

航空機周辺における衝撃波自励振動の 数値シミュレーションと現象解明

2020年2月4日

東京農工大学大学院 工学府
機械システム工学専攻
亀田研究室

小島 良実

Abstract

This thesis investigates the physical mechanics of shock wave oscillation phenomena in airflow around an aircraft. We analyze the results of numerical simulation for studying the physical insight of the unsteady motion of the shock waves.

Firstly, we investigate an oscillation phenomenon of the shock wave system on the supersonic intake known as "buzz." We employed the unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes (URANS) method to simulate a series of wind tunnel tests in which an external-compression intake model at a Mach number of 2.0. The experimental and numerical results indicate that the MFR (Mass Flow Rate) through the diffuser is closely tied to the onset of buzz. Based on this finding, we model a time variation of the mass on a control volume (CV), which is located at the rear part of the diffuser. The modeling suggests that the buzz phenomenon can be described by a delay differential equation (DDE). Mathematical and numerical analysis shows that the proposed model could predict the buzz onset by the bifurcation of the solution of the equation.

Secondly, we perform a resolvent analysis on a two-dimensional transonic flow over a NACA0012 to identify the origin of shock oscillation phenomenon around an airfoil called "transonic buffet." Numerical simulation to obtain the base flow for resolvent analysis is conducted at a cord-based Reynolds number of 2000 and a free-stream Mach number of 0.85. This flow condition is quite lower than what traditionally has been considered in previous researches. Resolvent analysis allows us to find that the appropriate forcing input could trigger the shock oscillation even at a low-Reynolds number flow. The source of buffet is identified to be at the shock foot. We also comment on the role of perturbations in the vicinity of the trailing edge.

Consideration of a transonic buffet on a three-dimensional wing used for regular aircraft is the final part of our discussion. We employ a NASA-CRM (Common Research Model) wing as a test model for an investigation. Zonal-DES (Detached Eddy Simulation) method allows us to simulate complex unsteady flow fields. A comparison between the numerical and experimental results suggests that our calculation simulates

the three-dimensional buffet with reasonable accuracy. A spectrum analysis about the pressure field on the wing indicates that the three-dimensional buffet could be understood as a superposition of two types of shock oscillation with different frequency ranges. Also, we found that the shock oscillation on the NACA-CRM airfoil could be categorized into three patterns.

目次

図目次	iii
表目次	x
第1章 序論	1
1.1 本論文の研究対象	2
1.1.1 航空機の周辺に発生する衝撃波	2
1.1.2 衝撃波の自励振動現象	4
超音速インテークバズ (supersonic intake buzz)	4
遷音速バフエット (transonic buffet)	8
1.2 研究目的	12
1.3 本論文の構成	13
第2章 超音速インテークバズ	15
2.1 背景	16
2.2 超音速インテークバズ特性取得試験	18
2.2.1 供試モデル	20
2.2.2 気流条件	20
2.2.3 試験結果	21
2.3 数値シミュレーション	23
2.3.1 数値計算用インテークモデル	23
2.3.2 数値計算手法	25

2.3.3	計算の妥当性検証	27
2.4	計算結果および考察	28
2.4.1	バズのサイクル	28
2.4.2	バズの発生境界	31
2.5	超音速インテークバズのモデリング	33
2.5.1	数学モデルの導出	33
2.5.2	バズ発生の臨界値	38
2.6	本章の結論	39
第 3 章	2 次元遷音速バフェット	41
3.1	背景	42
3.2	解析方法	45
3.2.1	解析対象	45
3.2.2	数値計算	45
3.2.3	Resolvent 解析	48
3.3	解析結果	51
3.3.1	ベース流れ場の計算結果	51
3.3.2	翼周り遷音速流れの resolvent 解析	55
3.4	本章の結論	62
第 4 章	3 次元遷音速バフェット	63
4.1	背景	64
4.2	数値計算法	66
4.2.1	計算対象	66
4.2.2	計算格子	68
4.2.3	数値計算法	68
4.2.4	乱流モデル	70
4.3	計算結果および考察	71
4.3.1	実験結果との比較	71

4.3.2	衝撃波の時間的挙動	71
4.3.3	バフエットの周波数特性	76
4.3.4	3次元バフエットのスパン方向不安定性	76
4.3.5	3次元におけるバフエット現象のメカニズム	78
4.4	本章の結論	80
第5章	結論	81
	参考文献	85
	研究業績一覧	94

目次

1.1	Flow patterns on an airfoil for different Mach numbers. Flow around an airfoil could be categorized into three types: (a) subsonic flow, (b, c) transonic flow (d) supersonic flow. In the transonic case, the normal shock waves, which stand in the middle of the airfoil, interact with the boundary layer and could trigger the flow separation. The normal shock would move to downstream with increasing Mach number, and a new shock wave, called the bow shock, appears in the front of the airfoil (Anderson Jr, 2010).	3
1.2	The supersonic intake consists of a shock wave system at the rear parts of the intake and subsonic diffuser. The airflow which passes through the intake is firstly decelerated from supersonic to subsonic by the shock system. The subsonic diffuser recovers the air pressure and leads the air to the engine. The decrease of MFR through the diffuser could trigger the violent oscillation of the shock systems known as “supersonic intake buzz.”	5

1.3	The operating condition of supersonic intake depends on the mass flow rate (MFR) through the subsonic diffuser. (a) A supercritical condition is characterized by the terminal shock waves that appear inside the diffuser as a result of excessive MFR. (b) In a case of critical condition, the normal shock is generated at the cowl lip position. This state serves large MFR and a high total pressure recovery rate. (c) Excessively low MFR poses a subcritical condition. The normal shock travels away from the cowl lip due to excessive backpressure, and the strong shear layer extends from the shock triple point.	6
1.4	Ferri & Nucci (1951) and Dailey (1955) have suggested two type of models explaining the physical mechanism of buzz. (a) Ferri & Nucci (1951) has argued that the strong shear layer extends from the shock triple point trigger a small amplitude, high-frequency shock oscillation called little buzz. (b) On the other hand, in the model of Dailey (1955), the flow separation at the foot of the normal shock causes flow blocking and results in large scale shock oscillation called big buzz.	7
1.5	A normal shock wave in a transonic flow around an airfoil would oscillate violently within certain angle of attack and Mach number condition. This shock oscillation phenomenon, known as transonic buffet, is an example of the self induced oscillation of shock wave.	9
1.6	Lee (2001) have argued that the pressure wave radiated from the trailing edge of an airfoil, called Kutta wave, act an important role for sustaining shock oscillation.	10

1.7	A transonic buffet on a three-dimensional wing has a different nature from the two-dimensional buffet. (a) The shock wavefront of the two-dimensional buffet oscillates uniformly in the streamwise direction regardless of the spanwise position. This means that there is no oscillation mode in the spanwise direction. (b) On the other hand, the three-dimensional buffet oscillates not only in the streamwise direction but also in the spanwise direction.	11
2.1	The scaled model of supersonic intake for the wind tunnel test at $M_\infty = 2.0$. The model is designed as the external compression type. The major dimensions in (a) are listed in Table 2.1. The five Kulite transducers are mounted at the bottom of the diffuser to capture unsteady pressure data. In this study, the data from the PS3 sensor mounted at $x_{ps} = 115$ mm and $b_{ps} = 20$ mm is used.	19
2.2	Experimental results from the wind tunnel test. (a) Horizontal position of flow plug x_p , (b) Unsteady pressure measured at port PS3, (c) RMS of pressure fluctuation, and (d) Spectrogram. Here, $x_p = 0$ indicates that the exit area of the diffuser is fully closed. The width of the time window for obtaining (c) and (d) is 0.128 s.	22
2.3	Schlieren images at some instants. (a) At the beginning of the shear layer ingestion (11.22 s), (b) just before the onset of buzz (20.38 s), and (c) and (d) during buzz (c: 23.96 s, d: 24.16 s). Pressure-time histories around $t = 23.96$ s and $t = 24.16$ s are displayed. The red broken lines are the times of snapshot (c) and (d).	24
2.4	A computational model is built to simulate the wind tunnel test described in section 2.2.	26

2.5	Time history of unsteady pressure of the diffuser at the same position as the PS3 Kulite transducer installed in the wind tunnel test. Two computational grids, the total numbers of which are 3×10^6 (3M) and 24×10^6 (24M), are used in this calculation.	27
2.6	Comparison of schlieren images of the shock system obtained by CFD (color) and wind tunnel experiment (gray scale). The position of flow plug is $x_p = 5$ mm for both cases.	28
2.7	Time histories of pressure by numerical simulation and wind tunnel test with $x_p = 1$ mm ($A_e/A_c = 0.039$).	29
2.8	Pseudo schlieren profiles at some instants around the inlet during a cycle of buzz for $A_e/A_c = 0.039$. The times are assumed to be (a) 0 ms, (b) 0.77 ms, (c) 1.02 ms, (d) 2.08 ms, (e) 2.97 ms, and (f) 3.47 ms.	30
2.9	Variety of pressure fluctuation due to difference in A_e/A_c	31
2.10	Definition of STP.	32
2.11	STP obtained experimentally and by numerical simulation.	32
2.12	Control volume and mass flux in the diffuser.	33
2.13	Time histories of \dot{m}_{in} (red line) and m (blue line), where $A_e/A_c = 0.038$ ($x_p = 1$ mm) whose contour of the density gradient has been displayed in Fig. 2.8. Points (a)-(f) on the red line indicate the time of the pseudo schlieren images in Fig. 2.8. The broken line indicates the mass time history delayed by 1.2 ms.	35
2.14	Scatter plots between (a) $m(t)$ and $\dot{m}_{out}(t)$ and between (b) $m(t)$ and $\dot{m}_{in}(t + \tau)$	36
2.15	Numerical solution of the buzz model (Eq. 2.4) by the 4th-order Runge-Kutta method. The dominant frequency of these solutions is 283 Hz.	37

3.1	The computational grid used for numerical simulation and resolvent analysis. (a) The whole computational domain. The enlarged views around the airfoil are shown with the (b) instantaneous magnitude of normalized vorticity and (c) time-averaged velocity fields.	46
3.2	Unsteady transonic flow over a NACA0012 airfoil. (a) Instantaneous vorticity field ($\Omega_z L_c/a_\infty$). (b) Power spectral density of v_y/a_∞ probed at $(x, y)/L_c = (2.10, -0.11)$	52
3.3	(a) Time-averaged streamwise velocity (v_x/a_∞) field around the NACA 0012 airfoil. Lines L1, L2, and L3 indicate the locations of the velocity distribution shown in (b) obtained from the standard (red) and fine (blue) grids	53
3.4	Time-averaged flow field around the NACA0012 airfoil. (a) Streamwise velocity (v_x/a_∞). (b) Numerical schlieren with density gradient magnitude ($\ \nabla\rho\ L_c/\rho_\infty$). Regions enclosed by the solid and broken curves represent the supersonic and recirculation regions, respectively. The dashed-dotted box depicts the spatial window for the filtered resolvent analysis.	54
3.5	(a) Original and (b) windowed resolvent gains over St	56
3.6	Response and forcing modes normalized by the velocity magnitude for $St = 1$	57
3.7	The original (top) and the windowed (bottom) resolvent modes normalized by the velocity magnitude for $St = 0.06$. The dashed-dotted lines depicts the position of the shock on the suction side.	59

3.8	Transonic flows over the airfoil with perturbations added in the form of the dominant forcing modes from original (left column) and windowed resolvent analysis (right column). The motions of the shock wave are visualized in (a-b) with the blue contour lines in four phases ϕ_f with respect to the forced buffet cycle, on top of the red lines for unforced case. Both contour lines display levels of $\ \nabla\rho\ L_c/\rho_\infty$. Visualized in (c-d) are differences of the rms of streamwise velocity fields $\Delta v_{\text{rms},x}/a_\infty$, where $\Delta v_{\text{rms},x} \equiv v_{\text{rms},x,\text{forced}} - v_{\text{rms},x,\text{unforced}}$	61
4.1	NASA-CRM (Common Research Model) wing. The model emulates a three-dimensional wing that is integrated with regular commercial aircraft for validating CFD results.	67
4.2	The computational grid for the three-dimensional buffet simulation is constructed by hexahedra elements with C-O type topology. The grid is dens where $0.2c_{\text{mac}} < x < 0.4c_{\text{mac}}$ for achieving high resolution of shock wave.	69
4.3	Root mean square (RMS) of the pressure coefficient C_p on the suction side of the CRM wing.	72
4.4	Snapshots for pressure coefficient C_p on the suction side of the wing. The dashed lines display the shock wave fronts at the surface.	73
4.5	Spatial-temporal diagram of C_p at the dashed-dotted line displayed in fig. 4.3.	74
4.6	Power spectral density of the pressure coefficient on three dimensional wing.	75
4.7	Spatial-temporal spectrum of the pressure coefficient on the CRM wing.	77
4.8	Kutta waves radiated from the trailing edge of the wing.	79

表目次

2.1	Main dimensions of the intake model. The definitions of the symbols are given in Fig. 2.1 (a).	21
2.2	Characteristic quantities of inlet buzz obtained by numerical simulation using a wind tunnel test.	29
2.3	Summary of the parameters for the buzz model (Eq. (4)).	37

第1章

序論

ここ数十年に渡る航空技術の進歩と航空輸送需要の継続的な成長に伴い、航空機の飛行速度はその誕生時と比較して大幅に高速化している。多くの航空機が音速に近いまたはそれ以上の速度で飛行する能力を有しており、陸上・海上輸送とは隔絶した高速移動を可能にするモビリティとしてその地位を確立している。

一般的に、空気中を音速に近い、またはそれ以上の高速度で飛行する物体の周辺では、衝撃波が発生する。航空機周りに発生する衝撃波は機体や周辺の流れ場と干渉し、複雑な流体現象を示す (Delery, 1985; Anderson Jr, 2010)。多くの航空機が遷音速以上の速度で飛行しており、また次世代型の超音速輸送機の開発計画が複数提案される中で、衝撃波の取り扱いに関する知識の重要性は日増しに高まっている。本論文では、航空機周りにおける衝撃波の振動現象を主な研究対象とする。衝撃波の振動現象は、機体周りの気流の激しい非定常変動を招き、航空機の安定飛行に多大な悪影響を与える危険な現象として知られている。本論文では、航空機周りにおける代表的な衝撃波振動現象である”超音速インテークバズ (Seddon & Goldsmith, 1985)”と”遷音速バフエット (Delery, 1985; Lee, 2001)”を研究の主眼とする。本章ではこれらの現象について概説し、これを踏まえた本論文の研究目的について論じる。

1.1 本論文の研究対象

1.1.1 航空機の周辺に発生する衝撃波

空気中を移動する航空機周りの流れを考える。航空機周りの流れ場は、一様流の Mach 数 $M_\infty \equiv V_\infty/a_\infty$ の値に基づきいくつかのパターンに分類される。ここで、 V_∞ は航空機周り流れの一様流速度、 a_∞ は一様流音速である。それぞれの速度域における翼周り流れ場の違いを、図 1.1 に示す。一様流速度が音速よりも十分に遅ければ、流れは非圧縮とみなすことができる。一様流速度が音速に近づくと、空気の圧縮性の影響が顕著に現れるようになる。気流の Mach 数が概ね $0.8 < M_\infty < 1.2$ の範囲の速度は遷音速 (transonic speed) と呼ばれる。現在の航空機の多くはこの速度域で飛行している。遷音速域では、翼表面に沿って加速された流れが音速を超え、翼の周辺に局所的な超音速領域が形成される。この超音速の流れが翼の後方に向かって亜音速まで減速する過程で、翼の中程に衝撃波が発生する (垂直衝撃波)。垂直衝撃波は、主流の Mach 数が速くなるにつれ、流れの下流方向に移動し、やがて物体の後端に達する。この時、物体の先端には別の衝撃波 (離脱衝撃波) が発生する。 $M_\infty > 1$ の速度域は、超音速域と呼ばれる。このように、遷音速以上の速度域においては、航空機周辺に様々なタイプの衝撃波が発生する。

これらの航空機周りに発生する衝撃波は、周辺の流れ場と干渉して複雑な流体現象を示す。例えば、遷音速域における垂直衝撃波は翼の表面の境界層と干渉する (Delery, 1985)。この衝撃波・境界層干渉 (SWBLI: Shock Wave Boundary Layer Interaction) は、衝撃波の強い逆圧力勾配を原因とする流れの剥離を引き起こす。航空機の主翼で衝撃波・境界層干渉により流れがはく離し、乱れた気流が尾翼に衝突すると、バッフェティング (Buffetting, Ericsson (1975)) と呼ばれる機体の構造振動が発生する。衝撃波の発生はまた、航空機抵抗の増加要因ともなる (Anderson Jr, 2010)。衝撃抵抗と呼ばれるこの抵抗は、衝撃波による空気のエントロピー上昇に伴い発生する造波抵抗であり、超音速旅客機では抵抗全体の 20% にも達する場合がある。

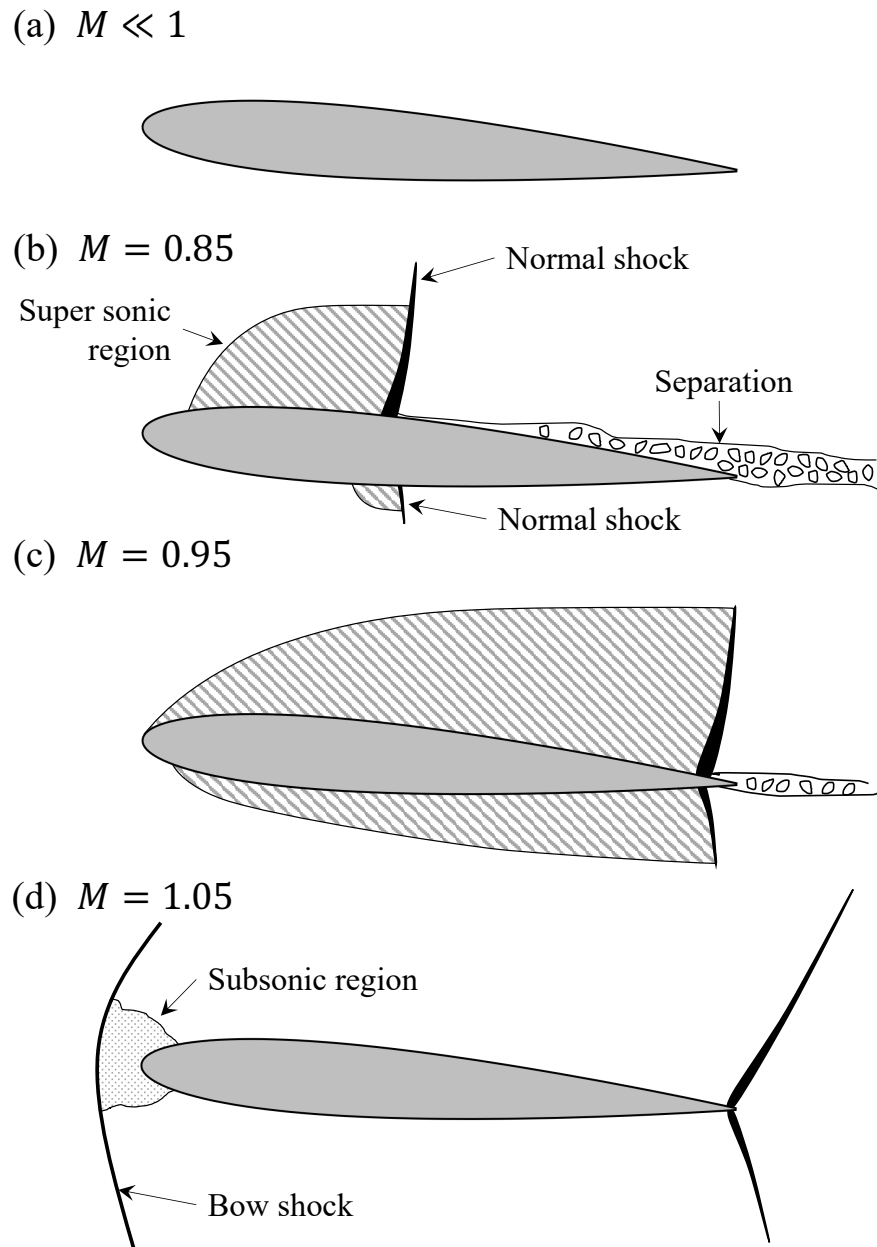


Fig. 1.1 Flow patterns on an airfoil for different Mach numbers. Flow around an airfoil could be categorized into three types: (a) subsonic flow, (b, c) transonic flow (d) supersonic flow. In the transonic case, the normal shock waves, which stand in the middle of the airfoil, interact with the boundary layer and could trigger the flow separation. The normal shock would move to downstream with increasing Mach number, and a new shock wave, called the bow shock, appears in the front of the airfoil (Anderson Jr, 2010).

1.1.2 衝撃波の自励振動現象

多くの場合、主流の気流や機体形状が時間的に定常であれば航空機周りの衝撃波位置も定常である。しかし、ある特定のケースでは、気流や機体形状が定常である場合においても、衝撃波が非定常に振動することが知られている。航空機における衝撃波振動現象の代表例として、“超音速インテークバズ (Delery, 1985; Seddon & Goldsmith, 1985)”と“遷音速バフエット (Lee, 2001)”が挙げられる。これらの衝撃波振動現象は、気流や航空機の構造物が非振動的である場合でも、流体力学的な不安定性により誘発される自励振動現象である。流れの不連続面である衝撃波の振動は、その周辺の気流の激しい振動を誘発する。多くの場合これは、機体構造物に加わる力の急激な変動を意味するため、衝撃波の自励振動現象は航空機の飛行の安全性を深刻に損なう危険な現象として知られている。

超音速インテークバズ (supersonic intake buzz)

超音速インテークバズは、超音速輸送機 (SST: SuperSonic Transport) の構成要素の一つである推進系において発生する衝撃波振動現象である。推進系はジェットエンジンとその周辺デバイスを含み、その効率性は航空機の燃費性能に大きく影響する。図 1.2 に示す超音速インテーク (Seddon & Goldsmith, 1985) は推進系を構成する主要な流体デバイスの一つであり、超音速の外部気流から空気を取り入れ、エンジンへ安定的に供給する役割を担う。超音速インテークは一般的に、ウェッジ (wedge) とカウルリップ (cowl rip) から発生する衝撃波からなる衝撃波システム (shock system) と圧力回復用の亜音速ディフューザー (subsonic diffuser) から構成されている。衝撃波システムを通過した流れは亜音速まで減速され、ディフューザ内で圧力回復される。外部気流の総圧とディフューザ後部における総圧の比は総圧回復率と呼ばれ、重要なインテークの性能指標である。

超音速インテークバズは、衝撃波システムの振動現象を指す。超音速インテークバズの発生は、衝撃波の振動に伴うディフューザ内気流の激しい変動を招き、最悪の場合はエンジンの停止や破壊を誘発する。バズの発生を避けるため、超音速インテークの設計においてはカウルリップ位置を決定する際、機体の最高速度に $M = 0.2$ を加え、ウェッジから生じる斜め衝撃波とカウルリップの間に距離を開けている (Seddon & Goldsmith, 1985)。これ

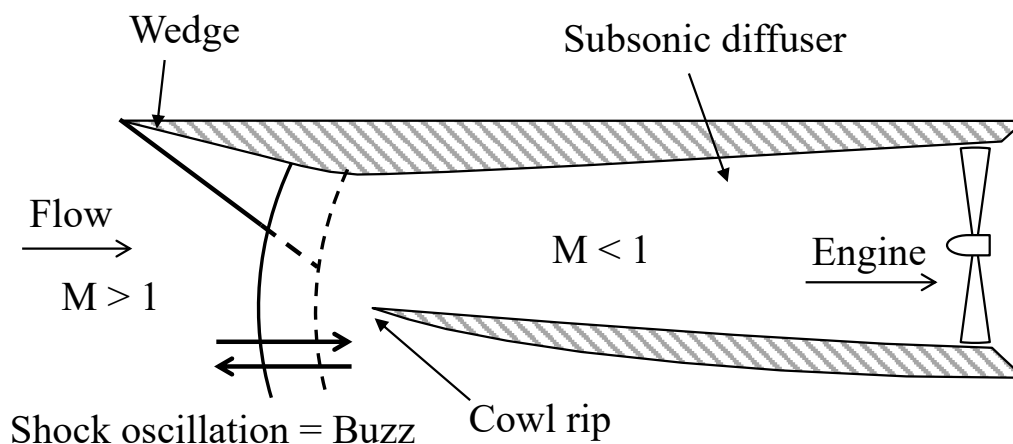


Fig. 1.2 The supersonic intake consists of a shock wave system at the rear parts of the intake and subsonic diffuser. The airflow which passes through the intake is firstly decelerated from supersonic to subsonic by the shock system. The subsonic diffuser recovers the air pressure and leads the air to the engine. The decrease of MFR through the diffuser could trigger the violent oscillation of the shock systems known as “supersonic intake buzz.”

はスピレージ流量の増加を招き、結果的に推進系で発生する抵抗を増加させる。

超音速インテークの作動状態は亜音速ディフューザ内の質量流量によって変化し、図 1.3 に示すように、主に 3 種類に分類できる。ディフューザ内の質量流量が適正値より大きい場合は、インテークは超臨界作動状態 (super critical condition) になり、終端衝撃波 (terminal shock) がディフューザ内部に生成される。この状態では、ディフューザ内部の気流が一部で超音速になる。質量流量の低下による背圧の上昇に伴い、終端衝撃波は上流側に移動する。臨界作動状態 (critical condition) は、終端衝撃波がちょうどカウルリップ (cowl rip) の位置にある状態である。臨界作動状態は高い総圧回復率と大きな質量流量を達成することができる、インテーク性能が高い状態である。ディフューザ内部の質量流量が臨界作動状態より大きく低下すると、亜臨界作動状態が発生する。亜臨界作動状態においては終端衝撃波がディフューザから遠く離れ、衝撃波システムにおける衝撃波三重点 (STP: Shock Triple Point) から強いせん断層が発生する。実際の航空機の運行においては、ディフューザ内の質量流量は主にエンジンの作動状態によって決定される。そのためかつては、航空機の飛行状態に応じて最適な作動状態を保つため、複雑な変形機構により流路形状を

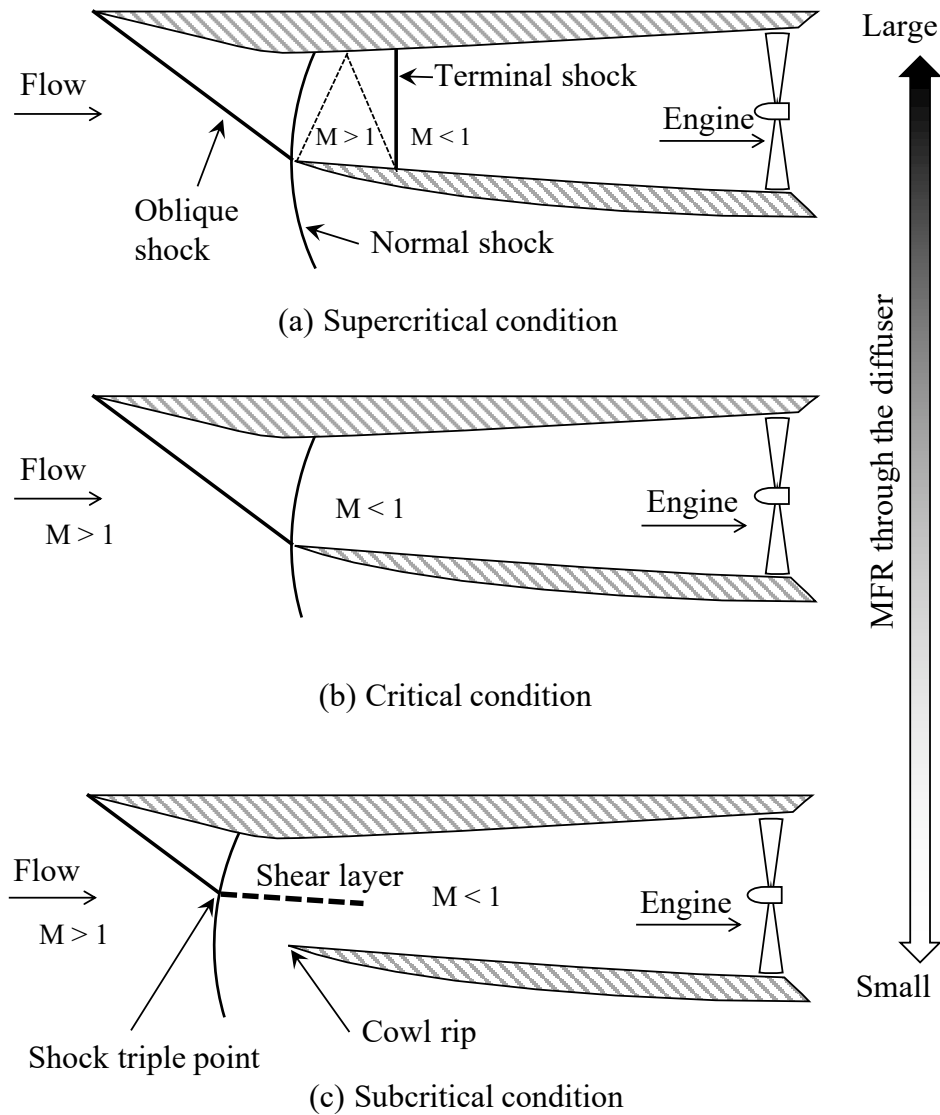


Fig. 1.3 The operating condition of supersonic intake depends on the mass flow rate (MFR) through the subsonic diffuser. (a) A supercritical condition is characterized by the terminal shock waves that appear inside the diffuser as a result of excessive MFR. (b) In a case of critical condition, the normal shock is generated at the cowl lip position. This state serves large MFR and a high total pressure recovery rate. (c) Excessively low MFR poses a subcritical condition. The normal shock travels away from the cowl lip due to excessive backpressure, and the strong shear layer extends from the shock triple point.

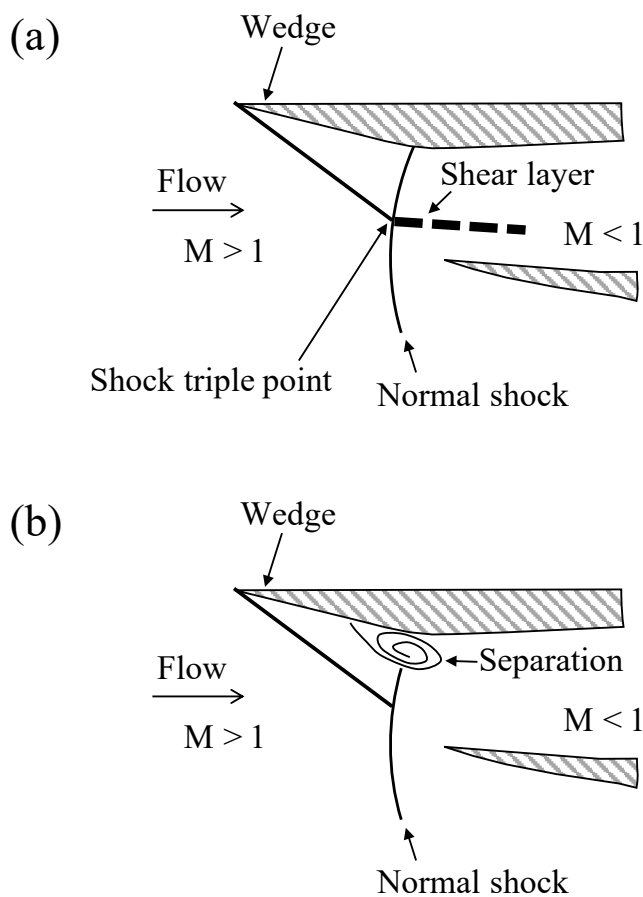


Fig. 1.4 Ferri & Nucci (1951) and Dailey (1955) have suggested two type of models explaining the physical mechanism of buzz. (a) Ferri & Nucci (1951) has argued that the strong shear layer extends from the shock triple point trigger a small amplitude, high-frequency shock oscillation called little buzz. (b) On the other hand, in the model of Dailey (1955), the flow separation at the foot of the normal shock causes flow blocking and results in large scale shock oscillation called big buzz.

制御する超音速インテークが盛んに研究されていた。

超音速インテークバズは、ディフューザ内流量が少ない亜臨界作動状態において発生する。バズの物理的なモデルはこれまで主に 2 種類提案されており、Ferri モデル (図 1.4(a), Ferri & Nucci (1951); Fisher & Brooks (1970)) と Dailey モデル (図 1.4(b), Dailey (1955)) が広く知られている。Ferri モデルでは、図 1.4(a) に示すように、衝撃波三重点から発生してディフューザ内に流入する強いせん断層が、バズを誘発するとされてい

る。Ferri & Nucci (1951) によると、せん断層の流入に伴って発生するバズは振幅が比較的小さくかつ高周波数であり、このタイプのバズは little buzz と呼ばれている。一方、Dailey (1955) のモデル (1.4(b)) では、衝撃波の根本付近において発生する流れのはく離がバズの発生原因であるとされている。Dailey (1955) は流れのはく離に伴う流路の閉塞による背圧の上昇が、衝撃波振動の引き金であると主張している。このメカニズムに基づいて発生するバズは振幅が大きく、周波数が比較的低いと考えられており、big buzz と呼ばれている。このように、インテークバズには 2 つの種類が存在するという考え方が、現在のバズ研究の主流である。一方で、最近行われた Chen *et al.* (2018) の実験では、広く知られている理解とは異なり、little buzz と big buzz が共存することが示されている。超音速インテークバズの物理的なメカニズムは依然として議論の対象であり、衝撃波振動現象の発生原因を説明するモデルには改善の余地が大きいのが現状である。

遷音速バフエット (transonic buffet)

本論文で取り上げるもう一つの衝撃波振動現象は、遷音速バフエット現象である。翼周り遷音速流れでは、図 1.5 に示すように翼の中程に垂直衝撃波が形成され、衝撃波・境界層干渉が発生する。遷音速バフエットは、この垂直衝撃波の振動現象である。バフエットは翼周り遷音速流れの流体力学的な不安定性により生じており、気流や翼の構造が時間的に変動しない場合も発生する自励振動現象である (Lee, 2001)。遷音速バフエットが発生すると空気力学的な力の激しい変動により機体が振動し、最悪の場合は機体の空中分解を招く。このため、遷音速バフエットの予測は、航空機の開発にあたり極めて重要である。標準的な遷音速バフエットの対策では、航空機の巡航状態において揚力係数 C_L 換算で 30% のマージンを設定する (Dandois *et al.*, 2014)。揚力係数 C_L に対するマージンは、航空機のフライトエンベロープを制限し、最大離陸重量の現象に繋がる。

遷音速バフエット現象の顕著な特徴の一つは、その振動周期の長さにある。複数の実験および数値シミュレーションを用いた研究 (Deck, 2005; Jacquin *et al.*, 2009; Dandois, 2016) では、衝撃波振動の周波数は、翼弦長 L_c を基準とするストローハル数 $St_{L_c} \equiv fL_c/V_\infty$ において、 $0.06 \leq St_{L_c} \leq 0.07$ 程度であるとされている。これは即ち、遷音速バフエットの振動周期が対流時間 $tV_\infty/L_c = 1/St_{L_c}$ 基準で $14 \leq tV_\infty/L_c \leq 16$ に達することを意味す

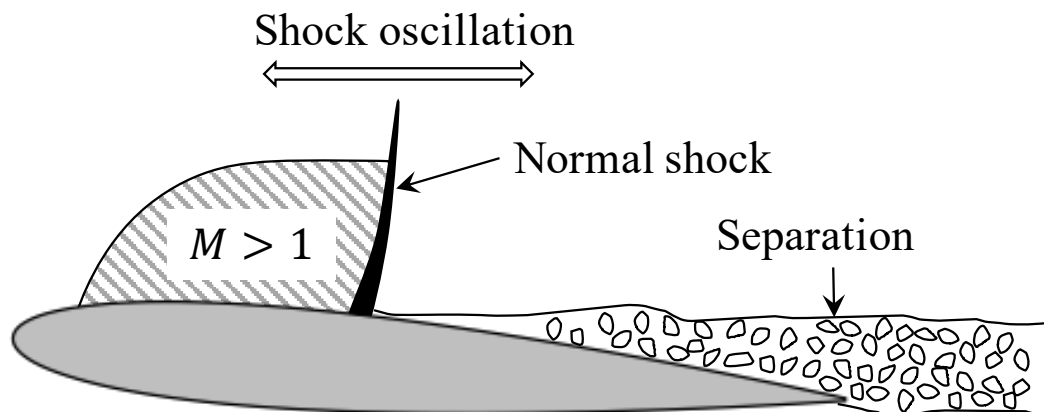


Fig. 1.5 A normal shock wave in a transonic flow around an airfoil would oscillate violently within certain angle of attack and Mach number condition. This shock oscillation phenomenon, known as transonic buffet, is an example of the self induced oscillation of shock wave.

る。対象的に，翼後流や剥離領域内の流れの振動周波数は $0.1 \leq St_{L_c} \leq 1$ 程度 (Sartor *et al.*, 2014) であり，遷音速バフエットの振動周期は他の非定常現象と比較して際立って長い。また，遷音速バフエット現象は数多くの流体现象を含んでいる。例えば，圧力波の発生と伝播 (Lee *et al.*, 1994; Jacquin *et al.*, 2009; Crouch *et al.*, 2009)，衝撃波・境界層相互干渉による境界層剥離 (Seegmiller *et al.*, 1978; Levy, 1978; Grossi *et al.*, 2014; Iovnovich & Raveh, 2012a; Fukushima & Kawai, 2018) 等である。

バフエット現象の物理的なメカニズムを説明するモデルは，これまで複数提案されている。Lee (2001) により提案されたメカニズムでは，図 1.6 に示すように，衝撃波根元で発生して剥離領域内部を下流側に移動する速度変動と，翼後縁で発生する Kutta 波が重要な役割を果たす。Lee (2001) の説明では，遷音速バフエットの周期的な振動は，圧力波と速度変動によるフィードバックループによって維持されている。バフエットの物理的機構に関するもう一つの提案は，流れ場の全体安定性の理論に基づいている。全体安定性解析は，線形化 Navier-Stokes オペレータのスペクトル分解に基づいており，ある時間平均流れ場における特定の周波数の擾乱の成長率を調べることができる。Crouch *et al.* (2009) は，RANS シミュレーションと全体線形安定性解析の統合手法により，2次元の NACA0012 翼型周り

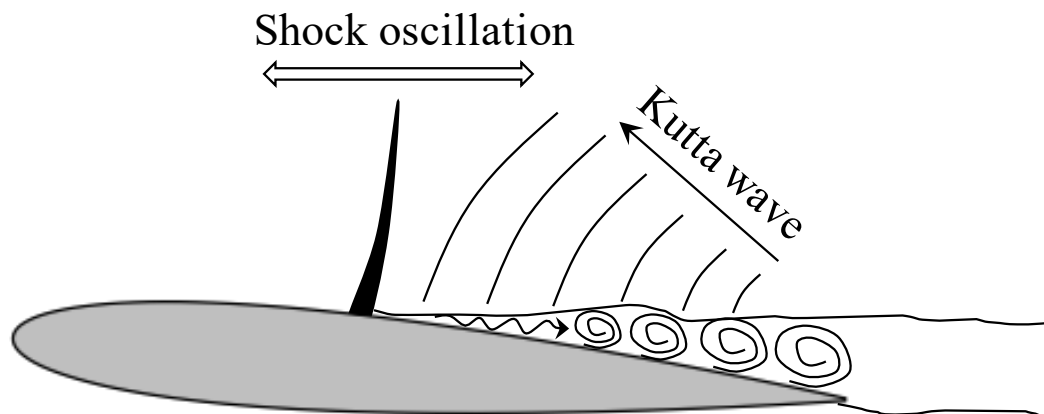
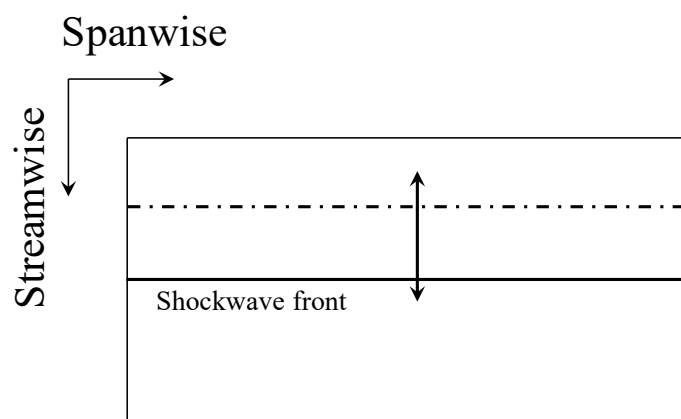


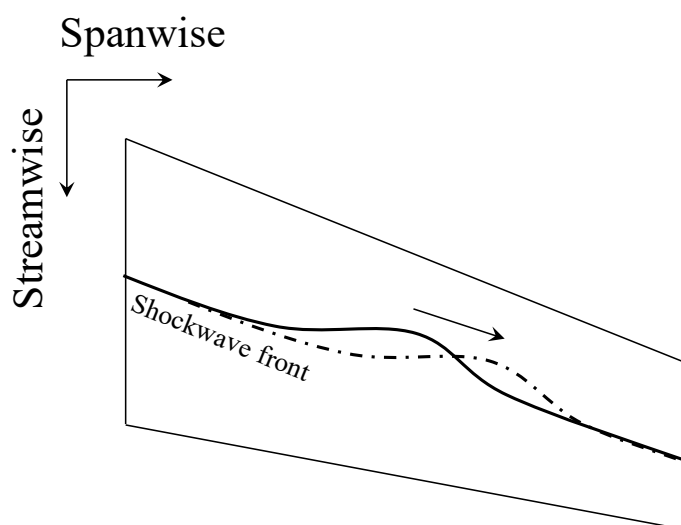
Fig. 1.6 Lee (2001) have argued that the pressure wave radiated from the trailing edge of an airfoil, called Kutta wave, act an important role for sustaining shock oscillation.

遷音速流れの全体安定性を評価した、様々な迎角・Mach 数における流れ場の線形安定性解析により得られたバフエット臨界値を McDevitt & Okuno (1985) の実験結果と比較し、バフエットの臨界値を正確に予測できると主張している。また、Crouch *et al.* (2009) の研究に続き、線形安定性理論をサポートする報告が得られている。Sartor *et al.* (2014) は NACA0012 翼周り遷音速流れの全体ヤコビアン行列の固有値分解により、Crouch らの主張をサポートする結果を得ている。流れ場の線形安定性の理論は遷音速バフエット現象の物理的なメカニズムをよく説明している。一方、線形安定性理論では説明しきれていない現象も複数報告されており (Nitzsche, 2009; Iovnovich & Raveh, 2012b), 理論のさらなる精緻化が必要である。

これまでの遷音速バフエット研究は、スパン方向に空間変化が無い 2 次元の現象に関する報告が特に充実しているが、より実在の航空機に近い 3 次元翼におけるバフエットを対象とした研究も増えつつある (Koike *et al.*, 2016; Dandois, 2016; Ohmichi *et al.*, 2018; Sugioka *et al.*, 2018; Crouch *et al.*, 2019; Paladini *et al.*, 2019). 3 次元翼のバフエット現象における最大の特徴は、2 次元のバフエットとは異なり、スパン方向の不安定性が現れる点にある。2 次元バフエットと 3 次元バフエットにおける典型的な衝撃波振動の動きの模式図を図 1.7 に示す。2 次元バフエットの場合は衝撃波振動の様相はスパン方向に変



(a) Two-dimensional wing



(b) Three-dimensional wing

Fig. 1.7 A transonic buffet on a three-dimensional wing has a different nature from the two-dimensional buffet. (a) The shock wavefront of the two-dimensional buffet oscillates uniformly in the streamwise direction regardless of the spanwise position. This means that there is no oscillation mode in the spanwise direction. (b) On the other hand, the three-dimensional buffet oscillates not only in the streamwise direction but also in the spanwise direction.

化が無く一様に振動し、その振動周波数は比較的低い ($St_{L_c} \approx 0.07$)。一方、3次元翼における buffet ではスパン方向に振動する波が観察される (Koike *et al.*, 2016)。このスパン方向の不安定性の振動周波数は比較的高く、 $St_{L_c} \approx O(10^{-1})$ 程度である (Dandois, 2016; Sugioka *et al.*, 2018)。3次元 buffet において現れるスパン方向の不安定性は、buffet cell (buffet cell) と呼ばれている。このように、3次元翼における buffet 現象は2次元 buffet と比較して格段に複雑である。3次元 buffet の研究は最近になって大きな注目を集め始めた領域であり、物理現象の詳細に関しては未解明な点が多い。

1.2 研究目的

本研究では、第 1.1 節で述べた超音速インテークバズと遷音速 buffet を対象として、航空機周りにおける衝撃波の自励振動現象を解析し、物理的なメカニズムを考察する。流体のコンピュータシミュレーション (CFD) を用いて対象となる衝撃波振動現象を再現する。得られたシミュレーションデータを対象として流れ場の分析を行い、現象に内在する物理を明らかにすることを目的とする。

超音速インテークバズと遷音速 buffet は、いずれも航空機の機体構造に加わる空気力学的な力の激しい変動を招き、エンジンの停止や破壊・機体構造の破損に繋がる極めて危険な現象として知られている。そのため、航空機の設計段階でこれらの現象の発生を予測し、設計に反映することは、航空機の開発において極めて重要である。実際の航空機設計においては、実験やコンピュータシミュレーションを用いて衝撃波振動現象の発生を精密に予測する代わりに、経験的な安全マージンを用いることによりこの問題に対処している (Seddon & Goldsmith, 1985; Dandois *et al.*, 2014)。これらのマージンの存在は、航空機の性能の低下に繋がる。衝撃波振動現象のメカニズムの解明は、その発生の精密予測を通じた航空機性能を最大化するための設計技術の開発や、現象発生時の被害を軽減する手法の開発に貢献すると考えられる。

また衝撃波の自励振動現象は、それ自体が物理的に興味深い研究対象でもある。超音速インテークバズや遷音速 buffet では、外部気流や機体構造が時間的に定常であるにも関わらず、系ごとに固有の周波数で衝撃波が振動する。これは、その流れ場の固有の性質として、特定の周波数にエネルギーが集中するようなメカニズムが存在することを意味して

いる。多くの場合これは、何らかのフィードバック機構の存在を示している。衝撃波の自励振動現象の物理的なメカニズムの理解は、流体の不安定現象に対する理解を深めることに繋がる。

1.3 本論文の構成

まず第2章では、超音速インテークバズの物理的なメカニズムを明らかにするため、バズ数値シミュレーションと現象のモデリングに取り組む。宇宙航空研究開発機構（以下、JAXA: Japan Aerospace EXploration Agency）によって実施された、単純形状の外部圧縮型超音速インテーク模型の風洞試験を対象とした解析を実施する。風洞試験を模擬する、URANS を用いた非定常数値シミュレーションの結果を検討する。超音速インテークバズが、ディフューザ内の質量流量のバランス調整メカニズムに基づく動力学系にその発生・非発生が支配されているとの仮定の下で現象のモデリングを行い、バズオンセットを特徴付ける新たな線形微分方程式を提案する。さらに、提案されたモデル方程式を検討して物理現象の再現性を確認し、数学的な解析によりバズの発生を左右するキーパラメータを示す。

第3章では、スパン方向に断面形状の変化が無い、2次元の翼周り流れを対象とした遷音速バフエット現象の解析に取り組む。2次元の NACA0012 翼型周り遷音速流れを対象に数値シミュレーションを行い、流れ場の物理的な特性を分析する。本研究では、遷音速バフエット現象の物理メカニズムを解明するために、その「振動源 (origin)」に着目した分析を行う。最近、Sartor *et al.* (2014) は流れ場の線形安定性に基づいた理論を用いて、NACA0012 翼周りの遷音速流れ場を解析した。Sartor *et al.* (2014) によると、衝撃波振動の”振動源”は翼負圧面における衝撃波根本付近である。これは、衝撃波振動は衝撃波根本付近における擾乱に強く影響されることを意味する。振動源の特定は遷音速バフエットの物理的なメカニズムを理解する上で重要であると考えられる。本研究では、流れ場の線形安定性の分析手法である resolvent 解析 (Trefethen *et al.*, 1993; Yeh & Taira, 2019) を用いて、2次元の NACA0012 翼型周り遷音速流れ場を対象とした解析を行う。流れ場のレイノルズ数を低く設定する ($Re \approx O(10^3)$) ことで解析を容易にし、より多くの振動源を特定することを目指す。得られた振動源の物理的な意味を考察し、遷音速バフエット現象の物理的なメカニズムを考察する。また、resolvent 解析によって得られた振動源が実際に衝撃

波振動を引き起こすことを確認するため、DNS による検証シミュレーションを行う。

第 4 章では、より実際の航空機に近い 3 次元翼における遷音速バフエット現象を論じる。本研究では、NASA-CRM (Common Research Model) を用いて 3 次元翼における遷音速バフエットの数値シミュレーションを行う。NASA-CRM は、アメリカ航空宇宙学会 (AIAA: American Institute of Aeronautics and Astronautics) が主催した 5th Drag Prediction Workshop (DPW5, Levy *et al.* (2014)) で用いられたモデルである。NASA-CRM は旅客機を模擬して設計されており、形状が実機のそれに近く、実機における空力現象を模擬するのに適している。一般的に、3 次元バフエットの CFD には 2 次元の場合と比較して、極めて規模の大きな計算を実行する必要がある。本研究では、計算の規模を抑制しつつ高精度な計算結果を得るために、Zonal-DES (Detached Eddy Simulation, Spalart *et al.* (1997); Deck (2005); Brunet & Deck (2008)) を用いる。得られた非定常の流れ場データを分析し、3 次元翼におけるバフエットに特有なスパン方向の不安定性と、2 次元翼におけるバフエット現象との類似点について考察する。

第 5 章では、本研究で得られた知見を総括し、結論を述べる。

第2章

超音速インテークバズ[†]

本章では、超音速インテークバズを対象とした数値計算および衝撃波振動現象のモデリングを行う。単純形状の外部圧縮型インテークにおけるバズ特性取得のための風洞実験を対象として URANS による数値シミュレーションを実施し、衝撃波振動現象を支配している物理現象を考察する。まず、超音速インテークバズはディフューザ内部の質量流量と強く関連する現象であることを明らかにする。次いでディフューザ内の質量の時間発展を考察し、遅延微分方程式 (DDE: Delay Differential Equation) により表される、バズ挙動を再現する新たな数学モデルを導く。また、モデル方程式の数学的な分析により、超音速インテークバズ発生時の臨界状態を支配する少数のパラメータを示す。

[†]Published as: [Yamamoto, J., Kojima, Y., Kameda, M., Watanabe, Y., Hashimoto, A. & Aoyama, T. Prediction of the onset of supersonic inlet buzz, *Aerospace Science and Technology*, Vol. 96, p. 105523, (2019)].

2.1 背景

近年、世界各国で次世代型の超音速輸送機 (SST: SuperSonic Transport) の研究開発が活発化している。我が国では、低騒音な超音速輸送機の開発のために、Drop test for the Simplified Evaluation of Non-symmetrically Distributed sonic boom (D-SEND, Yoshida & Honda (2016)) と名付けられた計画が実行され、試験機の投下試験が行われている。米国においても同様のプロジェクトとして、Quiet Supersonic Transport (QueSST, Coen *et al.* (2017)) が進行中である。

過去には、1950～60年代にかけて、SSTに係る技術の開発が各国で盛んに行われた。1970年代には、イギリスとフランス共同開発によるSSTとして、コンコルド (Concorde, Rettie & Lewis (1968)) が就航した。しかし、コンコルドに代表される旧世代のSSTは、超音速時の衝撃波に起因する爆音 (ソニックブーム: sonicboom) のために、就航可能な航路が極めて限られていた。加えて、超音速飛行を維持するために強力な推力を必要とし、これに大量の燃料を必要とした。このような理由から旧世代のSSTは経済的なパフォーマンスが低く、航空会社による運用に難があった。次世代SSTの開発目標は、これらの欠点を解消することにある。

SSTの要素技術の一つである推進系は、ジェットエンジンとその周辺デバイスを含み、燃費性能に大きく影響する。超音速インテーク (図 1.2, (Seddon & Goldsmith, 1985)) は推進系の構成要素の一つであり、空気を取り入れ、エンジンへ安定的に供給する役割を担っている重要な流体装置である。超音速インテークは一般的に、衝撃波を発生させるためのウェッジ (wedge) と圧力回復用のディフューザー (diffuser) から構成されている。ウェッジによる衝撃波を通過した流れは亜音速まで減速され、ディフューザ内で圧力回復される。高効率な推進系を設計するためには、幅広い作動条件において適切な気流を安定的にエンジンに供給することができる、高度な超音速インテークの設計が欠かせない。その基礎的な設計技術は1950～60年代までに確立されている (Seddon & Goldsmith, 1985)。近年には、コンピュータを利用したセツ軽手法の開発 (Slater, 2016) や、超音速飛行時の性能改善 (Berra *et al.*, 2015)、ソニックブームの低減などの試みがなされている (Connors & Howe, 2006)。

超音速インテークによりエンジンに供給される気流は、大きな時間変動がない安定的なものでなければならない。しかし、ディフューザ内部の質量流量が最適作動状態を下回って亜臨界状態 (図 1.3(c)) になると、衝撃波システムの非定常振動が発生し、安定的な気流の維持が困難になる場合がある。超音速インテークバズと呼ばれるこの衝撃波の自励振動現象は、ディフューザ内部気流の激しい変動を引き起こし、最悪の場合はエンジンの停止や破壊を招く危険な現象として知られている。

超音速インテークバズは 1950 年代以来、工学的・物理的な側面から幅広く研究されている。初期の研究は主に風洞実験によるものである。1980 年代以降は数値流体力学 (CFD: Computational Fluid Dynamics) による複雑流れの非定常シミュレーションが、超音速インテークバズの研究に広く利用されている。Newsome (1984) は $M_\infty = 2$ における軸対象形状の外部圧縮型インテークの数値計算を、非定常 Reynolds 平均 Navier-Stokes 方程式 (URANS: Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes equation) と MacCormac スキーム (MacCormack, 2003) の組み合わせにより実施した。その結果、衝撃波の自励振動の CFD 解析が可能であることを示した。Lu & Jain (1998) は Newsome (1984) とは異なる形状のインテークに対し、URANS と Chakravarthy & Osher (1985) の風上 TVD (Total Variation Diminishing) スキームによるシミュレーションを行い、Dailey (1955) の風洞試験結果をよく再現する結果を得ている。さらに最近では、Trapier *et al.* (2008) が矩形断面の流路を持つ混合圧縮型インテークの数値シミュレーションを行った。このシミュレーションでは、Spalart-Allmaras (SA) モデル (Spalart & Allmaras, 1992) ベースの Delayed Detached-Eddy Simulation (DDES, Spalart *et al.* (2006)) が用いられた。その結果、実験 (Oh *et al.*, 2005) における圧力変動のスペクトルの定量的な再現に成功している。Trapier *et al.* (2008) は URANS 解析も同時に行い、バズの最も支配的な圧力変動は URANS 解析でも再現可能であると報告している。しかしながら、超音速インテークバズに関する数多くの研究 (Shi *et al.*, 2010; Herges *et al.*, 2012; Kwak & Lee, 2013; Hong & Kim, 2014; Candon *et al.*, 2016; Soltani & Sepahi-Younsi, 2016; Chen *et al.*, 2017, 2018; Shi *et al.*, 2019) や検出技術 (Chang *et al.*, 2012; Farahani *et al.*, 2019) に関する研究が多く行われているにも関わらず、CFD によるバズ発生の予測可能性は十分に検討されていない。Trapier *et al.* (2008) は結論の最後で、彼らの数値計算ではバズ発生の臨界値

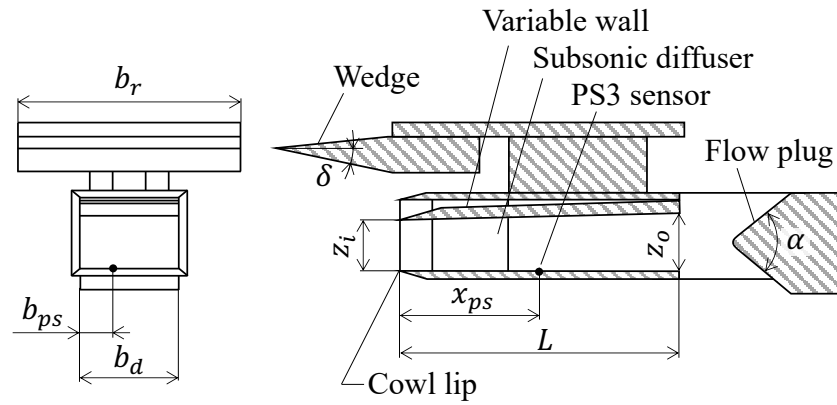
を正確に決定することは難しいと述べている。

以上のような超音速インテークバズの予測の困難さは、その物理的なメカニズムの理解が不十分であることに起因していると考えられる。第 1.1.2 節で述べたように、バズ代表的な物理モデルには Ferri モデル (図 1.4(a), Ferri & Nucci (1951); Fisher & Brooks (1970)) と Dailey モデル (図 1.4(b), Dailey (1955)) がある。Ferri モデルでは、バズはせん断層の流入に伴う現象とされ、小振幅・高周波数な little buzz と呼ばれる衝撃波振動が発生するとしている。一方、Dailey (1955) のモデルでは、衝撃波の根本付近において発生する流れのはく離がバズの発生原因であるとされ、big buzz と呼ばれる大振幅・低周波数な衝撃波振動を引き起こすと考えられている。このように、インテークバズには 2 つの種類が存在するという考え方が、現在のバズ研究の主流である。一方で、最近行われた Chen *et al.* (2018) の実験では、広く知られている理解とは異なり、little buzz と big buzz が共存することが示されている。バズの物理的なメカニズムは依然として議論の対象であり、衝撃波振動現象の発生原因を説明するモデルには改善の余地が大きい。

本研究では、超音速インテークバズを対象とした数値計算および衝撃波振動現象の数学モデリングを行う。単純形状の外部圧縮型インテークにおけるバズ特性取得実験の結果を対象として URANS による数値シミュレーションを実施し、衝撃波振動現象を支配している物理現象を考察する。バズがディフューザ内の質量バランスに強く関連する現象であるとの仮定の下で、現象を支配する数学モデルについて考察する。この考察を通して、超音速インテークバズの挙動を予測するための新たな数学モデルを導く。また、モデル方程式の数学的な分析により、超音速インテークバズの臨界状態を支配する少数のパラメータを示す。

2.2 超音速インテークバズ特性取得試験

本研究では、JAXA 所有の 1 m × 1 m 超音速風洞において行われた、外部圧縮型インテークのバズ特性取得試験 (試験番号: SWT1-05-09, RN24104, 2005 年 11 月 15 日に実施) を解析対象とする。本節では、解析対象の実験内容とその結果について説明する。



(a) Schematic diagram of the intake model

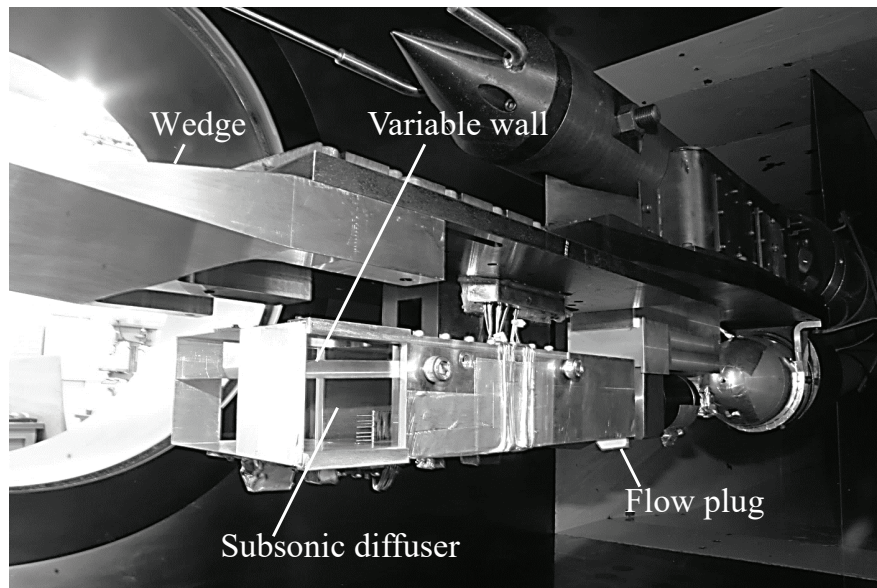
(b) The scaled model installed in the 1 m \times 1 m supersonic wind tunnel at the JAXA chofu research center

Fig. 2.1 The scaled model of supersonic intake for the wind tunnel test at $M_\infty = 2.0$. The model is designed as the external compression type. The major dimensions in (a) are listed in Table 2.1. The five Kulite transducers are mounted at the bottom of the diffuser to capture unsteady pressure data. In this study, the data from the PS3 sensor mounted at $x_{ps} = 115$ mm and $b_{ps} = 20$ mm is used.

2.2.1 供試モデル

図 2.1 に、本研究で解析対象とする超音速インテーク模型の概要図 (図 2.1 (a)) と、風洞試験における設置要領 (図 2.1 (b)) を示す。図 2.1 (a) に図示されている模型寸法は、表 2.1 に示す。このインテークモデルは、斜め衝撃波生成用のウェッジ (wedge) と、気流の圧力回復と減速用の矩形断面を持つ亜音速ディフューザ (subsonic diffuser) から成る外部圧縮型のインテークである。ディフューザの後部にはフロープラグ (flow plug) が設置されており、ディフューザからの流出流量を調整している。このインテーク模型における想定気流 Mach 数は $M_\infty = 2.0$ である。主流はまず、ウェッジから発生する斜め衝撃波で $M = 1.64$ まで減速され、次いでディフューザ前方に発生する垂直衝撃波により $M = 0.66$ まで減速される。気流はディフューザの拡大流路によりさらに減速され、出口付近では $M = 0.43$ となる。本供試モデルではウェッジはディフューザから離れた場所に設置されている。これは、ウェッジ表面の境界層のディフューザへの流入による流れ場の複雑化 (Chen *et al.*, 2018) を防止するためである。また、このインテークではウェッジ面において流れははく離せず、はく離したとしてもディフューザ内の気流に影響しないため、Dailey (1955) 型のバズは発生し得ないことに注意されたい。ディフューザの上面側壁面は可動式になっており、様々なディフューザ角を想定した試験が可能になっている。ディフューザの前部側壁面には透明素材が用いられており、内部流の観察が可能である。ウェッジ周辺とディフューザ前方のシュリーレン画像が高解像度スチルカメラ (Nikon D-2) により 1/8000 s 間隔で撮影されている。また、埋め込み式の非定常圧力センサ (Kulite XCQ-062-50A) が下部壁面に設置されておる。さらに、静圧測定用の圧力センサ (Pressure Systems Inc., ESP-64 HD-DTC) も非定常圧力センサのそばに設置されている。Kulite センサの圧力取得周波数は 2 kHz である。

2.2.2 気流条件

風洞試験は、JAXA 調布航空宇宙センターに設置されている超音速風洞 (SWT: Supersonic Wind Tunnel) にて行われた。SWT は測定部断面が 1 m × 1 m の正方形である間欠吹き出し式の超音速風洞であり、測定可能な Mach 数範囲は $1.4 \leq M \leq 4.0$ 、Reynolds 数

Table 2.1 Main dimensions of the intake model. The definitions of the symbols are given in Fig. 2.1 (a).

Symbol	δ	z_i	z_o	L	b_d	b_r	α
	[deg.]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[deg.]
Value	10	30	40	240	60	200	70

範囲は $2 \times 10^7 \leq Re \leq 6 \times 10^7$ である。本試験の気流条件は、気流 Mach 数が $M_\infty = 2.0$ 、主流総温・総圧がそれぞれ $T_\infty = 220$ K, $p_\infty = 287$ kPa である。

試験開始時において、フロープラグ位置は $x_p = 30$ mm に設定され、出口面積は最大になる。試験開始後はフロープラグ位置が徐々に移動し、出口面積を小さくすることでディフューザ内の流量を減少させる。フロープラグの移動開始時刻は試験開始後 2 s であり、開始後 25 s において $x_p = 0$ mm となり、ディフューザ出口は全閉する。その後、フロープラグは再び後退し、出口面積が増加する。

2.2.3 試験結果

本試験における非定常圧力センサからの典型的な取得データを図 2.2 に示す。図 2.2 (a) から (d) はそれぞれ、フロープラグの水平位置 x_p 、PS3 センサにより測定された非定常圧力信号、圧力の RMS (Root Mean Square) の時系列データ、および圧力のスペクトログラムである。PS3 センサの位置は図 2.1 (a) に図示されている。図 2.2 (b) から、フロープラグによる出口面積の減少に伴い、ディフューザ内部の静圧が徐々に増加していることが分かる。圧力の RMS (図 2.2 (c)) に注目すると、時刻 20.5 s において圧力の激しい振動が発生していることが分かる。このとき、フロープラグ位置 x_p は 5 mm から 4 mm に減少している。スペクトログラムのデータは、圧力変動の周波数は 273 Hz で、圧力変動の継続中はほぼ一定であることを示している。また、時刻 15 s から 20 s の範囲のスペクトログラムを注意して見ると、強い圧力変動に先立って弱い圧力変動が発生していることが分かる。この弱い変動の周波数もおおよそ 270 Hz である。

実験において取得したシュリーレン画像のスナップショット写真を図 2.3 に示す。時刻 $t = 11.22$ s (図 2.3 (a)) に注目すると、斜め衝撃波と垂直衝撃波の干渉により生じたせん

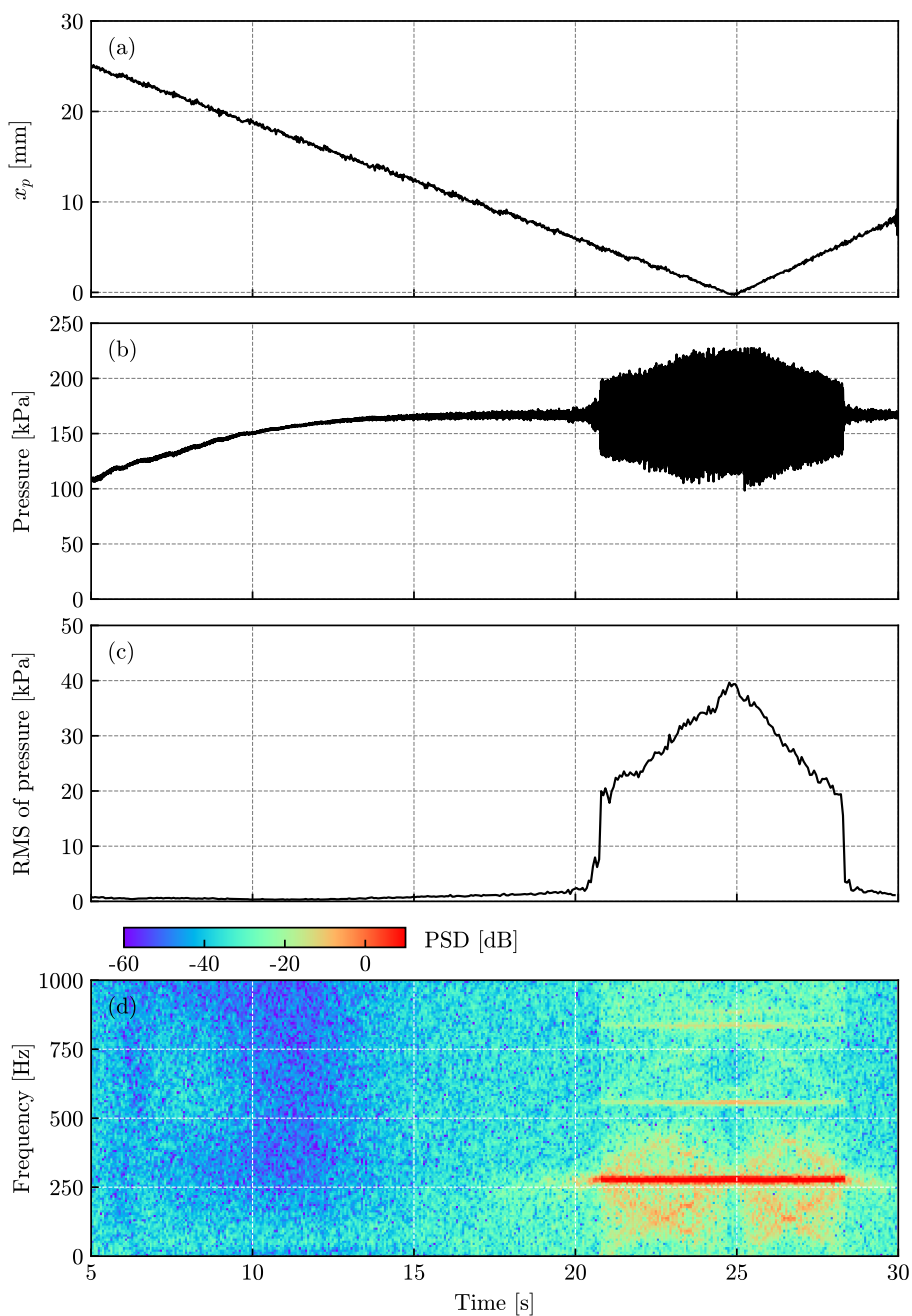


Fig. 2.2 Experimental results from the wind tunnel test. (a) Horizontal position of flow plug x_p , (b) Unsteady pressure measured at port PS3, (c) RMS of pressure fluctuation, and (d) Spectrogram. Here, $x_p = 0$ indicates that the exit area of the diffuser is fully closed. The width of the time window for obtaining (c) and (d) is 0.128 s.

断層がディフューザ内部へ流入し始めている。一方、この時刻において顕著な圧力変動は発生しておらず (図 2.2 (c) より)、せん断層の流入による流れの不安定化の影響は小さい。衝撃波の理論に基づいて計算すると、斜め衝撃波と垂直衝撃波を通過する流線上では、総圧は主流の 88% まで減少する。一方、垂直衝撃波のみを通過する流線上では、総圧は主流の 72% まで減少する。このとき、せん断層の上下における総圧の差は 16% である。Fisher & Brooks (1970) は Ferri 型のバズ発生メカニズム (Ferri & Nucci, 1951; Fisher & Brooks, 1970) を基に、バズを引き起こすせん断層上下での総圧変動の臨界値を、7% とした。 $t = 11.22$ s におけるせん断層上下の総圧変動は Fisher らの基準よりも大幅に大きく、Ferri (Fisher) によるモデルは本研究におけるバズの発生を正確に予測できていないことが分かる。

時刻 $t = 20.28$ s におけるシュリーレン画像 (図 2.3 (b)) に注目すると、せん断層のディフューザへの流入開始後においても、衝撃波システムは概ね定常を保っている。また、図 2.3 (a) と (b) の比較により、ディフューザ出口面積の減少に伴い、衝撃波三重点位置 (STP: Shock Triple Point) が徐々に上方に移動していることが分かる。その後、衝撃波システムの激しい振動が発生し (図 2.3 (c), (d))、再びディフューザ出口面積が大きくなる $t = 28.34$ s まで振動が継続する。図 2.3 (c), (d) に対応する時刻周辺における圧力変動の時間履歴を、図 2.3 (e), (f) にそれぞれ示す。垂直衝撃波がディフューザに近づくと圧力が大きくなり、逆に衝撃波が遠ざかると圧力は減少する。

2.3 数値シミュレーション

本節では、第 2.2 節で説明した超音速インテークバズ特性取得試験を再現するための数値シミュレーションを行う。数値計算手法と計算条件について説明する。

2.3.1 数値計算用インテークモデル

図 2.1 で示した風洞試験模型を基に、数値計算用のモデル (図 2.4) を作成した。計算用モデルでは、模型固定用のねじ類は全て省略されている。数値計算を安定的に実行するため、ウェッジ形状が中抜き状 (図 2.1 (b)) から六角形に変更されており、またディフュー

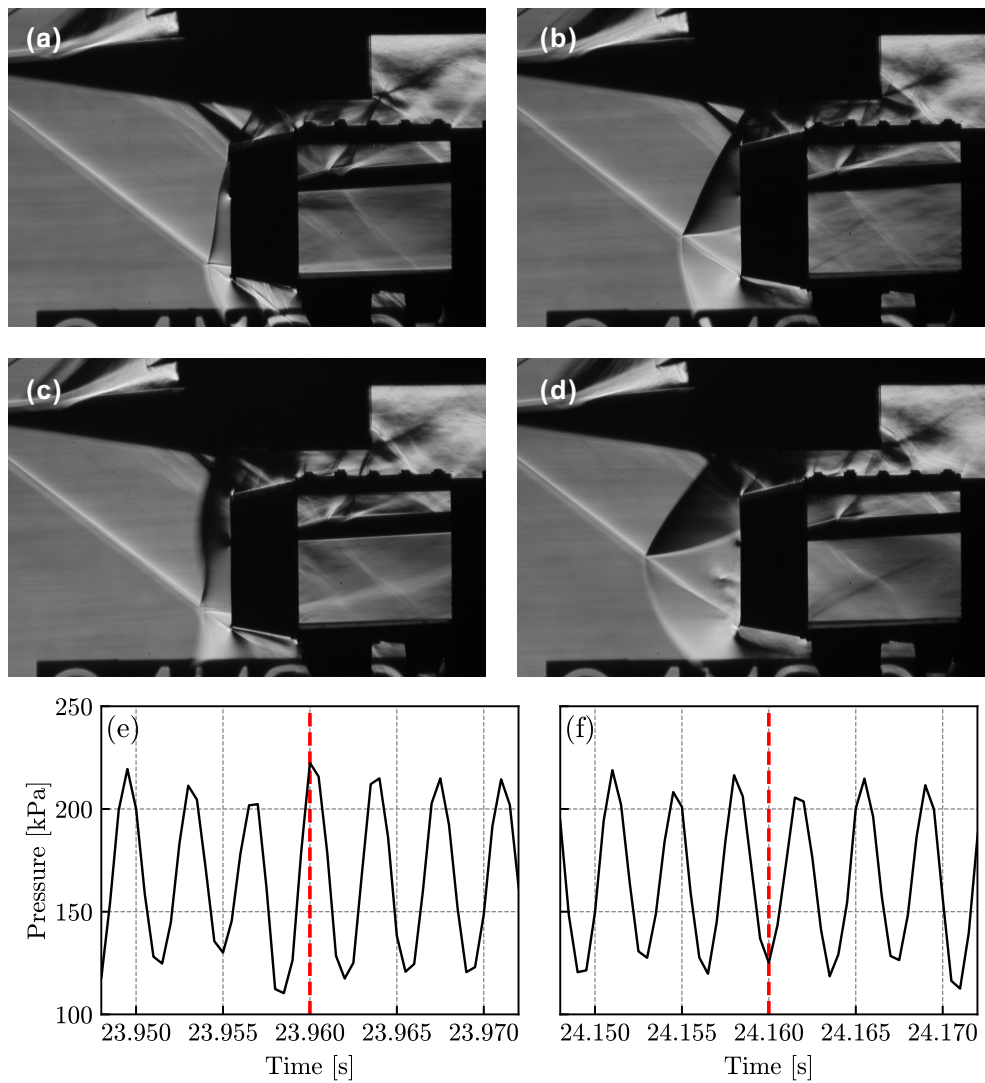


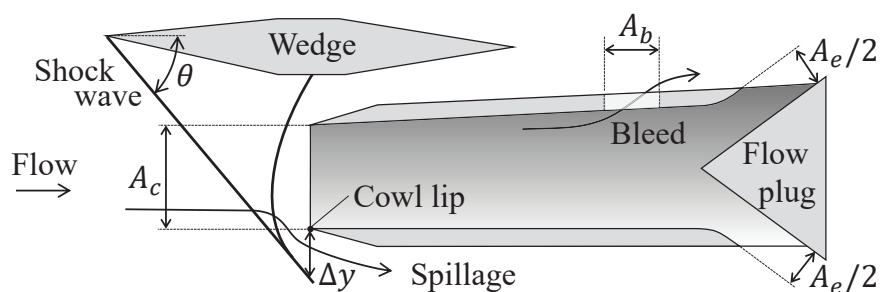
Fig. 2.3 Schlieren images at some instants. (a) At the beginning of the shear layer ingestion (11.22 s), (b) just before the onset of buzz (20.38 s), and (c) and (d) during buzz (c: 23.96 s, d: 24.16 s). Pressure-time histories around $t = 23.96$ s and $t = 24.16$ s are displayed. The red broken lines are the times of snapshot (c) and (d).

ザ出口形状も直角形状から丸みを帯びた形に変更されている。これらの形状変更はバズの特性には大きく影響しないと考えられる。ウェッジの主な役割は斜め衝撃波の発生であり、後部形状はこれに無関係である。また、バズの発生・非発生は主にディフューザ内の質量流量に依存しているので (Seddon & Goldsmith, 1985; Lu & Jain, 1998), 質量流量を適切にコントロールできれば、出口形状は重要でない。また、風洞試験用模型においては、可動壁面 (上部壁面) と側壁面の間に 0.5 mm 程度の狭い隙間がある。この隙間からの漏れ気流を再現するため、数値計算用モデルのディフューザ後部にスリットを設置した。

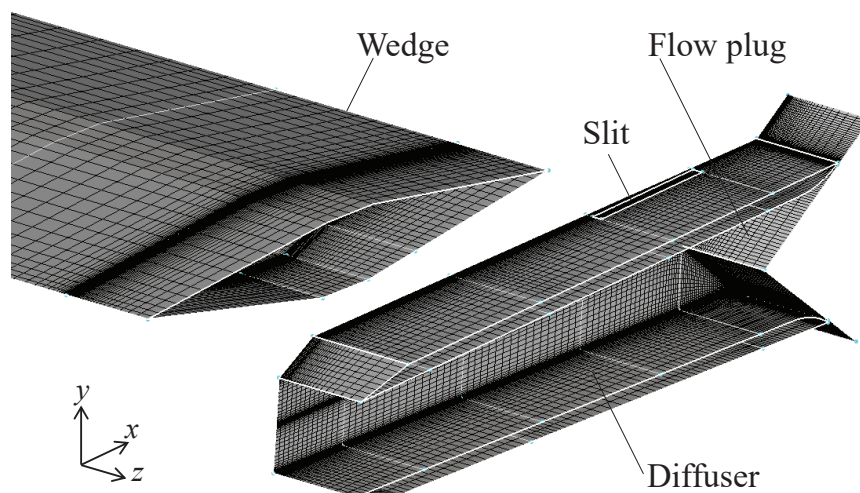
計算用モデルの主な寸法は図 2.4 (a) に示されている通りである。ここで、捕獲面積 A_c は図 2.1 における $b_d z_i$ に等しい。また、ディフューザ出口面積 A_e はフロープラグとディフューザ上下壁間の最小面積である。スリット面積 A_b は風洞試験モデルにおける隙間面積と等しく設定されている。衝撃波角 θ はウェッジ角 δ と主流 Mach 数 M_∞ の関数である。ギャップ幅 Δy はディフューザのカウルリップ (coul rip) と斜め衝撃波の延長線との垂直距離である。本ケースにおけるそれぞれのパラメータの具体的な数値は第 2.2 節で説明した風洞試験に基づいており、 $\theta = 40^\circ$, $M_\infty = 2.0$, $\delta = 10^\circ$, $A_b/A_c = 0.2$, $\Delta y/z_i = 0.11$ である。

2.3.2 数値計算手法

圧縮性 Navier-Stokes 方程式の非定常数値計算を行った。数値解析ソルバーには、JAXA で開発されている圧縮性流体ソルバの FaSTAR (FAST Aerodynamic Routines, Hashimoto *et al.* (2012)) を用いた。数値計算の実行には、JAXA 所有のスーパーコンピュータ JSS2 (JAXA Supercomputer System generation 2) を使用した。支配方程式は URANS とし、乱流モデルとして SA-R (Spalart-Allmaras with Rotation collection) モデル (Dacles-Mariani *et al.*, 1995; Lei, 2005) を用いた。非粘性流束の計算には大林らの HHLLEW スキーム (Obayashi & Wada, 1994; Obayashi & Guruswamy, 1995) を用い、MUSCL (Monotone Upwind Scheme for Conservation Laws) 法により空間 2 次精度を確保した。変数の空間勾配の計算には GLSQ (Green-Gauss based weighted least square) 法 (Shima *et al.*, 2013) を用いた。勾配制限関数には van Leer 型のオリジナル理みたを使用した。時間積分には LU-SGS 法 (Yoon & Jameson, 1988) と dual time stepping 法



(a) Schematic diagram with the definitions of the parameters



(b) Surface grids

Fig. 2.4 A computational model is built to simulate the wind tunnel test described in section 2.2.

(Hashimoto *et al.*, 2012) を組み合わせて用いて非定常計算を行う。

数値計算に当たっては、図 2.4 (b) におけるモデル中央を通過する xy 断面を半断面として、半裁モデルに対する数値計算を実行した。H-H 型の六面体格子を用いて計算空間を離散化した。数値計算の初期条件は、気流条件で一様化した流れ場とした。

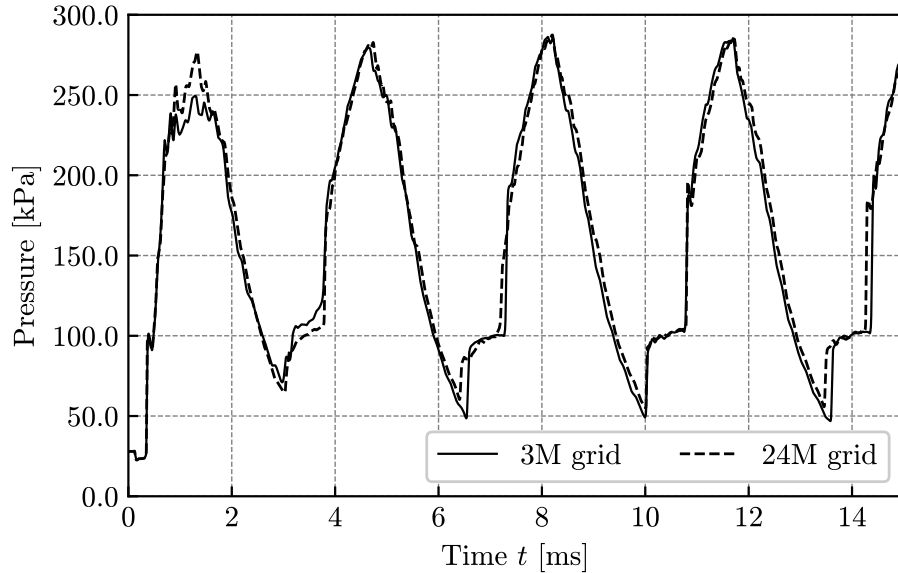


Fig. 2.5 Time history of unsteady pressure of the diffuser at the same position as the PS3 Kulite transducer installed in the wind tunnel test. Two computational grids, the total numbers of which are 3×10^6 (3M) and 24×10^6 (24M), are used in this calculation.

2.3.3 計算の妥当性検証

結果の議論に先立ち、シミュレーションの妥当性を担保するため、計算結果の格子収束性を確認する。ベースライン格子として総格子点数 300 万点の格子 (3M 格子)、高密度格子として総格子点数 2400 万点の格子 (24M) 格子をそれぞれ作成した。最小格子幅はいずれの格子も 3.0×10^{-6} m とした。時間刻み幅は 1.98×10^{-7} に設定した。図 2.5 にディフューザ下面における圧力変動を、2つの格子間で比較した図を示す。バズ状態を再現するため、 $x_p = 1$ mm, $A_e/A_c = 0.039$, $A_b/A_c = 0$ とした。圧力の取得位置は、図 2.1 (a) で示した PS3 センサと同位置である。図 2.5 から、3M 格子と 24M 格子による結果の間にはほとんど差がないことが分かる。このことから、3M 格子を用いることでバズを十分に再現できると考えられる。以降の数値計算は全て、3M 格子を用いて実行する。

さらに計算の妥当性を確かめるため、衝撃波システムの形状を実験と CFD で比較した。図 2.6 は実験で得られたシュリーレン画像と、CFD による疑似シュリーレン画像の比較

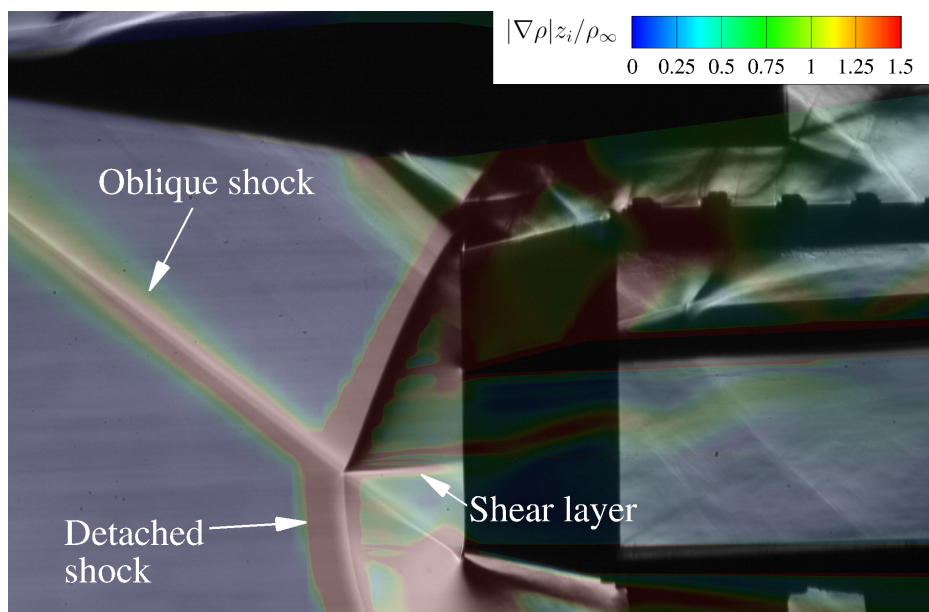


Fig. 2.6 Comparison of schlieren images of the shock system obtained by CFD (color) and wind tunnel experiment (gray scale). The position of flow plug is $x_p = 5$ mm for both cases.

である。実験のシュリーレン画像は $t = 19.98$ s における画像である。CFD の計算条件は $x_p = 5$ mm ($A_e/A_c = 0.191$), $A_b/A_c = 0.2$, $\Delta y/z_i = 0.11$ とした。実験と CFD の条件はいずれも、バズ発生直前の状態である。2.6 から、バズ発生直前における衝撃波システムの形状が、実験と CFD でほぼ同じであることが分かる。以上の結果から、本研究における CFD シミュレーションの結果は妥当であることが期待できる。

2.4 計算結果および考察

2.4.1 バズのサイクル

最初に、実験結果と計算結果を比較し、CFD シミュレーションによりバズの発生が正確に再現できていることを確かめる。図 2.7 は、バズ状態におけるディフューザ内圧力変動を、実験と CFD 間で比較した図である。圧力変動の取得位置は、図 2.2 と同じである。実験において、RMS が最大の状態における比較図であり、 $t = 24.5$ s 以降の圧力変動履歴を示してある。この時刻におけるフロープラグ位置は、 $x_p = 1$ mm であり、出口面積は

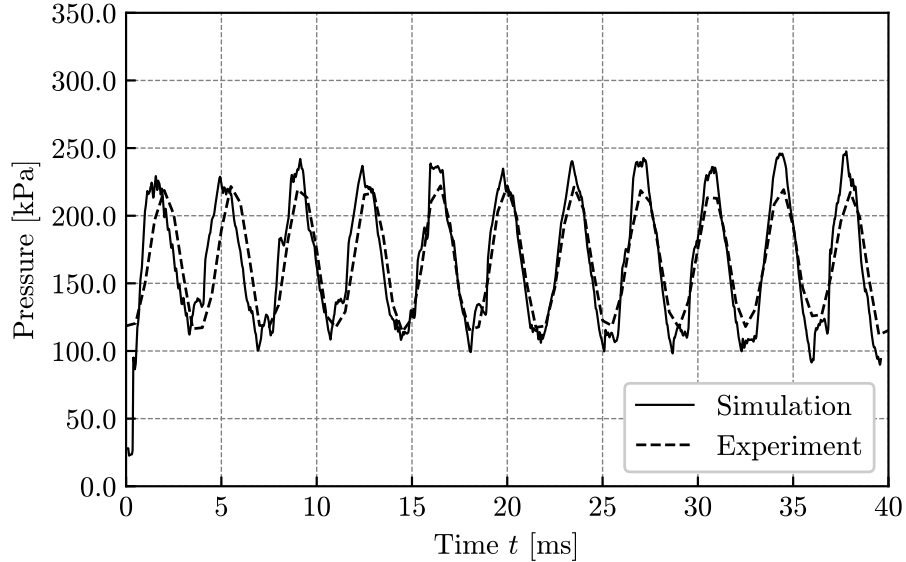


Fig. 2.7 Time histories of pressure by numerical simulation and wind tunnel test with $x_p = 1 \text{ mm}$ ($A_e/A_c = 0.039$).

Table 2.2 Characteristic quantities of inlet buzz obtained by numerical simulation using a wind tunnel test.

Parameter	Simulation	Experiment	Error %
Mean Pressure [kPa]	167	166	0.5
Frequency [Hz]	276	279	1

$A_e/A_c = 0.039$ である。この圧力変動履歴を模擬するように、CFD における計算条件は、 $A_e/A_c = 0.039$, $A_b/A_c = 0.2$, $\Delta y/z_i = 0.11$ とした。図 2.7 から、CFD により得られた圧力履歴は実験結果をよくシミュレートしていることが分かる。また、圧力変動の時間平均値と支配周波数を実験と CFD で比較した結果を表 2.2 に示す。時間平均圧力と圧力の振動周波数において、実験と CFD の結果にほとんど違いは無く、本研究によるシミュレーションは実験結果を定量的に良く再現していると言える。

図 2.8 は、シミュレーションにより得られた擬似シュリーレンの瞬時場である。図 2.8 中の角画像は、衝撃波が 1 往復する間のある瞬間のプロットである。計算条件は図 2.7 の結果と同様に、 $A_e/A_c = 0.039$ である。図 2.7 (a) は離脱衝撃波が最も上流側に位置している時

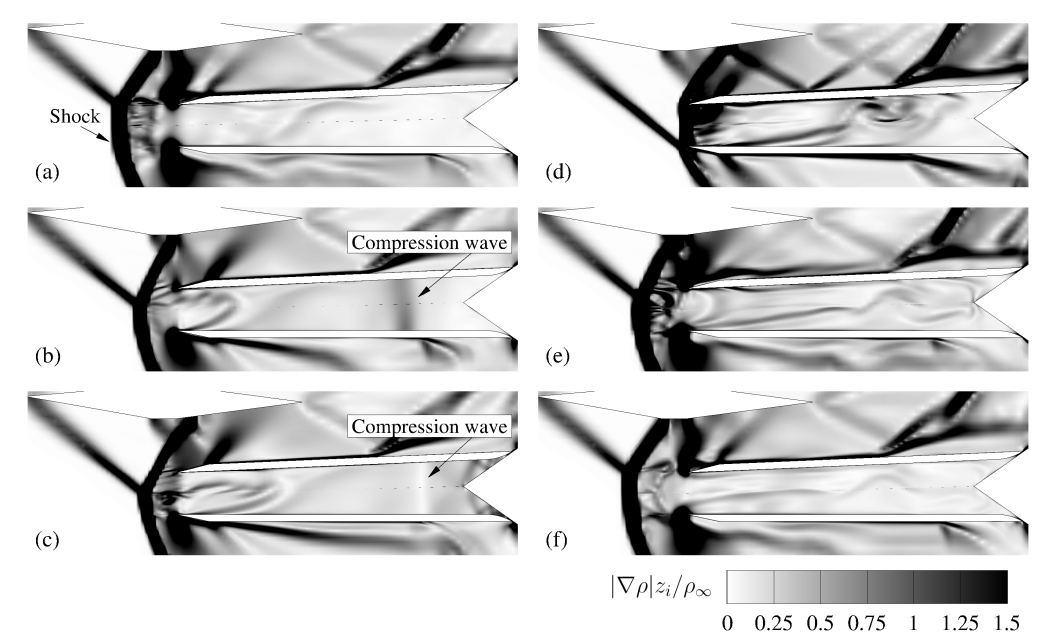


Fig. 2.8 Pseudo schlieren profiles at some instants around the inlet during a cycle of buzz for $A_e/A_c = 0.039$. The times are assumed to be (a) 0 ms, (b) 0.77 ms, (c) 1.02 ms, (d) 2.08 ms, (e) 2.97 ms, and (f) 3.47 ms.

刻に対応している。時間が進むと、離脱衝撃波が下流側に移動すると共に、ディフューザ入口付近で発生した圧縮波がディフューザ内部を下流側に伝播していく (2.7 (b))。圧縮波がディフューザ出口に達すると、フロープラグ付近で閉口端反射し、上流側に伝播する (2.7 (c))。上流側に向かって伝播する圧縮波は、ディフューザ入り口で開口端反射する過程で離脱衝撃波と干渉する (2.7 (d))。これにより衝撃波が押しされ、上流側に向かって移動を始める。開口端反射した膨張波はディフューザ内を下流側に伝播する (2.7 (e))。最終的に、離脱衝撃波は再び最も上流側の位置まで戻る (図 2.7 (f))。以上が、バズの 1 サイクルで観察される衝撃波と圧力波の挙動である。

図 2.9 は、4 種類の出口面積 A_e/A_c 条件における、ディフューザ内圧力の時間変化を表している。圧力の取得位置は、PS3 センサの位置と同一である。図 2.9 から、出口面積が最も広い $A_e/A_c = 0.191$ ($x_p = 5$ mm) の場合は圧力はほぼ定常であることが分かる。一方、出口面積が $A_e/A_c = 0.153$ ($x_p = 4$ mm) より小さい条件ではバズが発生している。このことから、バズ発生の境界は $A_e/A_c = 0.191$ ($x_p = 5$ mm) であると考えられる。

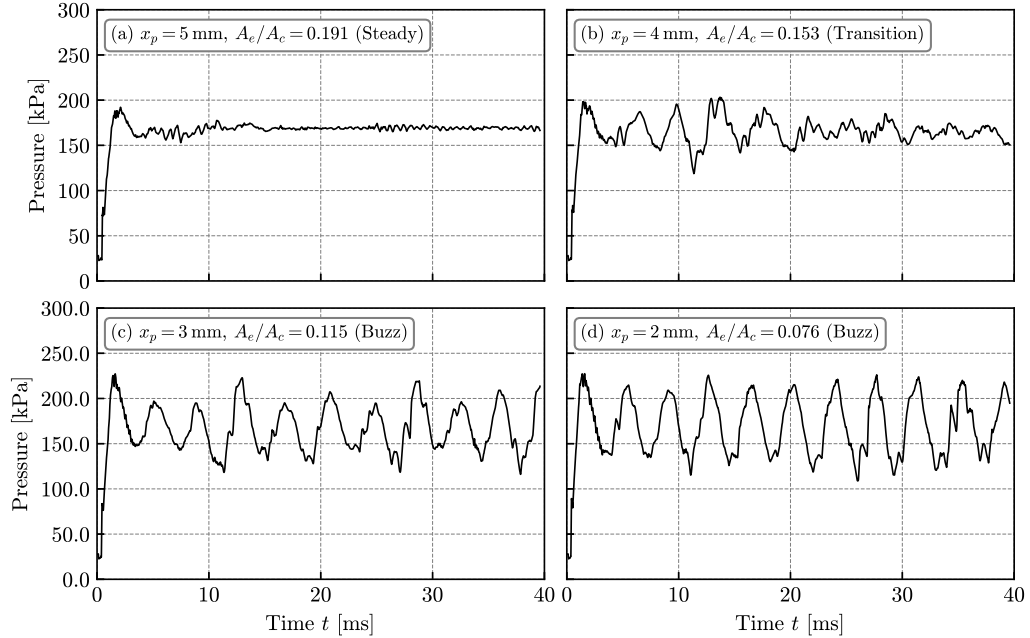


Fig. 2.9 Variety of pressure fluctuation due to difference in A_e/A_c .

2.4.2 バズの発生境界

バズの発生境界を，衝撃波三重点 (STP: Shock wave Triple Point) の位置により特徴づけることを試みる．衝撃波三重点は，ウェッジから発生する斜め衝撃波と，ディフューザ前方に発生する離脱衝撃波の交点として定義される．STP は実験と CFD の両方で特定が容易であり，両者間での比較に適していると考えられる．STP の垂直方向 (y) 位置は，ディフューザ内の質量流量に強く依存する．STP 位置が低い場合は，離脱衝撃波がディフューザ入り口に近いことを意味しており，質量流量は大きい．逆に，質量流量が下がるにつれ，STP 位置は上方向に移動する．ここでは図 2.10 に示すように，カウルリップ位置を 0%，ディフューザ入り口の上端位置を 100% と定義して，実験と CFD の双方で STP 位置を算出した．

図 2.11 は，STP の垂直位置と PS3 センサ位置における圧力変動の RMS (図 2.2 (c)) との関係を表す図である．ここで，実験における STP 位置 (白抜きのプロット) は，図 2.3 で

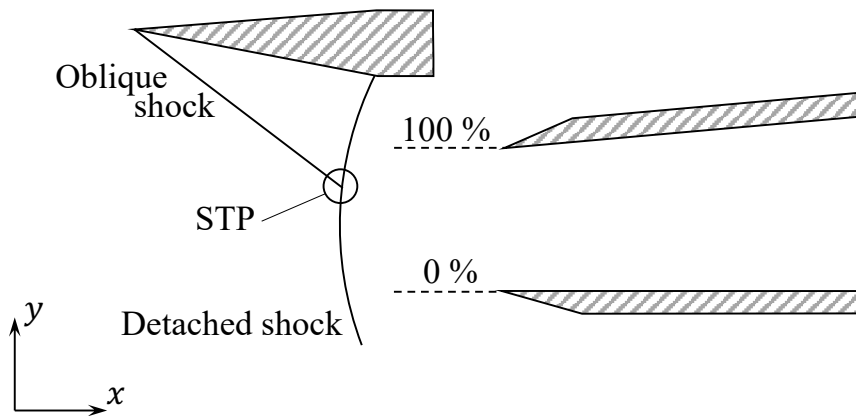


Fig. 2.10 Definition of STP.

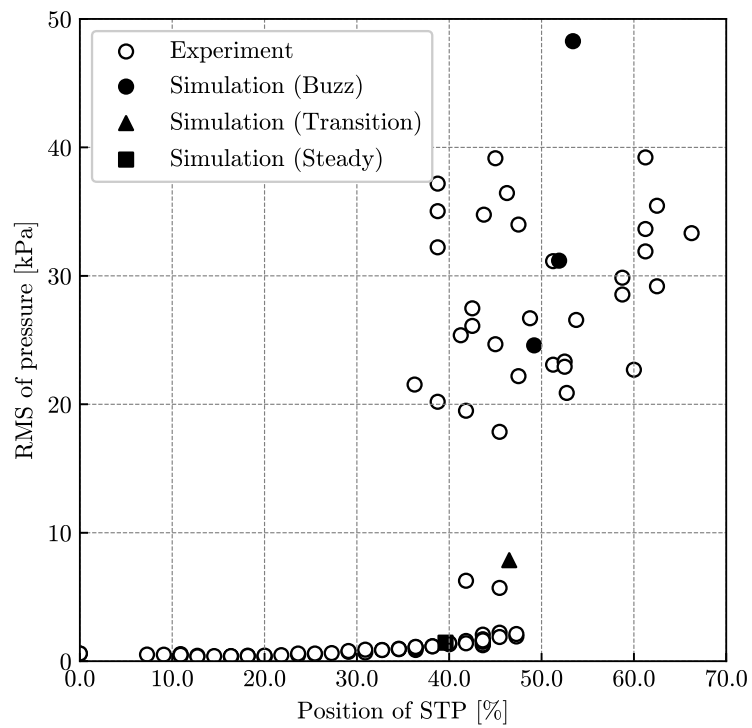


Fig. 2.11 STP obtained experimentally and by numerical simulation.

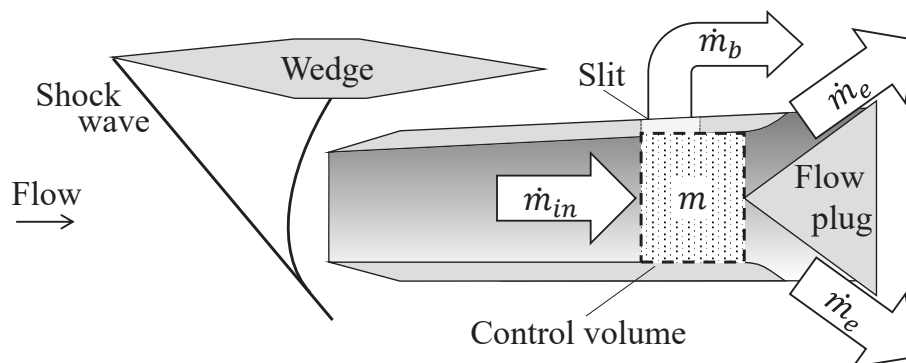


Fig. 2.12 Control volume and mass flux in the diffuser.

示した一連の瞬時画像を用いて算出した。CFD における STP 位置 (黒いプロット) は時間平均によって得られる平均位置である。図 2.11 から、STP 位置が 40% 以下の場合には、圧力変動がほとんど発生していないことが分かる。一方、STP 位置が 45% 以上の場合では、圧力変動の RMS は急激に増加する。このように、バフェットの発生境界は STP 位置により記述することができる。このことはまた、超音速インテークバズの発生が、ディフューザを通過する質量流量に強く関係していることを示している。

2.5 超音速インテークバズのモデリング

第 2.4 章における議論は、超音速インテークバズの境界値がディフューザを通過する質量流量と深く関係していることを示している。この仮定の下、CFD により得られたデータを用いて衝撃波振動現象のモデリングを行い、超音速インテークバズを支配するモデル方程式を導く。

2.5.1 数学モデルの導出

バズの数理モデルを構築するために、ディフューザ後部に図 2.12 に示すような検査体積 (CV: Control Volume) を設定し、CV における質量収支を考える。CV はディフューザ後部における空気の流入と流出を代表するように設定する必要がある。本研究では、CV がディフューザの出口およびスリットを完全に覆うように設定した。ここで、図 2.12 中

の記号はそれぞれ、 \dot{m}_{in} がディフューザ上流側から CV 内に流入する質量流量、 \dot{m}_e はディフューザ出口を通過する流量、 \dot{m}_b はスリットを通過する質量流量である。ここで、 $\dot{m}_{out} = \dot{m}_e + \dot{m}_b$ とすると、CV 内の質量 $m(t)$ の時間変化は以下の式 2.1 を満たす。

$$\frac{dm(t)}{dt} = \dot{m}_{in}(t) - \dot{m}_{out}(t) \quad (2.1)$$

CV 内部の流れの Mach 数は 0.2 未満であり、非圧縮性を仮定できる。このとき、 \dot{m}_b や \dot{m}_e は CV 内の圧力および質量 (密度) に比例すると考えられる。したがって、 \dot{m}_{out} と m が同位相で変動する。

一方、 \dot{m}_{in} は CV 内の圧力 (質量) の増加に伴い減少すると考えられる。ところが、図 2.13 に示すように、実際には \dot{m}_{in} と m の間には位相差が存在する。図 2.8 と \dot{m}_{in} の時間履歴を比較すると、 $t = 0.75$ ms における \dot{m}_{in} の急上昇は、上流から伝播した圧力波の CV への到達に対応していることが分かる。また、 $t = 1.9$ ms から $t = 3.4$ ms にかけての \dot{m}_{in} の減少は、膨張波の伝播によるものである。 \dot{m}_{in} と m が逆位相で変動すると仮定して相互相関解析を行うと、2 つの変数の間にはおよそ 1.2 ms の時間遅れが存在することが分かる。以降では、遅れ時間を τ と書いて表す。

図 2.14 は各時刻 t における $m(t)$ と $\dot{m}_{in}(t+\tau)$ 、および \dot{m}_{out} の関係を表す散布図である。ただし、ここでは $\tau = 1.2$ ms としている。また、図中の波線はそれぞれのプロットに対する近似曲線である。 $\dot{m}_{out}(t)$ のモデルを考える。図 2.14 から分かるように、 $\dot{m}_{out}(t) \propto m(t)$ の関係があり、比例定数は出口面積 A_e ごとに異なる一定値である。それぞれの近似直線の切片の平均値を m_n とすると、 \dot{m}_{out} の表式として次式を得る。

$$\dot{m}_{out}(t) = C_{out}(m(t) - m_n) \quad (2.2)$$

CV からの流出流が外部の超音速流に合流する過程で流れがチョークするため、比例定数 C_{out} は出口面積 A_e の関数になる (Anderson Jr, 2010)。図 2.14 から、 C_{out} は A_e の単調増加関数であることが分かる。**また、近似直線の m 切片は、CV 内圧力とディフューザ外圧力が釣り合う状態における CV 内質量である。**

次に、 $\dot{m}_{in}(t)$ のモデル化を考える。図 2.14 から \dot{m}_{in} は 1.2 ms 前の m に比例することが分かる。また、比例定数を C_{in} とすると、その値は A_e によらず一定である。近似直線の

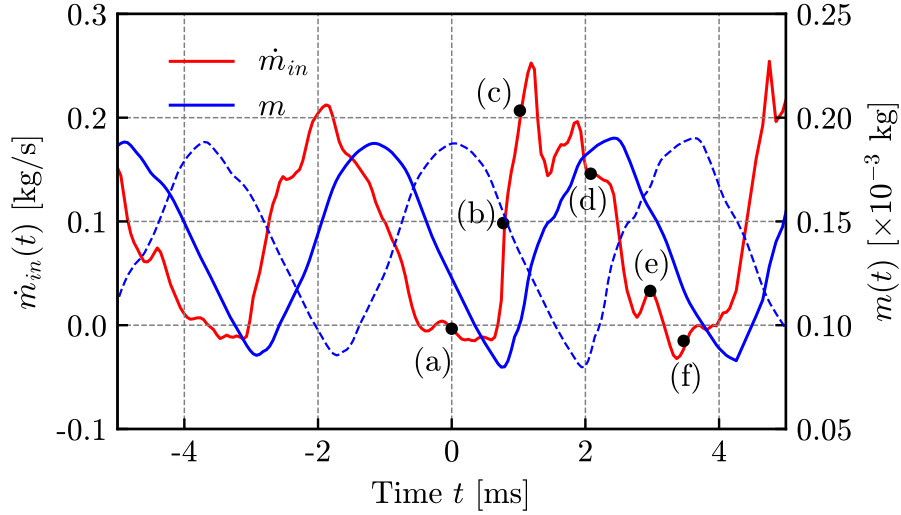


Fig. 2.13 Time histories of \dot{m}_{in} (red line) and m (blue line), where $A_e/A_c = 0.038$ ($x_p = 1$ mm) whose contour of the density gradient has been displayed in Fig. 2.8. Points (a)-(f) on the red line indicate the time of the pseudo schlieren images in Fig. 2.8. The broken line indicates the mass time history delayed by 1.2 ms.

切片を m_0 とすると、時刻 t における CV への流入流量 $\dot{m}_{in}(t)$ は次式で表される。

$$\dot{m}_{in}(t) = C_{in}(m(t - \tau) - m_0) \quad (2.3)$$

このとき、 C_{in} は負の値になるが、これは CV 内密度の増加 (および圧力の上昇) により \dot{m}_{in} が減少するためであると考えられる。

以上の考察により得られた式 2.2 と式 2.3 を式 2.1 へ代入すると、CV 内質量 m の時間発展を表す遅延微分方程式 (DDE: Delay Differential Equation) が得られる。

$$\frac{dm(t)}{dt} = C_{in}(m(t - \tau) - m_0) - C_{out}(m(t) - m_n) \quad (2.4)$$

遅延微分方程式は、パラメータの組み合わせにより多様な解が現れることが知られている (Smith, 2011). 例を挙げると、 $\tau = 0$ の場合には式 2.4 は単に 1 階常微分方程式となり、振動解は現れない。しかし、超音速インテークバスのモデル方程式としての式 2.4 はパラメータの組み合わせ ($C_{in} < 0$ かつ $\tau > 0$) に起因する負のフィードバック機構を表現しており、振動解が得られる可能性がある。時間遅れ τ は圧力波のデフューザ内における伝

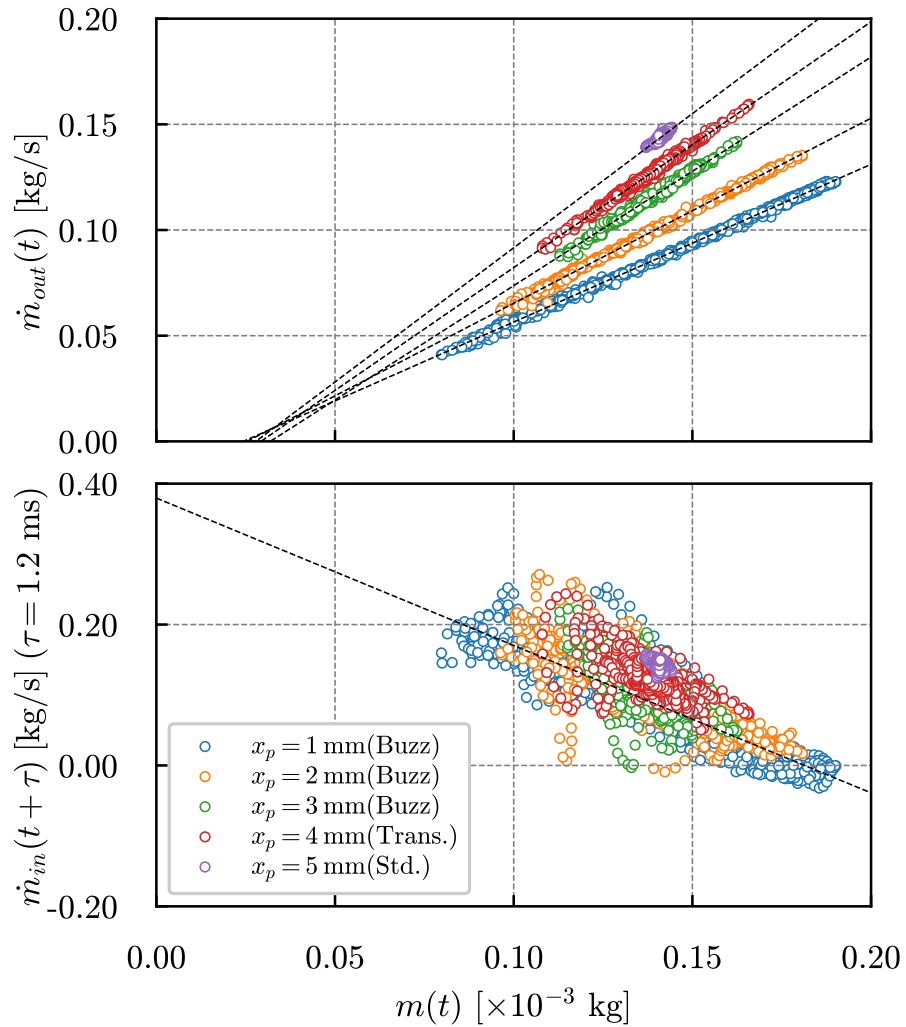


Fig. 2.14 Scatter plots between (a) $m(t)$ and $\dot{m}_{out}(t)$ and between (b) $m(t)$ and $\dot{m}_{in}(t + \tau)$.

播に起因しているため、このことはインテークバズが圧縮性流れに特有の現象であることを示唆している。

パラメータ C_{in} , C_{out} , m_0 , m_n および τ の値は図 2.14 の近似直線から **最小二乗法近似により** 求めることができ、表 2.3 に示すとおりである。これらのパラメータの内、 C_{in} , m_0 , m_n , τ はインテークの幾何学的な形状と気流条件に依存する定数であると考えられる。 A_e の関数である C_{out} が、モデル方程式 2.4 の唯一の変数パラメータになる。 C_{in} , C_{out} はそ

Table 2.3 Summary of the parameters for the buzz model (Eq. (4)).

Status	x_p [mm]	C_{out} [$\times 10^3 \text{ s}^{-1}$]	m_n [$\times 10^{-3} \text{ kg}$]	C_{in} [$\times 10^3 \text{ s}^{-1}$]	m_0 [$\times 10^{-3} \text{ kg}$]	τ [ms]
buzz	1	0.746				
buzz	2	0.876				
buzz	3	1.08	2.77×10^{-2}	-2.14	0.198	1.20
transition	4	1.16				
stable	5	1.26				

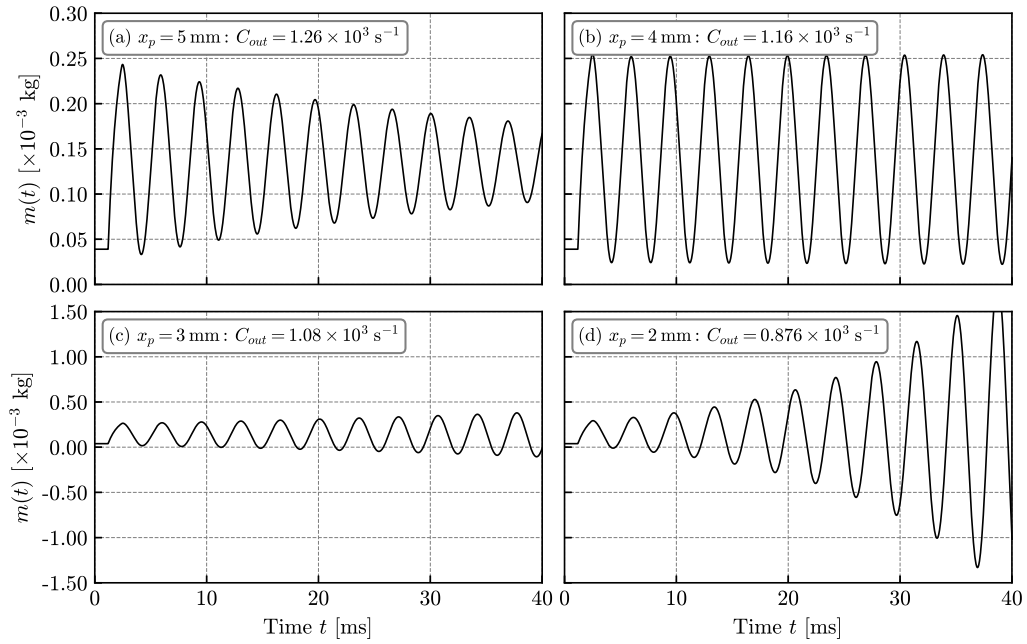


Fig. 2.15 Numerical solution of the buzz model (Eq. 2.4) by the 4th-order Runge-Kutta method. The dominant frequency of these solutions is 283 Hz.

それぞれ、CV内質量(圧力)の上昇に対する流入・流出感度と解釈できる。これらの係数の単位は s^{-1} であり、質量流量と質量間の単位の変換を反映している。また、表 2.3 から、インテークバズの臨界値は $1.16 \times 10^3 > C_{out,c} > 0.88 \times 10^3$ の範囲にあると推定される。

モデル方程式 2.4 を数値的に解き、現象の再現性を確認する。図 2.15 は C_{out} を変化

させ、式 2.4 を 4 次の Runge-Kutta 法で解いた数値解である。 C_{out} 以外のパラメータは表 2.3 に示したとおりである。時刻 $t = 0$ における質量 $m(0)$ は、一様流密度 ρ_∞ から計算される質量である。図 2.15 から、モデル方程式に振動解が存在することが確かめられる。 $C_{out} = 1.26 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ では振幅が減少しており、 $C_{out} = 1.16 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ では中立解が得られている。これらの解は、非バズ状態に対応していると考えられる。一方、 $C_{out} \leq 1.08 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ では振幅が増加しており、バズ状態に対応している。これらの解の振動周波数は 283 Hz であり、実験および CFD により得られたバズの振動周波数 (2.2) とかなり近い。

このように、モデル方程式は解の Hopf 分岐によりバズの発生・非発生と振動周波数を再現している。一方、モデル方程式の解には極限サイクルが存在せず、負の質量が現れている。これは、モデル方程式が線形であるためである。一般に、方程式の解が極限サイクルを含むには、方程式が非線形項を含む必要があることが知られている (Strogatz, 2018)。

2.5.2 バズ発生の臨界値

モデル方程式 2.4 を数学的に解析し、バズの臨界状態で成立する関係式を導出する。振動解を仮定し、 $m(t) = \exp(\lambda t)$ を式 2.4 に代入すると、特性方程式が得られる。

$$\lambda = C_{in} \exp(-\tau\lambda) - C_{out} \quad (2.5)$$

ここで、 $\lambda = \alpha + i\beta$ は特性根であり、 α は解の成長率、 β は解の振動角周波数を表している。さらに、 $\exp(i\theta) = \cos \theta - i \sin \theta$ の関係を用いて式 2.5 を実部と虚部に分けると、次式が得られる。

$$\alpha = C_{in} \exp(-\tau\alpha) \cos(\tau\beta) - C_{out}, \dots \dots \dots (2.6)$$

$$\beta = -C_{in} \exp(-\tau\alpha) \sin(\tau\beta). \dots \dots \dots (2.7)$$

ここで、臨界状態に着目し、 $\alpha = 0$ を仮定すると、バズの臨界状態で成立する関係式として、次式が得られる。

$$0 = C_{in} \cos(\tau\beta_c) - C_{out,c} \dots \dots \dots (2.8)$$

$$\beta_c = -C_{in} \sin(\tau\beta_c) \dots \dots \dots (2.9)$$

ここで、 β_c と $C_{out,c}$ はそれぞれ、 β と C_{out} の臨界値である。

$\tau = 1.2 \text{ ms}$ と $C_{in} = -2.14 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ を上式に代入すると、バズの臨界値として次の値を得る。

$$\beta_c = 1.79 \times 10^3, \quad C_{out,c} = 1.12 \times 10^3. \quad (2.10)$$

$C_{out,c}$ の値は式 2.4 の中立解 (図 2.15 (c)) におけるパラメータの値、 $C_{out} = 1.16 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ よりわずかに小さい。また、 β_c より求められる臨界周波数は $f_c \equiv \beta_c / (2\pi) = 285 \text{ Hz}$ となる。これらの値は図 2.15 より求められるバズの臨界値と振動周波数日書く、式 2.9 はバズの臨界状態を適切に表現していると言える。また、式 2.9 から、 C_{in} 、 C_{out} および τ を実験または CFD により求めることができれば、バズの臨界値を推定できることが分かる。

2.6 本章の結論

本研究では、超音速インテークバズの臨界値予測に関する広範な検討を行った。単純形状の外部圧縮型インテークを対象とした風洞試験結果を対象に、URANS による数値シミュレーションを行った。得られた計算結果は風洞実験結果をよく再現しており、シミュレーションにより超音速インテークバズを正確に予測できることを示した。

STP 位置の分析により、バズの臨界値はディフューザを通過する質量流量に密接に関連していることが分かった。この仮定の下でバズの物理メカニズムに関する考察を行い、バズのモデル方程式として単純な遅延微分方程式を得た。この方程式はディフューザ後部における質量流量の収支を表現している。モデル式はまた、ディフューザ内における圧力波の往復により生じる時間遅れと、負のフィードバックの効果を含んでいる。この負のフィードバックメカニズムは、バズの衝撃波振動を維持する本質的な要因である。

バズのモデル方程式は主に 3 つのパラメータにより特徴づけられる。一つはディフューザ内の圧力波の往復により生じる遅れ時間 τ である。残りの二つはそれぞれディフューザ内に設定された CV への流出入感度 C_{in} 、 C_{out} である。シミュレーション結果によりこれらのパラメータを求め、モデル方程式を解析した結果、本研究により得られた遅延微分方程式によりバズの臨界値と振動周波数を良好に推定できることが分かった。さらにモデル方程式を数学的に分析し、バズの臨界状態で成立する方程式系を示した。

第3章

2次元遷音速バフエット[†]

本章では、スパン方向に断面形状の変化が無い、2次元の翼周り流れを対象とした遷音速バフエット現象の解析に取り組む。2次元の NACA0012 翼型周り遷音速流れを対象に数値シミュレーションを行い、流れ場の物理的な特性を分析する。ここでは、遷音速バフエット現象の物理メカニズムを解明するために、その「振動源 (origin)」に着目した分析を行う。流れ場の線形安定性の分析手法である resolvent 解析 (Trefethen *et al.*, 1993; Yeh & Taira, 2019) を用いて、2次元の NACA0012 翼型周り遷音速流れ場を解析対象とする。流れ場のレイノルズ数を低く設定する ($Re \approx O(10^3)$) ことで解析を容易にし、より多くの振動源を特定することを目指す。得られた振動源の物理的な意味と、遷音速バフエット現象のメカニズムを考察する。また、resolvent 解析によって得られた振動源が実際に衝撃波振動を引き起こすことを確認するため、DNS による検証シミュレーションを行う。

[†]Published as: [Kojima, Y., Yeh, C. A., Taira, K. & Kameda, M. *Resolvent analysis on the origin of transonic buffet*, **Journal of Fluid Mechanics**, Vol. 885, (2020)].

3.1 背景

遷音速流中にある翼周りの流れでは、壁面に沿った流れの加速により流速が局所的に音速に達し、翼の中程に衝撃波が発生する。この衝撃波は周辺の流れ場と複雑に干渉し、様々な流体現象を示すことが知られている。航空工学の観点から言うと、翼における衝撃波の発生は抵抗の増加を招き、また衝撃波の背後で発生する流れの剥離は、航空機の振動の原因となる可能性がある (Delery, 1985; Anderson Jr, 2010)。この衝撃波は、特定の迎角・Mach 数の範囲内で激しく振動することが知られている (Lee, 2001)。

遷音速バフエット (図 1.5) と呼ばれるこの衝撃波振動現象は、翼周り遷音速流れの流体力学的な不安定性により生じており、気流や翼の構造が時間的に変動しない場合にも発生する自励振動現象である (Crouch *et al.*, 2009)。遷音速バフエットが発生すると、機体に加わる空気力学的な力が激しく振動するため、機体構造を破壊し、航空機の飛行を深刻に害する。結果として、遷音速バフエットは航空機のフライトエンベロープを制限する要素の一つとなっている。さらに、遷音速バフエット現象は数多くの流体現象を含んでいる。例えば、非定常な衝撃波運動、衝撃波・境界層相互干渉による境界層剥離、圧力波の発生と伝播等である。遷音速バフエットは工学的、科学的な関心を幅広く集めており、数十年に渡って幅広く研究されている。遷音速バフエット研究に関する最近の進歩は、Giannelis *et al.* (2017) のレビュー論文にまとめられている。複数の報告 (Deck, 2005; Jacquin *et al.*, 2009; Dandois, 2016) によると、衝撃波振動の周波数は、翼弦長 L_c を基準とするストローハル数 $St_{L_c} \equiv fL_c/V_\infty$ において、 $0.06 < St_{L_c} < 0.07$ 程度である。対象的に、翼後流や剥離領域内の流れの振動周波数は $0.1 < St_{L_c} < 1$ 程度 (Sartor *et al.*, 2014) であり、遷音速バフエットの振動周波数は他の非定常現象と比較して際立って低い。

遷音速バフエットでは、いくつかの興味深い音響的現象が報告されている。遷音速バフエット流れにおける最も重要な音響源は、翼の後端である。衝撃波・境界層干渉により生じる剥離領域内部の非定常な流体運動の結果、翼の後端から Kutta 波と呼ばれる圧力波が発生する。この Kutta 波は、翼の負圧面で上流方向に伝播し、衝撃波と干渉する (Lee *et al.*, 1994)。また Jacquin *et al.* (2009) は、翼の負圧面だけでなく正圧面側においても Kutta 波が流れの上流側に伝播していることを、実験的に明らかにした。Crouch *et al.*

(2009) は Kutta 波以外の音響源について報告しており、衝撃波の根元で発生した圧力波が衝撃波に沿って伝播し、衝撃波の上端部で上流側に向きを変え、その後減衰するとした。

遷音速バフエット現象で観察できるもう一つの重要な現象が、衝撃波・境界層干渉による流れの剥離である。複数の研究 (Seegmiller *et al.*, 1978; Levy, 1978; Grossi *et al.*, 2014; Iovnovich & Raveh, 2012a; Fukushima & Kawai, 2018) は、衝撃波・境界層干渉により生じた剥離領域が、衝撃波の振動に大きく影響することを示している。初期の実験結果 (Seegmiller *et al.*, 1978; Levy, 1978) は、衝撃波背後の剥離領域の拡大により遷音速バフエットが発生することを報告している。また、剥離領域の状態は衝撃波振動の位相によって大きく変化する。数値シミュレーションによる研究の報告 (Grossi *et al.*, 2014; Iovnovich & Raveh, 2012a; Fukushima & Kawai, 2018) によると、衝撃波が上流側から下流側に移動する場合は衝撃波が弱くなり、衝撃波背後の剥離領域は小さくなる。反対に、衝撃波が下流から上流に移動する場合は衝撃波が強くなり、衝撃波の背後で大剥離が発生する。最近では、後退角のある翼上で発生する三次元的なバフエット現象においても、剥離領域内のダイナミクスが重要であるという報告 (Iovnovich & Raveh, 2015; Ohmichi *et al.*, 2018) がなされており、剥離領域内部をスパン方向に移動するバフエットセル (buffet cell) が研究されている。

バフエット現象の物理的なメカニズムを説明する理論は、これまで複数提案されている。Lee (2001) により提案されたメカニズムでは、衝撃波根元で発生して剥離領域内部を下流側に移動する速度変動と、翼後縁で発生する Kutta 波が重要な役割を果たす。Lee (2001) の説明では、遷音速バフエットの周期的な振動は、圧力波と速度変動によるフィードバックループによって維持されている。Lee (2001) は、圧力波のフィードバックに基づく理論により、遷音速バフエットの振動周波数が正確に予測できると主張した。遷音速バフエットの物理的機構に関するもう一つの提案は、流れ場の線形安定性に基づいている。線形安定性解析は線形化 Navier-Stokes オペレータの固有値分解に基づいており、ある平均流れ場における特定の周波数の擾乱の成長率を調べることができる。Crouch *et al.* (2009) は、RANS シミュレーションと線形安定性解析を組み合わせ、2次元 NACA0012 翼型周り遷音速流れの全体安定性を評価した。様々な迎角・Mach 数における流れ場の全体安定性解析により得られたバフエット臨界値を McDevitt & Okuno (1985) の実験結果と比較し、バフエット

境界を正確に予測できることを示した。また、Crouch *et al.* (2009) の研究に続き、線形安定性理論をサポートする報告が得られている。Sartor *et al.* (2014) は NACA0012 翼周り遷音速流れの全体ヤコビアン行列の固有値分解により、Crouch らの主張をサポートする結果を得ている。流れ場の線形安定性の理論は遷音速バフエット現象の物理的なメカニズムをよく説明している。

さらに、Sartor *et al.* (2014) は線形安定性解析の理論に基づき、衝撃波振動の”振動源”を特定している。随伴解析、および resolvent 解析を用いて、NACA0012 翼周りの遷音速流れ場を解析の結果によると、衝撃波振動の「振動源」は翼負圧面における衝撃波根本付近である。これは、衝撃波振動は衝撃波根本付近における擾乱に強く影響されることを意味する。振動源の特定は遷音速バフエットの物理的なメカニズムを理解する上で重要であると考えられる。線形安定性解析や resolvent 解析のようなモード解析手法 (Taira *et al.*, 2017, 2019) は、振動源の特定に効果的な手法の一つである。一方、モード解析によらない振動源の探索も行われている。Nitzsche (2009) は数値シミュレーションを用いた分析により、フラップの振動、翼ピッチ角の振動、翼の平行移動を衝撃波振動を誘発するバフエットの振動源として報告している。

このようにして特定された遷音速バフエットの振動源は、バフエットの物理的なメカニズムの理解に役立つのみならず、衝撃波振動のコントロールにも利用できる。Vortex generator (VG) は広く知られている流れの制御手法の一つであり、遷音速バフエットの抑制にも効果的であるという報告がされている (Caruana *et al.*, 2005)。翼上に設置された VG から発生する渦により境界層内への運動量供給が増え、衝撃波・境界層干渉による流れの剥離を抑制することができる。VG の設置は巡航状態における抗力も増加させる (Kusunose & Yu, 2003) ため、VG の形状や数、配置の最適化が重要である。最適な VG 配置を探るパラメトリックスタディー (Dandois *et al.*, 2010) や VG の効果をより精密に計測する実験手法の研究 (Kouchi *et al.*, 2016) が継続的に行われている。もう一つの有力な遷音速バフエットの制御手法として、trailing edge deflector (TED) の研究が行われている。TED は VG とは異なり、制御機構を動的に作動させるアクティブ制御手法の一種であり、翼後縁に設置されている補助翼を動かすことで衝撃波振動の制御を行っている (Despré *et al.*, 2001; Caruana *et al.*, 2005)。Gao *et al.* (2017) は TED と閉ループ制御を組み合

寄せた手法により，効果的に遷音速バフエットを抑制できることを示した。

本研究では，遷音速バフエット現象の物理メカニズムを解明するために，その「振動源 (origin)」に着目した分析を行う。翼周りの2次元遷音速流れを対象として，流れ場のモード解析手法の一種である resolvent 法 (Trefethen *et al.*, 1993; Yeh & Taira, 2019) を用いた線形システム分析を行う。Resolvent 法は，全体安定性解析とは異なり，周波数応答のみならず線形システムとしての流れ場の入力 (forcing) モードと出力 (response) モードを抽出することができる (Trefethen *et al.*, 1993; Jovanović & Bamieh, 2005; Yeh & Taira, 2019; Taira *et al.*, 2017, 2019)。本研究では，2次元の NACA0012 翼型周り遷音速流れ場を対象とし，その振動源を体系的に特定する。得られた振動源の物理的な意味を考察し，遷音速バフエット現象の物理的なメカニズムを考察する。また，流れ場のレイノルズ数を低く設定する ($Re \approx O(10^3)$) ことで，高精度なシミュレーション結果を得られるようにする。このことにより resolvent 解析を容易にし，より多くの振動源を特定することを目指す。さらに，resolvent 解析によって得られた振動源が実際に衝撃波振動を引き起こすことを確認するため，DNS による検証シミュレーションを行う。

3.2 解析方法

3.2.1 解析対象

本研究では，スパン方向の翼形変化が無い2次元翼周りの低 Reynolds 数遷音速流れを解析対象とする。2次元翼の断面形状には，NACA0012 翼型を採用する。気流条件は，主流 Mach 数が $M_\infty \equiv U_\infty/a_\infty = 0.85$ ，翼弦長 L_c を基準とした流れの Reynolds 数は $Re_{L_c} \equiv U_\infty L_c/\nu_\infty = 2000$ とする。流れの迎角 α は 3° に設定する。ここで， a_∞ は主流音速， ν_∞ は主流の動粘性係数である。流れのプラントル数は $Pr = 0.7$ とした。

3.2.2 数値計算

2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式の数値計算による，翼周り遷音速流れ場の非定常流れ場のシミュレーションを行う。数値計算ソルバーには，Cascade Technologies 社が開発している有限要素法ソルバーの *CharLES* を用いた (Brès *et al.*, 2017)。CharLES の空間精

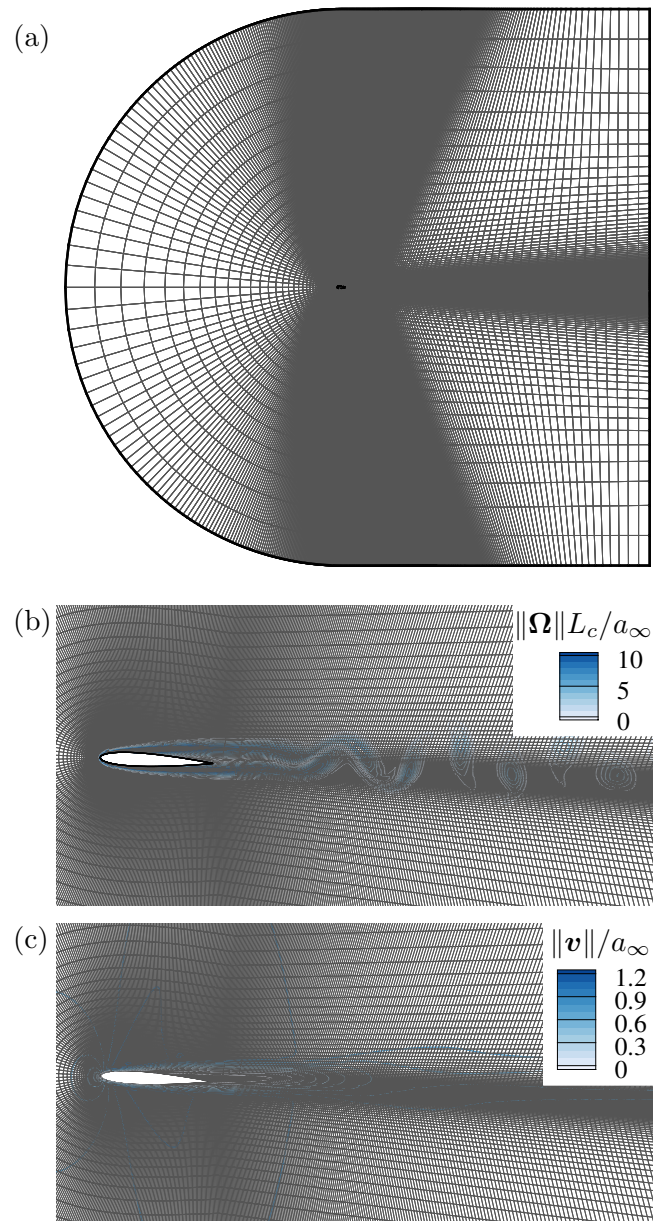


Fig. 3.1 The computational grid used for numerical simulation and resolvent analysis. (a) The whole computational domain. The enlarged views around the airfoil are shown with the (b) instantaneous magnitude of normalized vorticity and (c) time-averaged velocity fields.

度は 2 次，時間精度は 3 次である．衝撃波捕獲のため，本研究では 2 次精度の非構造格子用 ENO (Essentially Non-Oscillatory) 法 (Shi *et al.*, 2002) によりセル内の物理量を再構成する．

空間離散化のため，C 型の六面体格子を作成する．計算格子の概要図を図 3.1 に示す．計算領域の広さは翼弦長の 100 倍程度とし， $x_c/L_c \in [-50, 50]$ および $y_c/L_c \in [-50, 50]$ の範囲で格子を形成した．ここで， x_c と y_c はそれぞれ，翼弦方向および翼弦垂直方向の座標を表している．NACA0012 翼型は計算領域の中央付近に配置し，座標系の原点を翼の前縁とする．計算格子の総要素数はやく 70000 要素とし，翼の上下面，壁面の鉛直方向および後流部をそれぞれ 100 個，90 個，80 個の要素で分割した．壁面における最小格子幅 Δy_{\min} は， $\Delta y_{\min} = 1.42 \times 10^{-3}$ とした．本研究ではまた，格子収束性を確かめるために翼の上下面における要素密度が大きい高解像度格子を作成した．衝撃波近傍におけるベースライン格子の格子幅は $\Delta x = 0.88 \times 10^{-3} L_c$ であるのに対し，高密度格子では $\Delta x = 0.44 \times 10^{-3} L_c$ である．

境界条件として，式 3.1 で表される一様流条件を遠方境界で課す．

$$\begin{pmatrix} \rho \\ v_{x_c} \\ v_{y_c} \\ T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_\infty \\ U_\infty \cos \alpha \\ U_\infty \sin \alpha \\ T_\infty \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

ここで， ρ と T はそれぞれ密度と温度である．翼の壁面境界には，断熱滑り無し壁面条件 (式 3.2) を課す．

$$\begin{pmatrix} \nabla_n \rho \\ v_{x_c} \\ v_{y_c} \\ \nabla_n T \end{pmatrix} = 0 \quad (3.2)$$

ここで， ∇_n は境界面法線方向の勾配である．流出境界においては，人工的な波の反射を避けるためスポンジレイヤ (Freund, 1997) 層を設定した．スポンジレイヤの範囲は $x_c/L_c \in [40, 50]$ とし， $tU_\infty/L_c = 1$ の長さで物理量を時間平均した．数値計算の時間刻み幅は，CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 数が 1 となるように設定した．

3.2.3 Resolvent 解析

翼周り遷音速流れの入出力システム分析を行い、衝撃波振動現象の振動源を特定するため、resolvent 解析 (Trefethen *et al.*, 1993) を行う。バフエットに特有の $St \approx 0.06$ 程度の低周波な衝撃波振動は 2 次元的な現象である (Iovnovich & Raveh, 2012a; Sartor *et al.*, 2014; Ohmichi *et al.*, 2018) ため、本研究では 2 次元の resolvent 解析のみを行う。ただし、resolvent 解析自体は 3 次元の現象を分析することが可能であり、3 次元翼に特有なスパン方向の不安定モード (Iovnovich & Raveh, 2015; Dandois, 2016; Ohmichi *et al.*, 2018) を抽出できると考えられる。

Resolvent 解析は、線形化 Navier-Stokes オペレータの擬似スペクトル分解に基づいている。一般的に、外力項 $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ を持つ Navier-Stokes 方程式は、次のように書ける。

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathbf{N}(\mathbf{q}(\mathbf{x}, t)) + \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) \quad (3.3)$$

ここで、 $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t) = [\rho, v_x, v_y, T]$ は流れ場の変数、 \mathbf{N} は Navier-Stokes オペレータである。 $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t)$ を Reynolds 分解し、時間平均量 $\bar{\mathbf{q}}(\mathbf{x})$ と、統計的に定常な変動量 $\mathbf{q}'(\mathbf{x}, t)$ の和として、次式で表現できると仮定する。

$$\mathbf{q}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{q}}(\mathbf{x}) + \mathbf{q}'(\mathbf{x}, t) \quad (3.4)$$

式 3.4 を式 3.3 に代入して整理すると、流れ場の時間変動項に関する一次の項の時間発展を表現する線形化 Navier-Stokes 方程式 (式 3.5) を得る。

$$\frac{\partial \mathbf{q}'(t)}{\partial t} = \mathbf{L}_{\bar{\mathbf{q}}} \mathbf{q}'(t) + \mathbf{B} \mathbf{u}'(t) \quad (3.5)$$

ここで、 $\mathbf{L}_{\bar{\mathbf{q}}}$ は時間平均流れ場 $\bar{\mathbf{q}}$ に対する線形化 Navier-Stokes オペレータ (McKeon & Sharma, 2010) である。 \mathbf{u}' は線形化 Navier-Stokes 方程式の外力項であり、式 3.3 の外力項 $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ の他に、Reynolds 応力のような時間変動項に関する二次以上の非線形項も含まれている。このような非線形項は、線形システムのフィードバック機構を維持している外力と解釈できる (McKeon & Sharma, 2010)。また、 \mathbf{B} は外力項 \mathbf{u}' を空間的にフィルタリングするための空間窓である。式 3.5 は空間離散化されており、行列表現されている。空間

離散化は、数値シミュレーションで使用した計算格子と同じ格子 (図 3.1) を使用した。空間離散化に際して、翼の壁面には次式で表現される境界条件を課した。

$$\begin{pmatrix} \rho' \\ v'_{x_c} \\ v'_{y_c} \\ \nabla_n T' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

遠方境界では、次の境界条件を課した。

$$\nabla_n \begin{pmatrix} \rho' \\ v'_{x_c} \\ v'_{y_c} \\ T' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

本研究ではまた、流れ場の時間変動項 $\mathbf{q}'(t)$ に対する観測窓 \mathbf{C} を使用して、 $\mathbf{q}'(t)$ の観測値 \mathbf{y} を $\mathbf{y} = \mathbf{C}\mathbf{q}'(t)$ と表す。観測窓 \mathbf{C} により、特定の空間領域に関する入出力システム分析である、窓付き resolvent 解析 (Jeun *et al.*, 2016; Schmidt *et al.*, 2018) を行う。

式 3.5 の時間変動項の Fourier 変換を行う。この Fourier 変換は次式で表される。

$$[\mathbf{q}'(\mathbf{x}, t), \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)] = \int_{-\infty}^{\infty} [\hat{\mathbf{q}}_{\omega}(\mathbf{x}), \hat{\mathbf{u}}_{\omega}(\mathbf{x})] e^{-i\omega t} d\omega \quad (3.8)$$

この変換により、式 3.5 の波数空間における表式が得られる。

$$-i\omega \hat{\mathbf{q}}_{\omega} = \mathbf{L}_{\bar{\mathbf{q}}} \hat{\mathbf{q}}_{\omega} + \mathbf{B} \hat{\mathbf{u}}_{\omega} \quad \text{with} \quad \hat{\mathbf{y}}_{\omega} = \mathbf{C} \hat{\mathbf{q}}_{\omega} \quad (3.9)$$

式 3.9 を整理すると、特定の角周波数 ω における線形システムの入力 (forcing) $\hat{\mathbf{u}}_{\omega}$ と出力 (response) $\hat{\mathbf{y}}_{\omega}$ の関係を表す式が得られる。

$$\hat{\mathbf{y}}_{\omega} = \mathbf{R}_{\bar{\mathbf{q}}}(\omega) \hat{\mathbf{u}}_{\omega}, \quad \text{where} \quad \mathbf{R}_{\bar{\mathbf{q}}}(\omega) = \mathbf{C} [-i\omega \mathbf{I} - \mathbf{L}_{\bar{\mathbf{q}}}]^{-1} \mathbf{B} \quad (3.10)$$

ここで、 $\mathbf{R}_{\bar{\mathbf{q}}}(\omega)$ は $\mathbf{L}_{\bar{\mathbf{q}}}$ の resolvent オペレータと呼ばれる行列であり、システムへの (調和振動の和として表現できる) 入力 $\hat{\mathbf{u}}_{\omega}$ の増幅 (減衰) と、出力 $\hat{\mathbf{y}}_{\omega}$ への射影を表している。また、 \mathbf{I} は単位行列である。本研究では、resolvent オペレータを構築するために使用するベース流れ場 \mathbf{q} は十分に時間平均されており、線形化 Navier-Stokes オペレータ $\mathbf{L}_{\bar{\mathbf{q}}}$ の固有値は安定的である。そのため、角周波数 ω は実数として取り扱う (Jovanović, 2004; Yeh & Taira, 2019)。

Resolvent 解析では、次式で表されるように、resolvent オペレータ $\mathbf{R}_{\bar{q}}(\omega)$ の特異値分解を行うことにより、特定の出力 $\hat{\mathbf{y}}_{\omega}$ が式 3.5 で表される線形システムから出力された時、 $\mathbf{R}_{\bar{q}}(\omega)$ による増幅が最も大きい入力 $\hat{\mathbf{u}}_{\omega}$ を得ることができる。

$$\mathbf{R}_{\bar{q}}(\omega) = \mathbf{Y}\Sigma\mathbf{U}^* \quad (3.11)$$

特異値分解の性質により、 \mathbf{Y} と \mathbf{U} は直交行列となる。 Σ は値の降順に並び替えられた特異値行列である。 \mathbf{U}^* は \mathbf{U} のハミルトニアンである。 \mathbf{Y} と \mathbf{U} はそれぞれ、特定の周波数 ω における、線形システムの出力空間と入力空間の正規直交基底を表す行列と解釈できる。 \mathbf{Y} の列ベクトル

$$\mathbf{Y} = (\hat{\mathbf{y}}_1, \hat{\mathbf{y}}_2, \dots, \hat{\mathbf{y}}_m) \quad (3.12)$$

はそれぞれ、システムの出力空間の基底である。同様に、 \mathbf{U} の列ベクトル

$$\mathbf{U} = (\hat{\mathbf{u}}_1, \hat{\mathbf{u}}_2, \dots, \hat{\mathbf{u}}_m) \quad (3.13)$$

はそれぞれ、システムの入力空間の基底である。これらの基底はモードと呼ばれる。また、特異値行列 Σ の対角成分

$$\Sigma = \text{diag}(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_m) \quad (3.14)$$

は各々の入力・出力モードに対応しており、入出力間のエネルギー増幅率(ゲイン)と解釈できる。即ち、システムへの入力 $\hat{\mathbf{u}}_{\omega}$ が特定のベクトルとして与えられると、 $\hat{\mathbf{u}}_{\omega}$ は入力空間の基底 \mathbf{U} に射影され、対応する特異値 Σ により増幅された後、出力空間 \mathbf{Y} に射影される。最大特異値 σ_1 に対応するモード $[\hat{\mathbf{u}}_1, \hat{\mathbf{y}}_1]$ は支配モードと呼ばれている。本研究では、遷音速バフエット現象の振動源を特定するため、支配モードに特に着目して分析を行う。

$\hat{\mathbf{q}}_{\omega}$ に関する観測窓 \mathbf{C} は、対角成分に空間セルに対する重みを持つ対角行列として表される。本研究では、空間窓は図 3.4 に示されているように、負圧面における衝撃波振動を抽出するように設定する。同様に、システムの入力ベクトル $\hat{\mathbf{u}}_{\omega}$ に対する空間窓 \mathbf{B} も行列により表現することができる。本研究では $\mathbf{B} = \mathbf{I}$ とし、入力ベクトルのフィルタリングは行わない。観測窓 \mathbf{C} を用いた空間フィルタリングにより、局所的な衝撃波振動に寄与する入力ベクトルを得ることができるようになる。

3.3 解析結果

3.3.1 ベース流れ場の計算結果

本節では、resolvent オペレータを構築する際に使用するベース流れ場のシミュレーション結果について説明する。最初に、流れ場の格子収束性を確かめる。表??で示した2種類の格子を使用したシミュレーションにおける、負圧面の翼近傍流速分布の比較を図 3.3 に示す。図 3.3(b) から、base line 格子と fine 格子の計算結果はほぼ一致しており、base line 格子を用いたシミュレーションにより、十分に収束した解を得られると言える。以降の結果は全て、base line 格子

NACA0012 翼周り低 Reynolds 数遷音速流れの瞬時場の可視化図を図 3.2(a) に示す。翼周りの層流境界層による渦度の影響で、後流部で Kármán 渦様の渦振動が生じている。図 3.2(b) に、 $(x, y)/L_c = (2.10, -0.11)$ における法線方向速度 v_y のパワースペクトル密度の周波数分布を示す。後流部における渦振動の周波数はストローハル数で $St \equiv fL_c/U_\infty = 1.0$ であり、典型的なバフエット周波数 $St \approx 0.07$ より 2 オーダー高い値である。

図 3.2 の流れ場では、衝撃波振動現象は観測されなかった。しかしながら、流れ場が定常の場合においても、翼周り遷音速流れ場への加振は衝撃波振動を引き起こす。Nitzsche (2009) は衝撃波振動現象の周波数応答特性を調べ、流れ場が時間的に定常であっても、翼周り遷音速流れへの微小な加振が衝撃波振動を引き起こすと報告している。Nitzsche によると、衝撃波振動のゲインはバフエット境界付近で最大値に達する。このことは、遷音速バフエット現象が流れ場の線形システムに深く関連した現象であることを示唆している。またこのことから、resolvent 解析による入出力システムによってバフエット現象の入力・出力モードを抽出できることが分かる。

Resolvent オペレータ $\mathbf{R}_q(\omega)$ を構築するにあたり、時間平均流れ場を計算した。時間平均操作は、対流時間 tU_∞/L_c 基準で 350 単位以上の時間行い、十分に収束させた。十分に長い時間窓を設定したことにより、resolvent 解析により抽出できる最低周波数は $St = 2.9 \times 10^{-3}$ となり、バフエット現象の典型的な周波数である $St \approx 0.07$ (Jacquin *et al.*, 2009; Sartor *et al.*, 2014) におけるモード分析を精度良く行うことができる。時間

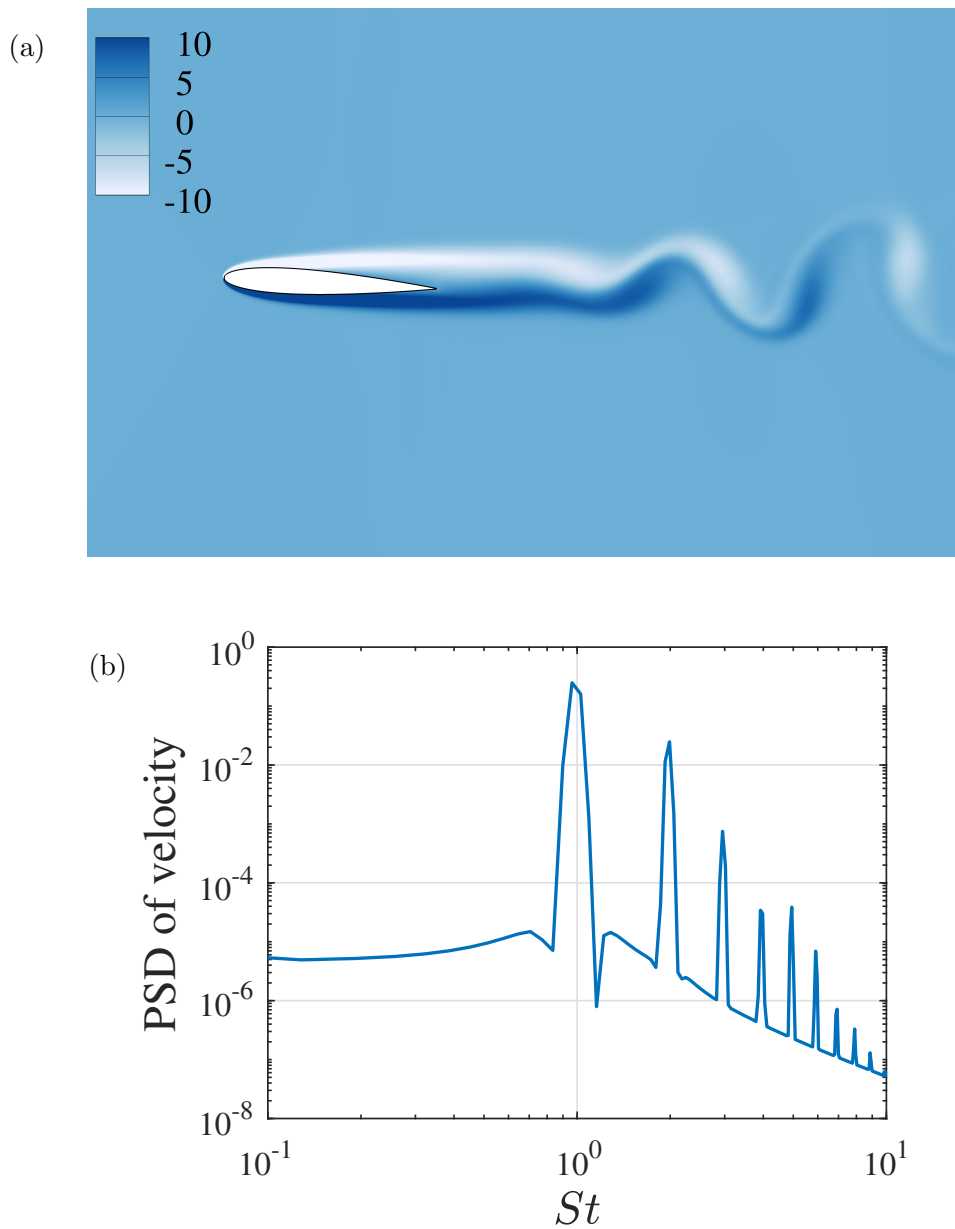


Fig. 3.2 Unsteady transonic flow over a NACA0012 airfoil. (a) Instantaneous vorticity field $(\Omega_z L_c / a_\infty)$. (b) Power spectral density of v_y / a_∞ probed at $(x, y) / L_c = (2.10, -0.11)$.

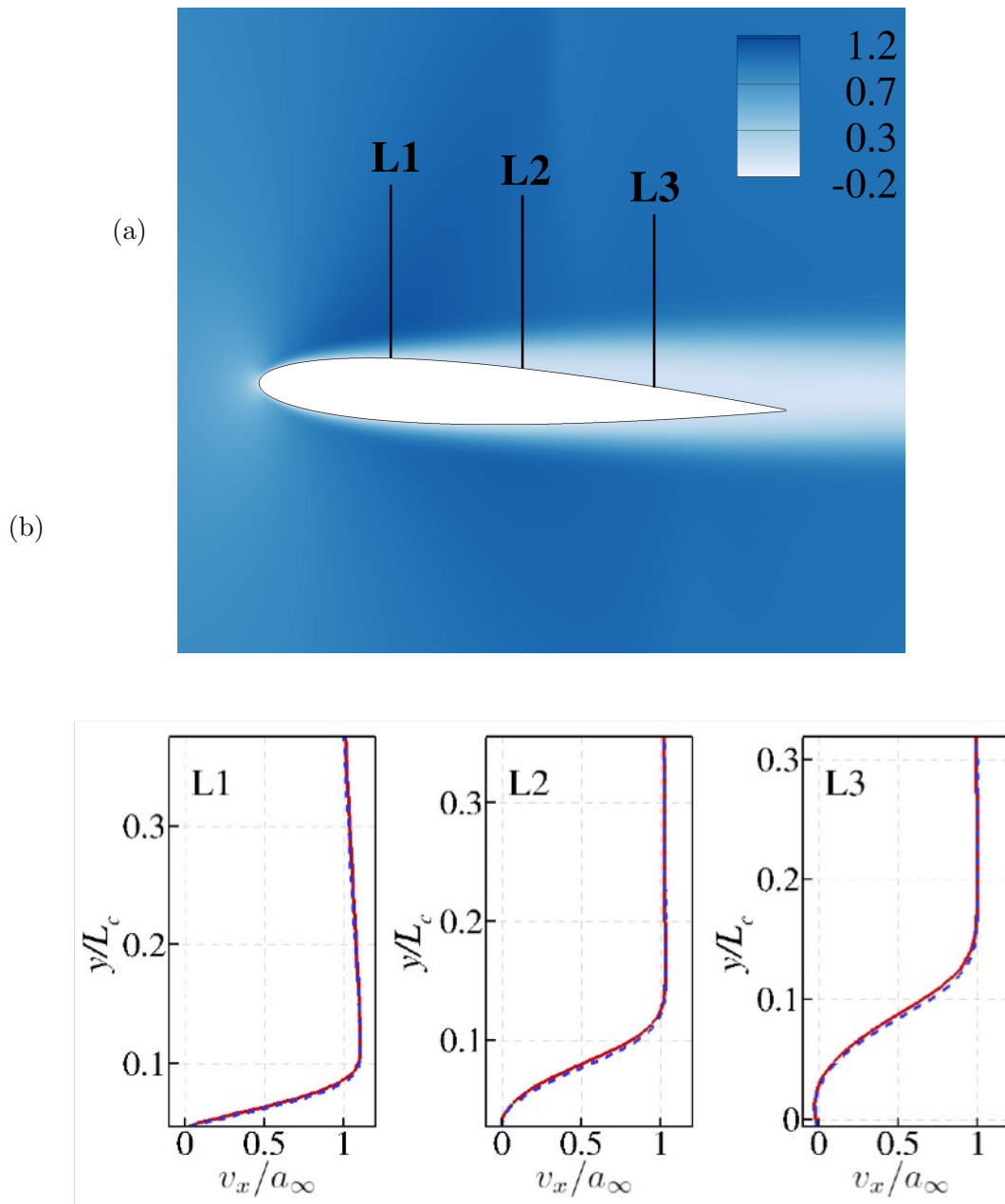


Fig. 3.3 (a) Time-averaged streamwise velocity (v_x/a_∞) field around the NACA 0012 airfoil. Lines L1, L2, and L3 indicate the locations of the velocity distribution shown in (b) obtained from the standard (red) and fine (blue) grids

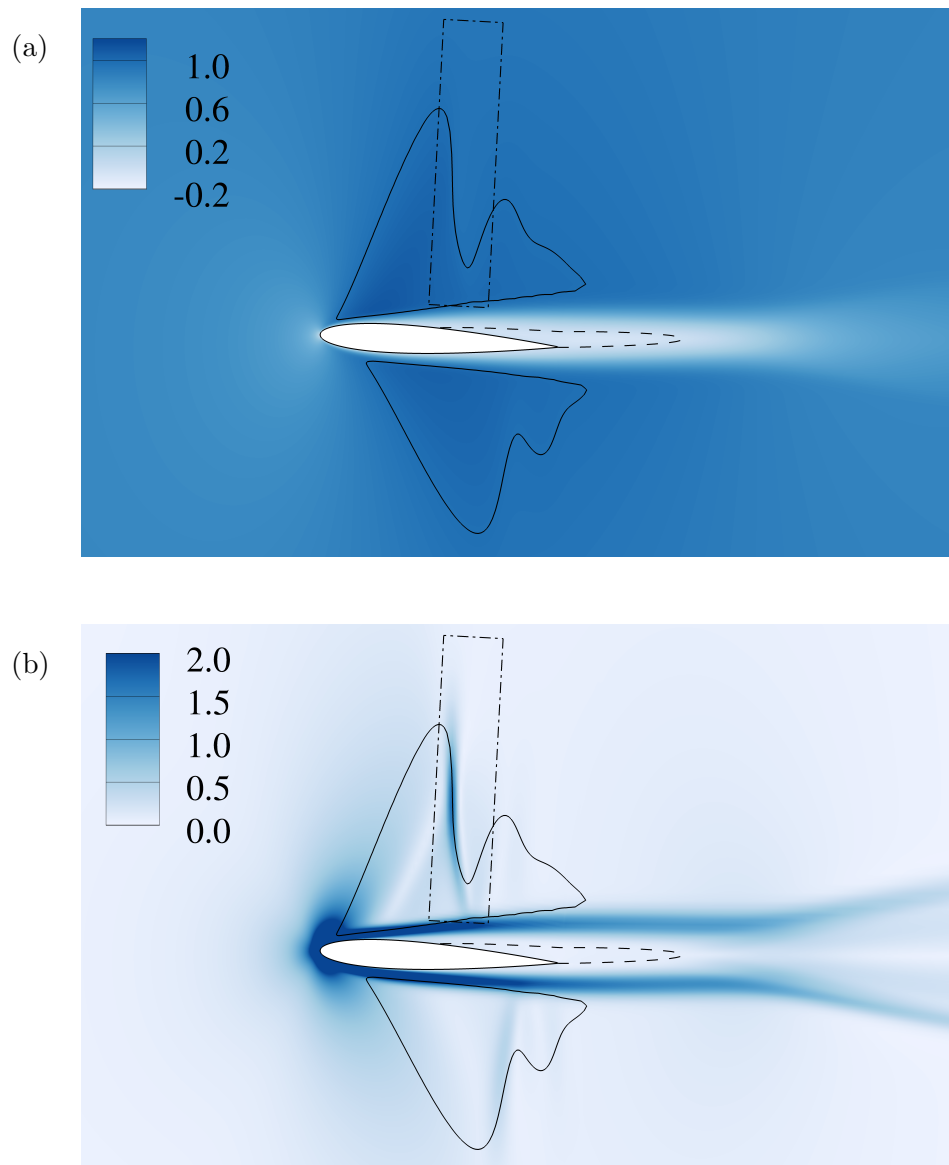


Fig. 3.4 Time-averaged flow field around the NACA0012 airfoil. (a) Streamwise velocity (v_x/a_∞). (b) Numerical schlieren with density gradient magnitude ($\|\nabla\rho\|L_c/\rho_\infty$). Regions enclosed by the solid and broken curves represent the supersonic and recirculation regions, respectively. The dashed-dotted box depicts the spatial window for the filtered resolvent analysis.

平均流れ場の主流方向流速 v_x と擬似シュリーレンの可視化図を、図 3.4 に示す。図 3.4 における実線および波線はそれぞれ、 $M = 1$ および $v_x = 0$ の等値線を表している。即ち、実線に囲まれている閉領域は超音速域であり、波線で囲まれている閉領域は逆流域である。

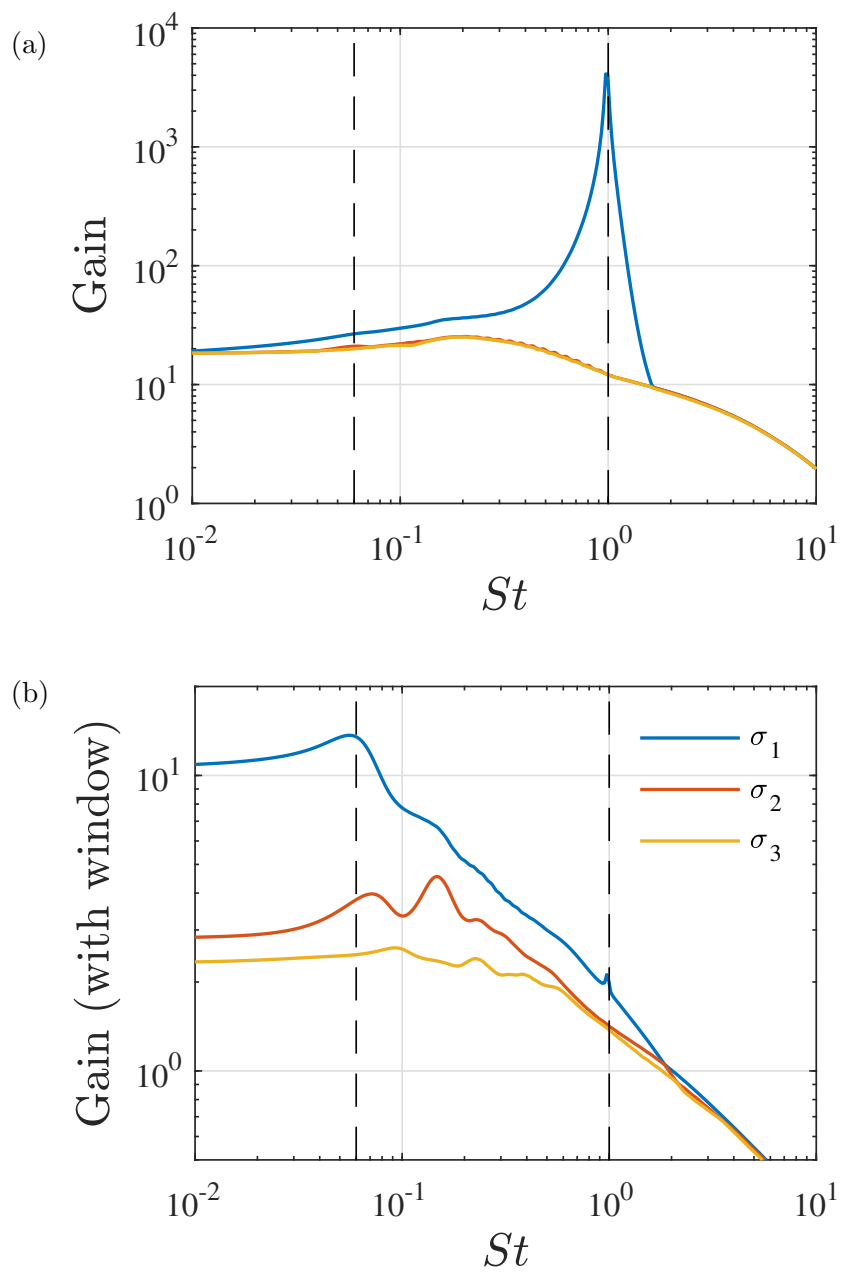
図 3.4 (b) から、超音速領域の境界部分で弱い衝撃波が発生していることが分かる。翼負圧面においては、衝撃波に起因する強い圧力勾配により、流れの剥離が生じている。この衝撃波は λ 型の衝撃波 (Delery, 1985) であり、衝撃波・境界層干渉の結果として衝撃波根本付近の流れが上向に曲げられることにより生じている。翼負圧面の超音速領域は前半部と後半部分に分かれており、衝撃波は前半の超音速領域でのみ生じている。

3.3.2 翼周り遷音速流れの resolvent 解析

本節では、第 3.2.3 節で述べた resolvent 解析を用いて、翼周り遷音速流れ場の線形システムにおける入出力システム分析を行う。図 3.4 で示した時間平均流れ場を用いて resolvent オペレータ $\mathbf{R}_{\bar{q}}(\omega)$ を構築し、入力モードと出力モードを計算する。

最初に、 $\mathbf{R}_{\bar{q}}(\omega)$ の特異値分解により得られた最大特異値 (最大ゲイン) σ_1 の周波数分布を検討する。図 3.5(a) に、式 3.10 において $\mathbf{C} = \mathbf{I}$ とした場合 (以下, original と呼称する) の最大ゲインの周波数分布図を示す。最大ゲイン σ_1 は $St = 1.0$ において非常に大きな値に達していることが分かる。この周波数は図 3.2(b) において示された、後流の渦振動の周波数と同じである。実際、図 3.6 に示す $St = 1.0$ における resolvent モードを見ると、この周波数において得られる出力モードは明らかに、翼後流における Kármán 渦振動に対応していることが分かる。この渦振動現象は流れ場の不安定性に起因しているため、入出力間のエネルギー比 (=最大ゲイン) は極めて大きな値を示す。また、入力モードは翼近傍における渦度の発生とはく離流れ内での渦の成長に対応している (Zhang & Samtaney, 2016; Yeh & Taira, 2019)。このベース流れ場における支配的な不安定現象は Kármán 渦振動であると推測できる。典型的なバフエット周波数付近である $St \approx 0.07$ においても、図 3.5(a) では目立ったピークは観察できない。

続いて、窓付き resolvent 解析の結果について述べる。本研究では、観測窓関数 \mathbf{C} として図 3.4 で示した空間窓を採用した。 \mathbf{C} を用いて、線形システムの出力を衝撃波周辺のみ限定した結果、ゲイン分布は $\mathbf{C} = \mathbf{I}$ の場合 (以下, オリジナル resolvent 解析) と比較

Fig. 3.5 (a) Original and (b) windowed resolvent gains over St .

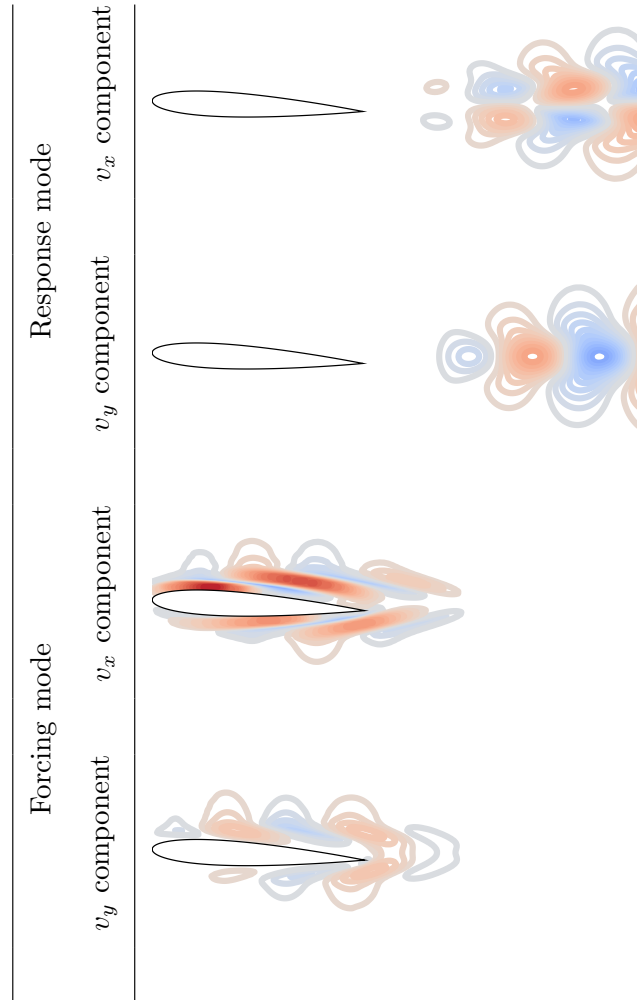


Fig. 3.6 Response and forcing modes normalized by the velocity magnitude for $St = 1$.

して、最大ゲイン σ_1 のピーク位置が変化する。図 3.5 (b) に示す窓付き resolvent 解析のゲイン分布を見ると、ピーク周波数は $St = 0.06$ であることが分かる。これは、過去の好 Reynolds 数域 ($Re_{L_c} > O(10^6)$) における実験および数値解析によって得られたバフエット周波数 (Deck, 2005; Jacquín *et al.*, 2009; Dandois, 2016; Sartor *et al.*, 2014) とよく一致している値である。また、最大ゲイン σ_1 以外のゲインに着目すると、バフエット周波数の倍長波の周波数でピークに達していることが分かる。また、 $St = 1.0$ においても最大ゲイン σ_1 の局所的なピークが観察できる。しかしながら、衝撃波振動の支配的な振動周波数は $St \approx O(0.01)$ 程度の低周波数であると言える。これは、本研究のように極めて低い Reynolds 数 ($O(10^3)$) においては、バフエット現象に特有の低周波数における増幅

機構が抑制されることを示唆している。本研究ではさらに、空間窓 C の変更に対する窓付き resolvent 解析のロバスト性を調べた。空間窓 C として翼の負圧面側全面を抽出する窓 ($x_c \in [0, 1]$ and $y_c \in [0, \infty)$) を採用して窓付き resolvent 解析を実施した結果、図 3.5 (b) と同様の結果が得られた。したがって、本研究の resolvent 解析は空間窓 C の変更に対してロバストであると言える。

オリジナルおよび窓付き resolvent 解析のゲイン分布によって特定されたバフエット周波数 ($St = 0.06$) に対応する resolvent モードを可視化し、バフエット現象の物理的なメカニズムを考察する。バフエット周波数に関連する resolvent モードは、図 3.7 に示すように、 $St = 1.0$ における resolvent モードと大きく異なっている。 $St = 1.0$ のモードは主に翼の後流部における対流を伴う渦振動現象に対応していたのに対し、 $St = 0.06$ のモードは翼の近傍と衝撃波周辺の振動に対応している。特に、図 3.7 に示す窓付き resolvent 出力モードは、衝撃波振動現象に対応していることが分かる。

Resolvent 入力モードを調べ、バフエット現象を引き起こす振動源を特定する。図 3.7 に示す resolvent 入力モードは、空間窓の有無に関わらず、翼近傍の境界層内部で大きい値を示している。これは、衝撃波振動現象が境界層内部の領域における加振に強く影響されることを意味しており、この領域がバフエットの振動源であることを示している。特に、窓付き resolvent 入力モードの分布から分かるように、衝撃波振動は衝撃波根本付近における振動に鋭敏に反応する。これは、Sartor *et al.* (2014) が高 Reynolds 数 ($Re = 3 \times 10^6$) におけるモード解析によって示した結果と符合している。Sartor *et al.* (2014) を含む過去の研究 (Deck, 2005; Grossi *et al.*, 2014; Fukushima & Kawai, 2018) では、衝撃波根本における乱流境界層の衝撃波境界層干渉 (SWBLI: shock wave boundary layer interaction) とそれに伴う流れのはく離が発生しており、これがバフエット現象において重要な役割を果たしていると考えられてきた。しかし本研究における窓付き resolvent 解析の結果は、翼周りの境界層が全域で層流を保つ場合 ($Re \approx O(10^3)$) においても、程周波数領域における衝撃波振動メカニズムが存在していることを示している。加えて、図 3.4 では翼の正圧面においても衝撃波が観察できるが、図 3.7 ではその振動に対応するモードは抽出できていない。これは、翼正圧面における衝撃波振動のエネルギーが負圧面におけるそれに比べて小さいことを示していると考えられる。

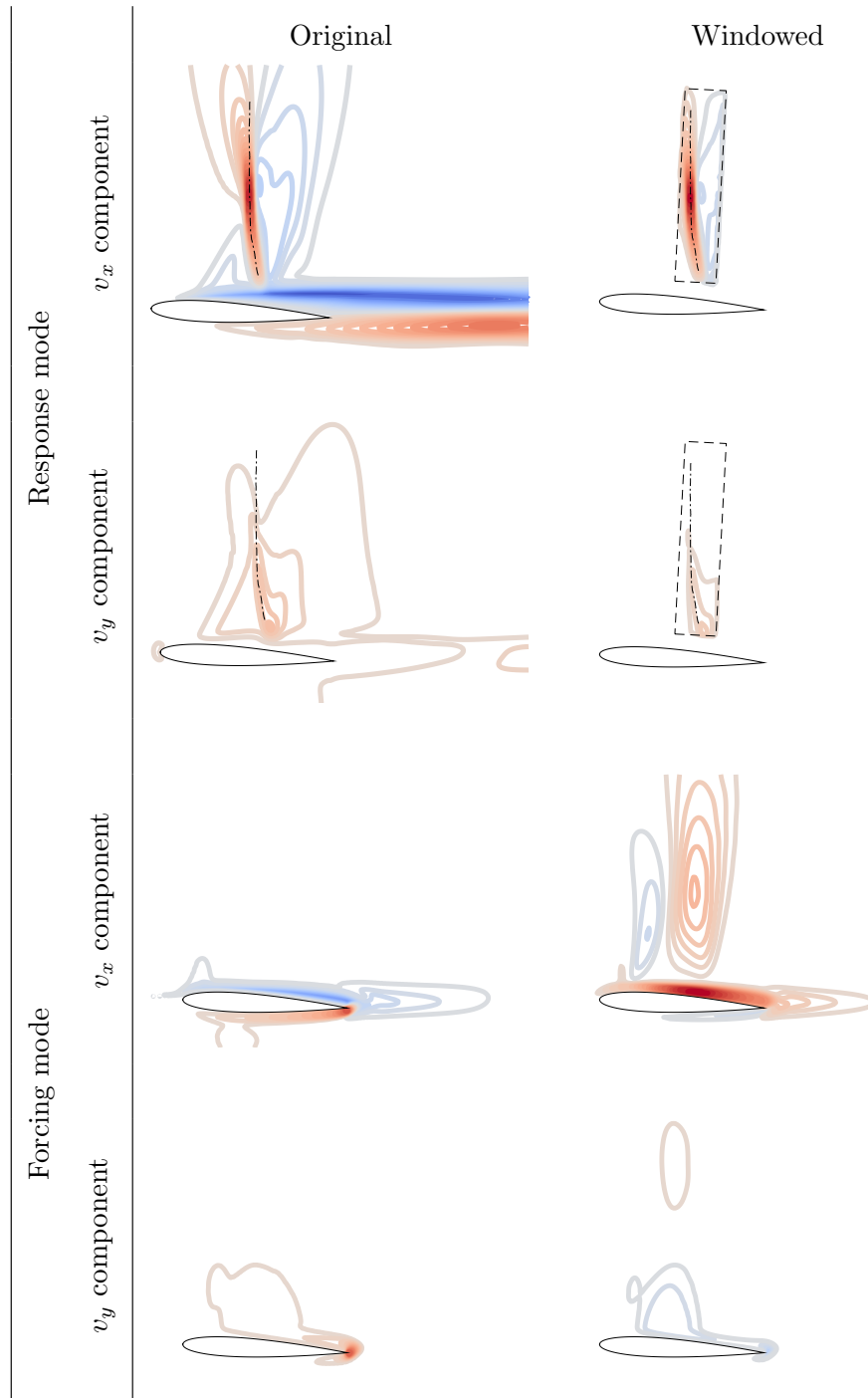


Fig. 3.7 The original (top) and the windowed (bottom) resolvent modes normalized by the velocity magnitude for $St = 0.06$. The dashed-dotted lines depicts the position of the shock on the suction side.

図 3.7 に示す resolvent 入力モードからは、衝撃波振動は翼の根元付近のみだけでなく、翼後縁付近の速度変動にも敏感に反応するということが分かる。オリジナル resolvent 入力モードの分布に着目すると、モードの振幅は翼の後縁付近で最大値に達していることが分かる。また、オリジナル resolvent 入力モードは翼の後縁付近だけでなく、翼全体を覆っている。この分布は、翼の循環の振動に対応していると解釈できる。翼後縁でオリジナル resolvent 入力モードの振幅が特に大きいのは、翼の後縁が流れ場の特異点であり、翼の循環を容易に変化させ得るためであると考えられる。この結果は、Nitzsche (2009) による翼周り遷音速流れの周波数応答特性に関する結果や、Gao *et al.* (2017) による TED (Trailing Edge Deflector) を用いたバフエット制御に関する研究の結果と符合する。フラップや TED による翼後縁付近での流れ場の振動は、浴の循環を変化させる。このように、本研究の窓付きおよびオリジナル resolvent 解析の結果は、これらの衝撃波振動の振動源を明確に抽出できている。

Resolvent 解析によって特定された振動源が実際に衝撃波振動を引き起こすことを確かめるために、resolvent 入力モードの位置に速度変動を付加した数値シミュレーションを実施する。流れ場への加振は体積力 \mathbf{f}_{body} として表現する。体積力の空間分布は、図 3.7 に示した、 $St = 0.06$ における resolvent 入力モードの分布に従うこととする。体積力の振幅は過去の翼周り流れの制御手法に関する研究 (Munday & Taira, 2018) を参考に、 $C_\mu \equiv \|\mathbf{f}_{\text{body}}\| / (\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 L_c) = 0.003$ に従って決定する。に、流れを加振した場合のシミュレーション結果を示す。(a), (b) に示す密度勾配の絶対値分布の時間変化から、体積力 \mathbf{f}_{body} が極めて弱いにもかかわらず、衝撃波振動が引き起こされている。流れ場の Reynolds 数が極めて低く、翼周りの境界層が層流の場合においても、適切な加振により衝撃波の大規模な振動が発生する。流れ場の加振と、それによって引き起こされる衝撃波振動の間のエネルギー増幅率を評価するために、 $\Gamma = \kappa \Delta \|\mathbf{u}_{\text{rms}}\| / \|\mathbf{f}_{\text{body}}\|$ の値を計算する。ここで、 $\Delta \|\mathbf{u}_{\text{rms}}\| \equiv \|\mathbf{u}_{\text{rms}}\|_{\text{forced}} - \|\mathbf{u}_{\text{rms}}\|_{\text{unforced}}$ 、 $\kappa \equiv \rho_\infty f^+$ である。オリジナル resolvent 出力モードの位置に加振した場合は、 $\Gamma = 9.4$ が得られた。一方、窓付き resolvent 出力モードの位置に加振した場合は、 $\Gamma = 7.0$ であった。図 3.5 に示すように、 $St = 0.06$ におけるゲインの値は、オリジナル resolvent 解析によるものの方が大きい。今回のシミュレーションにより得られたエネルギー増幅率の結果は、resolvent 解析の結果と符合している。

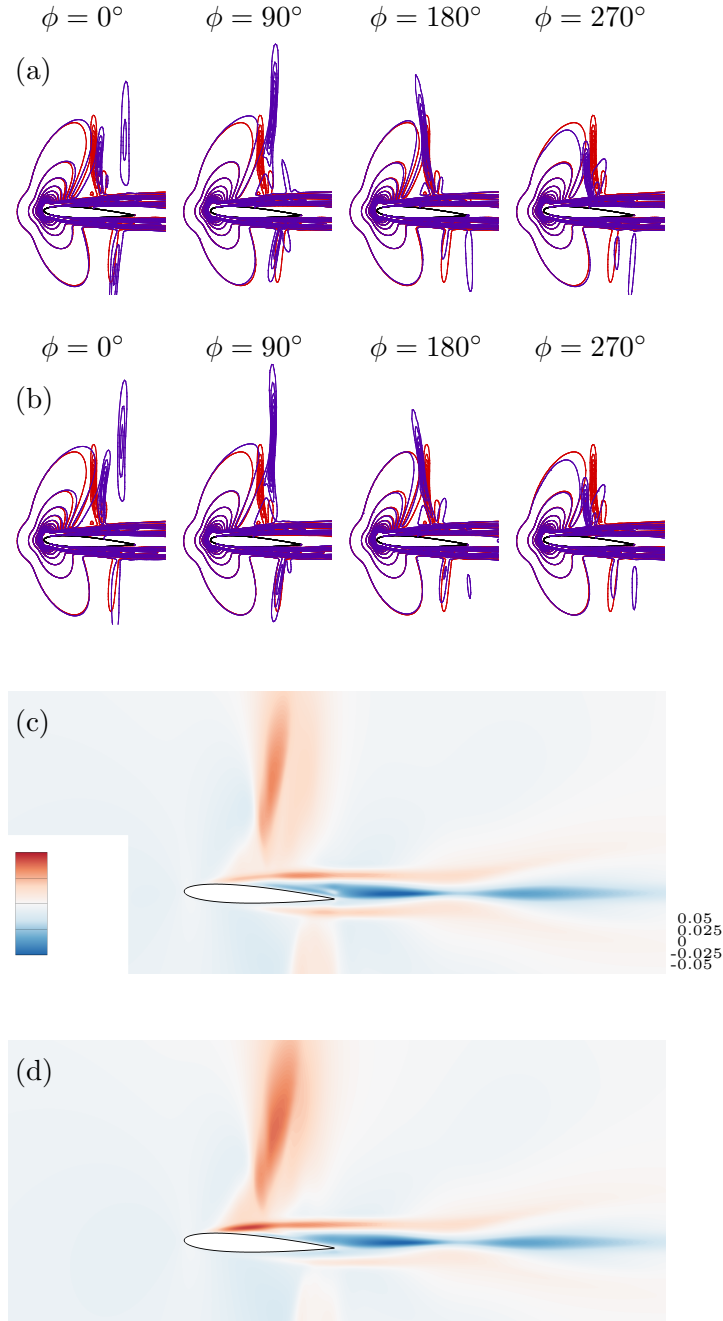


Fig. 3.8 Transonic flows over the airfoil with perturbations added in the form of the dominant forcing modes from original (left column) and windowed resolvent analysis (right column). The motions of the shock wave are visualized in (a-b) with the blue contour lines in four phases ϕ_f with respect to the forced buffet cycle, on top of the red lines for unforced case. Both contour lines display levels of $\|\nabla\rho\|L_c/\rho_\infty$. Visualized in (c-d) are differences of the rms of streamwise velocity fields $\Delta v_{\text{rms},x}/a_\infty$, where $\Delta v_{\text{rms},x} \equiv v_{\text{rms},x,\text{forced}} - v_{\text{rms},x,\text{unforced}}$.

ただし, (c), (d) の比較から分かるように, 衝撃波振動のエネルギー自体は, 衝撃波根元付近に対して加振した場合により大きくなる.

以上のように, resolvent 入力モードにより得られた振動源は, 実際に衝撃波振動を引き起こす. Reynolds 数が非常に低い場合においても, 衝撃波根元付近および翼後縁付近における速度変動は翼周り遷音速流れの線形システムを通して増幅されることが分かる.

3.4 本章の結論

本章では resolvent 解析を用いて, 2次元の NACA0012 翼周り低 Reynolds 数流れの線形システム分析を実施した. 本研究で対象とした Reynolds 数域 ($Re \approx O(10^3)$) においては, 翼周り遷音速流れ場における主たる不安定現象は翼後流における Kármán 渦様の渦振動現象であった. 一方で, バフエット現象に特徴的な低周波な衝撃波振動現象は観察されなかった. Resolvent 解析により, このような低 Reynolds 数条件下においても, 流れ場の線形システムに関連する増幅メカニズムが存在することが示された. 窓付き resolvent 解析により, 衝撃波振動の振動源は翼の負圧面に発生する衝撃波根元付近にあることが分かった. 窓付き resolvent 解析によるゲイン分布から, 衝撃波根元付近に対する加振は, 周波数 $St = 0.06$ において最も良く増幅される. 衝撃波振動はまた, 翼後縁付近における速度変動にも鋭敏に反応する. この結果は, 翼のフラップを用いたバフエット制御手法 (TED) に関する研究の結果と符合している.

Resolvent 解析により得られたバフエットの振動源を検証するため, 流れ場の強制加振を伴うシミュレーションを実施した. その結果, Reynolds 数が極めて低い場合においても, 振動源に適切な刺激により衝撃波振動が引き起こされることが分かった. 以上のように, これらの振動源は, 翼周り遷音速流れ場の線形システムに深く関連しており, resolvent 解析を用いて特定することができることが分かった.

第 4 章

3 次元遷音速バフエット[†]

本章では，実際の航空機に近い 3 次元翼における遷音速バフエット現象を論じる．NASA-CRM (Common Research Model) を用いて 3 次元翼における遷音速バフエットの数値シミュレーションを行う．NASA-CRM は，アメリカ航空宇宙学会 (AIAA: American Institute of Aeronautics and Astronautics) が主催した 5th Drag Prediction Workshop (DPW5, Levy *et al.* (2014)) で用いられたモデルである．NASA-CRM は旅客機を模擬して設計されており，形状が実機のそれに近く，実機における空力現象を模擬するのに適している．一般的に，3 次元バフエットの CFD には 2 次元の場合と比較して，極めて規模の大きな計算を実行する必要がある．本研究では，計算の規模を抑制しつつ高精度な計算結果を得るために，Zonal-DES (Detached Eddy Simulation, Spalart *et al.* (1997); Deck (2005); Brunet & Deck (2008)) を用いる．得られた非定常の流れ場データを分析し，3 次元翼におけるバフエットに特有なスパン方向の不安定性と，2 次元翼におけるバフエット現象との類似点について考察する．また，3 次元バフエットの研究コミュニティにおける最近の成果を検討し，将来的な課題について論じる．

[†]Published as: [小島良実, 橋本敦, 青山剛史, 亀田正治, “三次元翼における遷音速バフエット特性のスパン方向変化.” 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 66, No. 1, pp. 39-45 (2018).]

4.1 背景

第 1 章や第 3 章で既に述べたように、遷音速バフエット現象は航空機の翼において発生する衝撃波の振動現象である。その発生は機体構造の激しい振動を引き起こし、航空機の飛行の安全性を深刻に損なうため、幅広い側面から継続的に研究が行われてきた (Giannelis *et al.*, 2017)。特に、スパン方向に断面形状が変化しない 2 次元翼を対象とした研究はこれまで数多く行われてきた。実験 (McDevitt & Okuno, 1985; Benoit & Legrain, 1987), および数値シミュレーション (Goncalves & Houdeville, 2004; Thiery & Coustols, 2005; Deck, 2005; Raghunathan *et al.*, 1999) による数多くの報告が知られている。また、バフエットの物理的なメカニズムを説明するモデルも複数提案されている (Lee, 2001; Crouch *et al.*, 2009; Iovnovich & Raveh, 2012a)。このように、2 次元の遷音速バフエットに関する研究は非常に充実している。

一方で近年、より実際の航空機に近い 3 次元翼における遷音速バフエット現象が広く注目を集めている。3 次元翼のバフエットに関する実験的な研究として、ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) で行われてきた CAT3D モデルに対する実験 (Caruana *et al.*, 2003; Molton *et al.*, 2013) や、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) で行われた非定常圧力特性計測試験 (Koike *et al.*, 2016), そして Sugioka *et al.* (2018) や Lawson *et al.* (2016) による非定常 PSP (Pressure Sensitive Paint, Kameda *et al.* (2005)) によるバフエット計測実験がある。これらの研究は、3 次元翼におけるバフエットの衝撃波振動は 2 次元翼の場合とは異なり、振動周波数がブロードバンドに分布すると報告している。おおむね、 $0.2 \leq St < 0.6$ の範囲に分布するとされており、単一の支配周波数 ($0.06 < St < 0.07$) のみが存在する 2 次元翼のバフエットとは対照的である。さらに最近、Dandois (2016) は、多数の非定常圧力センサを用いた 3 次元翼負圧面の圧力計測結果から、圧力変動が翼弦方向のみではなく、翼端方向へも伝播することを示した。同様の現象は、Koike *et al.* (2016) や Sugioka *et al.* (2018) によっても指摘されている。特に、Sugioka *et al.* (2018) は非定常 PSP による計測データを分析し、翼根付近で発生した圧力変動が翼端方向へ伝播すると主張した。このことは、3 次元翼ではスパン方向の不安定性が存在することを示している。また、その振動周波数は 2 次元翼におけるバフエットと比較

して高周波数である。

また、3次元翼における遷音速バフエットを対象とした数値シミュレーションの結果も複数知られている。Brunet & Deck (2008) による CAT3D モデルを対象とした研究や Sartor & Timme (2015) による旅客機形状を対象とした研究、Iovnovich & Raveh (2015) の矩形翼を対象とした研究が報告されている。Brunet & Deck (2008) や Sartor & Timme (2015) の研究では、低負荷かつ高精度な数値シミュレーションを行うために、RANS/LES ハイブリッド解析手法の一つである DES (Detached Eddy Simulation, Spalart *et al.* (1997)) が用いられている。Brunet & Deck (2008) や Sartor & Timme (2015) は、実験において示されているのと同様に、3次元翼におけるバフエットの振動周波数はブロードバンドになるとしている。Iovnovich & Raveh (2015) は、矩形翼に対して後退角を様々に変化させてバフエットの挙動を報告している。また Iovnovich & Raveh (2015) や Sartor & Timme (2015) は、スパン方向の衝撃波面の不安定現象についても述べている。

実用上の要請から、より実際の航空機に近い翼形状を対象とした遷音速バフエットの研究も行われている。Koike *et al.* (2016) や Sugioka *et al.* (2018) は、NASA-CRM (Common Research Model) を用いて遷音速バフエットの計測実験を行っている。NASA-CRM は、アメリカ航空宇宙学会 (AIAA: American Institute of Aeronautics and Astronautics) が主催した 5th Drag Prediction Workshop (DPW5, Levy *et al.* (2014)) で用いられたモデルである。NASA-CRM は、旅客機の形状を模擬して設計されており、CFD 結果の検証に広く使用されている。ONERA で用いられている CAT3D モデルや Iovnovich & Raveh (2015) が用いた矩形翼と異なり実機形状に近く、実機における空力現象を模擬するのに適している。

一方で、NASA-CRM 翼のような複雑な翼形を対象とした研究は、2次元翼のバフエット研究とは異なった困難さを有している。3次元翼周りの流れや衝撃波の構造はスパン方向に変化する。このため風洞実験においては、schlieren 法を用いた衝撃波構造の測定や、PIV (Particle Image Velocimetry) を用いた流れの空間構造の可視化は極めて困難である。3次元翼における遷音速バフエットの実験で得られるデータは、現状では翼表面における圧力分布に限られている。また、3次元翼周り遷音速流れの数値シミュレーションは、非定常な衝撃波振動と乱流境界層の干渉を取り扱う必要があることから計算の規模が大きくなる。そ

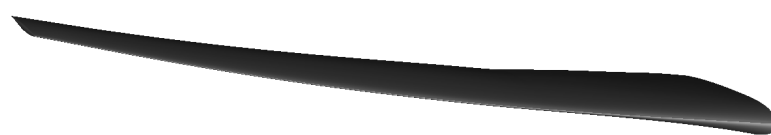
のため、実機形状に近い複雑形状翼におけるバフエット現象の CFD 解析もいまだ本格的には着手されていないのが現状である。以上のような理由から、3次元翼、特に実際の航空機に近い複雑な形状の翼における衝撃波振動の様相や物理的なメカニズムはほとんど理解されていない。

そこで本研究では、3次元翼におけるバフエットの振動の様相やその維持機構を調べることを目的とする。実機の形状を模した NASA-CRM を対象として遷音速バフエットの CFD 解析を行い、その特徴を明らかにする。本研究では、計算の規模を抑制しつつ高精度な計算結果を得るために、Zonal-DES (Detached Eddy Simulation, Spalart *et al.* (1997); Deck (2005); Brunet & Deck (2008)) を用いる。表面圧力の非定常変動を分析し、実験結果と比較することにより、計算の妥当性を確認する。また、得られた非定常の流れ場データを分析し、3次元翼におけるバフエットに特有なスパン方向の不安定性と、2次元翼におけるバフエット現象との類似点について考察する。最後に、3次元バフエットの研究コミュニティにおける最近の成果を検討し、将来的な課題について論じる。

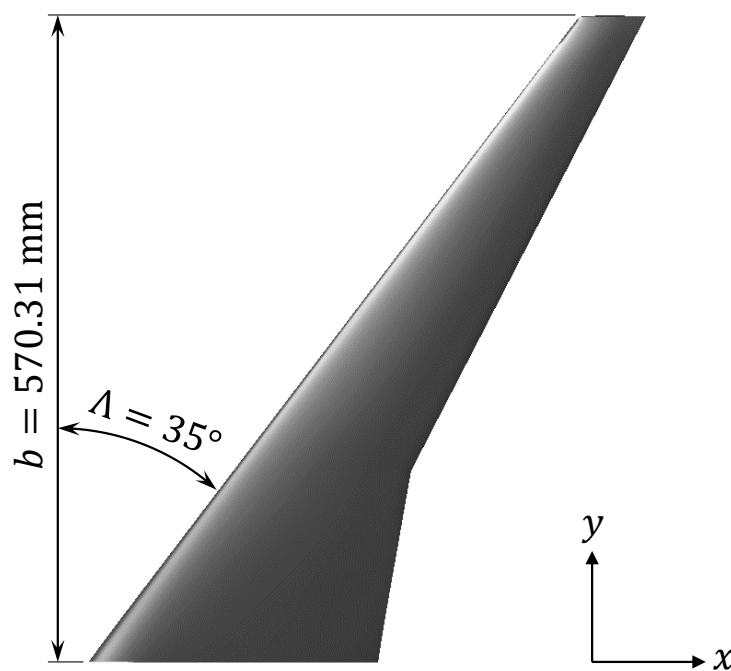
4.2 数値計算法

4.2.1 計算対象

本研究では、第 4.1 図に示す NASA-CRM の主翼部分モデルを用いて解析を行う。本研究で使用する CRM 翼の幾何学的な諸元および気流条件は Koike *et al.* (2016) の実験に準拠する。CRM の代表長さには翼の空力平均翼弦 (MAC : Mean Aerodynamic Chord, Abbott & von Doenhoff (2012)) の長さを用い、 $c_{\text{mac}} = 151.31 \text{ mm}$ とする。翼のスパン方向の長さは $b = 570.31 \text{ mm}$ である。後退角は $\Lambda = 35^\circ$ である。本研究における主翼部分モデルは空力変形を考慮しないこととし、翼形状は時間的に定常である。本研究における気流条件は、MAC 長 Reynolds 数が $Re_c = 1.515 \times 10^6$ 、主流 Mach 数は $M_\infty = 0.85$ 、迎角は $\alpha = 5.37^\circ$ 、主流総温は $T_\infty = 323 \text{ K}$ 、主流総圧は $P_\infty = 80 \text{ kPa}$ とする。



(a) Overall view



(b) Top view

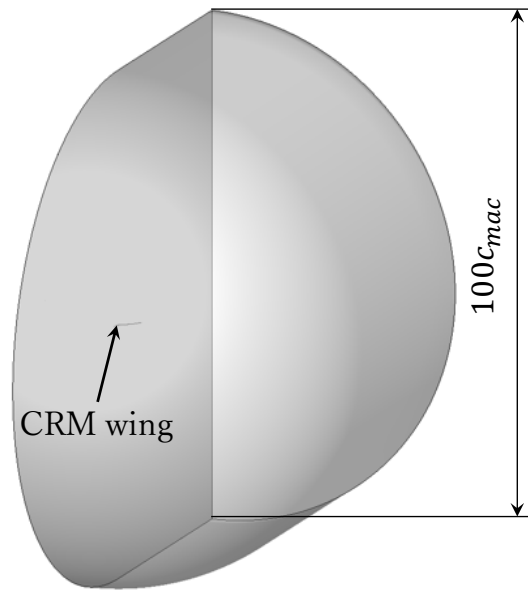
Fig. 4.1 NASA-CRM (Common Research Model) wing. The model emulates a three-dimensional wing that is integrated with regular commercial aircraft for validating CFD results.

4.2.2 計算格子

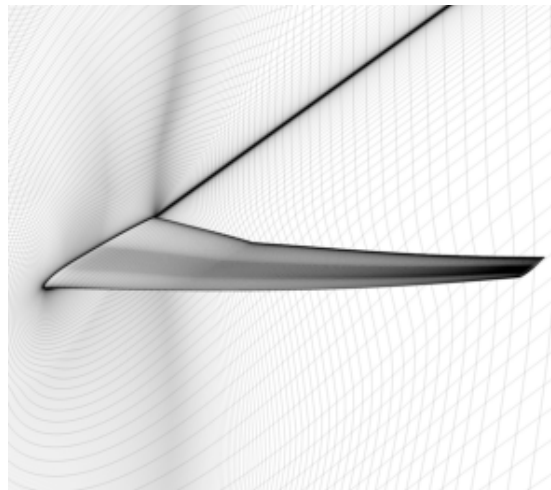
計算格子には、C-O トポロジーの六面体格子を用いた。一般的に、航空機周りの遷音速流を解析する際には、遠方境界における物理量の人工的な反射を避けるために計算領域を極めて広く設定する。本研究においては、計算領域の幅を MAC 長 c_{mac} の 100 倍程度に設定する。解析領域と翼周辺における格子の分布図を第 4.2 図に示す。翼上面における格子点数は、翼弦方向、翼幅方向、翼表面鉛直方向にそれぞれ $171 \times 351 \times 122$ 点である。衝撃波面の振動を精度良くとらえるために、翼上面の格子を翼前縁からの距離が翼弦の 0.2-0.4 倍となる範囲に格子を多く配置する。総格子点数は、およそ 2800 万点とした。境界条件として、翼表面に滑りなしの断熱壁面境界条件、翼根の対称面に滑り壁面条件、その他の境界には一様流境界条件を課す。

4.2.3 数値計算法

本研究では、宇宙航空研究開発機構 (JAXA: Japan Aerospace eXploration Agency) が開発を行っている流体計算ソルバーである *FaSTAR* (Hashimoto *et al.*, 2012) を用いて非定常シミュレーションを行う。*FaSTAR* は、空間離散化手法にセル中心有限体積法が用いられている非構造格子用の流体計算ソルバーで、計算の空間精度は 2 次精度である。支配方程式には、3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いる。長さや速度の無次元化にはそれぞれ MAC 長 c_{mac} と主流の音速 a_∞ を用いる。非粘性流束の計算には、衝撃波の計算に広く用いられる AUSM (Advection Upstream Splitting Method Liou & Steffen Jr (1993)) を改良した、低散逸の全速度スキームである SLAU (Simple Low-dissipation AUSM-family scheme, Shima & Kitamura (2011)) スキームを用いる。また、セル内部における物理量の勾配を計算する際には、GLSQ 法 (Green-gauss based weighted-Least-Squares method, Shima *et al.* (2013)) を用いる。また、勾配制限関数には van Leer 型のオリジナルリミッタを用いる。時間積分法には LU-SGS 法 (Yoon & Jameson, 1988) と dual time stepping 法 (Hashimoto *et al.*, 2012) を組み合わせ、非定常シミュレーションを行う。また、数値計算の実行に当たっては、JAXA が所有するスーパーコンピュータである “JSS2 (JAXA Supercomputer System generation 2)” を用いた。



(a) Overall view of calculation domain



(b) Grid distribution around the CRM wing

Fig. 4.2 The computational grid for the three-dimensional buffet simulation is constructed by hexahedra elements with C-O type topology. The grid is denser where $0.2c_{mac} < x < 0.4c_{mac}$ for achieving high resolution of shock wave.

4.2.4 乱流モデル

本研究では、乱流解析法として Spalart-Allmaras モデル (Spalart & Allmaras, 1992) ベースの Zonal-DES (Deck, 2005; Brunet & Deck, 2008) を用いる。Zonal-DES は、RAN/LES ハイブリッド手法の一種として知られている。RANS/LES ハイブリッド手法は、RANS の乱流モデルにおける消滅項 D の長さスケールである壁面距離 d を制御することで、RANS と LES の混合計算を実現している。Spalart-Allmaras モデルの場合、 d と擬似乱流動粘性係数 $\hat{\nu}$ の消滅項 $D_{\hat{\nu}}$ の間には、 $D_{\hat{\nu}} \propto d^{-2}$ の関係がある。通常の乱流モデルでは、 d が大きい壁面から遠い場所で消滅項が小さくなり、 $\hat{\nu}$ の急激な減少を防いでいる。DES では、壁面付近では消滅項の長さスケールとして壁面距離 d を使い、壁面から遠い場所では格子幅 Δ に基づくスケールを用いる。具体的には、Spalart-Allmaras モデルの消滅項 $D_{\hat{\nu}}$ における長さスケール d を次のように変更する。

$$d \rightarrow d_{\text{DES}} = \min\{d, C_{\text{DES}}\Delta\} \quad (4.1)$$

ここで、 $C_{\text{DES}} = 0.65$ である。この変更により、乱流モデルを壁面から遠い領域において Sub Grid Scale モデル (SGS モデル) 的に扱い、RANS/LES ハイブリッド計算を実現している。Spalart *et al.* (1997) によるオリジナルの DES では、RANS/LES の切り替え位置は局所的な格子幅 Δ によって決まる。一方、Deck (2005) によって提案された Zonal-DES では、RANS/LES 切り替え位置を壁面距離 $d_{\text{interface}}$ によって陽的に設定する。即ち、消滅項 $D_{\hat{\nu}}$ の長さスケール d_{DES} を次式によって定義する。

$$d_{\text{DES}} = \begin{cases} d & \text{if } d < d_{\text{interface}} \\ \min\{d, C_{\text{DES}}\Delta\} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4.2)$$

Deck (2005) は、切り替え位置 $d_{\text{interface}}$ を適切に設定することにより、二次元翼におけるバフエットを精度よく解析することができると主張している。Deck (2005) は切り替え位置 $d_{\text{interface}}$ として、衝撃波根元付近の境界層厚さを採用している。本研究では、Deck (2005) の方法を参考に切り替え位置 $d_{\text{interface}}$ を決定した。CRM 主翼モデルにおける解析では衝撃波根本付近の境界層厚さは翼幅方向位置により異なる。そのため、翼幅方向位置 $\eta = 0.2, 0.5, 0.8$ における衝撃波根元付近の境界層厚さの算術平均値である

$7.40 \times 10^{-3} c_{mac}$ を切り替え位置とした。ただし、 η は翼の翼幅で規格化された翼幅方向位置であり、 $\eta = y/b$ である。 y は対称面を基準とした翼幅方向位置である。

4.3 計算結果および考察

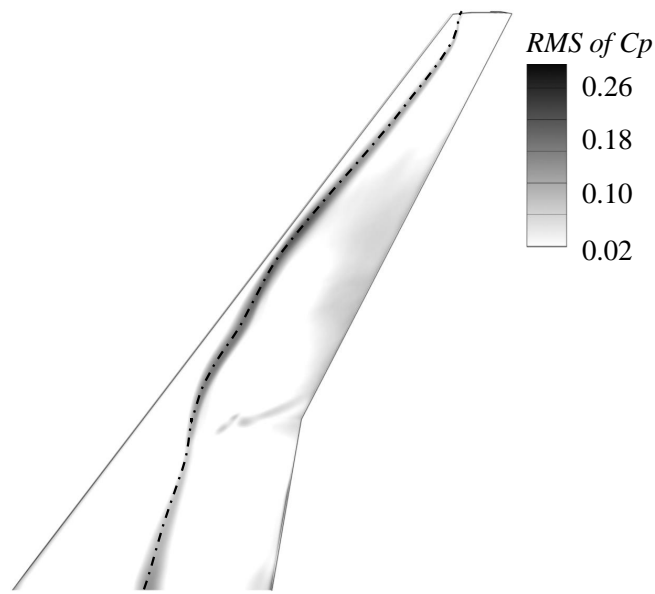
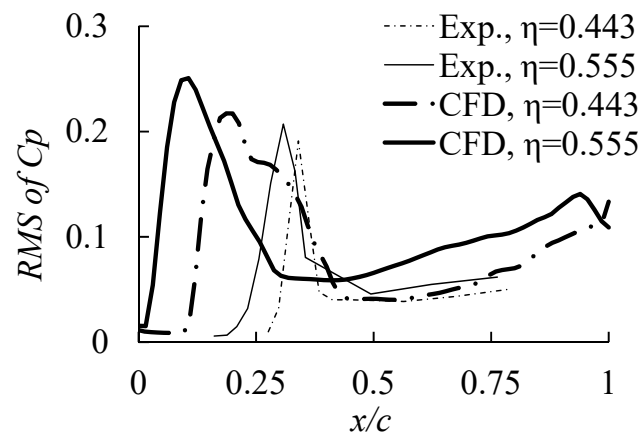
4.3.1 実験結果との比較

第 4.3 図に翼負圧面における圧力係数 $C_p \equiv (p - p_\infty)/(0.5\rho U_\infty)$ の RMS (Root Mean Square) 値の分布図を示す。第 4.3 図 (a) には、あわせて RMS 値の分布の尾根線を一点鎖線で示す。これは、一点鎖線上で衝撃波振動が特に激しく発生していることを示している。Koike *et al.* (2016) の実験と本研究の計算結果を比較した図を第 4.3 図 (b) に示す。それぞれ、 $\eta = 0.443$ と $\eta = 0.555$ における RMS 値を比較している。ここで、 x は翼前縁からの距離、 c_y はそれぞれの翼幅方向位置 y における翼弦長である。第 4.3 図 (b) から、本研究の計算結果は、衝撃波の位置を実験結果よりもやや上流側に予測していることが分かる。**これは、衝撃波・乱流境界層干渉による境界層剥離を過大に予測され、衝撃波背後の流れが上向に曲がり、衝撃波が前進したためと考えられる。**一方、翼幅方向位置 y の増加に伴う衝撃波位置の下流側への移動は正確に予測できている。また、RMS のピーク値についても、計算結果は実験結果をよく再現している。このように、本研究の解析結果はバフエットによる圧力係数の RMS 分布を定性的に再現できていると言える。

4.3.2 衝撃波の時間的挙動

CRM 翼における衝撃波振動の時間的な挙動を調べる。翼負圧面における C_p 分布の連続画像を第 4.4 図に示す。第 4.4 図には、衝撃波面を示す波線もあわせて示す。第 4.4 図で波面の局所的な頂点のある部分に注目して、これを丸印で示す。この部分の時間的な変化を見てみると、衝撃波面が時間の経過と共に翼幅方向へ移動している様子が分かる。同様の現象は、Iovnovich & Raveh (2015) や Dandois (2016), Koike *et al.* (2016), Sugioka *et al.* (2018) によっても報告されており、本研究における数値シミュレーションにより、3 次元翼バフエットに特有な現象が再現されている。

この衝撃波振動現象の 3 次元的な挙動をより詳しく調べるために、圧力係数 C_p の時空

(a) Contour of RMS of C_p (b) Experimental results by Koike *et al.* (2016) and current CFD result.Fig. 4.3 Root mean square (RMS) of the pressure coefficient C_p on the suction side of the CRM wing.

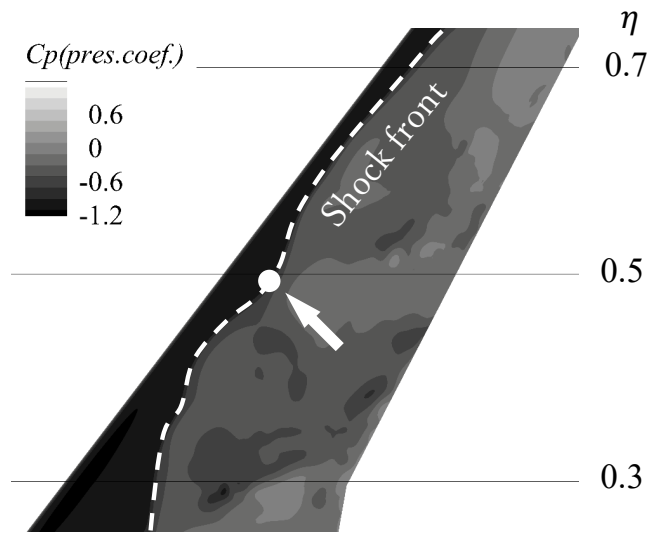
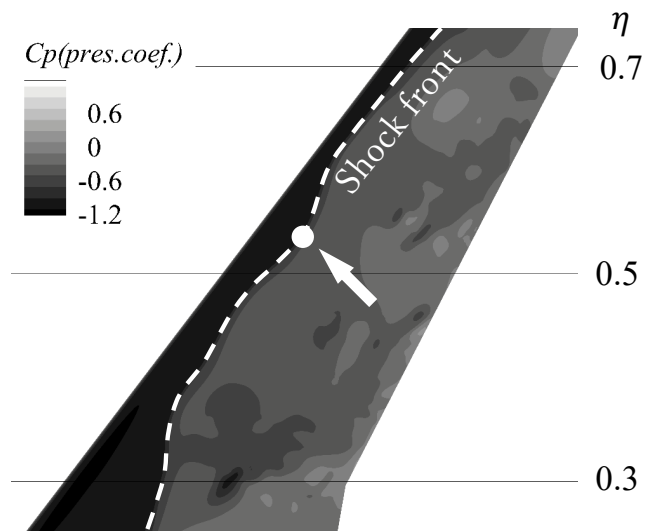
(a) $t = 29.375$ (b) $t = 30.625$

Fig. 4.4 Snapshots for pressure coefficient C_p on the suction side of the wing. The dashed lines display the shock wave fronts at the surface.

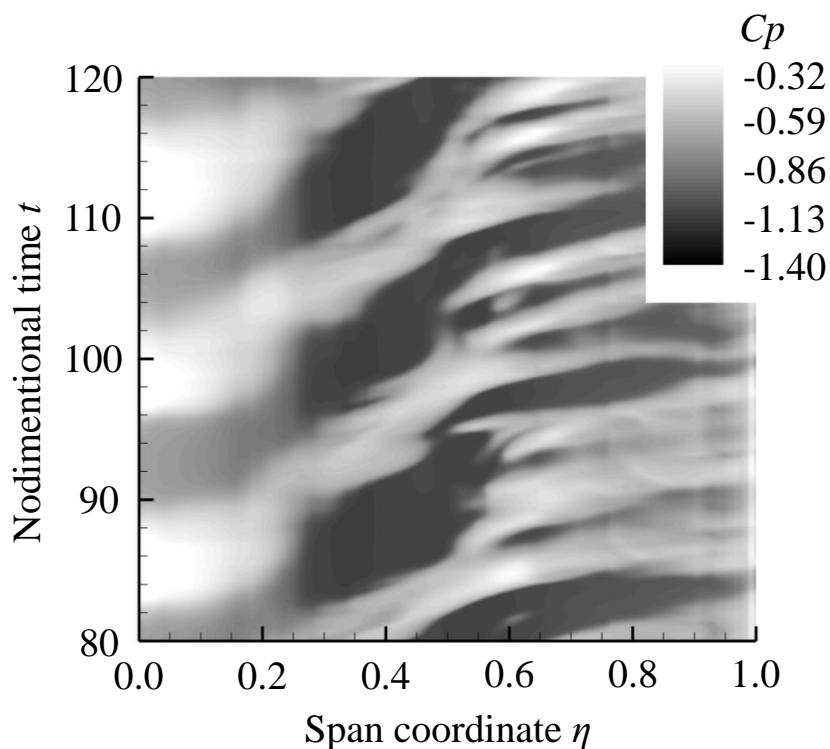


Fig. 4.5 Spatial-temporal diagram of C_p at the dashed-dotted line displayed in fig. 4.3.

間マップを調べる。第 4.3 図 (a) に示した一点鎖線上における C_p の時間変動を表した図を第 4.5 図に示す。第 4.5 図から、翼幅方向の位置によってバフエットの挙動が大きく異なることが分かる。 $\eta < 0.25$ では、衝撃波は単調に振動しており、単一の支配周波数が存在する。 $0.25 \leq \eta < 0.55$ では、圧力変動が時刻と共に翼幅方向に移動している。これは、第 4.4 図に示した衝撃波面の翼幅方向への移動によるものである。 $\eta \geq 0.55$ では、バフエットの挙動が非常に複雑になっている。 $0.25 \leq \eta < 0.55$ と同様に、圧力の変動が翼幅方向に移動している。また、振動が複雑であり、単一の支配周波数は存在しない。このように、NASA-CRM 翼における衝撃波の振動の様相はスパン方向位置によって異なり、概ね 3 種類に分類される。3次元翼におけるバフエット現象は、2次元翼におけるそれと比較して格段に複雑である。

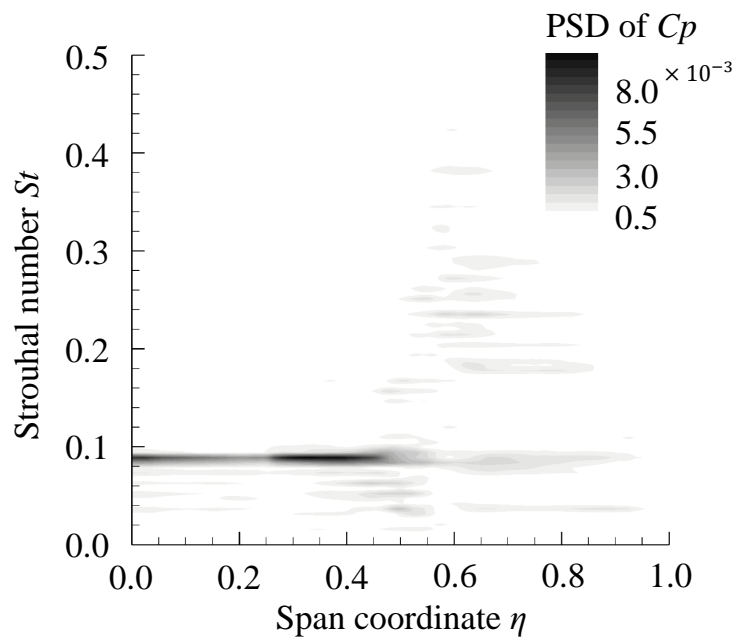
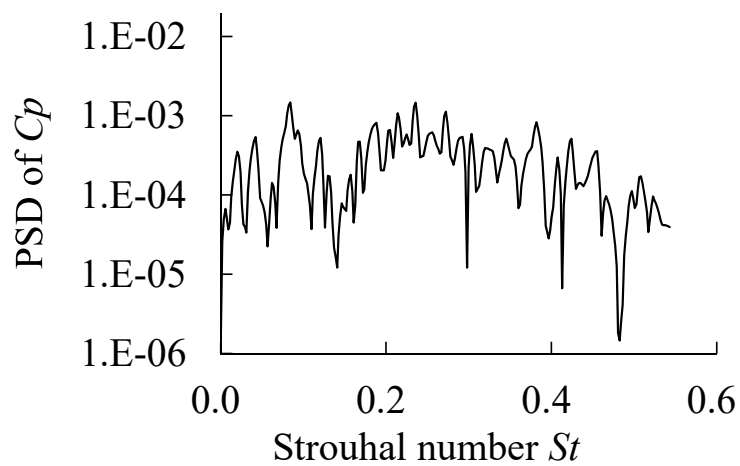
(a) $0 < \eta < 1$ (a) $\eta = 0.6$

Fig. 4.6 Power spectral density of the pressure coefficient on three dimensional wing.

4.3.3 バフエットの周波数特性

3次元翼におけるバフエットの周波数特性を調べるために、第 4.5 図で示した圧力変動の周波数解析を行う。第 4.5 図を用いて、圧力係数 C_p のパワースペクトル密度 (PSD: Power Spectral Density) を計算した結果を、第 4.6 図に示す。縦軸は Strouhal 数であり、 $St \equiv fc_{mac}/U_\infty$ で定義される。第 4.6 図を見ると、 $\eta < 0.55$ では、 $St = 0.09$ に強いピークが現れている。一方、 $\eta \geq 0.55$ の範囲を見ると、単一の支配周波数は存在せず、振動周波数がブロードバンドに分布していることが分かる。

第 4.6 図 (b) は、 $\eta = 0.6$ における PSD を示した図である。 $\eta = 0.6$ では、バフエットの変動周波数がブロードバンドに分布していることが分かる。また周波数のピークは、 $St = 0.09$ を除くと、 $0.2 \leq St \leq 0.4$ の範囲に分布している。三次元翼におけるバフエットの振動周波数がブロードバンドになるという報告は、複数の研究で行われている (Caruana *et al.*, 2003; Molton *et al.*, 2013; Koike *et al.*, 2016; Dandois, 2016)。また、本研究が計算対象とした Koike *et al.* (2016) の実験では、バフエットの特性周波数は $0.2 \leq St \leq 0.6$ 程度とされている。第 4.6 図で示された、 $\eta \geq 0.55$ における比較的高周波数 ($0.2 \leq St \leq 0.4$) の圧力変動は、3次元翼におけるバフエット現象に特有なスパン方向の衝撃波不安定性に深く関連していると考えられる。

4.3.4 3次元バフエットのスパン方向不安定性

第 4.3.2 節および第 4.3.3 節で示された衝撃波振動のスパン方向の不安定性をより定量的に調べるため、圧力係数の時空間変動の周波数解析を行った。第 4.5 図で示した圧力変動に対して、時間と空間の各方向に離散 Fourier 変換を行うと、第 4.7 図に示す時空間スペクトルが得られる。ここで、 k は c_{mac} で無次元化された長さを用いた無次元の空間波数 ($2\pi c_{mac}/(b\eta)$) である。第 4.7 図 (a) は $0.25 \leq \eta < 1.0$ の範囲、(b) は $0.55 \leq \eta < 1.0$ の範囲で周波数解析を行った結果である。衝撃波面の移動速度は、圧力変動の位相速度と等しいと考えられる。圧力変動の位相速度は、振動周波数 f と空間波数 k を用いて $v_p = 2\pi f/k$ と表される。この関係を用いて、第 4.7 図におけるスペクトル分布から、衝撃波面の移動速度を求める。

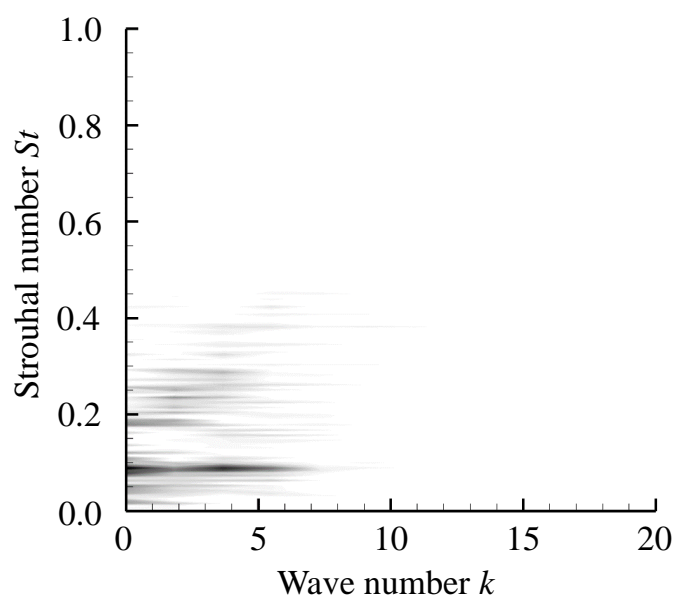
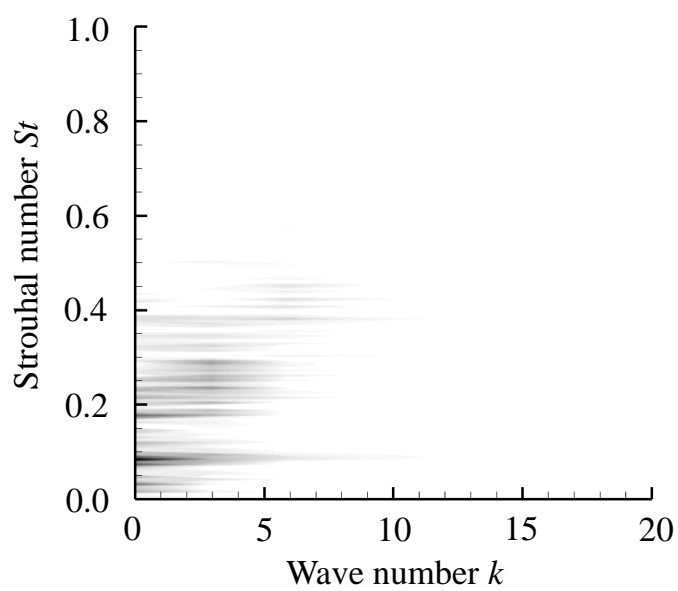
(a) $0.25 \leq \eta < 1.0$ (b) $0.55 \leq \eta < 1.0$

Fig. 4.7 Spatial-temporal spectrum of the pressure coefficient on the CRM wing.

まず、第 4.3.3 節で示された比較的高周波数の圧力変動を対象として、スパン方向の不安定性を調べる。第 4.7 図 (a) の $0.2 \leq St \leq 0.4$ の範囲の分布に注目して、スペクトルのピークから衝撃波面の移動速度を計算する。 $k = 5$, $St = 0.4$ とすると、この周波数帯における移動速度は $v_p = 0.4a_\infty$ 程度であることが分かる。また、 $k = 3$, $St = 0.09$ の位置に強いピークが存在している。このピークが示している移動速度は $v_p = 0.2a_\infty$ 程度である。さらに、第 4.7 図 (b) を見ると、 $k = 0$, $St = 0.09$ 付近に強いピークが存在している。これは、 $0.55 \leq \eta < 1.0$ において $St = 0.09$ の波のスパン方向への不安定性は存在せず、2 次元的に振動しているためである。第 4.7 図 (a) と (b) を比較すると、(b) では $k = 3$, $St = 0.09$ の位置にピークが存在しない。このことから、 $0.25 \leq \eta < 0.55$ における衝撃波面の翼幅方向への移動速度は $0.2a_\infty$ 程度であることが分かる。(Dandois, 2016) の実験によると、翼端方向への圧力変動の位相速度は $0.19a_\infty$ 程度である。また、Koike *et al.* (2016) の実験では $0.30a_\infty$ 程度である。これらの実験における位相速度は、本研究における解析と同一オーダーである。

4.3.5 3 次元におけるバフエット現象のメカニズム

第 4.3.4 節の議論から、NASA-CRM 翼における衝撃波振動現象は、主に $St = 0.09$ の比較的低周波数な振動と、 $0.2 \leq St \leq 0.4$ の比較的高周波数な振動に分けられると言える。 $St = 0.09$ の振動は、 $\eta < 0.25$ では振動は 2 次元的であり、衝撃波面の翼幅方向への移動は発生しない。 $0.25 \leq \eta < 0.55$ では衝撃波面の翼スパン幅方向への移動が発生しており、その位相速度は $v_p = 0.2a_\infty$ 程度である。 $0.55 \leq \eta < 1.0$ においては、再び 2 次元的な振動を示す。また、 $0.2 \leq St \leq 0.4$ の振動は $0.55 \leq \eta < 1.0$ のみで観察され、翼スパン方向へ $v_p = 0.2a_\infty$ 程度の位相速度を持つ。同様の結果は、NASA-CRM 翼におけるバフエットを対象とした、Ohmichi *et al.* (2018) の動的モード分解 (DMD: Dynamic Mode Decomposition, Schmid (2010); Sirovich (1987)) による結果でも報告されている。

DMD では、流れ場の時間発展がある線形システムによって支配されることを仮定し、流れ場の主要な振動モードを抽出している。DMD により 3 次元バフエットの特徴的な振動構造が抽出できるという事実は、衝撃波のスパン方向不安定性が流れ場の線形安定性に深く関連していることを示している。実際に、Crouch *et al.* (2019) や Paladini *et al.* (2019)

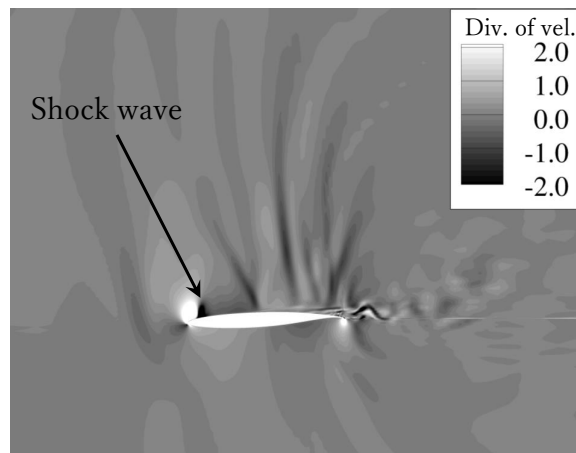
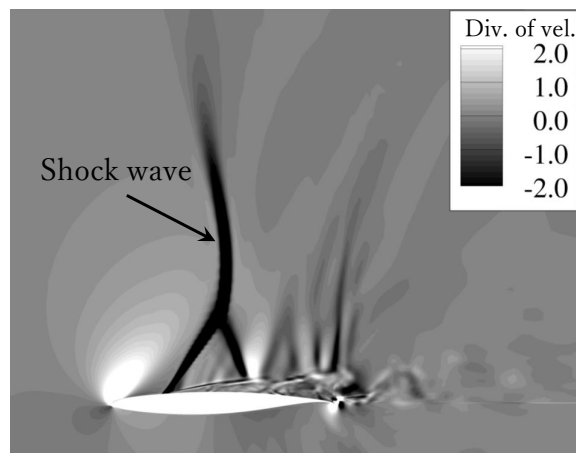
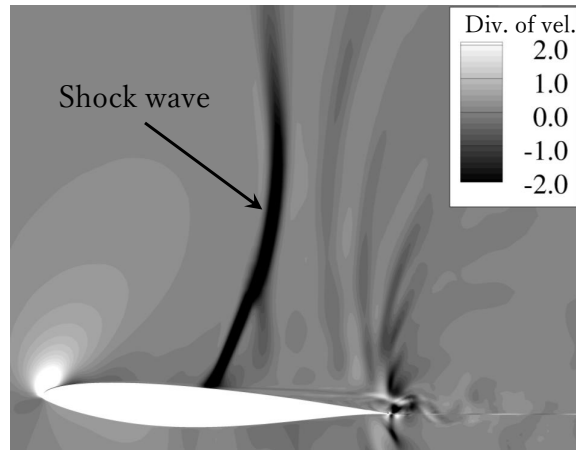


Fig. 4.8 Kutta waves radiated from the trailing edge of the wing.

による最近の報告では、後退角を持つ単純な矩形翼型に対する線形安定性解析により、高周波数域 ($St \approx O(10^{-1})$) の衝撃波振動はスパン方向の不安定性を有することが示されている。また、Paladini *et al.* (2019) は低周波数 ($St \approx O(10^{-2})$) の衝撃波振動はスパン方向の不安定モードを持たず、振動が 2 次元的になるとしている。このことは、3 次元翼における遷音速バフエット現象においても、低周波数な振動モードは 2 次元翼におけるバフエット現象と同様の物理的なメカニズムにより維持されていることを強く示唆している。

Lee (2001) のモデルでは、バフエットによる圧力じょう乱が境界層内を伝播し、翼後端で発生した Kutta 波を通して衝撃波にフィードバックするとされる。第 4.8 図に、 $\eta = 0.1, 0.4, 0.7$ の平面におけるある瞬間の速度場の発散の分布図を示す。第 4.8 図を見ると、衝撃波の下流に Kutta 波が多数存在していることが分かる。これらの可視化画像は、Kouchi *et al.* (2016) の実験による focusing-shlieren 法を用いた圧力伝播の観察結果とも類似している。以上のことは、3 次元翼においても翼の後縁と衝撃波振動の間に何らかのフィードバック機構が存在することを示唆している。実際、本研究の CRM 翼は $\eta = 0.3$ 付近にキックが存在し、翼後縁の後退角が大きく変化している。この位置は、位相の遅れが発生している $\eta = 0.25$ と近い。このことにより衝撃波面の移動が発生したと考えられる。

4.4 本章の結論

本研究では、実機におけるバフエットの挙動を調べることを目的として、NASA-CRM を対象とした Zonal-DES による非定常解析を行った。解析結果と小池らや Dandois らの実験を比較することにより、実機形状におけるバフエット現象を定性的に再現できていることを示した。

また、周波数解析結果から、翼幅方向に対して、三つの異なる特徴を持つ領域があることが分かった。翼根付近 ($\eta < 0.25$) におけるバフエットの振動は、2 次元翼と同様の $St = 0.09$ の周期的な振動である。その外側 ($0.25 \leq \eta < 0.5$) においては、翼後縁の後退角が変化することにより、圧力変動の翼幅方向への伝播が発生する。振動の周波数は $St = 0.09$ である。さらにその外側 ($0.55 \leq \eta < 1.0$) においては、 $St = 0.09$ の振動の伝播速度が速くなり、空間的な波数が小さくなる。また、 $St = 0.2-0.4$ の範囲のブロードバンドな振動が発生する。バフエットは、これらの 2 つの振動の重ね合わせにより振動している。

第 5 章

結論

本研究では、超音速インテークバズと遷音速バフエットを対象として、航空機周りにおける衝撃波の自励振動現象を解析し、物理的なメカニズムを考察した。流体のコンピュータシミュレーション (CFD) を用いて対象となる衝撃波振動現象を再現した。得られたシミュレーションデータを対象として流れ場の分析を行い、現象に内在する物理を明らかにすることを試みた。

まず第 2 章では、超音速インテークバズの物理的なメカニズムを明らかにするため、バズ数値シミュレーションと現象のモデリングに t 取り組んだ。宇宙航空研究開発機構 (以下, JAXA: Japan Aerospace EXploration Agency) によって実施された、単純形状の外部圧縮型超音速インテーク模型の風洞試験を対象とした解析を実施した。単純形状の外部圧縮型インテークを対象とした風洞試験結果を対象に、URANS による数値シミュレーションを行った。得られた計算結果は風洞実験結果をよく再現しており、シミュレーションにより超音速インテークバズを正確に予測できることを示した。

STP 位置の分析により、バズの臨界値はディフューザを通過する質量流量に密接に関連していることが分かった。この仮定の下でバズの物理メカニズムに関する考察を行い、バズのモデル方程式として単純な遅延微分方程式を得た。この方程式はディフューザ後部における質量流量の収支を表現している。モデル式はまた、ディフューザ内における圧力波の往復により生じる時間遅れと、負のフィードバックの効果を含んでいる。この負のフィードバックメカニズムは、バズの衝撃波振動を維持する本質的な要因である。

バズのモデル方程式は主に 3 つのパラメータにより特徴づけられる。一つはディフューザ内の圧力波の往復により生じる遅れ時間 τ である。残りの二つはそれぞれディフューザ内に設定された CV への流出入感度 C_{in} , C_{out} である。シミュレーション結果によりこれらのパラメータを求め、モデル方程式を解析した結果、本研究により得られた遅延微分方程式によりバズの臨界値と振動周波数を良好に推定できることが分かった。さらにモデル方程式を数学的に分析し、バズの臨界状態で成立する方程式系を示した。

第 3 章では、スパン方向に断面形状の変化が無い、2 次元の翼周り流れを対象とした遷音速バフエット現象の解析を行った。2 次元の NACA0012 翼型周り遷音速流れを対象に数値シミュレーションを行い、流れ場の物理的な特性を分析することを試みた。そのために、*resolvent* 解析を用いて、2 次元の NACA0012 翼周り低 Reynolds 数流れの線形システム分

析を実施した。衝撃波振動の「振動源 (origin)」に着目した分析を行い、バフエット現象の物理的な性質の理解を目的として研究を行った。本研究では流れ場のレイノルズ数を低く設定する ($Re \approx O(10^3)$) ことで解析を容易にし、より多くの振動源を特定することを試みた。

本研究で対象とした Reynolds 数域 ($Re \approx O(10^3)$) においては、翼周り遷音速流れ場における主たる不安定現象は翼後流における Kármán 渦様の渦振動現象であった。一方で、バフエット現象に特徴的な低周波な衝撃波振動現象は観察されなかった。Resolvent 解析により、このような低 Reynolds 数条件下においても、流れ場の線形システムに関連する増幅メカニズムが存在することが示された。窓付き resolvent 解析により、衝撃波振動の振動源は翼の負圧面に発生する衝撃波根元付近にあることが分かった。窓付き resolvent 解析によるゲイン分布から、衝撃波根元付近に対する加振は、周波数 $St = 0.06$ において最も良く増幅される。衝撃波振動はまた、翼後縁付近における速度変動にも鋭敏に反応する。この結果は、翼のフラップを用いたバフエット制御手法 (TED) に関する研究の結果と符合している。

Resolvent 解析により得られたバフエットの振動源を検証するため、流れ場の強制加振を伴うシミュレーションを実施した。その結果、Reynolds 数が極めて低い場合においても、振動源に適切な刺激により衝撃波振動が引き起こされることが分かった。以上のように、これらの振動源は、翼周り遷音速流れ場の線形システムに深く関連しており、resolvent 解析を用いて特定することができることが分かった。

第4章では、より実際の航空機に近い3次元翼における遷音速バフエット現象を扱った。NASA-CRM (Common Research Model) を用いて3次元翼における遷音速バフエットの数値シミュレーションを行い、複雑な翼におけるバフエット現象の様相を調べた。3次元バフエットのシミュレーションに必要とされる膨大な計算の規模を抑制しつつ高精度な計算結果を得るために、Zonal-DES (Detached Eddy Simulation, Spalart *et al.* (1997); Deck (2005); Brunet & Deck (2008)) を用いた。計算結果と小池らや Dandois らの実験を比較することにより、実機形状におけるバフエット現象を定性的に再現できていることを示した。

また、周波数解析結果から、翼幅方向に対して、三つの異なる特徴を持つ領域がある

ことが分かった。翼根付近 ($\eta < 0.25$) におけるバフェットの振動は、2次元翼と同様の $St = 0.09$ の周期的な振動である。その外側 ($0.25 \leq \eta < 0.5$) においては、翼後縁の後退角が変化することにより、圧力変動の翼幅方向への伝播が発生する。振動の周波数は $St = 0.09$ である。さらにその外側 ($0.55 \leq \eta < 1.0$) においては、 $St = 0.09$ の振動の伝播速度が速くなり、空間的な波数が小さくなる。また、 $St = 0.2-0.4$ の範囲のブロードバンドな振動が発生する。バフェットは、これらの2つの振動の重ね合わせにより振動している。

以上のように本研究では、航空機周りの衝撃波振動現象に対して、物理的な考察に基づくメカニズムの説明を行なった。超音速インテークバズ現象に対しては、ディフューザ内の質量保存に基づく新しい数学モデルを提案し、バズの振動周波数と臨界値を予測することができた。2次元の遷音速バフェット現象では、高精度な数値シミュレーション結果を活用して流れ場の線形システム分析を行なった。バフェット現象の振動源に着目した分析により、衝撃波振動が鋭敏に反応する流れ場の部分を特定した。3次元の遷音速バフェット現象に対しては、複雑形状翼におけるバフェット現象を分析した。2次元翼におけるバフェットとの類似点と相違点を説明した。

参考文献

- ABBOTT, I. H. & VON DOENHOFF, A. E. 2012 *Theory of wing sections: including a summary of airfoil data*. Courier Corporation.
- ANDERSON JR, J. D. 2010 *Fundamentals of aerodynamics*. Tata McGraw-Hill Education.
- BENOIT, B. & LEGRAIN, I. 1987 Buffeting prediction for transport aircraft applications based on unsteady pressure measurements. In *5th Applied Aerodynamics Conference*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- BERRA, L. M., SLATER, J. W. & OLCMEN, S. M. 2015 Conceptual redesign of the B-1B bomber inlets for improved supersonic performance. *Aerospace Science and Technology* **45**, 476–483.
- BRÈS, G. A., HAM, F. E., NICHOLS, J. W. & LELE, S. K. 2017 Unstructured large-eddy simulations of supersonic jets. *AIAA Journal* pp. 1164–1184.
- BRUNET, V. & DECK, S. 2008 Zonal-Detached Eddy Simulation of transonic buffet on a civil aircraft type configuration. In *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, pp. 1–12. Seattle, Washington,: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- CANDON, S., LOTH, E., RYBALKO, M. & HIRT, S. 2016 Acoustically induced shock oscillations in a low-boom inlet. *AIAA Journal* **54** (7), 2134–2148.
- CARUANA, D., MIGNOSI, A., CORREGE, M. & LE POURHIET, A. 2003 Buffeting active control in transonic flow. In *21st AIAA Applied Aerodynamics Conference*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- CARUANA, D., MIGNOSI, A., CORRÈGE, M., LE POURHIET, A. & RODDE, A. M. 2005 Buffet and buffeting control in transonic flow. *Aerospace Science and Technology* **9** (7), 605–616.
- CHAKRAVARTHY, S. & OSHER, S. 1985 A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws. In *23rd Aerospace Sciences Meeting*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.

- CHANG, J., YU, D., BAO, W., WANG, C. & CHEN, T. 2012 Mathematical modeling and rapid recognition of hypersonic inlet buzz. In *Aerospace Science and Technology*, , vol. 23, pp. 172–178.
- CHEN, H., TAN, H.-J., ZHANG, Q.-F. & ZHANG, Y. 2017 Buzz flows in an external-compression inlet with partially isentropic compression. *AIAA Journal* **55** (12), 4286–4295.
- CHEN, H., TAN, H. J., ZHANG, Q. F. & ZHANG, Y. 2018 Throttling process and buzz mechanism of a supersonic inlet at overspeed mode. *AIAA Journal* **56** (5), 1953–1964.
- COEN, P., LOUBEAU, A. & PAUER, B. 2017 NASA’s low boom flight demonstration: Assessing community response to supersonic overflight of quiet supersonic aircraft. *The Journal of the Acoustical Society of America* **141** (5), 3624–3624.
- CONNERS, T. & HOWE, D. 2006 Supersonic Inlet Shaping for Dramatic Reductions in Drag and Sonic Boom Strength. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, , vol. 1, pp. 371–394. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- CROUCH, J. D., GARBARUK, A., MAGIDOV, D. & TRAVIN, A. 2009 Origin of transonic buffet on aerofoils. *Journal of Fluid Mechanics* **628**, 357–369.
- CROUCH, J. D., GARBARUK, A. & STRELETS, M. 2019 Global instability in the onset of transonic-wing buffet. *Journal of Fluid Mechanics* **881**, 3–22.
- DACLES-MARIANI, J., ZILLIAC, G. G., CHOW, J. S. & BRADSHAW, P. 1995 Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field. *AIAA Journal* **33** (9), 1561–1568.
- DAILEY, C. L. 1955 Supersonic diffuser instability. *Journal of the Aeronautical Sciences* **22** (11), 733–749.
- DANDOIS, J. 2016 Experimental study of transonic buffet phenomenon on a 3D swept wing. *Physics of Fluids* **28** (1), 016101.
- DANDOIS, J., BRUNET, V., MOLTON, P., ABART, J. C. & LEPAGE, A. 2010 Buffet

control by means of mechanical and fluidic vortex generators. In *5th Flow Control Conference*, p. 4975.

DANDOIS, J., LEPAGE, A., DOR, J.-B., MOLTON, P., TERNOY, F., GEERAERT, A., BRUNET, V. & COUSTOLS, É. 2014 Open and closed-loop control of transonic buffet on 3D turbulent wings using fluidic devices. *Comptes Rendus Mécanique* **342** (6-7), 425–436.

DECK, S. 2005 Numerical simulation of transonic buffet over a supercritical airfoil. *AIAA Journal* **43** (7), 1556–1566.

DELERY, J. M. 1985 Shock wave/turbulent boundary layer interaction and its control. *Progress in Aerospace Sciences* **22** (4), 209–280.

DESPRÉ, C., CARUANA, D., MIGNOSI, A., REBERGA, O., CORRÈGE, M., LE BALLEUR, J. C. & GIRODROUX-LAVIGNE, P. 2001 Buffet active control—experimental and numerical results. *Tech. Rep.* ADP011113. Office national d'études et de recherches aérospatiales.

ERICSSON, L. E. 1975 Dynamic effects of shock-induced flow separation. *Journal of Aircraft* **12** (2), 86–92.

FARAHANI, M., DALIRI, A. & YOUNSI, J.-S. 2019 Supersonic inlet buzz detection using pressure measurement on wind tunnel wall. *Aerospace Science and Technology* **86**, 782–793.

FERRI, A. & NUCCI, L. M. 1951 The origin of aerodynamic instability of supersonic inlets at subcritical conditions. *Tech. Rep.* NACA RM-L50K30. National Advisory Committee for Aeronautics.

FISHER, S. A. AND NEALE, M. C. & BROOKS, A. J. 1970 *On the sub-critical stability of variable ramp intakes at mach numbers around 2*. Citeseer.

FREUND, J. B. 1997 Proposed inflow/outflow boundary condition for direct computation of aerodynamic sound. *AIAA Journal* **35** (4), 740–742.

FUKUSHIMA, Y. & KAWAI, S. 2018 Wall-modeled large-eddy simulation of transonic airfoil buffet at high Reynolds number. *AIAA Journal* **56** (6), 2372–2388.

- GAO, C., ZHANG, W., KOU, J., LIU, Y. & YE, Z. 2017 Active control of transonic buffet flow. *Journal of Fluid Mechanics* **824**, 312–351.
- GIANNELIS, N. F., VIO, G. A. & LEVINSKI, O. 2017 A review of recent developments in the understanding of transonic shock buffet. *Progress in Aerospace Sciences* **92**, 39–84.
- GONCALVES, E. & HOUEVILLE, R. 2004 Turbulence model and numerical scheme assessment for buffet computations. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **46** (11), 1127–1152.
- GROSSI, F., BRAZA, M. & HOARAU, Y. 2014 Prediction of Transonic Buffet by Delayed Detached-Eddy Simulation. *AIAA Journal* **52** (10), 2300–2312.
- HASHIMOTO, A., MURAKAMI, K., AOYAMA, T., ISHIKO, K., HISHIDA, M., SAKASHITA, M. & LAHUR, P. 2012 Toward the fastest unstructured CFD code 'FaS-TAR'. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, pp. 1–10. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- HERGES, T. G., CRAIG, D. J. & ELLIOTT, G. S. 2012 High-speed schlieren analysis of buzz in a relaxed-compression supersonic inlet. In *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit 2012*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- HONG, W. & KIM, C. 2014 Computational study on hysteretic inlet buzz characteristics under varying mass flow conditions. *AIAA Journal* **52** (7), 1357–1373.
- IOVNOVICH, M. & RAVEH, D. E. 2012a Reynolds-averaged Navier-Stokes study of the shock-buffet instability mechanism. *AIAA Journal* **50** (4), 880–890.
- IOVNOVICH, M. & RAVEH, D. E. 2012b Transonic unsteady aerodynamics in the vicinity of shock-buffet instability. *Journal of Fluids and Structures* **29**, 131–142.
- IOVNOVICH, M. & RAVEH, D. E. 2015 Numerical study of shock buffet on three-dimensional wings. *AIAA Journal* **53** (2), 449–463.
- JACQUIN, L., MOLTON, P., DECK, S., MAURY, B. & SOULEVANT, D. 2009 Experi-

mental study of shock oscillation over a transonic supercritical profile. *AIAA Journal* **47** (9), 1985–1994.

JEUN, J., NICHOLS, J. W. & JOVANOVIĆ, M. R. 2016 Input-output analysis of high-speed axisymmetric isothermal jet noise. *Physics of Fluids* **28** (4), 047101.

JOVANOVIĆ, M. R. 2004 Modeling, analysis, and control of spatially distributed systems. PhD thesis, University of California, Santa Barbara, Santa Barbara, CA.

JOVANOVIĆ, M. R. & BAMIEH, B. 2005 Componentwise energy amplification in channel flows. *Journal of Fluid Mechanics* **534**, 145–183.

KAMEDA, M., TABEL, T., NAKAKITA, K., SAKAUE, H. & K., ASAI 2005 Image measurements of unsteady pressure fluctuation by a pressure-sensitive coating on porous anodized aluminium. *Measurement Science and Technology* **16** (12), 2517–2524.

KOIKE, S., UENO, M., NAKAKITA, K. & HASHIMOTO, A. 2016 Unsteady pressure measurement of transonic buffet on NASA Common Research Model. In *34th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, pp. 1–25.

KOUCHI, T., YAMAGUCHI, S., KOIKE, S., NAKAJIMA, T., SATO, M., KANDA, H. & YANASE, S. 2016 Wavelet analysis of transonic buffet on a two-dimensional airfoil with vortex generators. *Experiments in Fluids* **57** (11), 166.

KUSUNOSE, K. & YU, N. J. 2003 Vortex generator installation drag on an airplane near its cruise condition. *Journal of Aircraft* **40** (6), 1145–1151.

KWAK, EINKEUN & LEE, SEUNGSOO 2013 Numerical study of the effect of exit configurations on supersonic inlet buzz. In *31st AIAA Applied Aerodynamics Conference*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.

LAWSON, SIMON, GREENWELL, DOUG & QUINN, MARK KENNETH 2016 Characterisation of buffet on a civil aircraft wing. In *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, pp. 1–19. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.

LEE, B. H. K. 2001 Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds. *Progress in Aerospace Sciences* **37** (2), 147–196.

LEE, B. H. K., MURTY, H. & JIANG, H. 1994 Role of Kutta waves on oscillatory

- shock motion on an airfoil. *AIAA Journal* **32** (4), 789–796.
- LEI, Z. 2005 Effect of RANS turbulence models on computation. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences* **48** (161), 152–160.
- LEVY, D. W., LAFLIN, K. R., TINOCO, E. N., VASSBERG, J. C., MANI, M., RIDER, B., RUMSEY, C. L., WAHLS, R. A., MORRISON, J. H., BRODERSEN, O. P., CRIPPA, S., MAVRIPLIS, D. J. & MURAYAMA, M. 2014 Summary of data from the fifth computational fluid dynamics drag prediction workshop. *Journal of Aircraft* **51** (4), 1194–1213.
- LEVY, L. L. 1978 Experimental and computational steady and unsteady transonic flows about a thick airfoil. *AIAA Journal* **16** (6), 564–572.
- LIU, M.-S. & STEFFEN JR, C. J. 1993 A new flux splitting scheme. *Journal of Computational physics* **107** (1), 23–39.
- LU, P.-J. & JAIN, L.-T. 1998 Numerical Investigation of Inlet Buzz Flow. *Journal of Propulsion and Power* **14** (1), 90–100.
- MACCORMACK, R. 2003 The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering. *Journal of Spacecraft and Rockets* **40** (5), 757–763, this paper is reprinted from AIAA Paper 69-354, 1969.
- MCDEVITT, J. B. & OKUNO, A. F. 1985 Static and dynamic pressure measurements on a NACA 0012 airfoil in the Ames high Reynolds number facility. *Tech. Rep.* NASA TP-2485. National Aeronautics and Space Administration.
- MCKEON, B. J. & SHARMA, A. S. 2010 A critical-layer framework for turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics* **658**, 336–382.
- MOLTON, P., DANDOIS, J., LEPAGE, A., BRUNET, V. & BUR, R. 2013 Control of buffet phenomenon on a transonic swept wing. *AIAA Journal* **51** (4), 761–772.
- MUNDAY, P. M. & TAIRA, K. 2018 Effects of wall-normal and angular momentum injections in airfoil separation control. *AIAA Journal* **56** (5), 1830–1842.
- NEWSOME, R. W. 1984 Numerical simulation of near-critical and unsteady, subcritical inlet flow. *AIAA Journal* **22** (10), 1375–1379.

- NITZSCHE, J. 2009 A numerical study on aerodynamic resonance in transonic separated flow. *International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics* pp. 1–15.
- OBAYASHI, S. & GURUSWAMY, G. P. 1995 Convergence acceleration of a Navier-Stokes solver for efficient static aeroelastic computations. *AIAA Journal* **33** (6), 1134–1141.
- OBAYASHI, S. & WADA, Y. 1994 Practical formulation of a positively conservative scheme. *AIAA Journal* **32** (5), 1093–1095.
- OH, J. Y., MA, F., HSIEH, S.-Y. & YANG, V. 2005 Interactions between shock and acoustic waves in a supersonic inlet diffuser. *Journal of Propulsion and Power* **21** (3), 486–495.
- OHMACHI, Y., ISHIDA, T. & HASHIMOTO, A. 2018 Modal decomposition analysis of three-dimensional transonic buffet phenomenon on a swept wing. *AIAA Journal* **56** (10), 3938–3950.
- PALADINI, E., BENEDDINE, S., DANDOIS, J., SIPP, D. & ROBINET, J.-C. 2019 Transonic buffet instability: From two-dimensional airfoils to three-dimensional swept wings. *Physical Review Fluids* **4** (10), 103906.
- RAGHUNATHAN, S., GILLAN, M. A., COOPER, R. K., MITCHELL, R. D. & COLE, J. S. 1999 Shock oscillations on biconvex aerofoils. *Aerospace Science and Technology* **3** (1), 1–9.
- RETTIE, I. H. & LEWIS, W. G. E. 1968 Design and development of an air intake for a supersonic transport aircraft. *Journal of Aircraft* **5** (6), 513–521.
- SARTOR, F., METTOT, C. & SIPP, D. 2014 Stability, receptivity, and sensitivity analyses of buffeting transonic flow over a profile. *AIAA Journal* **53** (7), 1980–1993.
- SARTOR, F. & TIMME, S. 2015 Delayed Detached-Eddy Simulation of shock buffet on half wing-body configuration. In *22nd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, pp. 1–14. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- SCHMID, P. J. 2010 Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics* **656**, 5–28.

- SCHMIDT, O. T., TOWNE, A., RIGAS, G., COLONIUS, T. & BRÈS, G. A. 2018 Spectral analysis of jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **855**, 953–982.
- SEDDON, J. & GOLDSMITH, E. L. 1985 *Intake aerodynamics: An account of the mechanics of flow in and around the air intakes of turbine-engined and ramjet aircraft and missiles*. American Institute of Aeronautics & Astronautics.
- SEEGMILLER, H. L., MARVIN, J. G. & LEVY JR., L. L. 1978 Steady and unsteady transonic flow. *AIAA Journal* **16** (12), 1262–1270.
- SHI, J., HU, C. & SHU, C. W. 2002 A technique of treating negative weights in WENO schemes. *Journal of Computational Physics* **175** (1), 108–127.
- SHI, W., CHANG, J., WANG, Y., BAO, W. & LIU, X. 2019 Buzz evolution process investigation of a two-ramp inlet with translating cowl. *Aerospace Science and Technology* **84**, 712–723.
- SHI, X., CHANG, J.-T., BAO, W., YU, D. & LI, B. 2010 Supersonic inlet buzz margin control of ducted rockets. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering* **224** (10), 1131–1139.
- SHIMA, E. & KITAMURA, K. 2011 Parameter-free simple low-dissipation AUSM-family scheme for all speeds. *AIAA Journal* **49** (8), 1693–1709.
- SHIMA, E., KITAMURA, K. & HAGA, T. 2013 Green-gauss/weighted-least-squares hybrid gradient reconstruction for arbitrary polyhedra unstructured grids. *AIAA Journal* **51** (11), 2740–2747.
- SIROVICH, L. 1987 Turbulence and the dynamics of coherent structures. I. Coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics* **45** (3), 561–571.
- SLATER, J. W. 2016 SUPIN: A computational tool for supersonic inlet design. In *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- SMITH, H. L. 2011 *An introduction to delay differential equations with applications to the life sciences*, vol. 57. Springer New York.
- SOLTANI, M. REZA & SEPAHI-YOUNSI, J. 2016 Buzz cycle description in an axisym-

- metric mixed-compression air intake. *AIAA Journal* **54** (3), 1040–1053.
- SPALART, P. R. & ALLMARAS, S. 1992 A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- SPALART, P. R., DECK, S., SHUR, M. L., SQUIRES, K. D., STRELETS, M. KH & TRAVIN, A. 2006 A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **20** (3), 181–195.
- SPALART, P. R., JOU, W. H., STRELETS, M. & ALLMARAS, S. R. 1997 Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach. In *Advances in DNS/LES*, , vol. 1, pp. 4–8.
- STROGATZ, S. H. 2018 *Nonlinear dynamics and chaos: with applications to physics, biology, chemistry, and engineering*. CRC Press.
- SUGIOKA, Y., KOIKE, S., NAKAKITA, K., NUMATA, D., NONOMURA, T. & ASAI, K. 2018 Experimental analysis of transonic buffet on a 3D swept wing using fast-response pressure-sensitive paint. *Experiments in Fluids* **59** (6).
- TAIRA, K., BRUNTON, S. L., DAWSON, S. T. M., ROWLEY, C. W., COLONIUS, T., MCKEON, B. J., SCHMIDT, O. T., GORDEYEV, S., THEOFILIS, V. & UKEILEY, L. S. 2017 Modal analysis of fluid flows: An overview. *AIAA Journal* **55** (12), 4013–4041.
- TAIRA, K., HEMATI, M. S., BRUNTON, S. L., SUN, Y. AND DURAISAMY, K., BAGHERI, S., DAWSON, S. T. M. & YEH, C.-A. 2019 Modal Analysis of Fluid Flows: Applications and Outlook. *AIAA Journal* pp. 1–25.
- THIERY, M. & COUSTOLS, E. 2005 URANS computations of shock-induced oscillations over 2D rigid airfoils: Influence of test section geometry. *Flow, Turbulence and Combustion* **74** (4), 331–354.
- TRAPIER, S., DECK, S. & DUVEAU, P. 2008 Delayed detached-eddy simulation and analysis of supersonic inlet buzz. *AIAA Journal* **46** (1), 118–131.
- TREFETHEN, L. N., TREFETHEN, A. E., REDDY, S. C. & DRISCOLL, T. A. 1993

- Hydrodynamic stability without eigenvalues. *Science* **261** (5121), 578–584.
- YEH, C.-A. & TAIRA, K. 2019 Resolvent-analysis-based design of airfoil separation control. *Journal of Fluid Mechanics* **867**, 572–610.
- YOON, S. & JAMESON, A. 1988 Lower-upper symmetric-gauss-seidel method for the euler and navier-stokes equations. *AIAA Journal* **26** (9), 1025–1026.
- YOSHIDA, K. & HONDA, M. 2016 D-send# 2-flight tests for low sonic boom design technology. *Proceedings of ICAS 2016* .
- ZHANG, W. & SAMTANEY, R. 2016 Biglobal linear stability analysis on low-Re flow past an airfoil at high angle of attack. *Physics of Fluids* **28** (4), 044105.

研究業績一覧

査読付き論文

2019

1. Jun Yamamoto*, Yoimi Kojima*, Masaharu Kameda, Yasushi Watanabe, Atsushi Hashimoto & Takashi Aoyama, “Prediction of the Onset of Supersonic Inlet Buzz.” **Aerospace Science and Technology**, Vol. 96, p. 105523, (2020).

*The authors contributed equally to this work (co-first author ship).

2. Yoimi Kojima, Chi-An Yeh, Kunihiro Taira & Masaharu Kameda, “Resolvent Analysis on the Origin of Two-Dimensional Transonic Buffet.” **Journal of Fluid Mechanics**, Vol. 885, (2020).

2018

3. 小島良実, 橋本敦, 青山剛史, 亀田正治, “三次元翼における遷音速バフエット特性のスパン方向変化.” **日本航空宇宙学会論文集**, Vol. 66, No. 1, pp. 39-45 (2018).

学会発表

2020

1. Yoimi Kojima, Takashi Ishida & Takashi Aoyama, “Numerical Simulation of Unsteady Flow Around a 30P30N Slat by Using Embedded-LES Method.” **2020 AIAA Aerospace Sciences Meeting**, Kissimmee, Florida, USA (2020).

2018

2. Yoimi Kojima, Atsushi Hashimoto & Masaharu Kameda, “Effects of Inflow Turbulence on Cavity Flow Simulation with Embedded-LES method.” **2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting**, AIAA 2018-1090, Kissimmee, Florida, USA (2018).

2017

3. Yoimi Kojima, Masaharu Kameda, Atsushi Hashimoto & Takashi Aoyama, “Numerical analysis of transonic buffet on a three-dimensional wing.” **31st International Symposium on Shock Waves**, Nagoya, Japan (2017).

その他

受賞等

1. 日本航空宇宙学会 第 50 期 定時社員総会および年会講演会 学生優秀発表賞 (2019)

以上

