

高速断層シュリーレンによる二次元翼バフエットの可視化^{*1}

Fast-framing Focusing Schlieren Visualization of Two-dimensional Wing Buffet

山口真伍^{*2}・河内俊憲^{*2}・小池俊輔^{*3}・中島 努^{*3}・佐藤 衛^{*3}・神田 宏^{*3}・柳瀬眞一郎^{*2}

Shingo Yamaguchi・Toshinori Kouchi・Shunsuke Koike

Tsutomu Nakajima・Mamoru Sato・Hiroshi Kanda and Shinichiro Yanase

Key Words: Flow Visualization, Shock-boundary Layer Interaction, Supercritical Airfoil, Two-dimensional Transonic Wind tunnel

Abstract: We visualized two-dimensional wing buffet using fast-framing focusing schlieren method. A supercritical airfoil of NASA SC(2)-0518 was used in this study. Mach number of the freestream was 0.7, and Reynolds number based on the wing code (c) was 5×10^6 . Angle of attack without corrections (α) was changed from 4° to 6° . The present focusing schlieren system had ± 18 mm depth of field, which was narrow than spanwise region where the two-dimensionality of the flow field was maintained. 8,345 successive images were captured by high speed CMOS camera with 7,000 frames per second with $20 \mu\text{s}$ exposure time. The present imaging system well captured the shock wave motion on the airfoil. At $\alpha = 4^\circ$, the shock wave was positioned at $x/c \sim 0.45$. The shock wave was slightly fluctuated with a frequency of 585.5 Hz. Above $\alpha = 5^\circ$, the wing buffet occurred. The buffet frequency increased as increasing α . The focusing schlieren movies revealed that the shock wave was bifurcated on the wing surface, as the shock traveling upstream. The boundary layer largely separated from the leading oblique foot of the bifurcated shock wave, whereas, the bifurcated shock wave changed into a normal shock and the flow separation disappeared, as the shock traveling downstream. For both cases, many pressure waves propagated from the downstream of the shock wave to the upstream. These waves merged with the shock wave, and seem to drive the shock oscillation.

記 号 の 説 明

A : バフエット振動の振幅スペクトル
 c : 翼弦長
 DOF : 可視化システムの被写界深度
 f : バフエット振動数
 $f_{\#}$: レンズの f 値
 F : レンズの焦点距離
 I : 輝度値
 l : シュリーレンレンズから物体までの距離
 l' : シュリーレンレンズから結像位置までの距離
 L : シュリーレンレンズからソースグリッドまでの距離
 L' : シュリーレンレンズからカットオフグリッドまでの距離
 M : マッハ数
 P_0 : 気流総圧
 Re : レイノルズ数
 t : 時間

T_0 : 気流総温
 U_∞ : 主流速
 x : 翼前縁からの距離
 α : 設定迎角
 Δ : 撮像系の許容錯乱円 ($= 2 \text{ mm}$)
 κ : バフエット換算振動数 ($= 2\pi f c / U_\infty$)

1. は じ め に

遷音速下で飛行する航空機では“バフエット”と呼ばれる現象が特定の飛行条件下で起こる。この“バフエット”は、衝撃波振動による圧力の激しい非定常変化を生じる現象である。翼面上に発生する衝撃波が自励起振動することで生じ、航空機の操縦性や構造設計に重大な影響を与える。1930 年にイングランドで起きたエンカース F.13 の墜落事故もバフエットが原因であったとされ、この事故以来、バフエットの発生メカニズムの解明やその抑制のための研究が世界各国で続けられている [1]。国内においては、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) を中心に、バフエットおよびその抑制デバイスを対象とした研究が、現在、系統的に進められている [2-6]。

バフエットに関する研究は 50 年以上前から行われ多岐にわたる。バフエットに関する研究事例については Lee の Review [1] に詳しい。バフエットの研究は当初、2 次元対称翼を中心に行われていた。遷音速域で対称翼にフラップを取り付け、それを周期的に動かすと、このフ

^{*1}©2014 日本航空宇宙学会
 平成25年7月22日、第46回流体力学講演会/第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウムにて発表

平成 年 月 日原稿受付

^{*2} 岡山大学大学院・自然科学研究科

^{*3} 宇宙航空研究開発機構

ラップの動きに応じて、翼上下面に発生した衝撃波が、互いに逆位相で周期的に振動することが分かっている。またシャドウグラフを用いた可視化結果により、衝撃波の振動の様子は大きく分けて、3 種類に分類することが出来ることも分かっている[1]。

研究の対象は、対称翼からスーパークリティカル翼に移行し、バフエットの発生メカニズムの解明、またその効率の良い制御法の開発のため、現在も研究が続けられている。スーパークリティカル翼でも、マッハ数や翼迎角の増加に伴いバフエットが生じる。スーパークリティカル翼では、対称翼とは異なり翼上面のみ衝撃波が発生する。バフエットの発生に伴い、この衝撃波が周期的に振動する。スーパークリティカル翼でも、シュリーレン法等を用いた可視化が行われており、衝撃波と乱流境界層の干渉により生じたはく離せん断層が翼後縁向きを変え、それらが先に述べた対称翼のフラップと同じ効果を引き起こしているようであること、翼後縁から空間中を上流に遡る圧縮波が存在していること等が確認されている。またこの圧縮波が衝撃波の自励振動を引き起こす原因ではないかという報告[1]もなされている。

Lee ら[7]はこのような可視化から得られた情報と翼面上に多数埋め込まれた非定常圧力センサーのデータから、衝撃波の自励振動のモデルを提案している。彼らによれば、衝撃波の自励振動は

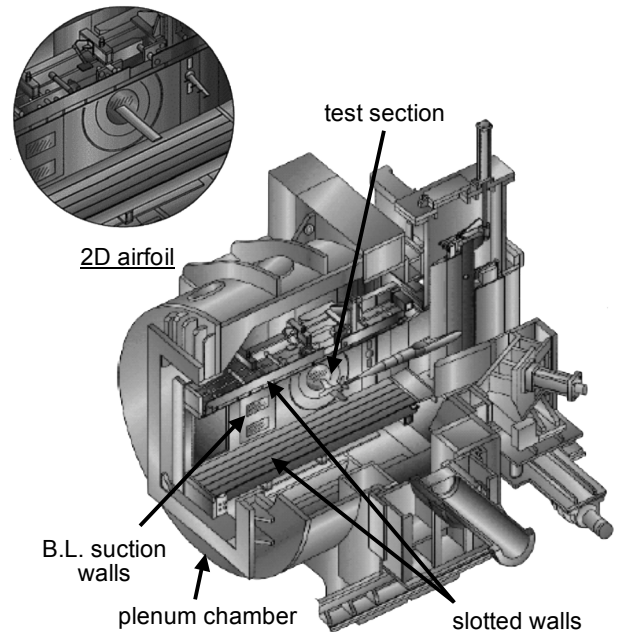
1. 境界層中を衝撃波から翼後縁へ向かう圧力波
2. 空間中を翼後縁から衝撃波へと遡る圧力波

の2つがサイクルを形成することで生じるとされる。彼らはこのモデルをもとに、自励振動の振動数を算出するモデル式も提案しており、この結果が実験結果を良く再現することを示している。

しかしながら、彼らの実験結果とモデル計算の比較を見ると翼迎角に対する自励振動周波数の傾向が、モデル計算と実験では定性的に異なっていることに気づく。彼らのモデル計算では翼迎角が大きくなると、自励振動周波数は小さくなっているのに対し、実験結果は大きくなっている。従って、彼らの自励振動メカニズムに修正・改良を加える必要がある。

衝撃波の自励振動メカニズムのさらなる解明には、より詳細な非定常計測データが必要である。特に可視化画像は先に述べたように、現象の定性的理解、またモデル構築のきっかけを与えうる。従って、より空間的・時間的に分解能の高い、詳細な非定常可視化データの取得がバフエットメカニズムの解明には急務である。

本研究では、シュリーレン法を使った非定常可視化に着目した。シュリーレン法は PIV 等のトレーサ粒子を使用する手法に比べ流れ場への影響が少ない。またトレーサ粒子の散乱光を用いる方法と比べ、光源からの光をそのまま受光素子に捕らえることができるため、露光時間が短くなる非定常計測では有利である。その一方で、普通のシュリーレン法は、光路全域の密度変化に等しく感



第 1 図：二次元遷音速風洞

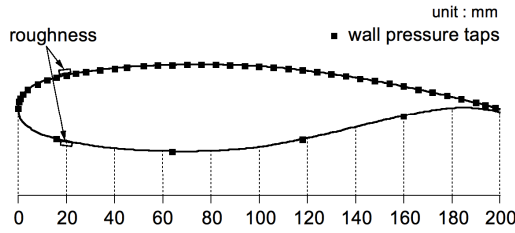
度を有するため、3 次元性が強い流れ場では、特定の現象を抽出することが難しい。特にバフエット研究に用いられてきたような遷音速二次元風洞では、後述するように測定部とプレナム室で気流のやり取りがあり、それがシュリーレン画像に写り込む。また風洞側壁と翼模型の干渉により生じた衝撃波等が画像に写り込み、これらが現象の正しい理解や定量化を妨げる可能性がある。

この問題を解決する方法として、本研究では断層シュリーレン法[8-10]に着目した。断層シュリーレン法では特定の断面の密度変化にのみ強い感度を有する可視化が可能で、上述したシュリーレン法の欠点を解決しうる。本研究では、この断層シュリーレン法[8-10]に高速カメラを組み合わせた時間的・空間的に分解能の高い可視化システムを構築した。そしてこのシステムを、二次元翼模型試験に適用し、翼面上の衝撃波の自励振動の詳細を可視化したので、その結果を報告する。

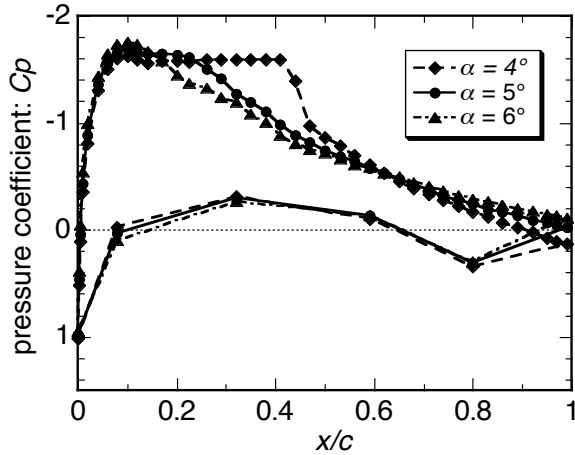
2. 風洞試験

2.1 遷音速風洞 実験には、第 1 図に示す JAXA 0.8 m×0.45 m 高レイノルズ数遷音速風洞を用いた。この風洞は、間欠吹出し式の遷音速風洞である。測定部は高さ 0.8 m、幅 0.45 m、長さ 2.45 m で、プレナム室に覆われている。測定部の上下壁は多溝壁構造となっており、通風中にプレナム室の圧力を制御することで、測定部の気流の一部を吸い出し、大きな閉塞率を持つ模型においても遷音速流れを実現できる[11][12]。なお上下壁面の開口比は 6%で固定されている。

この風洞では気流総圧 P_0 を高くすることで、実機レベルの高レイノルズ数流れを実現できる。本実験では $P_0 = 200$ kPa、集合胴温度 $T_0 = 300$ K、主流マッハ数 $M = 0.7$ の気流中に二次元翼模型を設置し、設定迎角 α を 4° から 6° まで変化させて可視化実験を行った。翼弦長 c



第2図：二次元翼模型断面



第3図：翼面壁圧分布

を代表長としたレイノルズ数 $Re = 5 \times 10^6$ である。なお二次元風洞試験では、上下壁干渉のために、実効迎角は設定迎角よりも 1° 程度低くなる[2][3][13]が、便宜上、本稿では設定迎角で表記を統一する。

二次元翼模型試験では測定部側壁上に発達する境界層により、その二次元性が汚染される。本実験では、模型上流において境界層を吸い込み、時間平均場に対して翼スパン方向におよそ ± 100 mm の二次元性を確保した[2][14]。なお境界層抽気により翼面上での二次元性は拡大するものの、依然として側壁近傍では複雑な三次元流となる。加えて、前述した通り、測定部とプレナム室では模型による閉塞を避けるための抽気がある。一般的なシュリーレン法ではこれらも可視化領域に含むため、パフェット現象を鮮明に可視化することは困難となる。

2.2 二次元翼模型 本実験では第2図に示すスーパークリティカル翼型、NASA SC(2)-0518 二次元翼模型を用いた。この模型のパフェット特性を含む一連の基礎特性は、文献[2]に詳しい。模型翼の翼弦長 c は 200 mm、翼幅は 450 mm で、上下面には前縁からコード長の 10% の位置に、高さ $78.7 \mu\text{m}$ 、直径 1.27 mm のラフネスがスパン方向に 2.54 mm 間隔で貼られている。このラフネスにより翼面上に発達する境界層は乱流に遷移する。

翼スパン中心近傍には壁圧孔があり、壁圧分布を計測できる。この圧力計測では、圧力導管の長さが長いこと計測された圧力は時間平均分布となる。第3図に $\alpha = 4, 5, 6^\circ$ で得られた翼面上の壁圧分布を示す。図の横軸は翼弦の各位置 x を c で無次元化した値、縦軸は圧力係数 C_p である。

$\alpha = 4^\circ$ の壁圧分布を見ると、翼上面では前縁付近 ($x/c < 0.1$) で圧力が急速に減少し、 $C_p \sim -1.7$ となっている。これはスーパークリティカル翼形状の特徴の一つである。小さな曲率半径の前縁により流れが急加速され、超音速となったためである。その下流 $0.1 \leq x/c < 0.45$ では翼上面の圧力はほぼ一定で、 $x/c \sim 0.45$ で壁圧が急激に増加し $C_p \sim -1.0$ となっている。この急激な圧力上昇は可視化結果から定在する衝撃波によるものであることが分かっている[2]。さらに下流では、翼上面の圧力は流れの減速とともに緩やかに増加している。

翼の迎角が増加すると、壁圧分布に大きく3つの変化があらわれる。1つ目は前縁近傍 $0.05 < x/c < 0.2$ の翼上面の壁圧で、迎角が増加するに伴い圧力が若干減少している。2つ目は衝撃波による圧力回復の様子の違いで、 $\alpha \geq 5^\circ$ になると衝撃波による急峻な圧力回復が観測できない。後述するように、供試翼では $\alpha \geq 5^\circ$ で衝撃波振動が生じていた。本実験の圧力計測では、衝撃波振動の非定常変化に計測系は追従できず、圧力の計測値は時間平均化された分布となる。 $\alpha \geq 5^\circ$ で図に示すような緩やかな圧力回復となったのはこのためである。3つ目は翼後縁の圧力で、パフェットが生じる $\alpha \geq 5^\circ$ で後縁の圧力が徐々に低下している。これは翼面上に生じたはく離の影響によるものである。本研究ではこのような翼上面に衝撃波が定在している迎角 ($\alpha = 4^\circ$)、およびパフェットが生じる迎角 ($\alpha = 5^\circ$ と 6°) において可視化を行った。

3. 断層シュリーレン

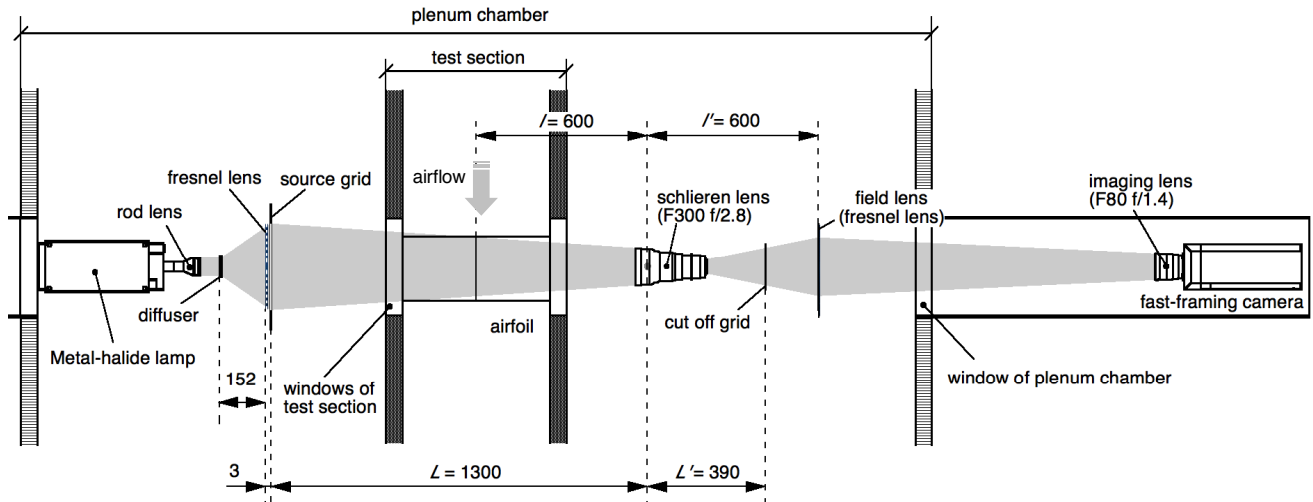
断層シュリーレン法は、一般的なシュリーレン法とは異なり、比較的狭い有限の幅をもった任意検査体積内の密度勾配のみに感度を有する可視化手法である。本研究では、翼のスパン方向中央の二次元性が保障された領域を鮮明に可視化できるシステムの構築を行った。

シュリーレン光学系の被写界深度 DOF は、計測域を通過する光束の開口角に反比例する。従って断層シュリーレンの場合、シュリーレンレンズから計測域までの距離 l 、シュリーレンレンズの焦点距離 F と f 値 $f_\#$ を用いて、 DOF は式(1)のように書ける。

$$DOF = 2\Delta \cdot f_\# \frac{l}{F} \quad (1)$$

Δ は許容錯乱円で断層シュリーレンの場合、 $\Delta = 2 \text{ mm}$ が良く用いられる[8,9]。被写界深度を小さくするには、シュリーレンレンズから計測域までの距離を短くし、焦点距離が長く大口径のレンズを使えばよいことが分かる[8,9]。

距離 l に対して2つの要因が制限を課す。1つ目は風洞壁の存在である。シュリーレンレンズは普通風洞内に設置することは出来ない。本実験で使用した風洞では、測定部はプレナム室で覆われおり、プレナム室外に光学系を設置すると l が長くなるため、シュリーレンレンズを含めた光学系をプレナム室内に設置することとした。



第4図：断層シュリーレン光学系セットアップ。

距離 l に対する制限の2つ目はレンズの焦点距離である。計測域の像を実像で撮影するには、 l は F より長い必要がある。光学系をプレナム室に設置し、翼中央を可視化する場合、 $l = 225 \text{ mm}$ となる。そのため焦点距離は $F > 225 \text{ mm}$ となる必要がある。一般に焦点距離が長く大口径のレンズは作りにくい。そのため焦点距離が長くなると f 値も大きくなり、被写界深度は広くなる。本研究では、 $F > 225 \text{ mm}$ で出来る限り小さな f 値のレンズをシュリーレンレンズとして用いて、供試風洞に対して最小となる被写界深度の断層シュリーレンシステムを構築した。

3.1 光学レイアウト 第4図に本実験で用いた断層シュリーレンシステムの概要を示す。可視化システムは光源ユニットと撮像ユニットに分けられる。光源ユニットは、連続光源、ディフューザ、フレネルレンズ、およびソースグリッドからなる。撮像ユニットは、シュリーレンレンズ、カットオフグリッド、フレネルレンズ、および撮影用の高速度カメラとその結像レンズからなる。前述した設計指針に従って、高速度カメラを除き全てのオプティクスをプレナム室内に設置した。

連続光源にはメタルハライドランプ (MVK-L265emi) を使用した。このランプにはロッドレンズが取り付けられ、照度の均一化が図られている[15]。光源からの光は、ディフューザ (3M: 白色フィルム TSC001 & TP3003XL) により拡散される。ディフューザを透過した光は、フレネルレンズ (日本特殊樹脂: $F145 \text{ mm} \cdot f/0.55$) により集められ、ソースグリッドを照らす。ソースグリッドは、多重スリット光源となるよう、幅 2 mm の遮光スリットと開口スリットの繰り返しからなる。このソースグリッドは流れ方向の密度勾配に感度を持つように、流れに垂直に設置した。なおソースグリッドはリスフィルムを用いて露光・現像し、製作した。

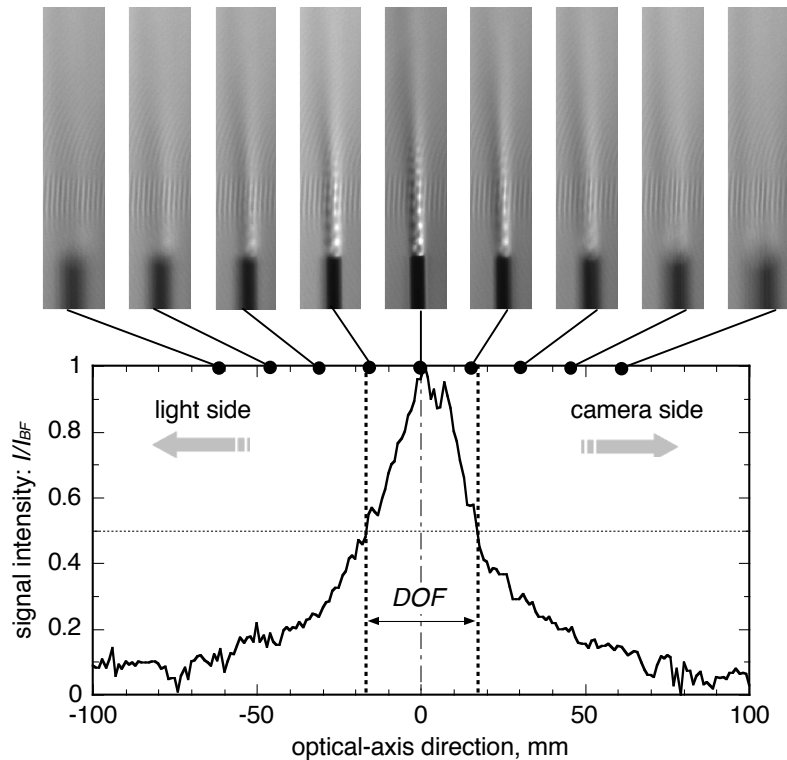
ソースグリッドからの光は、シュリーレンレンズ (SIGMA: APO $F300 \text{ mm} f/2.8 \text{ EX DG HSM / EX DG}$) によ

り結像され、光源像を作る。断層シュリーレンでは、この光源像の位置にカットオフグリッドを置き、多数並んだスリット光源像の各一部を同時にカットすることで、シュリーレン効果を得る。カットオフグリッドは光源像の位置にフィルムを置き、その像を露光・現像することで製作した。なおフィルムにはソースグリッド同様、消光比が高くとれるリスフィルムを用いた。

シュリーレンレンズは、光源像を結像すると同時に、計測域の像をカットオフグリッド後方に結ぶ。本システムでは被写界深度をより狭くするため、シュリーレンレンズを計測断面に非常に近い位置 ($l = 600 \text{ mm}$) に設置した。そのため計測域の像は、シュリーレンレンズ後方 $l' = 600 \text{ mm}$ に位置し、像倍率は1倍となった。パフェットに伴う衝撃波の全振動領域を可視化するため、翼上面の $0.1 \leq x/c \leq 0.8$ の広い領域を可視化した。そのため計測域の像は 140 mm にも達する。これほど大きな像は CCD センサー等のデジタル記録媒体で捉えることができない。そこで結像位置にフレネルレンズ (エドモンドオプティクス: $F250 \text{ mm} \cdot f/0.94$) をスクリーンとして設置し、そのさらに後方に高速度カメラを設置することで撮影を行った。この場合、フレネルレンズはスクリーンとしてだけでなく、スクリーン上の光束を高速度カメラまで導くフィールドレンズとしても働く。

撮影用の高速度カメラには結像レンズ (Nikon: Ai AF DC-Nikkor $F135 \text{ mm} f/2D$) を取り付け付けた Phantom V710 を用いた。センササイズは $1280 \times 800 \text{ pixel}$ で、A/D 変換分解能は 12 bit である。撮影時にはフレームレートを 7 kHz 、露光時間を $20 \mu\text{s}$ とし、各迎角において $8,345$ 枚の連続した画像 (撮影時間 1.2 s 相当) を取得した。

3.2 被写界深度 本システムでは、Weinstein が定義した不鮮明焦点深度[11]は $\pm 11.2 \text{ mm}$ と、二次元性が保証されている領域より十分小さい。第5図に本システムの被写界深度を、不足膨張噴流を用いて実験的に確認した結果を示す。この実験では内径 1 mm のチューブが



第5図：不足膨張噴流による被写界深度の確認

ら窒素ガスを噴射圧 0.5 MPa で噴射し、最もフォーカスがある位置から、噴流を 1 mm 間隔で光源・撮像ユニット両側に向けて移動させながら撮影を行った。

図上部には実際に得られたシュリーレン画像を示す。図より計測システムの焦点位置に噴流がある場合、噴流内の衝撃波セル構造が鮮明に写っていることが分かる。他方、噴流が焦点位置から ± 15 mm 移動した不鮮明焦点深度付近ではセル構造は極めて不鮮明になっている。噴流が焦点位置からさらに移動した ± 45 mm 位置では噴流が背景に埋もれ、全く認識できない。

これらシュリーレン画像から、噴流内で最も密度変化が大きくなる 1 つ目のショックセル背後のマッハディスクにおける輝度値を抜き出し、計測断面の位置の変化に伴う信号強度の変化を調べた。図下部のグラフがその結果で、縦軸は各撮影断面におけるマッハディスク背後の輝度値を焦点位置における値で規格化した値、横軸は焦点位置からの距離である。図より焦点位置 ± 18 mm で信号強度がおおよそ半分になることが分かる。また ± 50 mm では信号レベルがほぼ背景ノイズと同程度になっており、完全に信号が消失していることが分かる。これら結果から、本研究で設計・構築したシステムは時間平均場に対して十分に二次元性が保障された領域 (± 100 mm) のみを可視化していることを確認できた。

4. 可視化結果と考察

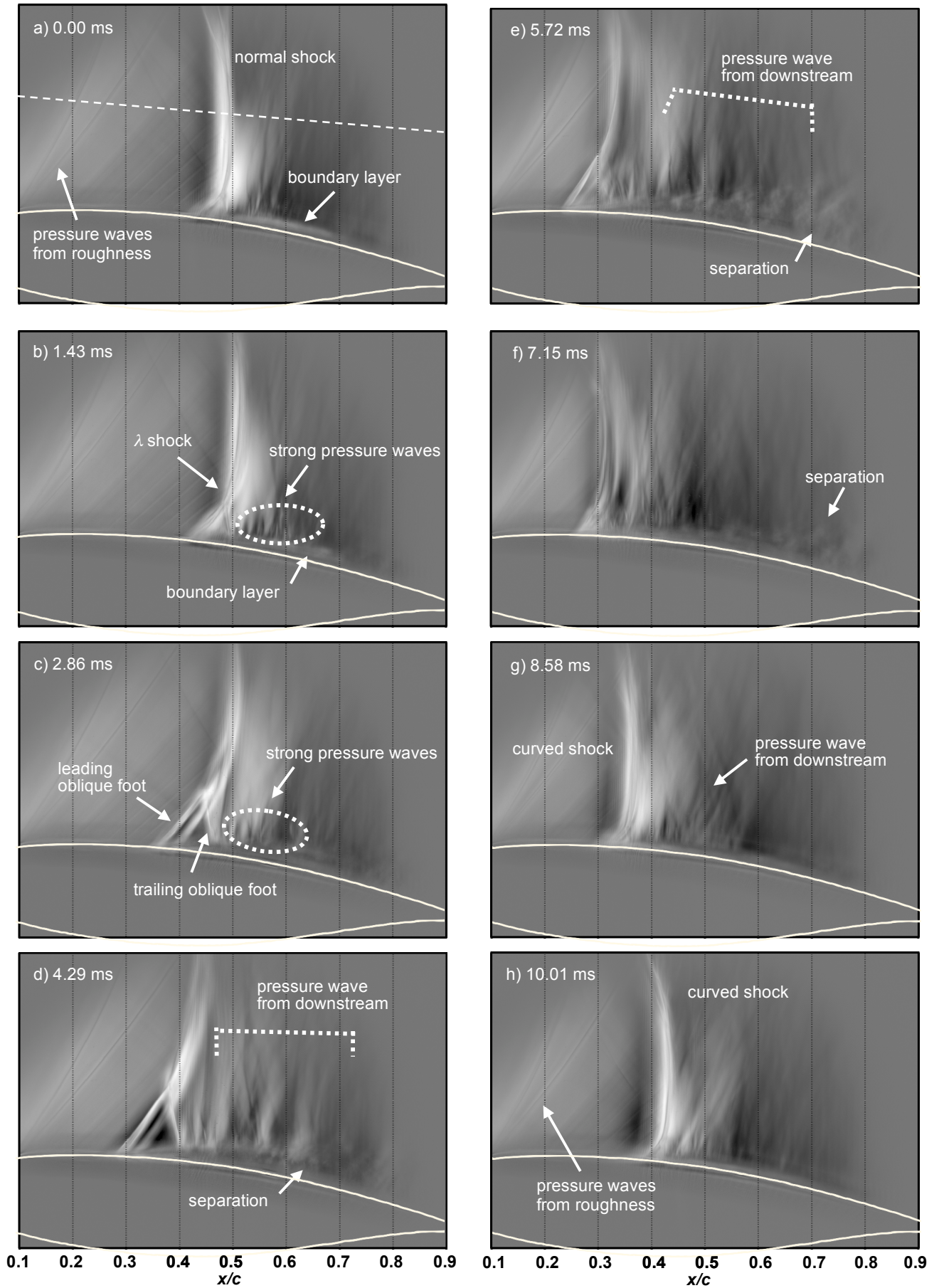
4.1 パフェットの可視化 第6図に $\alpha = 5^\circ$ における翼上面の時系列断層シュリーレン画像を示す。この

迎角ではパフェットが生じた。第6a図は基準とした時刻 ($t = 0$ ms) における画像で、第6a~6h図で衝撃波振動のおおよそ1周期である。なお図中の各画像は、通風前に同迎角で撮影された背景画像を原画像から引いた画像である。また翼模型の位置は白い実線で示した。

第6a図を見ると、 $x/c \sim 0.5$ に λ 衝撃波が見える。また衝撃波の上流、 $x/c \sim 0.1$ から右斜め上に向かって二本の圧力波が見える。これは前述した翼模型に設置したラフネスから生じたマッハ波である。またラフネスからの波と λ 衝撃波の間には、翼の曲率に沿って、いくつかマッハ波が見える。 λ 衝撃波上流にはこれらの波以外は見え、極めて乱れが少ない。他方、 λ 衝撃波下流では、翼の法線方向に沿っていくつかの波が折り重なるように存在している。また λ 衝撃波下流では境界層が厚くなっており、それが白線の帯として翼面に沿って見える。

第6b図や第6c図に示されるように、時間が進展するに伴い、まず λ 衝撃波の前枝衝撃波が上流に遡る。それに伴い、 λ 衝撃波の3重点が高さ方向に移動し、 λ 衝撃波が大きくなっている。更に時間が経過すると、第6d図や第6e図に示されるように、 λ 衝撃波の垂直衝撃波部分も前枝衝撃波に追いつくように上流に遡る。このとき前枝衝撃波の下流で境界層がはく離し、後枝衝撃波がそのはく離した境界層に入射している。境界層のはく離は非常に大規模で、第6e図をみると $x/c \sim 0.7$ で、その厚さがコード長の 10% 程度になっている。

動画を詳細に見ると、 λ 衝撃波の前枝衝撃波が上流に遡り始める際、 λ 衝撃波下流にかなり強い圧縮波列(第



第 6 図：時系列断層シュリーレン画像 ($\alpha = 5^\circ$)

6b 図や第 6c 図の λ 衝撃波下流の波)が形成されていた。この圧縮波列は λ 衝撃波が前縁方向に遡りはじめるときに最も鮮明にみられ、コントラストの違いから、下流のその他の波より強いことが伺える。またこの圧縮波列とは別に、多数の圧縮波(第 6d 図や第 6e 図のはく離した境界層の上の波)が下流から衝撃波へと向かって遡っていた。

第 6e 図から第 6f 図の変化から分かるように、 $\alpha = 5^\circ$ では前枝衝撃波はおおよそ $x/c \sim 0.25$ まで遡り、その後下流へと下がって行く。このとき衝撃波下流の強い圧縮波列も消滅している。衝撃波が下流へ下がる場合、その形状は上流へと遡る場合とは大きく異なり、垂直衝撃波が湾曲した形態となっている。

このように上流へ遡る場合と下流へ下がる場合に衝撃波の形状が異なるのは、衝撃波の移動に伴い衝撃波マッハ数が変化することに起因する。後述する衝撃波の時空間軌跡(第 7 図)から、衝撃波の移動速度を概算するとおおよそ 10~15 m/s となる。他方で、衝撃波上流の翼上面の主流マッハ数を壁圧分布から推算するとお

よそ 1.4 程度となる。衝撃波が上流に遡る場合、衝撃波に向かって流れ込んでくる主流速度に衝撃波の移動速度が加わるため衝撃波マッハ数は、おおよそ 1.45 となる。他方で衝撃波が下流に下がる場合、衝撃波マッハ数は主流速から衝撃波の移動速度を引いた速度で決まり、1.35 程度となる。

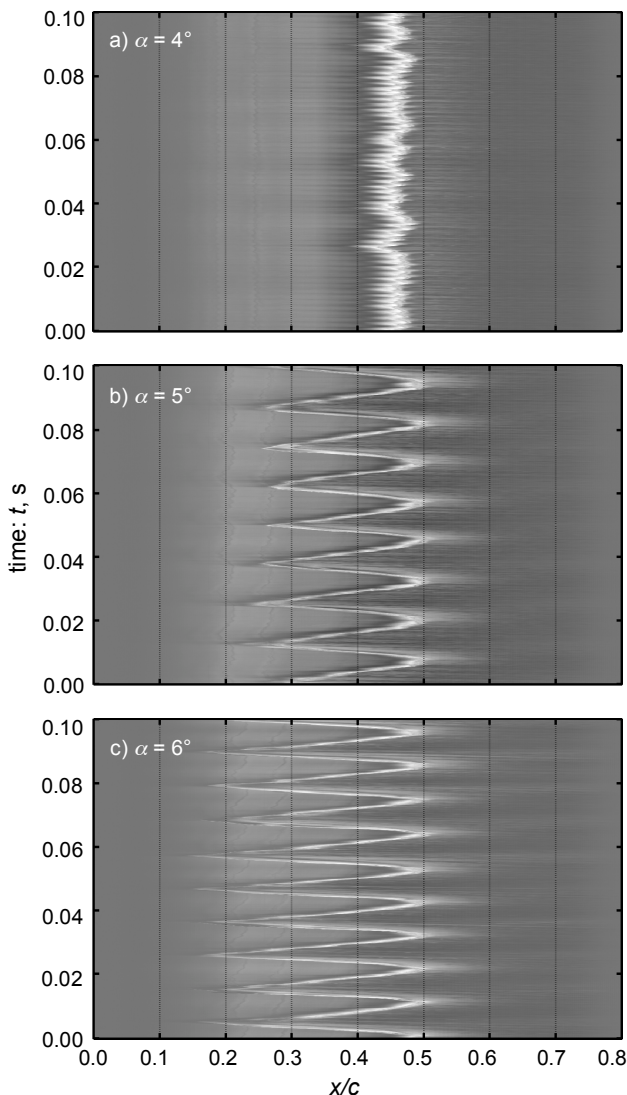
一般に衝撃波と境界層の干渉形態は衝撃波マッハ数が 1.3~1.35 程度で変化することが知られている[16]。このマッハ数以下でははく離泡が形成されない、あるいはごく小さなはく離泡が形成される Weak(ないしは Moderate) Interaction と呼ばれる干渉形態となる。またこれ以上のマッハ数では大きなはく離泡が形成される Strong Interaction と呼ばれる干渉形態となる。本研究におけるパフェットでは、衝撃波が上流に遡る場合に Strong Interaction となり λ 衝撃波が形成され、下流に下がる場合に Moderate Interaction となり、湾曲した垂直衝撃波となったと考えられる。なお衝撃波が下流へ下がる場合も上流へと遡るときと同様に、衝撃波下流では弱い圧縮波(第 6g 図や第 6h 図の垂直衝撃波下流の波)が衝撃波に向かって遡っていた。

4.2 パフェットの時空間軌跡 シュリーレン画像

において、衝撃波や圧縮波は輝度値の濃淡として現れる。そこで、第 6 図で見た衝撃波の運動をより定量的に解析するため、時系列に取得した衝撃波や圧縮波を含む流れ方向の輝度値を各画像から 1 行抽出し、それらを時系列に並べ、パフェットの時空間マップを作成した。第 7 図にその結果を示す。第 7a, 7b, 7c 図はそれぞれ $\alpha = 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ$ の結果である。図の横軸は翼前縁からの距離をコード長で無次元化した値で、縦軸は時間である。なおこの時空間マップは、翼弦線から高さ $y/c = 0.31$ の輝度値を翼弦線に平行にサンプリングし作成した。これは $\alpha = 5^\circ$ の場合、第 6a 図点線の位置に相当し、全時間、全迎角条件にわたって、 λ 衝撃波の垂直衝撃波部分のみが存在する位置である。これら時空間マップにおいて、衝撃波は輝度値の最も高い白色の領域に位置する。

第 7a 図に示されるように $\alpha = 4^\circ$ の場合、衝撃波は $x/c \sim 0.45$ に局在し、細かく前後に振動している。他方、第 7b 図および第 7c 図に示される $\alpha = 5^\circ$ と 6° の場合、衝撃波は大きく周期的に振動しており、パフェットが生じていることが分かる。またパフェットが起こった場合の衝撃波の軌跡を見ると、 $\alpha = 4^\circ$ の衝撃波位置を基準とすると、衝撃波の下流への移動量は極わずかで、上流への移動量はその振幅の大部分を占めていることが分かる。

第 7b 図を見ると $\alpha = 5^\circ$ の場合、衝撃波は $0.25 < x/c < 0.46$ の位置で振動していることが分かる。衝撃波の最下流の位置は $x/c \sim 0.46$ で非常に安定している一方で、衝撃波の最上流の位置は $x/c = 0.2 \sim 0.26$ と時間によってバラ付きが大きい。図を見ると、衝撃波下流において右下から衝撃波へと向かう多数の白線が見える。これは第 6



第 7 図：衝撃波軌跡の時空間軌跡

図で述べた弱い圧縮波が下流から衝撃波へ向かって進む様子を表している．図からも分かるようにこの圧縮波は衝撃波が上流に遡る際も，下流に下がる際も存在している．

第7図(特に第7a図において顕著)を見ると，輝度値の最も高い白色の衝撃波にかぶさるように黒い影が存在し，それが衝撃波と同様に振動していることが分かる．これは焦点深度外に存在する衝撃波が，断層シュリーレンの効果でぼやけて画像に写り込んでいるため，前述の圧縮波の遡りではないことに注意されたい．

第7c図で示される $\alpha = 6^\circ$ の場合，衝撃波の最下流の位置は $x/c \sim 0.46$ で， $\alpha = 5^\circ$ と同じである．他方で衝撃波の最上流の位置は $x/c \sim 0.18$ で， $\alpha = 5^\circ$ の場合よりバフエットの振幅が大きくなっている．また同じ時間の中により多数の波が見られることから，バフエット振動数が迎角により変化していることが分かる．

4.3 バフエット振動数 バフエット振動数を定量化するため，第7図から衝撃波位置(各時刻における輝度のピーク位置)を抽出し，その時系列データのフーリエ解析を行った．第8図にその結果を示す．第8a, 8b, 8c図はそれぞれ $\alpha = 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ$ の結果である．図の横軸は振動数 f を主流速 $U_\infty (= 231 \text{ m/s})$ と c で無次元化し

た換算振動数 $\kappa (= 2\pi f c / U_\infty)$ で，縦軸は振幅スペクトル A を c で無次元化した値である．なお周波数分解は撮影時間により決まり， $\Delta\kappa = 0.0045 (0.83 \text{ Hz})$ である．図には，翼模型の壁面に対して，衝撃波と同様にその軌跡を抽出し，フーリエ解析を行った結果(灰色)も併せて示してある．この振動数解析により，翼模型(風洞の振動も含む)と光学系の相対振動の振動数が定量化できる．図より翼模型の振動は，バフエットが生じていない迎角 4° でも，その振幅が衝撃波の振幅に比べて一桁程度小さく，十分無視可能である．

まずバフエットが生じた迎角のデータに着目すると，第8b図より $\alpha = 5^\circ$ では， $\kappa = 0.44 (f = 80.3 \text{ Hz})$ に顕著なピークが存在していることが分かる．またこのピークの他に $\kappa = 0.87 (f = 161 \text{ Hz})$ にも顕著なピークが見られる．これは基本振動数(80.3 Hz)の倍波成分である．他方，迎角が $\alpha = 6^\circ$ に増加すると，第8c図より基本振動数を示すピークが若干高周波側の $\kappa = 0.52 (f = 95.7 \text{ Hz})$ に移動することが分かる．この場合にも $\kappa = 1.03 (f = 190.4 \text{ Hz})$ に倍波成分が見える．

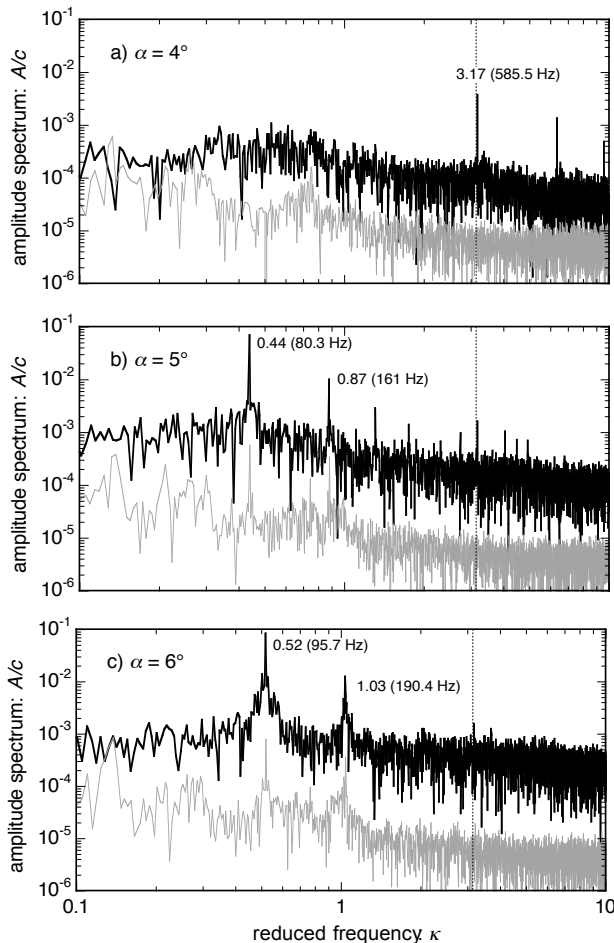
Leeら[1]の実験により2次元スーパークリティカル翼では， $\kappa \sim 0.5$ でバフエットが生じることが分かっている．本研究で得られたバフエット振動数は $\kappa = 0.44 \sim 0.52$ でこの結果とよく一致していた．

バフエットが生じていないデータに着目すると， $\alpha = 4^\circ$ では $\alpha = 5^\circ, 6^\circ$ と比較して振幅スペクトルの低振動数領域に顕著なピークは見られない．しかしながら， $\alpha = 5^\circ, 6^\circ$ で観測されたバフエット振動数より遥かに高い $\kappa = 3.17 (f = 585.5 \text{ Hz})$ に小さいながらもスペクトルにピークが見られる．これは第7a図で見られた衝撃波の小さな振動に起因するピークである．灰色で示される翼模型の振幅スペクトルには，この振動数にピークは見られない．また $\alpha = 4^\circ$ 以外の $\alpha = 5^\circ, 6^\circ$ にも，この振動数に小さなピークが見られることから，585.5 Hzのピークは，流れ(例えば気流総圧の変動，衝撃波の安定性や境界層の大規模構造の移流)に起因したものである．

5. まとめ

本研究では，断層シュリーレン法によりスーパークリティカル翼模型(NASA SC(2)-0518)上で生じるバフエットをフレームレート 7 kHz のハイスピードカメラにより非定常的に可視化した．なお主流マッハ数は0.7で翼弦長を代表長としたレイノルズ数は 5×10^6 である．以下に得られた結論をまとめる．

- (1) 断層シュリーレンシステムの被写界深度を実験的に確認したところ，最も焦点のあっている物体位置から $\pm 45 \text{ mm}$ の位置で信号強度はバックグラウンドノイズ程度まで減少した．これは供試模型で二次元性が保たれている領域より十分小さい．
- (2) 断層シュリーレンシステムによりバフエットを可視化したところ，衝撃波が上流に遡るときは，その形状が λ 衝撃波となり，下流に下がるときは，その形状



第8図：衝撃波軌跡のフーリエ解析結果．黒線が衝撃波の振動，灰色の線が翼模型の相対振動の結果である．

が λ 衝撃波から湾曲した衝撃波形態となることが分かった。また衝撃波が上流に遡る際には、 λ 衝撃波のすぐ下流に多数のかなり強い圧縮波列が生じることでも分かった。

- (3) パフエットの全サイクルにおいて、翼下流から衝撃波に向かって遡ってくる弱い圧力波の存在が明らかとなった。これまでの研究で空間中を上流に遡る圧力波の存在は知られていた[1]が、絶えず同程度の強さの波が下流から遡っていることを明らかにできたのは、これが初めてである。
- (4) 非定常に可視化された衝撃波の軌跡から、パフエット振動数を定量的に算出した。その結果、迎角が 5° から 6° に増加すると、パフエット振動数は80.3 Hzから95.7Hzに増加することが分かった。この結果は、Leeの実験結果[1,7]と定性的に一致している。
- (5) パフエットが生じていない迎角 4° においても、振幅は小さいけれど衝撃波が翼面上で585.5Hzの振動数で振動していることを明らかにした。この振動のピークは、翼模型や光学系の振動とは無関係で、他の迎角条件においても観測されていることから、流れそのものに起因していると考えている。しかしながら、その原因の詳細は今のところ明らかでない。

参 考 文 献

- 1) Lee, B.H.K.: Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds, *Progress in Aerospace Sciences*, **37** (2001), pp. 147-171.
- 2) Koike, S., Sato, M., Kanda, H., Nakajima, T., Nakakita, K., Kusunose, K., Murayama, M., Ito, Y., and Yamamoto, K.: Experiment of Vortex Generators on NASA SC(2)-0518 Two Dimensional Wing for Buffet Reduction, APISAT-2013 05-08-2 (2013).
- 3) 小池俊輔, 佐藤衛, 神田宏, 中島努, 中北和之, 楠瀬一洋, 村山光宏, 伊藤靖, 山本一臣: 遷音速流れにおける2次元翼上ボルテックスジェネレータのパフエット抑制効果, 第46回流体力学講演会/第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2A07 (2014).
- 4) 小池俊輔, 中北和之, 中島努, 古賀星吾, 楠瀬一洋, 村山光宏, 伊藤靖, 山本一臣: ボルテックスジェネレータによる NASA Common Research Model の空力特性改善, 第46回流体力学講演会/第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2A09 (2014).
- 5) 杉岡洋介, 沼田大樹, 浅井圭介, 小池俊輔, 中北和之, 古賀星吾: 非定常PSPによる遷音速パフエット現象の可視化, 第46回流体力学講演会/第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2A10 (2014).
- 6) 小池俊輔, 伊藤靖, 楠瀬一洋, 中島努, 佐藤衛, 神田宏, 村山光宏, 中北和之, 山本一臣: 遷音速二次元翼に対する Vortex Generator 効果, JAXA-RR-14-002 (2014).
- 7) Lee, B.H.K.: Oscillatory Shock Motion Caused by Transonic Shock Boundary-layer Interaction, *AIAA J.*, **28**(50) (1989), pp. 942-944.
- 8) Settles, G.S.: *Schlieren and Shadowgraph Techniques*, Springer-Verlag (2006), New York, pp. 77-96.
- 9) Weinstein, L.M.: Review and Update of Lens and Grid Schlieren and Motion Camera Schlieren, *The Euro. Phys. J. Special Topics*, **182** (2010), pp. 65-95.
- 10) Kouchi, T., Goyne, C., Rockwell R., McDaniel J.: Focusing-schlieren Visualization in a Direct-connect Dual-mode Scramjet, *J. Prop. Power* to be submitted, (2014).
- 11) 青木良尚, 神田 宏, 佐藤 衛, 永井伸治, 板橋幸広, 西島寛典, 木村 毅: JAXA0.8m \times 0.45m 高 Re 数遷音速風洞における AGARD-B 標準模型試験, JAXA-SP-09-005 (2009), pp. 9-15.
- 12) 玉山雅人, 斎藤健一, 有菌 仁, 吉本周生, 菊池孝男: 遷音速フラッタ試験設備気流確認試験, JAXA-RM-09-007 (2010), pp2-4.
- 13) Sawada, H.: A General Correction Method of the Interference in 2-Dimensional Wind Tunnels with Ventilated Walls, *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, **21**(52) (1978), pp. 57-68.
- 14) 佐藤 衛, 神田 宏, 永井伸治: 二次元翼型試験における側壁境界層吸い取り効果について, JAXA-RM-10-006 (2010), pp. 1-5.
- 15) Kashitani, M., Yamaguchi, Y.: Investigation of Visualization Characteristics of the Sharp Focusing Schlieren Method, *Proc. of 21st International Congress on Aerospace Simulation Facilities*, (2005), pp. 9-16.
- 16) Babinsky, H. and Harvey, J.K. (ed.): *Shock Wave-Boundary-Layer Interactions*, Cambridge University Press, New York, Capt. 3 (2011), pp. 96-117.