鈍頭フィンによる衝撃波/平板乱流境界層干渉場の
非定常圧力変動について*岩崎 地平^{*1}, 村上 哲^{*2}, 本阿弥 眞治^{*3}Pressure Fluctuations due to Shock Wave/Turbulent Boundary
Layer Interaction Induced by Blunt Fin

Chihei IWASAKI, Akira MURAKAMI and Shinji HONAMI

This paper describes the characteristics of pressure fluctuations in the shock wave/turbulent boundary layer interaction region induced by blunt fin placed normal to the wind tunnel wall. The effects of Mach numbers and fin configurations on the pressure fluctuations are also presented. Experiments were conducted at free-stream Mach numbers of 1.5 to 2.6 for blunt fins having sweepback angles of 0, 15, 30 and 45 degrees, with fin leading edge diameters of 4, 6, 8 and 10 mm, respectively. The results showed that the maximum pressure fluctuation levels near separation at given Mach numbers were a function of fin leading edge diameters and boundary layer thickness. It was also found that Strouhal numbers based on shock traveling frequency, shock traveling region length and free-stream velocity have a constant value of 0.020 for all blunt fin configurations.

Key Words: Boundary Layer, Separation, Shock Wave, Unsteady Flow

1. 緒 言

超音速・極超音速で飛行する航空機では、機体各部より生じる衝撃波と機体表面を発達する境界層との干渉は避けることができない。このような衝撃波と境界層の干渉場の多くは、境界層がはく離した非定常な流れ場となり、干渉場の圧力変動レベルは非干渉領域のそれに比べて極めて高くなることが知られている。この衝撃波/境界層干渉場に生じる高い圧力変動荷重は、機体の構造寿命に大きな影響を与えるため、圧力変動レベルや変動周波数帯域を予測する工学的手法が必要とされている。そのため、衝撃波/境界層干渉場における流れの非定常性に着目した研究がなされているが、干渉場の多様性や流れ場の複雑性に加えて非定常計測・観測上の制限等から、干渉場の非定常構造の理解や、非定常データの蓄積も十分ではない。

そこで本研究では、衝撃波/境界層干渉場の現象把握と特にデータの少ない低マッハ数での非定常データの蓄積を目的として、鈍頭フィンによる干渉場におけ

る非定常圧力変動について実験的に調べた。

ここでは、マッハ数とフィン形状(前縁直径および後退角)が、干渉場の圧力変動特性に与える影響について調べた結果、はく離衝撃波の振動速度と主流速度の間に一意的な関係があることが判明した。

2. 記 号

d : フィン前縁直径
 f : 周波数
 $G(f)$: パワースペクトル
 L_i : はく離衝撃波の振動距離
 M_∞ : 主流マッハ数
 p_o : 全圧
 p_∞ : 主流静圧
 p_w : 壁面静圧
 Re_∞ : 単位レイノルズ数
 Re_δ : 境界層厚さを代表長さとしたレイノルズ数
 R_{xy} : 相互相関係数
 T_o : 全温
 U_∞ : 主流流速
 x : フィン前縁からの距離(上流側が負)
 δ : 境界層厚さ
 Λ : フィン後退角

* 原稿受付 1997年9月18日。

*¹ 東京理科大学大学院(☎162-8601 東京都新宿区神楽坂1-3)。*² 航空宇宙技術研究所(☎182-8522 調布市深大寺東町7-44-1)。*³ 正員, 東京理科大学工学部。

σ_{pw} : 壁面静圧変動の rms 値

τ : 遅れ時間

3. 実験装置および実験方法

3.1 実験装置 実験は、境界層厚さの影響を調べるため、航空宇宙技術研究所の2種類の風洞で実施され、試験部風洞壁に鈍頭フィンを取付け風洞壁境界層と干渉させた。

実験1で使用した小形超音速伝熱風洞(SHEF)は、連続吹出し式であり35 mm×35 mmの正方形断面の試験部を有する。主流マッハ数は、ノズルブロックを交換することにより1.9~2.7の範囲で設定可能であり、風洞全圧は400~800 kPa、全温は電気ヒータ加熱により285~523 Kに設定できる。さらに、試験部側壁には光学観測用のガラス窓(64 mm×299 mm)が設けられている。

実験2で使用した小形超音速風洞(SSWT)は、連続循環式であり200 mm×200 mmの正方形断面の試験部を有する。主流マッハ数は、可変ノズルにより1.5~2.5の範囲で変化させることが可能であり、風洞全圧は60~125 kPa、全温は330 Kに設定できる。

3.2 実験模型 図1(a)に実験1に用いた実験模型の概略を示す。フィン上流の風洞壁中心線上には高応答圧力センサ(Kulite XCQ-062-50 A, -100 A, 共振周波数: 600~1 000 kHz)が3 mm間隔で10点表面に埋設されている。この高応答圧力センサは受圧面直径が約0.7 mmであり、本研究で対象としている最高周波数50 kHzまでは周波数応答性が保証されている。鈍頭フィン模型は $d=4, 6, 8$ mmの各前縁直

径について後退角 $\Lambda=0, 15, 30, 45^\circ$ (ただし $\Lambda=15^\circ$ は $d=6$ mmのみ)のものを使用した。各模型の流れ方向の長さ(下端)は20 mm、高さは15 mmである。また、フィンは流れ方向に最大3 mm移動可能のように設計されている。

図1(b)に実験2に用いた実験模型の概略を示す。実験1と同様に、フィン上流の風洞壁には高応答圧力センサ(Kulite XCQ-062-25 A)が3 mm間隔で12点表面に埋設されている。さらに、時間平均静圧の計測用に、このセンサ列と直角方向に静圧孔($\phi 0.5$ mm)が1.5 mm間隔で28点設けられている。センサと静圧孔が設けられている板は回転可能である。鈍頭フィン模型は、 $d=6, 10$ mmの各前縁直径について後退角 $\Lambda=0, 15, 30^\circ$ (ただし $d=6$ mmは $\Lambda=0^\circ$ のみ)のものを使用した。各模型の流れ方向の長さ(下端)は70 mm、高さは50 mmである。

3.3 実験方法 表1に実験を行った気流条件を示す。

実験1ではフィンを1 mm間隔で移動させ、各フィン位置での圧力計測点10点のうち下流側7点の非定常圧力を同時計測した。なお、干渉場が大きい場合、上流側7点の計測も行った。圧力センサからの出力電圧はアンプ(TEAC SA-57)により増幅され、ローパスフィルタ(NF P-85, P-86)を介してA-Dコンバータ(ELMEC EC-2397 B)によりデジタル変換された後、パーソナルコンピュータ(NEC PC-9801 RA)に取り込まれる。さらに取り込まれたデータはハードディスクに記録される。

データ収録は、第1に変動圧力の時間平均値を取得するための絶対圧計測を80 kHzのローパスフィルタを介してサンプリング速度250 kHz/chで行い、連続収録された各点8 192個からなるデータセットを1個取得した。

第2に変動圧力の変動成分のみを精度よく抽出するために、アンプの零点およびゲインを調整(つまり、出力電圧の時間平均値を零点にシフトさせた後、ゲイン

(a) Case 1

(b) Case 2

Fig. 1 Experimental apparatus

Table 1 Experimental test conditions

	Case 1		Case 2		
M_∞	1.96	2.64	1.49	1.98	2.46
P_o (kPa)	592	592	60.0	74.9	100
T_o (K)	307	304	330	330	333
Re_∞ ($\times 10^7$ /m)	7.13	5.21	0.77	0.81	0.84
δ (mm)	1.90	2.35	11.1	11.6	12.9
Re_δ ($\times 10^5$)	1.35	1.22	0.85	0.94	1.09

を測定機器の許容限界まで上げる)した後、データセットを20個取得する以外、絶対圧計測と同様の方法で計測した。なお、鈍頭フィン模型は $d=4, 8$ mmの各前縁直径に対しては後退角 $\Lambda=0^\circ$ のものを、 $d=6$ mmに対しては $\Lambda=0, 15, 30, 45^\circ$ のものを使用した。ただし、主流マッハ数 $M_\infty=1.96$ の条件では $d=6$ mmのもののみを使用した。

実験2では回転板を 15° 間隔で回転させ、各角度での圧力計測点12点の非定常圧力を同時計測した。圧力センサからの出力電圧は、実験1と同様に処理した。

データ収録は、変動圧力の変動成分のみを精度よく抽出するために、実験1と同様の計測を行った。ただし、ローパスフィルタは60 kHzに設定し、サンプリング速度は125 kHzに設定した。

さらに、実験2では使用した圧力センサのレンジと風洞全圧の関係から、時間平均圧力をセンサで計測するのは精度上問題があるので、時間平均圧力計測用に設けた静圧孔から多点圧力計測システム(PSI SP-8400 system)と圧力レンジ105 kPaのスキャナを用いて計測した。スキャナからの出力電圧はPSI内で圧力に変換され、パーソナルコンピュータ(IBM Aptiva 730)に取り込まれ、さらに取り込まれたデータはハードディスクに記録される。

周波数解析では取得した全データセットを1024個のデータブロックに分割してFFT解析を実施し、そのブロック平均処理を行った。また、瞬間シャドウグラフ法による流れの可視化も併せて行った。

4. 実験結果および考察

4.1 流れの可視化結果 図2に $M_\infty=2.64$, $d=6$ mm, $\Lambda=0^\circ$ の実験条件で瞬間シャドウグラフ法によって得られた複数枚の可視化写真のうち、はく離衝撃波がもっとも図2(a)上流側にあった場合と図2(b)下流側にあった場合を示す。なお、瞬間光源の発光時間は $2\ \mu\text{s}$ である。

フィン上流には弓形衝撃波が生じ、それによる急激

Fig. 2 Flow visualization by instantaneous shadow graph

な圧力上昇が発生する。境界層中の壁面付近では流れは亜音速であるため、衝撃波下流側の高い圧力が上流側に伝ばし、この圧力上昇に耐えられず境界層がはく離する。はく離の規模は上流側、下流側それぞれの境界層のエネルギーバランス(運動量バランス)によって決定される。そして、生成されるはく離渦によって流線が曲げられるため(はく離渦のウェッジ効果)、はく離衝撃波が生じるのが確認できる。これははく離衝撃波と弓形衝撃波との干渉により、リア衝撃波も生じている。

はく離衝撃波がもっとも上流にある図2(a)では、はく離衝撃波の足が $x/d=-3.0$ 付近に存在しており、はく離域も広く、はく離渦も流れ方向に扁平した形状であるのに対し、もっとも下流にある図2(b)では、はく離衝撃波の足が $x/d=-2.4$ 付近に存在し、図2(a)に比べてはく離域が狭く、はく離渦も高さ方向に盛り上がっているのがわかる。なお、はく離衝撃波角も図2(a)では約 26° 、図2(b)では約 30° であり(図2に示すとおり)、はく離衝撃波が上流側にある場合は下流側にある場合に比べて、はく離衝撃波の強度が小さい。他の写真でも同様の傾向が見られるので、はく離衝撃波の振動は強度変化を伴っていることがわかる。

他の実験条件で得た可視化写真でもはく離衝撃波が上流にあるものほどはく離渦は流れ方向により扁平した形状である。このことは、強度変化を伴ったはく離衝撃波の振動とはく離渦の流れ方向への伸縮が同期して起きていることを示唆している。また、リア衝撃波形状もはく離衝撃波同様に変化しているが、得られた

Fig. 3 Surface pressure and its fluctuation

すべての可視化写真からは、はく離衝撃波位置との相関は特に見られなかった。

4.2 圧力変動の基本的特性 図3に $M_\infty=2.64$, $d=6\text{ mm}$, $\Lambda=0^\circ$ の場合の時間平均壁面静圧分布と圧力変動レベル(rms 値)分布を示す。両者とも主流静圧で無次元化してある。

静圧分布は流れのはく離により緩やかに上昇した後、はく離渦による静圧低下のためフィン近傍のはく離渦中心付近($x/d=-0.5$)で極小値をもつ。

一方、圧力変動レベル分布は三つのピーク値(上流側より PK 1, PK 2, PK 3)をもつ。PK 1 は、はく離衝撃波振動によるものである。つまり、PK 1 は間欠領域内に存在するためにこの位置での圧力は、はく離衝撃波が下流にある場合には上流境界層の値を、はく離衝撃波が上流にある場合には、はく離渦内の値をとり、この二つの値の差が大きいため圧力変動レベルが他の箇所よりも高くなり、はく離衝撃波が通過する頻度をもっとも高い位置でピークをもつと考えられる。

次に、PK 2 は、4.1 節で述べたはく離衝撃波振動に同期したはく離渦の伸縮とはく離衝撃波の強度変化によるものと考えられる。これについては以下の節で詳しく述べる。

PK 3 は、はく離渦の再付着によるものと考えられ、各ピーク中最大値をとる。つまり、はく離渦、あるいは

Fig. 4 Frequency spectrum in interaction region

Fig. 5 Pressure fluctuation correlation at PK 1 and PK 2

はく離渦を乗り越えてきた非常に大きな運動量をもつ流れが壁面に再付着し、さらにそれが再付着する位置が非定常に振動しているために圧力変動が大きく、非常に高いピークをもつと考えられる。

PK 1 と PK 2, また PK 2 と PK 3 の各ピーク間の圧力変動レベルはピーク値に比べると小さいが、上流境界層の変動レベルよりは大きい。これは、流れがはく離衝撃波を通過することとはく離渦の存在により、流れのもつ乱れ(乱流変動)が増加するためと考えられる。

図4に同じ実験条件での干渉場代表位置における圧力変動の周波数特性を示す。図4(a)は干渉場上流の付着した乱流境界層、図4(b)~(d)は圧力変動レベル分布の各ピーク位置での正規化されたパワースペクトルである。

非干渉領域の乱流境界層の圧力変動周波数は $f=15\sim30\text{ kHz}$ が支配的であるのに対して、はく離衝撃波の振動領域にあたる PK 1 位置 [図4(b)] では $f=0.6\sim4\text{ kHz}$ の低周波成分が支配的である。特に、ピークとなっている $f=1.5\sim3\text{ kHz}$ がはく離衝撃波の振動周波数と推測される。PK 2 位置 [図4(c)] での周波数特性は PK 1 とほぼ一致し、低周波成分が支配的であり、PK 2 は 4.1 節で述べたように、はく離衝撃波振動に同期したはく離渦の伸縮とはく離衝撃波の強度変化によるものと考えられる。一方、最大圧力変動が見られるフィン根元付近の PK 3 位置 [図4(d)] では、PK 1 や PK 2 に比べて高周波の $f=4\sim10\text{ kHz}$ が支配的であり、はく離渦の再付着が高周波で起こっていることがわかる。また、はく離渦を乗り越えてき

Fig. 6 Model of oscillation of separation shock

た高運動量、つまり高周波成分をもつ流れが、非定常に位置を振動させながら壁面に再付着しているとも考えられる。

可視化結果と周波数解析から、圧力変動レベル分布における PK 1 位置と PK 2 位置には何らかの相関があると考えられる。図 5 にこの二つの位置での圧力変動の相互相関係数を示す。

図 5 からわかるように、ほぼ遅れ時間なしに -0.6 程度の強い負の相関が観察される。つまり、PK 1 と PK 2 の位置ではほぼ同時に逆の現象が起こっており、まったくの逆位相で圧力変動が起きている。このことから、PK 2 が、はく離衝撃波の強度変化を伴う振動と同期したはく離渦の伸縮運動によるものだと考えることができる。

以上から、はく離衝撃波振動の模式図を図 6 に示す。はく離衝撃波の足が最上流に位置する弱い干渉の場合と最下流に位置する強い干渉の場合の瞬間的な壁面静圧分布も示す。

はく離衝撃波がもっとも上流に移動した場合には、その足の最上流側に位置する PK 1 付近の圧力は上昇するのに対して、下流の PK 2 位置付近の圧力は、はく離衝撃波の強度が弱くなるために圧力上昇幅が減少するので下降する。その逆に、はく離衝撃波がもっとも下流に移動した場合には、PK 1 付近は、はく離衝撃波

の上流側となるため圧力は下降するのに対し、PK 2 位置付近の圧力は、はく離衝撃波の強度が強くなるために圧力上昇幅が増加するので上昇している。したがって、はく離衝撃波の振動により、干渉場内では圧力上昇(降下)と降下(上昇)というまったく逆の現象がほぼ同時に起こる場合が存在すると考えられ、その位置がそれぞれ PK 1 位置と PK 2 位置であるといえる。したがって、PK 1 位置と PK 2 位置で圧力変動レベルはピーク値をとり、両位置での周波数特性も類似しているといえる。

4.3 圧力変動特性に与える主流条件およびフィン形状の影響 図 7 に RK 1 位置での圧力変動レベルと境界層厚さで無次元化した前縁直径(d/δ)との関係を他研究者^{(1)~(6)}のデータも併せて示す。いずれのマッハ数においても d/δ が増加すると圧力変動レベルも増加する傾向があり、ほぼ $(d/\delta)^{1/2}$ に比例して増加している。ここで、 $M_\infty=2.64$ では、 $d=4$ mm と $d=8$ mm を比較すると 58% の増加となった。はく離衝撃波通過による圧力上昇は流速の遅い境界層内に比べて主流領域のほうが高く、 d/δ の増加とともにはく離衝撃波が主流領域に占める部分が大きくなるため、上記

Fig. 7 Maximum pressure fluctuation near separation line

Fig. 8 Oscillation frequency of separation shock

Fig. 9 Oscillation length of separation shock

Fig. 10 Oscillation frequency and length of shock wave

Fig. 11 Strouhal number

の傾向が現れると考えられる。また、 d/δ が同程度でもマッハ数の増加に伴い圧力変動レベルは増加しているが、これはマッハ数増加に伴い、はく離衝撃波前後の圧力差が増大し、はく離衝撃波通過による圧力変動幅が大きくなるためと考えられる。

図8にPK1位置での支配周波数 f_{PK1} 、図9に、はく離衝撃波の振動距離 L_i に対する前縁直径の影響を示す。この支配周波数は、はく離衝撃波の振動周波数と考えられ、前縁直径の増加とともに低下する傾向がある。ここで、 $M_{\infty}=2.64$ では、 $d=4$ mm で $f_{PK1}=2\sim 3.5$ kHz であるのに対して $d=8$ mm では $f_{PK1}=1.5\sim 2.5$ kHz である。同時に、その振動距離は増加するが前縁直径で無次元化するとほぼ一定となり、 $L_i/d=0.5\sim 0.8$ 程度である。

また、後退角を減少させると、はく離衝撃波の振動周波数、振動距離ともに前縁直径を増加させた場合と同様の傾向が現れる。

図10にはく離衝撃波の振動周波数と振動距離との関係を示す。図10に示すように、振動周波数が増加すれば、振動距離は減少し、逆に、振動周波数が減少すれば、振動距離は増加することがわかる。

以上の傾向より、はく離衝撃波の振動周波数と振動距離には密接な関係があると思われる。そこで、その振動周波数を振動距離と主流流速で無次元化して、これをストローハル数と定義し、すべての鈍頭フィンに対してまとめたものが図11である。

図11からわかるようにストローハル数はほぼ一定の値を示し、その平均値は0.020、標準偏差は0.0034

となった。したがって、主流条件が与えられれば、はく離衝撃波の振動周波数と振動距離の関係(振動速度)はほぼ一意的に定まる。

5. 結 論

以上の結果から、次に挙げることが判明した。

(1) 鈍頭フィンによる干渉場では圧力変動レベルの高い三つのピークが現れる。それらは上流側からそれぞれ、「はく離衝撃波の振動」、「はく離衝撃波振動に同期したはく離渦の伸縮運動」、そして、「はく離渦の再付着」に起因する。

(2) はく離衝撃波の振動により生じる圧力変動レベルのピーク値はマッハ数の増加とともに増加し、同じマッハ数においては $(d/\delta)^{1/2}$ にほぼ比例して増加する。

(3) はく離衝撃波の振動周波数は、フィン前縁直径の増加ならびにフィン後退角の減少に伴い低下する。

(4) はく離衝撃波の振動距離は、フィン前縁直径の増加ならびにフィン後退角の減少に伴い増加する。特に後退角のない場合は前縁直径の約0.5~0.8倍に比例して増加する。

(5) はく離衝撃波の振動周波数、その振動距離、主流流速で定義したストローハル数は全鈍頭フィンに対してほぼ一定値0.020を示す。

本研究を実施するにあたり、航空宇宙技術研究所の坂田公夫、柳良二、澤田秀夫の各氏に助力を得た。各氏に対し深甚の謝意を表す。

文 献

- (1) Aso, S., Kuranaga, S. and Hayashi, M., *AIAA Paper*, 91-1755(1991).
- (2) Dolling, D. S. and Bogdonoff, S. M., *AIAA Paper*, 81-1287(1981).
- (3) Dolling, D. S. and Smith, D. R., *AIAA Paper*, 88-0305(1988).
- (4) Dolling, D. S., *AGARD-R-792*(1993).
- (5) Gonzalez, J. C. and Dolling, D. S., *AIAA Paper*, 93-0776(1993).
- (6) Kleifges, K. and Dolling, D. S., *AIAA Paper*, 93-3281(1993).