すると仮定してエントレインメント量を計算した場合の η の計算値を示す(前報¹³⁾参照)。ただし $c_{ps} = c_{p\infty}$ とし、式(13)中の二つの実験定数のうち簡単のため $\lambda = 1$ 、 $\beta = \beta_1$ とおき、 β_1 の値のみを変えた。同図より式(13)で η を予測する場合、

模型Ⅰでは $\beta_1 \doteq 2.2$

模型Ⅱでは $\beta_1 \doteq 1.8$

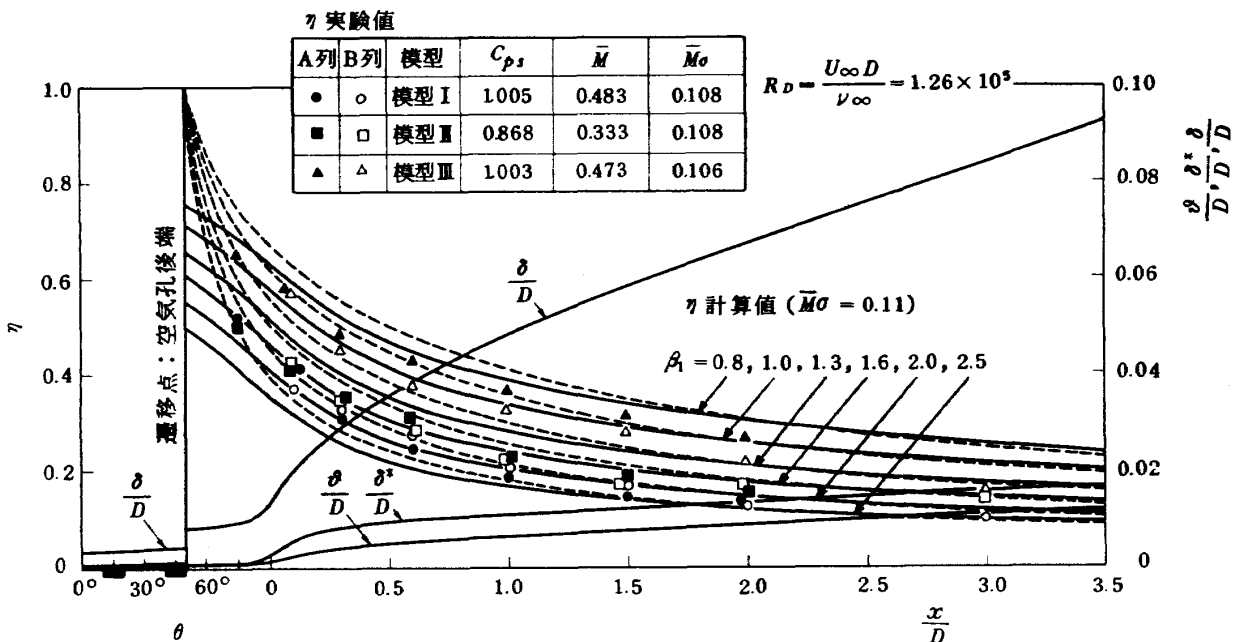


図14 フィルム冷却効率の比較

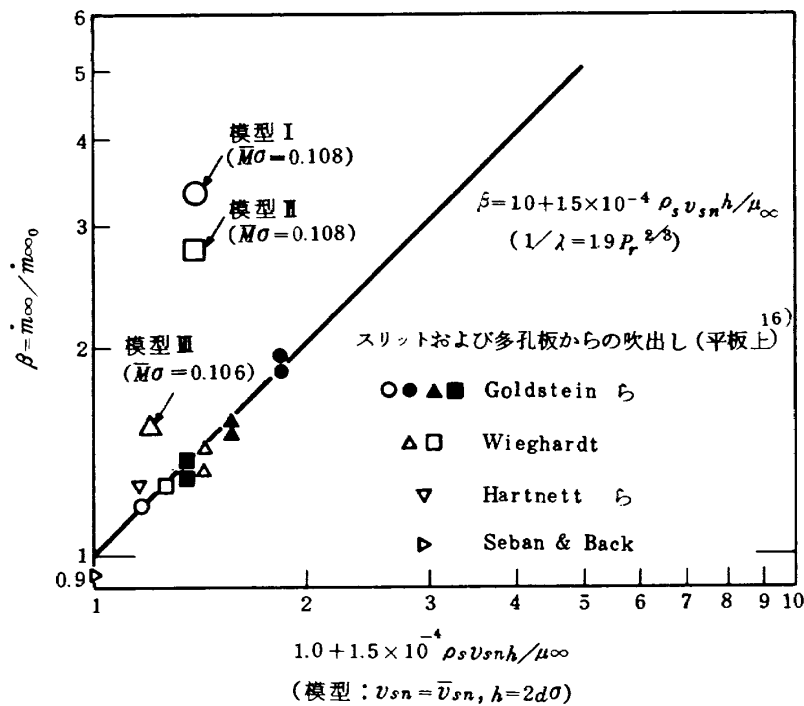


図 15 吹出しによるエントレインメント量の増大

模型Ⅲでは $\beta_1 \doteq 1.0$

にとる必要があることがわかる。

なお Goldstein¹⁶⁾らは圧力勾配のない二次元乱流境界層中へスリットや多孔板のような二次元的な吹出し口から冷却流体を吹出した場合について、 $\dot{m}_{\infty 0}$ を $1/\lambda$ 乗法則で計算し、式(13)の λ と β に対し次の実験式(半理論式)を与えている。

$$1/\lambda = 1.9 Pr^{2/3} \quad (15)$$

$$\beta = 1 + 1.5 \times 10^{-4} \rho_s v_{sn} h / \mu_{\infty} \quad (16)$$

ただし、 Pr : プラントル数、 v_{sn} : 表面に垂直な吹出し速度成分、 h : スリット幅である。常温付近の空気に対し $Pr = 0.71$ とすると式(15)の場合 $1/\lambda = 1.51$ となる。空気孔のある程度下流では式(13)の分母第1項の影響は小さくなるので $\beta \doteq \beta_1 / \lambda = 1.51 \beta_1$ によって上記 β_1 の値をこの場合の β に換算し、式(16)による計算値と比較すると図15のようになる。ただし供試模型について $v_{sn} = \bar{v}_{sn}$ 、等価スリット幅 $h = 2d\sigma$ とし、スパン方向に傾斜した空気孔に対しても形式的に式(16)を適用した。これより模型Ⅰ、Ⅱでは吹出しによるエントレインメント量の増加(λ の変化の効果を含む)は式(16)の計算値よりかなり大きいことがわかる。

5. むすび

前縁付近にあげた円孔列からの吹出しによるタービン翼のフィルム冷却に関する基礎研究として、半円柱前縁

部に4列の空気吹出し孔を有する平板模型について、二次空気に白煙を混入して吹出し流れを可視化し流れ模様の変化を調べるとともに、前報で報告した圧力分布、吹出し流量特性およびフィルム冷却効率 η との対応について考察し次の結果を得た。

- (1) 円孔列からの吹出しの場合、吹出し流と吹出し位置の主流との運動量流束比(動圧比) K がある程度以下では吹出し流は空気孔出口で主流によって下流側に押付けられ模型表面に付着して流れるが、 K がある程度以上になると吹出し流が空気孔出口で模型表面から浮上りようになる。このような吹出し流の浮上りは、空気孔に比較的近い領域での η の低下の原因と考えられる。
- (2) 吹出し流の浮上りによる η の低下が始まる(η が極大になる)運動量流束比 K の値(スパン方向に傾斜した空気孔では表面に垂直な成分をとる)は供試模型では、 $K \doteq 0.4 \sim 0.8$ であり、これは空気孔の流量係数 α が主流のない場合の流量係数 α_0 と等しくなる K の値($K \doteq 1 \sim 2$)よりも少し小さい。
- (3) 空気孔ピッチを小さくすることによって冷却流体膜はより一様になり、吹出し流の浮上りによる η の低下を緩和することができる。
- (4) 空気孔ピッチは同一のまま空気孔をスパン方向に傾けることにより、スパン方向の開口幅を広げて同一吹出し流量でより有効に模型表面をおおうことが

でき、吹出し流にスパン方向の吹出し速度成分を与えるとともに表面に垂直な吹出し速度成分を小さくして吹出し流の模型表面への付着性を高め、空気孔が表面に垂直な場合に比べ吹出し流の浮上りを遅らせることができる。

- (5) 共通のプレナム室から前縁円柱の2個以上に吹出しを行なう場合、前縁に近い位置の空気孔の方が吹出し圧力係数 C_{ps} を変えた場合の K の変化が大きく(したがって流れ模様の変化が大きく)、吹出し流の浮上りを生じる C_{ps} の値が小さい。空気孔がスパン方向に傾斜してあけられている場合は、各位置の空気孔からの吹出し流の重なり方が C_{ps} によって変化する。
- (6) 吹出しがある場合の見掛上の境界層の厚さ(吹出し流の広がり)は、浮上りを生じていない場合においても、吹出しがない場合の計算上の境界層厚さ δ よりも相当厚い(供試模型の場合、平板部下流領域で δ の2~3倍)。いわゆる Heat Sink Model によってフィルム冷却効率 η を予測する場合、吹出しによる主流からのエントレインメント量の増加を考慮する必要がある。

本研究は当所原動機部の高温タービンに関する研究の一環として行なわれたものであり、松木正勝原動機部長、鳥崎忠雄性能研究室長、宮地敏雄構造研究室長、能瀬弘幸主任研究官ほかタービン研究室関係者の指導と援助があった。

参考文献

- 1) R.J. GOLDSTEIN, E.R.G. ECKERT, V.L. ERIKSEN and J.W. RAMSEY: Film Cooling Following Injection Through Inclined Circular Tubes, NASA CR-72612 (1969).
- 2) D.E. METZGER and D.D. FLETCHER: Surface Heat Transfer Immediately Downstream of Flush, Non-Tangential Injection Holes and Slots, Journal of Aircraft, Vol. 8 (1971), pp. 33-38.
- 3) E.R.G. ECKERT: Film Cooling With Injection Through Holes, High Temperature Turbines, AGARD CP 73-71 (1971), pp. 17/1-17/17.
- 4) V.L. ERIKSEN and R.J. GOLDSTEIN: Heat Transfer and Film Cooling Following Injection Through Inclined Circular Tubes, Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, Vol. 96 (1974), pp. 239-245.
- 5) C. LIESS: Experimental Investigation of Film Cooling With Ejection From a Row of Holes for the Application to Gas Turbine Blades, ASME Paper No. 74-GT-5.
- 6) R.D. LANDER, R.W. FISH and M. SUO: External Heat-Transfer Distribution on Film Cooled Turbine Vanes, Journal of Aircraft, Vol. 9 (1972), No. 10, pp. 707-714.
- 7) H.J. GLADDEN and J.W. GAUNTNER: An Adverse Effect of Film Cooling on the Suction Surface of a Turbine Vane, NASA TND-7618 (1974).
- 8) 西脇仁一; 高温ガスタービンの研究, 日本機械学会誌, 64巻, 504号(昭36-1)。
- 9) 吉田豊明, 高原北雄, 坂田公夫ほか; 高温タービンノズル翼の二次元翼列試験(フィルム冷却の場合) 第14回航空原動機に関する講演会講演集(昭49-2)。
- 10) 坂田公夫, 高原北雄, 吉田豊明; 空冷タービン動翼の二次元低速翼列試験(冷却性能及び空力性能), 日本機械学会講演論文集 6740-7 (昭49-5)。
- 11) J.W. RAMSEY and R.J. GOLDSTEIN: Interaction of a Heated Jet With a Deflecting Flow, Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, Vol. 93 (1971), pp. 365-372.
- 12) M.R. SMITH, T.V. JONES and D.L. SCHULTZ: Film Cooling Effectiveness from Rows of Holes under Simulated Gas Turbine Conditions, ARC C.P. No. 1303 (1974).
- 13) 佐々木誠, 高原北雄, 熊谷隆王; タービン翼の前縁部吹出しフィルム冷却に関する基礎実験。(I) 前縁付近にあけた円孔列からの吹出し, 航技研報告 TR-371 (1974)。
- 14) 高橋宏, 戸田巨洋, 白井正孝; 二次元煙風胴について, 航技研資料 TM-197 (1971)。
- 15) J.E. GREEN: The Prediction of Turbulent Boundary Layer Development in Compressible Flow, J. Fluid Mech., Vol. 31 (1968), pp. 753-778.
- 16) R.J. GOLDSTEIN and A. HAJI-SHEIKH: Prediction of Film Cooling Effectiveness, Proc. Japan Soc. Mech. Engr. Semi-Intern. Symp. (1967), pp. 213-218.

航空宇宙技術研究所報告418号

昭和50年7月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山4-1-7(羽田ビル)
