吸い込みのあるくさびを過ぎる衝撃波の
遷移に関する研究*小野寺英輝*¹高山和喜*²

SHOCK WAVE REFLECTION OVER WEDGES WITH SUCTION

Hideki ONODERA and Kazuyoshi TAKAYAMA

An experimental and numerical study was made of shock wave transition over perforated wedges. Experiments were conducted on a shock tube equipped with double exposure holographic interferometry. Shock Mach numbers ranged from 1.07 to 3.03 in air, and the corresponding Reynolds numbers were from 2.56×10^3 to 5.10×10^4 relative to the characteristic width of perforation of 1mm. Perforated wedge models having perforation ratios $\varepsilon = 0.34$ and 0.4 were installed in the test section. To determine the transition angle, the wedge models were rotated to adjust the wedge angle for each run. The critical transition angle was obtained analytically by the shock polar analysis where effects of boundary conditions, wall suction, and surface roughness were empirically taken into account. As a result, it is found that for stronger shock waves and $\varepsilon = 0.4$, the critical transition angle was decreased about 10° . A flow visualization study clarified various wave interaction mechanisms associated with the suction from the perforation. The influence of the wall suction on the critical shock transition angle was successfully explained by the shock polar analysis. The PLM numerical simulation was also conducted. The numerical result agreed very well with the experimental isopycnics.

Key Words : Shock Wave, Flow Visualization, Holographic Interferometry, Shock Wave Transition, Shock Polar Analysis

1. ま え が き

空気機械あるいは管路の騒音・振動には、衝撃波の発生に起因するものがあることが知られている⁽¹⁾⁽²⁾。従って、このような管路を伝播する衝撃波の挙動を明らかにし、騒音や振動の防止、あるいは軽減の方策を確立することは、工学的に重要と思われる。

管路に現れる曲がり部⁽³⁾、断面横急変部⁽⁴⁾、非常に複雑な三次元形状を持つ流路、吸い込みのある壁面条件⁽⁵⁾、あるいは一部分に液面等しく特性の異なる境界条件を持つ壁面⁽⁶⁾等では、衝撃波を伴う流れは単純ではなく、このような壁面条件をもつ管路内の衝撃波の伝播、反射あるいは回折については未だ不明な問題が残されている。

管路内を伝播する衝撃波に関する基礎研究の一環として、本報では吸い込みのあるくさびを過ぎる平面衝撃波の伝播と反射について実験的研究を行った。吸い込みのない滑面あるいは粗面をもつくさびを過ぎる衝

撃波の反射については、過去に多くの研究があり⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾、最近その展望もなされている⁽¹⁰⁾。くさびを過ぎる衝撃波では、衝撃波の強さとくさびの傾き角によって、衝撃波の反射形態は、くさび傾き角の減少とともに正常反射、二重マッハ反射・複合マッハ反射・単純マッハ反射の順に変化することが知られている⁽¹¹⁾。しかし、これらの反射形態が起きるくさび傾き角の限界は、解析的な予測と実験結果がいくらかの食い違いを示し、なお研究の余地を残している。またくさび等の壁面における境界条件の差異が衝撃波遷移に大きな影響を与えることが報告されている⁽⁹⁾。表面粗さのある直線くさびの場合には、マッハ反射から正常反射への遷移臨界角は表面粗さの程度に依存することも報告されている⁽⁸⁾。

定性的ではあるが、Schultz-Gurunow⁽¹²⁾は、滑面及び種々の表面形状のくさびを過ぎる平面衝撃波の挙動を観察した。しかし、表面の形状が衝撃波減衰に及ぼす影響などの議論はない。Friend⁽¹³⁾は、多孔くさびを過ぎる斜め衝撃波の伝播とその干渉を報告しているが、この場合の斜め衝撃波の遷移については触れていない。また、鈴木ら⁽¹⁴⁾は、粉塵の堆積したくさび

* 平成2年3月10日 東北支部第25期総会講演会において講演、原稿受付 平成元年4月25日。

*¹ 正員、東北大学大学院 (〒982 仙台市青葉区片平2-1-1)。

*² 正員、東北大学流体科学研究所。

上での衝撃波反射を観察している。

本研究では、衝撃波遷移に及ぼす吸い込みをもつ壁面境界条件の影響を明らかにする。まず、壁面からの質量の流出を考慮した衝撃波極線法を用いて、質量流出のある場合の遷移臨界角を求める。これをもとにして実験結果と衝撃波極線法を用い、吸い込みのあるくさびを過ぎる衝撃波の遷移を比較した。

主 記 号

M	マッハ数
P	圧 力 $P_{ij} = P_i / P_j$

γ	比 熱 比
δ	吸い込みにとまなう流れの偏向角
ζ	係 数
ϕ	衝撃波の入射角
θ	流れの偏向角
θ_w	くさび角

添 字

i, j	領 域 (図 1、図 3 参照)
s	入射衝撃波
m	最 大 値

2. 衝撃波極線法

衝撃波極線法は本来定常な斜め衝撃波の反射の解析に用いられる⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。しかし、代表長さが存在せず、衝撃波形状が時間的に相似な準定常流にも応用できる

図 1 斜め衝撃波まわりの流れ
(吸い込みがない場合)

(11)。

吸い込みのない場合の、正常反射に対する斜め衝撃波周りの流れの様相を図 1 に示す。衝撃波固定座標系において、視点を反射点 P に固定すれば、斜め衝撃波はくさび表面に平行に $U_0 = U_s \csc \phi$ の一定の速さで移動することになる。ここで $\phi_0 = 90 - \theta_w$ で、入射衝撃波 I とくさびのなす角である。さて、I を横切って領域 (1) で流れは θ_1 だけ偏向する。この偏向した流れは領域 (2) で反射衝撃波 R を横切ってさらに θ_2 だけ曲げられる。このとき正常反射では、領域 (2) の流線は壁面に平行になり、

$$\theta_1 + \theta_2 = 0 \quad (1)$$

という境界条件を満足する。

このような衝撃波固定座標系では、入射及び反射衝撃波に反射点近傍では定常流の理論を適用することが可能となる。入射及び反射衝撃波に対する衝撃波極線は次式で与えられる⁽⁵⁾⁽¹¹⁾。

$$\tan \theta_{1,2} = \frac{P_{10,21} - 1}{1 + \gamma M_{0,1}^2 - P_{10,21}} \quad (2)$$

$$x \left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_{0,1}^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} - P_{10,21} \right]^{1/2} \quad (3)$$

$$\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} = \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + P_0}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + P_{01}} \quad (4)$$

図 2 に $M_s = 1.38$, $\phi_0 = 40^\circ$, $M_0 = 2.15$ の例を示す。式 (2) から得た $M_0 = 2.15$ に対する全ての斜め衝撃波の解が

図 2 衝撃波極線の例 ($M_s = 1.38$, $\phi_0 = 40^\circ$)

入射衝撃波極線(I-Polar)。また、 $\phi_0=40^\circ$ で定まる領域(1)に対する全ての斜め衝撃波の解が、反射衝撃波極線(R-Polar)である。正常反射の解が存在できなくなる離脱基準は、R-PolarがP軸に接するときと与えられる⁽¹¹⁾。解析的には、

$$\theta_1 + \theta_{2m} = 0 \quad (5)$$

と表される。ここで θ_{2m} は、反射衝撃波を横切る流れの偏向角の最大値を表す。くさび傾き角がこの基準を下回ると、マッハ反射が現れる。

吸い込みのあるくさび周りの流れを図3に示す。入射衝撃波背後(1)の状態は定常的で、反射衝撃波背後の状態(2)は、壁面からの吸い込みによって局所的に

図3 斜め衝撃波まわりの流れ(吸い込みがある場合)

非定常である。しかし準定常流を仮定できるとすれば反射点P近傍で衝撃波極線図を描くことができる。一方壁面境界条件は、壁面での見かけの偏向角 δ を許すと式(5)は次のように書き替わる。

$$\theta_1 + \theta_{2m} = \delta \quad (6)$$

ここに偏向角 δ は、数値計算等によって推定することも可能であるが、ここでは実験結果から δ を求める。

吸い込みによる壁からの流れは、くさび面に垂直に流出するとすれば、 $\tan \delta$ は主流速度と見かけの流出速度の比となる。すなわち、

$$\tan \delta = \epsilon U_w / U_1' \quad (7)$$

と表される。ここに U_1' 、 U_w は壁に沿う速度及び壁に垂直な流出速度。 ϵ は係数である。従って、衝撃波極線法を用い、 θ_w に伴って変化する反射衝撃波極線における偏向角の最大値の軌跡を描き、この曲線上で偏向角 δ に接するR-Polarを与える θ_w が遷移臨界角を表すことになる。

3. 実験装置と方法

実験には圧力型衝撃波管を用いた。その概略を図4に示す。高圧室は長さ1500mm、内径150mmの鋼製ホーニング管。低圧室は長さ5600mm、断面60mmX150mmの矩形管よりなる。その末端部に長さ560mmの測定部が接続されている。測定部下流には長さ1120mmの部分がつながっている。

入射衝撃波速度は、測定部直前に250mm間隔で設置

図4 実験装置の概要

図5 測定部

した圧力変換器(Kistler 606L) およびカウンタ(Iwatsu UC8162)により測定した。衝撃波の可視化は、ホログラフィ干渉計法によった。光源として用いたルビレーザは Apollo Lasers Inc. 製22HD 出力2J/Pulse、発光パルス幅20nsである。レーザは圧力変換器からの出力信号に遅延装置(Sugawara RE-306)を介して駆動した。ホログラム撮影には4"X5"シートフィルム(Agfa10E75) 再生にはおなじく4"X5"シートフィルム(NeopanSS)を用いた。

隔膜にはマイラー膜(ポリエステル延伸フィルム、厚さ $5\mu\text{m}\sim 250\mu\text{m}$)を用い、加圧による自然破断方式を採用した。試料気体は空気6~100KPa。駆動気体は窒素またはヘリウムである。マイラー膜厚さ及び駆動気体は、高圧側と低圧側の圧力比に対応して経験的に選択した。得られたマッハ数は1.07~3.03。この一連の実験における入射衝撃波のマッハ数の変動は弱いマッハ数で $\pm 1.0\%$ 以下、強いマッハ数の場合でも $\pm 1.4\%$ 以下であった。

モデルの溝幅1mmを代表長さとするレイノルズ数は $2.5 \times 10^3 \sim 5.1 \times 10^4$ である。図5に測定部を示す。観測窓は直径210mmの亚克力樹脂製である。窓には片側2つずつの小孔が開けられ、この小孔を介して試験片モデルを取り付けている。この観測窓は測定部枠と一

体で、くさび傾き角は、この枠に取り付けた目盛りを読み任意に設定できる。図から明らかなように、多溝壁先端は衝撃波管壁に接してはいない。しかし、くさび先端が衝撃波管底面から十分にはなれた場合でも、反射、回折する衝撃波形状は先端近くの狭い領域を除いて、先端が底面に接している場合に完全に一致することが示されている⁽⁸⁾⁽¹⁷⁾。

表1 くさびの諸元

Model	Slit Width	Slit Length	ϵ
A	0.5(mm)	54 (mm)	0.34
B	1.0	54	0.40
C	1.0	60	0.40

実験には、表1に示される2種の多孔くさび及び孔が貫通していない多溝くさびを用いた。それぞれモデルA, B, Cと呼ぶ。ここで空隙率は、実験の二次元性を考慮して有効なくさび面の単位幅当りの孔あるいは溝の面積比とした。

4. 結果と考察

空隙を有するくさび上での衝撃波の挙動に関するホログラフィ干渉計法による無限干渉撮影写真を図6に示す($M_s=1.53$, $\theta_w=26.5^\circ$ モデルB)。くさび面に入射

 (a) 入射後約20 μsec .

 (b) 入射後約30 μsec .

 (c) 入射後約60 μsec .

 (d) 入射後約90 μsec .

 図6 吸い込みのあるくさびで反射する衝撃波(モデルB, $M_s=1.53$, $\theta_w=26.5^\circ$)

(a) 正常反射 $\theta_w = 44^\circ$ (b) マッハ反射 $\theta_w = 43^\circ$ (c) マッハ反射 $\theta_w = 40^\circ$ (d) マッハ反射 $\theta_w = 39^\circ$ 図7 吸い込みのあるくさびで反射する衝撃波 (モデルA, $Ms=2.93$)

した衝撃波は単純マッハ反射の形態を示す。時間の経過と共に、マッハステムが成長して行く様子、また、下面での渦の生成の様子を観察することができる (a) ~ (d)。滑面のくさびの場合すべり線は壁面近傍で巻き上がるのに対し、図6ではすべり線は孔の角からの反射波及び膨張波と干渉し、壁面近傍で拡散消滅している。マッハステムも孔からの膨張波によって減衰し局所的にくさび面に垂直にはならない。図中の縞は等密度線を表し、それぞれの孔を中心とする半円形の縞は、孔から生ずる膨張波面に対応する。マッハステム

の背後では、この縞はゆがんでいて不等間隔である。一方、マッハステムから十分離れたところでは縞の間隔は一定である。このことは、マッハステム直後では、流れは非一様であるが、ある距離はなれた孔から単調になり、一様になることを示す。マッハステム直後の非一様部分の特性に関しては、数値計算による定量的な解析が必要であるが、その詳細は次報に譲る。図6にはマッハステムが二本観測される (A及びB)。これは多溝壁部分の衝撃波と、多溝壁を保持する滑らかな外枠部分を伝播する衝撃波による。外枠部分の面積

(a) マッハ反射 $\theta_w = 25^\circ$ (b) 正常反射 $\theta_w = 37^\circ$ 図8 吸い込みのあるくさびで反射する衝撃波 (モデルC, $Ms=1.36$)

図9 二次擾乱の生成機構の説明

 (a) 複合マッハ反射 (一回露光 $\theta_w = 37.3^\circ$)

 (b) 複合マッハ反射 (二回露光 $\theta_w = 36.3^\circ$)

 図10 吸い込みのあるくさびで反射する衝撃波
(モデルC, $Ms = 3.03$)

は多溝壁部分に比して0.11とわずかなので、多溝壁部分を過ぎる衝撃波の二次元性は保たれると考えてよい。

$Ms = 2.93$ モデルA ($\epsilon = 0.34$) の場合を図7に示す。(a)は正常反射を示す。一見、正常反射Aとマッハ反射Bが共存しているかのように見えるが、前述の理由による。(b)はマッハ反射に遷移した直後の状態を、(c), (d)には、 θ_w の減少にともないマッハシステムの成長する様子が示される。このマッハ数では入射衝撃波

 図11 $Ms = 1.37$ における χ と θ_w との関係 (モデルB)

 図12 θ_{crit} と ϵ の関係

背後の流れは一部超音速となり二重マッハ反射の形態を示す。この場合も孔からの膨張波は、キंक点より下流側のものがマッハシステムに追いつきその強さを減衰させている。多孔部分を通過した衝撃波は同様にくさび下面に波面を形成している。渦の形成も見られるが、干渉写真では一体化しているのがわかる。

$Ms = 1.36$ モデルC ($\epsilon = 0.4$) の場合を図8に示す。(a)は $\theta_w = 25^\circ$ でマッハ反射の形態を示している。

多溝くさびでは、多孔くさびと異なり、反射衝撃波背後近傍で流れは一部溝に流入し、溝の底面で反射、逆行し、上流では再び主流中に吹き出す。この吹き出しに伴う圧力波は、隣接した溝からの同様な波と累積し、反射衝撃波背後にその包絡面としての二次擾乱の波面を形成している。今回の場合、流入から吹き出しに変化するのは溝の本数で約4~10本の所となっている。この領域での圧力変動は三重点までは伝わらない。従って三重点近傍の流れに着目して解析する限り、結果は同じ空隙率の多孔くさびと同一になる。三重点から離れたところでは二次擾乱と一次擾乱が干渉し、一次擾乱が減衰している。過去にくさび面にスポンジベッドを使った実験でも、この二次擾乱の生成が報告されている⁽¹⁴⁾。二次擾乱は、反射衝撃波ないし圧力波

図13 δ' と ξ との関係

が主流中へ吹き出したものである。その圧力波が、特性速度で各方向へ伝播し、マッハステム背後に集積し、波面を形成したものである。図9にその概略を示す。主流中が局所的に亜音速か超音速となるかによって二次擾乱の波面への圧力波の集積の仕方は異なる。その区別は図8、10で明白である。

$\theta_w = 37^\circ$ の正常反射の場合を(b)に示す。二次擾乱はマッハ反射に比して弱くなり、渦の発生も少ない。これは、溝内に流入する衝撃波がマッハ反射ではマッハステムであったものが、正常反射ではそれよりも弱い入射衝撃波であることによる。

$M_0 = 3.03$ の場合、(a)一回露光 $\theta_w = 37.3^\circ$ 及び (b)二回露光 $\theta_w = 36.3^\circ$ による干渉計写真を図10に示す、複合マッハ反射。キック点付近では超音速流れが亜音速に移行するため、壁面からの擾乱は領域(2)に集積して不連続面を形成している様子がわかる。(b)から判るように、このような溝の底面からの反射あるいは溝の角からの回折波が複雑に干渉し合うような流れ場においては、二回露光による無限干渉縞は様々にゆがみその解析は困難になる。従って今回は、溝の内部の流れを観察する場合は主に一回露光の手法を用いた。

以上の写真観測結果から、三重点の軌跡角 χ をそれぞれの θ_w について計測する。遷移臨界角は、横軸 θ_w 、縦軸 χ とし $\chi \rightarrow 0$ の実験曲線と横軸との交点より得られる。図11に $M_0 = 1.37$ モデルBの例を示す。横軸に衝撃波強さの逆数 ξ 、縦軸に遷移臨界角 θ_{crit} をとり、計測結果を図12に示す。但し、実線は $\gamma = 1.4$ に対する離脱基準である。モデルB, Cの遷移臨界角はほぼ等しい。このことより、ステムの減衰と、それにとりなう遷移臨界角の減少は、吸い込みのとりなう膨張波に起因し、孔が貫通しているか否かにはよらないこと、すなわち、

図14 流れの偏向角の決定のための衝撃波極線の例 ($M_0 = 1.53$) 図15 数値シミュレーション結果 (PLM法, $M_0 = 1.53$)

吸い込み量によって定まることがわかる。Smith⁽¹⁸⁾のくさびに対する実験結果はくさび面に沿う境界層の存在により、離脱基準に比し、3°程度低い。また、空腔率 ε が大きくなるにつれ遷移臨界角は減少し、 $\varepsilon = 0.4$ では強い衝撃波に対し最大 10°程度小さくなっている。また、強い衝撃波では遷移臨界角は空腔率に独立ではほぼ一定値(43°)となる。 $0.4 < \varepsilon < 0.8$ では空腔率による差が顕著である。壁面での流れの偏向角を式(7)で定義する。流出係数とは実験値と衝撃波極線の解が一致するように定める。そのために δ は遷移臨界角の時、貫通した孔から下方に吹き抜けた流れの包絡面の接線角度 δ' (図7(a)矢印)を計測し δ' と ξ の関係を実験的に図13に整理した。この関係より得た δ' をもとに、(7)式を、

$$\delta = \xi \delta' \quad (8)$$

と書換え、極線図の境界条件式とした。

$M_0 = 1.53$ の場合の衝撃波極線図の例を図14に示す。太線はおおのの ϕ に対応する偏向角 θ_w の最大値の

点の軌跡をあらわす。まず、破線上で偏向角 δ' に対応する θ_w が吸い込みをともしなう場合の遷移臨界角を表すとする。次いで係数を実験的に定め、モデルAでは $\delta'_0=0.61$ 、モデルBでは $\delta'_0=0.55$ を得た。この係数と δ' をもとにして、 δ を算出し、破線上で θ_{crit} を内挿により読み取った。孔の入口で圧力比が臨界値を超えれば、流出質量はチョークするが、孔周りの流れの細部構造の決定、また吸い込み流れのReynolds数依存性などとともに今後の課題として残されている。

図12に $\varepsilon=0.34$ および $\varepsilon=0.4$ のモデルA, B, Cについての比較を合わせて示した。実線がそれぞれに対する解析結果を表す。衝撃波極線法の結果は、実験結果と良く一致する。孔の形状と空疎率が一致すれば、多溝壁に対してもここで用いた δ の値は適用できる。

5. 数値シミュレーション

このような非定常流れを解析するには、数値シミュレーションが有効である。図15に、図6(c)対応するPLM法⁽¹⁹⁾による数値シミュレーションの結果を示す($M_s=1.53$)。入射した衝撃波は、多孔壁面上を伝播し、一部は下面から吹き出している。吹き出した衝撃波面の背後には実験に見られたような渦の生成がみられる。減衰したマッハシステムと反射衝撃波の形状、等密度線などは実験と非常によく一致している。

数値シミュレーションは、このように有効な手段と考えられる。しかし、細部については、数値解で遷移臨界角を直接算出することは困難であり、今後の計算法の開発に待つところが多い。従って現段階では、準定常の仮定による見通しのよい解析も工学的に有用である。

数値シミュレーションによる定量的な議論は、次報に譲る。

6. む す び

吸い込みのあるくさびを過ぎる衝撃波遷移に関する実験的研究を行った。得られた結果を要約すると、

- (1) 吸い込みのあるくさびでは、遷移臨界角は吸い込みのない滑面のくさびの場合に比して強い衝撃波で最大約 10° 減少する。
- (2) 壁面での吸い込みを考慮した衝撃波極線法を用い遷移臨界角を近似的に求め、その結果を実験と比較しよい一致を得た。
- (3) ホログラフィー干渉計法による光学可視化計測は、複雑な波の干渉をともしなう現象の計測に特に有効であることがわかった。

- (4) PLM法による数値シミュレーションを行い、定性的にホログラフィ干渉計による等密度線図とよい一致を得た。

終わりに望み、本研究に対し終始激励を賜った、東北大学本田睦名誉教授に謝意を表す。また、本実験には、東北大学高速力学研究所小野寺収助手及び小島英則技官の熱心な協力を得た。さらに実験装置、モデルの作製には、研究所付属工場早坂庄吉技官及び庄司幸一技能補佐員の助力を得た。ここにそれぞれ付記し謝意を表す。

文 献

- (1) 中野, ほか2名, 機論, 45-391 (1979), 350.
- (2) 中野, ほか2名, 機論, 48-431 (1982), 1266.
- (3) Takayama, K., ほか2名, Rep. Inst. High Speed Mech. Tohoku Univ. vol. 35 (1976) No. 299, 83
- (4) 高山, 東北大速研報告 vol. 30 (1972) No. 303, 205.
- (5) 小野寺, 東北大学工学研究科修士論文(1987).
- (6) 高山, ほか2名, 東北大速研報告 vol. 48 (1982) No. 419, 61
- (7) Takayama, K. and Sekiguchi, H., Rep. Inst. High Speed Mech. Tohoku Univ. vol. 36 (1977) No. 303, 53.
- (8) 高山, ほか2名, , 東北大速研報告 vol. 48 (1982) No. 416, 1
- (9) Mazar, G., ほか3名, Book of Abstracts of the 6th Mach Reflection Symp., Beer-sheva (1986).
- (10) Henderson, L. F., ZAMM vol. 67 (1987) No. 2, 73.
- (11) Ben-Dor, G., UTIAS Rep. No. 232 (1978).
- (12) Schultz-Grunow, F., Ernst-Mach-Institut Bericht Nr. 7/72 (1972).
- (13) Friend, W. H., UTIA Technical Note 25 (1958).
- (14) 鈴木・足立, 衝撃工学シンポジウム講演予稿集 (1985) 1.
- (15) Liepmann, H. W. and Roshiko, A., Elements of Gasdynamics, Chapman & Hall Publ. (1960).
- (16) Courant, R. and Friedrichs, O., Supersonic Flow and Shock Waves, Springer-Verlag (1985).
- (17) Prasse, H. G., Ernst-Mach-Institut Bericht Nr. 4/72 (1972).
- (18) Smith, L. G., O. S. R. D Rep. No. 6271 (1945).
- (19) Colella, P., LBL-8774 (1978).

討 論

〔質問〕 東野 文男〔東京農工大学工学部〕

衝撃波の反射形態の遷移に関する貴論文で以下の問題につきご教示願いたい。

(1) 吸込みのあるモデル壁面上を伝ばする衝撃波の速度はどのようにして評価したか。また、吸込みがない場合に比べてどの程度減衰したか。

(2) 衝撃波曲線に関連して〔式(7)〕の δ または δ' を用いるときに、吸込みによる質量保存の影響を考慮したかどうか。

(3) 図6のマッハステムの部分がよく見えないが図15の数値シミュレーション結果のようにマッハステムは壁面に斜めに入射しているかどうか。また、 δ や δ' の測定誤差はどのくらいか。

〔回答〕 (1) 正常反射の場合、入射衝撃波には溝からの膨張波の影響は及ばないので、速度は変化しない。マッハ反射の場合、図6のように時系列的に撮影し、そのうちの2枚の写真のマッハステムの位置を比較し、吸込みのある壁面上でのマッハステムの平均速度を知ることができる。衝撃波速度は、多溝部に入射後まず急激に減衰しその後、測定した長さの範囲内ではほぼ一定となるので^(付1)、このほぼ一定の値で評価すると $M_s=1.53$ の場合で減衰量は約3%である。

(2) 本解析では、 U_4/U_1' を実験で計測した δ' で置き換えて、衝撃波極線との比較から最適な係数 δ' を求めた。したがって、衝撃波極線の流線が壁方向へ偏向するという壁面境界条件の概念の中に吸込みに伴う質量保存の関係が包含されていることになる。

(3) マッハステムは吸込みに伴う膨張波の影響、(あるいはマッハステムと壁との交点での流線の傾きのためと考えてもよい)で減衰し、壁面に垂直にはなっていない。前述のように δ は δ' で置き換えて解析しているので、 δ' についてのみお答えすると、図13中の値は最大で $\pm 2^\circ$ 程度の測定誤差を含んでいる。

〔質問〕 鈴木 立之・足立 孝・小林 晋

〔埼玉工業大学〕

モデル先端の滑らかな部分の長さはかなりあると思われるが、それが反射波の構造に及ぼす影響はどの程

付図1 くさび先端からの無次元距離と無次元マッハステム長さとの関係, $M_s=1.53$

度考えなければいけないのか。

〔回答〕 モデル先端には、長さ12mmの滑らかな部分がある。付図1にこの部分に入射した $M_s=1.53$ の衝撃波の衝撃波三重点軌跡の変化を示す。マッハ反射の領域では、滑らかな部分で直線的に成長したマッハステムは、多溝部に入射すると、成長の割合は一気に減少するものの直線的に成長しているのがわかる。滑らかな部分では衝撃波三重点軌跡角は 10.6° ($\theta_w=26^\circ$ の場合)となり^(付1)、多溝部では 5.5° である。この境界領域では、マッハステム高さはほぼ同じ値を取り、軌跡角の遷移領域もこの付近の非常に短い範囲に限られたものであることを示している。一方、吸込みのあるくさびでは正常反射になり、滑らかなくさびではマッハ反射がおこる θ_w では、入射衝撃波はまずマッハ反射の形態を示すが、多溝部で反転マッハ反射^(付2)の形態を取り、後にステムは消滅し、正常反射となる。このことについては後に報告するが、衝撃波がくさび上を十分に進んだ後にはくさび先端の滑らかな部分の影響はなくなるものと考えられる。また、入射衝撃波は壁に対して傾きその構造も影響を受けるものと思われるが、このことについても別の機会に報告したい。

(付1) 小野寺・高山、衝撃工学シンポジウム講演予稿集、(1989)、43。

(付2) Takayama, K. and Ben-Dor, G., *AIAA J.*, 23-12 (1985), 1853。