

UDC 536.24:  
532.525:  
621.452.3-226

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-371

## 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

佐々木 誠 ・ 高原 北雄  
熊谷 隆王

1974年6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\*

(I) 前縁付近にあげた円孔列からの吹出し

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

(I) Injection through Holes Located near the Leading Edge

by

Makoto SASAKI, Kitao TAKAHARA  
and Takao KUMAGAI

### ABSTRACT

Experiments were made on film cooling with injection through holes located near the leading edge of a model in a low-speed, room-temperature wind tunnel. The model, which simulates the leading edge portion of an air-cooled turbine blade section, consists of a semicircular cylinder with four rows of blowing holes and two flat plates forming the upper and lower surfaces of its body. The change of flow coefficient of the blowing holes, the pressure distributions and the temperature distributions (film cooling effectivenesses) along the surface of several models were measured.

It is proved that the inclination of the blowing holes in the spanwise direction shows very high effectiveness, but that excessive injection sometimes lowers the effectiveness. The film cooling effectiveness of the experimental model and of an air-cooled turbine nozzle are calculated by means of an approximate method.

### 1. ま え が き

ジェットエンジン用高温タービン翼の冷却方法として、最近では、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、吹出された空気で翼のほぼ全面にわたってフィルム冷却を施す方法が採用されつつある。たとえばP & W社JT 9D-7エンジンの高圧タービン第1段ノズル翼、GE社

CF6エンジンの高圧タービン第1段ノズル翼および動翼等にもその実例が見られる。当所原動機部においても、この種の前縁部吹出し冷却翼を採用した高温タービンの試作研究が進められている。ここでは、その基礎研究として、計画翼の前縁付近を模擬した風洞模型を用いて常温・低速気流中での吹出し実験を行なった。<sup>1), 2)</sup>

前縁付近にあげた円孔列からの吹出しによる冷却タービン翼を計画する場合、吹出し空気流量を正確に予測することが必要になる。翼の前縁付近は翼面に沿う圧力の変化が大きく、わずかな吹出し位置の違いによって吹出

\* 昭和49年3月25日 受付

\*\* 原動機部

し流量特性が大きく変わるので、翼表面の圧力分布を正確に求めなければならない。また主流がある場合の空気孔出口付近の流れ模様は吹出し速度によって変化し、特に前縁付近の空気孔のように穴が翼面に対し垂直に近い角度であけられている場合には流れ模様の変化が顕著に現われる。このため空気孔の吹出し流量係数は空気孔の幾何学的形状のほか、吹出し流と主流との動圧比（または運動量流束比）等の関数になる<sup>3)</sup>。したがって吹出し空気流量を正確に予測するためには、翼表面の圧力分布とともに流量係数に及ぼす主流の影響がわかっていなければならない。さらに前縁付近の空気孔のように空気孔直径が翼面の曲率半径（前縁半径）に比べて無視できない場合は、翼の表面圧力が空気孔の出口直径にわたって変化しているため、流量計算の基準となる空気孔出口圧力を実験的に求めなければならない<sup>4)</sup>。また共通の内部プレナム室から翼表面の異なる位置に2箇所以上吹出しを行なう場合、各吹出し位置の空気孔に配分される吹出し流量の予測が問題になる<sup>5)</sup>。これらの点を明らかにするために本研究においては、まず供試模型の前縁付近の圧力分布がポテンシャル流れとしての計算結果とほぼ一致することを確かめるとともに、供試模型の空気孔配列について、空気孔の流量係数に及ぼす主流の影響および2箇所以上にあけられた空気孔からの吹出し流量特性を調べた。

吹出しによる空気孔下流のフィルム冷却の効果は主流が低速の場合には通常フィルム冷却効率（無次元断熱壁温）で表わされる。スリットや多孔板からの吹出しのような二次元的なフィルム冷却に関してはきわめて多数の研究結果が報告されているが<sup>6)</sup>、円孔列からの吹出しに関するものは、実用上重要であるにもかかわらず、非常に少ない<sup>6),7),8)</sup>。円孔列からの吹出しの場合、空気孔に近い下流領域では冷却流体が翼表面を部分的にしかおわれないが、空気孔の十分下流では不完全ながらも冷却流体膜を形成する。しかし同一吹出し流量のスリットからの吹出しに比べてフィルム冷却効率は一般に低くなる。また円孔列全体からの吹出し総流量が同一であっても、空気孔の穴径、配列ピッチ、吹出角度等の吹出し方法によって空気孔下流の冷却流体膜の状態が異なりフィルム冷却効率は大幅に変化する。さらに前縁付近のように空気孔が翼面に対し垂直に近い角度であけられている場合、空気孔から下流の流れ模様は前述のように吹出し速度によって大きく変化し、これに対応して空気孔下流のフィルム冷却効率も変化する。特に空気孔に比較的近い下流領域では過大な吹出しによって吹出し流が翼表面から浮上りフィルム冷却効率が逆に低下することがある<sup>6)</sup>。本研究においては計画翼の空気孔配置を模擬した基本模型のほか、空

気孔の配列ピッチを小さくしたものおよび配列ピッチは同一のまま空気孔を翼のスパン方向に傾斜してあけたものについて、模型を断熱材料で製作し空気孔下流のフィルム冷却効率を調べた。なおこの実験では便宜上主流を常温空気とし吹出し流に加熱空気を用いたため、熱の移動の方向は実際にフィルム冷却を行なう場合と反対になるが、本実験のように主流と吹出し流との温度差が小さい場合には熱の移動の機構は両者とも同一と考えることができる<sup>6)</sup>。

以上の実験結果をふまえ、計画翼について翼表面の圧力分布、境界層の発達、吹出し流量特性、空気孔下流のフィルム冷却効率を簡単な理論計算によって予測した。なお本研究では、主流、吹出し流とも非圧縮性流れとして理論計算およびデータ整理を行なった。

## 記 号

- $A$  : 空気孔断面積
- $C_p$  : 圧力係数  $\{=(p-p_\infty)/(\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2)\}$
- $C_{ps}$  : 吹出し圧力係数  $\{=(p_s-p_\infty)/(\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2)\}$
- $c_p$  : 定圧比熱
- $D$  : 前縁半円柱直径
- $d$  : 空気孔直径
- $H$  : 境界層の形状係数  $(=\delta^*/\vartheta)$
- $H_1$  : 境界層のエントレインメント量に関する形状係数  $\{=(\delta-\delta^*)/\vartheta\}$
- $K$  : 吹出し流と主流との動圧比  $\{=\rho_s v_s^2/(\rho_\infty U_\infty^2)\}$
- $L$  : 前縁から後縁までの翼表面長
- $l$  : 翼弦長
- $M$  : 吹出し質量流束比  $\{=\rho_s v_s/(\rho_\infty U_\infty)\}$
- $\bar{M}$  : 平均吹出し質量流束比  $\{=\rho_s(Q_t/A_t)/(\rho_\infty U_\infty)\}$
- $m$  : 局所吹出し質量流束比  $\{=\rho_s v_s/(\rho_\infty U_\infty)\}$
- $\dot{m}$  : 質量流量（単位スパン当り）
- $\dot{m}_\infty$  : 主流からのエントレインメント量
- $P$  : 空気孔のスパン方向の配列ピッチ
- $p$  : 静圧
- $p_s$  : 吹出し圧力（プレナム室全圧）
- $Q$  : 吹出し流量
- $R$  : レイノルズ数
- $r_L, r_T$  : 翼の前縁、後縁半径
- $s$  : 模型（翼）表面に沿う座標（前縁から）
- $s_1$  : 模型表面に沿う座標（空気孔後端から）
- $T$  : 温度
- $t$  : 翼列ピッチ
- $U$  : 模型（翼）表面に沿う主流速度

- $U_{\infty}$  : 一様流速度  
 $u$  : 境界層内の速度  
 $v_s$  : 空気孔からの吹出し速度 ( $=Q/A$ )  
 $W$  : 翼列に流入流出する流れの速度  
 $x$  : 平板に沿う座標 (平板前端から) または翼列の軸流方向座標  
 $y$  : 壁面に垂直な座標または翼列の円周方向座標  
 $\alpha$  : 空気孔流量係数または翼列へ流入流出する流れの角度  
 $\alpha_0$  : 主流がない場合の空気孔流量係数  
 $\bar{\alpha}$  : 模型の平均流量係数  
 $\delta$  : 境界層厚さ  
 $\delta^*$  : 境界層排除厚さ  
 $\nu$  : 動粘性係数  
 $\rho$  : 密度  
 $\sigma$  : 空気孔空隙率 ( $=\pi d/(4P)$ )  
 $\eta$  : フィルム冷却効率 ( $=(T_{aw}-T_{\infty})/(T_s-T_{\infty})$ )  
 $\theta$  : 前縁からの角度または無次元壁温  
 $\vartheta$  : 境界層運動量厚さ  
 $\zeta_e$  : 空気孔の出口圧力損失係数

## 添 字

- $\infty$  : 一様流または翼列のベクトル平均流  
 $s$  : 吹出し流 (二次流)  
 $aw$  : 断熱壁面  
 $i$  :  $i$  番目空気孔  
 $t$  : 全部の空気孔  
 $e$  : 空気孔出口  
 $1$  : 翼列へ流入する流れ  
 $2$  : 翼列から流出する流れ  
 $S$  : 翼背面  
 $P$  : 翼腹面

## 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  $D=50$  mm の前縁半円柱に上下 2 枚の平板からなる平行胴体部および尾部をつけたもので、断熱材料 (アクリル樹脂) で作られている。図 1 に模型の前縁部分を示す。この模型は計画翼 (図中の鎖線) の前縁部分を模擬した拡大模型であり、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  $d=5$  mm ( $d/D=0.1$ ) である。横断面図に示したように  $\pm 45^\circ$  位置の空気孔列の孔軸面は模型対称面と  $\pm 30^\circ$  の角度をなしている。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) およびスパン方向の配列ピッチ比は基本模型と同一であるが各空気孔をスパン方向に対し  $30^\circ$  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。(図 2 参照)

模型の前縁半円柱部分には空気孔を避けて 1 列の静圧孔と一列の熱電対が、平板部分には 1 列の静圧孔と 2 列の熱電対がそれぞれ図示の位置に設けられている。静圧孔の直径は 0.7 mm である。壁面温度の測定にはグラスウールで被覆された素線径 0.2 mm の Ni-Ni Cr 熱電対を用い、模型表面に露出した熱電対先端部は直径 1 mm の広がりをもつ感温部を形成するように熱伝導性材料で固めて温度測定精度の向上をはかった。模型胴体部は二重中空構造に作られており、空隙には多孔性の断熱材料が詰められている。

### 2.2 実験装置

図 2 に実験装置の概略図を、図 3 に実験装置主要部の写真を示す。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。風洞吹出し口の寸法は 180 mm  $\times$  360 mm であり、一様な吹出し速度分布と極めて低い固有乱れをもつものであることが予備実験によって確認されている。(付録 1 参照) 平行流路壁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空気加熱器、流量制御弁および絞り流量計を経て模型両側の導入口から模型内部のプレナム室に押込まれ前縁半円柱にあげられた 4 列の空気孔から吹出される。吹出しによるフィルム冷却効果を調べるために、この実験装置では便宜上主流を常温空気とし吹出し流を加熱空気とした。

模型前方の流路中には一様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本ずつ流れを乱さない位置にそう入されている。同じく模型前方の流路壁には一様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。模型内部のプ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。これらの全圧管の外径および静圧孔の直径はいずれも0.7 mmである。熱電対はガラスウールで被覆された素線径0.2 mmのNi-NiCrで、露出した先端部は直径約1 mmに丸めてある。二次空気配管系の途中には絞り流量計(標準型オリフィスおよび丸形ノズル)がそう入されている。

### 2.3 実験方法

はじめ主流を流さない状態で模型から二次空気を吹出して空気孔からの吹出し速度および吹出し温度の一様性を調べる予備実験を行なった。各模型とも側壁に最も近い空気孔を除けば吹出し速度および吹出し温度はほぼ一様であることが確かめられた。また主流がない状態での各空気孔の吹出し流量係数を測定した。

主流速度  $U_{\infty} \doteq 40 \text{ m/s}$  (主流レイノルズ数  $Re_D = U_{\infty} D / \nu_{\infty} \doteq 1.3 \times 10^5$ ) において常温の二次空気を吹出し、吹出し圧力係数  $C_{ps} = (p_s - p_{\infty}) / (\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2) = 0.5 \sim 3$  の範囲について、主流がある場合の各模型の吹出し流量特性を調べた。模型Iについては15°位置あるいは45°位置の空気孔のみの吹出し流量特性を調べるために、それぞれ測定空気孔以外の空気孔を薄い粘着テープで閉鎖した模型による吹出し実験も行なった。

同じく主流速度  $U_{\infty} \doteq 40 \text{ m/s}$  において加熱二次空気を吹出し、吹出し圧力係数  $C_{ps} = 0.86 \sim 2.0$  の範囲について模型表面の温度分布、圧力分布および吹出し流量を測定した。この実験では吹出し流と主流との温度差は約40 degとし、模型が安定した熱平衡状態に達した後表面温度の測定を行なった。また吹出し実験の際、模型内部の二次流導入ダクトやプレナム室の中の二次空気による内部からの加熱が模型表面の温度測定に及ぼす影響を調べるために、主流中で全部の空気孔を閉鎖した模型の内部ダクトに二次加熱空気を貫流(両側にある二次空気導入口的一方から送り込み他方から排出)して模型表面の温

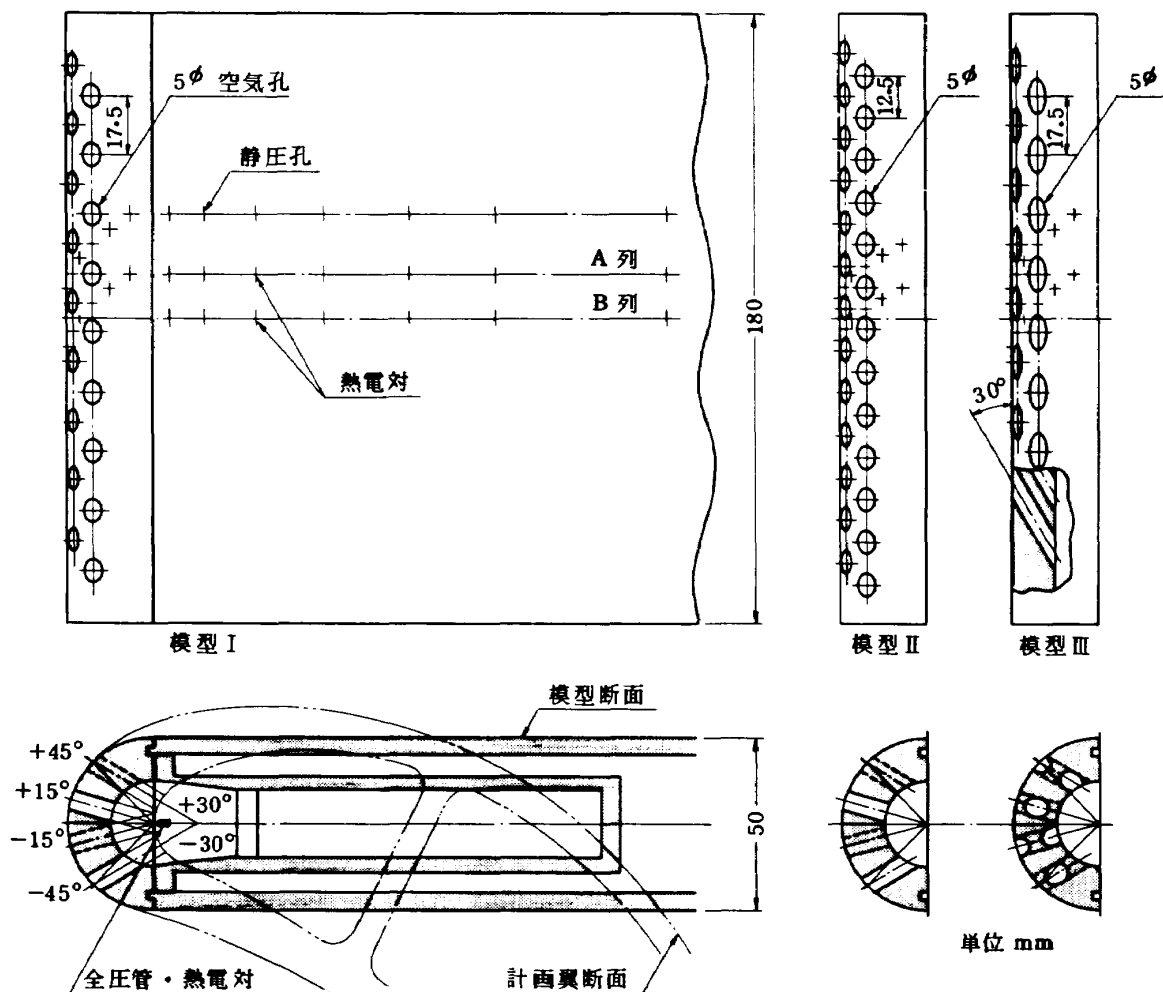


図1 供試模型

度を測定する二次流貫流実験をあわせて行なった。

主流全圧、静圧、吹出し圧力、模型表面静圧、オリフィス差圧等の圧力の計測はすべて多管式またはU字管式の水柱マンメータによる。主流温度、二次空気温度、模型表面温度等の温度の測定はすべて前記  $Ni-NiCr$  熱電対による。熱電対起電力の計測には精度  $0.01mV$  の精密  $mV$  計を用いた。 $Ni-NiCr$  熱電対の熱起電力特性は文献(9)による。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 圧力分布

吹出しがない場合（全部の空気孔を閉鎖した場合）および吹出しがある場合の模型表面の圧力分布を図4に示す。図中の理論曲線（破線）は、吹出しがない場合につ

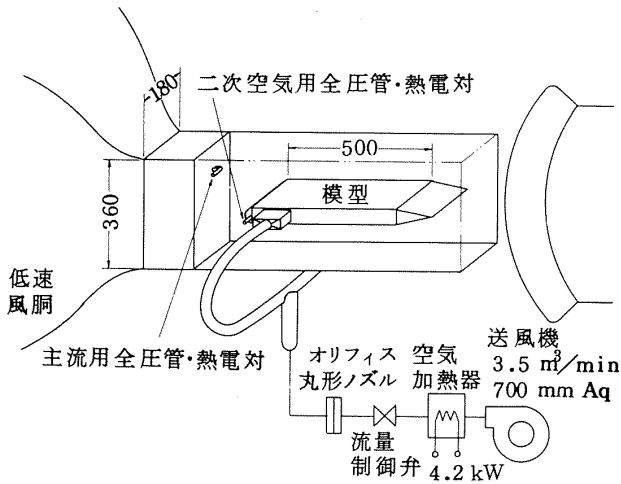


図2 実験装置概略図

いて、模型表面上に渦層を分布させる特異点解法<sup>10)</sup>（付録2参照）を用いて計算した非圧縮性非粘性流れの圧力分布である。ここでは流路壁の影響を考慮するため、流路上下壁の間隔をピッチとする模型列 ( $t/D=7.2$ ) として計算を行なった。吹出しがない場合の実験点は前縁から円柱面に沿って  $50^\circ$  位までは理論曲線と良く一致しているが、これより下流では多少ずれている。この差は境界層の発達の影響等によるものと考えられる。

吹出しがある場合、吹出し位置 ( $\theta = 15^\circ, 45^\circ$ ) の圧力係数は吹出しによってほとんど変化しない（ただし静圧孔は空気孔の中間にある）が、 $45^\circ$  位置の空気孔の斜め後方 ( $\theta = 60^\circ$ ) に局所的な低圧領域を生じている。この局所的な圧力低下は吹出し量を増すとともに強くなる。この傾向は模型 I, II では特に著しいが、模型 III ではあまり顕著ではない。逆に  $45^\circ$  位置の空気孔の下流 ( $\theta = 75^\circ$ ) には局所的な圧力上昇領域が発生している。平板部分では吹出し流による排除効果のため、吹出しがない場合に比べ圧力は多少低下する。

#### 3.2 吹出し流量特性

空気孔からの吹出し流量特性について検討する。一つの空気孔（または空気孔列）の断面積を  $A$ 、流量係数を  $\alpha$ 、吹出し流量を  $Q (= A v_s)$  とすると

$$Q = A \alpha \varepsilon \sqrt{2(p_s - p_e) / \rho_s} \quad (1)$$

ただし、 $p_s$  は吹出し圧力（プレナム室全圧）、 $p_e$  は空気孔出口圧力、また  $\varepsilon$  は圧縮性に関する修正係数で

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{p_e}{p_s}\right)^{\frac{2}{\kappa}} \left\{ 1 - \left(\frac{p_e}{p_s}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right\} / \left(1 - \frac{p_e}{p_s}\right)},$$

$\kappa$  : 比熱比

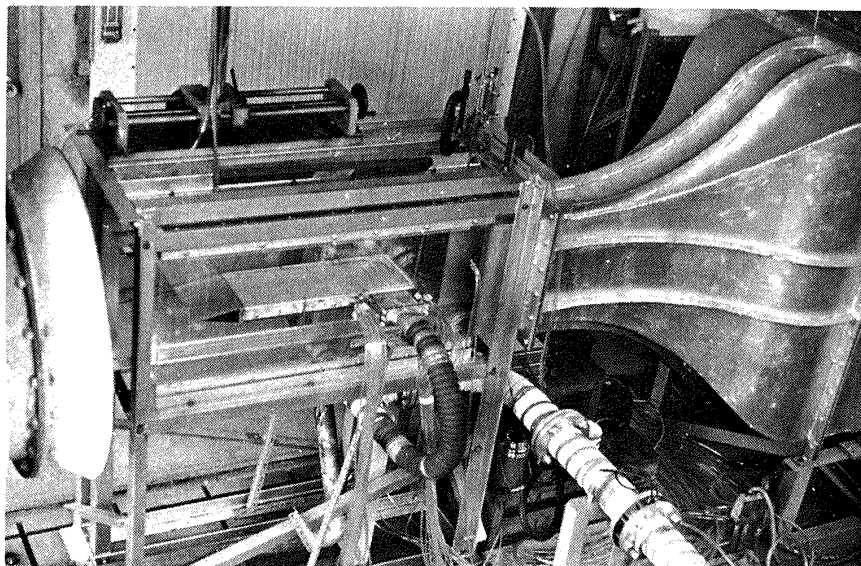


図3 実験装置主要部

であるが、本実験の範囲では  $\varepsilon \doteq 1$  である。

主流がない場合の流量係数を  $\alpha_0$  とする。 $\alpha_0$  は空気孔の入口形状、空気孔の長さ、吹出し流れのレイノルズ数  $R_d (= v_s d / \nu_s)$  等の関数と考えられる。模型 I について、主流がない場合の  $15^\circ$  位置および  $45^\circ$  位置の空気孔の流量係数、模型全体の平均流量係数の実験値を図 5 に示す。模型 II および模型 III についても主流がない場合の模型全体の平均流量係数を同図に示す。流量係数は吹出し流れのレイノルズ数  $R_d$  の関数であるが実験範囲内ではその変化は小さい。模型 III では、空気孔をスパン方向に傾斜してあけたことによる管路長の増加および入口損失の増加

のため流量係数が小さくなっている。

主流がある場合は(1)式を次のように変形する。

$$Q = U_\infty A \alpha \sqrt{(\rho_\infty / \rho_s)(C_{ps} - C_{pe})} \quad (2)$$

$$= \sqrt{2(p_s - p_\infty) / \rho_s} A \alpha \sqrt{1 - (C_{pe} / C_{ps})}, \quad C_{ps} \neq 0 \quad (3)$$

$$\text{ここに } C_{ps} = (p_s - p_\infty) / (\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2),$$

$$C_{pe} = (p_e - p_\infty) / (\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2).$$

主流がある場合の空気孔出口の圧力係数  $C_{pe}$  として何をを用いるかが問題になる。ここでは  $C_{pe}$  として締切二次圧力係数 ( $Q = 0$  となるプレナム室圧力係数) を用いて流量係数を定義する。空気孔の直径が模型(翼)の前縁半

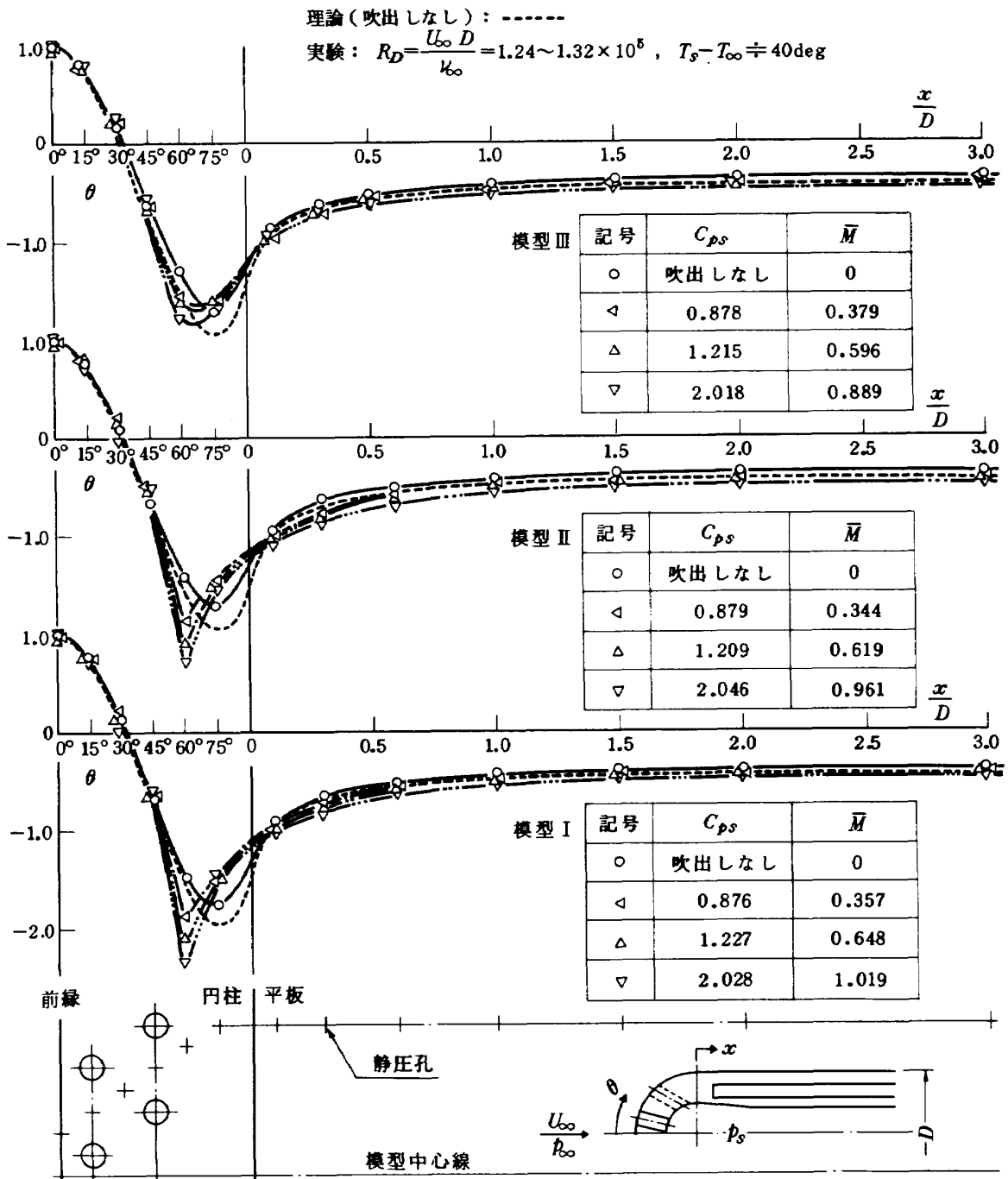


図 4 圧力分布

径に比べて十分小さい場合は、縮切二次圧力係数は空気孔中心位置の表面圧力係数にほぼ一致する。空気孔の直径が前縁半径に比べて無視できない場合、縮切二次圧力係数は空気孔の前端位置から後端位置までの最大表面圧力係数  $C_{p_{max}}$  と最小表面圧力係数  $C_{p_{min}}$  の中間の値をとると考えて

$$C_{pe} = C_{p_{min}} + k(C_{p_{max}} - C_{p_{min}}) \quad (4)$$

とおく。モデル I の空気孔 ( $d/D=0.1$ ) について、空気孔中心位置の模型表面圧力係数  $C_p$  と縮切二次圧力係数  $C_{pe}$  および実験定数  $k$  の実験値は

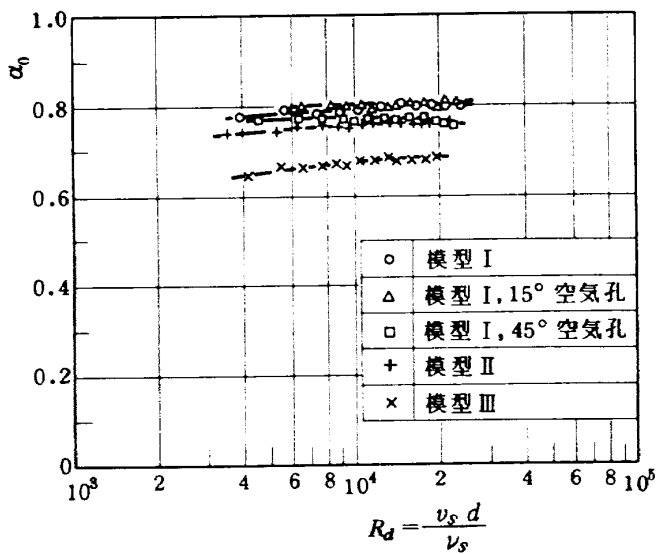


図5 流量係数(主流なし)

15°位置空気孔  $C_p=0.780, C_{pe}=0.855, k \doteq 0.86$   
 45°位置空気孔  $C_p=-0.660, C_{pe}=-0.473, k \doteq 0.82$   
 である。

主流がある場合、空気孔出口の流れ模様は吹出し速度によって変化し、このため流量係数  $\alpha$  も変化する。モデル I について主流がある場合の各位置の空気孔の流量係数の実験値を図6に示す。横軸は吹出し流と吹出し位置の局所主流との動圧比(または運動量流束比)

$$K = \rho_s v_s^2 / (\rho_\infty U_e^2) \quad (5)$$

である。ただし  $v_s = Q/A, U_e = U_\infty \sqrt{1 - C_{pe}}$ 。この模型の場合、 $K$  が小さい領域 ( $K < 1 \sim 2$ ) では  $\alpha < \alpha_0$  であるが、 $K$  が大きい領域では逆に  $\alpha > \alpha_0$  となる。

いま主流がある場合の空気孔の等価出口圧力  $p_{e0}$  を  $Q = A\alpha \sqrt{2(p_s - p_e) / \rho_s} = A\alpha_0 \sqrt{2(p_s - p_{e0}) / \rho_s}$  (6)

で定義し、主流があることによる流量係数の変化を出口圧力損失係数

$$\zeta_e = (p_e - p_{e0}) / (\frac{1}{2} \rho_s v_s^2) = \frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\alpha_0^2} \quad (7)$$

で表わすと、 $\zeta_e$  は空気孔出口形状と  $K$  等の出口流れの状態を表わすパラメータのみの関数と考えられる。モデル I の空気孔について  $K$  による  $\zeta_e$  の変化を同じく図6に示す。 $\zeta_e$  が  $K$  によってどのように変化するかは、空気孔の出口形状、配列ピッチ、吹出し角度、前縁からの角度、流れのレイノルズ数等を変えた系統的な実験によって求めな

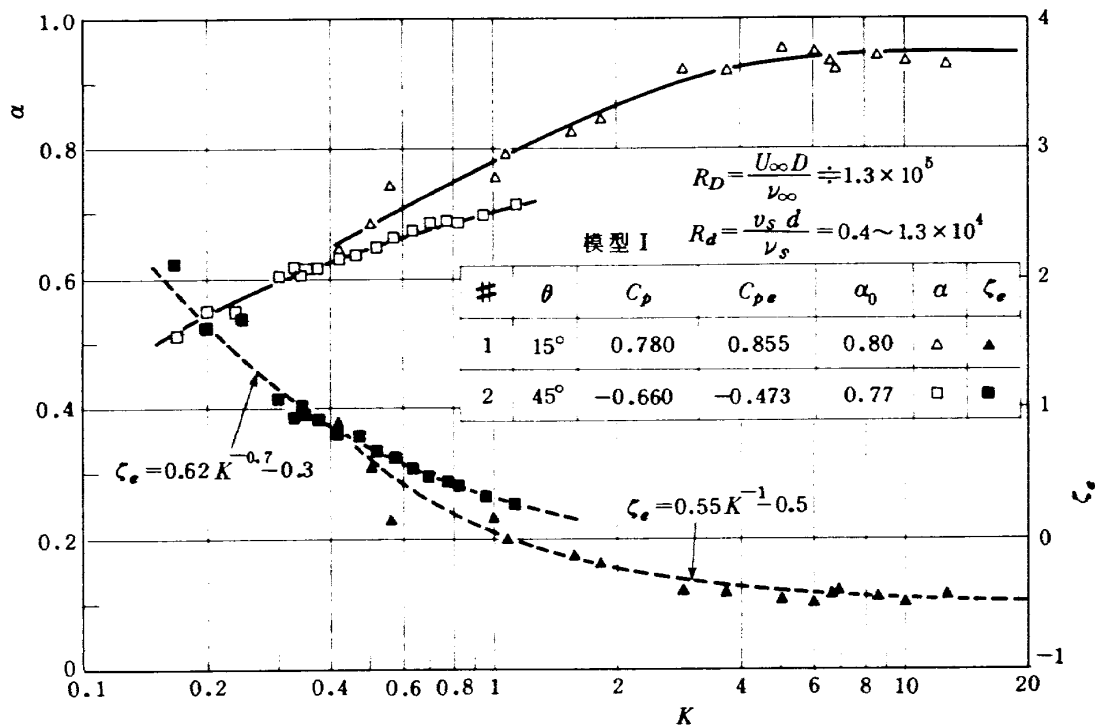


図6 空気孔流量係数・出口損失係数



ければならないが、模型 I の空気孔について実験範囲内で

$$C_e = a K^n + b \quad (8)$$

と表わすと

$$\begin{aligned} 15^\circ \text{ 位置空気孔 } & a=0.55, b=-0.5, n=-1 \\ & (0.4 < K < 13) \\ 45^\circ \text{ 位置空気孔 } & a=0.62, b=-0.3, n=-0.7 \\ & (0.2 < K < 1.2) \end{aligned}$$

となる。ただし 15° 位置および 45° 位置の空気孔の配列ピッチ比はともに  $P/d=3.5$  であるが、模型表面に対する吹出し角度は 15° 位置の空気孔が 90° (表面に垂直) であるのに対し、45° 位置の空気孔では 75° (上流向き) となっている。(図 1 参照)

共通のプレナム室から模型 (翼) 表面上の 2 箇所以上に冷却空気を吹出す場合、 $i$  番目の空気孔 (または空気孔列) の断面積を  $A_i$ 、吹出し流量を  $Q_i$ 、流量係数を  $\alpha_i$ 、空気孔の総面積を  $A_t (= \sum A_i)$ 、吹出し総流量を  $Q_t (= \sum Q_i)$  とし、模型 (翼) 全体の平均吹出し流量係数を

$$\bar{\alpha} = Q_t / \{ A_t \sqrt{2(\rho_s - \rho_\infty) / \rho_s} \} \quad (9)$$

とすると(3)式を用いて

$$\bar{\alpha} = \sum_i \left\{ \frac{A_i}{A_t} \alpha_i \sqrt{1 - (C_{pe}/C_{ps})_i} \right\} \quad (10)$$

と表わされる。各空気孔からの吹出しが他の空気孔からの吹出しの影響を受けず、吹出し流量に関して重ね合せが成立すると仮定すれば、各空気孔が単独に存在する場合の  $\alpha_i$  および  $C_{pe_i}$  を用いて上式から  $\bar{\alpha}$  を計算することができる。模型 I について平均吹出し流量係数  $\bar{\alpha}$  の実験値を図 7 に示す。図中の破線はそれぞれ単独に測定した 15° 位置および 45° 位置の空気孔の流量係数  $\alpha_i$  を用いて (10) 式で計算した  $\bar{\alpha}$  であり、これが実験値と一致することからこの模型については吹出し流量に関して単純な重ね合せが成立していることがわかる。模型 II および III の

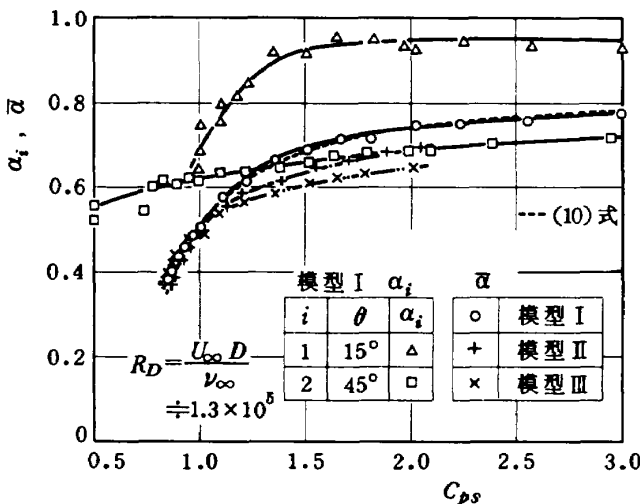


図 7 流量係数

平均吹出し流量係数の実験値を同じく図 7 に示す。

各空気孔出口の動圧比  $K_i$ 、局所吹出し質量流束比  $m_i$ 、一様流に対する吹出し質量流束比  $M_i$  および模型の平均吹出し質量流束比  $\bar{M}$  は流量係数  $\alpha_i$  および  $\bar{\alpha}$  から次式で計算できる。

$$K_i \equiv \left( \frac{\rho_s v_s^2}{\rho_\infty U_e^2} \right)_i = \alpha_i^2 \left( \frac{C_{ps} - C_{pe}}{1 - C_{pe}} \right)_i \quad (11)$$

$$m_i \equiv \left( \frac{\rho_s v_s}{\rho_\infty U_e} \right)_i = \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_\infty}} K_i = \alpha_i \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_\infty} \left( \frac{C_{ps} - C_{pe}}{1 - C_{pe}} \right)_i} \quad (12)$$

$$M_i \equiv \left( \frac{\rho_s v_s}{\rho_\infty U_\infty} \right)_i = m_i \sqrt{1 - C_{pe_i}} = \alpha_i \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_\infty} (C_{ps} - C_{pe})_i} \quad (13)$$

$$\bar{M} \equiv \frac{\rho_s (Q_t / A_t)}{\rho_\infty U_\infty} = \bar{\alpha} \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_\infty} C_{ps}} \quad (14)$$

$$= \sum_i \left( \frac{A_i}{A_t} M_i \right) \quad (15)$$

模型 I について、吹出し圧力係数  $C_{ps}$  による  $K_i$ 、 $M_i$ 、 $\bar{M}$  の変化を図 8 に示す。15° 位置の空気孔の動圧比  $K_1$  は  $C_{ps} \div 1.0$  では  $K_1 \div 0.5$  で 45° 位置の空気孔の動圧比とはほぼ等しいが、 $C_{ps} \div 3.0$  では  $K_1 \div 13$  に達し  $C_{ps}$  によって大きく変化する。これに対し 45° 位置の空気孔の動圧比  $K_2$  は  $C_{ps} \div 3.0$  で  $K_2 \div 1.1$  であり、 $C_{ps}$  によってあまり変化しない。このことは 15° 位置の空気孔出口の流れ模様は実験範囲内で  $C_{ps}$  により大きく変化するが、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を意味している。吹出し流量に関しては、 $C_{ps} \div 1.0$  では 45° 位置の空気孔からの吹出し流量が 15° 位置の空気孔からの吹出し流量の 2 倍以上であるが  $C_{ps} \div 2.7$

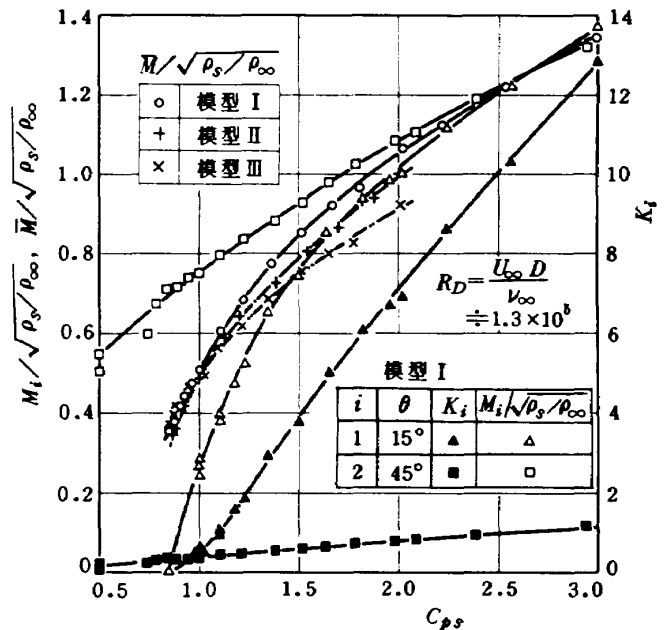


図 8 吹出し流量特性

では両方の空気孔からの吹出し流量が同程度になり、 $C_{ps}$ がこの値以上になると15°位置の空気孔からの吹出し流量の方が多くなる。模型Ⅱおよび模型Ⅲの平均吹出し質量流束比の変化を同じく図8に示す。

なお(11)式より $C_{ps} = 1.0$ では $K_i = \alpha_i^2$ ，したがってどの位置の空気孔についても $\alpha_0$ および空気孔の出口形状が同一であれば(7)および(8)式より $\alpha_i$ および $K_i$ も同一になり，各空気孔の出口流れは相似的になる。

3.3 温度分布(フィルム冷却効率)

吹出しによるフィルム冷却の効果は主流が低速の場合には通常フィルム冷却効率(無次元断熱壁温)

$$\eta = (T_{aw} - T_{\infty}) / (T_s - T_{\infty}) \quad (16)$$

で表わされる<sup>6)</sup>。供試模型は断熱材料で作られているが模型内部に二次空気の導入通路を有する構造上，内部加熱の影響(熱伝導の影響)は避けられない。本実験ではこの影響を調べるために吹出し実験のほか，二次流貫流実験(2.3節参照)を行なった。吹出し実験により測定された無次元壁温を $\theta_i = (T_w - T_{\infty}) / (T_s - T_{\infty})$ ，二次流貫流実験のそれを $\theta_s$ とする。供試模型の場合 $\theta_s$ は平板部分では0.1以下であるが，前縁半円柱部分では0.1~0.15に達する。ここでは吹出しを行なった場合の壁面温度に及ぼす内部加熱の影響を次式で補正したものを

フィルム冷却効率(無次元断熱壁温)とみなし，主として平板部分について各模型の冷却性能を比較した。

$$\eta = (\theta_i - \theta_s) / (1 - \theta_s) \quad (17)$$

ただし， $\theta_s$ は各測定点について吹出し実験の場合と内部流れのレイノルズ数を合せて行なった二次流貫流実験によって得られた値を用いる。(付録3参照)

模型Ⅰについて，吹出し圧力係数を $C_{ps} = 0.86 \sim 2.0$ の範囲で変えた場合のフィルム冷却効率 $\eta$ の分布を図9に示す。吹出し圧力係数 $C_{ps}$ を上記の範囲で変化させると平均吹出し質量流束比 $\bar{M}$ は0.34から1.0まで変わるが，空気孔近傍の測温点を別にすれば $\eta$ の変化はあまり顕著ではない。図10は平均吹出し質量流束比 $\bar{M}$ を横軸にとって各測温点の $\eta$ の変化を示したものである。平板部分で空気孔に比較的近い位置( $x/D < 1.0$ )では， $\eta$ は $\bar{M}$ がある程度以下では $\bar{M}$ が増すとともに増大するが， $\bar{M}$ が過大になると逆に低下するようになる。 $\eta$ が最大となる $\bar{M}$ の値はこの模型では $\bar{M} = 0.4 \sim 0.5$  ( $C_{ps} = 0.9 \sim 1.05$ )である。このように $\bar{M}$ がある値以上になると $\eta$ が低下する現象は，下流方向に傾斜した円孔，円孔列およびスリットからの吹出しの場合にも起こることが知られており<sup>6),7)</sup>，吹出し速度が過大になると吹出し流が模型表面から浮上ることによるものと考えられる。空気孔から遠ざかるに

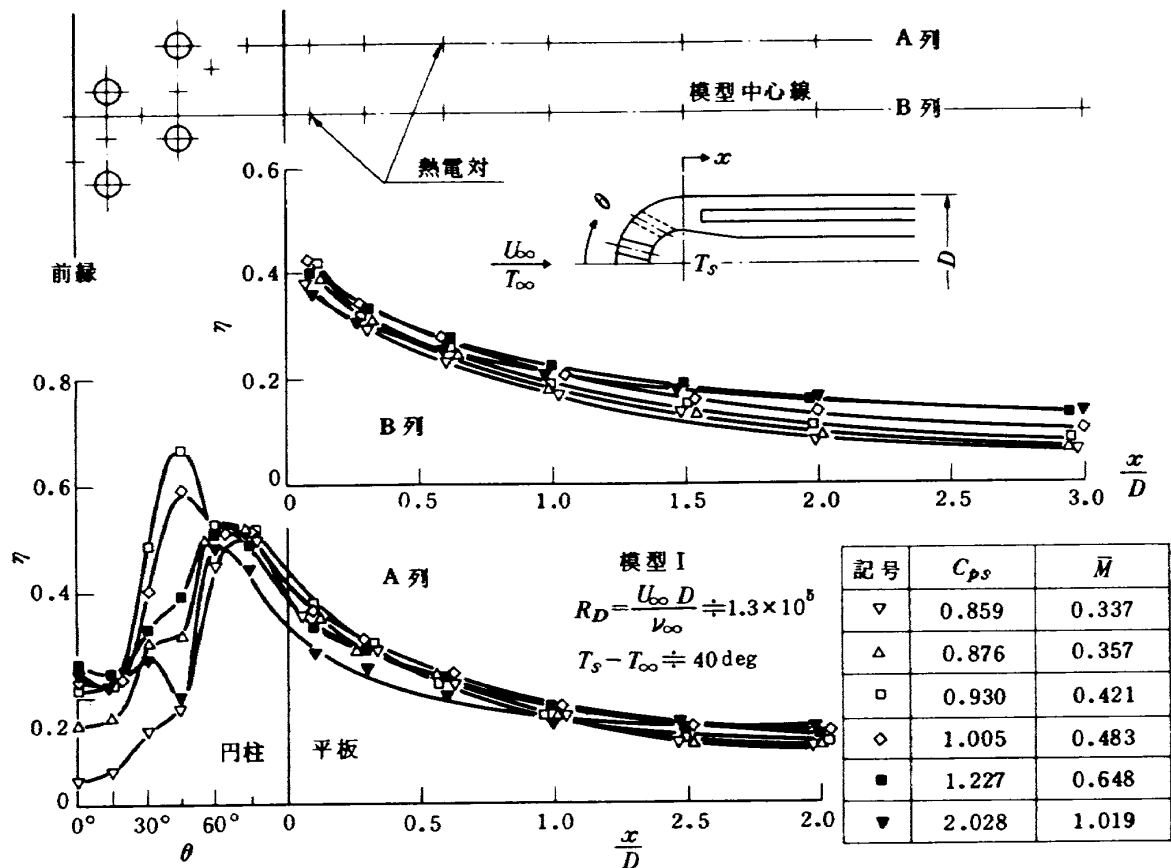


図9 温度分布(模型Ⅰ)

つれこの傾向は弱くなり、十分下流では $\eta$ は $\bar{M}$ とともに単調に増大する。しかしこのような下流領域では $\eta$ の値は0.2~0.1程度であり、実用上は余り興味のない領域である。平板部分のA列(45°位置空気孔下流)とB列(模型中心線上、15°位置および45°位置の空気孔の中間)とでは、 $\bar{M}$ が大きい領域では $\eta$ に差があり、吹出し流の浮上りのため冷却流体膜が不均一になることがわかる。この模型ではA列の $\eta$ の方が低くなる。

前縁半円柱部分については、内部加熱による熱伝導の影響が大きいため測定された壁温の精度に疑問があるが、一応次のように考えられる。表面が吹出し流に全くおおわれていないと考えられる部分( $\theta=0^\circ$ , 15°の測温点)の壁温は、 $\bar{M}$ とともに上昇した後ほぼ一定となる。これは15°位置の空気孔を通る吹出し流の対流加熱による模型壁の温度上昇とみなされる。おもに15°位置の吹出し流の影響を受けると考えられる部分( $\theta=30^\circ$ , 45°の測温点)の $\eta$ は、 $\bar{M}$ とともに急激に上昇し、平板部分と同様 $\bar{M}=0.4\sim 0.5$  ( $C_{ps}=0.9\sim 1.05$ , このとき15°位置空気孔の局所吹出し質量流束比 $m_{15^\circ}=0.3\sim 0.6$ )で最大となり、 $\bar{M}$ がこれ以上になると急激に低下する。15°位置および45°位置の両方の空気孔からの吹出しの影響を受ける部分( $\theta=60^\circ$ , 75°の測温点)の $\eta$ の変化は前述の平板部分の $\eta$ の変化と同様であるが、空気孔に近い $\eta$ の値は大きい。

図11および図12は、模型IIおよびIIIについて $\bar{M}$ によ

る各測温点の $\eta$ の変化を示したものである。模型IIにおいても各点の $\eta$ の変化は模型Iと類似しているが、 $\eta$ の値は全体に高い。また平板部分の空気孔に比較的近い領域においても $\eta$ はあまり明確な最大値をとらず、 $\bar{M}$ が過

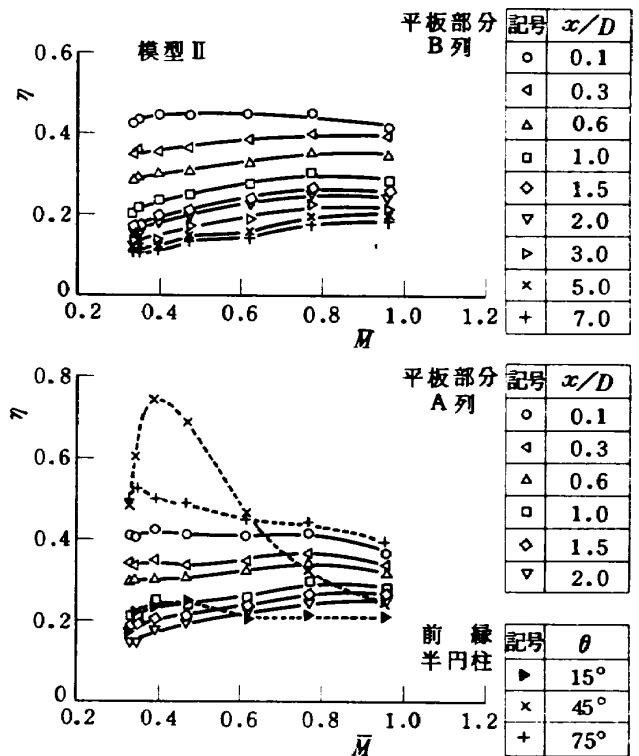


図11  $\eta \sim \bar{M}$  (模型II)

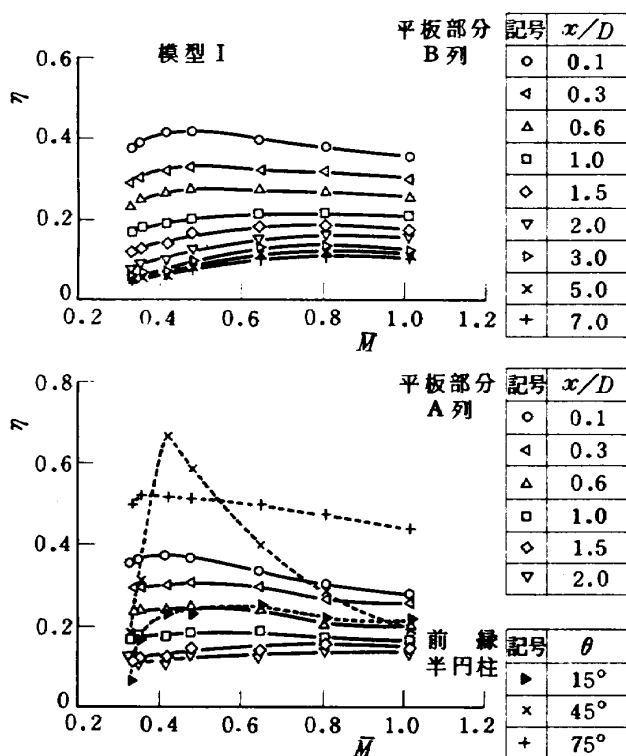


図10  $\eta \sim \bar{M}$  (模型I)

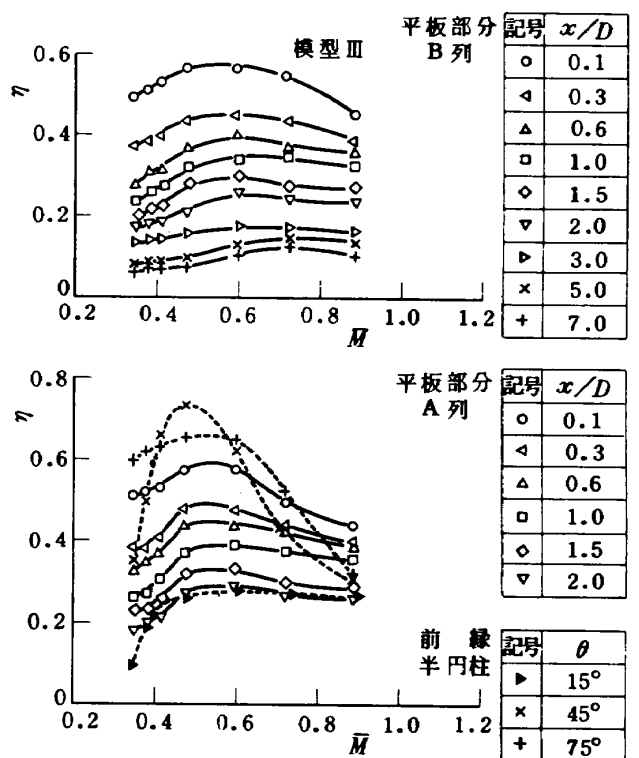


図12  $\eta \sim \bar{M}$  (模型III)

大になった場合の $\eta$ の低下が少ない。下流領域の $\eta$ は $\bar{M}$ とともに単調に増加する。

模型Ⅲは、模型Ⅰに比べ $\eta$ の値が全体に高い。また $\eta$ が $\bar{M}$ とともに最大値をもって変化する現象が顕著であり、かつ $\eta$ 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よりも大きい方に移行している。この

ように模型Ⅲが高い冷却性能を示す理由として、第1に空気孔をスパン方向に傾けてあけることによって空気孔出口のスパン方向の幅が広くなり、それだけ吹出し流が模型表面を有効におおふことが可能になること、第2に吹出し流がスパン方向の吹出し速度成分をもつことにより、吹出し流の壁面への付着性とスパン方向への広がり

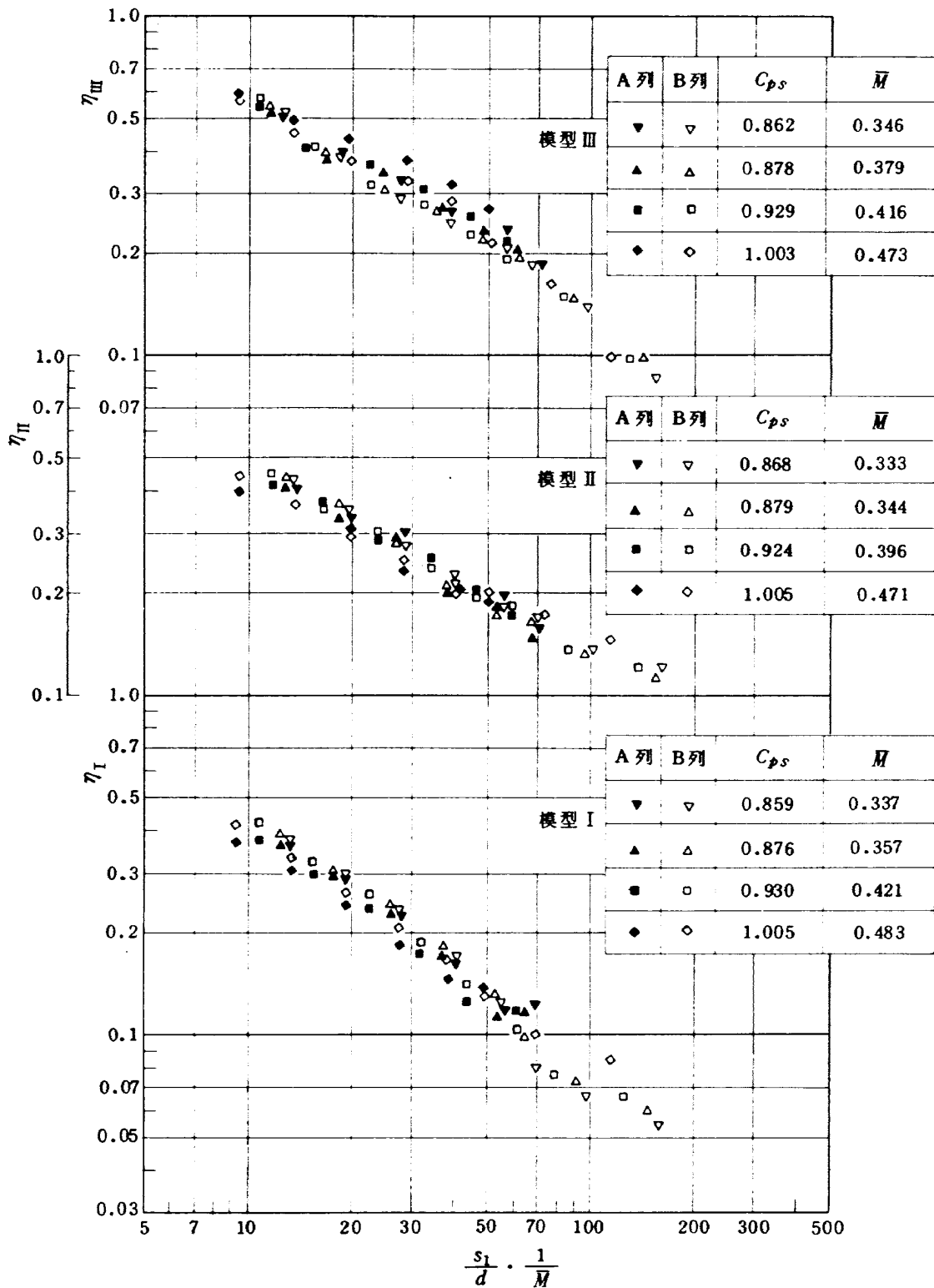


図13  $\eta \sim s_1 / (d \cdot \bar{M})$

が増すこと、第3に吹出し流の模型表面に垂直な吹出し速度成分が小さくなるため、 $\bar{M}$ が大きくなった場合の吹出し流の壁面からの浮上りが防止されること等が考えられる。

平板部分について、 $\bar{M}$ が小さく $\eta$ が $\bar{M}$ とともに増大している範囲の実験点を、横軸に空気吹出し孔からの距離と吹出し質量流束比とを組合せた無次元変数

$$s_1 / (d \cdot \bar{M}) \quad (18)$$

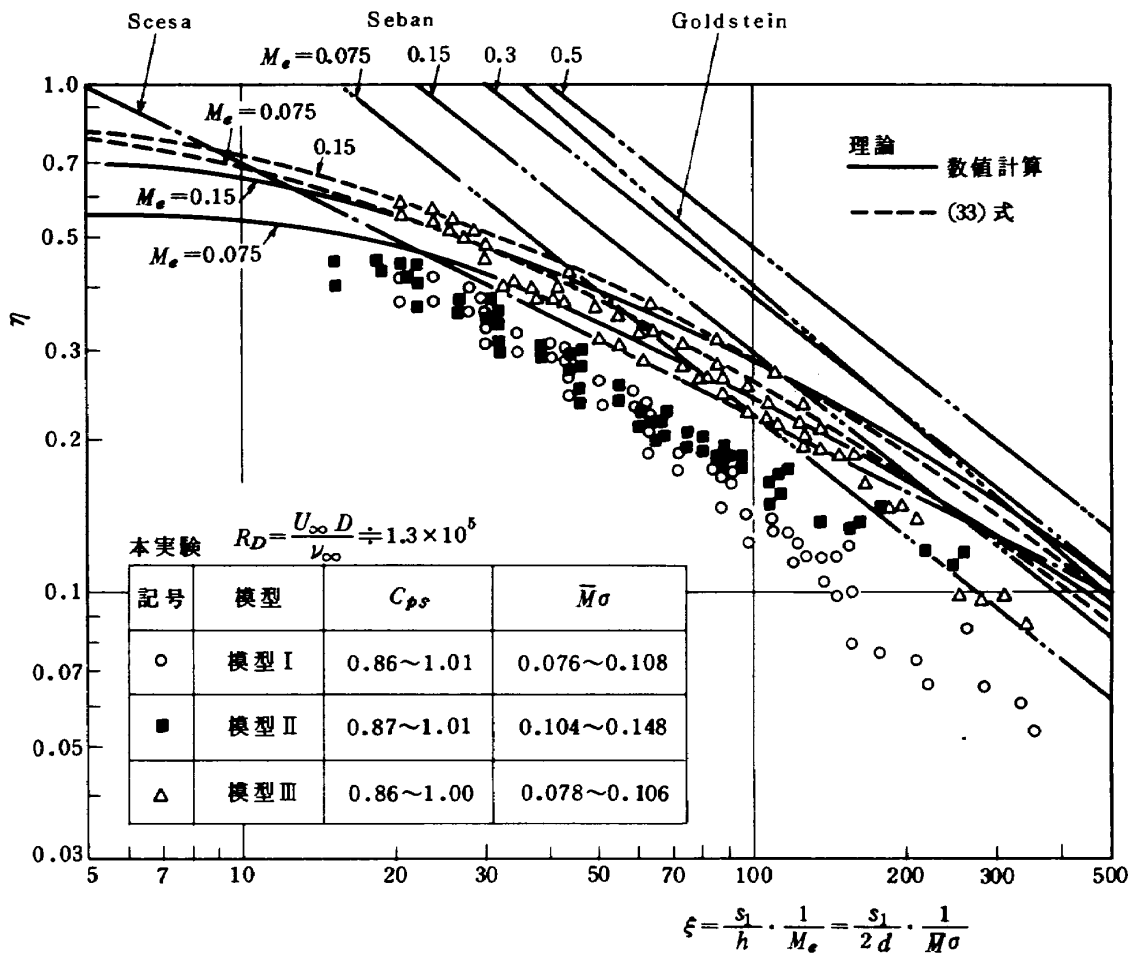
をとって $\eta$ を対数グラフにプロットすると図13のようになる。この範囲については各模型の実験点は、スリットや多孔板のような二次元的な吹出し口からの吹出しの場合<sup>6), 11)~13)</sup>と同様に、それぞれほぼ一つの相関曲線(または帯状領域)で表わされる。この図より同一の $s_1 / (d \cdot \bar{M})$ すなわち同一測温点について同一の $\bar{M}$ で比較すると、実験範囲内で模型IIの $\eta$ は模型Iの $\eta$ よりも大きく、 $s_1$

$/(d \cdot \bar{M}) < 100$ については模型IIIの $\eta$ が模型IIの $\eta$ よりもさらに大きいことがわかる。

供試模型の冷却効率を従来の二次元的な吹出しについての実験結果および理論計算結果と比較するために、模型上半面の15°位置および45°位置の円孔列からの吹出しを、等価幅 $h = 2d$ の二次元スリットからの等価吹出し質量流束比 $M_e = \bar{M}\sigma$ の吹出し(または等価幅 $2d\sigma$ , 吹出し質量流束比 $\bar{M}$ の吹出し)に対応すると考えて、相関変数

$$\xi = s_1 / (h \cdot M_e) = s_1 / (2d \cdot \bar{M}\sigma) \quad (19)$$

を横軸にとつて図13の実験点を再度プロットすると図14のようになる。ここで $\sigma$ は空気孔空隙率 $\{\pi d / (4P)\}$ である。この図より同一の $\bar{M}\sigma$ すなわち同一の吹出し総流量で比較した場合、模型IIの $\eta$ は $\xi$ の小さい領域(空気孔に比較的近い下流領域)では模型Iの $\eta$ と同程度で



実験式(平板上)

- · — S. Scesa<sup>11)</sup>, 垂直スリット,  $\eta = 2.2 \xi^{-0.5}$
- · · — R.A. Seban<sup>12)</sup>, 接線スリット,  $\eta = 25 M_e^{0.4} \xi^{-0.8}$
- · · · — R.J. Goldstein<sup>18)</sup>, 多孔板吹出し口,  $\eta = 23 \xi^{-0.88}$

図14 フィルム冷却効率の比較

あるが、 $\xi$ の大きい領域(空気孔から遠い領域)では模型Ⅰの $\eta$ よりも大きくなる。また模型Ⅲは、同図の $\xi$ の範囲内では模型Ⅰよりも30~50%大きな $\eta$ を示し、非常に優れた冷却性能をもつことがわかる。同図で実線は次章で述べる供試模型についての数値計算結果、破線は同じく次章の(33)式による計算結果、鎖線は平板上の乱流境界層中へ垂直スリット<sup>11)</sup>、接線スリット<sup>12)</sup>および多孔板吹出し口<sup>13)</sup>から冷却流体を吹出した場合についての $\xi$ の大きい領域に対する従来の実験式である。模型Ⅲの $\eta$ は次章で述べる計算結果とほぼ一致し、垂直スリットまたは接線スリットからの吹出しについての従来の実験結果と同程度である。

#### 4. フィルム冷却効率の近似計算法

##### 4.1 Heat Sink Model

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てフィルム冷却を行なった場合の吹出し口下流のフィルム冷却効率(無次元断熱壁温)を計算する簡単な方法として Heat Sink Model<sup>6)</sup>による方法がある。ここでは円孔列からの吹出しについてもこの方法を拡張適用して、空気孔からある程度下流で流れがほぼ二次元的とみなせる領域のフィルム冷却効率を計算する。この方法においては、境界層中に吹出された二次流体が単に Heat Sink としてのみ作用し、主流速度境界層の発達には影響を及ぼさないと仮定して、境界層内のエネルギーバランスから吹出し口下流の境界層内の流体の平均温度を計算し、これを断熱壁温と関連づける。

図15において、吹出し口下流の境界層内の流体の単位スパン当りの質量流量を $\dot{m}$ とすると、これは吹出された二次流体の単位スパン当りの質量流量 $\dot{m}_s$ と、境界層内の主流流体の単位スパン当りの質量流量(主流からのエントレインメント量) $\dot{m}_\infty$ との和である。

$$\dot{m} = \int_0^\delta \rho u dy = \dot{m}_s + \dot{m}_\infty \quad (20)$$

境界層内の平均温度 $\bar{T}$ を次式で定義する。

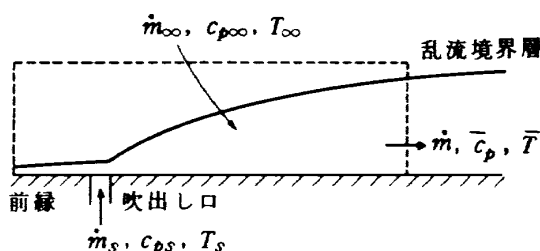


図15 流れのモデル

$$\bar{T} - T_\infty = \int_0^\delta \rho u c_p (T - T_\infty) dy / \int_0^\delta \rho u c_p dy \quad (21)$$

吹出された二次流体と主流流体とはともに完全ガスであり、境界層内で完全に混合すると仮定すると、境界層内の混合気体の平均比熱は次式で与えられる。

$$\bar{c}_p = (\dot{m}_s c_{ps} + \dot{m}_\infty c_{p\infty}) / \dot{m} \quad (22)$$

ただし $c_{ps}$ 、 $c_{p\infty}$ は二次流体および主流流体の定圧比熱である。

$$\dot{m} \bar{c}_p \bar{T} = \dot{m}_s c_{ps} T_s + \dot{m}_\infty c_{p\infty} T_\infty \quad (23)$$

(22)式を用いて変形すると

$$(\bar{T} - T_\infty) / (T_s - T_\infty) = \dot{m}_s c_{ps} / (\dot{m}_s c_{ps} + \dot{m}_\infty c_{p\infty}) \quad (24)$$

となる。ここで仮に混合の結果境界層内の温度分布がほぼ一様になるものと考えて平均温度 $\bar{T}$ が断熱壁温 $T_{aw}$ に等しいと仮定すると(仮定A)

$$\eta = \frac{T_{aw} - T_\infty}{T_s - T_\infty} = 1 / \left( 1 + \frac{\dot{m}_\infty c_{p\infty}}{\dot{m}_s c_{ps}} \right) \quad (25)$$

また吹出しは主流境界層の発達に影響を及ぼさないと考えて $\dot{m}_\infty$ は吹出しがない場合の境界層のエントレインメント量に等しいと仮定すると(仮定B)

$$\dot{m}_\infty = \rho_\infty U (\delta - \delta^*) = \rho_\infty U H_1 \vartheta \quad (26)$$

ただし、 $\delta$ 、 $\delta^*$ 、 $\vartheta$ は境界層の厚さ、排除厚さ、運動量厚さ、 $H_1$ はエントレインメント量に関する形状係数でいずれも吹出しがない場合の値を用いる。二次流は1列または近接した2列以上の円孔列からなる吹出し領域から吹出されるものとして、 $i$ 番目の円孔列の直径を $d_i$ 、ピッチを $P_i$ 、吹出し速度を $v_{si}$ とすると

$$\dot{m}_s = \sum_i (\rho_s v_{si} \cdot \frac{\pi}{4} d_i^2 / P_i) = \rho_\infty U_\infty \sum_i (M_i d_i \sigma_i) \quad (27)$$

ただし $\sigma_i = \pi d_i / (4 P_i)$ 、 $M_i = \rho_s v_{si} / (\rho_\infty U_\infty)$ である。以上より吹出しがない場合の主流境界層の発達と吹出し条件とから(25)、(26)、(27)式を用いて吹出し領域からある程度下流で流れが二次元的であるとみなせる領域のフィルム冷却効率を計算することができる。

圧力勾配のない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吹出しを行なった場合の実験結果は、上記仮定AおよびBを用いて計算された $\eta$ と良く一致することが知られている<sup>6)</sup>。ところが吹出し口下流の境界層内の速度分布および温度分布の詳細な測定結果によれば上記仮定A、Bはともに正しくない。すなわち境界層内の温度分布は一様ではなく従って平均温度 $\bar{T}$ は断熱壁温度 $T_{aw}$ と主流温度 $T_\infty$ との中間の値であり、また吹出しによって境界層のエントレインメント量は増

大する。Goldstein は仮定 A, B が  $\eta$  の計算値に及ぼす影響を定量的に評価し、誤った仮定 A は実際よりも低い  $\eta$  を与え、誤った仮定 B は実際よりも高い  $\eta$  を与えるので、両方の作用が打消し合って結果的には実際の  $\eta$  に近い値が与えられると説明している<sup>6)</sup>。

圧力勾配のある乱流境界層中へ円孔列から吹出しを行なった場合についても上述の計算法をそのまま適用できるかどうかは疑問であるが、ここでは供試模型および計画翼について上述の方法を形式的に適用して空気孔下流のフィルム冷却効率を計算してみた。

4.2 供試模型のフィルム冷却効率

実験模型について前節の方法で空気孔下流のフィルム冷却効率を計算した。境界層の計算に必要な模型表面に沿う主流速度分布は模型表面を渦層で置きかえる特異点解法<sup>10)</sup> (3.1 節, 付録 2 参照) による計算結果を用いた。模型前縁から発達する層流境界層は Pohlhausen-Walz の方法<sup>14)</sup> で解いた。ここでは吹出しのため層流境界層は 45° 位置の空気孔の後端でただちに乱流境界層へ遷移すると仮定した。乱流境界層の計算には Truckenbrodt の方法<sup>14)</sup> および Head の方法<sup>15)</sup> (付録 4 参照) を用いた。この計算では遷移点を吹出し位置の後端にとることのほかは吹出しが境界層の発達に及ぼす影響は考慮しない。実験模型の空気孔の直径を  $d$ , 配列ピッチを  $P$ , 15° 位置および 45° 位置の空気孔の吹出し質量流束比を  $M_1, M_2$  とすると、単位スパン当りの吹出し質量流量は (27) 式より

$$\dot{m}_s = \rho_\infty U_\infty d \sigma (M_1 + M_2) = 2 \rho_\infty U_\infty d \sigma \bar{M} \quad (28)$$

ここに  $\bar{M} = (M_1 + M_2) / 2$ ,  $\sigma = \pi d / (4P)$ 。

模型表面に沿う主流速度  $U$ , Pohlhausen-Walz お

よび Head の方法による境界層の厚さ  $\delta$ , 排除厚さ  $\delta^*$ , 運動量厚さ  $\vartheta$ , 形状係数  $H (= \delta^* / \vartheta)$ , 前節の計算方法によるフィルム冷却効率  $\eta$  の計算結果を図 16 に実線で示す。ただし吹出し流と主流の比熱は等しい ( $c_{ps} = c_{p\infty}$ ) とし、主流レイノルズ数  $R_D = U_\infty D / \nu_\infty$  は実験条件に等しくとった。図中の破線は Truckenbrodt の方法による乱流境界層の運動量厚さ  $\vartheta$  および形状係数  $H$  である。運動量厚さ  $\vartheta$  は Head の方法によるものとほとんど一致するが、形状係数  $H$  については速度勾配の大きい領域で計算方法によりかなりの差がある。ここでは境界層のエントレメント量を計算するのに便利な Head の方法を用いて  $\eta$  を計算した。模型 I, II および III について、 $\bar{M}\sigma = 0.1$  に対応する  $\eta$  の実験結果を比較のため同図に示す。模型 III の  $\eta$  の実験値はこの計算結果とほぼ等しいかまたは少し高い値を示しているが、模型 I および模型 II の  $\eta$  の実験値はこの計算結果よりも相当低い。なお図中の模型表面に沿う主流速度  $U$  の実験値は、吹出しがない場合の模型表面圧力の実験値 (図 4) から

$$U / U_\infty = \sqrt{1 - C_p} \quad (29)$$

の関係を用いて計算したものである。

図 16 の  $\eta$  の計算結果は、3.3 節で述べた  $\eta - \xi$  線図上では図 14 の実線のようにになる。なお模型表面の乱流境界層を仮に圧力勾配のない平板上の乱流境界層で置きかえて、境界層内の速度分布を  $1/7$  乗法則で、境界層の厚さを

$$\delta = 0.376 s_1 (U_\infty s_1 / \nu_\infty)^{-0.2} \quad (30)$$

で与えると、<sup>14)</sup>

$$\dot{m}_\infty = (7/8) \rho_\infty U_\infty \delta = 0.329 \rho_\infty U_\infty s_1 (U_\infty s_1 / \nu_\infty)^{-0.2} \quad (31)$$

(28), (31) 式より

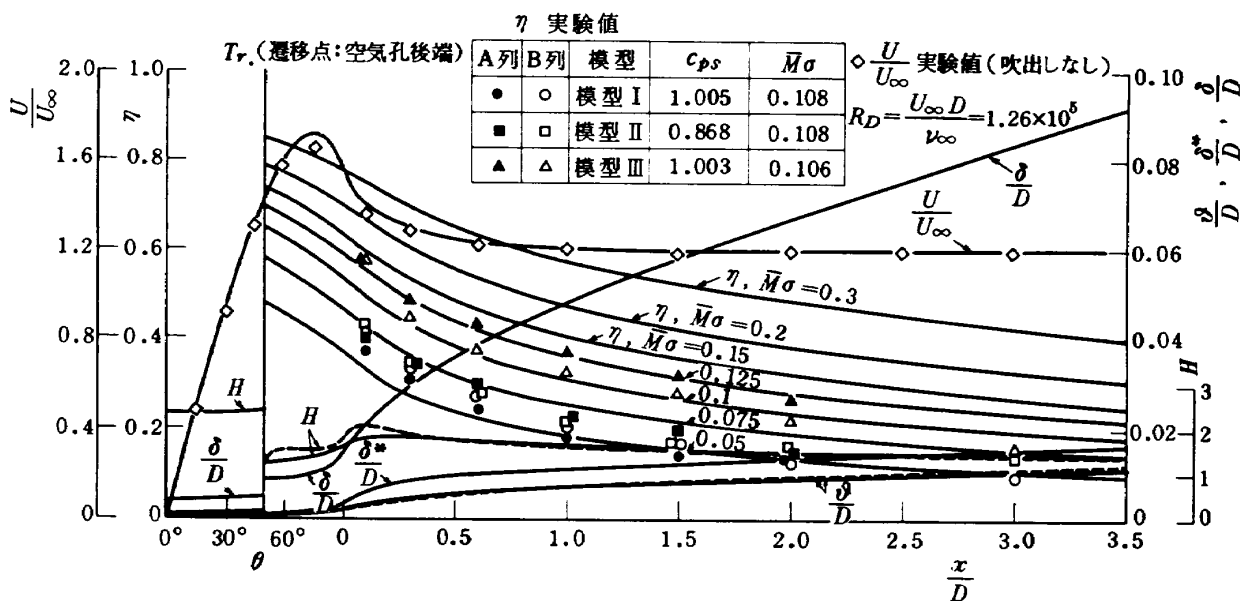


図 16 境界層の発達とフィルム冷却効率

$$\frac{\dot{m}_\infty}{\dot{m}_s} = 0.329 \left( \frac{s_1}{2d\bar{M}\sigma} \right)^{0.8} \left( \frac{2U_\infty d}{\nu_\infty} \cdot \bar{M}\sigma \right)^{-0.2} \quad (32)$$

これを(25)式に代入すると、 $c_{ps} = c_{p\infty}$ の場合

$$\eta = 1 / \{ 1 + 0.329 \xi_r^{0.8} \} \quad (33)$$

$$\xi_r = \frac{s_1}{2d\bar{M}\sigma} \left( \frac{2U_\infty d}{\nu_\infty} \bar{M}\sigma \right)^{-0.25}$$

となる。これは等価幅  $h = 2d$ 、等価吹出し質量流束比  $M_e = \bar{M}\sigma$  (または  $h = 2d\sigma$ 、 $M_e = \bar{M}$ ) とおけば、二次元スリットからの吹出しに対する相関式<sup>6)</sup>と一致する。

図14の破線は上式による $\eta$ を示す。この模型については、圧力勾配を考慮した前述の数値計算結果(実線)と(33)式による計算結果との差はあまり大きくない。

### 4.3 計画翼のフィルム冷却効率

計画翼について前節の方法を形式的に適用して翼型のまわりのフィルム冷却効率を予測してみた。計画翼(前縁部吹出しノズル翼)の翼型および翼列配備を図17に示す。前縁部分の空気吹出し孔の形状および配列は実験模型Iと同一である。翼表面に渦層のみを分布させる特異点解法<sup>10)</sup>(付録2参照)で計算した計画翼のまわりの非圧縮性非粘性流れの圧力分布の1例を図18に示す。ここで翼列の流入条件は計画翼と同一翼型を用いた低速翼列実験<sup>9)</sup>の実験条件から選んだ。この場合の前縁付近の圧力分布の詳細を図19に示す。この圧力分布から3.3節の(4)式で計算した各空気孔の縮切二次圧力係数を図中に示す。

ここで(4)式中の実験定数  $k = 0.8$  とした。また3.3節の(7)、(8)、(11)、(13)式等を用いて計算した計画翼の吹出し流量特性を図20に示す。ただし主流がない場合の空気孔の流量係数は実験結果より $\pm 15^\circ$ 位置の空気孔に対して $\alpha_0 = 0.8$ 、 $\pm 45^\circ$ 位置の空気孔に対して $\alpha_0 = 0.77$ とし、(8)式中の実験定数はそれぞれ(8)式の下に記した模型Iについての実験値を用いた。吹出し圧力係数 $C_{ps} = (p_s - p_1) / (\frac{1}{2} \rho_\infty W_1^2) = 1.0, 1.2, 1.5$ の場合について図18の圧力分布と図20の吹出し流量特性を用いて前節の方法で計算した翼面境界層の運動量厚さおよびフィルム冷却効率を図21に示す。ただし $R_1 = W_2 l / \nu_\infty = 1.8 \times 10^5$ 、 $T_\infty = 1150^\circ\text{C}$ 、 $T_s = 500^\circ\text{C}$ とし主流、吹出し流とも空気としての特性値を用いた。なお翼表面速度分布の計算値と実験値<sup>9)</sup>の比較も同じく同図に示した。

この計算例によれば、吹出し圧力係数 $C_{ps} = 1.0$ では翼背面側の吹出し流量が翼腹面側の吹出し流量の2倍以上であり、このときフィルム冷却効率 $\eta$ は翼の前半分では背面側の方が腹面側よりも高く、翼の後半分では逆に腹面側の方が高くなるが、その差は小さく全体として両面でほぼ同程度の値となる。これに対し $C_{ps} = 1.5$ では翼腹面側の吹出し流量が大幅に増加して翼背面側と翼腹面側の吹出し流量の比は1.3倍程度になり、フィルム冷却効率 $\eta$ は腹面側の方が背面側よりも全体にかなり高くなる。これは翼背面側の方が翼腹面側に比べて翼面に沿

翼型および翼配備

翼型形状	文献(9)
前縁半径比 $\frac{r_L}{l}$	0.066
後縁半径比 $\frac{r_r}{l}$	0.015
節弦比 $\frac{l}{l}$	0.75
食違い角	$45^\circ$
入口角	$8^\circ$
出口角	$-69.8^\circ$

空気吹出し孔

前縁からの角度 $\theta$	$\pm 15^\circ, \pm 45^\circ$
直径比 $\frac{d}{2r_L}$	0.1
ピッチ比 $\frac{P}{d}$	3.5
吹出し角度等	模型Iと同じ

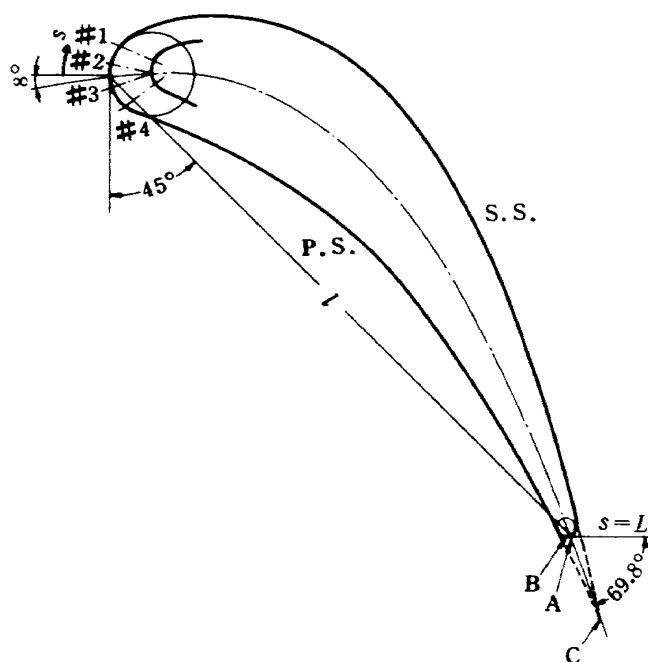


図17 計画翼の翼型と翼配備



う主流速度が大きく、従って境界層のエントレインメント量が大きいため、同一吹出し流量では腹面側に比べてフィルム冷却効率が低くなることによる。

翼背面および翼腹面で同程度のフィルム冷却効率を実現するためには、翼背面側および翼腹面側の境界層のエントレインメント量に対応して吹出し流量を適正に配分する必要がある。吹出し流量は空気孔の位置と形状および配列のほか翼列の流入条件と吹出し圧力係数によって変わるから、これらの効果を考慮して前縁部吹出し冷却翼の設計を行なう必要がある。空気孔の位置と形状および配列が決まっている場合は、翼列の流入条件に対応して翼の背面側および腹面側で同程度のフィルム冷却効率を与える適正な吹出し圧力係数が存在する。計画翼について上記計算例では、この意味の吹出し圧力係数は  $C_{ps} \doteq 1.0$  である。

また前節で述べたように、翼面に垂直に近い角度で空気孔がつけられている場合は、実際の  $\eta$  はこの方法で計算された値よりも相当低くなるが、模型Ⅲのようなスパン方向に傾斜した空気孔を採用することによって上記計算結果と同程度の  $\eta$  が期待できる。ただし図20によれば、 $C_{ps}$  が1程度以上になると  $-15^\circ$  位置の空気孔の吹出し動圧比  $K_3$  が極めて大きな値になる。3.2節および3.3節の実験結果によれば、このような領域では吹出し流が翼表面から浮上り、フィルム冷却効率は吹出し流量の増加にもかかわらず逆に低下する場合がある。

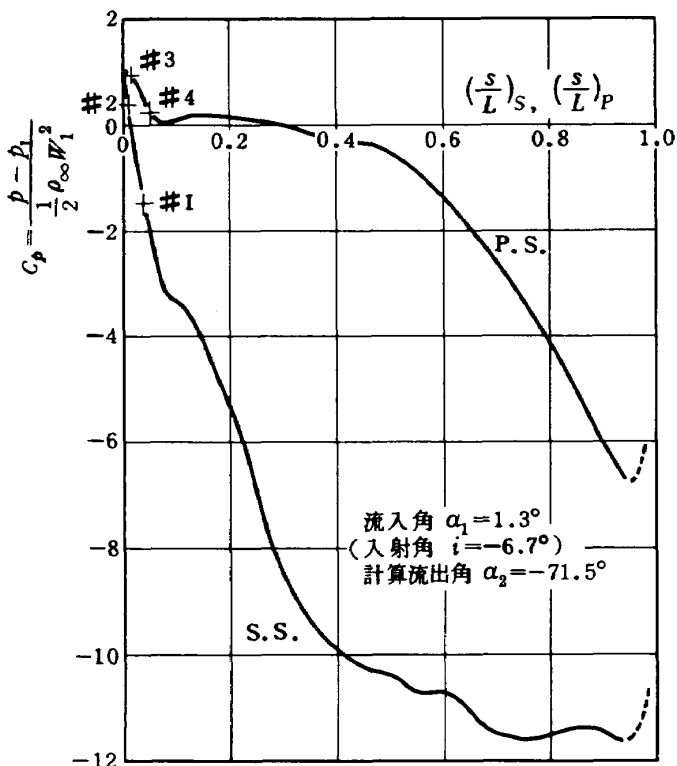


図 18 計画翼の圧力分布

なお本実験の結果および計算結果はあくまでフィルム冷却の効果のみに関するものである。実際のタービン翼は熱伝導率の大きな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、それらを組合せた総合的な冷却効果に基づいて吹出し流量の

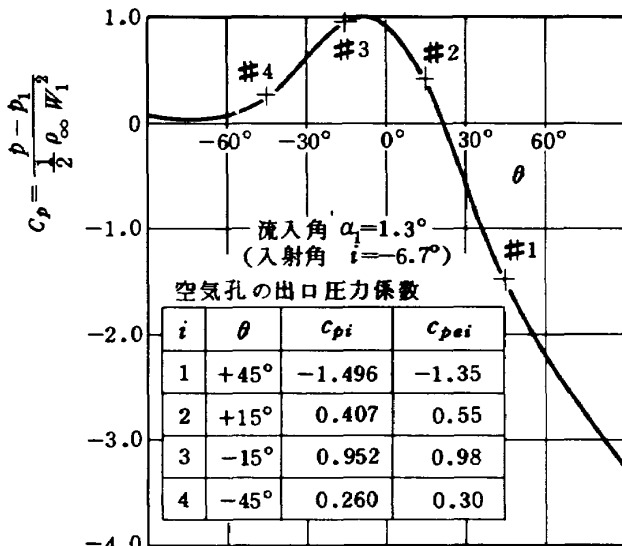


図 19 前縁付近の圧力分布

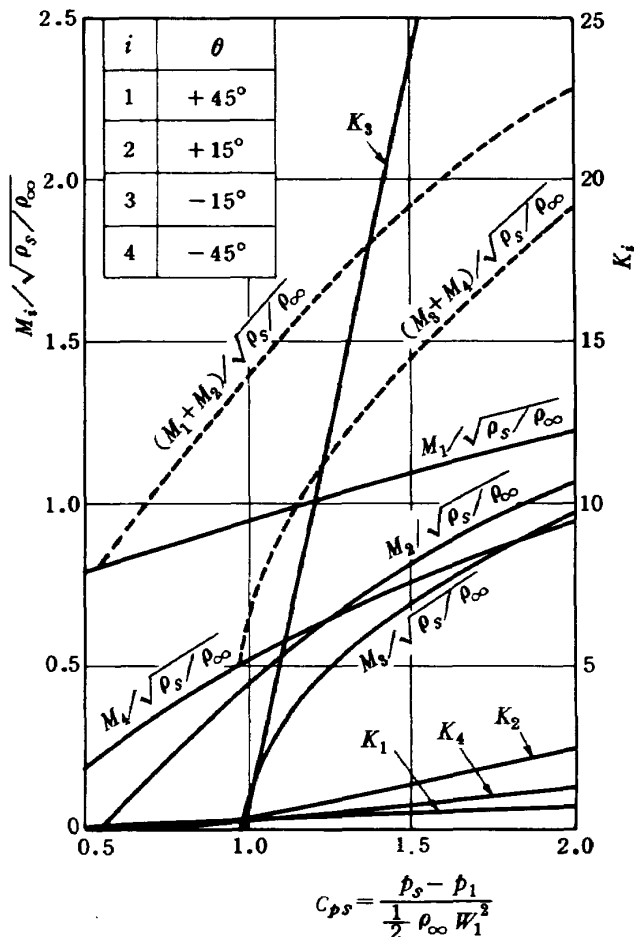


図 20 吹出し流量特性

配分を決めなければならない。フィルム冷却と内部対流冷却を併用した空冷タービン翼の総合的な冷却効率を予測するためには、フィルム冷却を施した翼表面の熱伝達係数を知る必要がある。フィルム冷却面を通じて熱伝達がある場合その熱伝達係数は、非圧縮性流れについては、通常単位時間単位面積当りの熱流束をその場合の壁温と断熱壁温との差で割った値で定義される。この定義による熱伝達係数は吹出しを行わない通常の乱流境界層の場合とあまり変らない値をとることが知られている<sup>6),12)</sup>したがって通常の方法で乱流境界層の熱伝達係数を計算し、ここで求めた空気孔下流のフィルム冷却効率(無次元断熱壁温)と組合せることによりフィルム冷却面の伝熱量を概算し、内部対流冷却を併用したフィルム冷却翼の総合的な冷却効率をある程度まで予測することが可能である。

### 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、計画翼の前縁付近を模擬した風胴模型を用いて常温低速気流中での吹出し実験を行ない、空気孔からの吹出し流量特性、模型表面の圧力分布および定常状態の温度分布を調べた。模型は直径50mmの前縁半円柱に平行胴体部をつけたもので断熱材料で作られており、前縁半円柱には直径5mmの空気吹出し孔が前縁から±15°および±45°位置に計4列あげられている。空気孔の配列ピッチが空気孔直径の3.5の基本模型(模型I)のほか、空気孔の配列ピッ

チを空気孔直径の2.5倍にしたもの(模型II)、および空気孔の配列ピッチは基本模型と同一であるが、空気孔がスパン方向に対して30°の角度をなすように傾斜させてあげたもの(模型III)についても実験を行なった。また吹出された冷却流体を単なるHeat Sinkとみなすモデル化理論により、主流境界層のエントレインメント量の計算値と吹出し流量とから模型表面のフィルム冷却効率を計算し、これを実験結果と比較した。これらの実験結果および計算結果をふまえ、計画翼について翼表面の圧力分布、吹出し流量特性、フィルム冷却効率の分布等を計算によって予測した。実験結果および計算結果から次のことがわかった。

- (i) 空気孔から冷却空気が吹出されるためには、吹出し圧力係数  $C_{ps}$  は各空気孔の締切二次圧力係数  $C_{pe}$  よりも高くなければならない。空気孔の直径が前縁直径に比べて無視できない場合、空気孔の締切二次圧力係数は空気孔中心位置の表面圧力係数よりも空気孔前端位置の表面圧力係数(空気孔の開口部分の最大表面圧力係数)に近い値となる。(4式)
- (ii) 主流がある場合の空気孔の吹出し流量係数  $\alpha$  (3式) は主流の影響を受けて変化する。吹出し流と吹出し位置の主流との動圧比(運動量流束比)  $K$  が小さい領域 ( $K < 1 \sim 2$ ) では、流量係数は主流がない場合に比べて一般に小さいが、 $K$  が大きい領域では、逆に主流がない場合に比べて大きくなることもある。主流があることによる流量係数の変化を出口圧力損失係数  $\zeta_e$  (7式) を用いて表わし、模型Iの空気孔について実験式(8)を得た。
- (iii) 空気孔列に比較的近い下流領域のフィルム冷却効率  $\eta$  は、平均吹出し質量流束比  $\bar{M}$  が小さい場合は、 $\bar{M}$  とともに増大するが、 $\bar{M}$  がある程度以上では逆に低下するようになる。 $\eta$  が最大となる  $\bar{M}$  の値は模型Iでは  $\bar{M} = 0.4 \sim 0.5$  ( $C_{ps} = 0.9 \sim 1.05$ ) である。 $\bar{M}$  が過大な領域ではスパン方向位置によって  $\eta$  の値に差があり、冷却流体膜は不均一になる。
- (iv) 空気孔列から遠ざかるにつれ上記(iii)の傾向は弱くなり、十分下流では  $\eta$  は  $\bar{M}$  とともに単調に増大するようになるが、このような下流領域での  $\eta$  の値は相対的に低い。
- (v) 空気孔の配列ピッチを小さくした模型(模型II)の  $\eta$  は、同一の  $\bar{M}$  で比較すると模型Iよりも全体に高いが、同一吹出し流量では空気孔列に比較的近い下流領域で模型Iと同程度の値になる。この模型では上記(iii)の傾向は弱く、 $\bar{M}$  が過大になった場合の  $\eta$  の低下が少ない。

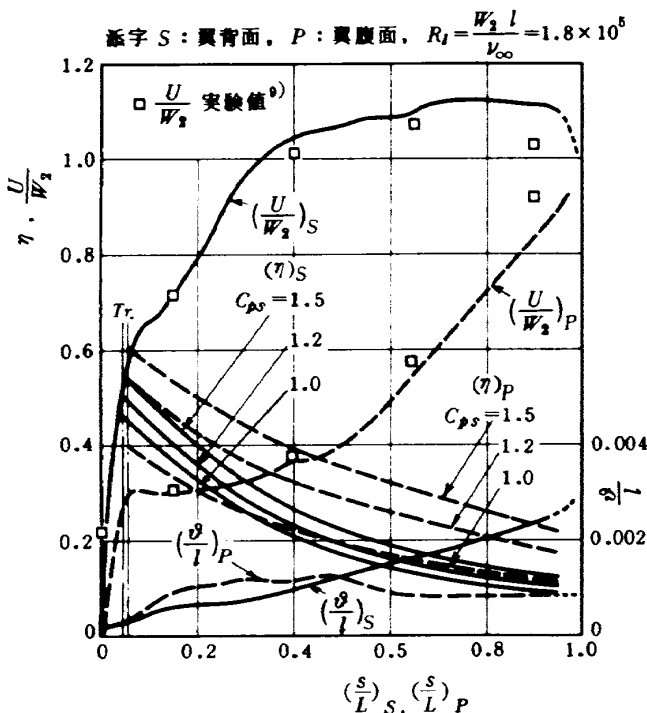


図 21 計画翼のフィルム冷却効率

- (vi) 空気孔をスパン方向に傾斜してあけた模型(模型Ⅲ)は、模型Ⅰに比べて同一吹出し流量で 30%~50% 高い  $\eta$  を示す。この模型では上記(iii)の傾向が比較的顕著であるが、 $\eta$  が最大となる  $\bar{M}$  の値は模型Ⅰに比べて大きい方に移行する。
- (vii) 各模型について  $\bar{M}$  が小さく  $\eta$  が  $\bar{M}$  とともに増大する範囲の実験点は、 $\eta \sim \xi$  線図(図 14)上では二次的な吹出しの場合と同様、それぞれほぼ一つの帯状領域で表わされる。模型Ⅲのフィルム冷却性能は、垂直スリットまたは接線スリットからの吹出しについての従来の実験結果とほぼ同程度である。
- (viii) モデル化理論によって計算された  $\eta$  の値は模型Ⅲの実験結果とほぼ一致する。模型Ⅰおよび模型Ⅱの  $\eta$  は計算結果よりもかなり低い。(図 16)
- (ix) 計画翼についての計算例によれば、この設計では、吹出し圧力係数  $C_{ps} \div 1.0$  では翼背面側と翼腹面側の  $\eta$  はほぼ同程度であるが、 $C_{ps}$  が大きくなると翼腹面側の  $\eta$  の方が全体に高くなる。(図 21)
- 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の指導と援助に負うところが大きいことを付記する。

### 参 考 文 献

- 1) 佐々木誠, 熊谷隆王; タービン翼の前縁吹出し冷却に関する基礎実験, 第13回航空原動機に関する講演会講演集(昭48-2)。
- 2) K. Takahara, M. Minoda, H. Nouse, T. Yoshida, M. Sasaki, A. Yamamoto and K. Sakata; High Temperature Turbine Researches in National Aerospace Laboratory, ASME Paper No. 74-GT-16 (1974).
- 3) 鈴木邦男, 相波哲郎; 高負荷燃焼器の空気孔からの流れについて(I), 航技研資料TM-116(昭42)。
- 4) 高原北雄, 坂田公夫, 佐々木誠, 熊谷隆王; 一樣流中に置かれた円柱管の単一丸孔よりの吹出及び吸込特性, 第14回航空原動機に関する講演会講演集(昭49.2)。
- 5) 森下輝夫, 宗像良幸, 野村雅宣, 管進; 空冷タービン翼の冷却空気流量特性, 日本機械学会講演論文集 No. 720-14(昭47-8)。
- 6) R.J. Goldstein; Film Cooling, Advances in Heat Transfer (T.F. Irvine, Jr. and J.P. Hartnett, eds.), Vol. 7 (1971), pp. 331-379, Academic Press.
- 7) R.J. Goldstein, E.R.G. Eckert and J.W. Ramsey; Film Cooling with Injection through Holes, Trans. ASME, Ser. A, Vol. 90 (1968), pp. 384-395.
- 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, 能瀬弘幸ほか; 高温タービンノズル翼二次元翼列試験(第1報), 航技研報告TR231(昭46)。
- 10) H.J. Oellers; Beitrag zur Berechnung der inkompressiblen Unterschallströmung in ebenen Profilitgittern auf elektronischen Digitalrechnern, Thesis, T.H. Aachen, (1961).
- 11) S. Scesa, Thesis, Univ. of California, (1954), {文献(6)による}。
- 12) R.A. Seban; Heat Transfer and Effectiveness for a Turbulent Boundary Layer with Tangential Fluid Injection, Trans. ASME, Ser. C, Vol. 82 (1960), pp. 303-312.
- 13) R.J. Goldstein, G. Shavit and T.S. Chen; Film-Cooling Effectiveness with Injection through a Porous Section, Trans. ASME, Ser. C, Vol. 87 (1965), pp. 353-361.
- 14) H. Schlichting; Boundary-Layer Theory (translated by J. Kestin), (1968), McGraw-Hill.
- 15) J.E. Green; The Prediction of Turbulent Boundary Layer Development in Compressible Flow, J. Fluid Mech., Vol. 31 (1968), pp. 753-778.

付録 1 小型低速風洞

本実験に使用した小型低速風洞は既設熱衝撃風洞<sup>付1)</sup>の第1吹出し口を今回空力実験用に改造したもので、その諸元は次の通りである。

送風機：口径 450 mm φ 片吸込ターボブロワ  
 ( 230 m<sup>3</sup>/min × 1,300 mm Aq × 2,900 rpm  
 × 75 kw )

整流胴寸法：800 mm × 1200 mm  
 整流装置：25 mm 口格子 1 段, 25 mesh 金網 6 段  
 収縮胴絞り比：14.8  
 吹出し口寸法：180 mm × 360 mm  
 最大吹出し風速：80 m/sec

またピトー管および熱線風速計を用いた予備実験によれば、吹出し口の境界層排除厚さは左右上下壁の各中央で 0.6 ~ 1.2 mm (吹出し風速 40 m/sec), 吹出し口中央の風洞固有乱れは 0.2% (吹出し風速 60 m/sec) ~ 0.5% (吹出し風速 40 m/sec) であり、一様な吹出し速度分布と低い固有乱れを有するものであることが確認された。

付録 2 圧力分布計算法

二次元非圧縮性非粘性流れを仮定して翼列翼のまわりの圧力分布を計算する方法はいくつかあるが、ここでは翼表面上に渦層のみを分布させる方法<sup>10)</sup>を用いた。この方法は特異点解法の一つであるが、いわゆる薄翼理論とは異なり、そり、厚みおよび前縁半径の大きな空冷タービン翼についても正確な計算が可能である。

付図 1 において、ピッチ  $l$  の翼列をなす各翼の表面を渦層で置きかえる。翼表面に沿う座標を  $s$ 、翼面の複素座標を  $z(s) = x(s) + iy(s)$ 、渦密度を  $\gamma(s)$ 、翼列を通過する平均流 (翼列へ流入流出する流れのベクトル平均) の複素速度を  $\bar{W}_\infty = W_{\infty x} - iW_{\infty y}$  とすると、この流れの複素ポテンシャルは

$$f = \bar{W}_\infty z - \frac{1}{2\pi i} \int \gamma(s) \ln \left\{ \sinh \left( \pi \frac{z - z(s)}{l} \right) \right\} ds$$

したがって流れの関数は

$$\phi = W_{\infty x} y - W_{\infty y} x - \frac{1}{2\pi} \int \gamma(s)$$

$$\times \ln \left[ \sinh^2 \left( \pi \frac{x - x(s)}{l} \right) + \sin^2 \left( \pi \frac{y - y(s)}{l} \right) \right]^{\frac{1}{2}} ds$$

となる。翼表面は一つの流線であればならないから、この流線の流れの関数の値を  $\phi_0$  とすると翼面上の任意の点で

$$W_{\infty x} y(s) + W_{\infty y} x(s) - \frac{1}{2\pi} \int \gamma(s') G(s, s') ds' = \phi_0$$

ここに  $G(s, s') =$

$$\ln \left[ \sinh^2 \left( \pi \frac{x(s) - x(s')}{l} \right) + \sin^2 \left( \pi \frac{y(s) - y(s')}{l} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

でなければならない。上記積分方程式を満たすような  $\gamma(s)$  の分布が求められたとすると、翼内部では流体は静止することになるので、翼表面に沿う速度  $U(s)$  は渦密度  $\gamma(s)$  に一致し  $U(s) = \gamma(s)$  となる。翼表面に沿う圧力分布は  $U(s)$  からベルヌーイの定理で求められる。また翼のまわりの全循環を  $\Gamma = \int \gamma(s) ds$  とすると

$$W_{1y} = W_{\infty y} - \Gamma / (2l) \text{ または } \tan \alpha_1 = \tan \alpha_\infty - \Gamma / (2l W_{\infty x})$$

$$W_{2y} = W_{\infty y} + \Gamma / (2l) \text{ または } \tan \alpha_2 = \tan \alpha_\infty + \Gamma / (2l W_{\infty x})$$

これより翼列の流入、流出条件が求まる。

$\gamma(s)$  の解き方が問題であるが、簡単には翼面上に  $n$  個の点を取り、 $i$  番目の座標を  $(x_i, y_i)$ 、表面長を  $ds_i$ 、渦密度を  $\gamma_i$  とすると、 $n$  個の条件式

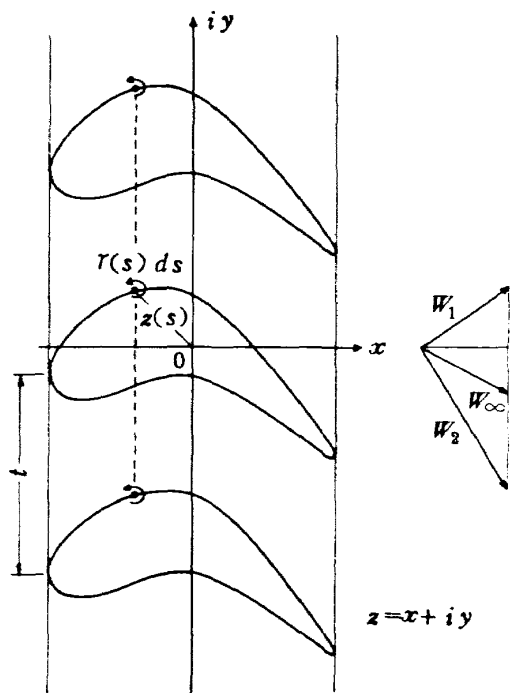
$$\frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^n \gamma_j \ln \left[ \sinh^2 \left( \pi \frac{x_i - x_j}{l} \right) + \sin^2 \left( \pi \frac{y_i - y_j}{l} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\times ds_j + \phi_0 = W_{\infty x} y_i - W_{\infty y} x_i, \quad i = 1, 2, 3 \dots n$$

が得られる。 $\phi_0$  の値も未知数であるが、これに対応してクッタの条件より後縁での渦密度  $\gamma_1 = 0$  が付加される。したがって上式は次のように整理できる。

$$\sum_{j=2}^n \left( a_{ij} + \frac{x_i}{2l} \right) \gamma_j ds_j + \phi_0 = W_{1x} y_i - W_{1y} x_i,$$

$$i = 1, 2, 3 \dots n$$



付図 1

付1) 武藤洋治郎, 池田為治ほか; 熱衝撃試験用風洞整備試験, 航技研資料 TM54 (昭 40)。

ここに

$$a_{ij} = \frac{1}{2\pi} \ln \left[ \sinh^2 \left( \pi \frac{x_i - x_j}{t} \right) + \sin^2 \left( \pi \frac{y_i - y_j}{t} \right) \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$a_{ii} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \ln \left( \frac{\pi \Delta s_i}{2t} \right) - 1 \right\} \quad i \neq j$$

空冷タービン翼のように後縁半径が大きい場合、計算上の後縁をどのように与えるかが問題になる。計画翼(図17)の場合は、幾何学的な後縁(図17のA点)よりもわずかに腹面側に寄った点(B点)または翼型の仮想延長点(C点)を後縁にとった場合に、翼表面速度分布の計算結果は実験結果と最も良く一致した(図21)。実験模型の場合は対称性から解が定まる。

### 付録3 補正式(17)について

この補正式は次のような意味をもっている。フィルム冷却効率 $\eta$ は、内面からの加熱(冷却)がある場合も含めて、一般に次のように定義することができる。

$$\eta = \frac{\text{吹出しがある場合とない場合の壁温の差}}{\text{吹出し流体と吹出しがない場合の壁温との差}}$$

$$= (T_w - T_{w_0}) / (T_s - T_{w_0})$$

すなわち、壁温を吹出し流体の温度にどの程度まで近づけられるかというパラメータと考えられる。主流が低速で内面からの加熱がない場合には、吹出しがない場合の壁温は主流温度に等しいから、上式は(16)式に一致する。内面からの加熱がある場合、上式は

$$\eta = \frac{T_w - T_{w_0}}{T_s - T_{w_0}} = \frac{T_w - T_\infty - (T_{w_0} - T_\infty)}{T_s - T_\infty - (T_{w_0} - T_\infty)} = \frac{\theta_t - \theta_s}{1 - \theta_s}$$

となり(17)式に一致する。すなわち内部加熱の影響のみに限定すれば、補正式(17)は合理的なものと考えられる。なお補正式(17)は次の条件を満たしている:

$$\begin{aligned} \theta_t = \theta_s & : \eta = 0 \\ \theta_t = 1.0 & : \eta = 1.0 \\ \theta_s = 0 & : \eta = \theta_t \end{aligned}$$

### 付録4 乱流境界層計算法

非圧縮性乱流境界層の計算法はいろいろあるが、ここでは境界層のエントレインメント量を問題にしていることから、エントレインメント量の変化を計算の基礎としている Head の方法<sup>15)</sup>をおもに用いた。この方法は運動量方程式

$$\frac{d\vartheta}{ds} + (H+2) \frac{\vartheta}{U} \frac{dU}{ds} = \frac{c_f}{2}$$

とエントレインメント量の変化に対する関係式

$$\frac{1}{U} \frac{d}{ds} (U\vartheta H_1) = F(H)$$

とを連立させて解くものである。ただし

$$c_f = 0.246 \exp(-1.561 H) R_\vartheta^{-0.268}$$

$$F(H) = 0.025 H - 0.022$$

$$H_1 = (\delta - \delta^*) / \vartheta = 2H / (H-1)$$

$$H = \delta^* / \vartheta, \quad R_\vartheta = U\vartheta / \nu_\infty$$

ここでは上記方程式系を Runge-Kutta-Gill 法で解いた。なお、遷移点で $\vartheta$ の値は層流境界層の値をそのまま引継ぎ、 $H$ は $\Delta H$ だけ減少するものとした。 $\Delta H$ の値は $R_\vartheta$ によるが、<sup>14)</sup>本計算例の $R_\vartheta$ に対しては $\Delta H \doteq 1.2$ である。

---

## 航空宇宙技術研究所報告 371号

昭和49年6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)千182

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)

---

