

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1227

斜め衝撃波／乱流境界層の三次元干渉場の研究
～流れ構造と抽気位置の影響～

玉山雅人・坂田公夫・柳良二
進藤重美・村上哲・本阿彌真治

1994年3月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

斜め衝撃波/乱流境界層の三次元干渉場の研究 ～流れ構造と抽気位置の影響～*

玉山雅人*¹ 坂田公夫*² 柳良二*²
進藤重美*² 村上哲*² 本阿彌眞治*³

A Study of Three-Dimensional Interaction Flow Fields between Swept Shock Waves and Turbulent Boundary Layers* ～Flow Structures and Effects of Bleed～

Masato TAMAYAMA*¹, Kimio SAKATA*²
Ryouji YANAGI*², Shigemi SHINDO*²,
Akira MURAKAMI*², Shinji HONAMI*³

ABSTRACT

An experimental investigation of a three-dimensional flow field with a swept shock wave and a turbulent boundary layer interaction was made in NAL's 1m × 1m Mach 4 supersonic wind tunnel.

The emphasis of this study is placed on understanding the behaviors of the flow interaction with Mach number variation and the effects of bleed on the surface flow. A shock generator of 15° wedge placed normally on the flat plate was applied to generate an oblique shock wave. The experiments were conducted at Mach numbers of 3.25, 3.11, and 2.63. We adopted the conical coordinate system to analyze the flow. Air-bleed was also tested utilizing rows of bleed holes located at the foot print of the swept shock wave on the flat plate surface.

It is generally accepted that the size and the strength of the separation vortex generated along the shock wave on the surface become wider and stronger as the Mach number increases. The corner flow around the leading edge of the shock generator was also clarified. As for the air-bleed, the suppression effects of the bleed on the separation vortex were also clarified at several bleed locations. The bleed upstream of the shock wave foot print was effectively reduced the size of the vortex, while the downstream bleed suppressed the vortex strength. Therefore, it is concluded that the combination of the upstream and downstream bleed effectively suppresses the interaction between the shock wave and the boundary layer.

Key Words:Supersonic Flow, Turbulent Boundary Layer, Shock Wave/Boundary Layer Interaction, Air-Bleed Effect

* 平成6年1月13日受付

(received 13 January 1994)

* 1 構造力学部

(Structural Mechanics Division)

* 2 原動機部

(Aeroengine Division)

* 3 東京理科大学工学部機械工学科教授

(Professor, Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering, Science University of Tokyo)

概 要

平板に発達する乱流境界層とショック・ジェネレータによって形成される斜め衝撃波との三次元干渉場について超音速風洞を用いた実験的研究を行い、主として以下の二つのことを明らかにした。

第一に、マッハ数 M の変化による平板上の流れの干渉場の挙動について、圧力分布、流れの可視化等により解析を行った。マッハ数は $3.25(Re_\delta=2.9\times 10^5)$ 、 $3.11(Re_\delta=2.9\times 10^5)$ 、及び $2.63(Re_\delta=2.3\times 10^5)$ であり、平板上に装着した 15° のショック・ジェネレータを用いて斜め衝撃波を形成させ、これと平板上乱流境界層を干渉させた。この結果、ショック・ジェネレータの前縁の僅かに上流を原点とする円錐座標系にはほぼ沿った扇形の擬似円錐状の領域に、干渉渦が平板上に形成され、この大きさ及び強さがマッハ数と共に増大することがわかった。渦の強さは、渦の形成によって起る平板上静圧の局所的な低下によって評価した。このことから、データは斜め衝撃波と境界層の干渉線との交点を原点とする円錐座標系を適用して解析した。加えて、ショック・ジェネレータ近傍の平板上及びジェネレータ面上の局所的流れ場についてもその構造を明らかにした。

第二は、抽気による干渉場の抑制についての効果の解析である。ここでは特に抽気的位置が与える干渉場の抑制効果に対する影響について実験を行った。抽気は、斜め衝撃波に平行に帯状に配列した面直角の抽気孔列により行い、衝撃波の上流部、下流部及び全面の3位置について実験を行った。これにより、干渉場の領域の大きさの抑制には斜め衝撃波上流部の抽気が効果的であり、剝離渦の強さの抑制には下流部抽気が有効であることが判明した。従って、斜め衝撃波位置の上下流をまたいだ抽気が、大きさ及び強さを抑制する意味で効果的であることが判明した。

記 号		添字	
		UI	上流影響点(線)
G_b	抽気流量	S1	第一剝離点(線)
G_δ	境界層流量	S2	第二剝離点(線)
M	マッハ数	A1	第一再付着点(線)
M_{inf}	平板上主流マッハ数	O	斜め衝撃波位置
M_n	斜め衝撃波に垂直な M_{inf} の成分	wedge	ウェッジ面
P	圧力		
P_o	平板上主流全圧力		
P_1	斜め衝撃波上流の静圧力		
P_2	斜め衝撃波通過後の理論静圧力		
P_{p1}, P_{p2}, P_{p3}	排気ノズル静圧力		
P_{pmean}	排気ノズル代表静圧力		
P_t	全圧力		
P_{tb}	抽気ダクト全圧力		
P_*	臨界静圧力		
Re_δ	δ を代表長さにした場合のレイノルズ数		
$Re(/m)$	単位長さあたりのレイノルズ数		
γ	壁面フローパターンでの流跡線の角度(平板上主流に対して)		
δ	平板上境界層厚さ		
θ	ウェッジ角		
κ	比熱比		
(X_G, Y_G, Z_G)	ウェッジ面を基準とした座標系		
(r, β, ϕ)	VCOを原点とする極座標系(擬似円錐座標系)		

1. 序 論

1.1 研究の背景

近年世界中で国際化が進むとともに、航空宇宙分野における研究開発が活発化されつつある。その結果、現状よりも高速・高効率の新世代超音速/極超音速旅客機、及び宇宙基地との往復に欠かせない宇宙往還機実現への要求が高まり、各国で盛んに研究が行われている。

超音速旅客機や水平離着陸式宇宙往還機の開発において鍵を握る要素の一つにエア・ブリージング・エンジンがあり、このうちターボ系エンジンは亜音速で燃焼を行うため、エンジンに取り入れる空気を各飛行速度に応じて効率良く超音速から亜音速に減速しなければならない。この働きをするのが空気取入口(エア・インテーク)であり、エンジン性能を大きく左右するものである。

超音速インテークの研究は、アメリカ・イギリス・フランス・旧ソ連などで古くから超音速機の開発とともに行われてきた。日本での研究例は少ないが、最近になり本格的にインテークの研究が行われている。航空宇宙技術研究所では宇宙往還機及び超音速機のエンジンに関

する様々な研究を行っているが、その中で超音速インテークに関する総合的研究の場として当所、東京理科大学、東京大学、及び石川島播磨重工業㈱などからなるインテーク研究会が設立され、この分野で活発な活動を行っている。

インテーク研究会では、インテークの模型試験としてターボ系エア・ブリージング・エンジンの速度範囲(マッハ数0～5)を対象としており、超音速インテークの基礎空力特性を明らかにし、かつ、超音速インテーク設計法を確立することを目的として、数々のインテーク模型を設計・試作し、超音速風洞試験により圧力回復測定、圧力分布測定、及び流れの可視化等を行なっている²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾⁶⁾。また、このような総合試験とは別に超音速流れに影響を与える各要素別の試験⁷⁾⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾も行なっている。

インテーク試験の結果、インテークの内部では衝撃波と境界層の干渉による境界層剥離の発生、渦の発生と成長、及び衝撃波の不安定などが生じ、流れが三次元的に複雑となることがわかった。例えば側壁境界層とランプ衝撃波が干渉すると、ランプ先端より生じた剥離渦はインテーク内に入り、カウル面に沿って下流に進むに従って発達する。この渦がインテーク内の有効断面積を減少させ、インテークの性能を悪化させる原因の一つとなる。この干渉場を抑制するために側壁形状の変更、壁面抽気などを行ってきた。しかし、性能をさらに向上させるためにはこの干渉場の詳細な構造の理解とそれに基づく抽気などによる干渉の抑制方法の開発が必要である。そのため、斜め衝撃波と側壁乱流境界層の干渉という基本的な流れ場を大きな模型で実現し、その構造を調べ、かつ、干渉場の抑制手段として壁面抽気をした場合の干渉場を与える影響を調べることが必要となった。

1.2 斜め衝撃波／乱流境界層の干渉場に関する研究の流れ

McCabe(1966)¹²⁾によれば、初めに斜め衝撃波とそれに垂直に発達した境界層との干渉について関心を示したのはGadd(1957)¹³⁾である。Gaddは風洞スパンに亘って取り付けられたショック・ジェネレータによる二次元干渉の研究において、風洞側壁境界層が風洞側壁面での衝撃波後の圧力を減少させていることに注目した。McCabeは更にStanbrook(1960)¹⁴⁾の研究にも言及している。Stanbrookは風洞スパンに亘って取り付けられたショック・ジェネレータと風洞側壁境界層との干渉によって生じる流れ場の実験から、この干渉場は二次元干渉の研究結果との相似性を示すが、干渉の性質としては基本的には三次元的であると指摘している。

しかしGadd及びStanbrookの圧力計測に満足出来なかったMcCabeは、マッハ数1.96でショック・ジェネレータ角2.5°及び10°の場合に生じる衝撃波と風洞側壁との

干渉場について独自に実験を行なった。これにより彼は、この干渉場が明らかに三次元的であることを明確にし、更にウェッジより充分離れた場所では干渉場は円筒状に発達するという干渉場のモデルを提案した(Cylindrically Symmetric Form)。更にこの研究によりMcCabeは、二次元及び三次元的干渉の両者が混在する場合の設計では、三次元的干渉のデータに基づいて設計すべきであると結論づけている。

またMcCabeは壁面での油膜による可視化も行ない、図1.1に示すように干渉場の強さによる壁面での流跡線の変化について述べている。これによると、干渉が弱い場合、衝撃波下流の流線の角度は壁面から離れた外部流れ(External Flow)の角度と衝撃波の角度の間にある(図1.1(a), Attached Flow)。剥離の臨界点では流線の角度が衝撃波の角度に等しくなり、剥離線が表れる(図1.1(b), Incipient Separation)。更に干渉が強くなると流線は衝撃波角度を越え(図1.1(c), Separated Flow)、この状態では剥離渦が生じる。

Korkegi(1975)¹⁵⁾は剥離の発生に対するMcCabeの臨界式を簡略化し、

$$M \cdot \theta = 0.30 \quad (1.1)$$

と示している。Mは主流のマッハ数、 θ はショック・ジェネレータの角度(rad)である。この2つの値の積が0.30以上になると干渉場において剥離が生じるが、その後の研究ではこの臨界値はもう少し小さいとされている。

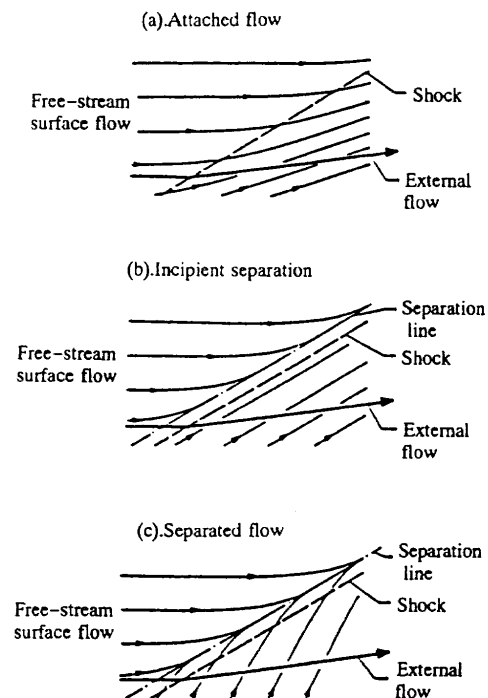


図1.1 干渉場における側壁表面での流れの変化(Ref.11, 15)
～quasi-two-dimensional～

衝撃波/境界層干渉場の構造についてKubota及びStollery(1982)¹⁶⁾の研究がある。この研究では油膜法およびペーパ・スクリーン法による流れの可視化と壁面静圧分布の計測を行っている。実験条件はマッハ数 $M=2.3$ 、境界層厚さ $\delta=1.6\text{cm}$ 、ジェネレータの角度 $\theta=7^\circ, 9^\circ, 11^\circ, 13^\circ, 15^\circ$ である。その結果から導かれた流れの構造モデルを図1.2に示す。付着流では衝撃波前後の壁面

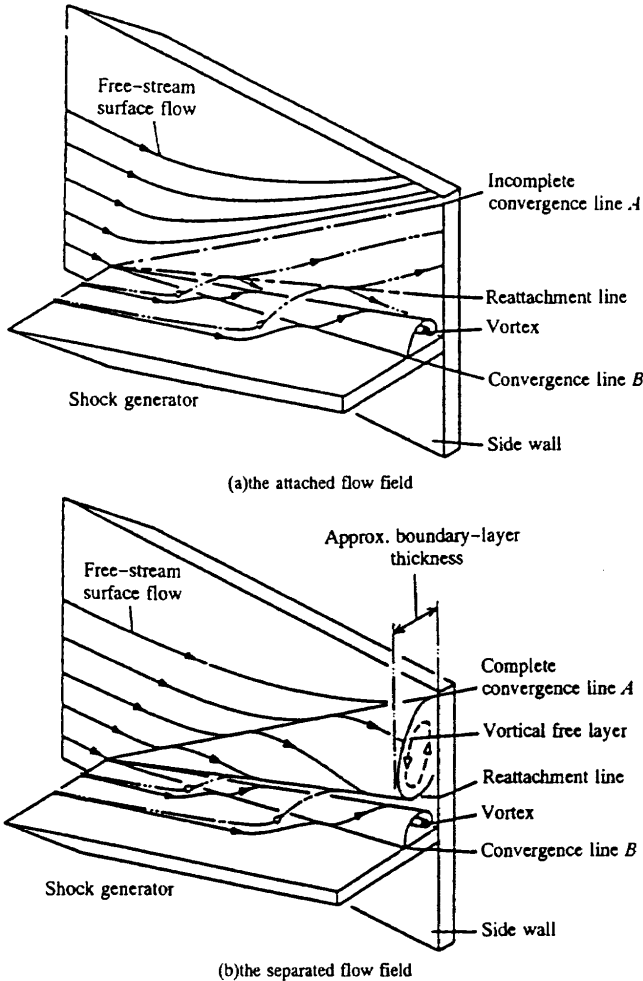


図1.2 Kubota, Stolleryによる流れの構造(Ref.15)

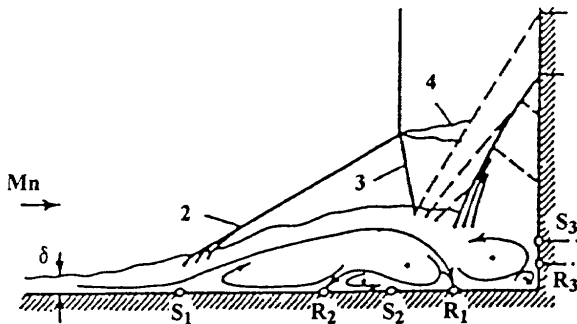


図1.3 Zheltovodovによる干渉構造のモデル(Ref.17)($M=2.97, \theta=20^\circ$)

の流跡線は不完全なコンバージェント・ラインを形成し、また付着流においてもフィン・平板コーナー部にはコーナー渦が形成されることがわかる(図(a))。剥離流では、干渉場に形成される剥離泡の平板に垂直方向の寸法は、ほぼ平板境界層厚さに等しい事がわかる(図(b))。

三次元的な衝撃波/境界層干渉場の流れの可視化法の研究に、Hsu及びSettles(1989)¹⁷⁾の研究がある。彼等はそれまでにステレオシュリーレン法、コニカルシュリーレン法などの流れの可視化法を紹介しているが、新しい可視化法としてホログラフィを用いた干渉場断面の可視化法を紹介している。実験条件はマッハ数 $M=2.43$ の場合、ジェネレータの角度は $\theta=10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ 、 $M=2.97$ の場合、 $\theta=10^\circ, 12^\circ, 16^\circ, 20^\circ$ である。彼等はこの実験から、近年まで最適な物理的モデルであると考えられ、参考文献17で紹介されているZheltovodov(1979)のモデル(図1.3)が、リア・ショック(λ-ショックの内の下流側にある衝撃波、図中の3)とウェッジの間では彼等の実験結果とは矛盾し、実際はλ-ショックを通過し平板上に衝突する噴流(Impinging Jet、以下衝突噴流)に支配されると言うLu及びSettles(1988)¹⁸⁾の結論が正しいことを示した。この結果によりHsu及びSettlesは図1.4に示す干渉

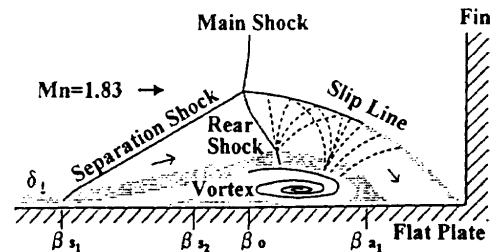


図1.4 Hsu, Settlesによる干渉構造のモデル(Ref.15)($M=2.97, \theta=20^\circ$)

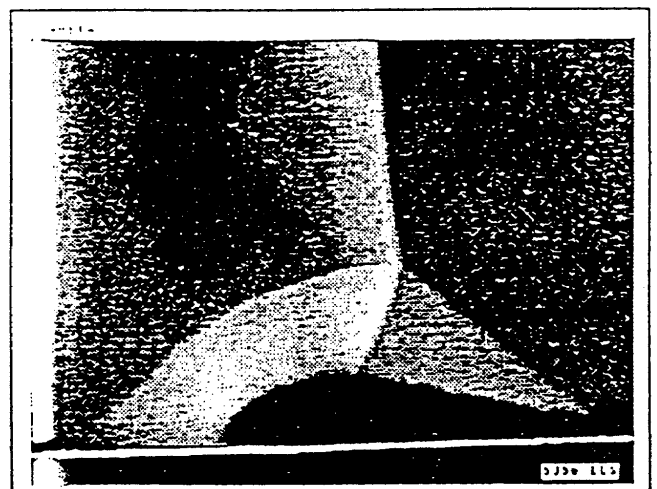


図1.5 PLSイメージ法による可視化例(Ref.19)($M=3, \theta=16^\circ$)

構造のモデルを示した。

また、もう一つの三次元的な干渉場の可視化法として、Alvi及びSettles(1991)¹⁹⁾による研究がある。ここで彼等はPLS(Planar Laser Scattering)イメージ法と呼ばれる可視化法を用いた。その方法は基本的にはペーパ・スクリーン法と同様であるが、トレーサとして空気中に存在する水分を凝縮して氷にしたものを使用する。彼等はこの可視化法で6種の強さの干渉場について可視化を行なった。これにより得られた写真の一例を図1.5に示す。彼等はこの結果とシャドウ・グラフ法により流れ場の構造を明らかにし、この構造が円錐対称(Conical Symmetry)となることを明確にした。この流れ構造は基本的には図1.4と同じである。更に、干渉場の成長は縦方向よりも横方向の方が(言い換えれば、平板に垂直方向よりも平行な方向の方が)急激であると述べている。

また、Kimmel及びBogdonoff(1987)²⁰⁾は、ショック・ジェネレータの形状による干渉場の比較を行なっている。

最近では干渉場の非定常性についての研究がさかんに行なわれており、その一つとしてTran及びBogdonoff(1987)²¹⁾による研究がある。彼等は $M=2.95$ でウェッジ角を様々に変化させ、周波数応答性の高い圧力変換器を多数用いて壁面圧力の変動を計測した。その結果、干渉の始りの位置において比較的低周波で大きな圧力変動を持つ周期的変動域が確認され、干渉場の非定常性が明らかにされた。

また斜め衝撃波/乱流境界層の干渉に関する数値計算も盛んに行なわれている。その一つにKnight及びBadekas(1991)²²⁾による研究がある。彼等は $M=4$ で角度 20° のウェッジによって生じる斜め衝撃波と乱流境界層との干渉について計算を行なった($Re_\delta=2.18 \times 10^5$)。その結果は実験と良く一致し、計算された三次元の流れ場では壁面静圧、壁面流れ方向、及びウェッジから離れた計算領域での静圧、密度、マッハ数分布がほぼ円錐状の挙動を示すことが確認された。また流れ場の構造としてSettlesらによって示された擬似円錐流れ場モデルの多くの性質(λ -ショック、スリップライン、渦、膨張波及び衝突噴流等)も現れている。しかし強い干渉の場合、実験では衝突噴流内に見られる“垂直衝撃波”及び遷音速ショックレットは計算では見られないと述べている。更に剥離渦よりも小さく、ウェッジと平板のコーナー部に生じる渦の重要性を強調している。

境界層抽気が斜め衝撃波/境界層の干渉場に与える影響を調べたものとしてBarnhart, Greber及びHingst(1988)²³⁾の研究がある。この実験の特徴は壁面静圧分布の他に、ヨウプローブによって流れ各部の偏向角を計測したことである。実験マッハ数は $M=2.5$ と 3.0 である。抽気部の位置は $M=2.5$ の場合、衝撃波の下流であり、

$M=3.0$ の場合、衝撃波をまたぐ形となっている。実験の結果、 $M=2.5$ の場合、境界層の30%を抽気することにより、干渉による上流への影響が50%ほど少なくなった。また $M=3.0$ の場合、境界層の23%の抽気により剥離が観察されず、このことは境界層抽気が衝撃波/境界層の干渉場の制御に有効であることを示している。

Bogdonoff及びToby(1989)²⁴⁾は $M=2.95$ の条件で、ジェネレータと側壁のコーナー部にギャップを設け、そこでの抽気効果を研究した。その結果、干渉場の始まりは下流に移動したが、衝撃波の下流では流れの構造は変わらない事が示された。

以上衝撃波/境界層三次元干渉場の研究の流れについて概説したが、この他にも三次元干渉場については数多くの研究が行われており、その構造等に関して様々なモデリングや詳しい考察がなされている。また一方で、三次元干渉場はマッハ数、レイノルズ数、ショック・ジェネレータ角度そして入口境界層厚さにより決定されるが、使用する風洞、模型の構造、及び試験方法等によりかなり影響を受けることが現在では明らかにされている。従って、各実験の条件とその結果との相互関係を明確にすることが、三次元干渉場の今後の研究にとって不可欠であると思われる。

1.3 研究の目的

超音速インテークの性能向上は一言で述べれば、衝撃波と乱流境界層との間の干渉を効果的に排除してどれだけ有効断面積を確保するにかかっている。そこで本研究では干渉場を抑制する上で干渉場自体の特性及び流れ場の状態を把握することが重要であると考え、これを明確にすることを第一の目的とする。次に干渉場の抑制方法として抽気を考え、その抽気位置による干渉場抑制の効果について調べることを第二の目的とする。なお抽気を選択するにあたっては、Hamed及びShang(1989)²⁵⁾による境界層剥離の抑制法として境界層抽気が大変有効であるという提案も考慮した。

2. 実験装置及び実験方法

2.1 実験装置

実験は当所の吹出し式超音速風洞を用いて行った。風洞測定部は $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ の正方形断面を有し、側壁に模型を取り付ける。また、もう一方の側壁には直径 650 mm 、厚さ 80 mm の光学ガラスが取り付けられており、これにより風洞内の監視を行う。

2.2 実験模型

図2.1に実験模型の概要を示す。なお本実験は2度の実験期間を設けて行われ、2度目の実験模型には1度目の

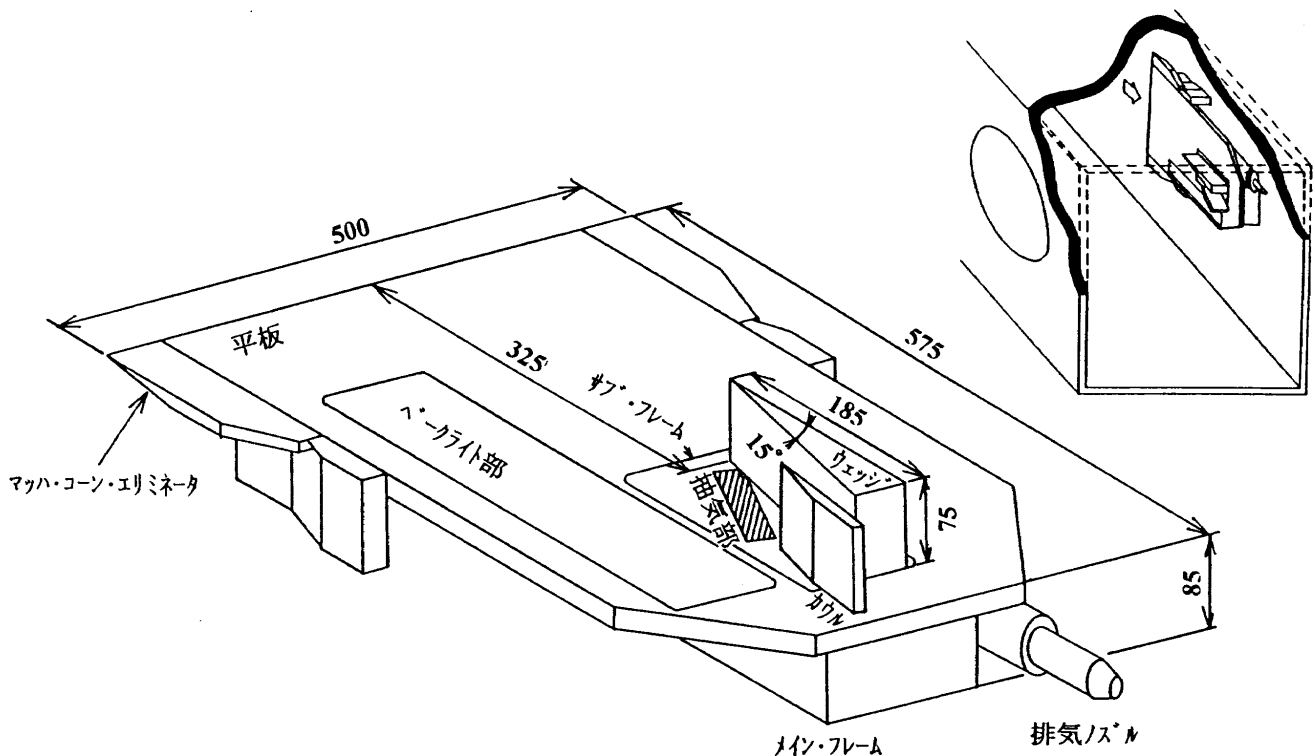


図2.1 実験模型概要図

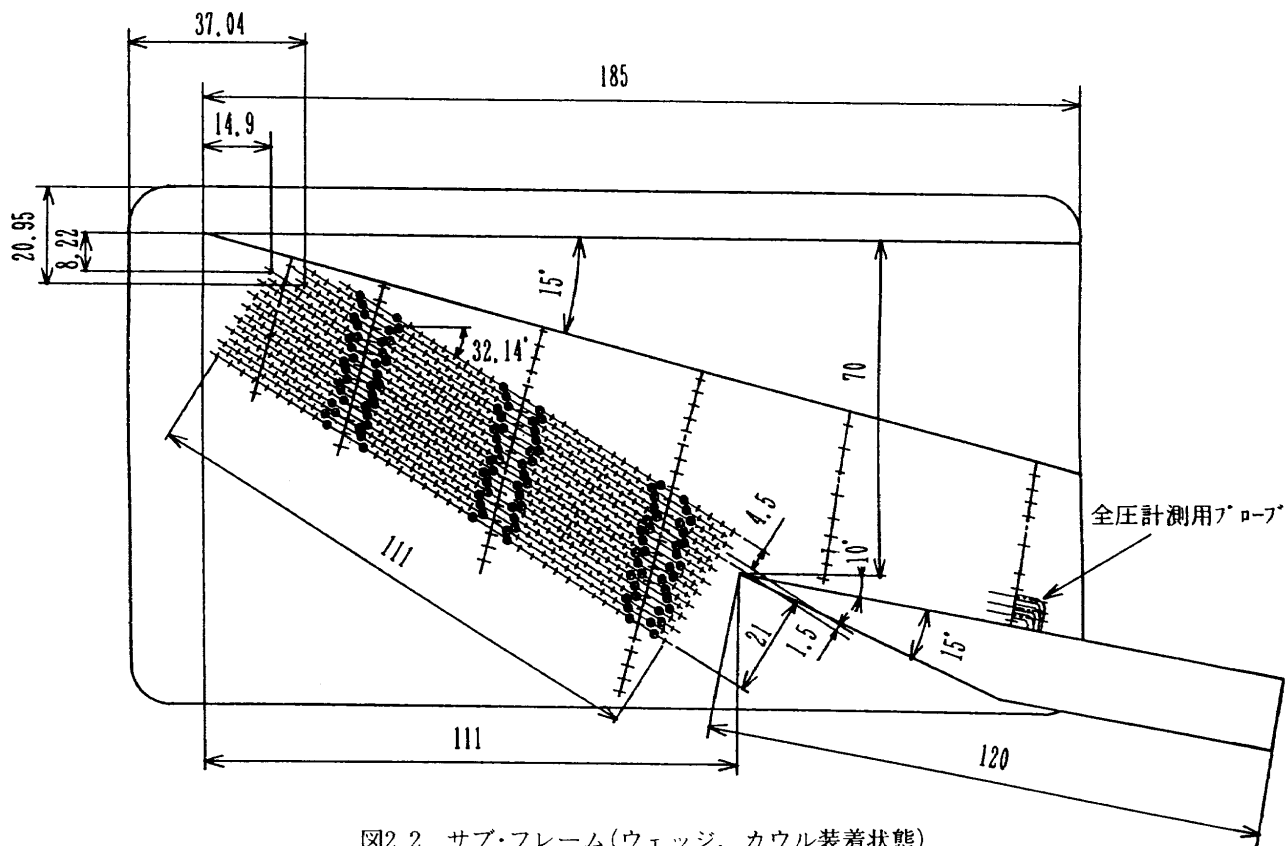


図2.2 サブ・フレーム(ウェッジ, カウル装着状態)

ものに若干の修正が加えられた。以下前期の実験模型を
 実1模型, 後期のものを実2模型と呼ぶ。
 実験模型は大きく

- (1) 平板
- (2) サブ・フレーム
- (3) ウェッジ

(4)カウル

(5)抽気部

に分けられる。平板を風洞に設置し、ウェッジ、またはウェッジ及びカウルを取り付けたサブ・フレームを平板に取り付ける。必要に応じて抽気部を使用する。以下に(1)から(5)の詳細を述べる。

(1)平板

図2.1に示される様に、平板は風洞壁に発達した境界層を排除するため風洞壁面から85mmの高さに固定される。風洞壁面の境界層を排除したうえで平板先端から新たに境界層を発達させる。

実1模型の実験から、平板先端の角部から発生するマッハ・コーンがサブ・フレーム部に影響を与える可能性が考えられた。そこで実2模型には平板先端の角部にマッハ・コーン・エリミネータを追加装着し、測定部におけるマッハ・コーンの影響を完全に排除した。これは平板先端から300mmの位置で平板中心線に対して対称に設けた計12点の静圧孔により確認できた。

(2)サブ・フレーム

図2.2にサブ・フレームを示す(ウェッジ、カウル装着状態)。

サブ・フレームにショック・ジェネレータであるウェッジ模型を装着し、斜め衝撃波/乱流境界層の三次元干渉場を形成させる。更にカウル模型を装着することによりインテークにおける三次元干渉場を模擬する事が可能である。

サブ・フレームには、静圧孔、抽気孔が存在する。静圧孔はサブ・フレーム中心線上にその先端から15mm下

流の位置に設けられ、干渉場上流の壁面静圧を計測する。また、三次元干渉場の壁面静圧を計測するための静圧孔が73点設けられている。静圧孔と同じ形状で主としてペーパ・スクリーン法による可視化において使われるトレーサ供給孔が4点設けられている。

サブ・フレーム上には抽気により三次元干渉場を抑制

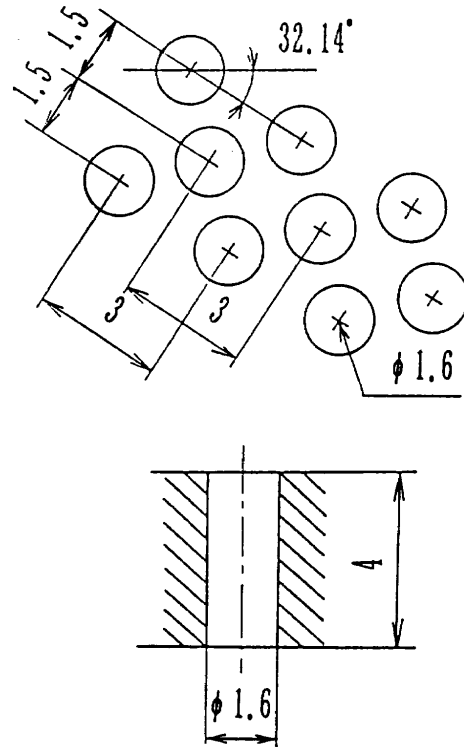


図2.3 抽気孔

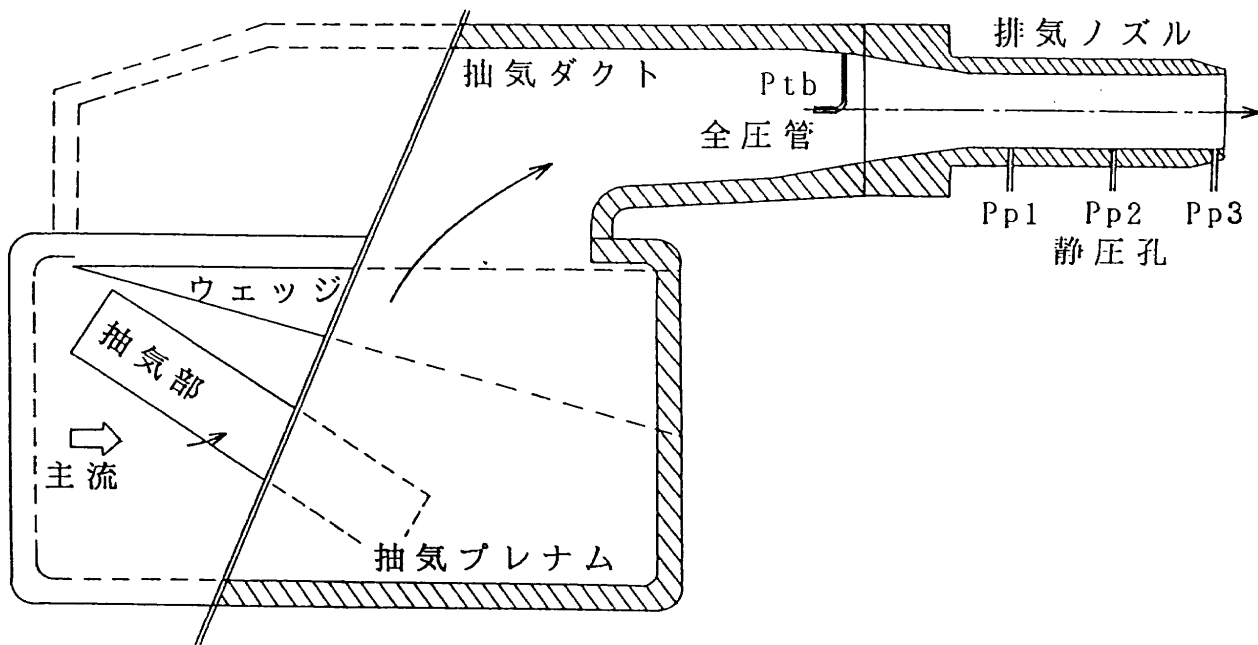


図2.4 抽気部概要

するためのの抽気孔が設けられている。この抽気孔は、実1模型ではマッハ数3で15°のウェッジから生じる衝撃波(主流となす角度32.14°)の上流部に、その衝撃波角度に平行に幅21mm、長さ111mmで、静圧孔等を避けて

図2.3に示す配列で設けられた。抽気孔の直径は1.6mmであり、数は491個(抽気面積987.2mm²)である。実2模型では抽気位置の効果について検討するため、衝撃波の下流部に幅4.5mmで図2.3に示す配列で抽気孔を追加し

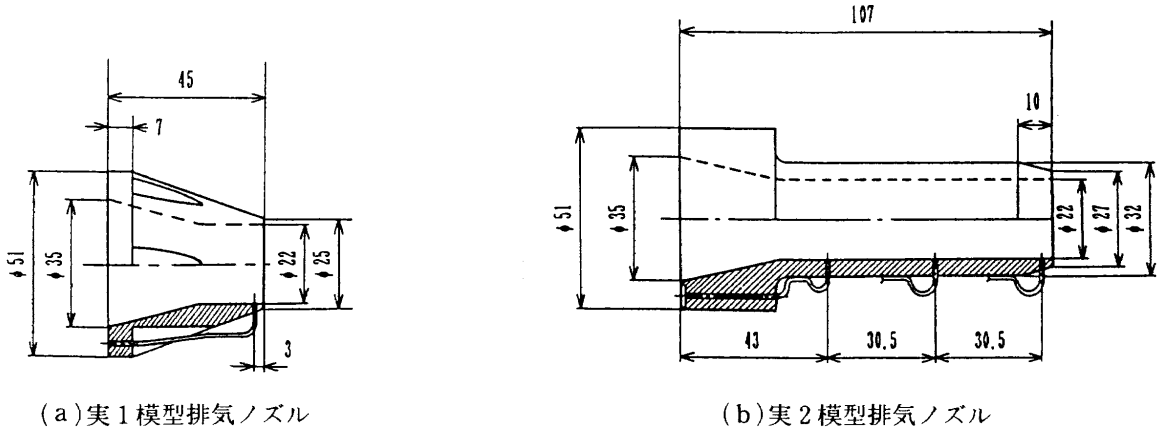


図2.5 排気ノズル

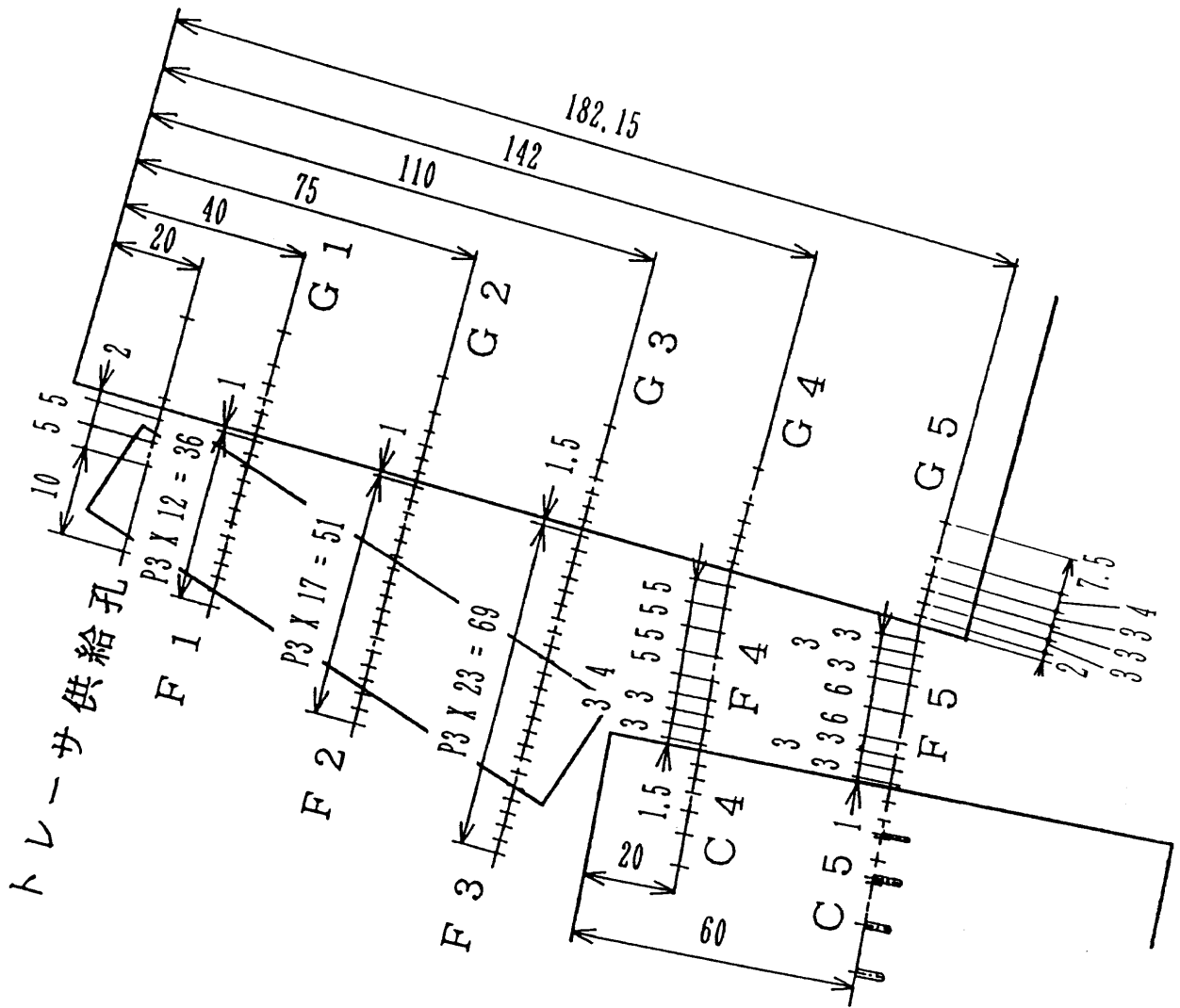


図2.6 静圧孔位置

た。その数は116個(抽気面積 233.2mm^2)である。従って実2模型は抽気孔の総数が607個(抽気総面積 1220.4mm^2)となった。

(3)ウェッジ

サブ・フレームに取り付け、衝撃波を形成させる。形状は角度 15° 、底辺 185mm の直角三角形を底面とする高さ 75mm のくさびである。ウェッジには壁面静圧計測用の静圧孔が30点と、ペーパー・スクリーン用のトレーサ供給孔が2点設けられている。

(4)カウル

インテークを模擬する場合にウェッジと共に用いられ、カウルのみを単独で使用することはない。形状は先端角度 15° 、長さ 120mm 、高さ 75mm のフィンである。ウェッジ衝撃波通過後の流れを 5° 偏向させるように取り付けられる(平板上衝撃波上流の主流に対して 10° の迎角)。カウルには壁面静圧計測用に静圧孔が13点(内1点は実2模型への追加分)設けられている。また、全圧計測用プローブが12本設けられている(実2模型)。

(5)抽気部

図2.4に抽気部の概要を示す。抽気部は抽気プレナムを兼ねたサブ・フレーム、抽気ダクト、及び排気ノズルから構成される。排気ノズル出口は模型の最後部に位置し、サブ・フレームの抽気部の圧力に比べ低い背圧を利用して抽気空気を排気する。抽気ダクト内にはダクト出口付近に全圧管を1本配置する。また、実1模型では排気ノズル出口部壁面に静圧孔を1点設けたが、実2模型には排気ノズル出口部の静圧分布を計測するため排気ノズルを長くして静圧孔を3点設けた(図2.5)。どちらの場合も排気ノズル出口径は $\phi 22.0\text{mm}$ である。

なお、抽気をしない場合はサブ・フレームの抽気孔を医療用整形剤で埋め、表面を平坦にし、整形剤が剥落するのを防ぐためサブ・フレームの内部から押し板をあてた。

(6)空力計測用静圧孔の配置

サブ・フレーム、ウェッジ、及びカウルに設けた静圧孔の位置を図2.6に示す。ペーパー・スクリーン用トレーサ供給孔も同図に示した。なお静圧孔計測位置の記号は表2.1に示す通りである。

表2.1 静圧孔計測位置の記号

	$X_c(\text{mm})$				
	40	75	110	142	182.15
ウェッジ	G1	G2	G3	G4	G5
サブ・フレーム	F1	F2	F3	F4	F5
カウル	—	—	—	C4	C5

2.3 実験方法

図2.1に示す模型を超音速風洞壁面に取り付け、平板上マッハ数を2.63, 3.11, 3.25と変化させた。その場合に平板先端から発達した境界層と、ウェッジから生じた斜め衝撃波が干渉して生じる三次元干渉場の壁面静圧計測、全圧(ピトー圧)分布計測、及び油膜法による可視化を行った。また、マッハ数3.11, 3.25として、抽気位置を変化させた場合の同様な計測を行った。以上により、マッハ数変化による干渉場への影響、及び抽気位置の干渉場への影響について調べた。なお、抽気空気流量は抽気ダクト全圧及び排気ノズル出口部静圧から求めた。境界層厚さは平板壁面トラバース計測により求めた。

2.4 計測方法

2.4.1 壁面静圧計測

壁面静圧はスキャニバルブ社製スキャニバルブを介し、高応答圧力変換器(Kulite Semiconductor Products, Inc. V9E 50-50A)によって微弱電圧に変換された後、アンプ(三栄社製6M92)により増幅され、風洞計測系に導かれる。スキャニバルブの制御及び静圧データの記録は風洞計測系により行われる。

2.4.2 ピトー圧分布計測

干渉場のピトー圧計測には全圧ピトー管を楕円形に14本並べた楕円ピトー管を使用した。楕円ピトー管を図2.7に示す。また楕円ピトー管を実験模型に装着した場合の配置を図2.8に示す。

各ピトー管は鋼製チューブ及びシリコンチューブにより風洞の外につながり、それぞれ壁面静圧計測に使用したものと同型の高応答圧力変換器及びアンプに接続され、その後、高速ADコンバータボード(マイクロサイエンス(株)製ADM-1698BPC)を介し、パーソナル・コンピュータ(NEC製PC-9801RA)に取込まれる。ピトー管の移動はGP-IBを介してPC-9801RAにより制御するトラバース装置により行なわれる。

ピトー管で超音速流を計測する場合、ピトー管前方に生じる垂直衝撃波のため、マッハ数に応じた全圧損失を生じる。そのたピトー管で得られる計測値は以下の式より求めた。

$$\frac{P_1}{P_0} = \left\{ 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M^2 - 1) \right\}^{-\frac{1}{\kappa - 1}} \left\{ \frac{\frac{\kappa + 1}{2} M^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2} \right\}^{-\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.1)$$

P_1 : ピトー管で得られる圧力

P_0 : ピトー管上流の全圧

M : ピトー管上流のマッハ数

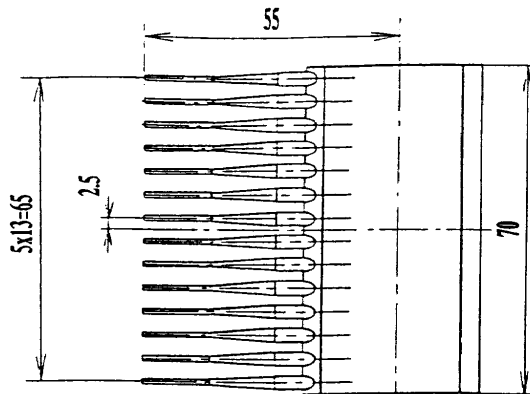


図2.7 楕形ピトー管

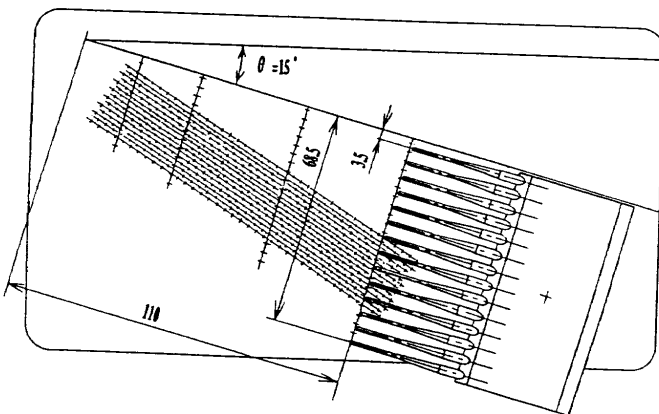


図2.8 楕形ピトー管装着図

2.4.3 抽気流量

抽気ダクト出口部付近全圧及び排気ノズル出口部静圧を2.4.1節と同様の計測系により計測する。これらの値から抽気流量を算出する。その算出方法を以下に示す。

— 抽気流量の計算 —

ノズル出口でのマッハ数は全圧と静圧のマッハ数に関する関係式より求めることができる。

$$\frac{P_{tb}}{P_{pmean}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.2)$$

P_{tb} : 抽気ダクト全圧 = ノズル全圧 kPa

P_{pmean} : ノズル静圧 kPa

M : ノズルマッハ数

κ : 比熱比

次に質量流量は次式で求めた。

$$G_b = \rho VA \quad (2.3)$$

G_b : 抽気流量 kg

ρ : 密度 kg/m^3

V : 速度 m/sec

A : 面積 m^2

ここで密度 ρ は状態方程式より算出した。

$$\rho = \frac{P_{pmean}}{RT_s} \quad (2.4)$$

R : 気体定数 $J/kg \cdot K$

T_s : 静温 K

次に速度 V は

$$V = MC = M\sqrt{\kappa RT_s} \quad (2.5)$$

C : 音速 m/sec

と表すことができるので、流量 G_b は、式(2.3)に式(2.4)と式(2.5)を代入して式(2.6)により表される。

$$G_b = A \frac{P_{pmean}}{RT_s} M \sqrt{\kappa RT_s} \quad (2.6)$$

最後に全温と静温のマッハ数による関係式

$$\frac{T_o}{T_s} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \quad (2.7)$$

T_o : 全温 K

を式(2.6)に代入して、流量 G_b を算出した。

$$G_b = AMP_{pmean} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \sqrt{\frac{1 + (\kappa - 1)M^2/2}{T_o}} \quad (2.8)$$

2.4.4 油膜法

流動パラフィンに顔料として二酸化チタンを混合したものを使用した。この油膜を模型壁面に塗布後、風洞を起動する。その後、模型を監視し、流跡線が安定したことを確認して風洞を停止させる。この流跡線の状態をスチル・カメラで記録する。なお実験の都合上、ケースに

表2.2 実験条件

ケース名	風洞 マッハ数	平板 マッハ数	全圧 kPa	静圧 kPa	全温 K	Re (1/m)	抽気 位置	備考
CASE1N	3.06	3.25	564	10.7	280	4.4×10^7	N	実1模型
CASE2N	2.84	3.11	498	11.5	291	4.2×10^7	N	実2模型
CASE3N	2.53	2.63	342	16.4	280	3.5×10^7	N	実1模型
CASE1B	2.84	3.11	498	11.5	291	4.2×10^7	F	実2模型
CASE2B	3.06	3.25	564	10.7	280	4.4×10^7	U	実1模型
CASE3B	2.84	3.11	498	11.5	291	4.2×10^7	D	実2模型

よっては平板面の油膜のみしか実施できなかったものがある。

その他、油膜法の詳細については付録に述べる。

2.5 実験条件

実験ケース名及び実験条件を表2.2に示す。

なお、表2.2に示す抽気位置の記号は、

- N : Non-bleed 抽気なしの場合。
- U : Upstream-bleed マッハ数3で15°のウェッジに生じる斜め衝撃波を含んで、その上流側で抽気する場合。
- D : Downstream-bleed 上記の衝撃波よりも下流側で抽気する場合。

F : Full-bleed 抽気領域を全開にして全域で抽気する場合。

を意味する。抽気位置を図2.9に示す。

なお、マッハ数3.25, 3.11, 2.63で15°のウェッジに生じる衝撃波を図2.10に示す。この図においては β_0 は、ウェッジ先端より生じる衝撃波が主流と成す角度である。

3. 実験結果及び考察

3.1 平板境界層

表3.1に各ケースの境界層厚さを示す。なおその値を代表長さに使用した場合のレイノルズ数を同時に示す。これらの値は、CASE1N, CASE3N, CASE2Bの場合は図3.1(a)に示す○位置でのピトー圧トラバース計測による結果から、また、CASE2N, CASE1B, CASE3Bの場合は図3.1(b)に示す○位置でのピトー圧トラバース計測から求めた。

3.2 座標系

斜め衝撃波/乱流境界層の干渉はウェッジの先端より僅か上流に事実上の頂点を持つ擬似円錐対称性(Quasi-Conical Symmetry)に従うと述べたAlvi及びSettles¹⁹⁾の研究がある。この事実上の頂点はVirtual Conical Originと呼ばれ、VCOと略されることが多い。このVCOは、油膜法等の平板壁面フローパターンから得られる上流影響線、剥離線、及び斜め衝撃波等の特徴線が交差する点と

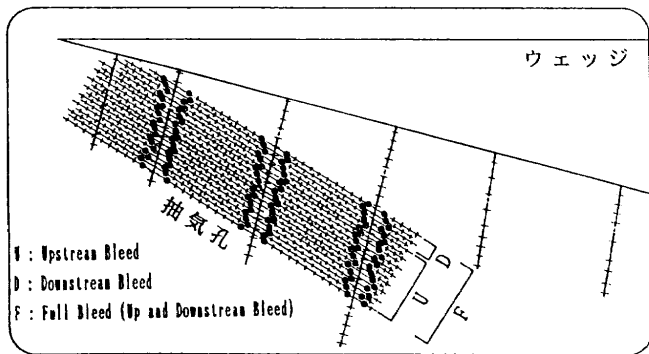


図2.9 抽気位置

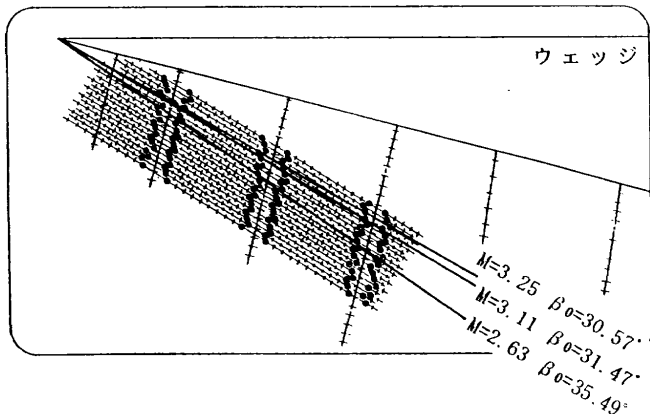
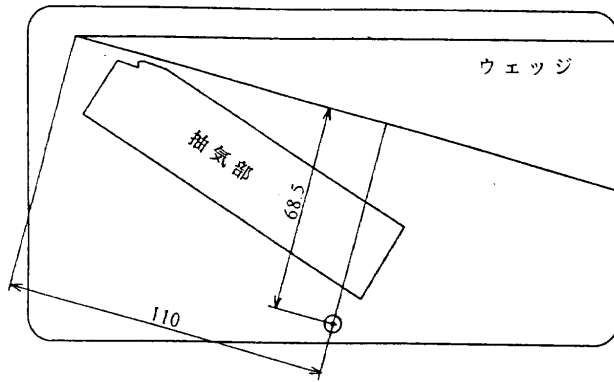


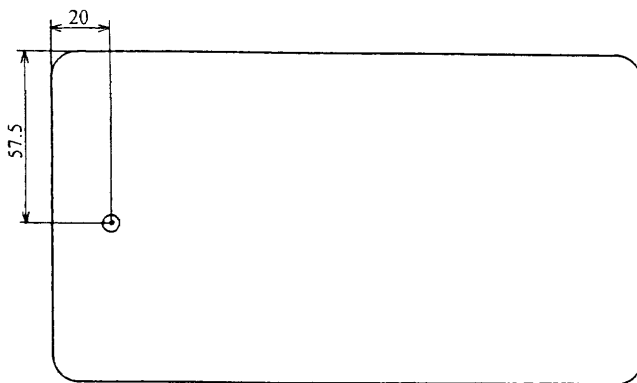
図2.10 衝撃波位置

表3.1 平板境界層

ケース	平板先端からの距離(mm)	境界層厚さ δ (mm)	Re _s
CASE1N	431.3	6.5	2.9×10^5
CASE2N	330.0	7	2.9×10^5
CASE3N	431.3	6.5	2.3×10^5
CASE1B	330.0	7	2.9×10^5
CASE2B	431.3	6.5	2.9×10^5
CASE3B	330.0	7	2.9×10^5



(a)CASE1N, CASE3N, CASE2Bの場合



(b)CASE2N, CASE1B, CASE3Bの場合

図3.1 境界層計測位置

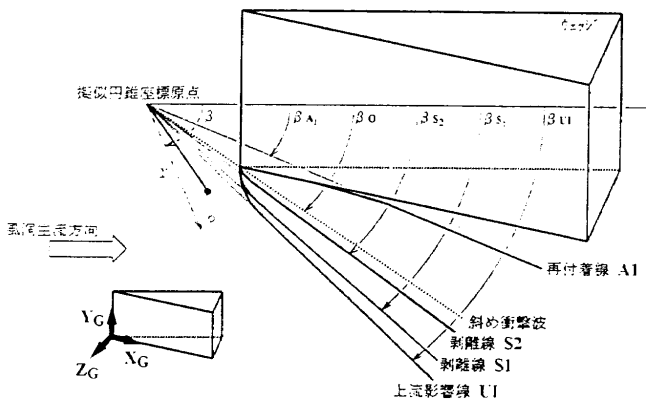


図3.2 擬似円錐座標系

して定義される。本実験では上流影響線と斜め衝撃波の交点として求めた。従って、斜め衝撃波/乱流境界層の干渉は、ウェッジ先端近傍の干渉場(Inception Zone, 即ち干渉開始領域：特徴線が曲率を持つ領域)を除いて、充分ウェッジから離れた位置(Far Field)ではこのVCOに関して円錐状となる。

以上の理由により、擬似円錐対称の干渉場では図3.2に示すようにVCOを原点とした極座標系(r, β, ϕ)を用いるのが適切であると考えられる。加えて、円錐対称の流れ

の定義では流れの状態量は極座標 r 方向に対して一定である事が知られており、従って r 座標とは独立になる。よって、流れ場は β, ϕ のみで表現され、干渉開始領域で三次元的となる以外はほぼ二次元流れと考えることも可能である。

また、この座標系は一般に極座標系に対応するが、本研究に対して特に用いると言う意味で今後”擬似円錐座標系”と呼ぶ。

3.3 本実験の干渉強度

第1章序論において述べたが、主流マッハ数 M_{inf} を決めた場合に初期剥離状態(Incipient Separation)を発生させるのに必要なウェッジ角度についてKorkegi¹⁵⁾は簡単な規範を示した。

$$M_{inf} \cdot \theta = 0.3 \quad (rad.)$$

$$= 17.2 \quad (deg.) \quad (3.1)$$

この規範を図3.3に破線で示す。図中に示すKorkegiの規範よりも角度 θ が大きいと剥離を生じる。この図に本実験の条件を示すと、どの実験条件においても剥離を生じているものと考えられる。

次に、斜め衝撃波/乱流境界層の干渉の強度を示すもの

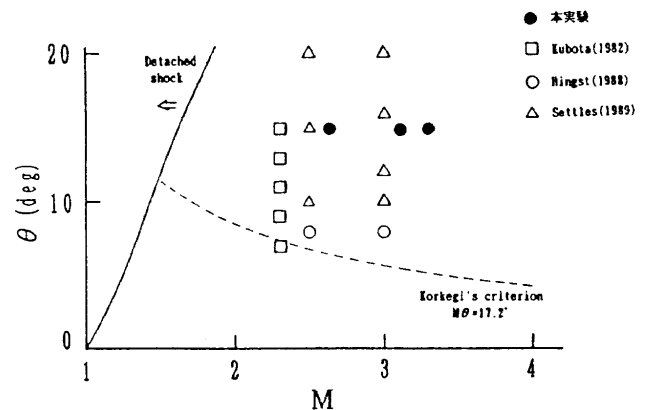


図3.3 Korkegiの剥離条件と本実験条件

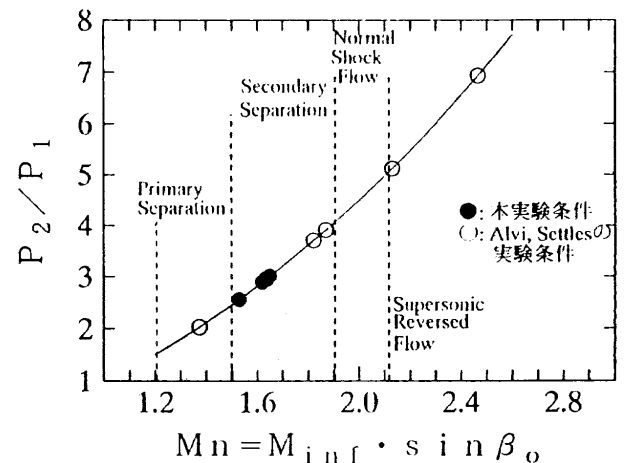


図3.4 Alvi, Settlesによる干渉強度の規範との対比

として図3.4に示すものがある(Alvi及びSettles¹⁹⁾).この図は干渉の強度を示すには主流マッハ数 M_{inf} よりも、 M_{inf} の斜め衝撃波に垂直な成分 M_n

$$M_n = M_{inf} \cdot \sin\beta_0 \quad (3.2)$$

(β_0 は斜め衝撃波角)

を用いるのが適切であることを示す。図中の実線は、斜め衝撃波前後の圧力比を示し、次式により表される。

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} M_n^2 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \quad (3.3)$$

本実験における M_n の値を表3.2に示す。なお、図における"Primary Separation"は干渉場の壁面フローパターンに剥離線(Convergent Line)が一つ存在する場合、"Secondary Separation"は剥離線が二つ存在する場合、"Normal Shock Flow"は干渉場の剥離泡を乗り越えた流れ(Impinging Jet, 即ち衝突噴流)が壁面に衝突する前に

表3.2 本実験の M_n

ケース	M_{inf}	M_n
CASE1N,CASE2B	3.25	1.65
CASE2N,CASE1B,CASE3B	3.11	1.62
CASE3N	2.63	1.53

垂直衝撃波が生じる場合、そして"Supersonic Reversed Flow"は衝突噴流が壁面に衝突して逆流に転ずる場合に超音速流となっている場合を示し、後者になるほど干渉の程度は強くなる。本実験条件の点を同図に示すことにより、本実験は"Secondary Separation"を生じる程度の干渉強度であると解釈できる。

3.4 干渉場のマッハ数による変化

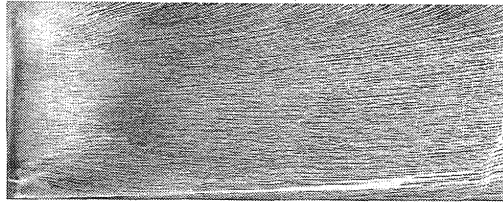
3.4.1 壁面フローパターン

CASE1N～3Nの油膜(但し、CASE2Nは液晶で代用)の結果及びそれから得られた模式図を図3.5～3.7に示す。

(1) 平板面

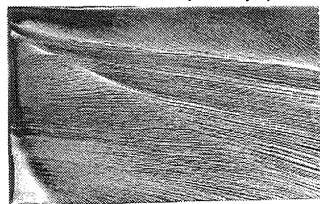
CASE1Nの油膜の結果(図3.5(a))において β が減少する方向に流跡線を見ると、平板面ではまず主流に沿った流れが干渉場付近につれて曲げられ、コンバージェント・ラインを形成しているのがわかる。この流跡線の曲り始めの点を結んで得られた線は上流影響線(Upstream Influence Line, 略してUI)と呼ばれ、コンバージェント・ラインは第一剥離線(Primary Flow Separation Line, 略してS1)と呼ばれる。更に β が小さい位置にS1とは別にもう一つコンバージェント・ラインが見られる。

ウェッジ面



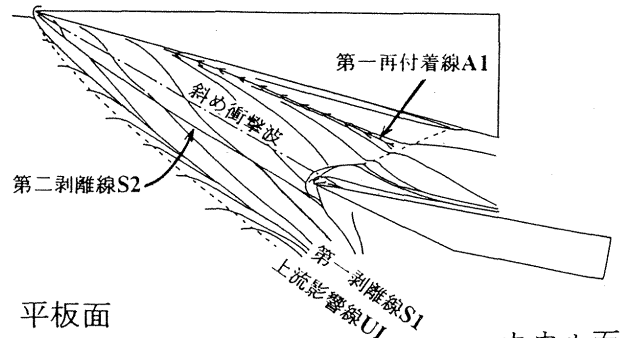
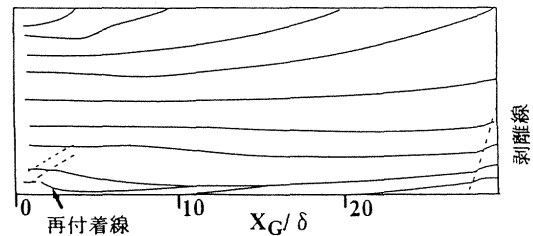
平板面

カウル面



(a)油膜写真

ウェッジ面



平板面

カウル面

(b)模式図

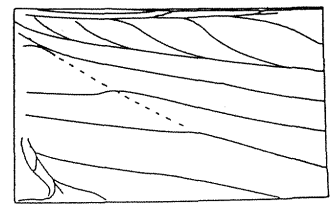
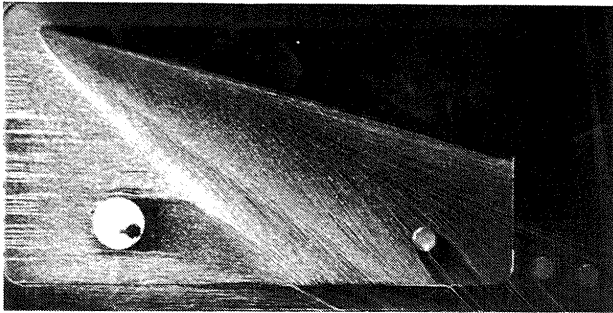


図3.5 油膜法による流れの可視化 - $M_{inf}=3.25$ CASE1N - ($\theta=15^\circ$, $\delta=6.5mm$, $G_b/G_\delta=0.0\%$)

これは第二剥離線(Secondary Flow Separation Line, 略してS2)と呼ばれる。S2より β が小さい位置にはダイバージェント・ライン(Divergent Line)が存在する。この線は第一再付着線(Primary Flow Attachment Line, 略してA1)と呼ばれる。これらの特徴を図3.5(b)に示す。以上CASE1Nに見られる壁面フローパターンは、図3.6と図

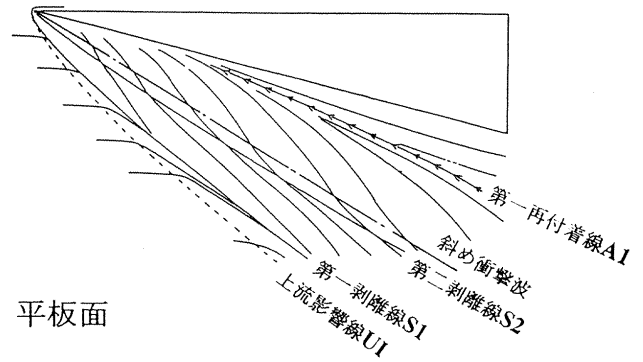
3.7に示したCASE2N, CASE3Nの場合にもほぼ同様に観察された。

以上の壁面フローパターンの特徴線から考えられる流れの構造を図3.8に示す。主流に平行な流れはUIにおいて斜め衝撃波/乱流境界層干渉場の影響が現れ始め、干渉場内の逆圧力勾配に耐えられずS1で流れが剥離する。そ



平板面

(a)油膜写真

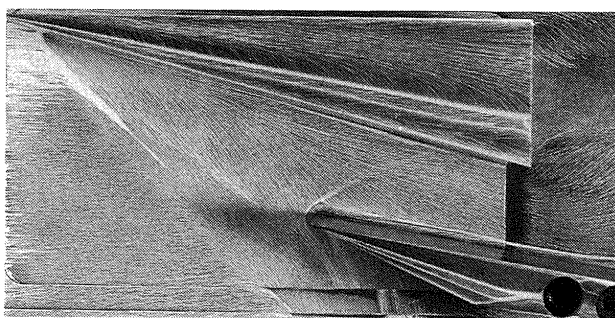
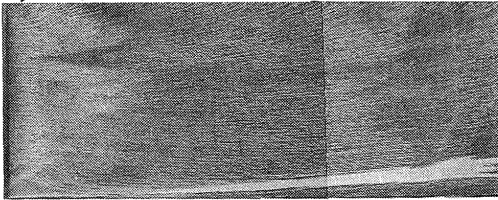


平板面

(b)模式図

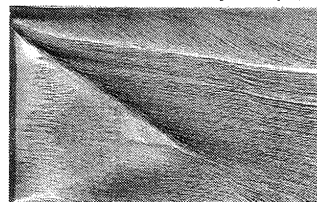
図3.6 油膜法による流れの可視化 $-M_{inf}=3.11$ CASE2N-
($\theta=15^\circ$, $\delta=7\text{ mm}$, $G_b/G_\delta=0.0\%$)

ウェッジ面



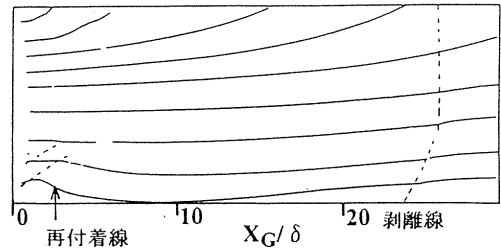
平板面

カウル面



(a)油膜写真

ウェッジ面



平板面

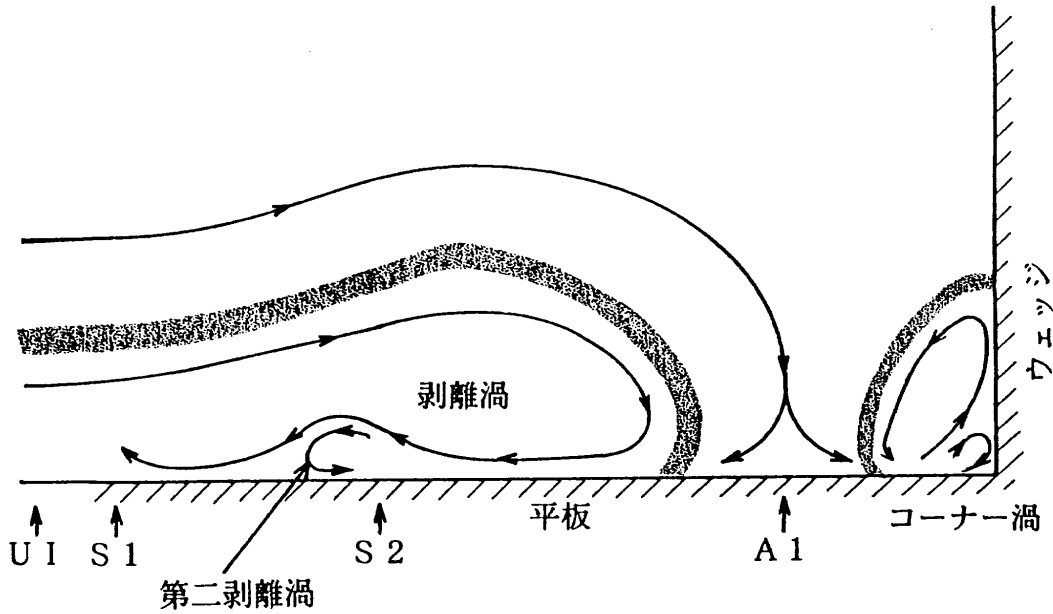
カウル面

(b)模式図

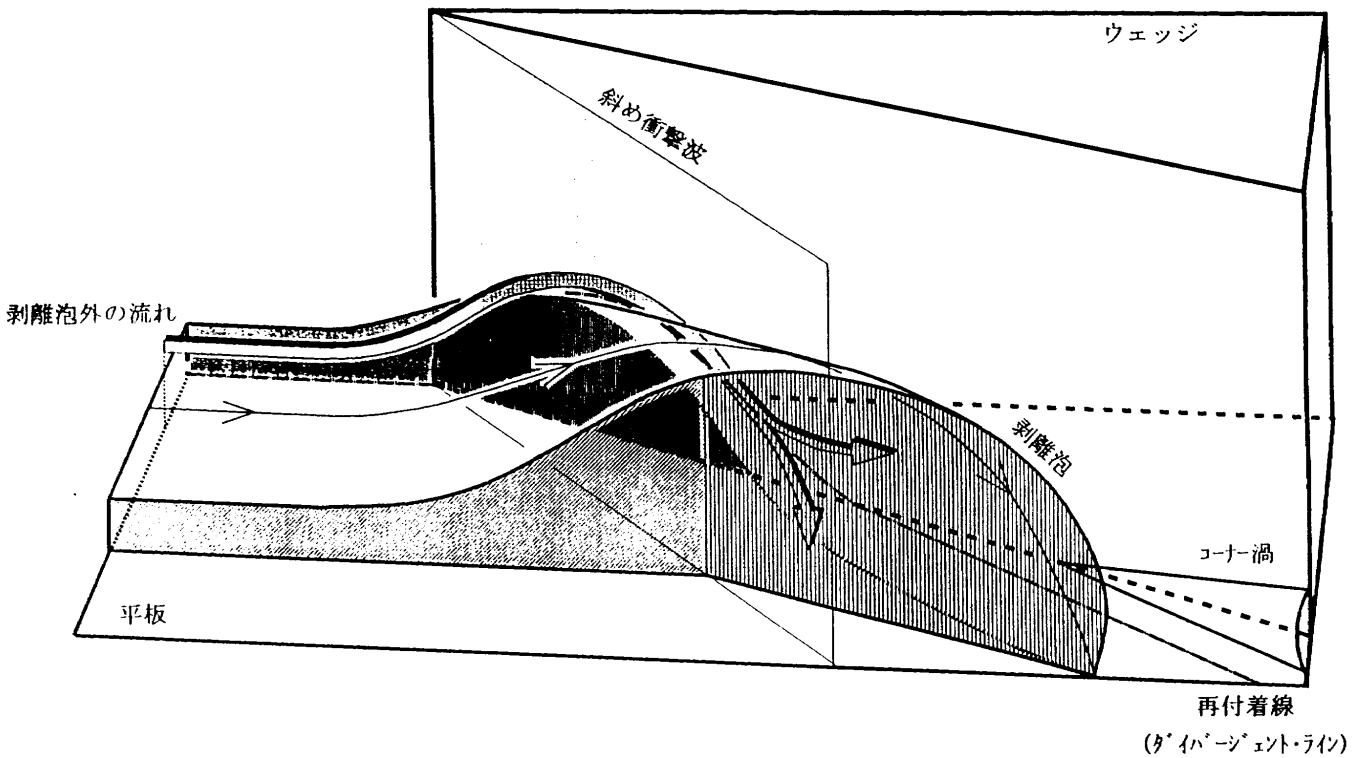
図3.7 油膜法による流れの可視化 $-M_{inf}=2.63$ CASE3N-
($\theta=15^\circ$, $\delta=6.5\text{ mm}$, $G_b/G_\delta=0.0\%$)

の剥離により剥離泡が生じるが、これを乗り越えた剥離泡外の流れはA1において壁面に付着する。この付着した流れは、ウェッジと平板のコーナー部に向かうコーナー渦を形成する流れとS1の方向に向かう流れ(逆流)に分れる。この付着した流れが2方向に分岐することにより、剥離渦の壁面フローパターンに特徴的なフェザerpター

ンが生じる。その後、逆流はS2において壁面より剥離する。本実験においてはS2に対応する再付着線は明確には見られなかったが、このS2により小さな第二の渦(この渦を第二剥離渦と呼ぶことにする)が生じている可能性がある。逆流は第二剥離渦を乗り越えた後、S1において再び剥離し、剥離泡内の主たる渦を形成していると考え



(a)干渉場の流れの構造



(b)ウェッジ先端部の流れの構造

図3.8 壁面フローパターンから考えられる流れの構造

表3.3 壁面フローパターンから読み取った特徴線の角度

ケース	M_{int}	斜め衝撃波角 β_0 deg.	Mn	上流影響線 β_{U1}/β_0	第一剥離線 β_{S1}/β_0	第二剥離線 β_{S2}/β_0	第一再付着線 β_{A1}/β_0
CASE1N	3.25	30.6	1.65	1.35	1.28	1.12	0.814
CASE2N	3.11	31.5	1.62	1.40	1.34	1.08	0.749
CASE3N	2.63	35.5	1.53	1.25	—	1.06	0.792

られる(この渦を単に剥離渦と呼ぶことにする)

3.3節で、本実験は”Secondary Separation”の範囲中に存在する干渉であると述べたが、この干渉強度の区分はAlvi及びSettlesによる実験を基に作成されたため、レイノルズ数や流入境界層厚さが異なる本実験に直接対応させて良いか検討の余地があった。しかし、本実験の壁面フローパターンの結果から、本実験の3ケースとも二つの剥離線が存在し、少なくとも”Secondary Separation”以上の強さの干渉であることが確認された。

(2) ウェッジ面

CASE1N(図3.5(a))のウェッジ面では平板とのコーナー部の先端に流跡線が急激に曲る部分が存在し、その下流にはダイバージェント・ラインと思われる線が見られる。これは、平板上のA1がウェッジ先端部付近では明確に見られないことから、ウェッジ先端部の剥離渦はまずウェッジ面に再付着し、ウェッジ面にダイバージェント・ラインを形成し、その後ウェッジ面から離脱して平板面に再付着するものと考えられる。また、この渦を乗り越えて平板に流れが衝突するまでに流れは圧縮波や膨張波を伴って流れの向きを変えるためその形跡がウェッジ面に現れている。CASE3N(図3.7)についても同様のことが言えるが、ウェッジ先端部での流線跡の曲りは、CASE3Nの方が大きい。これはCASE3Nの方が M_{int} が小さいため斜め衝撃波の角度が大きいので、剥離渦がCASE1Nよりも上流側の点でウェッジ面から離脱しなければならないことによる。ちなみにコーナー部にダイバージェント・ラインが達するまでの距離はCASE1Nでは $X_c/\delta \approx 5.4$ なのに対し、CASE3Nでは $X_c/\delta \approx 4.8$ で、CASE3Nの方が早くウェッジ面から剥離渦が離脱していることがわかる。

(3) 流跡線の角度分布

平板壁面フローパターンの定量的処理として、第一に特徴線の角度を求めた。その結果を表3.3に示す。但し、この表の値はCASE1N, 3Nでは $X_c/\delta = 16.9$, CASE2Nでは $X_c/\delta = 15.7$ の位置においてVCOを原点とする擬似円錐座標系で表した各特徴線の角度 β を斜め衝撃波角度 β_0 で除したものである。

表3.3でCASE3Nの第一剥離線が求められていないが、これはカウルの影響を受けて三次元干渉場の正確なUI

の値を求められなかったことによる。この表をグラフにしたのが図3.9である。横軸は衝撃波に垂直な主流マッハ数成分Mn、縦軸は表3.3に示した角度比である。 β の値が大きい位置にある特徴線(UI, S1)は本研究の条件の範囲内ではMnの増加に対して極大値を持つ傾向にあるが、 β が小さい特徴線(S2)は、Mnに対して単調増加の傾向となり、それよりも小さい特徴線(A1)は極小値を持つ傾向にある。これより、壁面フローパターンから求めた特徴線の角度のMnによる変化は、 β の減少により極大値から極小値を持つように特性を変化させることが判明した。

次に壁面フローパターンの第二の定量的処理として、CASE1N, 3Nに対しては $X_c/\delta = 11.5$, CASE2Nに対しては $X_c/\delta = 10.7$ における流跡線の角度を求め、図3.10(a)(b)(c)に示す。図の横軸を β 、縦軸を主流に対する流跡線の角度 γ で表示する。なお図中でIncipient Separationと呼ばれる実線は、初期剥離状態では衝撃波通過後の流れがほぼ斜め衝撃波角 β_0 に平行になるという仮定に基づいて描かれた。CASE1Nについて β が大きい値から順次見ていく。 $\beta = 42^\circ$ 付近で γ が増加し始める。この点がほぼUIに対応する。その後 $\beta = 40^\circ$ 付近ま

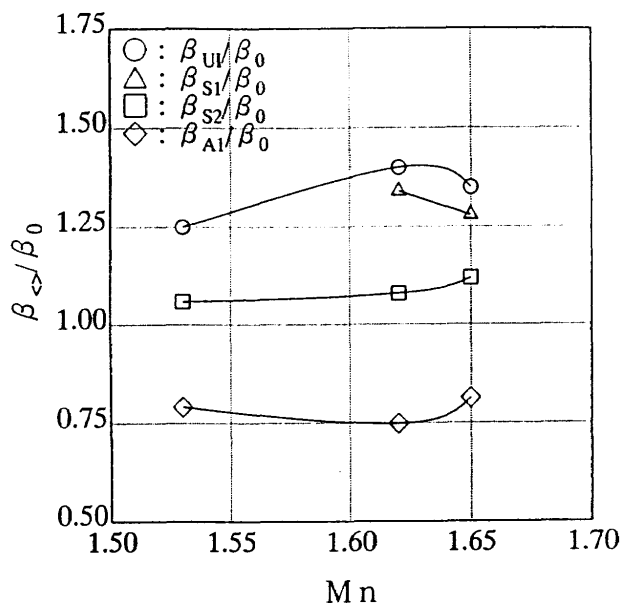
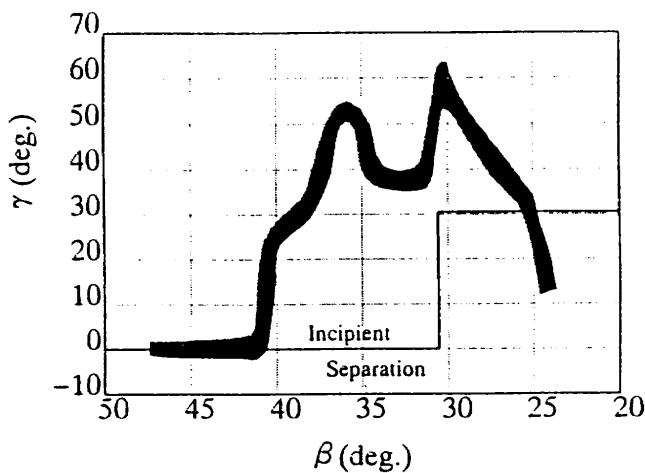


図3.9 壁面フローパターンから得られた特徴線の角度

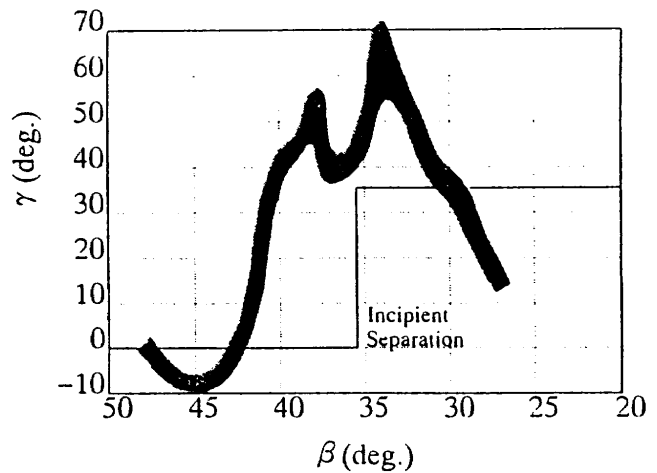
ではほぼ直線的に γ が増加し、その後、増加の割合が鈍る。この付近にコンバージェント・ラインであるS1が存在する。その後、 γ は極大値(第一極大値)、続いて極小値を持つ。この極小の位置がほぼS2に対応する。その後、再び極大値(第二極大値)を持つ。この極大の位置がほぼ斜め衝撃波の位置に対応し、3.4.2節で後述するが、ほぼ剥離渦の中心の位置に対応する。その後、 γ は単調に減少するが、2段階の傾きを持って減少する。即ち、第二極大値に続く減少部よりもその後続く減少部の方が変化率が大きい。後者の減少部に再附着点が存在することが確認された。以上の様な対応関係はCASE2Nについてもほぼ同様に言える。CASE3Nでも定性的には一致する。しかし、CASE3Nではマッハ・コーン・エリミネータを装着

しない実1模型を用いており、平板先端角部より生じるマッハ・コーンの影響領域が干渉場測定部まで及ぶ。このため $\beta=45^\circ$ 付近で流跡線分布が負の γ を示す。CASE1Nでは、CASE3N同様実1模型を用いているが、平板上主流マッハ数は高く、マッハ・コーンの影響領域がCASE3Nと比較して小さいので、流跡線角度分布にはマッハ・コーンの影響が明確には現れない。

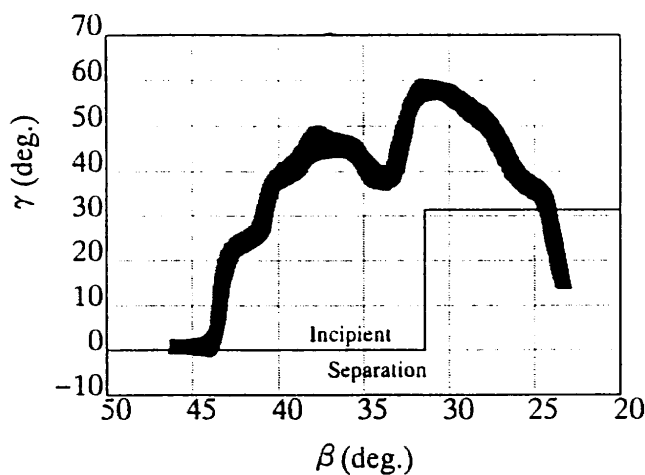
図3.10(d)に各ケース間の比較を示す。横軸は $(\beta - \beta_{\text{wedge}}) / (\beta_0 - \beta_{\text{wedge}})$ であり、斜め衝撃波の位置とウェッジの位置が3ケースで等しくなるよう設定した。縦軸は γ / β_0 として衝撃波角で無次元化した値を用いる。これにより初期剥離状態を示す実線がケースに依らず一定となる。従ってこの図においては、横軸が1.0より小さい位



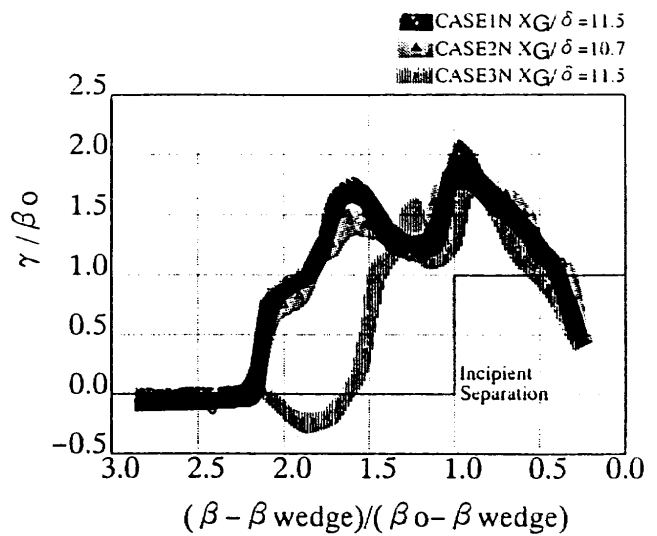
(a)CASE1N($X_c/\delta=11.5$)



(c)CASE3N($X_c/\delta=11.5$)



(b)CASE2N($X_c/\delta=10.7$)



(d) M_{inf} の変化による比較図

図3.10 壁面フローパターンから得られた流跡線の角度分布(抽気無)

置では縦軸の値が1.0, 横軸が1.0より大きい位置では縦軸の値が0.0となる分布を示すほど干渉が弱いと考える。横軸が1.0より大きい位置ではCASE1NとCASE2NはMnがほぼ等しいため概ね同様な形状を示す。これらのケースと比較するとMnの小さいCASE3Nはより初期剥離状態に近く, CASE1N, 2Nと比べて干渉場の強度が低下し, 領域も減少していると考えられる。また, CASE1N, 2N, 3Nともほぼ等しい第二極大値となっている。続いて, 斜め衝撃波のほぼ下流に対応する第二極大値よりもウェッジ側の分布は, Mnがほぼ等しいCASE1N, CASE2Nが概ね等しい分布を示す。しかしMnが小さいCASE3Nでは, γ/β_0 の値がCASE1N, 2Nに比べてやや小さく, 同図に示す初期剥離状態の実線により近いことがわかる。以上から, 干渉強度はMnの増加により増大することがわかる。

3.4.2 圧力計測結果

(1) 壁面静圧とピトー圧分布との比較

まず初めに壁面静圧分布と流れの構造との対応関係を明確にし, 静圧分布図に特有な形状がどのような空気力学的挙動によって現れるのかについて知ることは, 以下の圧力計測結果の考察を進める上で重要なことである。本実験においては流れの構造を直接的に知る手段として, 油膜による壁面フローパターンと全圧ピトー管による流れの断面での詳細なピトー圧分布計測が挙げられる。例えばCASE1Nについては, まず壁面フローパターンは既に図3.5に示した。更に $X_c/\delta = 16.9$ におけるピトー圧計測の結果(等ピトー圧線図)を新たに図3.11(a)に示す。等ピトー圧線図は横軸が β であり, 縦軸は平板からの高さ Y_c を境界層厚さ δ で無次元化した値である。擬似円錐座標系の ϕ でなく Y_c/δ で整理したのは, 平板に垂直方向の干渉場の分布は主に流入境界層厚さの影響を受けると考えたからである。また全圧ピトー管圧力計測値 P_t は, ピトー管上流に生じる垂直衝撃波による補正をせずに主流全圧 P_0 で単純に無次元化し, 0.025の間隔で等圧線を描いた。また図3.11(b)には, $X_c/\delta = 16.9$ における静圧分布を示した。ここで横軸については, 図に示すコーナー部より左側は平板上の点を擬似円錐座標系の β で表した値を使用する。またコーナー部より右側はウェッジ面上の点を擬似円錐座標系の ϕ で示した値である。また縦軸は壁面静圧を主流静圧で無次元化した値である。また図3.11(c)には, 干渉場の断面構造の模式図を等ピトー圧線図に重ねて示した。油膜から得られた特徴線の角度も(a), (b)図に示した。

上流影響点UIは静圧分布が上昇し始める点と対応する。また, 第一剥離点S1は静圧分布において流れの方向に向かって最初に生じる圧力上昇(第一圧力上昇)の途中

に生じている。この第一圧力上昇は, 等ピトー圧線図より, ほぼ剥離衝撃波の足の部分が流入境界層と交わる付近に対応する。この剥離衝撃波により, 剥離泡前半部の形状に見合う様に境界層外の流れの方向が変えられる。次に, 第一圧力上昇が終了した後, 静圧分布の高原部において第二剥離点S2が見られる。等ピトー圧線図ではその β の値の付近でかつ Y_c/δ が0.5よりも小さい位置に等圧線が急激に変化する(流れの方向から見て”立ち下がる”)のが見られる。また等ピトー圧線図では β が 30° から 31° の付近に剥離渦の中心が在ると考えられるが, 静圧分布ではこの位置に極小値が生じている。また等ピトー圧線図ではリア・ショックの足がほぼ渦中心の上になり,

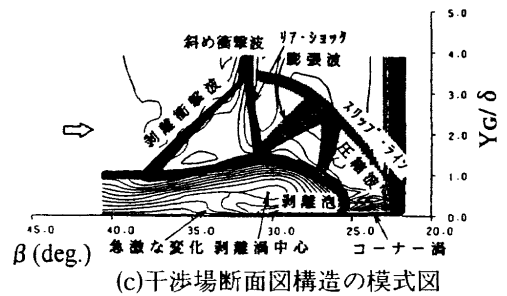
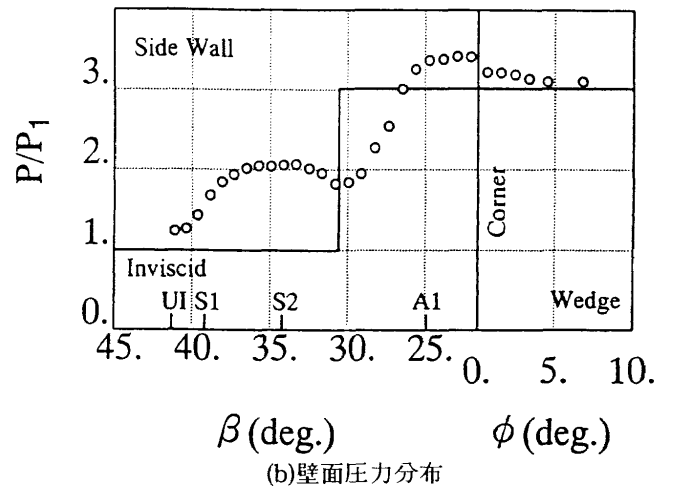
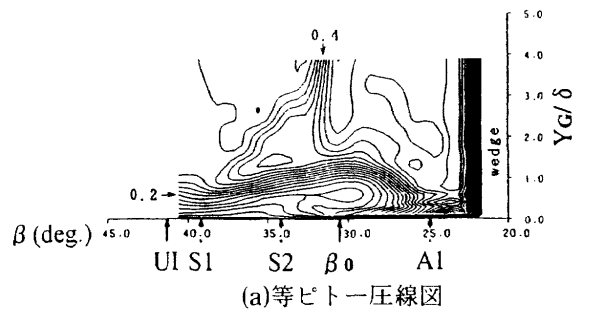


図3.11 等ピトー圧線図と静圧分布との比較
 $-M_{inf} = 3.25$ CASE1N -
 $(\theta = 15^\circ, \delta = 6.5\text{mm}, G_b/G_s = 0.0\%, X_c/\delta = 16.9)$

これはHsu及びSettles¹⁷⁾の結果と合致する。次に再付着点A1は静圧分布の第二の圧力上昇が終了した位置の近傍に見られる。等ピトー圧線図ではA1点よりウェッジ側に、平板面に対して半楕円状の等圧線群が見られる。以上がCASE1Nの静圧分布における特徴の説明である。

その他、等ピトー圧線図に見られる現象として、第一に $(\beta, Y_c/\delta) = (30^\circ, 3)$ から $(25^\circ, 2)$ 付近に存在する閉曲線が挙げられる。この部分は一般にスリップ・ライン(三次元的にはスリップ面)と呼ばれ、 λ -ショックの三重点から発し、ウェッジー平板コーナー部に向けてこの線が存在すると述べたAlvi及びSettlesの結果とほぼ一致する。

第二に、 $\beta \approx 27^\circ \sim 30^\circ$, $Y_c/\delta \approx 1.5 \sim 2.0$ に存在するほぼ台形の部分が挙げられる。超音速流中で全圧が等しい場合マッハ数が大きいほど全圧ピトー管の計測値は小さくなる。従ってその場合等ピトー圧線図では低い圧力比の値を示すようになる。これを考慮すると、先に示した等ピトー圧線図の台形部ではその内側が低い圧力比となっていることから、この部分では加速しており、台形の辺のうち β の値が大きい位置にある部分では膨張波が生じ、 β の値が小さい部分では圧縮波が生じているものと考えられる。この現象は、スリップ面と剥離泡の間に流れる衝突噴流には剥離泡から膨張波が生じ、それがスリップ面によって圧縮波となって反射されるというAlvi及びSettlesの考えに従えば、等圧線の台形部分の一边に生じる圧縮波は、その上流に生じる膨張波(台形のもう一边)がスリップ面によって反射されて生じたものと考えられる。

第三に、再付着線A1の説明の部分で述べたウェッジー平板コーナー部に見られる平板に対して半楕円状の等圧線群が挙げられる。等圧線群は半楕円の中心部に近づくほど低い圧力比となる。これはスリップ面と剥離泡の間に流れる衝突噴流が平板に衝突し、その後、ウェッジに向かう流れによって形成されるコーナー渦であると考えられる。

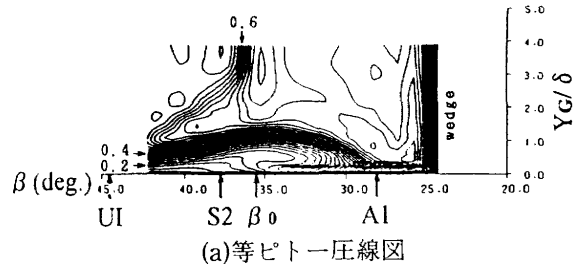
第四に剥離泡の高さがほぼ境界層厚さ程度であることが確認でき、このことは1.2節で示したKubota及びStollery¹⁶⁾の記述と一致する。

以上の記述はほぼCASE3Nについても言える(図3.7, 図3.12)。なおCASE2Nについては、実験の都合上ピトー圧計測が実現出来なかったため等ピトー圧線図はない。

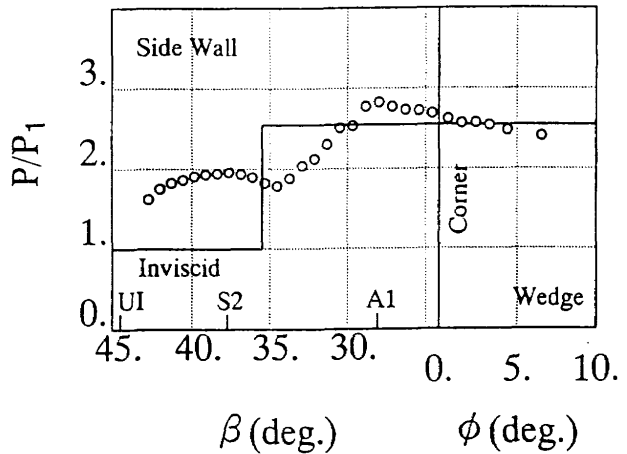
以上の説明を表3.4にまとめて示す。

(2) 壁面静圧分布の流れ方向変化

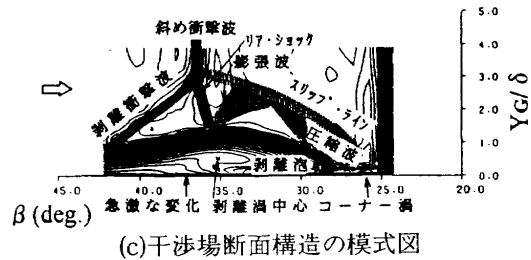
静圧分布の流れ方向位置 X_c/δ による比較を示す。3ヶ所の X_c/δ における静圧分布を図3.13(a)(b)(c)に同時に示す。座標軸は図3.11(b), 3.12(b)と同様である。これから壁面静圧の分布は X_c/δ に依らず基本的に等しいことが



(a)等ピトー圧線図



(b)壁面静圧分布



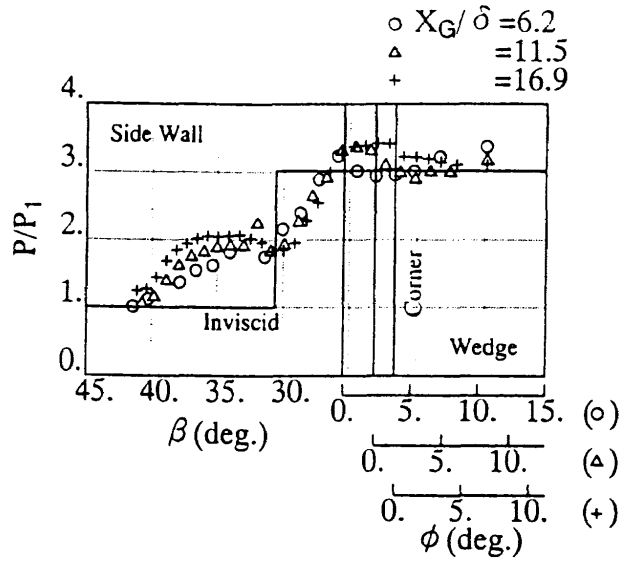
(c)干渉場断面構造の模式図

図3.12 等ピトー圧線図と静圧分布との比較
 - $M_{inf} = 2.63$ CASE3N -
 ($\theta = 15^\circ$, $\delta = 6.5\text{mm}$, $G_b/G_\delta = 0.0\%$, $X_c/\delta = 16.9$)

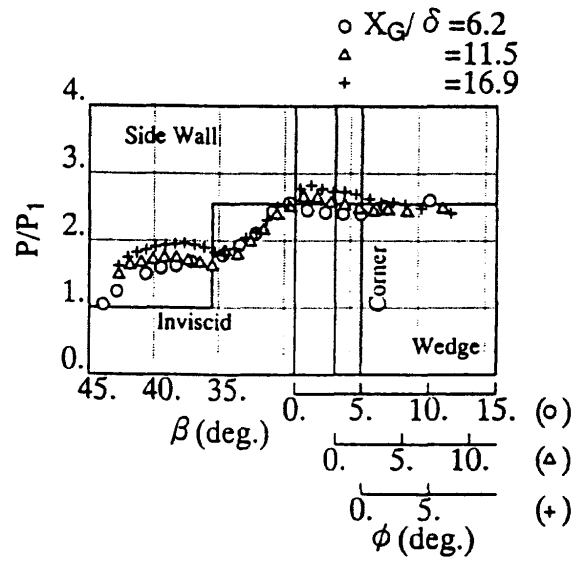
わかる。CASE1N, 3Nでは第一圧力上昇部～高原部の付近で X_c/δ による不一致が確認された。これは平板先端角部から生じるマッハ・コーンが $X_c/\delta = 16.9$ の壁面静圧計測部にまで達することが原因であると考えられる(図3.5, 3.7参照: $X_c/\delta = 16.9$ のウェッジから離れている部分の流跡線が僅かに上方に傾いている)。この結果を考慮して平板先端角部にマッハ・コーン・エリミネータを装着したCASE2Nでは、第一圧力上昇部～高原部においても X_c/δ に依らず一致した分布を示す。しかし、CASE2Nでも多少のズレが観察されるのは、 X_c/δ が小さい部分は干渉開始領域に含まれるため、干渉場が擬似円錐対称性から逸脱し、特徴線が曲率を持つことによる。第二圧力上

表3.4 特徴的点的比較表

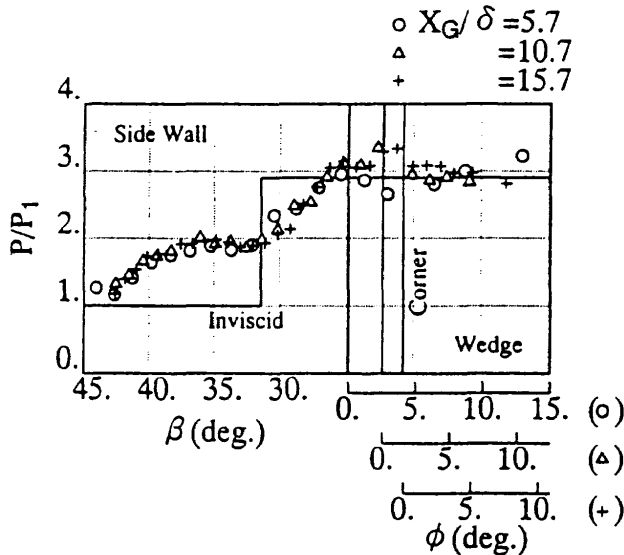
壁面フローパターン	等ピトー圧線図	静圧分布
UI	—	第一圧力上昇立ち上がりの点
S1	剥離衝撃波の足付近	第一圧力上昇の途中
S2	等圧線に急激な変化	高原部
—	剥離渦中心	極小値
A1	半楕円状の等圧線群の一方の先端	第二圧力上昇の急激な上昇部が終了した部分



(a)CASE1N, $M_{inf} = 3.25$, $\delta = 6.5mm$



(c)CASE3N, $M_{inf} = 2.63$, $\delta = 6.5mm$



(b)CASE2N, $M_{inf} = 3.11$, $\delta = 7mm$

図3.13 壁面静圧分布(抽気無)
 - X_c/δ による比較 -

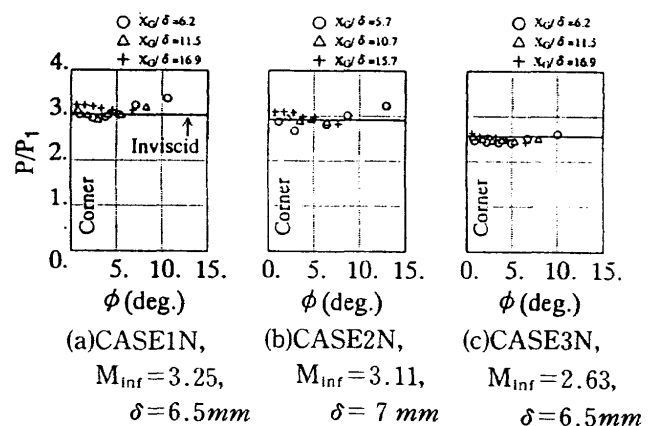


図3.14 ウェッジ面静圧分布(抽気無)
 - X_c/δ による比較 -

昇部からウェッジ-平板コーナー部にかけては、どのケースも X_c/δ に依らず比較的一致しているが、CASE3N ではコーナー部で X_c/δ が大きい位置になるほど静圧分布が高圧力比の方向に移動する傾向にある。これもやは

り干渉開始領域の影響によるものと考えられる。干渉開始領域では、剥離泡の成長が X_c/δ に対して一様ではなく、衝突噴流の強さが X_c/δ によって変化するためだと考えられる。

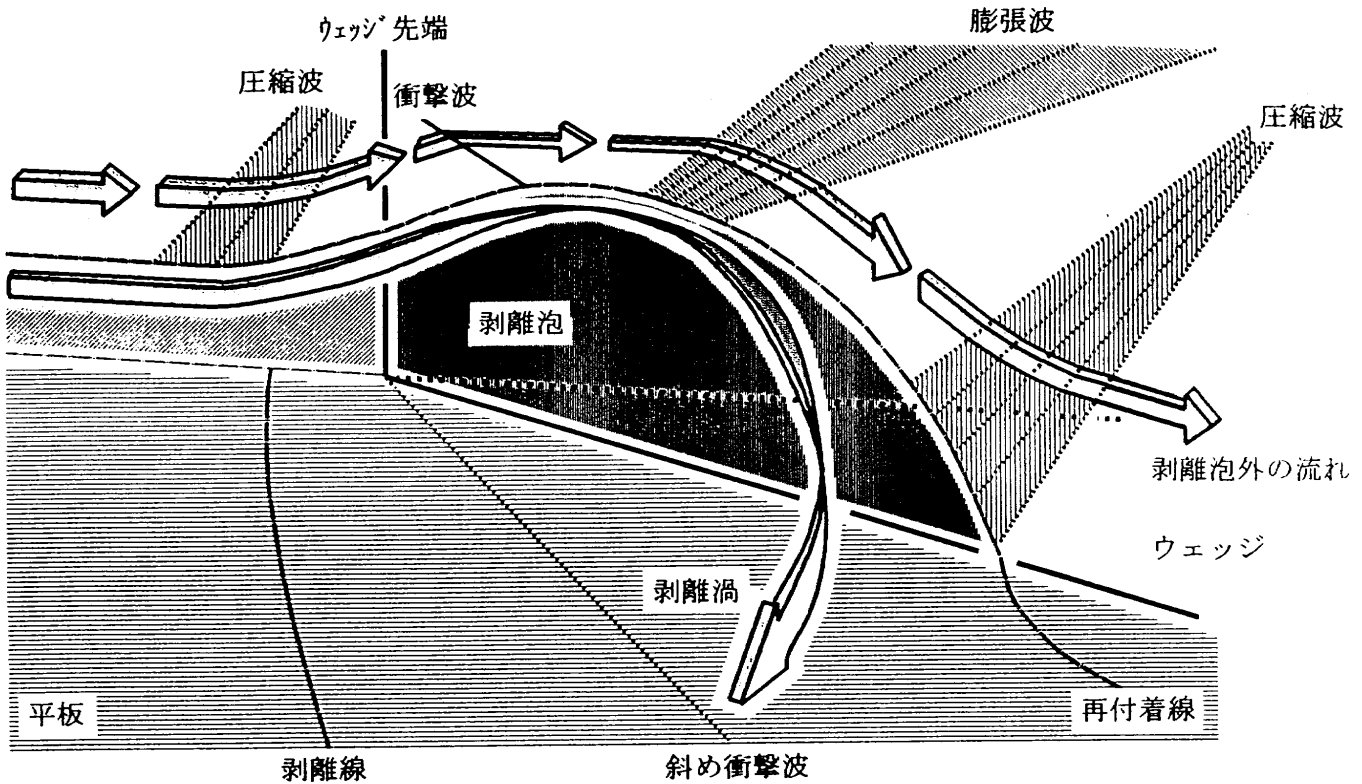


図3.15 ウェッジ先端部での流れ

次にウェッジ面上の静圧分布の比較を行なうが、比較を容易にするため図3.14(a)(b)(c)を用いる。小宮山(1992)⁶⁾が述べた様に、ウェッジ先端に流れ込む流れは大きく二つに分けられる(図3.15)。一つは剥離渦になる流れであり、もう一つはこのウェッジ先端部に生じる剥離渦を乗り越える流れである。この流れは剥離渦の上流部で、まず衝撃波により圧縮され、剥離渦の下流側で膨張波により膨張される。この膨張した流れによりウェッジ部で壁面静圧が減少するのが見られ、特にCASE1Nでは $X_c/\delta=6.2$ 、CASE2Nでは $X_c/\delta=5.7$ で顕著である。この膨張した流れは X_c/δ が大きくなるに従い平板面に平行に流れるようになり、従って X_c/δ が大きくなるに従い、静圧分布も非粘性の場合の圧力分布に近づく、またコーナー部ではコーナー渦が生じる。コーナー渦を形成するのは、平板面に衝突し、速度が小さくなった後、それほど加速されない流れである。従って、コーナー渦の付近では比較的高い静圧分布が見られる。このコーナー渦は X_c/δ が大きくなるに伴い拡大するので、ウェッジ面静圧分布にもCASE1Nでは $X_c/\delta=16.9$ 、CASE2Nでは $X_c/\delta=15.7$ という比較的大きい X_c/δ 位置のコーナー部で圧力の高い部分が顕著に見られる。

(3) 主流マッハ数の干渉場におよぼす影響

図3.16に主流マッハ数 M_{inf} による干渉場への影響を示す。横軸は $(\beta - \beta_{wedge}) / (\beta_0 - \beta_{wedge})$ であり、縦軸は $(P/P_1 - 1) / (P_2/P_1 - 1)$ である。この座標系により、3ケー

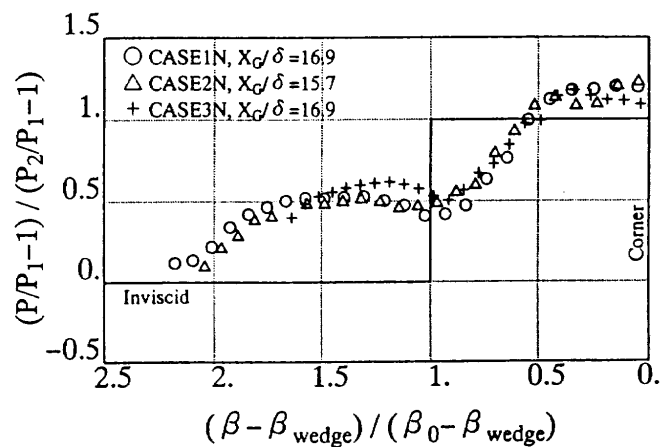


図3.16 M_{inf} による壁面静圧分布の比較

スの非粘性静圧分布がグラフ上では一つの分布として描け、ケース間の比較が容易となる。この図から M_{inf} が大きくなるに従い、静圧分布の第一圧力上昇部が上流側に移動することがわかる。従って干渉場は M_{inf} の増加に伴い拡大すると考えられる。これと同様なことが壁面フローパターンの考察からも判明している(図3.10(d))。

次に、静圧分布の高原部の値であるが、CASE1NとCASE2Nがほぼ同じ値でありCASE3Nはそれよりも高い。この高原部の値は、剥離衝撃波後の圧力を示していると考えられ、この値が高いことは剥離衝撃波の衝撃波角が大きいことに対応する。衝撃波角は、衝撃波通過前

後の流れの角度変化(偏角)が大きいほど大きくなる。Alvi及びSettles¹⁹⁾は、干渉強度による λ -ショックの足の間隔(剥離衝撃波の足からリア・ショックの足までの間隔)と λ -ショックの三重点の平板からの高さの変化について述べている。即ち干渉強度(彼等はこれがMnに対応していると考えた)の増大に伴う足の間隔の増加率と三重点の高さの増加率とでは、前者の方が後者よりも大きいとされている。この足の間隔及び三重点の高さをそのまま剥離泡前半部の広がり及び剥離泡の高さに対応させれば、Mnが大きくなるに伴い、剥離泡前半部は縦方向(ϕ 方向)よりも横方向(β 方向)に大きくなり、従って剥離泡形状の上流部の傾きは緩くなる($|d\phi/d\beta|$ の値が小さくなる)。本実験ではCASE3N, 2N, 1Nとなるに従いMnが増大し、剥離泡前半部の傾きは小さくなる。これから剥離衝撃波による流れの偏角はMnの増加に伴い小さくなる。従って、剥離衝撃波による静圧力上昇が弱まり、壁面静圧分布の高原部が低くとなると考えられる。

次に静圧分布極小値について述べる。どのケースも極小値は斜め衝撃波の近傍に生じている。更に、そこでの $(P/P_1 - 1)/(P_2/P_1 - 1)$ は M_{inf} が大きくなるに従い小さい値を示す。このことは、渦内部で流速が大きくなることを示しており、従って渦は M_{inf} と共に強くなる。また、一般に渦内部は主流と比較して圧力損失を生じており、渦中心で圧力損失が最大となり全圧は最小値を持つ。こ

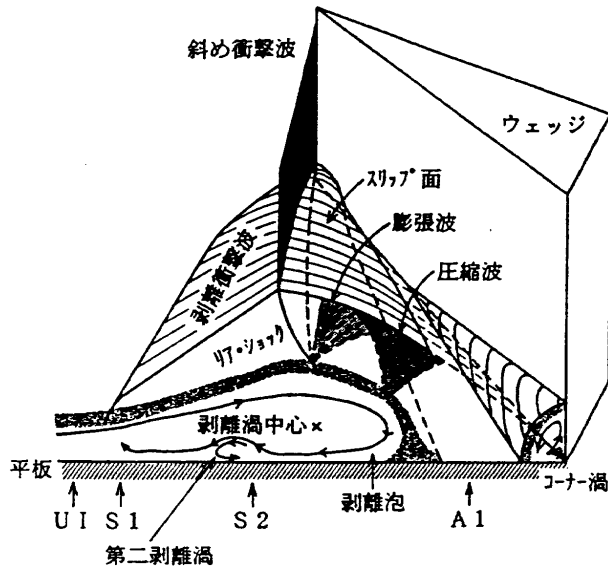


図3.17 本研究より考えられる干渉場の構造図

の位置は、図3.11, 図3.12の等ピトー圧線図、及び表3.4で示したように、ほぼ静圧分布極小値の位置に一致し、同図から M_{inf} が大きいと渦中心での圧力損失も大きくなることが確認できる。

極小値に続く第二圧力上昇は3ケースともほとんど同様の分布をしており、再付着点に対応する第二圧力上昇の急激な変化の終了する位置もほとんど同じ位置である。従って本実験の場合、図3.16のような座標系で静圧分布を表すと、静圧分布極小値よりウェッジ寄りの静圧分布は M_{inf} による影響が殆ど無いことが判る。

また、以上の考察から考えられる干渉場の模式図を図3.17に示す。

結局、ウェッジ角度が等しい場合、主流マッハ数 M_{inf} の上昇により斜め衝撃波/乱流境界層の三次元干渉場は強くなる。

3.5 他の実験結果との比較

比較に用いたのはAlvi及びSettles¹⁹⁾により示されている静圧分布であり、実験条件はLu及びSettles(1989)²⁶⁾により示されている。その条件を表3.5に示す。

本実験との比較を図3.18に示す。横軸は $(\beta - \beta_{wedge})/(\beta_0 - \beta_{wedge})$ であり、縦軸は $(P/P_1 - 1)/(P_2/P_1 - 1)$ である。なお本実験の場合はウェッジ角が一定であるため、 M_{inf} の増加により一般に干渉強度を表すのに用いられるMnも増加するので、ケース間での比較には M_{inf} を用い

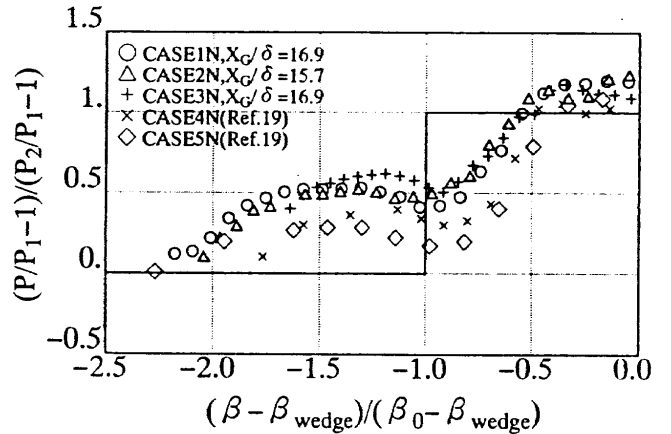


図3.18 他の実験結果との比較

(CASE4N : $M_{inf} = 2.95, \theta = 16^\circ, \delta = 3.2mm$)

(CASE5N : $M_{inf} = 3.95, \theta = 16^\circ, \delta = 3.2mm$)

表3.5 他の実験結果の条件

ケース名	M_{inf}	θ deg.	Mn	P_0 kPa	T_0 K	δ mm	Re (1/m)	Re_s
CASE4N	2.95	16	1.64	760	295	3.2	5.89×10^7	1.9×10^5
CASE5N	3.95	16	1.87	1,580	295	3.2	7.58×10^7	2.4×10^5

ることで充分であった。しかし表3.5の様に M_{inf} だけでなくウェッジ角も異なるケース間での比較には M_{inf} は不適当であり、代りにMnを使用する必要がある。

この図から主に斜め衝撃波上流部において、本実験結果はCASE4N, 5Nよりも高い圧力比を示すことがわかる。この理由として、本実験ではCASE4N, 5Nよりも境界層が厚いため、斜め衝撃波下流の圧力状態を上流部に伝達し易いという可能性が考えられる。また斜め衝撃波下流部では、本実験結果がCASE4N, 5Nよりも高い位置に分布している。これも本実験結果とCASE4N, 5Nで境界層厚さが異なるためと考えられる。境界層厚さにより剥離泡の形成、即ち干渉場の形成状態が異なってくるため衝突噴流の状態が変化し、これが圧力分布に影響するものと考えられる。このことから、実験においては境界層厚さが重要な代表長さであることがわかる。

しかしCASE4NとCASE5Nとの比較により、Mnの大きいCASE5Nの方が上流側にUIが存在し、高原部が低く、かつ極小値も低い等という特徴を持つことが確認でき、本研究の干渉強度に関する傾向と一致することがわかる。

3.6 干渉場の抽気位置による抑制効果

3.6.1 抽気流量

抽気流量は抽気ダクト全圧及び排気ノズル出口部静圧を用いて計算する。計算方法は2.4.3節の抽気流量で示した。その結果を表3.6に示す。

なおCASE2Bは実1模型のものであり、図2.5に示す通り排気ノズル出口部内には静圧孔が1点しか存在せず、この静圧値をそのまま計算処理に用いた。またCASE1B, 3Bは実2模型のものであり図2.5に示す様に排気ノズル出口部内には静圧孔が3点設けられているので、静圧値として P_{p2} と P_{p3} の平均値を用いることにした。その理由は、 P_{p1} が一番抽気ダクト寄りに在り、静圧孔の位置する断面内で静圧値が一様でない可能性があると考えたからである。

また、以上の処理により求められた P_{pmean}/P_{ib} の値が臨界状態(静圧比 $P^*/P_0=0.5283$)の値よりも小さいケースがあり、排気ノズル内には空力的スロートが生じ、排気ノズル出口部では流れが超音速になっていると考えら

れる。

表より抽気流量比は斜め衝撃波位置の上下流をまたいだ抽気(CASE1B), 上流抽気(CASE2B), 下流抽気(CASE3B)の順に小さくなっている。

またCASE2Bは抽気領域 $987.2mm^2$ なのに対しCASE3Bは $233.2mm^2$ であり前者の24%である。しかし抽気流量比自体は後者が前者の88%と抽気領域ほどの差はない。これは下流抽気領域は斜め衝撃波下流に存在するため上流抽気領域に比べ平板壁面静圧分布が高いことによる。

3.6.2 壁面フローパターン

(1) 平板面

CASE1B, 2Bの油膜の結果及びそれから得られた壁面フローパターンを図3.19, 3.20に示す。なおCASE3Bの結果が示されていないが、これは実験の都合により結果の取得が困難であったことによる。抽気孔が存在するため、干渉場内の特徴線のうち第一再付着線A1しか明確に確認できない。平板壁面フローパターンの定量的処理としてA1の角度を表3.7に示す。但し、ここで用いた角度 β は、CASE1B, 2Bに対して夫々CASE2N, 1Nで用いたVCOを擬似円錐座標系の原点として求めた値である。

先の M_{inf} による干渉場の比較から、 $M_{inf}=3.25$ と 3.11 ではほぼ同様な干渉場であると考えられる。故に以下の議論では M_{inf} による影響を考えずに抽気位置だけにより干渉場が異なるという前提の元に考察を進める。

表3.7の値を図3.9の第一再付着線の分布と一緒に示したのが図3.21である。これからCASE1Bは抽気無しの場合よりも β_{A1}/β_0 が大きくなり、CASE2Bは抽気無しの場合よりも小さくなることがわかる。以上のことは次の様に説明できる。Alvi及びSettles¹⁹⁾によれば、スリップ・ラインと剥離泡との間に生じる衝突噴流は、干渉が強くなるほどその加速域(解りやすく言えば剥離泡のリア・ショックより下流の部分)が短縮し、衝突噴流のリア・ショックから再付着点迄の間の偏向角は増加すると述べている。簡単に言えばリア・ショックから再付着点迄の距離が短くなる。従って、剥離渦の中心がほぼ同じ位置に存在すれば、リア・ショックの足がほぼ剥離渦中心の位置に生じることから、干渉が強くなることにより再付着点

表3.6 抽気流量

ケース	P_{ib} kPa	P_{p1} kPa	P_{p2} kPa	P_{p3} kPa	P_{pmean} kPa	$\frac{P_{pmean}}{P_{ib}}$	G_b kg/s	$\frac{G_b}{G_s}$ %
CASE1B	15.27	7.46	8.38	7.79	8.09	0.530	1.38×10^{-2}	15.4
CASE2B	10.75	5.01	—	—	5.01	0.466	9.78×10^{-3}	10.1
CASE3B	8.85	5.83	4.59	4.13	4.36	0.493	7.95×10^{-3}	8.9

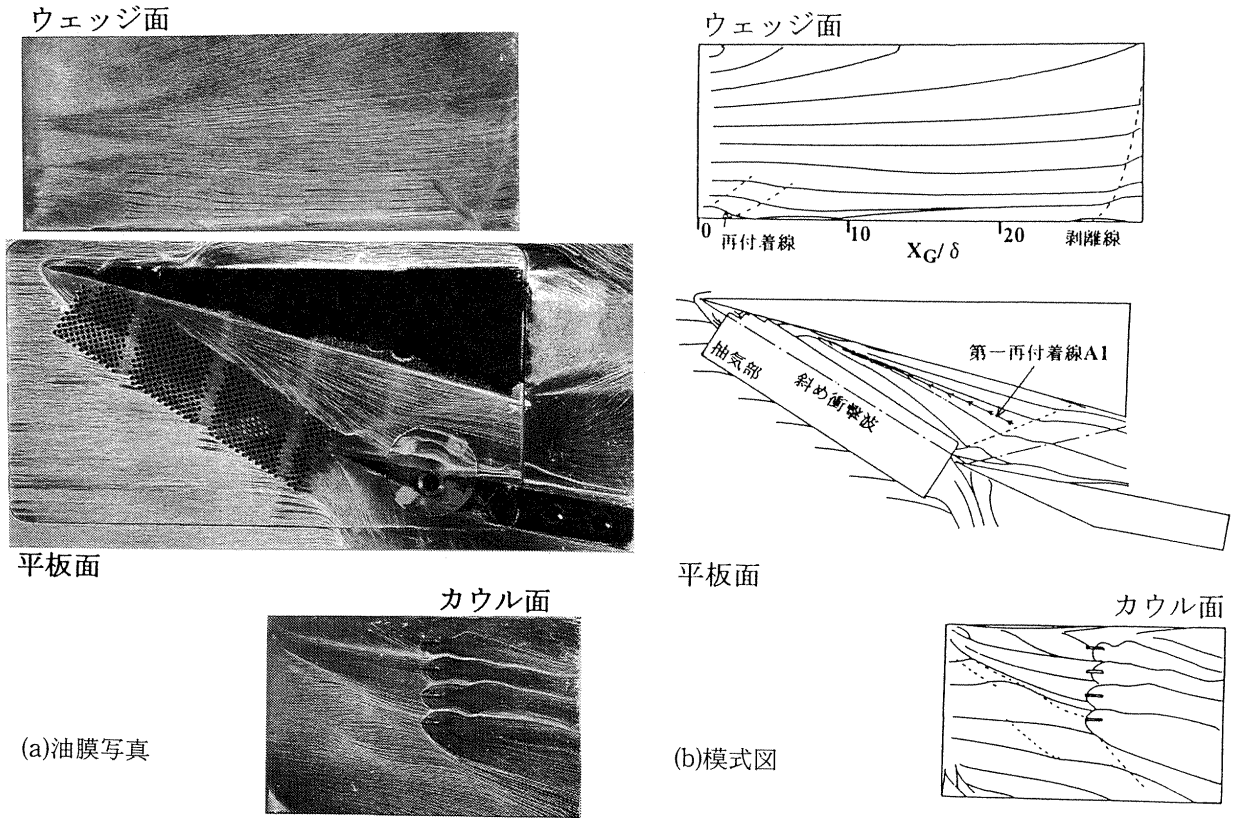


図3.19 油膜法による流れの可視化 $-M_{inf}=3.11$ CASE1B-
 $(\theta=15^\circ, \delta=7\text{ mm}, G_b/G_s=15.4\%)$

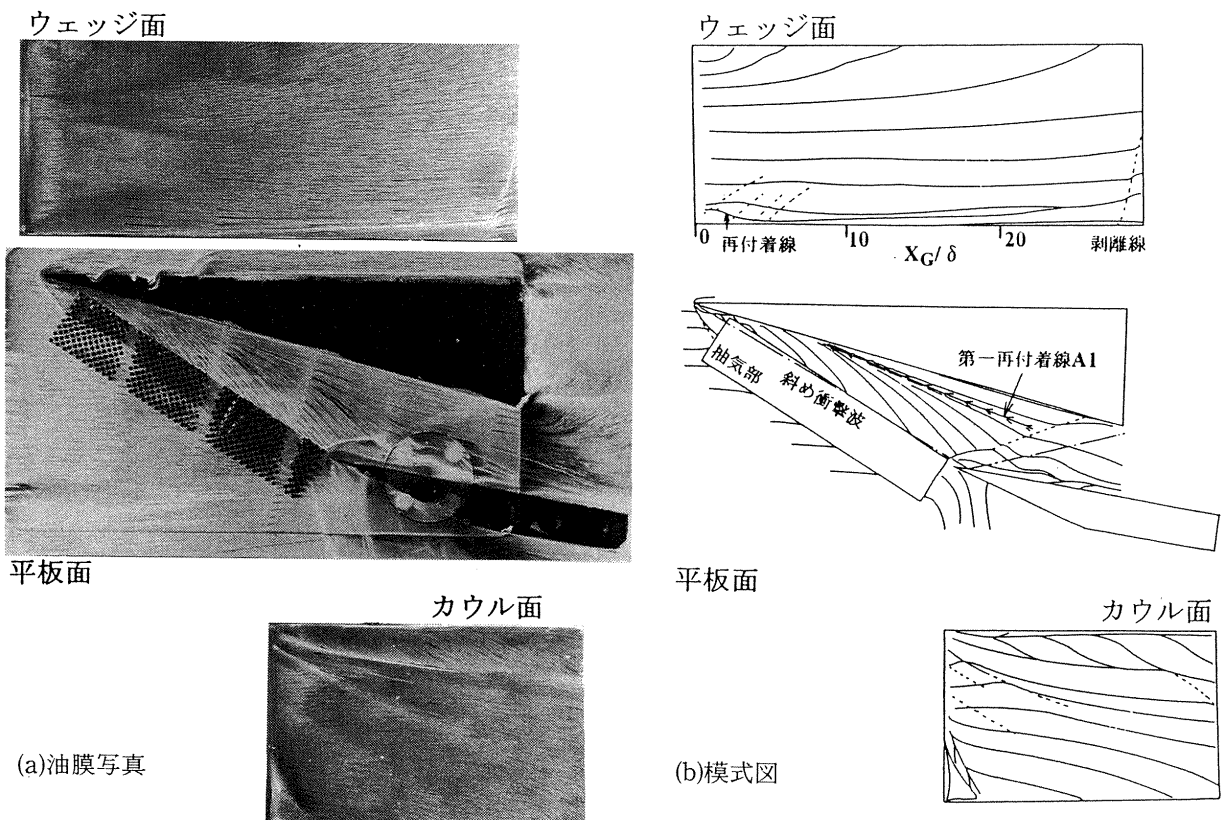


図3.20 油膜法による流れの可視化 $-M_{inf}=3.25$ CASE2B-
 $(\theta=15^\circ, \delta=6.5\text{ mm}, G_b/G_s=10.1\%)$

表3.7 抽気のある場合の特徴線の角度

ケース	第一再付着線 β_{A1}/β_0	抽気無の場合 の β_{A1}/β_0
CASE1B	0.778	0.749
CASE2B	0.781	0.814

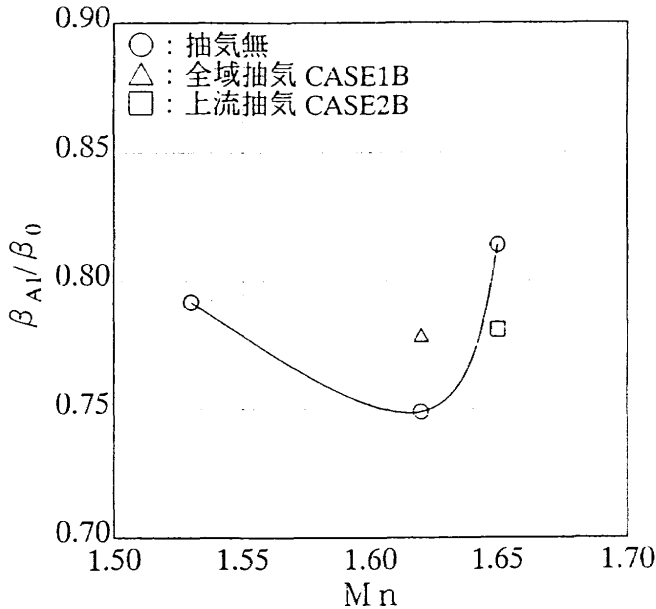


図3.21 壁面フローパターンから得られた第一再付着線の角度 - 抽気無との比較 -

の位置は β で表せば大きい値になり、ウェッジ面から離れて存在することになる。従って、 $M_{inf}=3.25$ においてCASE2Bが抽気無しのCASE1Nよりも β_{A1}/β_0 の値が小さくなるのは、抽気により干渉場が抑制されることによる。また $M_{inf}=3.11$ のCASE1Bでは、二つのことが β_{A1}/β_0 の値に影響を及ぼすと考えられる。一つは抽気により干渉場が抑制され β_{A1}/β_0 が小さくなる効果である。もう一つは斜め衝撃波位置の下流側の抽気により剥離渦が縮小化し再付着点が渦中心に近づく効果、即ち β_{A1}/β_0 が大きくなる効果である。前者より後者の効果の方が強いいため、CASE1Bでは抽気無しのCASE2Nよりも β_{A1}/β_0 が大きくなる。

(2) ウェッジ面

再び図3.19及び3.20に戻る。ウェッジ面の基本的な流れ構造は抽気無しの場合と一致している。CASE1Bではウェッジ先端コーナ一部に干渉渦の付着によって生じるダイバージェント・ラインが $X_c/\delta \approx 3.1$ の位置でコーナ一部に達している。またCASE2Bでは同ラインが $X_c/\delta \approx 3.8$ の位置でコーナ一部に達している。いずれのケースも抽気無しのCASE1Nの値($X_c/\delta \approx 5.4$)よりも小さい値になっており、抽気によりウェッジ先端部の剥離渦が縮小していると考えられる。CASE1BがCASE2Bよりも早く

コーナ一部に達することから、上流抽気のみよりも下流抽気も加えた全域抽気の方が、ウェッジ先端部の剥離渦の抑制には効果がある。また、CASE1Bの場合にウェッジ面に流跡線が波立つ様子が見られる。これは、抽気孔を規則的に配列している抽気部の中で、静圧孔の周辺部には抽気孔の数が少ないことによっている。即ち、抽気孔部で加速していた流れは静圧孔部に来ると抽気孔が無いため加速せず、抽気孔部に入ると再び加速する。これらの現象は膨張波や圧縮波を伴うので、その影響がウェッジ面に現れる。これがウェッジ寄りに抽気孔を増やしたCASE1Bで特に顕著に現れたものと思われる。

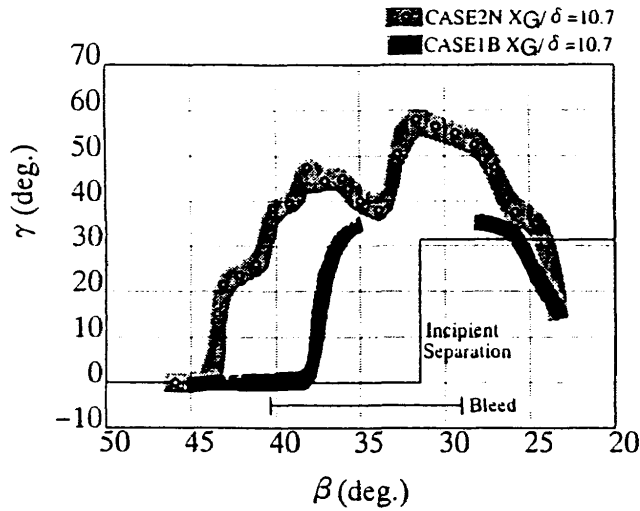
(3) 流跡線の角度分布

CASE1B, CASE2Bにおける壁面フローパターンの夫々 $X_c/\delta=10.7, 11.5$ において読取った流跡線の角度分布を図3.22(a)(b)に示す。横軸は β であり、縦軸が主流に対する流跡線の角度 γ である。

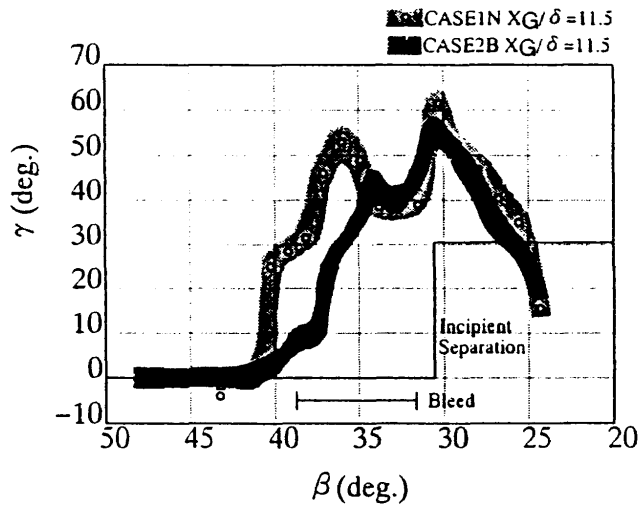
図(a)は $M_{inf}=3.11$ の場合に斜め衝撃波の上下流をまたいで抽気をした全域抽気CASE1Bと抽気無しのCASE2Nとの比較である。なお、CASE1Bの分布で白く見える部分が存在するが、これは抽気の影響で油膜が薄くなり可視化が困難であったことによる。抽気を行なったCASE1Bの方が抽気をしない場合よりも全体的に γ が小さく、初期剥離状態に近づいている。また図から考えられる上流影響点は、抽気無しに比べて抽気を行なった方がウェッジ側に近付き、干渉場が縮小したことがわかる。しかし剥離渦の強さについては、この結果だけからはCASE1Bの分布に極大値が見られないため明確な結論は得られない。

図(b)は $M_{inf}=3.25$ の場合に斜め衝撃波の上流抽気をしたCASE2Bと抽気無しのCASE1Nの比較である。CASE2BはCASE1Nに比べて全体に γ が小さく、干渉が弱まり初期剥離状態に近づいていることがわかる。また、 $\beta=30^\circ$ 付近に見られる剥離渦の強さに対応すると考えられる極大値が、CASE2BではCASE1Nよりも小さいことから、抽気により剥離渦が若干弱まったと考えられる。

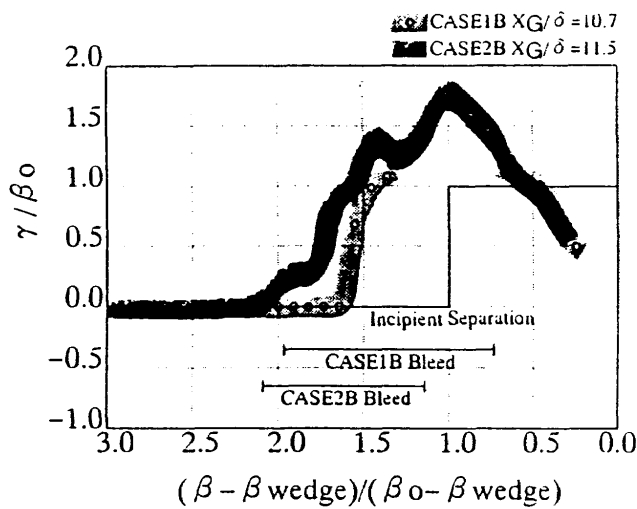
斜め衝撃波の上流抽気CASE2Bと全域抽気CASE1Bとの比較を図(c)に示す。横軸は $(\beta - \beta_{wedge}) / (\beta_0 - \beta_{wedge})$ であり斜め衝撃波の位置とウェッジの位置が2ケースで等しくなるようにした。縦軸は γ/β_0 として衝撃波角で無次元化した値を用いた。これにより初期剥離状態での分布が2ケースで一致する。この図から、上流抽気よりも全域抽気の方が干渉場の上流影響点がウェッジ側に近付き干渉場が縮小していることがわかる。またCASE1Bの方がより初期剥離状態に近いことがわかり、斜め衝撃波位置の上流抽気に加え下流抽気も行なうことにより、更に干渉場が抑制されると考えられる。



(a)CASE1B($X_c/\delta=10.7$)

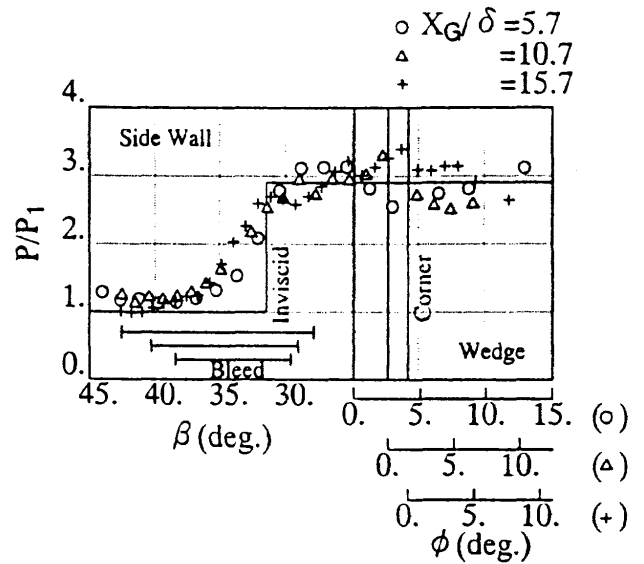


(b)CASE2B($X_c/\delta=11.5$)

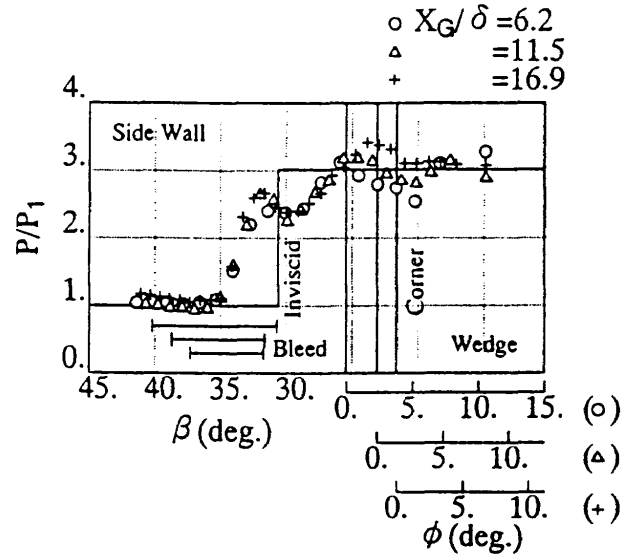


(c)抽気位置の変化による比較図

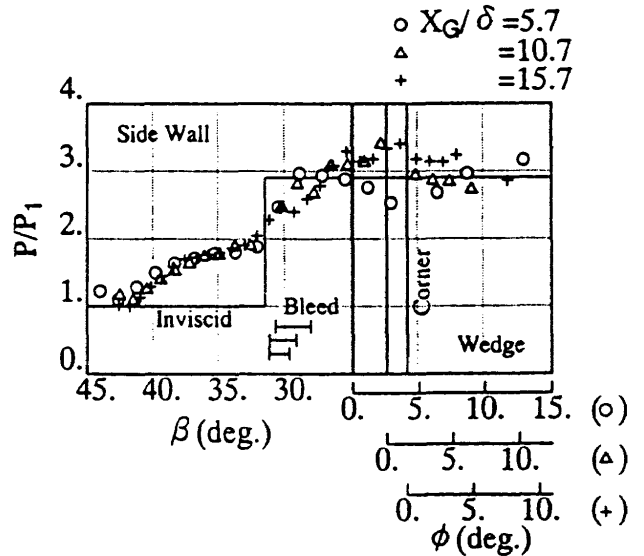
図3.22 壁面フローパターンから得られた流跡線の角度分布(抽気有)



(a)CASE1B, $M_{inf}=3.11$, $\delta=7\text{ mm}$



(b)CASE2B, $M_{inf}=3.25$, $\delta=6.5\text{ mm}$



(c)CASE3B, $M_{inf}=3.11$, $\delta=7\text{ mm}$

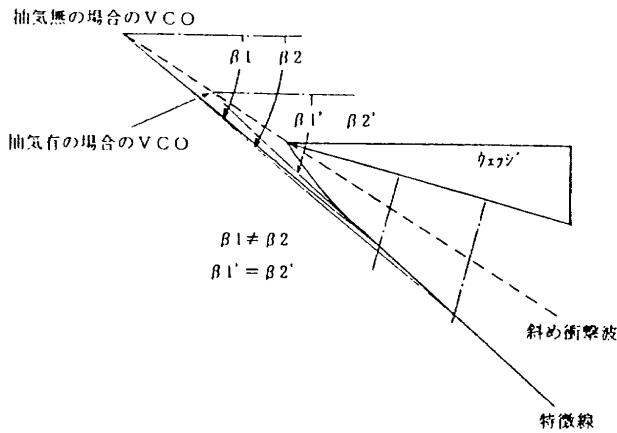
図3.23 壁面静圧分布(抽気有)
- X_G/δ による比較-

3.6.3 圧力計側結果

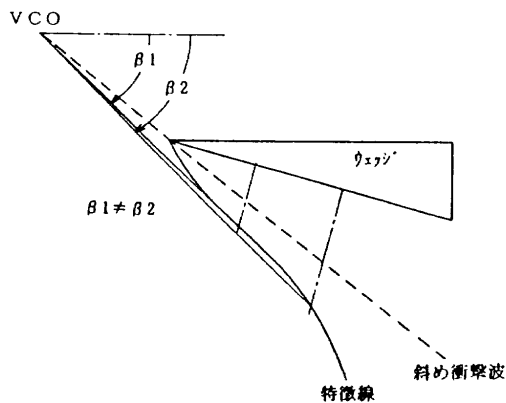
(1) 壁面静圧及び流れ場断面による比較

図3.23(a)(b)(c)では3種類の X_c/δ の分布を各抽気ケース毎に1つのグラフに纏めた。座標軸は図3.13(a)(b)(c)と同じである。なお以下に用いる座標系ではCASE1B, 3Bに対してはCASE2N, CASE2Bに対してはCASE1NでのVCOを擬似円錐座標系の原点とする座標系を用いた。こうすると X_c/δ による相似性を見るのに都合が良い。CASE1B(図3.23(a))では X_c/δ が大きくなるに従って第一圧力上昇の生じ始める β の値が大きくなり、第一圧力上昇部も上流側に移動している。これは抽気による干渉場の抑制効果が強いいため、CASE1BではCASE2Nとは異なるVCOを持つ事によると考えられる(図3.24(a))。更に考えられる理由として、擬似円錐座標系を採用すると X_c/δ の増加により抽気領域は狭くなり、それに伴い干渉場の構造が著しく成長し、干渉場が擬似円錐座標系に従わなくなるといった可能性が挙げられる(図3.24(b))。

CASE2B(図3.23(b)), CASE3B(図3.23(c))は、斜め衝撃波位置の上流部での X_c/δ による相似性は比較的良く、抽気無しのVCOを原点とする擬似円錐座標系に従っていることがわかる。これはCASE1Bでは G_b/G_0 が15.4%



(a)異なるVCOを持つ場合



(b)擬似円錐座標系に従わない場合

図3.24 壁面静圧分布が X_c/δ によって一致しない事の説明

なのに対し、CASE2B, 3Bでは夫々10.1, 8.9%でCASE1Bのほぼ2/3と少ない量であることによると考えられる。即ち、総抽気流量比が斜め衝撃波のほぼ上流部での干渉場の成長に影響を与え、総抽気流量比が大きいほど抽気なしの場合に決定した擬似円錐座標系から逸脱する可能性が強くなると考えられる。

また斜め衝撃波位置の下流部については、CASE2Bでは各 X_c/δ での分布形状の相似性が良いのに対してCASE1B, 3Bでは悪い。これは下流部抽気の有無が影響しているものと考えられる。即ち下流部抽気を行うと、干渉場下流の構造が抽気なしの場合に決定した擬似円錐座標系、または擬似円錐構造の仮定そのものから大きく逸脱すると思われる。

また、剥離渦中心に対応すると考えられる極小値は、CASE1B, 3Bでは $X_c/\delta=5.7$ においては見られないが $X_c/\delta=10.7, 15.7$ では確認でき、その値は $X_c/\delta=10.7$ よりも15.7の方が低く、後者の方が剥離渦が強いと言える。またその位置は後者の方が β の大きい位置に存在している。これから X_c/δ が大きくなるほど抽気が不足し(見方を変えれば、 X_c/δ の小さいほど抽気をし過ぎていても考えられる)、それに伴い干渉が強くなり干渉場が上流側に拡大するものと考えられる。CASE2Bではどの X_c/δ においても極小値が確認でき、その値は X_c/δ に依らずほぼ一定である。以上より斜め衝撃波位置の下流抽気をした場合、抽気無しの場合に決定した擬似円錐座標系に従うと、 X_c/δ により剥離渦の中心位置及び強さが変化する事が判明した。また上流抽気のみの場合、剥離渦中心及びその強さの X_c/δ による変化は殆ど無いことが明らかになった。

(2) ピトー圧分布

CASE2Bの場合の全圧ピトー管トラバース計測の結果を図3.25(a)に示す。計測断面は $X_c/\delta=16.9$ である。また図3.25(b)にはCASE2Bの場合の同じ X_c/δ の位置での静圧分布を示す。更に図3.25(c)には干渉場の断面構造の模式図を示す。なおCASE1B及びCASE3Bは実験の都合により計測が出来なかった。図3.25(a)を抽気無しの図3.11(a)と比べると、剥離泡及び λ -ショックが小さくなり、抽気による干渉抑制効果が生じていることがわかる。またスリップ・ラインが平板面に近付いていることが見られ、これからも抽気によって干渉場が抑制されている事がわかる。

(3) 抽気位置が干渉場に与える影響

図3.26に壁面静圧のケース間の比較を示す。CASE1B, 3Bについては $X_c/\delta=15.7$ での静圧分布であり、CASE2Bについては $X_c/\delta=16.9$ での静圧分布である。横軸は $(\beta - \beta_{\text{wedge}})/(\beta_0 - \beta_{\text{wedge}})$ であり、縦軸は $(P/P_1 - 1)/(P_2/P_1 - 1)$ である。なお抽気無しとの比較の為

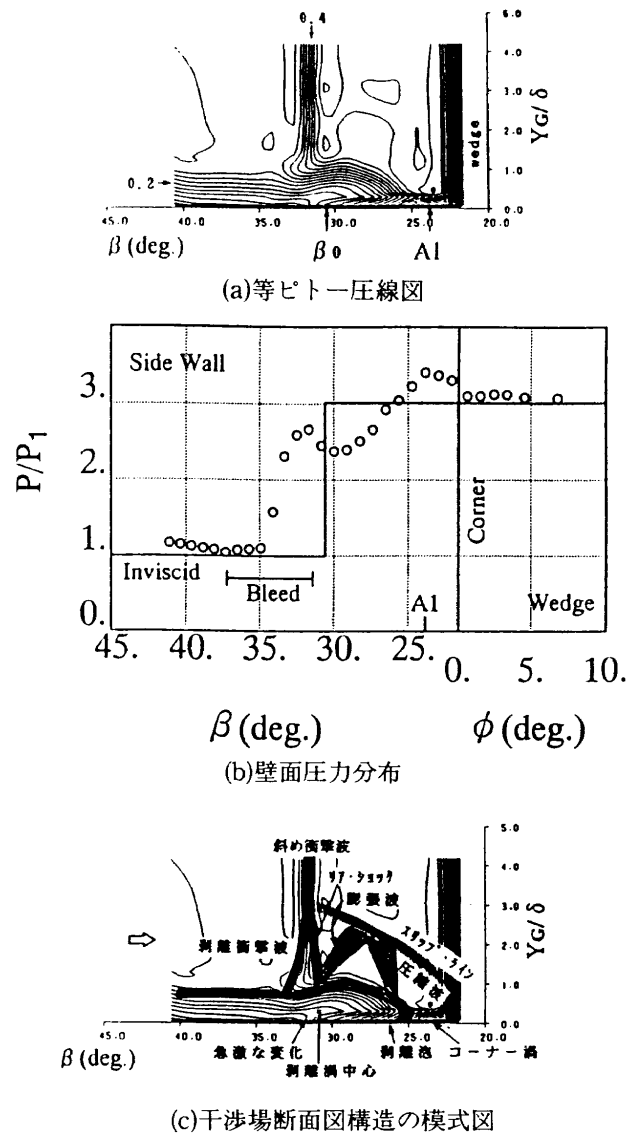


図3.25 等ピトー圧線図と静圧分布との比較
 -M_{inf}=3.25 CASE2B-
 (θ=15°, δ=6.5mm, G_b/G_s=10.1%, X_c/δ=16.9)

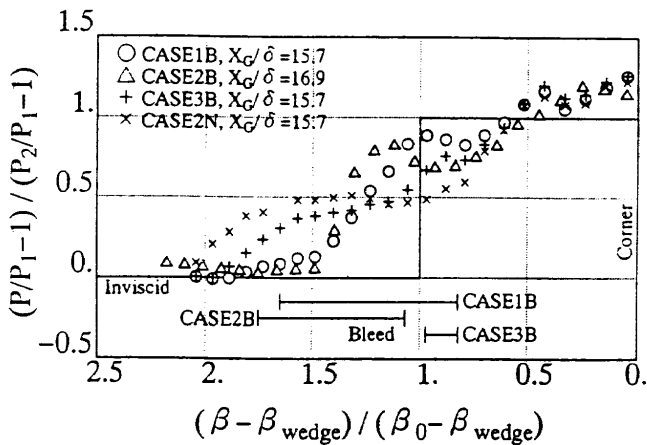


図3.26 抽気位置による壁面静圧分布の比較

CASE2Nの静圧分布も同図に示した。

全体的に見ると、CASE1Bの斜め衝撃波位置の上下流抽気を行った形態が一番非粘性の圧力分布に近いことがわかる。

どの抽気ケースも第一圧力上昇の立ち上がりの点、即ち上流影響点(CASE1B≈横軸1.9, CASE2B≈1.5, CASE3B≈2.0に確認される)が抽気無しのCASE2Nよりもウェッジ側に移動しており、干渉領域が縮小したことがわかる。更に抽気位置による上流影響点の比較を行うと、CASE2B, 1B, 3Bの順にその点が上流側に位置する。これは、斜め衝撃波位置の上流での抽気流量比の違いによる。即ち上流抽気のみCASE2BはG_b/G_sが10.1%なのに対し、上下流をまたいだ抽気を行ったCASE1Bはその上流抽気分が6.5%(単純計算による:上下流抽気15.4%-下流抽気(CASE3B)8.9%=6.5%), CASE3Bでは下流抽気のみなので0%となり、上流抽気流量比が小さいほど上流影響点が上流側に移動すると言える。しかしCASE1BはCASE2Bよりも上流影響点が上流にあるが、その点から横軸約1.5までの圧力上昇は非常に小さく、上流を抽気したことによる効果が見られる。以上から、干渉場のサイズを抑制するには斜め衝撃波位置の上流抽気が効果的であると考えられる。

また第一圧力上昇部は上流を抽気したCASE1B, 2Bでは類似しているが、抽気を行わないCASE3Bではそれとは異なり、緩やかな分布を示す。M_{inf}による比較の項でも述べたが、一般に干渉が強くなるほど剥離衝撃波の傾きは小さくなり、圧力分布は長く緩やかなもの(CASE3Bでは上流干渉点から横軸約0.9までの圧力上昇に対応)となる。従って、CASE3BはCASE1B, 2Bに比べて斜め衝撃波位置の上流部での干渉が強いと考えられる。またその分布自体は、CASE1B, 2BとCASE2Nの中間的な形状である。即ち、横軸1.3付近までは上流抽気をしないためにCASE2Nに類似した圧力上昇を示すが、その後はCASE2Nとは異なり、高原部と極小値部を持たず、更に圧力上昇を続け、横軸0.9付近に高原部に代る極大値、続いて極小値を持つ分布である。この圧力上昇の後半部は下流抽気によるものであり、これにより剥離渦の抑制が行われ、極小値がCASE2Nよりも高くなると考えられる。

剥離渦の強さを表すと考えられる静圧分布の極小値は、CASE1B, 3Bでは横軸約0.8, CASE2Bでは横軸約0.9の位置に生じている(CASE2Nでは横軸約1.2)。従って、下流抽気により剥離渦の中心がよりウェッジ側に寄ることがわかった。また極小値はCASE2B, 3B, 1Bの順に大きくなり、この順に剥離渦の強さが弱くなる。即ち、剥離渦の強さの抑制には斜め衝撃波位置の下流部抽気が効果的であると言える。

第二圧力上昇以降の分布はケース間で多少のバラツキは見られるがほぼCASE2Nと同じであると考えてよく、抽気による影響は少ないと言える。よって M_{inf} による干渉場構造への影響と同様に、抽気位置による干渉場抑制の効果も剥離渦中心よりウェッジ側には殆ど波及しないものと考えられる。

4. 結 論

斜め衝撃波/乱流境界層の三次元干渉場において、座標系の適切な無次元化、可視化による流跡線の角度分布、流れ場の詳細なピトー圧分布、及び壁面静圧分布などを用いることにより、多角的な面から検討した結果、以下の事が判明した。

1. 過去の研究と考え合わせる事により干渉場の構造をより明確にできた。
2. 擬似円錐座標系は三次元干渉場の整理に対して有効である。
3. 主流マッハ数が高くなるに従い、干渉場のサイズはウェッジに垂直な方向に大きく拡大し、かつ、干渉場の剥離渦も強くなる。即ち、干渉場は主流マッハ数が高くなるに伴い強くなる事が確認された。
4. 三次元干渉場の中で、特にウェッジ先端コーナ一部に存在する剥離渦は、主流マッハ数の減少に伴い、ウェッジ先端により近い位置でウェッジ面から離脱する。

また、干渉場の抽気による抑制効果について以下の事が判明した。

5. 干渉場前半部の X_G 方向への発達の様子は総抽気流量によって変化し、抽気無しの場合に決定した擬似円錐座標系から逸脱する可能性がある。
6. 干渉場後半部は、斜め衝撃波の下流部の抽気により、抽気無しの場合に決定した擬似円錐座標系から逸脱する。
7. 斜め衝撃波の下流部を抽気をした場合、剥離渦の中心位置は X_G の増大とともに上流に移動し、かつ、剥離渦が強くなる。上流抽気のみの場合には X_G による変化は殆ど無い。
8. 干渉場のサイズの抑制には斜め衝撃波の上流部での抽気が効果的であり、剥離渦の強さの抑制には下流部抽気が有効である。総合的に考えると、斜め衝撃波の上下流をまたいだ抽気形態が干渉場の抑制には最も効果的である。

本研究の結果、将来の研究課題として以下の点が挙げられる。

1. 斜め衝撃波/乱流境界層の三次元干渉場に関する様々な実験について、その実験条件と結果の相互関係を明確にし、各実験の関連づけを行う必要がある。

2. 本研究では、擬似円錐座標系に従った場合、 X_G によって抽気領域の幅が減少したが、この幅の変化を様々に変えてみた場合の干渉場の抑制効果を調べる必要がある。
3. 本研究では、斜め衝撃波の上下流抽気の場合、ウェッジ先端からの位置によって干渉場の強さ及びサイズに対する抽気流量の割合が不均一であった可能性がある。従って、 X_G によって抽気流量を抑制した研究を行う必要がある。

謝 辞

本研究は、当所、東京理科大学、及び石川島播磨重工業(株)との共同研究であるインテークの研究の一環として行ったものであり、その研究組織であるインテーク研究会のメンバーの方々には多大なご協力を頂いた。特に石川島播磨重工業(株)の田中厚成氏^{*1}、千葉薫氏、白石和雄氏、小見淳介氏をはじめとする諸氏、及び石川島播磨汎用機サービス(株)の半沢七郎氏をはじめとする諸氏の研究計画から実験解析に至るまでの御協力、東京理科大学の志沢高朗講師の御指導、また、東京理科大学大学院の坂本和之君^{*2}、村上健一君、田中秀昭君の実験への御協力、その他多数の方々の御協力に対し、紙面を借りて深く感謝の意を表します。また、空気力学部超音速風洞の吉永崇室長、野田順一主任研究官、関根英夫主任研究官、楯篤志主任研究官、渡辺光則研究員には超音速風洞の実験を通じて多大なる御協力を提供して頂いた。

注*1 現防衛庁第一研究所

注*2 現石川島播磨重工業(株)

参考文献

- 1) 玉山雅人；斜め衝撃波/乱流境界層の三次元干渉場の研究 ～流れ構造と抽気による抑制効果～、平成4年度 東京理科大学大学院修士論文(1993)
- 2) 進藤重美, 柳 良二, 村上 哲, 坂田公夫, 本阿彌眞治, 小宮山文男, 白石和雄, 田中厚成；マッハ3超音速インテークの内部流れの可視化(その1)油膜法による衝撃波/境界層干渉の流れの可視化, 可視化情報, Vol.10 Suppl., No.1 (1990) pp.49-52
- 3) 本阿彌眞治, 小宮山文男, 坂田公夫, 柳 良二, 進藤重美, 村上 哲, 田中厚成, 白石和雄；マッハ3超音速インテークの内部流れの可視化(その2)ペーパスクリーン法による渦の可視化, 可視化情報, Vol.10 Suppl., No.1 (1990) pp.53-56
- 4) Yanagi, R., Shindo, S., Murakami, A., Sakata, K., Honami, S., Komiyama, F., and Shiraishi, K. ; Aerodynamic Characteristics of Mach 3 Air-

- Intake Tested in Supersonic Wind Tunnel, AIAA Paper 91-2011 (1991)
- 5) Sakata, K., Honami, S., and Tanaka, A. ; Supersonic Air-Intake Studies Aiming at the Future Air-Breathing Engine, AIAA Paper 91-2012 (1991)
 - 6) 小宮山文男；斜め衝撃波/乱流境界層の三次元干渉場における抽気に関する研究，平成3年度 東京理科大学大学院修士論文(1992)
 - 7) 村上 哲，坂田公夫，本阿彌眞治，小宮山文男；キャビティ抽気のある超音速内部流れの実験的研究，流体力学講演会講演集(1990)
 - 8) 小宮山文男，坂本和之，玉山雅人，本阿彌眞治，村上 哲；キャビティ抽気のある超音速内部流れの実験的研究(続報)，航空宇宙学会総会講演集(1990)
 - 9) 小宮山文男，近藤基芳；超音速インテークの内部流れに関する研究，平成元年度 東京理科大学卒業論文(1990)
 - 10) 坂本和之，玉山雅人；超音速インテークの内部流れに関する研究(その2)，平成2年度 東京理科大学卒業論文(1991)
 - 11) 村上健一；超音速インテークにおける亜音速ディフューザに関する研究，平成3年度 東京理科大学卒業論文(1992)
 - 12) McCabe, A. ; The Three-Dimensional Interaction of a Shock Wave with a Turbulent Boundary Layer, The Aeronautical Quarterly, Vol.17 (1966) pp.231-252
 - 13) Gadd, G.E. ; Interactions between Shock Waves and Boundary Layers, Proceedings of a Symposium on Boundary Layer Research (1957)
 - 14) Stanbrook, A. ; An Experimental Study of the Glancing Interaction between a Shock Wave and a Turbulent Boundary Layer, ARC Current Paper 555 (1960)
 - 15) Korkegi, R.H. ; A Simple Correlation for Incipient Turbulent Bondary-Layer Separation due to a Skewed Shock Wave, AIAA Journal, Vol.11 (1973) pp.1578-1579
 - 16) Kubota, H. and Stollery, J.L. ; An Experimental Study of the Interaction between a Glancing Shock Wave and a Turbulent Boundary Layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol.116 (1982) pp. 431-458
 - 17) Hsu, J. and Settles, G. ; Measurements of Swept Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction by Holographic Interferometry, AIAA Paper 89-1849 (1989)
 - 18) Lu, F.K. and Settles, G.S. ; Structure of Fin-Shock-Boundary-Layer Interactions by Laser Light-Screen Visualization, AIAA Paper 88-3801 (1988)
 - 19) Alvi, F.S. and Settles, G.S. ; A Physical Model of the Swept Shock/Boundary-Layer Interaction Flowfield, AIAA Paper 91-1768 (1991)
 - 20) Kimmel, R.L. and Bogdonoff, S.M. ; A Comparative Experimental Investigation of Shock/Turbulent Boundary Layer Interactions Produced by Three Shock Generators, AIAA Paper 87-1366 (1987)
 - 21) Tran, T.T. and Bogdonoff, S.M. ; A Study of Unsteadiness of Shock Wave/ Turbulent Boundary Layer Interactions from Fluctuating Wall Pressure Measurements, AIAA Paper 87-0552 (1987)
 - 22) Knight, D. and Badekas, D. ; On the Quasi-Conical Flowfield Structure of the Swept Shock Wave-Turbulent Boundary Layer Interaction, AIAA Paper 91-1759 (1991)
 - 23) Barnhart, P.J., Greber, I., and Hingst, W.R. ; Glancing Shock Wave - Turbulent Boundary Layer Interaction with Boundary Layer Suction, AIAA Paper 88-0308 (1988)
 - 24) Toby, A.S. and Bogdonoff, S.M. ; An Exploratory Study of Corner Bleed on a Fin Generated Three-Dimensional Shock Wave Turbulent Boundary Layer Interaction, AIAA Paper 89-0356 (1989)
 - 25) Hamed, A. and Shang, J. ; Survey and Assessment of Validation Data Base for Shockwave Boundary Layer Interaction in Supersonic Inlets, AIAA Paper 89-2939 (1989)
 - 26) Lu, F. and Settles, G. ; Inception Length to a Fully-Developed Fin-Generated Shock Wave Boundary-Layer Interaction, AIAA Paper 89-1850 (1989)

付 録

流れの可視化法

－油膜法－

油膜法は壁面近くの剪断応力などの物理量の分布から、境界層の挙動を観察する方法である。壁面とそれに接する通常の流体の間には滑りが存在しないが、定常流では剪断応力が境界層内の流れの層流・乱流などの状態及び速度勾配によって決定されることから、剪断応力の作用

によって壁面に残されたパターンから境界層内の流れの状態、速度勾配の概略の分布、速度の方向が推測できる。

油膜法に用いる油膜は、油と顔料との混合物である。場合によっては顔料粒子の凝固を防ぐためにオレイン酸等の少量の添加剤が混入される。

(1)油

表面に働く剪断応力に応じて表面を流れることが出来、表面からも散らされることの無い粘度、顔料や添加剤と化合しない化学的安定性、比較的無色なことが要求される。本実験では油に流動パラフィンを用いた。

(2)顔料

顔料は、透明な油だけでは物体表面と区別のつかないパターンを観察及び記録に適するように保存するためのものである。本実験では顔料として二酸化チタン(TiO_2)

を用いた。

－実験方法－

まず二酸化チタンを油と混合する前に乳鉢で搗り、粒子を均一にした上で流動パラフィン及びオレイン酸と混合した。塗布にあたっては、スポンジに柄のついた治具をつくり油膜をスポンジにつけ、軽く叩くようにして模型に塗布した。この際境界層遷移に影響を与えないように薄く、且つ均一に塗ることが必要である。

実験にあたっては、油膜を模型に塗布後風洞を始動し、供試模型を監視カメラによりモニターして、油膜のパターンが適当となった時点で風洞を通風停止にした。また、風洞通風中と通風停止後のパターンに変化がないことを確認してある。油膜のパターンは35mm一眼レフカメラ(Canon F1+50mmマクロレンズ)によって撮影した。

航空宇宙技術研究所報告1227号

平成6年3月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7-44-1
電話 三鷹(0422)47-5911(大代表) 〒182
印刷所 株式会社実業公報社
東京都千代田区九段北1-7-8

Printed in Japan