

首都大学東京博士論文

層流境界層中の突起から発生する空力音
に関する実験的研究

首都大学東京大学院 システムデザイン研究科

システムデザイン専攻

航空宇宙システム工学域

小林 将志

指導教員 浅井 雅人 教授

2015年3月

目次

第1章 緒言	1
1.1 背景	1
1.2 境界層の遷移	4
1.3 音響アナロジー	8
1.4 音響フィードバック機構	9
1.5 本研究の目的と論文の構成	11
参考文献	12
第2章 実験装置および方法	19
2.1 低乱低騒音風洞	19
2.2 境界層板	23
2.3 データ計測	24
2.3.1 熱線流速計	24
2.3.2 スモークワイヤ	25
2.3.3 マイクロフォン	26
参考文献	27
第3章 層流境界層中の突起から生じる空力音	29
3.1 緒言	29
3.2 実験装置および方法	32
3.3 結果と考察	33
3.3.1 境界層の発達	33
3.3.2 突起から生じる狭帯域音	35
3.3.3 突起周囲の流れ場	38
3.3.4 音響フィードバック機構および狭帯域音の周波数選択性	44
3.4 結論	55
参考文献	56
第4章 粗度の受容性が突起音に与える影響	61
4.1 緒言	61
4.2 実験装置および方法	62
4.3 実験条件	64

4.4	粗度が突起音に与える影響	70
4.5	結論	77
	参考文献	77
第5章	突起傾斜が突起音に与える影響	79
5.1	緒言	79
5.2	実験装置および方法	80
5.3	実験結果および考察	82
5.3.1	平板上に発達する境界層	82
5.3.2	二次元および斜めに設置した突起から発生する空力音	85
5.3.3	渦と突起前縁との干渉	90
5.4	結論	99
	参考文献	99
第6章	結言	101
	関連文書	105
	謝辞	107

第1章

緒言

1.1 背景

航空輸送量の増加に伴い環境への配慮の必要から、エアラインをはじめとした航空機の運用者は、各種の環境基準に適合した機体を随時採用していく必要に迫られている。特に航空機の騒音については、その規制が年々厳しさを増しており、国際民間航空機関(ICAO)等が定める環境基準や各飛行場が定める最新の騒音基準に適合させることが、新型航空機の開発において必須の技術的条件となっている[1]。これまで、航空機の飛行中の騒音については、主な要因であるエンジンの排気騒音の低減化が図られてきた。エンジン騒音はジェット噴流中の渦変動によって発生し、その音響パワーは理論的には流速の8乗に比例する[2]。一方、エンジン推力がする仕事は、噴流速度の自乗に比例することから、エンジン排気速度を少しだけ低下させるだけによって、推力の低下を抑えつつ、騒音の抑制効果を大きくすることが可能になる[3]。このため、燃料消費効率の向上に加えて、低騒音化の立場でもターボファンエンジンの高バイパス化が進められている。さらに、一層の騒音低減を目指し、将来登場する航空機に適用する技術として、機体の形状に由来する空力騒音の低減に関する研究が盛んに行われている。国内でも宇宙航空研究開発機構(JAXA)において、飛行試験による詳細な音源探査が進められ、周波数成分ごとの音源位置の特定が詳細に行われた[4]。離発着時の航空機の空力騒音は、降着装置および高揚力装置が展開することによって発生するものが大きな割合を占めていることが知られている。鈍体から発生する空力音は、物体表面に生じる圧力変動による音であり、降着装置のストラット等では、フェアリングを追加して表面に沿う流れの剥離の抑制等による騒音低減が提案されている[5]。また、翼型から生じる騒音については、後流や剥離せん断層の渦が壁面に及ぼす力の

変動によるものに加え、レイノルズ数が比較的低い場合には音響フィードバック機構と呼ばれる音響攪乱とせん断層（または境界層）の不安定性との連成による狭帯域音の発生が問題になる。このため、高揚力装置では、後縁部に鋸歯状のセレーションの導入やプラズマアクチュエータを用いた流れの制御等により低騒音化を図る研究がなされている[6]~[8]。

前述したように、航空機の騒音低減について空力的な手法により多くの改善が図られる中で、本研究で着目しているのが航空機の機内騒音である。航空機の機内騒音に関しては、その対策が騒音の抑制ではなく、未だ構造的な工夫による遮音性の向上に重きが置かれている。客室部のように構造に比較的余裕がある部位では、構造補強等による遮音対策が可能であるが、大きな開口部である風防を有し、もともと容積が小さく構造上の自由度が低い操縦室付近では有効な対策を講じにくい。操縦室内の騒音抑制は、長時間のフライトにおける操縦士の負荷を軽減させるだけでなく、飛行安全の観点から搭乗員間の意志疎通を円滑に図る上でも、重要な課題として位置づけられている。機内騒音の原因は、これまで、エンジン騒音と機体表面から生じる境界層騒音の二つが大きな要因となっていたが、前述したようにエンジン騒音の低減が大きく進む中で、今後、より一層の機内騒音低減を図るためには境界層騒音の抑制が欠かせない。

航空機の境界層から生じる騒音の研究の多くは、旅客輸送に使用される遷音速機の機体表面の大部分が乱流領域で占められていることから、十分発達した乱流境界層を対象として行われてきた。乱流境界層から発生する騒音の特徴は、境界層中に含まれる様々なスケールの渦の変動が作る広帯域音であり、流速が速い条件では広帯域音の特徴を有したまま音響パワーが急激に増加する。また、表面に存在する前進または後退ステップ状の段差によって、剥離した流れが乱流再付着する場合や、境界層中の乱流境界層中の渦がステップと干渉する場合に、壁面上に強い圧力変動を引き起こされることで指向性のある強い音源が形成されることが報告されている[9]~[11]。一方、機体表面の平滑度の向上等、製造技術の発展に伴い、新型の航空機では乱流遷移位置を後退させることで摩擦抵抗低減が図られ

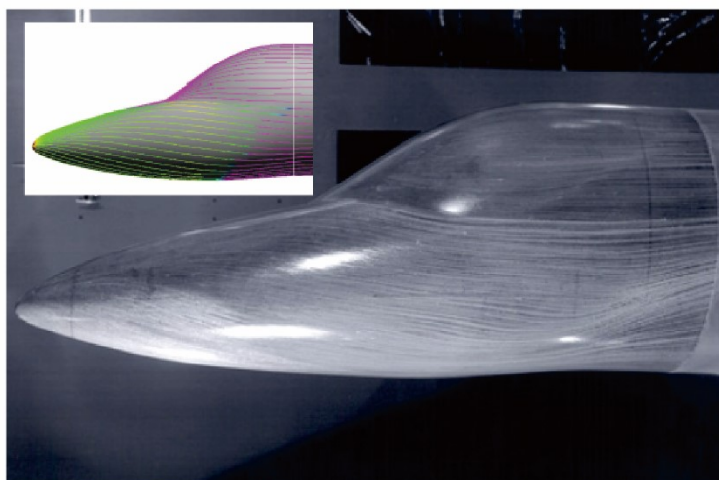


Fig. 1.1. New natural-laminar-flow (NLF) nose flow pattern of the HondaJet[13].

ている。例えば小型のビジネスジェット機では、乱流遷移位置を主翼の負圧面側ではコード長の40%位置付近まで層流化することに成功しており、前胴部では風防位置付近まで下流側へ後退させることによって、胴体全体の抵抗の約10%の抵抗低減効果が得られているとの報告がある[12], [13]。したがって、操縦室内の機内騒音に直接影響を及ぼす機体前胴部の機体表面では、層流境界層から生じる空力音についての研究の重要性が増している。近年、トルミン・シュリヒティング (T-S) 波動が境界層の不安定性によって成長した後、壁面上の粗度と干渉することによって狭帯域音が発生し、その音響攪乱が上流側で受容されることによって、翼のトレーリングエッジ騒音と同様の音響フィードバック機構が形成されることが理論的に提唱されている[14]。航空機の前胴部には、運航または機能上の要求で排除できない孤立粗度（突起）が存在しているが、これらの突起が、航空機の摩擦抵抗低減のために拡大された層流境界層領域に位置する場合、境界層遷移の過程と空力音の発生間に音響フィードバック機構が成立し、乱流騒音とは異なる狭帯域音を発生させることが懸念される。しかし、理論的な仮定を設けない実際の流れ場において、このような狭帯域音の発生を取り上げて調査した研究はほとんどなく、その発生機構や発生条件につい

ては未だ明らかにされていない。

以上を踏まえ、本研究では、層流境界層中の粗度（突起）から生じる空力音に焦点を当て、その発生機構と発生条件について調べている。層流境界層から発生する音が自励的に維持され卓越するためには、前述したように、境界層遷移の過程で成長した攪乱が突起と干渉して空力音を発生し、その音波が突起の上流で受容される音響フィードバック機構の成立が条件となる。このため、本章では、研究の背景として、まず境界層の遷移、音響アナロジーおよび音響フィードバック機構について解説した後、研究の目的および本論文の構成を示す。

1.2 境界層の遷移

流れが層流から乱流へ遷移する現象は、粘性のある流れ場を扱う上で極めて重要である。Reynolds[15]は、1800年代後半に、直管の流れに導入した筋状に移流する色素が、中心速度と管径の積で表される慣性力と動粘性係数によって決まる粘性力の比が増加すると、色素が強く混合されることを実験的に示した。この比は、その後レイノルズ数と呼ばれるようになり、流れの相似性を表すパラメータとして広く利用されるようになった。円管流の実験では、層流から乱流へ遷移するレイノルズ数は、円管の取り入れ口での攪乱の入り方に依存し、乱流になる下限として円管直径と平均流速を用いた値で2000程度の値が得られたが、円管の入り口を滑らかに成型し乱れの発生を抑えた場合には数万の値まで層流が維持された。

境界層遷移の研究が始まったのは、Reynoldsの実験よりもかなり後になってからである。境界層が乱流遷移するレイノルズ数は、主流の圧力勾配、壁の粗さそして主流の乱れに依存する。攪乱の振幅が微小な場合には、線形安定性理論が乱流遷移の始まりを予測する上で有用であり、Rayleigh [16]は非粘性方程式に基づく線形安定性理論により、層流が不安

定になるためには、噴流や後流の速度分布のように速度分布が変曲点を持つことが必要であることを理論的に証明した。境界層の場合には、逆圧力勾配下の境界層が速度分布に変曲点をもち、従って流れは不安定となるが、圧力勾配の無いあるいは順圧力勾配の場合には境界層は非粘性の極限（レイノルズ数無限大の極限）では攪乱は成長しないことを意味する。しかしながら、1930年代に、Tollmien [17]や Schlichting [18]は、粘性方程式（ナビエ・ストークス方程式）に基づき、圧力勾配のない平板境界層の場合においても、有限のレイノルズ数で境界層が不安定となることを理論的に示した。線形安定性理論によるこの予測は、1940年代に入って、Schubauer と Skramstad [19]により、主流乱れを極端に抑えた低乱風洞で調べられ、境界層遷移が線形安定性理論に従う進行波型の攪乱の成長により始まることが実験的に初めて見出された。気流乱れの小さい場合の境界層遷移始まりを支配するこの波動攪乱は、トルミーン・シュリヒティング(T-S)波動と呼ばれている。T-S 波動は移流型の不安定性を有する二次元的な波動攪乱であり、その振幅実効値が十分小さい間は、線形安定性理論に従って主流方向に指数関数的に成長する。T-S 波動の不安定モードについては、振幅関数（複素数） φ についての4階の常微分方程式で求められる。

$$(\alpha U - \omega)(\varphi'' - \alpha^2 \varphi) - \alpha U'' \varphi = -\frac{i}{Re}(\varphi'''' - 2\alpha^2 \varphi'' + \alpha^4 \varphi). \quad (1.1)$$

ここで、境界条件は次のように定義される。

$$y = 0: u' = v' = 0: \varphi = 0, \varphi' = 0,$$

$$y = \infty: u' = v' = 0: \varphi = 0, \varphi' = 0.$$

この式は、オア・ゾンマーフェルド方程式と呼ばれる。上述したように、 α の虚部 α_i の符号は、境界層の安定性を示すが、 α_i が 0 になる中立点におけるレイノルズ数 Re と T-S 波動の波数 α_r あるいは周波数 ω の値をプロットしたものは中立安定曲線と呼ばれ、安定性解析において攪乱が成長するか減衰するかを判断する指標として広く用いられている。図 1.1 にブラジウス境界層の中立安定曲線を示す。境界層の不安定性が始まる臨界レイノルズ数は 519

である。ここで、 $F = \omega v / U_\infty^2 \times 10^6$ は無次元周波数である。 F を一定のまま、レイノルズ数を増加させた時に $-\alpha_i$ が負から正（安定から不安定）に変化する中立安定曲線は第1分枝と呼ばれ、逆に Re 数の増加に対して $-\alpha_i$ が正から負（不安定から安定）に変化する中立安定曲線は第二分枝と呼ばれる。

ここで、実際の境界層は完全に平行流ではなく、速度分布は y 座標だけでなく、 x 方向にも緩やかに変化する。対応して、攪乱の振幅分布、波数および増幅率も x 方向に緩やかに変化する。そのような非平行性をより厳密に線形安定性理論に取り込んだ理論は非平行安定性理論と呼ばれ、図1.2に、Saric と Nayfeh [20] と Gaster [21]による計算結果を比較している。境界層の x 方向変化がより大きな低レイノルズ数領域で中立曲線の違いは大きく、より低い臨界レイノルズ数を与える。また、ナビエ・ストークス方程式によるT-S波動の発達

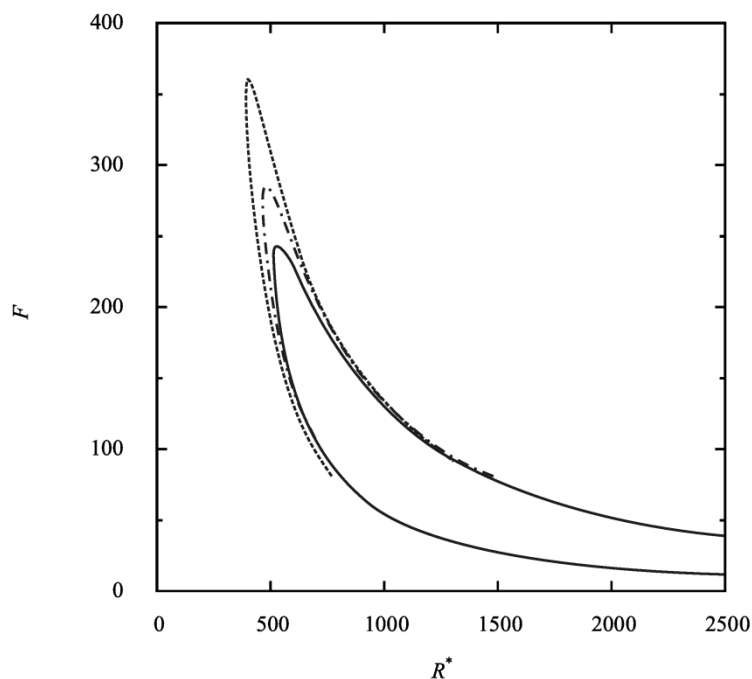


Fig.1.2. Neutral stability curve of Blasius flow. The solid curve represents the neutral stability curve calculated from the Orr-Sommerfeld equation. The broken and dashed curves represent the neutral stability curves of the non-parallel stability theories by Saric and Nayfeh[20] and Gaster[21], respectively.

の直接数値計算 (Fasel と Konzmann) [22]や PSE (Parabolized Stability Equations)によるより高精度の安定性解析 (Bertolotti ら) [23]も行われ、臨界レイノルズ数として約 450 という値が得られている。

一方、T-S 波動の流れ方向速度の実効値が主流速度の約 1%になると、T-S 波動は、二次不安定性によって三次元化が起き、ピーク領域と呼ばれるスパン方向にほぼ周期的に波動の振幅が強まる領域とバレー領域と呼ばれる波動の振幅が弱められる領域に分かれて発達する。この構造は平均流にも縦渦成分を伴い、ピーク領域に T-S 波動の 1 周期毎に Λ 型に変形した渦構造 (Λ 渦) が形成される[24]~[27]。さらに Λ 渦は、壁から離れた所に形成される三次元高せん断層によって、よりスケールの小さなヘアピン渦へと崩壊して行き。その後、壁近くの乱流構造が発達を始めて乱流へと遷移する[28]~[35]。なお、初期攪乱が大きい場合、攪乱の過渡増幅(Transient Growth)によって、主流方向に筋状に低速と高速のストリーク構造が生じ、これが崩壊することによって乱流スポットが形成される。このような攪乱の線形的な成長過程を経ない遷移過程はバイパス遷移と呼ばれている[36]~[38]。

層流境界層中に T-S 波動が励起されるためには、主流中の渦度成分や音響攪乱が、境界層の固有モードの波動として取り込まれる過程が必要である。この過程を受容性と呼び、Morkovin [39]よってはじめて提唱された。一般的に、主流中の渦度成分や音響攪乱は、長いスケールを有しているため、そのままでは境界層の固有モードと波長が一致せず T-S 波動はほとんど励起されない。しかし、表面が変化する場合あるいは平均流が主流方向に急に变化する場所 (例えば一様流中に置かれた平板の前縁や表面上の粗度等) では、音波によるストークス層の振動が境界層中に不安定モードを発生させ、その結果 T-S 波動が励起される[40], [41]。平板前縁に対する音響攪乱の受容性については多くの研究がなされてきた。受容性は、平板前縁の形状に依存し、平板が鋭利な前縁を有している場合に大きくなる。近年、受容係数は、直接数値シミュレーションによって求められた結果によると、音響攪乱の振幅と励起された T-S 波動の振幅の比によって定義される受容係数は、およそ 0.6~0.8

の範囲であることが報告されている[42]～[44]。しかし、受容係数を中立安定曲線の第一分枝における T-S 波動の振幅との比で表す場合は、安定領域での減衰の影響から 0.05 程度まで低下する[45]。したがって、平板の前縁の受容性によって励起された T-S 波動が、減衰領域を超えて不安定領域で成長するためには、強い音響攪乱が鋭利な前縁で受容されることが必要である。また、壁面上に粗度が存在する場合は、粗度の受容性も T-S 波動を励起する。粗度の受容性は、粗度の高さや主流方向幅に依存しており[46]、粗度で励起された T-S 波動は、前縁で励起されて伝わってきた T-S 波動と競合し、その成長を助長したり、また逆に妨げたりする。

1.3 音響アナロジー

壁面上の粗度（突起）と境界層中の渦度の干渉によって空力音が発生する場合の音の発生機構については、渦度によって物体表面に引き起こされる圧力変動、つまり揚力や抗力の変動によって音源が形成される。Curle[47]は、ライトヒル方程式[2]に対して、音源を取り囲む境界の存在を考慮した修正を加え、以下の式に示す関係を示した。

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) [c_0^2(\rho - \rho_0)] = \frac{\partial^2 (HT_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\rho v_i v_j + p'_{ij}) \frac{\partial H}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho v_j \frac{\partial H}{\partial x_j} \right). \quad (1.2)$$

この方程式は、カールの式と呼ばれ、式中の H はヘビサイドの階段関数である。カールの式の右辺は、ライトヒル方程式中でライトヒルテンソルの空間の二階微分で表現されていた項に加え、新しく 2 つの項が追加されている。第 2 項と第 3 項は、それぞれ二重極音源 (Dipole Source) と単極音源 (Monopole source) を表している。ここで、境界が音響的にコンパクトであり、静止した固体壁によって定義される場合、単極音源を表している第 3 項は消去される。ここで、音源がコンパクトである仮定を用い、乱流場に接する表面積を A とし

て、音響パワー Π_d を見積もると次式の関係で表すことができる。

$$\Pi_d \sim 4\pi |\mathbf{x}|^2 \times \left(\frac{P_d^2}{\rho_0 c_0} \right) \sim A \rho_0 v^3 M^3. \quad (1.3)$$

この関係は、二重極音源による音響パワーが、速度の 6 乗に比例する関係があることを示している。渦の変動によって発生する四重極音源の音響パワーは、速度の 8 乗に比例するため、流速に対する音響パワーの変化が異なることから、マッハ数が低い条件では、二重極音源の影響が支配的になることがわかる。1.1 節で説明したように、乱流境界層中に前進ステップが存在する場合、発生する広帯域の空力音の音圧が大きくなる。これは、乱流境界層中に含まれる大小様々なスケールの渦が、ステップ前縁と干渉し狭い領域にレイノルズ応力の高い領域を形成することによって、ステップ前縁には二重極型の音源が形成されるためである。層流境界層でも、T-S 波動が粗度と干渉してその一部が発散することにより、上流側と下流側に指向性を有する二重極型の音源が形成され、狭帯域音が発生することが理論的に示されている[48]。

1.4 音響フィードバック機構

音響フィードバック機構について、最初に体系的な説明が行われたのは、エッジトーンの研究である。Powell [49]は、ノズルから噴出したジェット噴流中の自由せん断層で成長する攪乱とエッジが干渉することによって空力音が発生し、その音が上流へ伝搬してノズル出口付近でせん断層に攪乱を励起するフィードバックループの存在を示した。音が自励的に発生している状況では、式 1.4 に示すように、フィードバックループ全体の効率が 1 になる。

$$\eta_s \eta_t \eta_d q = 1. \quad (1.4)$$

ここで、 η_s はジェット噴流の自由せん断層の攪乱の振幅がエッジ表面に圧力変動を与える効率、 η_t はエッジ表面の圧力変動によって音波が放射される効率、 η_d は音波がノズル出口付近でジェット噴流の自由せん断層に受容される効率、 q はジェット噴流の自由せん断層の初期攪乱がせん断層の不安定性によってエッジに到達するまでの成長率である。エッジトーンによって発生する音の周波数は、狭帯域の特性を有しており、その周波数は式 1.5 の関係によって決定される。

$$f = \frac{N+p}{T_1+T_2} \quad (1.5)$$

ここで、 N はステージ数と呼ばれ、ノズルエッジ間のせん断層中に存在する渦の個数に対応する。 p は音波分の位相差に対応し、 $N+p$ が1ループの攪乱の波数に対応している。また、 T_1 と T_2 はそれぞれ、ノズルからエッジまで攪乱が伝わる時間とエッジからノズルまで音波の伝搬に要する時間である。 N は離散的な値をとることから、エッジトーンの周波数も離散的に変化することが知られている。エッジトーンと同じく、空力音の発生が音響フィードバック機構によって生じる現象にキャビティ騒音がある。キャビティ騒音の音響フィードバック機構について、最初に言及したのは Rossiter [50]である。キャビティ騒音では、キャビティ上流側の端部から続く剥離せん断層内で攪乱が成長して渦が巻き上がった後、下流側の端部に干渉することで音が発生する。そして、その音波が上流へ伝搬して上流側の端部で攪乱を誘起することによってフィードバックループが維持されることが知られている。

エッジトーンおよびキャビティ騒音の音響フィードバック機構は、自由せん断層や剥離せん断層の変曲点型不安定性が、攪乱を短い距離で急成長させている。つまり式 1.4 の q に相当する値が短い距離でも十分大きくなるため、フィードバックループが容易に維持される。一方、壁面に発達する層流境界層で音響フィードバック機構が成立するためには、攪乱が長い距離をかけて十分成長する必要がある。このような音響フィードバック機構の例

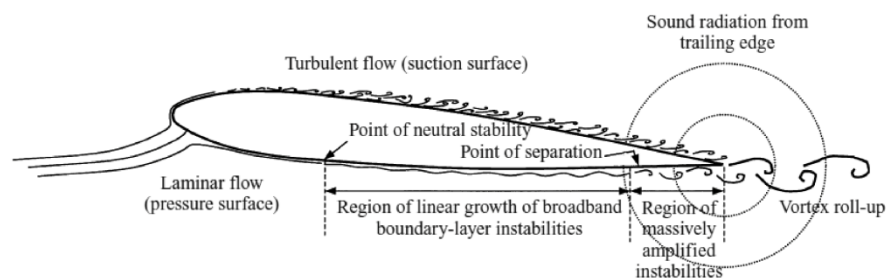


Fig.1.3. Trailing-edge noise generation [53].

として広く知られているのが、翼のトレーリングエッジ騒音である。翼のトレーリングエッジ騒音は、Paterson ら[51]によって狭帯域音が実験的に観察されてから、多くの研究者によって調べられてきた[52] ~ [54]。図 1.3 に翼のトレーリングエッジ騒音の発生機構を図示する。翼のトレーリングエッジ騒音は、翼の境界層で T-S 波動が成長し、翼後縁付近で音源を形成して音波を放射し、その音波が上流側で受容されて再び T-S 波動を励起することによって維持される。翼のトレーリングエッジ騒音で重要なことは、層流境界層中での周波数選択的な T-S 波動の成長が狭帯域音の周波数を決定しているものの、T-S 波動の振幅の成長にはあまり寄与せず、翼後縁付近の逆圧力勾配で発達する剥離泡による急激な増幅によって、空力音の発生に必要な振幅を得ている点である。したがって、圧力勾配のない平板境界層の粗度から空力音が発生するためには、非常に長い層流域が確保されるか、または粗度の直前に強い逆圧力勾配区間（剥離泡）が形成されることが条件となる。

1.5 本研究の目的と論文の構成

本研究の目的は、層流境界層中の粗度（突起）から発生する空力音の発生機構とその発生条件を明らかにするとともに、音の抑制制御を行うために必要な知見を得ることを目的としている。前述したように、空力音の研究は、先駆的な音響アナロジーの研究以来、様々

な取り組みが行われてきた。近年では、計算機の能力向上にともない、直接数値シミュレーションやラージエディシミュレーションによって、流れ場と音場を一緒に解析する研究が可能になってきている。しかしながら、本研究が対象とする 10^6 オーダーの高レイノルズ数の流れでは、数値シミュレーションによる模擬はまだ困難であり、実験観察に頼らざるを得ない。そこで、本研究では、低乱低騒音風洞を用いて、高レイノルズ数まで層流境界層を維持し、境界層表面の孤立粗度（突起）からの空力音の発生機構を詳細に調べている。

本論文は、本章を含め全6章で構成される。第2章は、実験に用いた低乱低騒音風洞の特性、熱線流速計による速度変動計測、スモークワイヤ法による流れ場観察、精密騒音計による音圧計測について詳細に説明する。第3章では、層流境界層中の二次元突起から発生する空力音の発生機構とその発生条件を実験的に調べている。第4章では、フィードバック機構の構成要素である境界層の受容性（T-S波の励起）を微小高さの孤立粗度により人為的に制御することにより、発生する狭帯域音が変化する様子を調べている。第5章では、突起が主流方向に対してスパン方向に傾いている場合に、発生する狭帯域音がどのように変化するかを調べている。第6章は、第3章から5章までの主要な結果をまとめ、本論文の成果を総括している。

参考文献

- [1] ICAO. *Environmental Report 2013 – Aviation and Climate Change*, ICAO.
- [2] M. J. Lighthill, “On sound generated aerodynamically. Part I: General theory,” *Proceedings of the Royal Society of London*, **A211**, 564 (1952).
- [3] 藤田肇, 「二次元物体から放射されるエオルス音の特性」, *数理形跡研究所講究録*, **1697**, 16 (2010).
- [4] G. Warwick, “Regional Silencer,” *AVIATION WEEK & SPACE TECHNOLOGY* Sep. 22, 2014.

- [5] L. C. Choi, & J. Higgins, "Reduction of Airframe Noise from Landing Gear," *Air & Space Europe*, **2**(6), 53 (2000).
- [6] M. S. Howe, "Noise produced by a sawtooth trailing edge," *J. Acoust. Soc. Am.*, **90**(1), 482 (1991).
- [7] S. Grundmann, and C. Tropea, "Experimental Damping of Boundary Layer Oscillations Using DBD Plasma Actuators," *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, **30**, 394 (2009).
- [8] A. Inasawa, C. Ninomiya, and M. Asai, "Suppression of tonal trailing-edge noise from an airfoil using a plasma actuator," *AIAA J.* **51**(7), 1695 (2013).
- [9] P. Bradshaw & F. Y. F. Wong, "The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer," *J. Fluid Mech.* **52**, part 1, 113 (1972).
- [10] T. M. Farabee & P. J. Zoccola, "Experimental evaluation of noise due to flow over surface steps," *Proceedings of the ASME International Mechanical Engineering Congress Exposition 1998*, **25**, pp. 95-102.
- [11] M. Ji and M. Wang, "Sound generation by turbulent boundary-layer flow over small steps," *J. Fluid Mech.* **654**, 161 (2010).
- [12] M. Fujino, Y. Yoshizaki, and Y. Kawamura, "Natural-Laminar Flow Airfoil Development for a Lightweight Business Jet," *J. Aircraft*, **40**(4), 609 (2003).
- [13] M. Fujino, "Design and Development of the HondaJet," *J. Aircraft*, **42**(3), 755 (2005).
- [14] X. Wu and L. W. Hogg, "Acoustic radiation of Tollmien-Schlichting waves as they undergo rapid distortion," *J. Fluid Mech.* **550**, 307 (2006).
- [15] O. Reynolds. "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water in parallel channels shall be direct or sinuous and of the law of resistance in parallel channels," *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, **174**, 935 (1883).

- [16] Rayleigh Lord, "On the motion of solid bodies through viscous liquids. *Phil. Mag.*," 21, 697(1911).
- [17] W. Tollmien, "Über die entstehung der turbulenz. *Nachr. Ges. Wiss. Gottingen*," 21 (1929).
(English translation : NACA TM 609, 1931).
- [18] H. Schlichting, "Zur entstehung der turbulenz bei der plattenstromung. *Nachr. Ges. Wiss. Gottingen*," 181 (1933).
- [19] G. B. Schubauer and H. K. Skramstad, "Laminar-boundary-layer oscillations and Stability of Laminar Flow," *J. Aeronautical Sciences*, **14**(2), 69 (1947).
- [20] W. S. Saric, and A. H. Nayfeh, "Nonparallel stability of boundary-layer flows," *Phys. Fluids* **18**, 945 (1975).
- [21] M. Gaster, "On the effects of boundary-layer growth on flow stability," *J. Fluid Mech.*, **66**, part 3, 465 (1974).
- [22] H. Fasel and U. Konzelmann, "Non-parallel stability of a flat-plate boundary layer using the complete Navier-Stokes equations," *J. Fluid Mech.* **221**, 311 (1990).
- [23] F.P. Bertolotti, Th. Herbert and P. R. Spalart, "Linear and nonlinear stability of the Blasius boundary layer," *J. Fluid Mech.* **242**, 411(1992).
- [24] Th. Herbert, *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids* (ed. T. Tatsumi), (North-Holland, 1984), pp. 53-58.
- [25] Th. Herbert, "Secondary instability in boundary layers," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **20**, 487 (1988).
- [26] W.S. Saric and A.S.W. Thomas, In *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids* (ed. T. Tatsumi), pp. 117-122. North-Holland.

- [27] Yu. S. Kachanov and V.Ya. Levchenko, “The resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer,” *J. Fluid Mech.* **138**, 209 (1984).
- [28] P.S. Klebanoff, K. D. Tidstrom, and L.M. Sargent, “The three-dimensional nature of boundary layer instability,” *J. Fluid Mech.*, **12**, 1(1962).
- [29] L.S.G. Kovaszny, H. Komoda and B.R. Vasudeva, “Detailed flow-field in transition,” *Proc. 1962 Heat Transfer and Fluid Mech. Institute*, (Stanford University, 1962), pp. 1-26.
- [30] F.R. Hama and J. Nutant, “Detailed flow-field observations in the transition process in a thick boundary layer,” *Proc. 1963 Heat Transfer and Fluid Mech. Institute*, (Stanford University, 1963), pp. 77-93.
- [31] M. Nishioka, M. Asai & S. Iida, “Wall phenomena in the final stage of transition to turbulence,” *Transition and Turbulence* (ed. R.E. Meyer), (Academic Press, 1981), pp. 113- 126.
- [32] M. Nishioka., M. Asai and S. Iida, *Laminar-Turbulent Transition* (eds. R. Eppler and H. Fasel), (Springer, 1980), pp. 113-126.
- [33] M. Nishioka and M. Asai, “Evolution of Tollmien-Schlichting waves into wall turbulence,” *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids* (ed. T. Tatsumi), (North-Holland, 1984), pp. 87-92.
- [34] N.D. Sandham and L. Kleiser, “The late stages of transition to turbulence in channel flow,” *J. Fluid Mech.* **245**, 319 (1992).
- [35] U. Rist and H. Fasel, “Direct numerical simulation of controlled transition in a flat-plate boundary layer,” *J. Fluid Mech.* **298**, 211(1995).
- [36] M.V. Morkovin and E. Reshotko, *Laminar-Turbulent Transition* (eds. D. Arnal and R. Michel), (Springer, 1990) pp.3-39.

- [37] M. Matsubara, and P. H. Alfredsson, “Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence,” *J. Fluid Mech.* **430**, 149 (2001).
- [38] M. Asai, Y. Konishi, Y. Oizumi and M. Nishioka, “Growth and breakdown of low-speed streaks leading to wall turbulence,” *J. Fluid Mech.* **586**, 371 (2007).
- [39] M. V. Morkovin, “The many faces of transition,” *Viscous Drag Reduction* (ed. C. S. Wells). (Plenum Press, 1969), pp.1-31.
- [40] M. E. Goldstein, “The evolution of Tollmien-Schlichting waves near a leading edge,” *J. Fluid Mech.* **127**, 59 (1972).
- [41] M. E. Goldstein, and L. S. Hultgren, “Boundary-layer receptivity to long-wave free-stream disturbances,” *Annu. Rev. Fluid Mech.* **21**, 137 (1989).
- [42] O. Haddad and T. C. Corke, “Boundary-layer receptivity to freestream sound on parabolic bodies,” *J. Fluid Mech.* **368**, 1 (1998).
- [43] D. Fuciarelli, H. Reed, and I. Lytle, “Direct numerical simulation of leading-edge receptivity to sound,” *AIAA J.* **38**, 7, 1159 (2000).
- [44] E. Erturk and T. C. Corke, “Boundary layer leading-edge receptivity to sound at incidence angles,” *J. Fluid Mech.* **444**, 383 (2001).
- [45] J. B. V. Wanderley and T. C. Corke, “Boundary layer receptivity to free-stream sound on elliptic leading edges of flat plates,” *J. Fluid Mech.* **429**, 1 (2001).
- [46] W. S. Saric, H. L. Reed, and E. J. Kershen, “Boundary-layer receptivity to freestream disturbances,” *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34**, 291 (2002).
- [47] N. Curle, “The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound,” *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A231**, 505 (1955).
- [48] X. Wu and L. W. Hogg, “Acoustic radiation of Tollmien–Schlichting waves as they undergo

- rapid distortion,” *J. Fluid Mech.* **550**, 307 (2006).
- [49] A. Powell, “On the Edgetone,” *J. Acoust. Soc. Am.* **33**, 4, 395 (1961).
- [50] J. E. Rossiter, “Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds,” R. & M. 3438, British A. R. C. (1966).
- [51] R. W. Paterson, P. G. Vogt, M. R. Fink, and C. Munch, “Vortex noise of isolated airfoils,” *J. Aircraft* **10**(5), 296 (1973).
- [52] H. Arbey and J. Bataille, “Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow,” *J. Fluid Mech.* **134**, 33 (1983).
- [53] E. C. Nash, M. V. Lowson, A. McAlpine, “Boundary-layer instability noise on aerofoils,” *J. Fluid Mech.* **382**, 27 (1999).
- [54] G. Desquesnes, M. Terracol and P. Sagaut, “Numerical investigation of the tone noise mechanism over laminar airfoils,” *J. Fluid Mech.* **591**, 155 (2007).

第2章

実験装置および方法

2.1 低乱低騒音風洞

本実験は、開放型の測定部を有する連続循環式の低乱低騒音風洞で行われた。図 2.1 に本風洞の概要図を示す。吸込み口より下流および整流胴より上流の風洞の流路壁面は、穴の開いた鉄板で整形されており、その外側には吸音材としてグラスウールが挿入されている。軸流ファンは、直流 45 kW の出力の電動機によって駆動される。200 mm の厚みを有するスプリッタ型の消音板は、軸流ファンから発生する騒音が流れの中を直接伝搬するのを低減するために、軸流ファンの上流と下流の両方に設置されている。拡大部を通過して遅くなった流れは、断面が 1800 mm×1800 mm の整流胴に設置された 6 枚の金網と 1 枚のハニカムで整流された後、下流にある縮流部へと導かれる。500 mm×500 mm の正方形断面のノズル出口との縮流面積比は 13 である。測定部は、ノズル出口から主流方向に 1.5 m 確保されており、全長 4.8 m、全幅 3.6 m、全高 3.3 m の無響室内に位置している。無響温室の壁面、天井および床には、測定部から発生した音の反射を抑えるため、グラスウール製の吸音材が敷き詰められている。測定部を通過した流れは、断面が 920 mm×920 mm の吸込み口に入り回収される。吸込み口のすぐ下流側の流路壁には開口部が設けられており、吸込み口内の圧力と計測室の圧力差によって生じる低周期の脈動を抑えている。

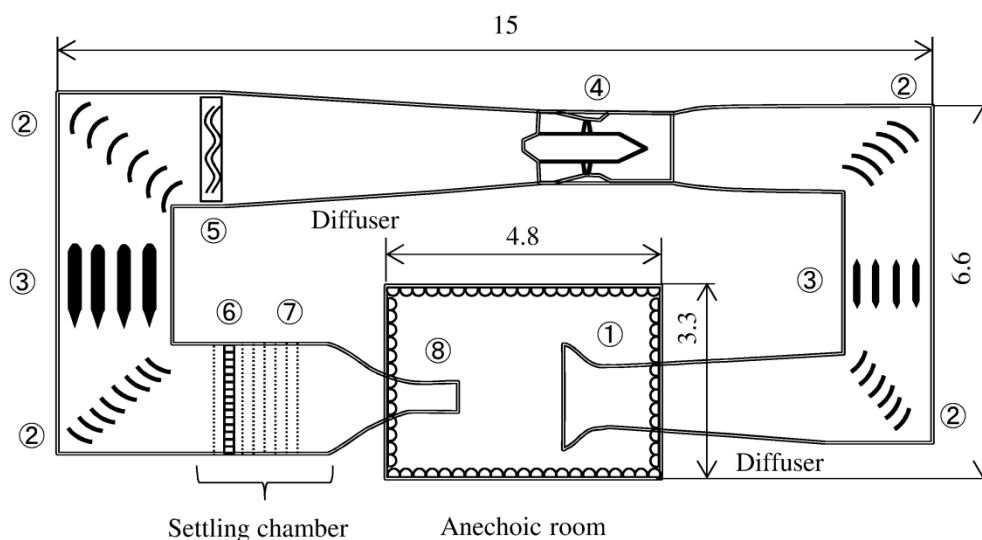


Fig. 2.1. Schematic of Low-turbulence low-noise wind tunnel (dimension in m). ①, Collector; ②, Corner vane; ③, Silencer ④, Axial fan; ⑤, Heat exchanger; ⑥, Honeycomb; ⑦, Mesh; ⑧, Nozzle.

図 2.2 は、 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ および 50 m/s の流速における主流乱れのスペクトルを示している。一様流中の乱れは、主に 100 Hz 以下の低周波成分であり、その中の $10 \text{ Hz} \sim 30 \text{ Hz}$ 付近に見られるピークは、測定部の上流側の消音板の後流変動によるものである。ノズル出口における主流の乱れ強さ ($5 \text{ Hz} \sim 1 \text{ kHz}$) は、 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ で一様流の約 0.08% 、 $U_\infty = 50 \text{ m/s}$ では約 0.05% である。気流の一様性は、ノズル出口の $400 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$ の正方形断面内で $\pm 0.5\%$ 以下である。図 2.3 は、 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ および 50 m/s の流速におけるノズル出口から主流方向に 500 mm 下流の位置でノズル内壁から 1000 mm 離れた場所で計測した暗騒音レベルのスペクトルを示す。両流速ともに 100 Hz 以上の周波数範囲の音圧のスペクトル上には目立ったピークは確認されない。暗騒音レベルの SPL のオーバーオール値は、 $U_\infty = 50 \text{ m/s}$ 以下で 65 dB(A) 以下である。なお、本風洞には、風洞運転中の主流温度を設定温度の $\pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ 以内に調整するために熱交換器が流路に設置されているため、回流式風洞特有の運転中の温度上昇を防ぐことができる。

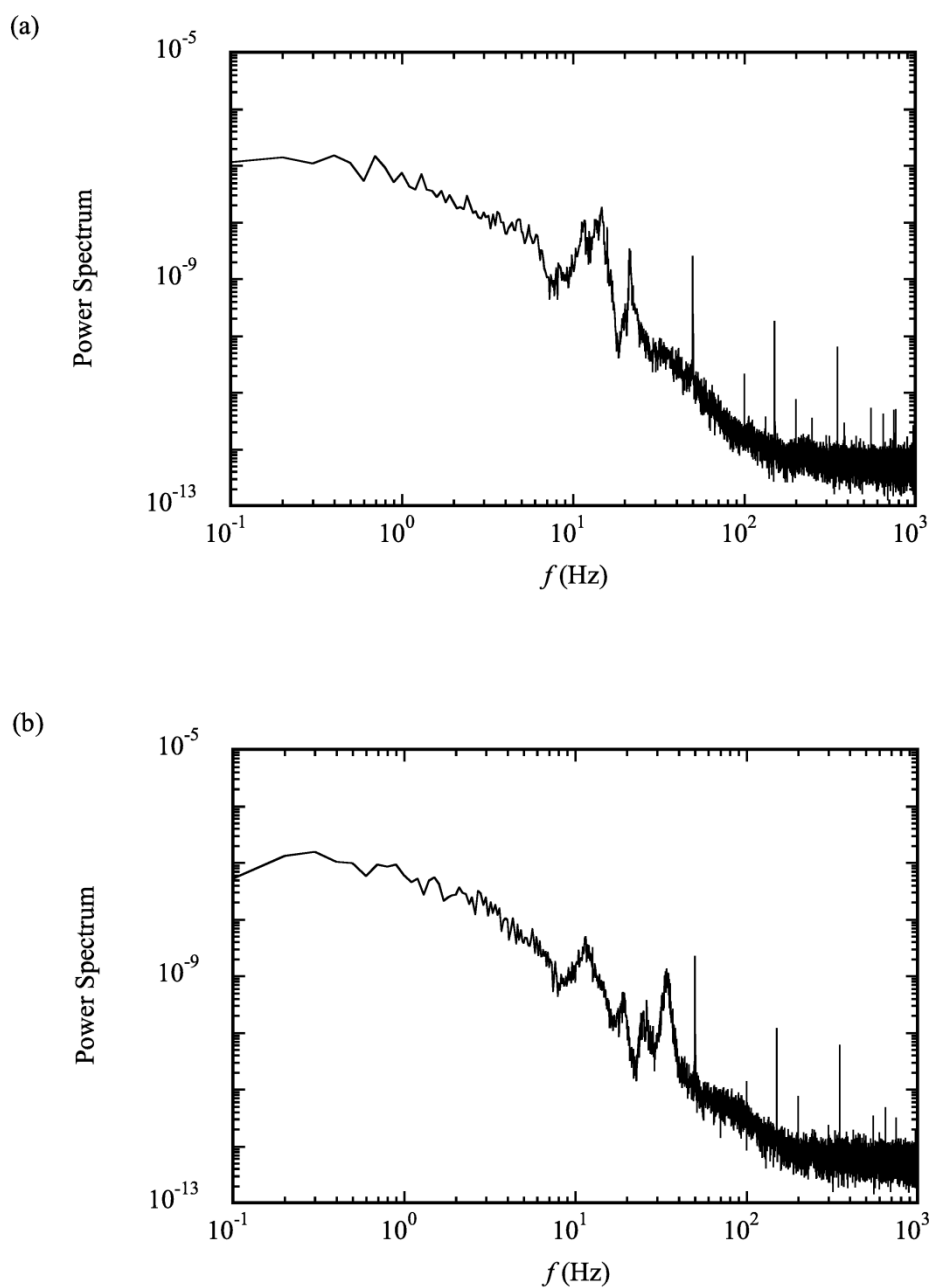


Fig. 2.2. Free-stream turbulence in (a) at $U_\infty = 30$ m/s and in (b) 50 m/s.

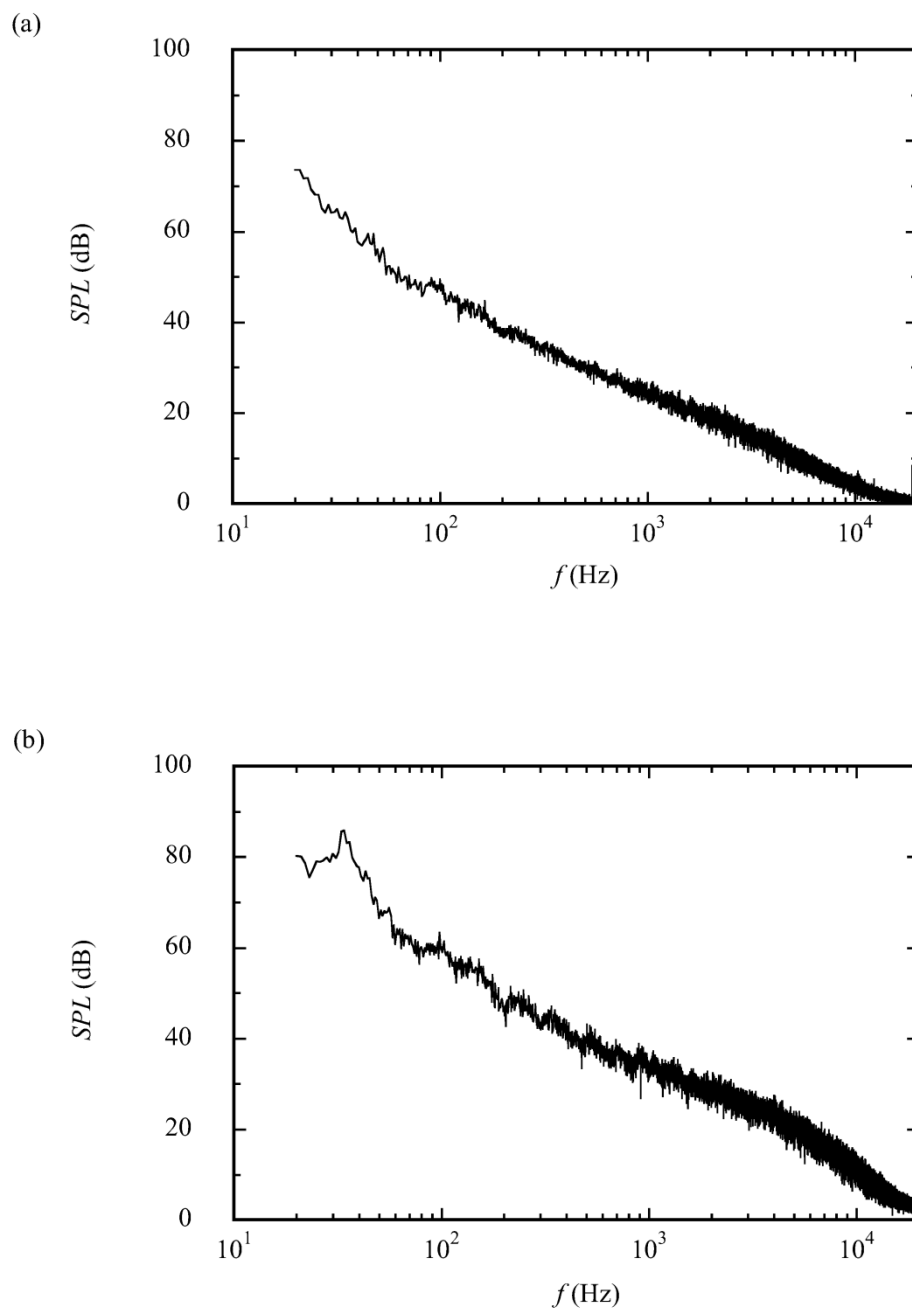


Fig. 2.3. Background noise in (a) at $U_\infty = 30$ m/s and in (b) 50 m/s.

2.2 境界層板

境界層板は、長さ 1000 mm、幅 495 mm、厚さ 5 mm の真鍮製で、前縁のすぐ下流からブラジウス境界層が発達するように、境界層板の前縁は図 2.4 に示すような先鋭的な形状に加工してある。境界層板の後縁は、境界層板の後流の周期的な渦放出によって発生する空力音を防ぐため、下面側（計測面と反対側）に縦 10 mm、横 10 mm、高さ 5 mm の直方体状の突起をスパン方向に約 10 mm 間隔並べて取り付けられている。境界層板は、測定部の風洞吹き口から 300 mm 下流に前縁が来る位置に、地面に水平になるように設置してある。また、主流の二次元性を確保するため、ノズルの内壁の延長上に長さ 1300 mm、幅 700 mm、厚さ 10 mm の 2 枚の亚克力製側壁板を設置している。ただし、音の計測を正確に行うため、境界層板の上面側と下面側には側壁板は設置していない。境界層板と側壁板はともに測定部を囲うように組まれたアルミ製フレームに固定されている。アルミ製フレームは、計測室の

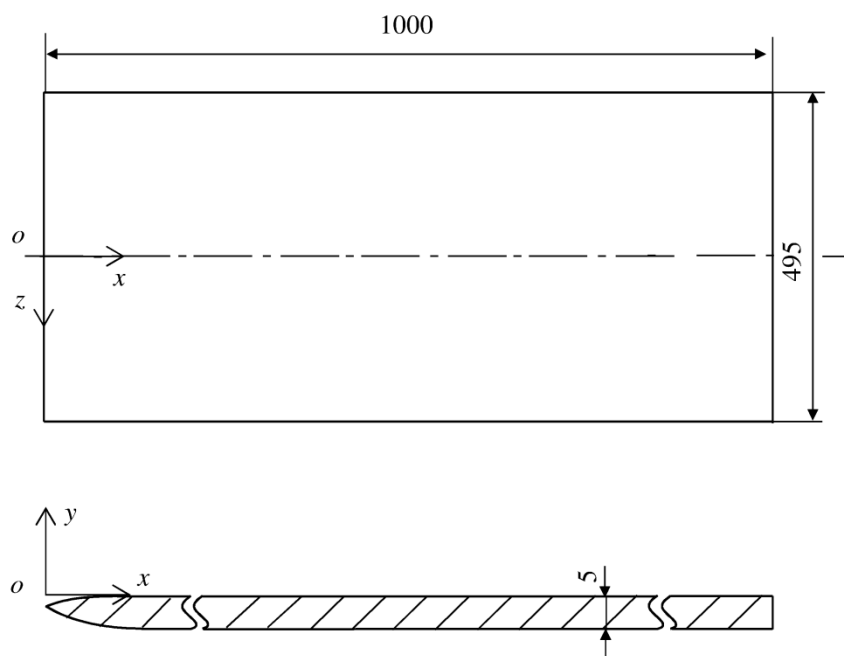


Fig. 2.4. Schematic of Boundary layer plate (dimension in mm).

基礎部分に固定されているため、外部からの振動が境界層板や側壁板に伝達されにくくなるように配慮されている。座標系は、図 2.4 に示すように、境界層板前縁のスパン方向中心位置を原点とし、主流方向に x 軸、高さ方向に y 軸そしてスパン方向に z 軸を定義した。

2.3 データ計測

2.3.1 熱線流速計

主流方向の平均速度 U と変動速度 u を計測するため、100 kHz までの周波数応答性能を有した定温度熱線流速計 (Dantec 社 StreamWare) を用いた。熱線 (5 μm の直径のタングステンワイヤ) の受感部の長さは 1 mm である。熱線流速計の校正には、参照する各速度で得られた電圧値を最小自乗近似して得られる四次の多項式を用いて行った。流速の参照には、デジタルマノメータ (コスモ計器社 DM-3501) に接続されたピトー管で計測された 10 秒間の平均流速を用いた。熱線プローブは、トラバース機構によって x および y 方向にトラバースすることができる。トラバース装置 (Dantec 社 2-D traversing mechanism) は、 x 方向および y 方向ともに 610 mm の可動範囲を有しており、位置決め精度は 6.25 μm である。熱線プローブの支持部は、側壁板のない境界層板の上面側から挿入している。このため、下流側から 45° の角度で挿入し、主流を通過する部分でカルマン渦の放出による騒音や振動が発生しないように配慮した。熱線流速計で取得したアナログの電圧信号の標本化は、フィルタ (エヌエフ回路設計ブロック社 3625 シリーズ) と 16 bit の A/D 変換器 (NATIONAL INSTRUMENTS 社 NI USB-6251 BNC) を用いた。

図 2.5 は、熱線流速計で得られた電圧信号から流速を得るまでの処理の流れを示している。熱線流速計による計測時間は 10 秒または 20 秒とした。熱線流速計の出力信号は 2 つの信号に分岐され、左側の矢印に対応する信号は、フィルタで 0.5 Hz 以上 5 kHz 以下のバンドパス処理が行われてから AD 変換器に入力される。フィルタでは A/D 変換時の S/N 比

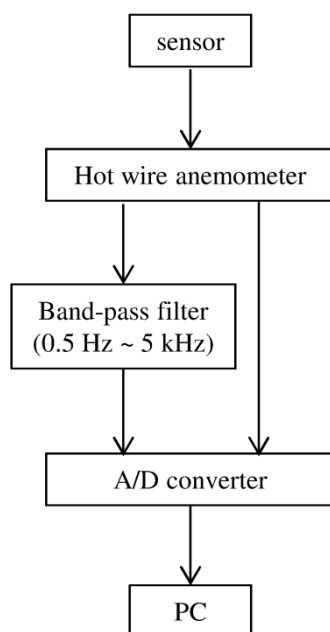


Fig. 2.5. Processing flow for velocity measurement using Hot-wire anemometer.

を向上させるため、アンプ機能により信号の増幅も同時に行っている。右側の矢印に対応する信号は、直接 AD 変換器に入力される。AD 変換器のサンプリング周波数は 2 kHz であり、エイリアシング周波数以上に設定している。AD 変換器でサンプリングされた信号は PC で保存される。PC では、左側の矢印に対応する信号よりアンプ機能で増幅された倍率分を割り戻し、0.5 Hz ~ 5 kHz の周波数成分に対応する変動分の電圧信号を得る。右側の矢印に対応する信号からは、時間平均処理により平均電圧値を得る。この 2 つの信号をソフトウェア上で足し合わせた後、校正式を用いて速度に変換する。

2.3.2 スモークワイヤ

境界層板上に貼付した突起の直前の剥離領域の流れを可視化するため、スモークワイヤ法による流れの可視化を行った。スモークワイヤには、直径 0.05 mm のタングステン線 3 本を三つ編にしたものを用いた。光源には、波長 532 nm の連続光を照射するレーザーダイオ

ード励起固体レーザー (OMICRON 社 FKLA-5000e) を用い、シリンドリカルレンズでレーザー光をシート状にしている。撮影には、高速度カメラ (Photron 社 FASTCAM SA1.1) を用いた。可視化撮影は、気流を発生させる前にスモークワイヤにフォグ液を塗布しておき、設定流速に達した後にスモークワイヤに直流の電圧を印加することによって煙を発生させ、電源の印加する時刻と同期を取った高速度カメラによって撮影を行った。本実験の撮影解像度は、 1024×512 pixel であり 5000 fps のフレームレートで撮影した。撮影は x - y 断面および x - z 断面に対して行った。 x - y 断面の可視化では、光源を境界層板上方のアルミフレームに固定し、高速度カメラをアクリル製の側壁板の外側に設置して側壁板を通して撮影した。また、 x - z 断面の撮影の場合は、光源と高速度カメラの位置を x - y 断面の撮影の場合と逆の配置にして行った。

2.3.3 マイクロフォン

空力音の計測には、1/2 インチ電石コンデンサマイクロフォン (RION 社 NL-31 および同 NL-52) を用いた。マイクロフォンの測定可能な周波数範囲は、20 Hz から 20 kHz の全可聴域に対応している。計測時の出力信号の周波数重み特性は Z 特性 (平坦特性) であり、必要に応じて後処理で A 特性への変換を行った。空力音の計測は、測定部の周囲に設置したアルミフレームにマイクロフォンを固定して行った。音響遠方場での計測を行うため、マイクロフォンと音源の距離は、常に計測対象としている音の波長の 1.5 倍以上離れるように設定した。また、風洞ノズル壁面延長上の混合層を通過する際に音波が回折することを考慮し、指向性確認の計測でマイクロフォンを移動させる場合は、音源と成す角度が音波の回折角度の限界[1]を超えない範囲内で行った。マイクロフォンで得られた電圧信号は、A/D 変換器 (NATIONAL INSTRUMENTS 社 NI USB-6251 BNC) で標本化処理された後 PC に保存される。微弱な音を計測する場合のみ、熱線流速計で使用したのと同じフィルタを用

いて 20 kHz 以下のローパスフィルタを通し, S/N 比の向上のためにアンプ機能による信号の増幅を行った.

参考文献

[1] T. J. Mueller (Ed.). *Aeroacoustic Measurement*, pp. 34-38 Springer, 2001.

第3章

層流境界層中の突起から生じる空力音

3.1 緒言

剛体からの渦放出は、渦と剛体表面との相互作用を通じて空力音を発生させる。鈍体の後流では、絶対的に不安定な後流[1]～[3]が、全体不安定性によって自励維持的に振動する機構がある場合、揚力変動を引き起こす周期的な渦放出が誘起されることで、音響アナロジーに基づいた二重極音源が作り出される[4], [5]。一方、翼面状の境界層のように流線型をした形状の層流境界層または遷移過程の境界層では、境界層の不安定性は移流不安定性を有しており、空力音が発生するためには、強い渦度の中で自励的な成長を引き起こすフィードバック機構を必要とする。例えば、低レイノルズ数 (10^6 以下) の翼面上の境界層では、不安定波の励起、不安定波の成長、空力音の放射から構成される音響フィードバック機構が成立し、翼の後縁は狭帯域音の音源として機能する[6]～[12]。しかし、レイノルズ数が高い場合、境界層は後縁に到達する前に遷移してしまうため、狭帯域音は発生しなくなる[13], [14]。このような場合、遷移点より上流にある粗度の存在は、音響フィードバック機構にとって重要な役割を担う。Wu と Hogg[15]は、圧力勾配のない境界層中の粗度が音響フィードバック機構の中で果たす役割を明らかにするとともに、トレーリングエッジ騒音の発生機構との類似性について報告している。

翼のトレーリングエッジ騒音の存在は古くから知られていたが、それが狭帯域音の特徴を示すことを最初に確認したのは Paterson ら[6]である。Tam[7]は、音波の伝播、境界層での攪乱の発達そして後流での音の発生の三要素によって構成される空力音の自励機構から音響フィードバック機構が成立していることを示した。また、Fink[8]は成長する不安定波の周波数を予測するために、実験結果と圧力勾配のない層流境界層を仮定した線形安定性

理論との比較を行い、翼の正圧面側の層流境界層の不安定性が空力音の周波数を決定していることを明らかにした。これら研究成果により、翼のトレーリングエッジ騒音の発生機構が明らかになったが、その後、計測機器や数値計算技術の発達に従い、さらに詳細な調査が行われている。Arbey と Bataille[9]は、スペクトル解析の手法により、実験的にNACA0012翼型のトレーリングエッジ騒音を調査し、Tam や Fink によって示された音響フィードバック機構をより詳しく解説している。Nash[10]らは NACA0012 翼型の音の発生機構について実験を行い、不連続音の周波数が McAlpine[11]によって予測された圧力勾配のある境界層で最も増幅する不安定波の周波数とよく一致することを示した。Desquesnes[12]らは、直接数値シミュレーションによって、過去の実験的研究で確かめられている知見を確認するとともに、翼の正圧面側と負圧面側の両方で生じる音響フィードバック機構の相互作用によって、音の振幅変調が起きる仕組みを説明した。これらの成果により、翼のトレーリングエッジ騒音の発生機構は明らかになってきているが、さらに近年、音響フィードバック機構の仕組みを利用した騒音の抑制や制御に対する研究も盛んに行われている。Inasawa[16]らは、プラズマアクチュエータを用いて、下流側の境界層の平均速度分布を変化させ不安定波の成長を抑制することによって、狭帯域音の発生を顕著に抑制した。

一方、圧力勾配のない十分に長い境界層板の場合、翼のトレーリングエッジ騒音と同様のフィードバック機構が境界層の層流領域の前進ステップ、後退ステップまたは表面の孤立粗度によって生じる。Wu と Hogg[15]は、亜音速流れの高レイノルズ数条件における、T-S波動と孤立粗度の干渉によって放射される空力音についてトリプルデッキ理論を用いた解析を行った。さらに、下流の音源からの音響攪乱に対する境界層板前縁での受容性[17]~[19]、T-S波動の成長および孤立表面粗度におけるT-S波動の分散による音の発生から構成されるフィードバックループについて説明している。また、粗度付近に生じる音源が上流と下流側への指向性を有しており、マッハ数が増加しても上流への強い指向性が維持されることを示した。ここで、受容係数は、音波攪乱の振幅に対する前縁領域でのT-S波動の初期振幅

との比で定義する場合は1のオーダーであるが、中立安定曲線の第一分枝におけるT-S波動の振幅との比で定義する場合は0.05未満にまで低下する。これらについては、Fuciarelli[20]ら、ErturkとCorke[21]およびSaric[22]らの報告が詳しい。これゆえ、上流へ伝播した音波によって励起されたT-S波動は、孤立粗度による受容性のように、効率的な受容機構が存在しない限り強くならない[23]。Wu[24]は、主流方向に遠く離れた2つの粗度間の音響カップリングを理論的に調査し、下流側の粗度でT-S波動の分散によって生じた音波が上流へ伝播し、上流の粗度の受容性によってT-S波動を再生成するフィードバックループを説明した。

しかしながら、T-S波動の分散によって放射される音は、翼後縁近傍で起きるような逆圧力勾配によるT-S波動の振幅の急増幅が起きない限り強くはならない。また、圧力勾配がないまたは弱い境界層では、T-S波動の振幅が二次不安定性[25]、[26]のしきい値（主流方向の速度変動の1%程度）を超える場合、壁乱流へ波の崩壊を引き起こす三次元成長が生じる。これゆえ、実際の流れ場の条件において、どのように層流境界層中の孤立粗度によって空力音が発生するのかについては明確になっていない。このような微弱な攪乱を取り扱う実験を実施するためには、低乱性能と低騒音性能を両立させた実験環境が必要である。

本章では、空力音とカップリングしたT-S波動の自励的発生を引き起こす音響フィードバック機構をよく理解するため、低乱低騒音風洞を用いて $M_\infty = 0.17$ 以下の低マッハ数の圧力勾配のない境界層中の二次元突起から発生する空力音が調べられた。特に音の発生条件がどのように突起高さに依存しているか、そして音の周波数がどのように決定されるのかに焦点を当てて調べている。

3.2 実験装置および方法

実験は、第2章で説明した低乱低騒音風洞で行われた。試験部の概要を図3.1(a)に示す。試験部には、第2章で説明をした前縁が先鋭な形状の長さ1000 mm、厚み5 mmの境界層板と主流の二次元性を維持するための2枚の亚克力製側壁板が設置されており、音の計測を行うため、境界層板の上方と下方には側壁板を設けず開放されている。図3.1(b)に示すように、二次元突起は、スパン方向に一樣な長方形断面を有した主流方向の長さが20 mmの樹脂製の板であり、境界層板上に流れ方向に直角に接着されている。突起高さは所望の大きさに調整するため、薄い両面テープの積層によって高さの調整を行った。主流方向の距離 x は、境界層板の前縁から測り、高さ方向の距離 y は、境界層板の壁面を基準として測っている。

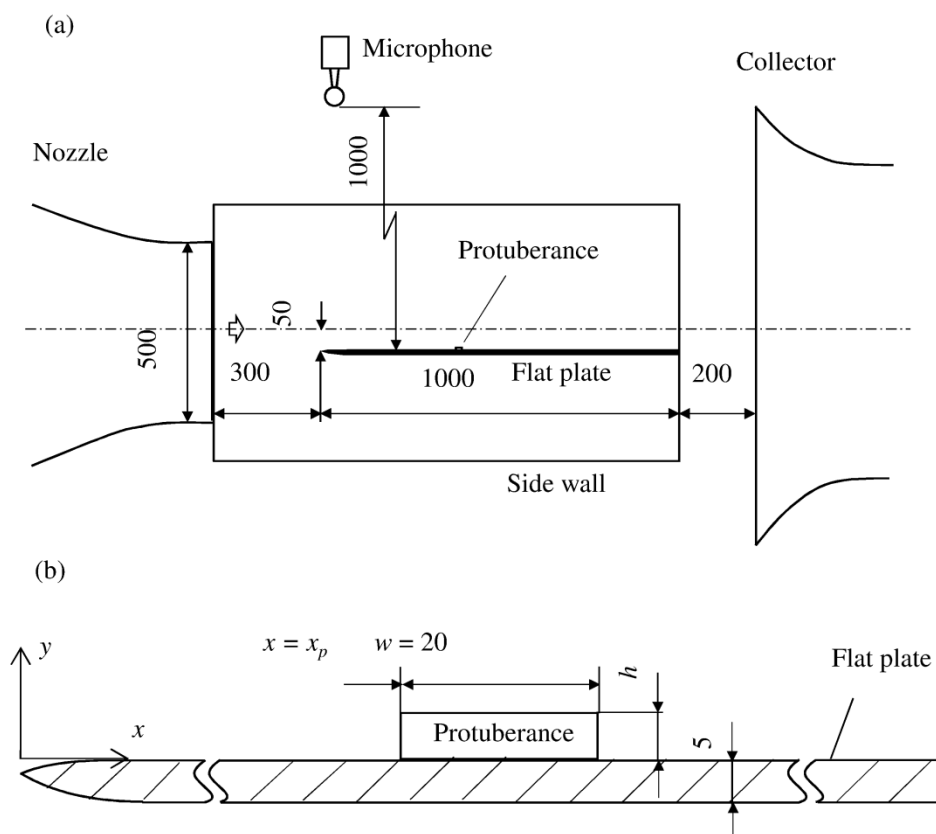


Fig. 3.1. Schematic of (a) the test section and (b) enlarged drawing of the protuberance (dimensions in mm).

本実験では、精密騒音計（RION 社 NL-31）は、平板から 1000 mm 離れた上流側（平板前縁の真上）に設置されている。主流方向の平均速度 U と変動速度 u を計測するため、定温度熱線流速計(Dantec 社 StreamWare)を使用した。精密騒音計と熱線流速計のアナログ出力信号は、16 ビットのアナログデジタル変換の後、パソコンによって保存される。本実験では、境界層の排除厚さ(δ^*)をレイノルズ数 ($R^* = \delta^* U_\infty / \nu$) の定義に用いている。なお、ここで ν は動粘性係数である。スモークワイヤ可視化法は、剥離泡で成長する攪乱と突起の干渉を調べるために用いられた。スモークワイヤは、突起の直前に発達する剥離泡の内部に位置するように設置されており、壁近傍にスパン方向に張られている。剥離泡内部の再循環流れは遅いため、スモークワイヤから放出された煙はある一定時間剥離泡内に留まる。このため、煙によって輪郭が明らかとなった剥離泡の時間的な変化を観察することによって、主流速度が速い条件でも突起周囲の流れ場が変動する様子を可視化することが可能である。スモークワイヤの可視化映像の撮影には、高速度カメラ（Photron 社 FASTCAM SA1.1）を使用した。本実験の撮影解像度は、1024×512 pixel であり 5000 fps のフレームレートで撮影している。

3.3. 結果と考察

3.3.1 境界層の発達

最初に基本となる突起のない平板境界層の発達を調べた。図 3.2(a)は、 $U_\infty = 30$ m/s における $x = 200$ mm, 450 mm そして 600 mm におけるブラジウス流れの分布と比較した主流速度の平均成分 U の y 分布を示す。この速度分布は、理論的なブラジウス流れの分布とよく一致している。図 3.2(b)は、ゼロ圧力勾配の層流境界層の発達を確認するため、 x 位置に対する排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ そして形状係数 $H (= \delta^* / \theta)$ を示している。境界層厚さは、前縁から成長が始まる境界層を仮定したブラジウス流れ、つまり理論的に求めた $\delta^* = 1.7208(\nu x / U_\infty)^{1/2}$ と $\theta = 0.664(\nu x / U_\infty)^{1/2}$ の値とよく一致している。境界層内の平均速度分布によって敏感に変化する形状係数は、計測した範囲全体でブラジウス流れの値(≈ 2.59)とほぼ

一致している。主流乱れは、平板前縁のすぐ上流の位置で、 $U_\infty = 20 \sim 50$ m/s において主流速度 U_∞ の約 0.2% であり、その値はノズル出口から続く混合層の発達によって $x = 500$ mm を超えると 1% のオーダーまで発達する。なお、この主流乱れの条件では、突起なしの平板で

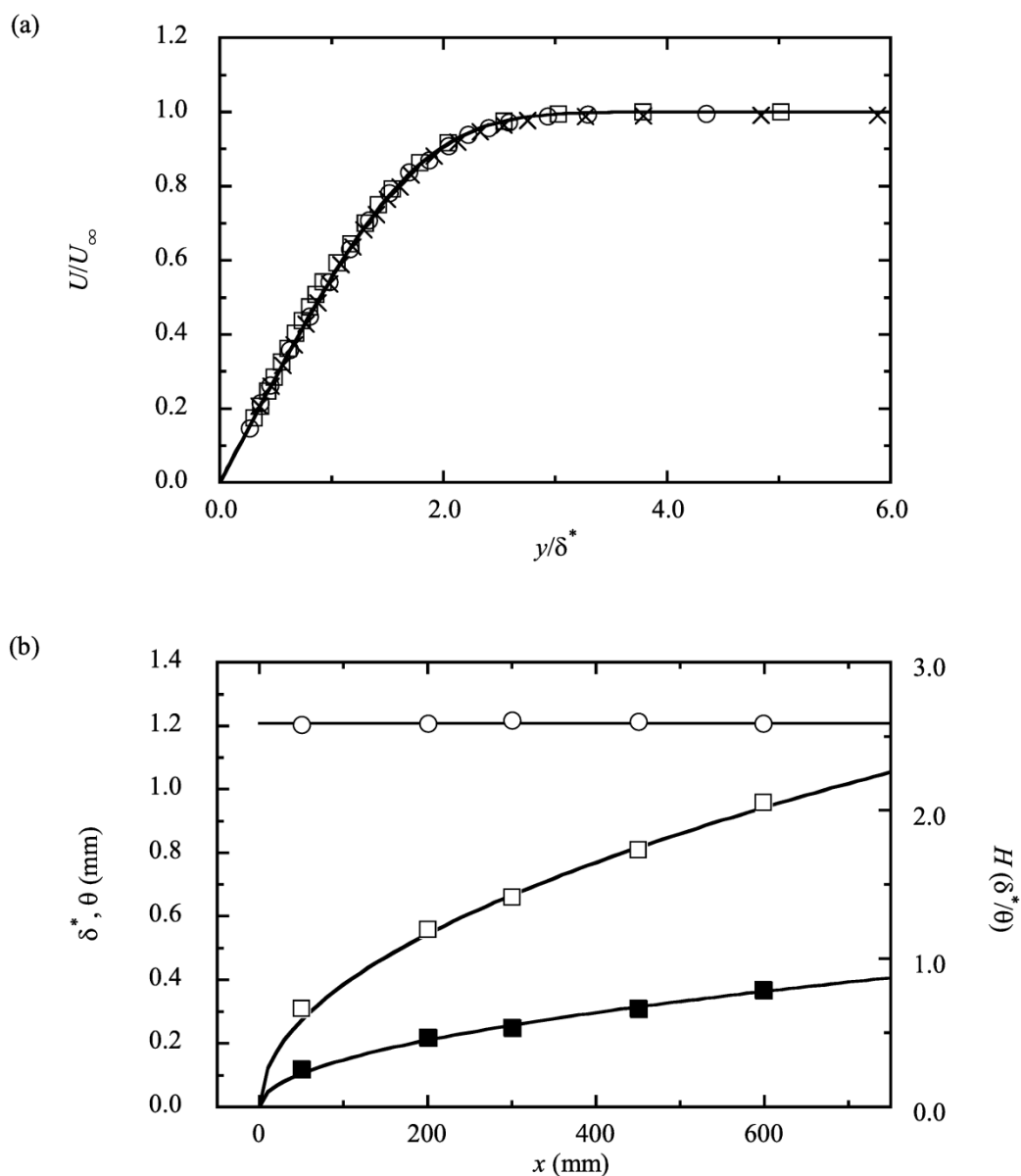


Fig. 3.2. Development of a boundary layer without protuberance at $U_\infty = 30$ m/s. (a) The y -distribution of mean velocity U at $x = 200$ mm (\circ), 450 mm (\square) and 600 mm (\times). (b) Streamwise variations of displacement thickness (\square), momentum thickness (\blacksquare) and shape factor of the boundary layer (\circ). Solid curves represent the corresponding profiles of the Blasius flow.

境界層中の攪乱の成長を調べた結果、乱流遷移は $Re_x (= U_\infty x/\nu) = 2 \times 10^6$ 付近で起きていることを確認している。本実験では、突起を設置する場所での最大のレイノルズ数は $Re_x = 1.8 \times 10^6$ 以下の範囲としたため、突起上流の境界層は層流状態が保たれている。

3.3.2 突起から生じる狭帯域音

平板を設置した状態での風洞の暗騒音は、境界層板の前縁の直上位置で計測された。図 3.3 は、 $U_\infty = 40, 50, 58 \text{ m/s}$ ($M_\infty = 0.12, 0.15, 0.17$) における音圧レベル(SPL)のパワースペクトルを示している。スペクトル解析における帯域幅 Δf は 1 Hz である。暗騒音は可聴域である 20 Hz 以上において、卓越したピーク成分が存在しない連続スペクトルの特徴を示している。なお、本図中の SPL 値は平坦特性によって計測されたものである。

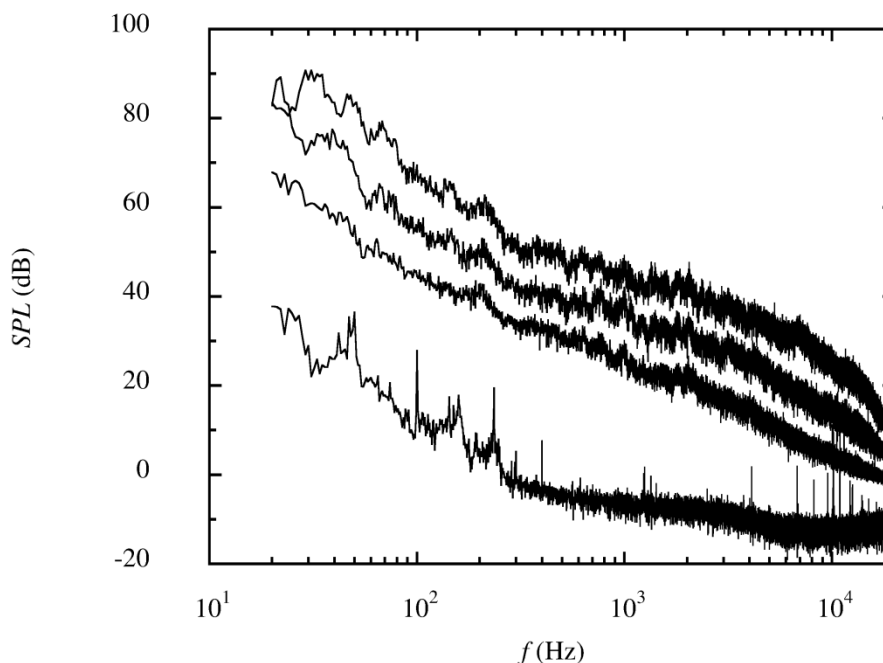


Fig. 3.3. SPL of background noise without a protuberance. From the top to the bottom, $U_\infty = 58 \text{ m/s}$, 50 m/s, 40 m/s and 0 m/s.

図 3.4 (a)~(d)は、 $U_\infty = 50 \text{ m/s}$ の流速で、突起を $x_p = 200 \text{ mm}$ の位置に貼付した時の音圧のパワースペクトルを示している。突起高さは、それぞれ $h/\delta_p^* = 2.64, 2.96, 3.58, 7.26$ であり、境界層の排除厚さ（突起なし条件） δ_p^* は、 $x = x_p$ の位置 ($R_p^* (= U_\infty \delta_p^* / \nu) = 1420$) で 0.42 mm である。図 3.4(b)~(d)より、 $2200 \sim 2800 \text{ Hz}$ の範囲に複数の線スペクトルを確認できる。この狭帯域音の強さは、最も突起高さが低い $h/\delta_p^* = 2.64$ を除いて、暗騒音レベルに対して 20 dB 以上上回っている。後述するが、 $h/\delta_p^* = 3.58$ および 7.26 に確認できる線スペクトル成分が現れる周波数範囲は、T-S 波動の不安定性が生じる周波数領域と対応している。 $h/\delta_p^* = 2.96$ では一本の線スペクトルが卓越しているが、 $h/\delta_p^* = 3.58$ および 7.26 では、側波帯のスペクトルも成長していることが確認できる。

次に、突起高さが音の強さに与える影響を詳細に調査した。図 3.5(a)は、 $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ の流速において、狭帯域音の周波数範囲($1250 \sim 2250 \text{ Hz}$)の SPL を h/δ_p^* に対してプロットした結果を示している。狭帯域音は、突起高さが $h/\delta_p^* = 3.20$ から 3.83 に増加する間で突然発生し始める特徴を示しており、この間で SPL 値は 63 dB から 83 dB へと急増している。なお、突起なしの条件における 100 Hz 以上の周波数領域の SPL 値は約 75 dB であった。さらに突起が高くなり $h/\delta_p^* = 3.83$ を超えると、狭帯域音の成分の SPL 値はほぼ一定となり支配的であり続ける。図 3.5(b)は、 $U_\infty = 50 \text{ m/s}$ の流速の結果を示している。 $U_\infty = 50 \text{ m/s}$ では、SPL 値が $h/\delta_p^* = 2.9$ の 3.5 の間で急増し、 $h/\delta_p^* = 3.5$ を超えると一定の値になる。つまり、図 3.5(a) に示している $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ の結果と比較すると、 $U_\infty = 50 \text{ m/s}$ では狭帯域音が発生するしきい高さがわずかに低くなっている。以上の結果より、本実験の流速範囲では、突起高さが境界層厚さ程度より高くなると、狭帯域音が支配的な騒音になることが明らかとなった。

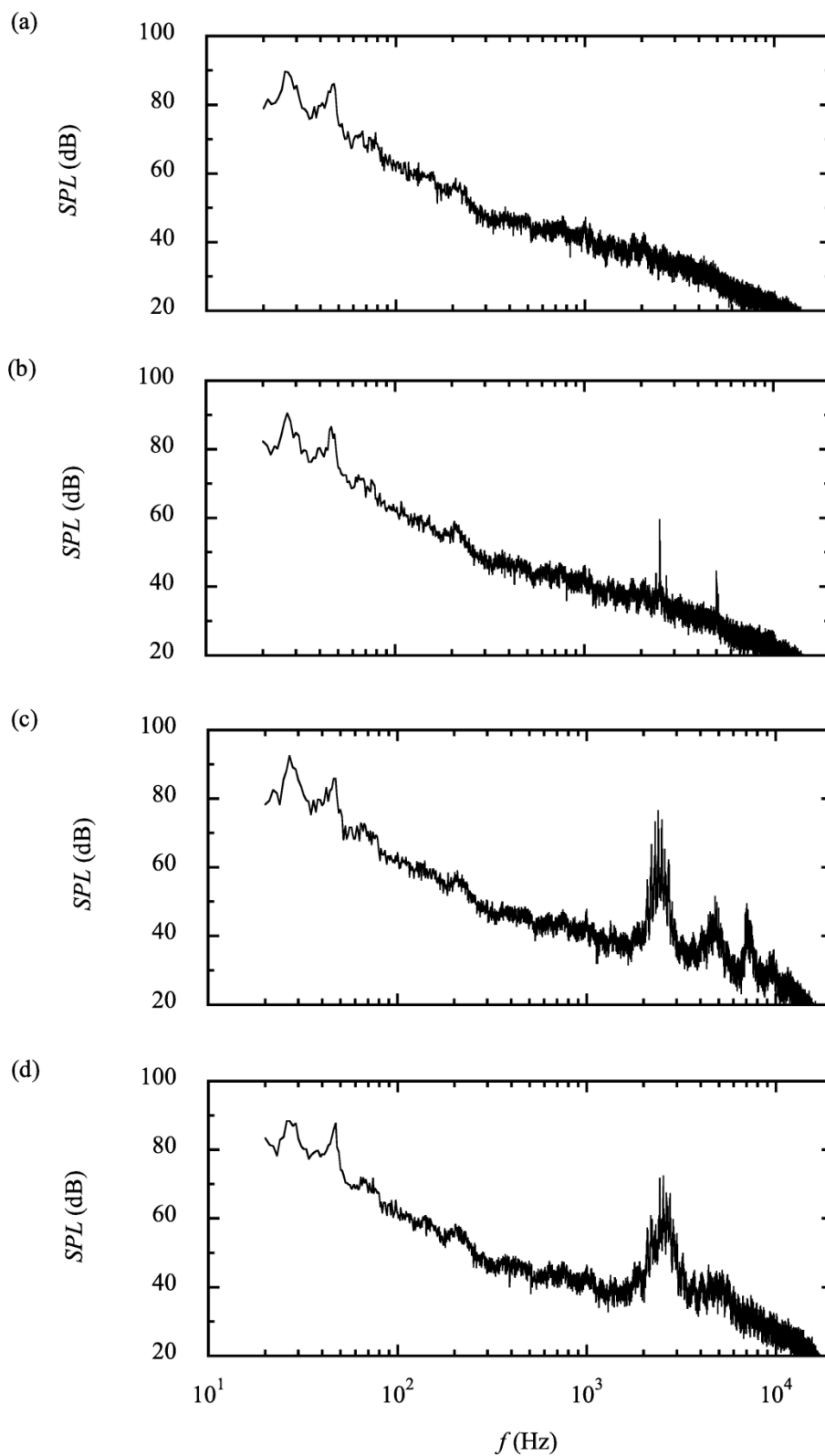


Fig. 3.4. Power spectra of SPL for $h/\delta_p^* =$ (a) 2.64, (b) 2.96, (c) 3.58, (d) 7.26 at $U_\infty = 50$ m/s ($x_p = 200$ mm).

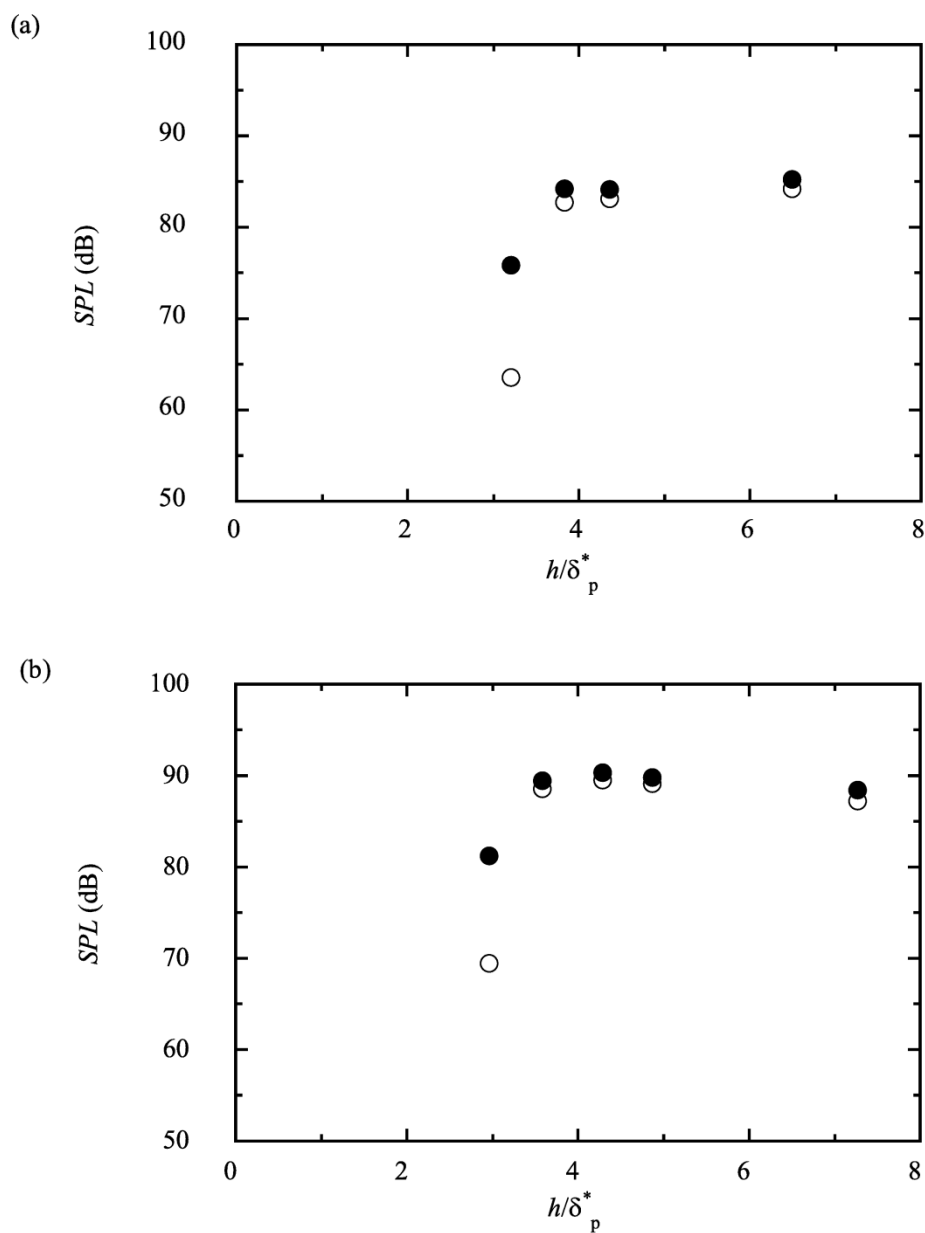


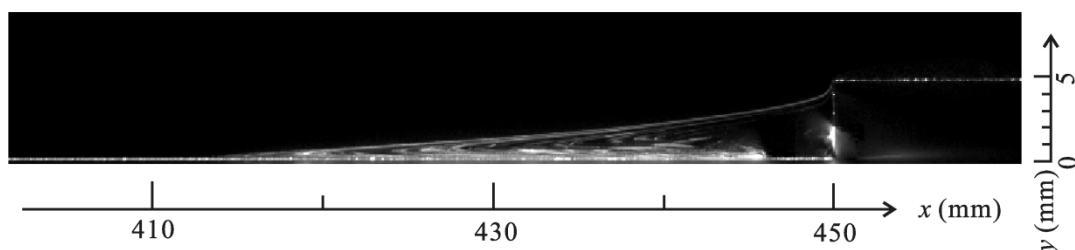
Fig. 3.5. Dependence of SPL on the protuberance height h/δ_p^* . The protuberance is located at $x_p = 200$ mm. (a) $U_\infty = 40$ m/s, (b) 50 m/s. ○, tonal sound frequency components (1250 - 2250 Hz); ●, components over 100Hz.

3.3.3 突起周囲の流れ場

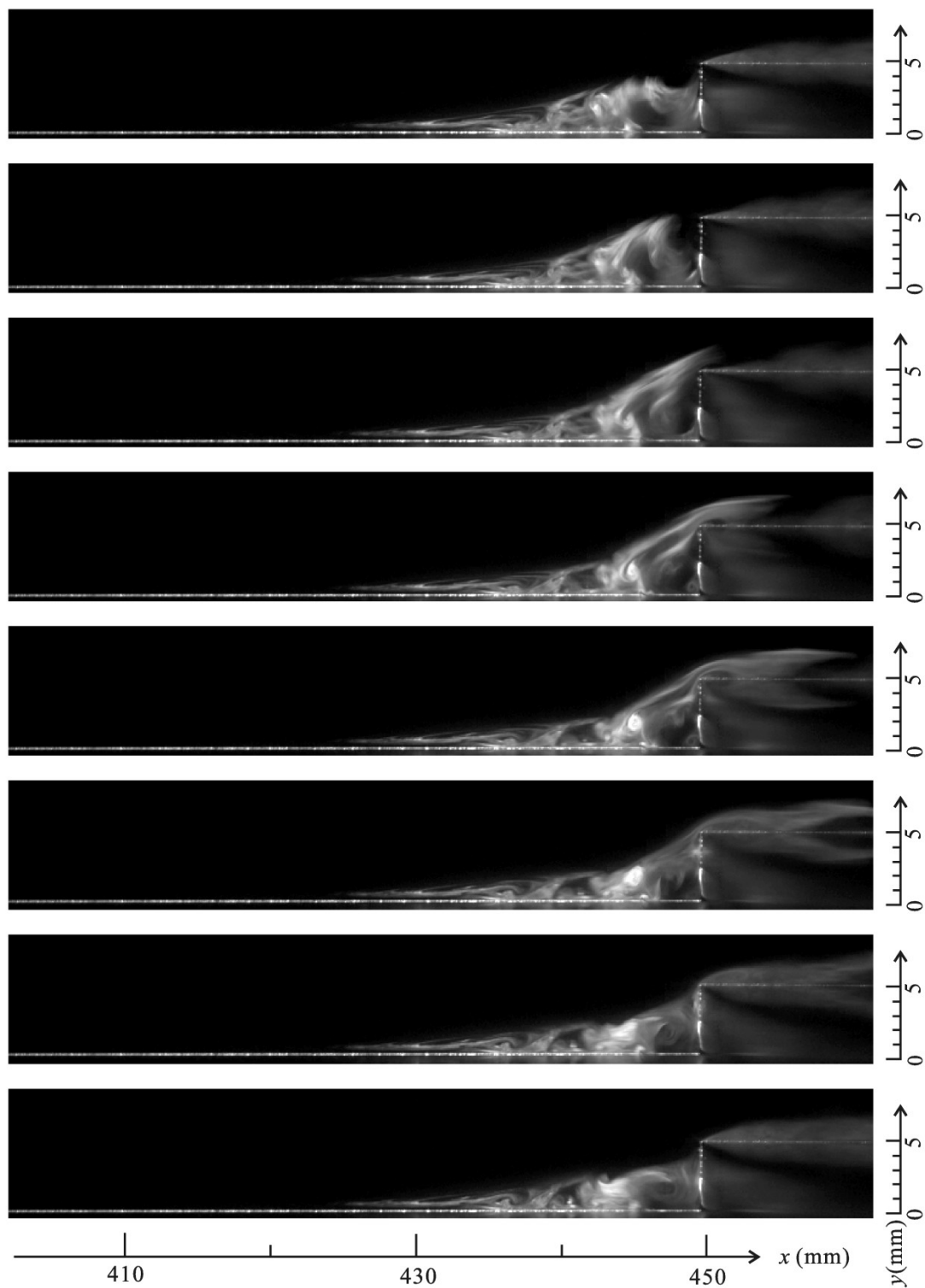
狭帯域音を発生させる攪乱の成長の様子を明らかにするために、 $h = 4.9$ mmの突起回りの速度場を調べた。突起は $x_p = 450$ mmに貼付している。図3.6は、高速度カメラによって撮影

した剥離領域内のスモークワイヤ法による可視化結果を示す。図3.6(b)および(c)は、両図とも上段から下段に向かって0.2 msの時間間隔の連続写真である。スモークワイヤは、突起のすぐ上流 $(x-x_p)/h = -1.0$ の位置の壁面近傍に、突起前縁と平行になるように展張してある。図3.6(a)は、 $U_\infty = 20$ m/sの流速の可視化結果であり、突起の上流に長い剥離泡が発達していることを示している。なお、本条件では、マイクロフォンによる計測において狭帯域音は計測されていない。剥離泡内でスモークワイヤから放出された壁近傍の煙は、剥離泡の再循環流れによって上流へ流され剥離点近くに到達した後、剥離泡の上面に沿って下流側へと移動し、突起前縁付近で下降することによって剥離泡内全体に行きわたっている。一方、流速を増して狭帯域音が卓越する $U_\infty = 25$ m/sになると、図3.6(b)に示すように、突起直前で渦が巻き上がり、すぐに突起前縁と干渉している。さらに流速が速い $U_\infty = 30$ m/sの条件では、図3.6(c)に示すようにスモークワイヤから放出された煙は上流へ移動するが、その大部分は、 $U_\infty = 25$ m/sよりも上流側で巻き上がる渦に取り込まれて下流へと流れ去る。渦のスケールは突起高さと同程度であり、連続写真より渦の移流速度は主流の約30%であることから、渦と突起の干渉は、約700 Hzの周期で定期的には発生していると思われる。また、連続写真より、突起と干渉した渦は突起前縁を通過する際に強い変形を受けていることがわかる。Howe[27]は、スパン方向に二次元的な渦が、ステップ状の垂直な壁と干渉する場合、抗力の非定常成分が、力の変動方向に沿った二重極の音源を形成することを示している。よって、本実験の突起の前縁位置でも、上流側と下流側に指向性を有した二重極音源が卓越していると考えられる。

(a)



(b)



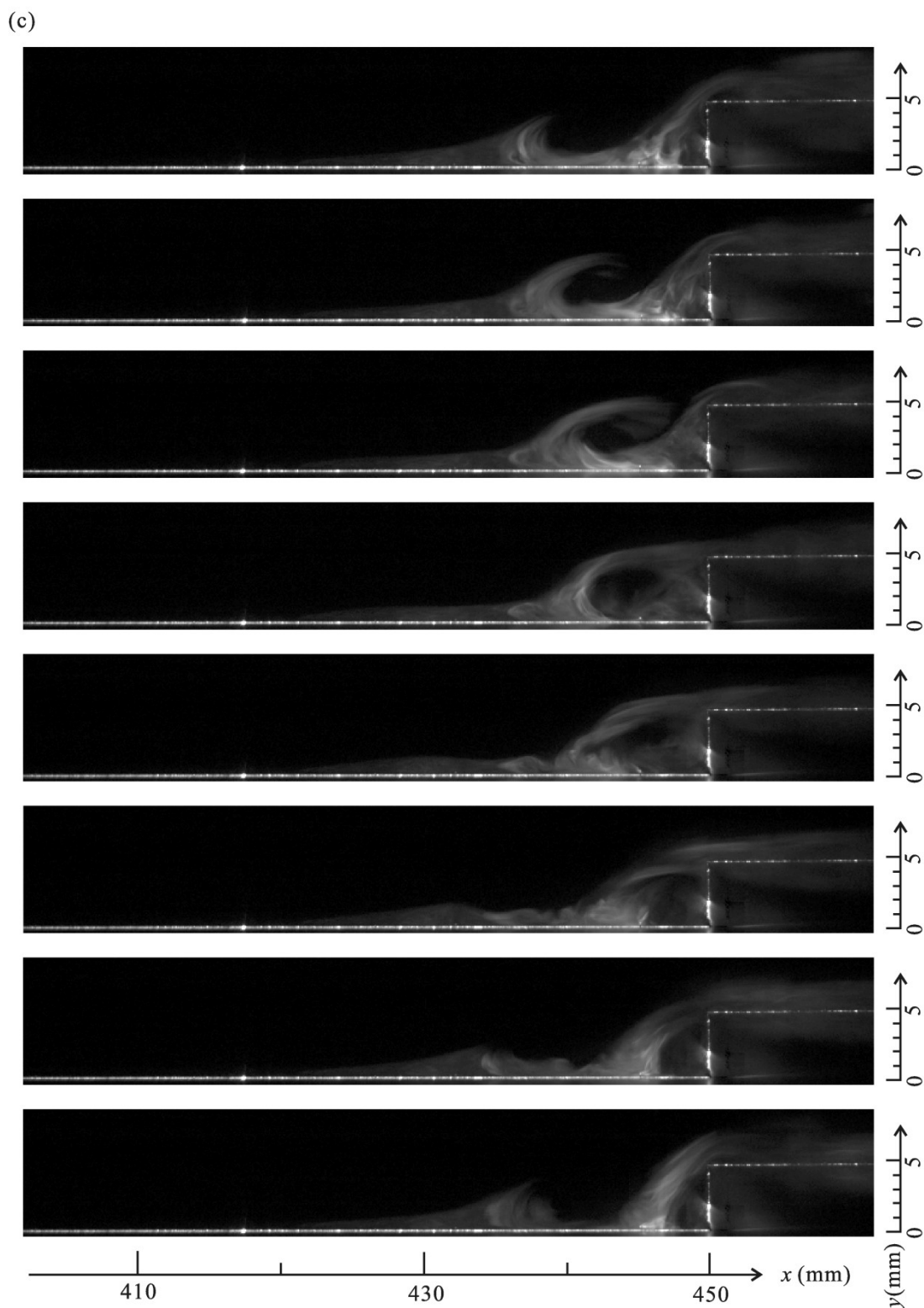


Fig. 3.6. Flow visualization in the separation region at (a) $U_\infty = 20$ m/s, (b) 25 m/s and (c) 30 m/s ($h = 4.9$ mm and $x_p = 450$ mm). The time interval between pictures of (b) and (c) is 0.2 ms.

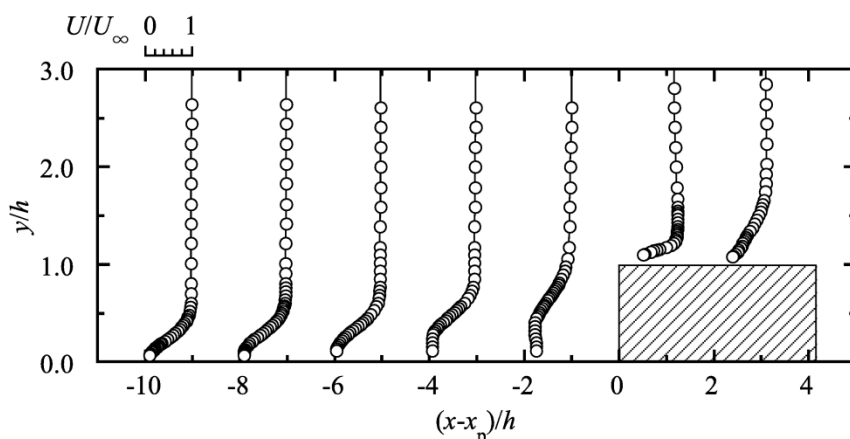


Fig. 3.7. Mean velocity distribution at various x -stations around a protuberance at $U_\infty = 30$ m/s ($h = 4.9$ mm and $x_p = 450$ mm).

突起音が計測される $U_\infty = 30$ m/s の流速において、熱線流速計を用いた突起周辺の流れ場の計測を行った。図 3.7 は、突起周囲の平均速度分布を示している。熱線流速計による計測では、剥離領域の逆流を正確に判定することはできないが、剥離泡が、突起上流の $10h$ の位置を超えて発達していることが確認できる。この結果は、図 3.6 で確認された渦の巻き上がりについて、ブラジウス境界層でゆっくり成長する T-S 波動が、剥離せん断層の変曲点不安定によって急速成長することによって生じていることを示唆している。

図3.8 (a) - (d)は、 $(x-x_p)/h = -8.0, -4.0, -2.0$ そして 0.1 のそれぞれの位置において、速度変動実効値 (rms値) u' が最大値をとる y 座標位置で計測した変動速度 u のパワースペクトル $P(f)$ である。図3.8 (a)および(b)より、 $(x-x_p)/h = -8.0$ から -4.0 の間に 600 から 800 Hzの間のスペクトル成分が急速に成長していることがわかる。また、図3.8(b)より、 $(x-x_p)/h = -4.0$ では高調波成分が成長し、 500 から 1800 Hz (高調波成分を含む) の間でrms値が 10% に達することから、攪乱の振幅は非線形効果のため飽和していることがわかる。したがって、このような強い攪乱 (または渦) が、突起前縁に干渉し、音源を形成していることは疑う余地がない。なお、図3.8(d)において連続スペクトルが急成長しているが、渦が突起と干渉した後の下流側では、渦が崩壊し乱流変動に移り変わっている。このため、突起後縁は狭帯域音の発生に

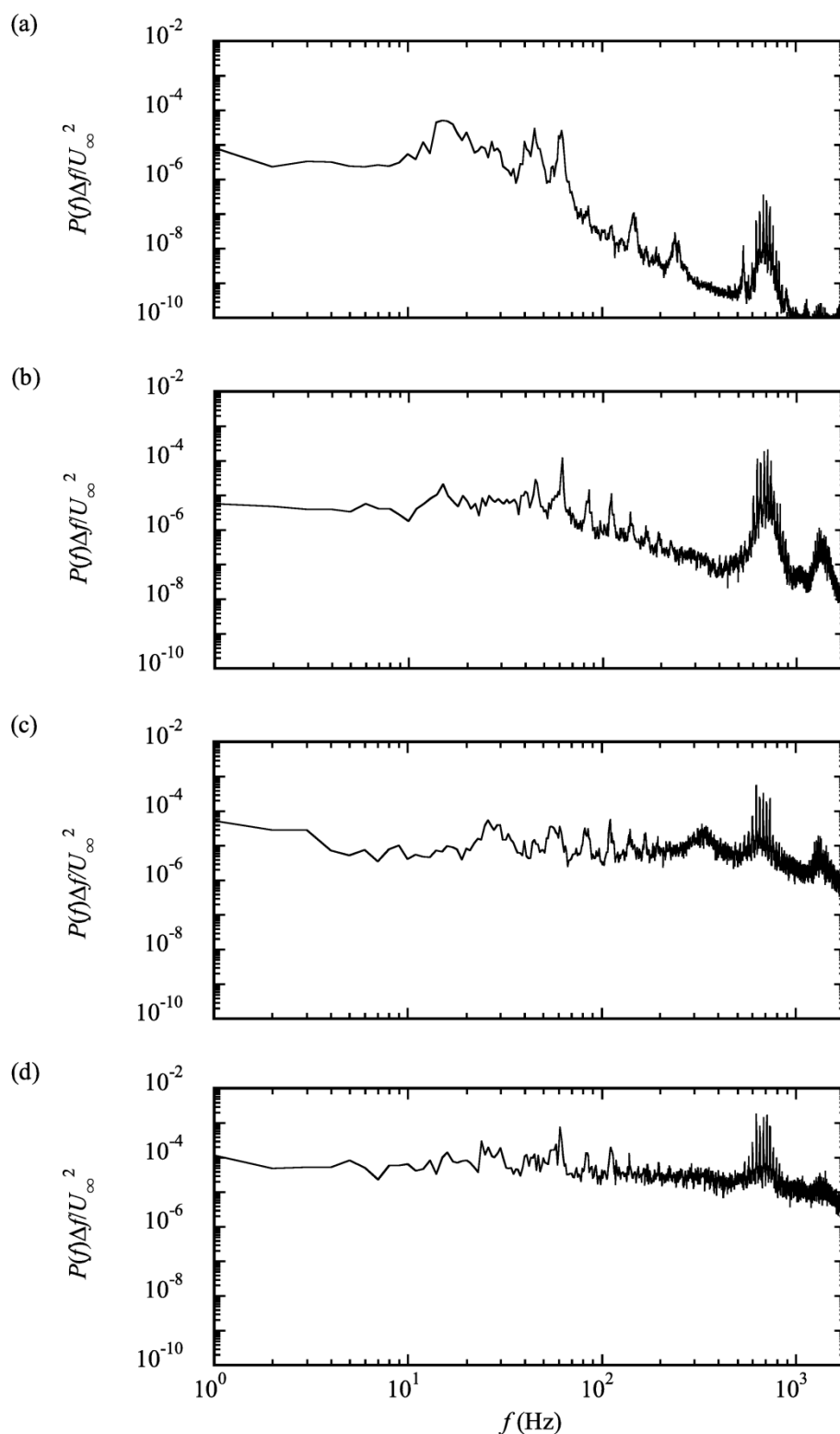


Fig. 3.8. Power spectra of u -fluctuations in the separation region at $U_\infty = 30$ m/s ($h = 4.9$ mm and $x_p = 450$ mm). (a) $(x-x_p)/h = -8.0$, (b) -4.0 , (c) -2.0 , (d) 0.1 .

は影響を及ぼしていない。この事実を裏付けるため、乱流遷移が突起後縁に達する前に確起する条件である主流方向に長い突起($w = 40 \text{ mm}$)を用いた計測を行ったところ、 $w = 20 \text{ mm}$ の場合と比較して、狭帯域音の周波数成分に目立った変化が現れないことを確認している。

3.3.4 音響フィードバック機構および狭帯域音の周波数選択性

本節では、狭帯域音の周波数選択機構について議論をする。図3.9(a)は、図3.8と同じ条件でマイクロフォンによって計測された音のスペクトルを示している。本図より、27 Hzの等間隔の周波数毎に、離散的なスペクトルが現れていることがわかる。図3.9(b)は、図3.9(a)中の離散的な周波数成分(600 ~ 800 Hz)の音圧(p)の時系列変化を示している。本波形は、振幅と周波数が変調する特徴を示しており、音響フィードバック現象の特徴が現れている。

図3.10(a)と(b)は、図3.7と同じ条件の流れ場において、狭帯域音(f_0)のピーク周波数の rms 値 u' と位相 ϕ に関して突起上流の境界層内の攪乱の成長をそれぞれ示している。ここで、rms 値 u' は $f = 711 \pm 5 \text{ Hz}$ の範囲のスペクトル成分から求めており、位相 ϕ は、711 Hz 成分の速度変動 u の位相に対するマイクロフォンで同時に計測した音波の位相に対する位相差に対応している。流速は熱線流速計を用いて計測を行い、計測位置は、 $(x-x_p)/h < -10$ の x 位置では $y/h = 0.1$ の位置で固定し、 $(x-x_p)/h > -10$ では最もせん断が強い y 位置とした。ここで、熱線プローブの挿入が、攪乱の成長に影響を及ぼすことが懸念されるが、本実験条件では、影響を及ぼさないことを予め確認している。図3.10(a)および(b)より、 $(x-x_p)/h < -10$ の剥離点より上流において、rms 値と攪乱の位相ともに x 位置の変化に対して波状の変動があることがわかる。その波長は、約 15 mm であり、オア・ゾンマーフェルド方程式によって理論的に求めた 711 Hz の T-S 波動の波長と一致している。この領域で位相は一定値付近で周期的に変化しているが、それは音波が誘起するストークス層振動の振幅が支配的であり、突起から放射される音と同一周波数の T-S 波動の振幅が十分小さいことを示している。したがって、図3.10(a)中の $(x-x_p)/h < -10$ における u' の波状変化の平均値は、音波が誘起する主流方

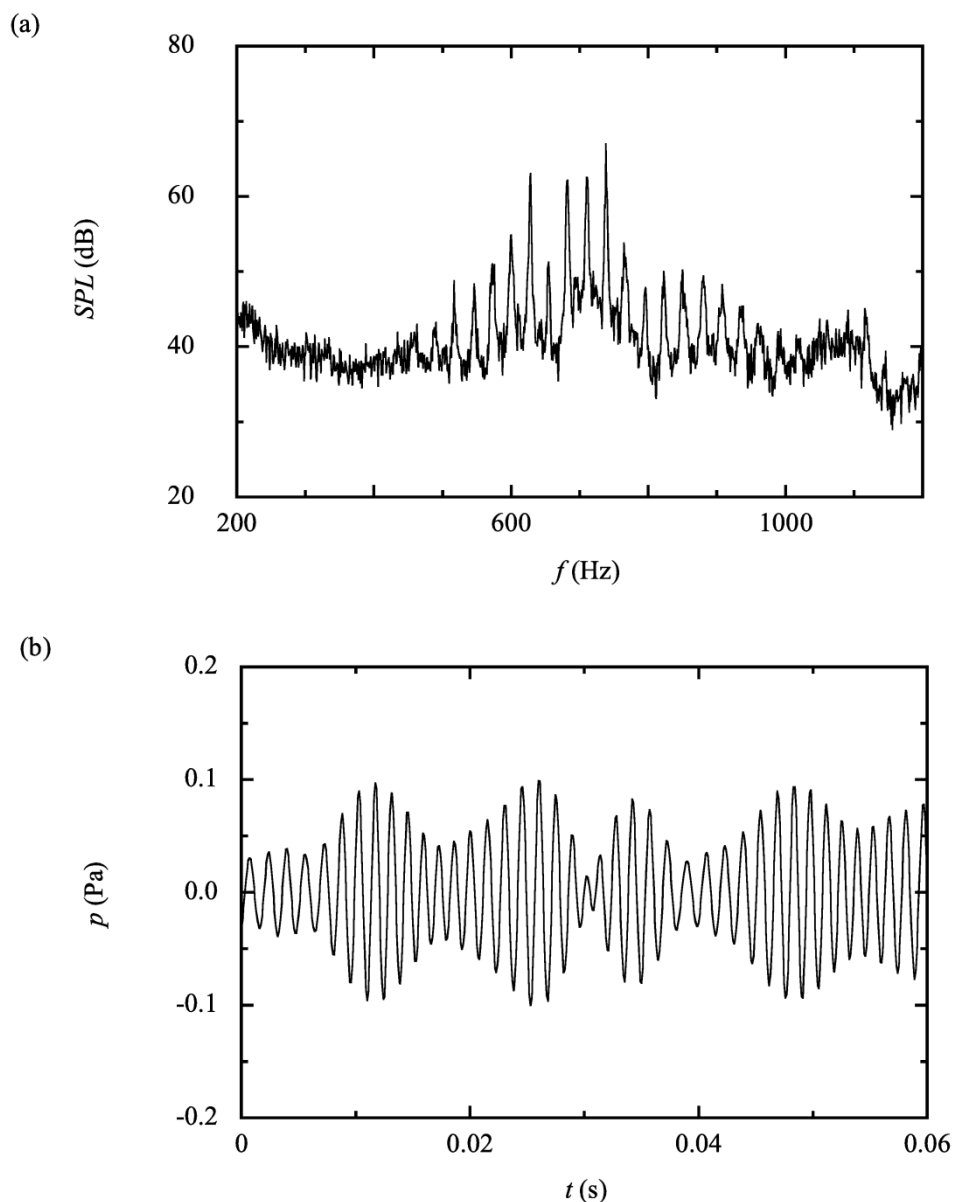


Fig. 3.9. (a) Power spectrum of SPL and (b) waveform of sound pressure of the discrete frequency components over 600 Hz to 800 Hz ($U_\infty = 30$ m/s, $h = 4.9$ mm and $x_p = 450$ mm).

向の速度成分の強さに対応しており、 u' の波状変化の振幅は、T-S波動の速度変動の強さに対応している。このことから、T-S波動による速度変動 u' は、音が誘起する速度変動の半分程度であると見積もることができる。これゆえ、攪乱（T-S波動）は、本実験条件では、突起上流の長い剥離泡が存在しないと強い渦まで成長できない。一方、図3.10(a)より、 $-10 < (x-x_p)/h < 0$ の剥離泡において、振幅が300倍に成長していることが読み取れる。この結果は、

x の増加に対して位相が線形的に成長する範囲では、移流型の不安定波が支配的になっていることを示している。

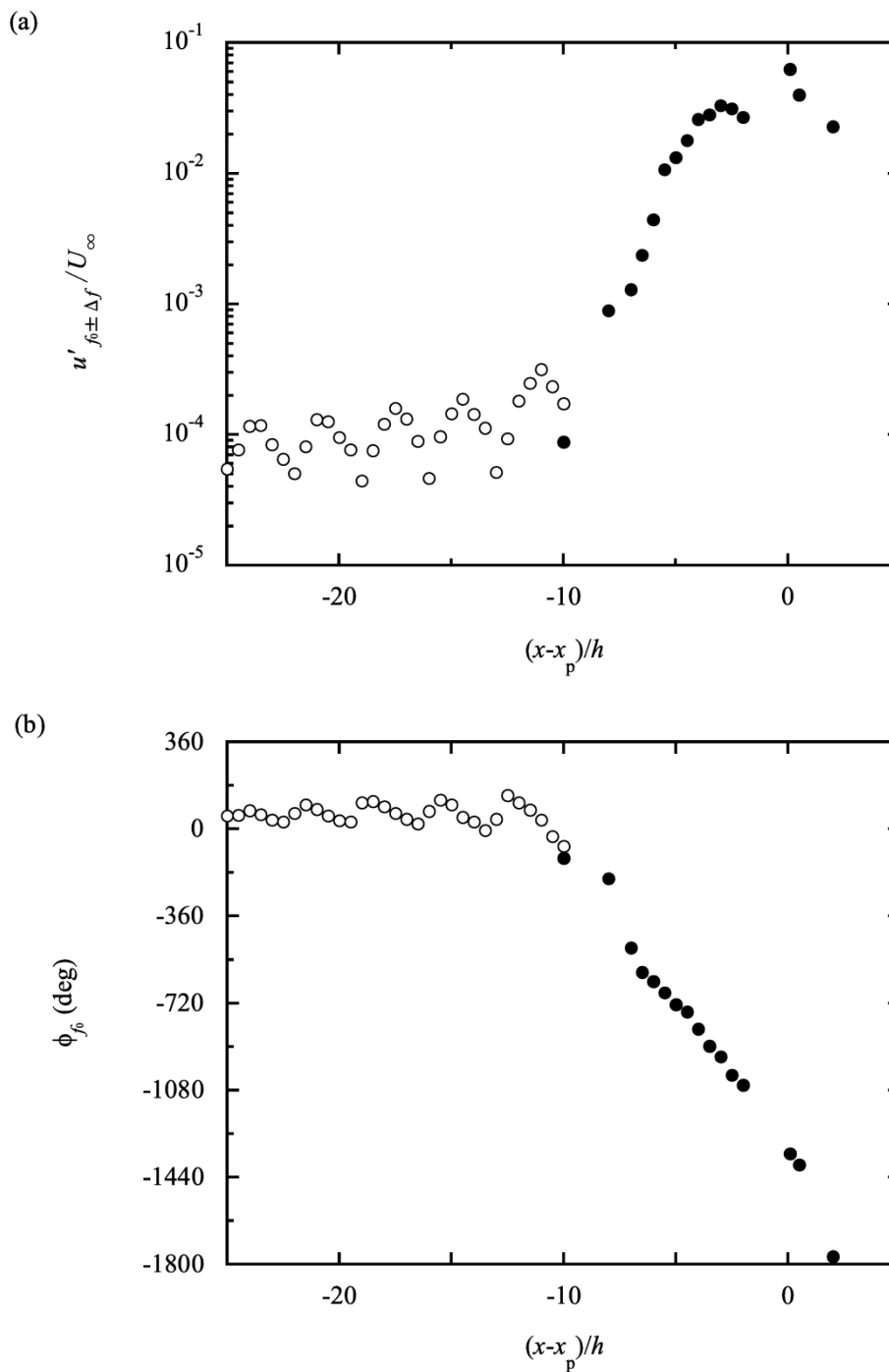


Fig. 3.10. Disturbance development in the flow given in FIG. 3.7 ($h = 4.9$ mm, $x_p = 450$ mm, $U_\infty = 30$ m/s). (a) u' for $f_0 \pm \Delta f$ and (b) ϕ at f_0 where $f_0 = 711$ Hz and $\Delta f = 5$ Hz: \circ , $y/h = 0.1$; \bullet , the maximum value at each x -location.

図 3.11 は、 $(x-x_p)/h = -15$ および $(x-x_p)/h = -8$ における平均速度、速度変動実効値および位相の y 方向分布を示している。図 3.11(a)に示すように、 $(x-x_p)/h = -8$ では既に変曲点を持った剥離せん断層の速度分布になっていることがわかる。図 3.11(b)および(c)に示すように、剥離点よりも上流では、速度変動実効値および位相ともに y 方向の変化が小さいが、剥離点のすぐ下流では、速度変動実行値が極小値をとる付近（本図では $y/h = 0.5$ 付近）で、位相の反転が起きていることがわかる。この結果は、剥離点の上流では T-S 波動の振幅が小さく、音波によるストークス層の振動が支配的であるが、剥離点より下流では渦度攪乱が剥離せん断層の非粘性不安定によって、急速に成長し支配的になっていることを強く裏付けている。

次に音響フィードバック機構が、狭帯域音の放射において支配的な役割を果たしていることを示す。図 3.12 は、 $U_\infty = 20$ と 25 m/s の流速における突起前縁近傍位置の $(x-x_p)/h = 0.1$ で計測された変動速度 u のパワースペクトルを示している。ここで、両方のスペクトルは、 u' の最大値に対応するせん断層の高さ位置で計測した値を示している。 $U_\infty = 20$ m/s では、狭帯域音の放射は確認されない条件である。このため、 $300 - 500$ Hz の範囲に選択的に成長した連続スペクトルの成分が観察される。この rms 値(u')は U_∞ の 2% であるため、不安定波の変動の強さは、せん断層で渦の巻き上がりを引き起こすためには不十分である。一方、 $U_\infty = 25$ m/s では、狭帯域音が計測され、高調波を伴った複数の離散的なスペクトル成分が現れる。これらの離散的なスペクトル成分は、 605 Hz のピーク周波数(f_0)またはその周囲で、連続スペクトル成分に重畳している。 $U_\infty = 25$ m/s では、rms 値は U_∞ の 20% よりも大きくなり、攪乱は渦の巻き上がりを引き起こす。ここで、rms 値は、 $f = f_d \pm 5$ Hz の複数の離散スペクトル成分から計算しており、 f_d は、複数の離散成分のそれぞれの周波数に対応している。図 3.13 は、 $U_\infty = 20$ m/s と 25 m/s の間における、 U_∞ に対する $f_0 - 100$ Hz $< f < f_0 + 100$ Hz ($(x-x_p)/h = 0.1$ で計測)の周波数範囲における攪乱の rms 値(u')を示している。本図より、流速が $U_\infty =$

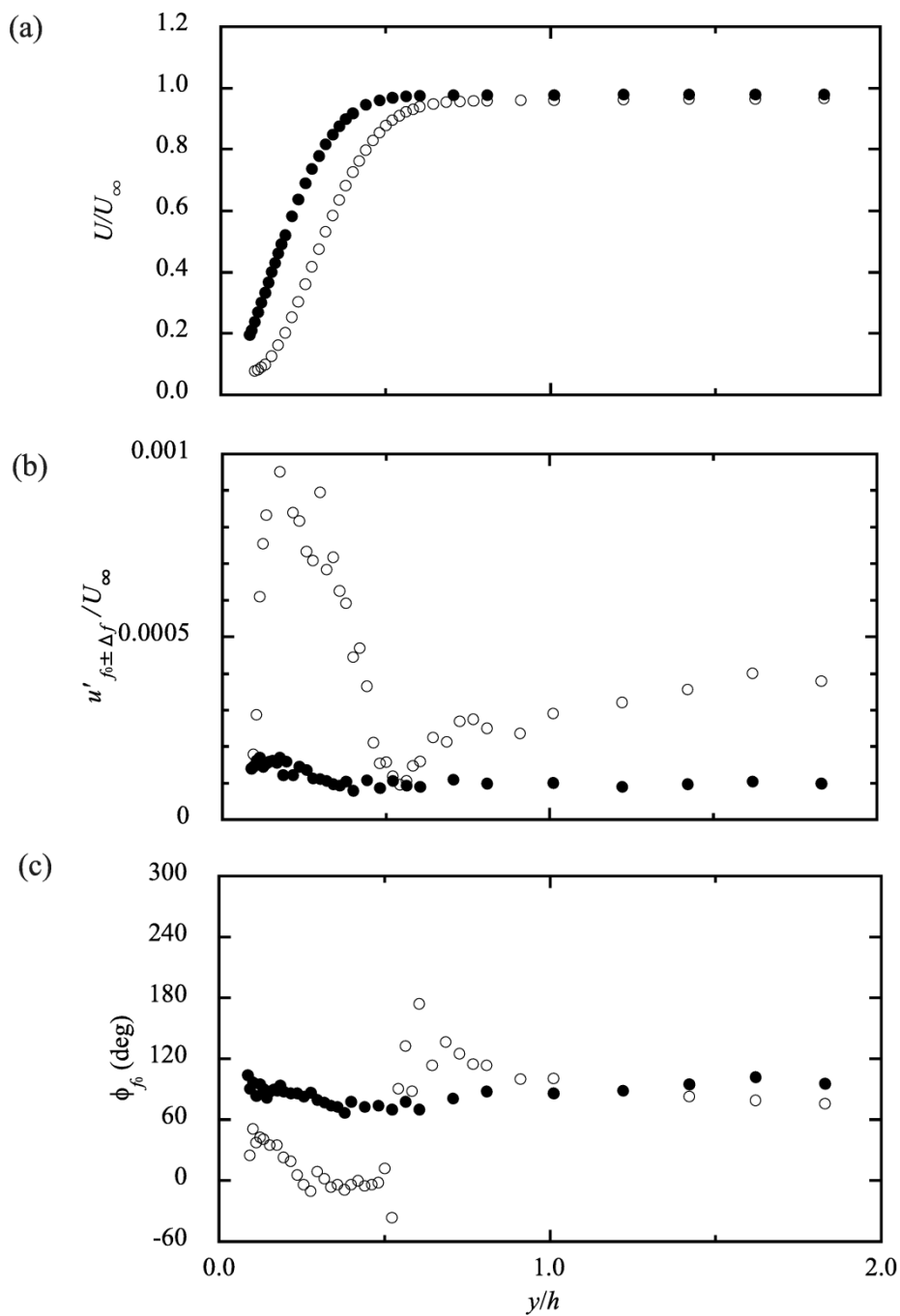


Fig. 3.11. The y -distribution of (a) mean velocity, (b) u' for $f_0 \pm \Delta f$ and (c) ϕ at f_0 where $f_0 = 711\text{Hz}$ and $\Delta f = 5\text{ Hz}$. ●, $(x-x_p)/h = -15$; ○, $(x-x_p)/h = -8.0$.

21 m/s を上回ると，狭帯域音に対応する速度変動の強さが急速に増加し，放射される音全体の rms 値に対して支配的になることから，音響フィードバック機構が形成されていることがわかる．

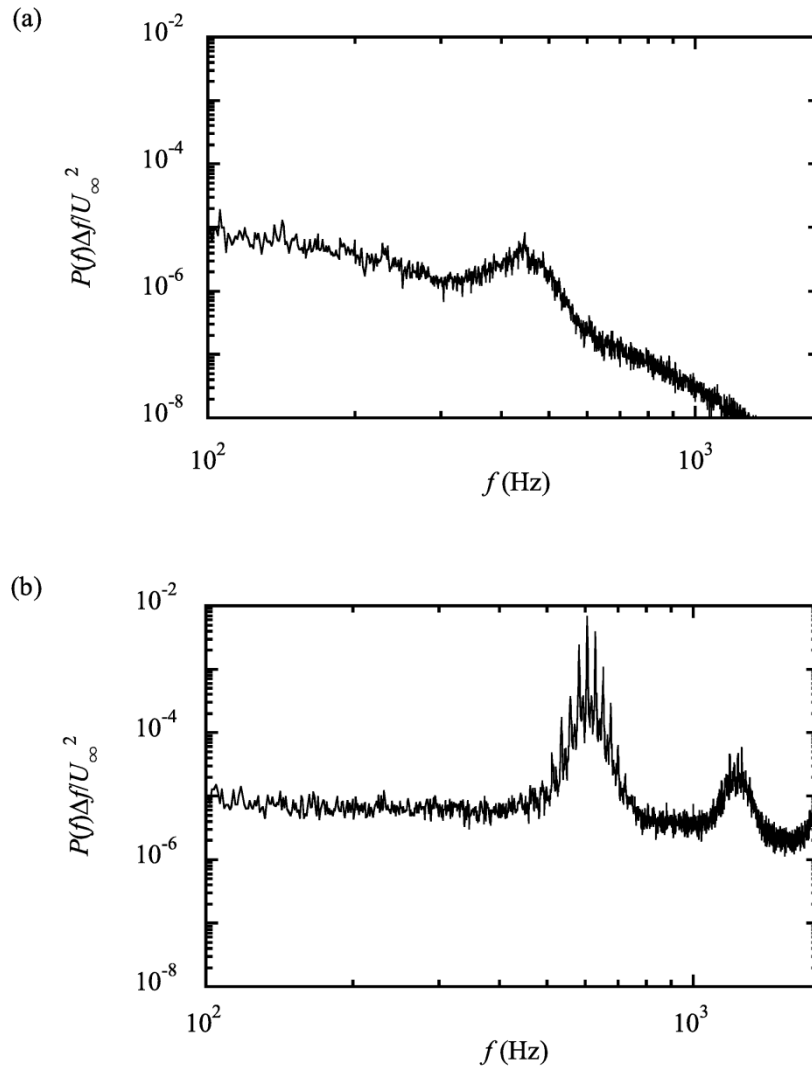


Fig. 3.12. Power spectrum of u -fluctuation at $U_\infty =$ (a) 20 m/s and (b) 25 m/s at maximum shear position at $(x-x_p)/h = 0.1$. $h = 4.9$ mm and $x_p = 450$ mm.

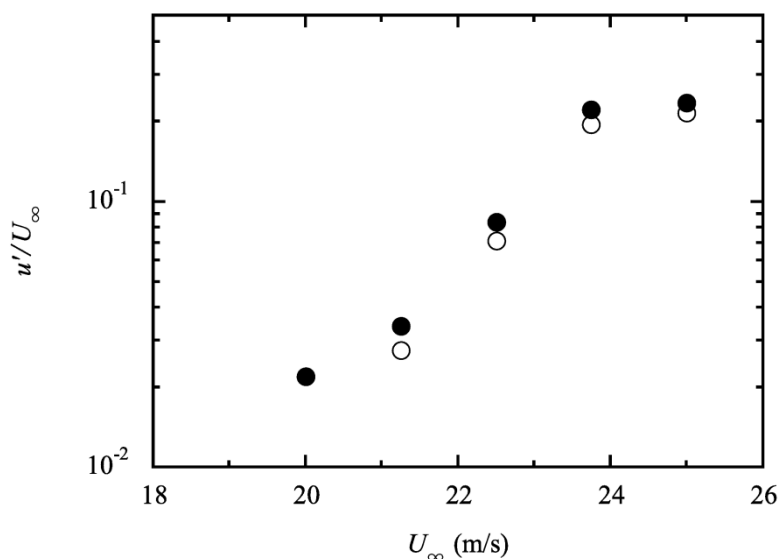


Fig. 3.13. The rms value of u -fluctuations in the tonal noise frequency range (505-705 Hz) at $(x-x_p)/h = 0.1$. ●, total rms value; ○, rms value of the discrete spectral components. $h = 4.9$ mm and $x_p = 450$ mm.

次に、音響フィードバック機構をより詳しく理解するため、突起位置において、音の周波数が突起高さ h と排除厚さ基準のレイノルズ数 R_p^* に対してどのように依存しているかを調べた。図 3.14(a) は、 $U_\infty = 45$ m/s と 55 m/s の流速において、ピーク値より 15 dB 以内 (f_n で示される) の支配的な狭帯域音を表している。ここで、突起位置は $x_p = 200$ mm 固定しているため、レイノルズ数 R_p^* はそれぞれの主流速度に対して一定であり、 $U_\infty = 45$ m/s と 55 m/s で、それぞれ 1350 と 1490 である。主流速度を固定した場合、狭帯域音の周波数は $h/\delta_p^* = 3$ から 7 の範囲ではほとんど変化しない。これは、狭帯域音が、境界層厚さの少なくとも約 2 倍まで同じ発生機構から生じていることを示唆している。一方で、図 3.14(b) は、突起高さが $h = 0.80$ mm または 2.03 mm のものを用いて、突起貼付位置 x_p を変化させた場合の周波数 f_n を示している。ここで、 h/δ_p^* の値の範囲は、3.08 から 5.10 の間である。本図は、 f_n の値が突起位置に強く依存していることを示しており、突起が下流に移動すると周波数が単調に減少している。

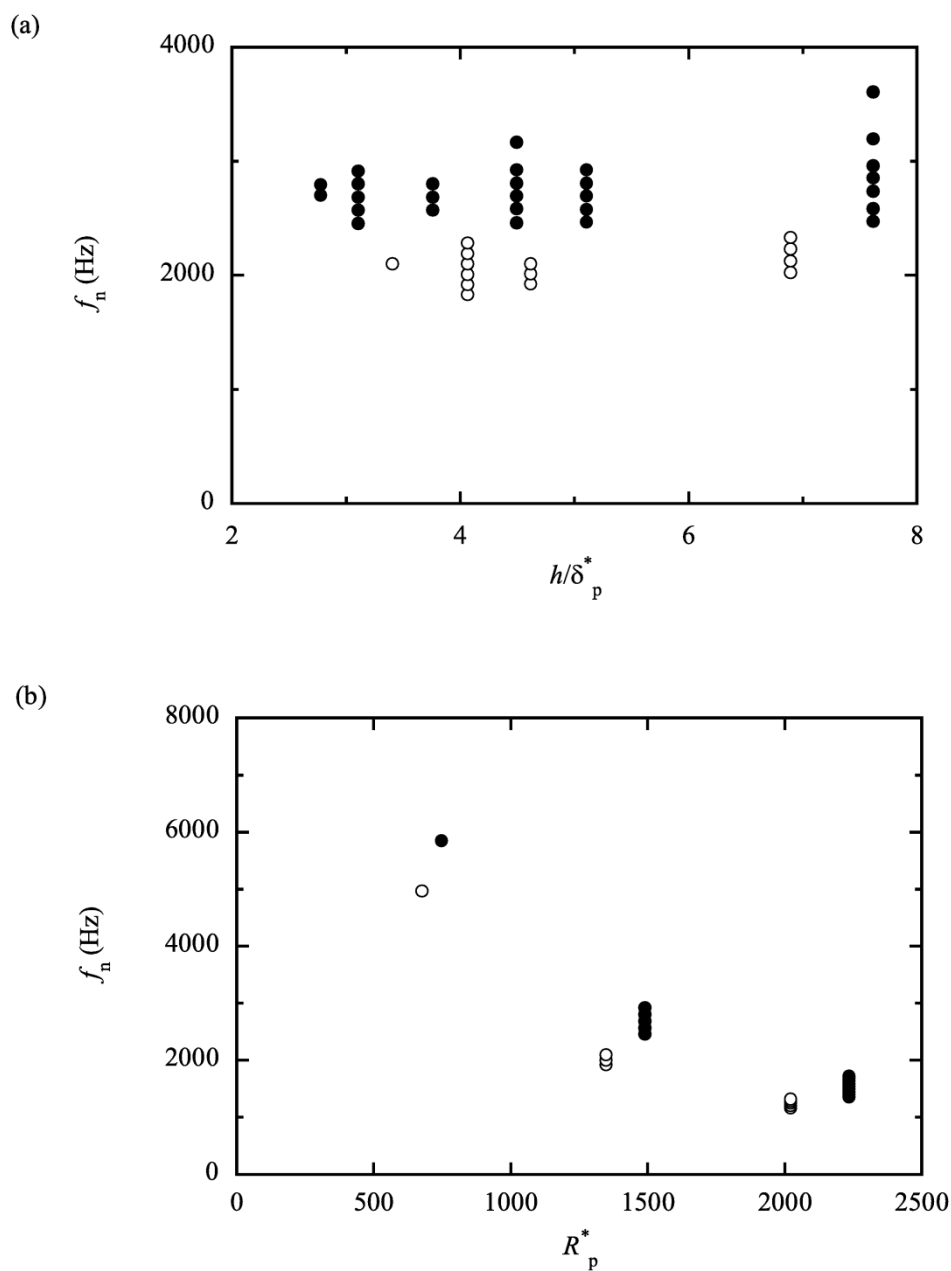


Fig. 3.14. Tonal sound frequencies f_n at $U_\infty = 45$ m/s (\circ) and 55 m/s (\bullet). (a) f_n versus h/δ_p^* ($x_p = 200$ mm). (b) f_n versus R_p^* .

図 3.15 は、主流速度と突起位置を変化させ、計測された狭帯域音のピーク周波数を用いて求めた無次元周波数 $F = 2\pi f_n \nu / U_\infty^2 \times 10^6$ を表示している。理論との比較のためブラジウス流れの中立安定曲線を図内に示している。なお、 h/δ_p^* の範囲は、3.07 から 4.34 の間である。興味深いことに、全てのデータは中立安定曲線の第二分枝の近傍に並んでいる。（低レイ

ノルズ数領域 (700 未満) では非平行理論の中立安定曲線[28], [29]に沿って分布している。) これは、狭帯域音の周波数が、上流のブラジウス境界層における T-S 波動の周波数選択的な成長によって決定していることを示している。また、この結果は、突起のすぐ上流側に発生する剥離泡が、攪乱の周波数選択性にはほとんど寄与せず、単に増幅器として機能していること示唆している。これは、剥離領域における変曲点型不安定は、より広い周波数領域の攪乱を増幅させるため、その周波数選択性は、上流のブラジウス境界層での成長に比べて遥かに弱いためである。

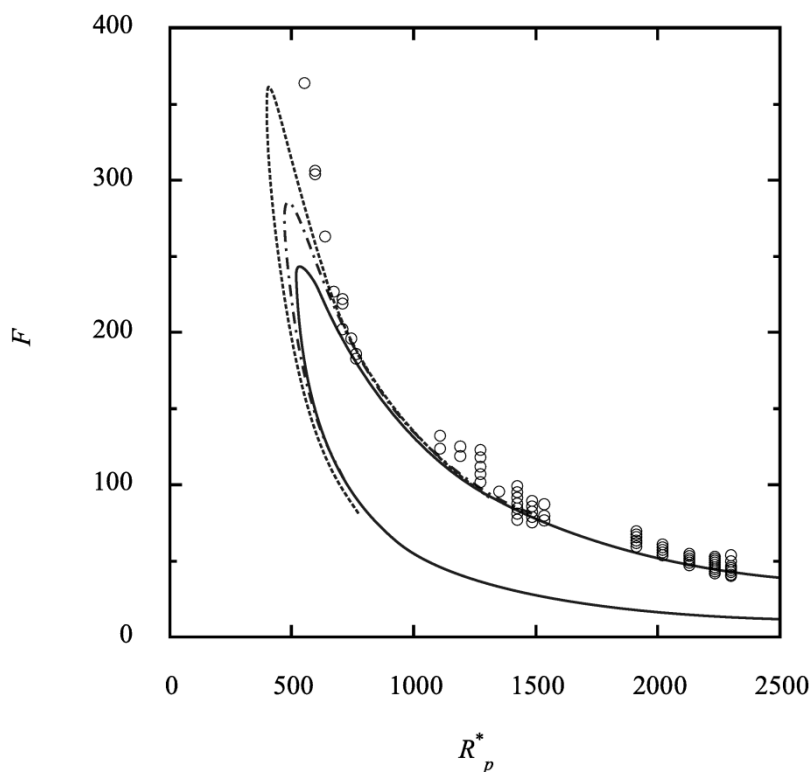


Fig. 3.15. Non-dimensional frequency of tonal sound F versus R_p^* . The solid curve represents the neutral stability curve calculated from the Orr-Sommerfeld equation. The broken and dashed curves represent the neutral stability curves of the non-parallel stability theories by Saric and Nayfeh[30] and Gaster[31], respectively.

最後に、狭帯域音の指向性を調べた。マイクロフォンは境界層板の上方 1000 mm の位置 (y 方向) に設置してあり、上流側と下流側へ平板と平行に動かして所定の角度で計測した。ただし、試験部の大きさの制約から、測定範囲は、 $\theta = 35^\circ$ から 135° の範囲に限られた。ここで、 θ は、突起前縁位置を基準とした x 軸の負の方向と成す角度である。遠方場で計測するため、突起 (音源) と計測位置との距離 r は、音の波長の 1.5 倍を下回らないように設定した。図 3.16 は、 θ に対する 605 ~ 805 Hz 成分の音圧の自乗平均値 $\overline{p^2}$ に距離の自乗 r^2 を乗じた値をプロットしている。ここで、距離の自乗 r^2 は、二重極音源が音の発生を支配していることを想定した上で、距離補正を行うために乗じている。 $h = 4.9$ mm の突起は、 $U_\infty = 30$ m/s で $x_p = 450$ mm の場所に位置しており、ここでは $h/\delta^* = 5.8$ である。音の強さは、突起の直上 ($\theta = 90^\circ$) ではとても弱く、上流 ($\theta < 90^\circ$) と下流 ($\theta > 90^\circ$) に強い指向性を有してい

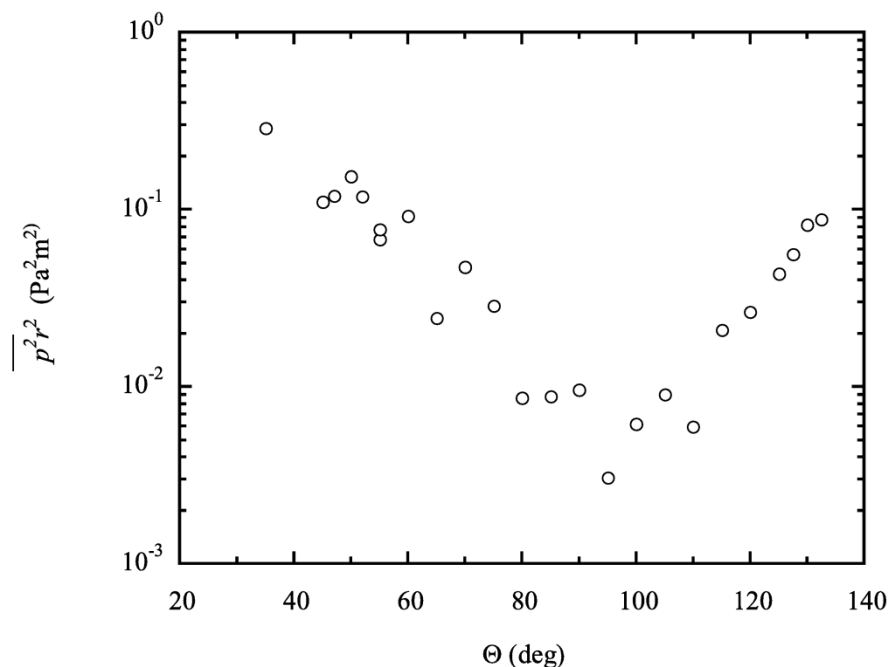


Fig. 3.16. Directivity of tonal sound at $U_\infty = 30$ m/s. The protuberance ($h/\delta^* = 5.8$) is located at $x_p = 450$ mm.

ることがわかる。上流側と下流側への二重極状の性質は、狭帯域音が、突起前縁における渦と壁面の干渉によって生じていることを裏付けるものである。上流へ伝播する音($\theta = 0^\circ$)は、上流のストークス層を主流方向へ音の周波数で振動させており、前縁ではその受容性によって T-S 波動を励起する。

以上の結果をまとめると、図 3.17 に示すような音響フィードバック機構を描くことができる。狭帯域音の発生する過程は、4 つのステージから構成される。第一のステージは、前縁における受容性であり、そこでは T-S 波動は上流へ伝播する音波によって励起される。第二のステージは、ブラジウス境界層の線形不安定性による T-S 波動の成長である。狭帯域音が現れる周波数範囲は、ブラジウス境界層における周波数選択的な T-S 波動の増幅によって決定される。第三のステージは、突起のすぐ上流に形成される剥離泡での攪乱の急成長である。攪乱の振幅は、剥離せん断層の変曲点型不安定により 100 倍以上に急成長する。突起の前縁に到達する以前に攪乱が強い渦に成長する場合、突起前縁付近には強い圧力変動が引き起こされ、上流側と下流側へ指向性を有する二重極音源が形成される。ここで、T-S 波動が、第二ステージにおいて十分に大きな振幅(例えば $u'/U_\infty > 0.1$)まで成長する条件が仮に整う場合は、第三ステージが突起で狭帯域音が発生するための必要条件とはならない点が重要なポイントである。このような条件は、境界層が本実験よりも遙かに高いレイノルズ数まで層流状態が維持される場合に実現されるが、そこでは、高レイノルズ数流れを想定した理論解析を行った Wu[24]の報告にあるように、境界層厚さよりも十分に低い突起であっても狭帯域音が放射され音響フィードバック機構が形成される。言い換えると、本実験のように比較的低いレイノルズ数の流れ場の条件においては、第三ステージが強い狭帯域音が発生させる音響フィードバック機構を維持するために必須の条件となっている。最後のステージ(第四ステージ)は、突起前縁付近において、渦と壁面の干渉による狭帯域音が発生である。発生した空力音のうち、上流側へ伝播する音波は、前縁領域(第一ステージ)において T-S 波動を励起することとなる。

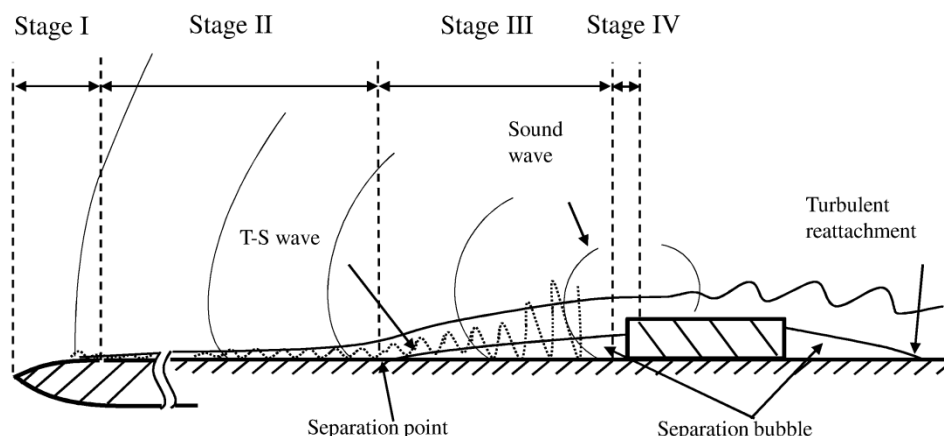


Fig. 3.17. Mechanism of sound generation by a vortex-protuberance interaction.

3.4 結論

圧力勾配のない層流境界層の壁面上に貼付した長方形断面を有する二次元突起からの狭帯域音の発生とその発生機構を実験的に調べた。本実験には、低乱低騒音風洞を用い、主流マッハ数は、0.17以下の低マッハ数領域であった。また、突起の前縁位置における最大レイノルズ数は、 $Re_x = 1.8 \times 10^6$ であり、このレイノルズ数は、突起のないブラジウス流れを仮定した境界層の排除厚さを基準とするレイノルズ数 $R_p^* = 2300$ に対応している。

突起から放射される音圧レベル(SPL)は、突起高さの増加に伴って急速に増加し、突起高さが境界層厚さ程度になると、複数の離散スペクトル成分を含む卓越した狭帯域音が確認された。狭帯域音のSPL値は、突起高さが境界層厚さを超えて十分大きくなるとその増加が止まる。狭帯域音の周波数は、突起の主流方向位置つまり突起位置におけるレイノルズ数に強く依存しており、突起を下流へ移動させると周波数は単調に減少した。狭帯域音の周波数は、広いレイノルズ数範囲で、ブラジウス流れの中立安定曲線の第二分枝の近く（わずかに高いレイノルズ数側）に存在することがわかった。放射される狭帯域音の指向性は、二重極音源の特徴を示した。WuとHogg[15]によって報告された微小突起におけるT-S波動の分散による音の発生と、本実験で対象としている高い突起からの音の発生は、流れ場の条

件が異なるためそのまま比較することはできないが、突起の上流と下流側へ明確な指向性を有する点では類似している。

十分高い突起の実験条件では、剥離泡が前進ステップのように突起のすぐ上流に形成される。そしてこの剥離泡において、剥離せん断層の変曲点型不安定による強い攪乱の成長が起きる。剥離泡の上流のブラジウス境界層で、周波数選択的に成長する攪乱（T-S波動）は、剥離泡で速度変動実効値が10%を超え、渦の巻き上がりが起きる。これゆえ、本実験のレイノルズ数の範囲である $R^* = 2300$ 未満では、突起直前の剥離泡が、音響フィードバック機構による狭帯域音の発生に極めて重要な役割を果たしていることが明らかである。

先鋭な前縁領域で受容して発生したT-S波動は、ブラジウス境界層の不安定領域で周波数選択的な成長をする。一方、剥離泡内の変曲点型の不安定性は、狭帯域音の周波数選択にほとんど寄与せず、攪乱の強い増幅器としてのみ機能する。これは、剥離泡の変曲点型の不安定性が、ブラジウス流れの不安定周波数範囲を含んだ広い範囲の周波数を急激に増幅させるためである。今回の実験は、低乱かつ低騒音環境で実施したが、突起高さが境界層厚さより十分低い場合は、突起音の発生を捉えることが出来なかった。ただし、実験的に確認することは難しいが、仮により高いレイノルズ数で、境界層の層流状態が維持され、T-S波動が突起上流のブラジウス境界層で十分成長する条件が整う場合、より低い高さの突起から狭帯域音が発生することが推察される。

なお、本章の結果は、Kobayashiら[32]によって公表されている。

参考文献

- [1] P. Huerre, and P. A. Monkewitz, “Local and global instabilities in spatially developing flows,” *Annu. Rev. Fluid Mech.* **22**, 473 (1990).
- [2] H. Oertel, “Wakes Behind Blunt Bodies,” *Annu. Rev. Fluid Mech.* **22**, 539 (1990).
- [3] J. M. Chomaz, “Global instabilities in spatially developing flows: non-normality and

- nonlinearity”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **37**, 357 (2005).
- [4] N. Curle, “The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound,” *Proc. Roy. Soc. Lond.* A231 pp. 505-514 (1955).
- [5] M. S. Howe, *Theory of vortex sound*. (Cambridge University Press, London, 2003) p. 195.
- [6] R. W. Paterson, P. G. Vogt, M. R. Fink, and C. Munch, “Vortex noise of isolated airfoils,” *J. Aircraft* 10, No. **5**, 296 (1973).
- [7] C. K. W. Tam, “Discrete tones of isolated airfoils,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **55**, 1173 (1974).
- [8] M. R. Fink, “Prediction of airfoil tone frequencies,” *J. Aircraft* **12**(2), 118 (1975).
- [9] H. Arbey, and J. Bataille, “Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow,” *J. Fluid Mech.* **134**, 33 (1983).
- [10] E. C. Nash, M. V. Lowson, A. McAlpine, “Boundary-layer instability noise on aerofoils,” *J. Fluid Mech.* **382**, 27 (1999).
- [11] A. McAlpine, E. C. Nash, and M. V. Lowson, “On the generation of discrete frequency tones by the flow around an aerofoil,” *J. Sound Vib.* **222**, 5, 753 (1999).
- [12] G. Desquesnes, M. Terracol and P. Sagaut, “Numerical investigation of the tone noise mechanism over laminar airfoils,” *J. Fluid Mech.* **591**, 155 (2007).
- [13] R. E. Longhouse, “Vortex shedding noise of low tip speed, axial flow fans,” *J. Sound Vib.* **53**, 1, 25 (1977).
- [14] S. Akishita, “Tone-like noise from an isolated two-dimensional airfoil,” AIAA Paper No. 86-1947, 1986.
- [15] X. Wu, and L. W. Hogg, “Acoustic radiation of Tollmien–Schlichting waves as they undergo rapid distortion,” *J. Fluid Mech.* **550**, 307 (2006).
- [16] A. Inasawa, C. Ninomiya, and M. Asai, “Suppression of tonal trailing-edge noise from an airfoil using a plasma actuator,” *AIAA J.* **51**, 7, 1695 (2013).

- [17] M. E. Goldstein, “The evolution of Tollmien-Schlichting waves near a leading edge,” *J. Fluid Mech.* **127**, 59 (1983).
- [18] M. E. Goldstein, and L. S. Hultgren, “Boundary-layer receptivity to long-wave free-stream disturbances,” *Annu. Rev. Fluid Mech.* **21**, 137 (1989).
- [19] P. W. Hammerton, and E. J. Kerschen, “Boundary-layer receptivity for a parabolic leading edge,” *J. Fluid Mech.* **310**, 243 (1996).
- [20] D. Fuciarelli, H. Reed, and I. Lyttle, “Direct numerical simulation of leading-edge receptivity to sound,” *AIAA J.* **38**, 7, 1159 (2000).
- [21] E. Erturk and T. C. Corke, “Boundary layer leading-edge receptivity to sound at incidence angles”, *J. Fluid Mech.* **444**, 383 (2001).
- [22] W. S. Saric, H. L. Reed, and E. J. Kershen, “Boundary-layer receptivity to freestream disturbances,” *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34**, 291 (2002).
- [23] M. E. Goldstein, “Scattering of acoustic waves into Tollmien-Schlichting waves by small stream wise variations in surface geometry,” *J. Fluid Mech.*, **154**, 509 (1985).
- [24] X. Wu, “On generation of sound in wall-bounded shear flows: back action of sound and global acoustic coupling.” *J. Fluid Mech.* **689**, 279 (2011).
- [25] W. S. Saric and A. S. W. Thomas, in *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids* ; Proceedings of the International Symposium, Kyoto, Japan, September 5-10, 1983, edited by T. Tatsumi, Amsterdam, North-Holland, 1984, pp. 117-122 (1984).
- [26] T. Herbert, “Secondary instability of boundary layers”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **20**, 487 (1988).
- [27] M. S. Howe, “Influence of separation on sound generated by vortex-step Interaction,” *J. Fluids, Struct.*, **11**, 857 (1997).
- [28] P. G. Drazin and W. H. Reid, *Hydrodynamic Stability* (Cambridge University Press, Cambridge, 1981).

- [29] H. Fasel, and U. Konzelmann, “Non-parallel stability of a flat-plate boundary layer using the complete Navier-Stokes equations,” *J. Fluid Mech.*, **221**, 311 (1990).
- [30] W. S. Saric, and A. H. Nayfeh, “Nonparallel stability of boundary-layer flows,” *Phys. Fluids*, **18**, 945 (1975).
- [31] M. Gaster, “On the effects of boundary-layer growth on flow stability,” *J. Fluid Mech.*, **66**, part 3, 465 (1974).
- [32] M. Kobayashi, M. Asai and A. Inasawa, “Experimental investigation of sound generation by a protuberance in a laminar boundary layer,” *Phys. Fluids*, **26**, 084108 (2014).

第4章

粗度の受容性が突起音に与える影響

4.1 緒言

層流境界層中の突起から生じる空力音について、低乱低騒音風洞を用いた風洞実験によって調査し、発生機構および発生条件を調査した結果、平板前縁と突起前縁の間に狭帯域音を発生させる音響フィードバック機構が成立し、その周波数は層流境界層中で成長する T-S 波動の周波数選択性によって決定されることが明らかとなった[1]. 圧力勾配のない平板で成長する T-S 波動の周波数選択性は、オア・ゾンマーフェルド方程式による線形安定性解析によって求めることができる. 平板前縁付近の受容性によって T-S 波動が励起される場合、突起位置のレイノルズ数が、ブラジウス境界層の中立安定曲線の第二分枝と交差する点の無次元周波数が、最も T-S 波動が成長する周波数とおおよそ一致している. 一方で、平板の先鋭な前縁の受容係数は、安定領域で T-S 波動が減衰することにより、入力される音響攪乱と中立安定曲線の第一分枝での振幅の比では 0.05 程度である[2], [3]. もし、境界層中の不安定領域に微小高さの粗度が存在し、音響フィードバック機構において平板前縁よりも粗度の受容性が支配的に働く場合、突起から発生する空力音の周波数が、粗度によって決定される可能性がある. この場合、発生する狭帯域音の周波数は、前縁で受容して最も成長する周波数、つまり上述したようなブラジウス境界層の中立安定曲線の第二分枝に沿った周波数の分布にはならないことが予想される.

音響攪乱に対する平板上の粗度の受容性は、これまでに多くの研究者によって調べられてきた. 壁面に設置された粗度については、高さが排除厚さに対して十分低い場合、粗度の高さに対して受容係数が線形的に変化することが報告されている[3], [4]. また、粗度の受容性によって励起された T-S 波動は、平板前縁で励起された T-S 波動と干渉するため、粗度の貼付位置によっては、平板前縁で励起された T-S 波動を増幅または抑制することが確認さ

れている[5].

音響フィードバック機構の現象理解では、壁面に孤立粗度を追加し T-S 波動の成長する過程を変化させることによって、狭帯域音の周波数決定に与える影響が調べられている。例えば翼のトレーリングエッジ騒音の音響フィードバック機構では、NACA0012 翼型の正圧面側の不安定領域に、薄い二次元粗度による受容性を与え、粗度の位置の違いによる狭帯域音の周波数や離散的なスペクトル成分間の周波数間隔の変化が実験的に詳しく調査されている[6].

本章では、二次元的な孤立粗度が存在する平板における狭帯域音の周波数決定機構を明らかにすることを目的として、境界層の受容性 (T-S 波動の励起) を微小高さの孤立粗度の高さや位置によって制御し、発生する狭帯域音の変化について低乱例騒音風洞を使用した実験で詳しく調べている。また、粗度の追加による T-S 波動の励起と成長の過程の変化が、狭帯域音が発生する突起の臨界高さに与える影響についても調べている。

4.2 実験装置および方法

実験は、Kobayashi らの論文[1]と同じ低乱低騒音風洞で行われた。境界層板と側壁板についても同様のものを使用しており、境界層板は、前縁が先鋭な形状の長さ 1000 mm、厚み 5 mm のものであり、側壁板には、主流の二次元性を維持するための 2 枚の亚克力製側壁板を使用している。また、音の計測を行うため、境界層板の上方と下方には側壁板を設けず開放されている。座標系は、平板前縁からの距離を x 、平板上面からの距離を y 軸にとる。図 4.1 に示すように、突起は、長さ 495 mm、幅 20 mm の樹脂製であり、突起と境界層板の間に、薄い両面テープを積層して微調整し、境界層板上に流れに直角に貼付されている。突起高さ h_p は境界層厚さ以上の 3.0 mm, 3.9 mm および 4.9 mm である。さらに、本実験では、受容性を与える二次元孤立粗度として、幅 7.5 mm、厚み 0.05 mm のセロハンテープを 1~4 枚積層し突起の上流側の壁面に貼付している。

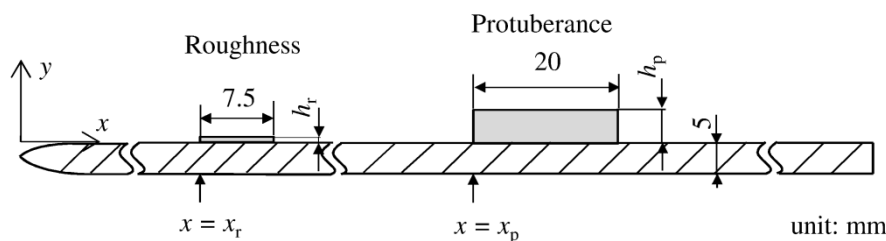


Fig. 4.1. Boundary-layer plate (dimensions in mm).

平板の上方かつ突起前縁を基準に 1000mm 離れた上流位置に設置したマイクロフォン (RION 社 NL-31)は、突起から発生する前縁側へ指向性を有する狭帯域音を計測する。主流方向の平均速度 U と変動速度 u を計測するため、定温度熱線流速計(Dantec 社 StreamWare)を使用した。精密騒音計と熱線流速計のアナログ出力信号は、16 ビットのアナログデジタル変換の後、パソコンによって保存される。熱線流速計の校正方法および熱線プローブの支持方法は Kobayashi ら[1]の論文の実験と同様である。本実験では、境界層の排除厚さ(δ^*)をレイノルズ数 ($R^* = \delta^* U_{\infty} / \nu$) の定義に用いている。なお、 ν は動粘性係数である。スモークワイヤ可視化法は、剥離泡で成長する攪乱と突起の干渉を調べるため、二次元突起のスパン方向中心位置の x-y 断面および x-z 断面の可視化に用いられた。x-z 断面の可視化におけるレーザーシート高さは、突起の上面位置に合わせている。スモークワイヤの可視化映像の撮影には、高速度カメラ (Photron 社 FASTCAM SA1.1) を使用した。本実験の撮影解像度は、1024×512 pixel であり 5000 fps のフレームレートで撮影した。

4.3 実験条件

計測は主に $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ の主流速度で行われた。 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ の条件で、主流乱れは流速の約 0.1% (5 Hz から 2 kHz の周波数範囲) である。境界層は $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ において、境界層板の後縁付近 ($xU_\infty/\nu = 2 \times 10^6$) まで層流状態を維持している。図 4.2 は、 x 位置に対する排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ そして形状係数 $H (= \delta^*/\theta)$ を示している。境界層厚さは、先鋭な前縁を有する薄い境界層板を使っているため、平板前縁から境界層が発達し始めていると仮定したブラジウス流れの理論値とよく一致しており、よどみ点流れのような仮想的な前縁を定義する必要はない。したがって、形状係数は、 $x = 0 \sim 600 \text{ mm}$ の範囲で、ブラジウス流れの値 ($H = 2.59$) をほぼ維持している。境界層厚さ ($\sim 3\delta^*$) は、 $x = 600 \text{ mm}$ の位置で約 3 mm であった。本実験では、突起の貼付位置を $x = 450 \text{ mm}$ に固定しており、ブラジウス流れを仮定した場合の突起の前縁位置のレイノルズ数 R_p^* は 1610 であった。

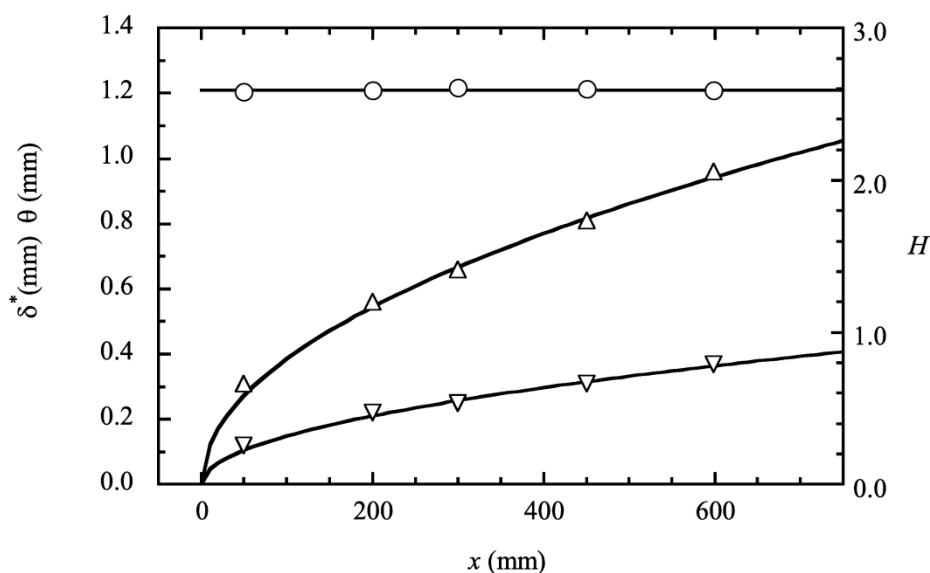
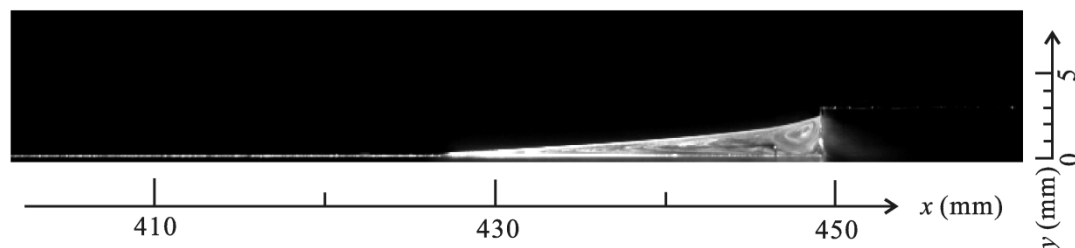


Fig. 4.2. Development of the boundary layer[1]. Δ ; displacement thickness, ∇ ; momentum thickness, \circ ; shape factor. Solid curves represent the values of Blasius flow.

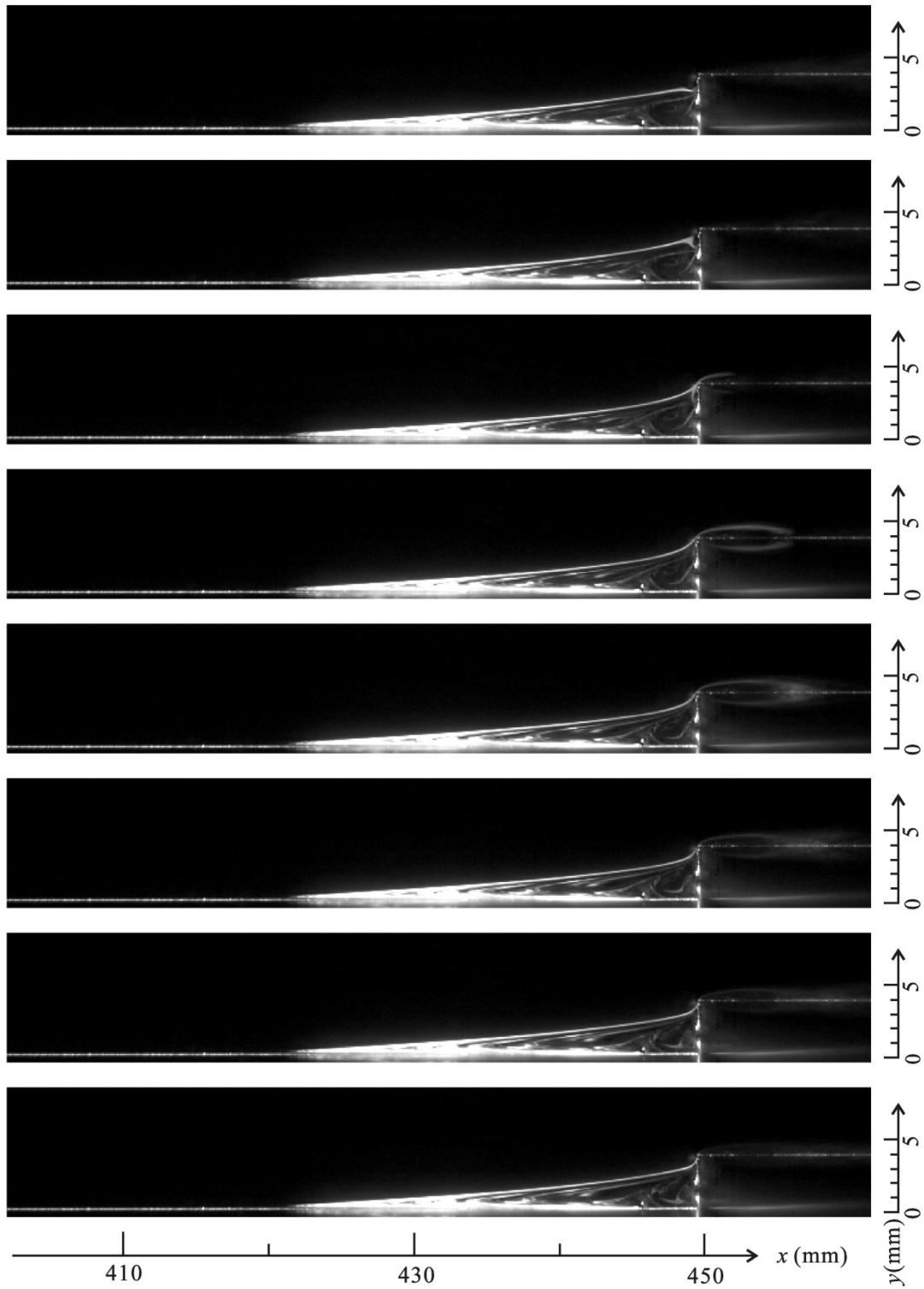
第4章 粗度の受容性が突起音に与える影響

図 4.3(a)から(c)は, $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ の流速における,突起高さ h_p がそれぞれ 3.0 mm, 3.9 mm そして 4.9 mm ($h_p/\delta^* = 3.6, 4.7, 5.9$)の突起周囲の x-y 断面, 図 4.3(d)は $h_p = 4.9 \text{ mm}$ ($h_p/\delta^* = 5.9$) における突起周囲の x-z 断面の可視化写真である. なお, 図 4.3(b), (c)および(d)は, 上段から下段に向かって 0.2 ms の時間間隔の連続写真である. スモークワイヤの煙は, 壁近傍で突起前縁から 5 mm 上流のワイヤから放出され, 剥離泡内の再循環流れによって上流へ運ばれる. 図 4.3(a)は, $h_p/\delta^* = 3.6$ の突起上流側に発達する剥離泡を示しているが, 渦の巻き上がりは起きていない. この条件において, 剥離泡は最低でも (突起高さの約 8 倍) 突起の上流側へ 25 mm の位置まで広がっている. 図 4.3(b)は, $h_p/\delta^* = 4.7$ のケースを示しているが, 剥離泡が発達する様子は, $h_p/\delta^* = 3.6$ の場合と大きな違いがないが, 突起が高いため図 4.3(a)に比べて, より上流まで剥離泡が発達していることが確認できる. 連続写真より剥離泡で攪乱が成長し, 剥離泡内の煙が突起前縁を周期的に乗り越える様子が確認できるが, 渦が巻き上がるのには振幅が不十分なため, 卓越した狭帯域音の発生は起きない. 一方, 最も突起が高い $h_p/\delta^* = 5.9$ の条件では強い狭帯域音が発生し, 図 4.3(c)および(d) に示すように, 剥離泡でスパン方向に位相の揃った二次元的な渦の巻き上がりが発生している. 壁近傍のスモークワイヤから発生した煙は, 再循環流れによって上流へ移動するが, すぐに渦の巻き上がりに取り込まれて下流へと流れ去る様子がわかる. 以上より, 本実験では音響フィードバック機構が安定して成立し, 狭帯域音の卓越する条件である $h_p/\delta^* = 5.9$ の突起に焦点を当てて実験を行った.

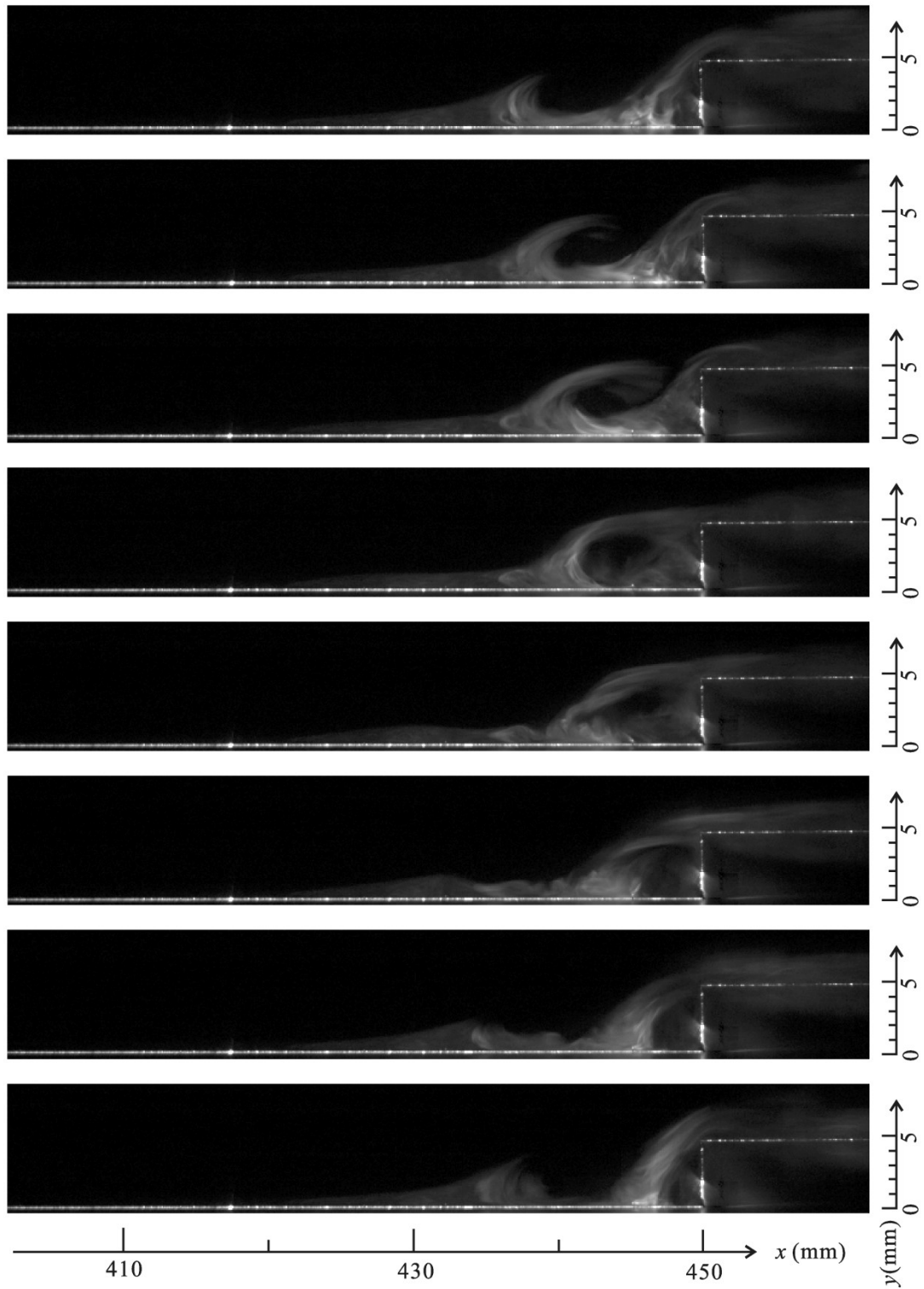
(a)



(b)



(c)



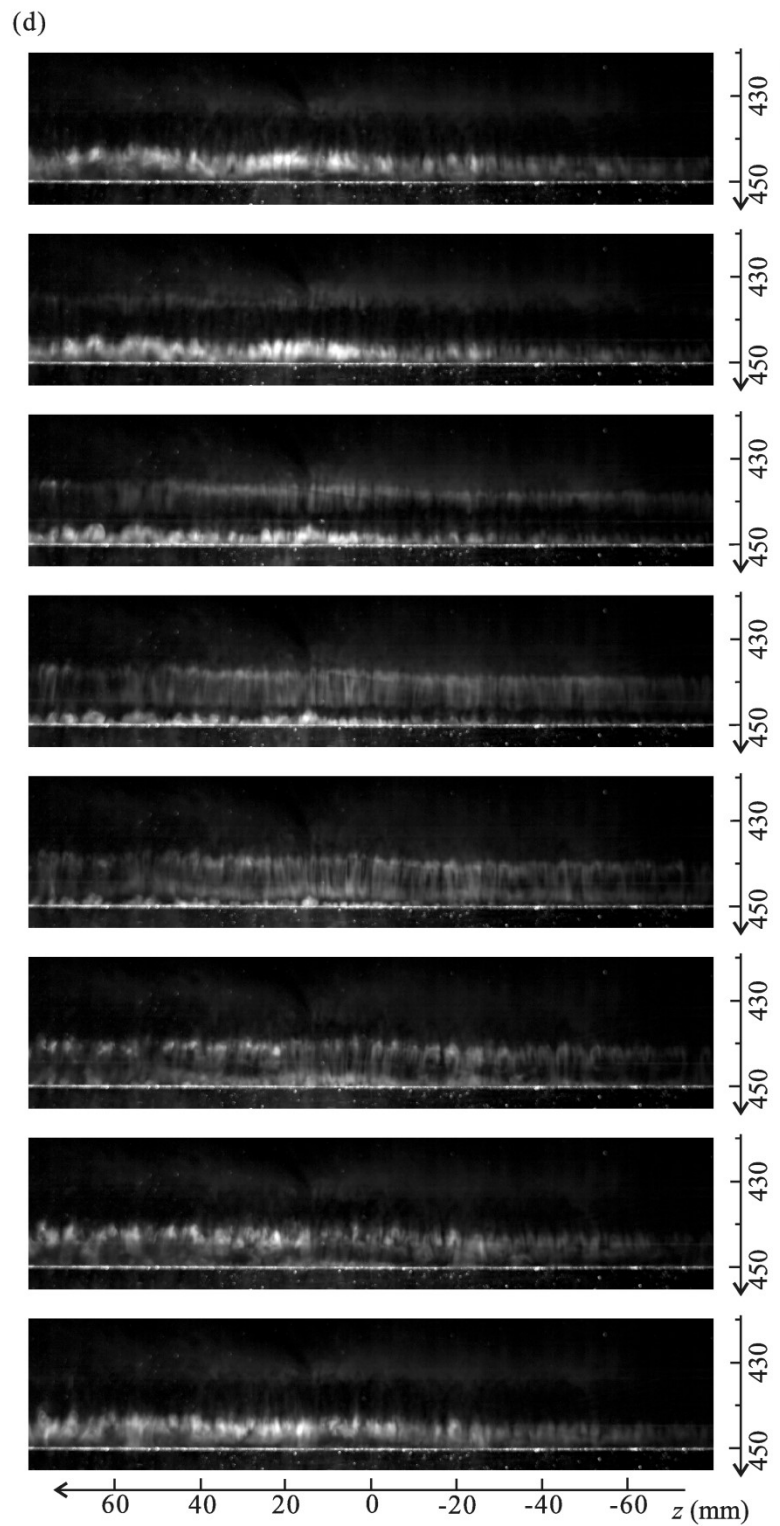


Fig. 4.3. Flow visualization in the separation region at $U_\infty = 30$ m/s ($x_p = 450$ mm). (a) $h_p = 3.0$ mm ($h_p/\delta^* = 3.6$), (b) 3.9 mm ($h_p/\delta^* = 4.7$), (c) (d) 4.9 mm ($h_p/\delta^* = 5.9$). The time interval between pictures of (b), (c) and (d) is 0.2 ms.

第4章 粗度の受容性が突起音に与える影響

境界層の排除厚さ（ブラジウス流れの） δ^* の10分の1程度の高さの粗度を突起の上流に貼付した。粗度の前縁の x 位置は $x = 163 \text{ mm}$ から 401 mm であり，それぞれレイノルズ数 R^* は 980 から 1510 に対応している。粗度の高さ h_r は境界層厚さに対して十分低いため，粗度そのものによる狭帯域音の発生はない。図 4.4 は，粗度を貼付した位置のレイノルズ数範囲を R^*-F 平面の中立安定曲線と一緒に示している。ここで， F は無次元周波数であり，狭帯域音の周波数 f を用いて $F = 2\pi f \nu / U_\infty^2 \times 10^6$ として定義される。粗度の受容性にとっては，粗度の主流方向の長さも重要な要素であるが，粗度の幅が励起される T-S 波動の波長の半分の時，最も効率的に T-S 波動を音波によって励起される[7]。そこで，本実験では粗度の主流方向長さを平板前縁より最も増幅する T-S 波動の波長（約 15 mm）の半分である 7.5 mm に設定した。

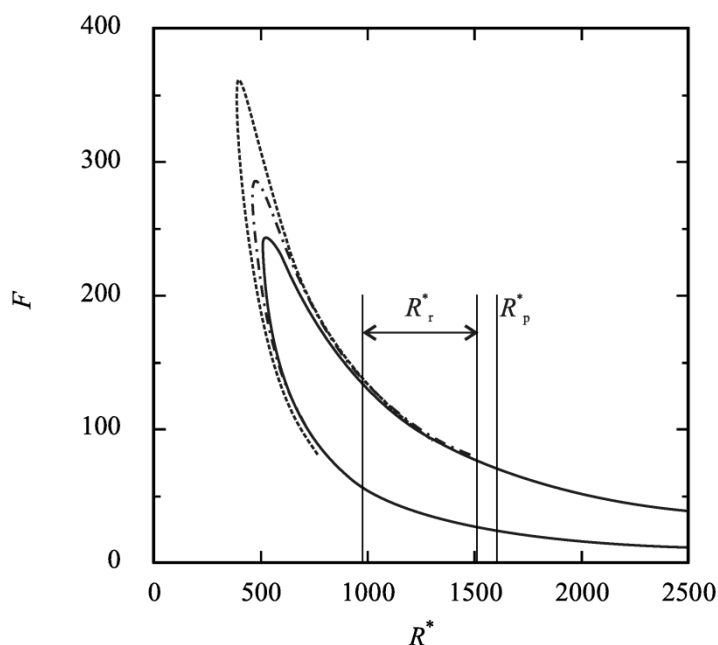


Fig. 4.4. Protuberance and roughness locations on the neutral stability diagram of Blasius flow. Solid curve; parallel flow theory. Semi-dotted curve[8]and broken curve[9]; non-parallel flow theories.

4.4 粗度が突起音に与える影響

図 4.5 は、 $h_p/\delta^* = 5.9$ の突起条件において発生する狭帯域音のスペクトルを示す。600 Hz から 900 Hz に複数の離散的なピークを見ることができる。このように多数のピークが出現するのは、音響フィードバック機構によって発生する狭帯域音の特徴である。複数のスペクトルの中心周波数は約 720 Hz であり、無次元周波数 ($F = 2\pi f\nu/U_\infty^2$) はおよそ $F = 80$ である。この値は、突起位置($R^* = 1610$)における中立安定曲線の第二分枝に近い。

次に、突起上流に貼付される粗度が、狭帯域音の音圧スペクトルに与える影響を調べた。

図 4.6(a) - (f) は、 $h_r = 0.05$ の粗度が $x = 163 \text{ mm} \sim 350 \text{ mm}$ ($h_r/\delta^* = 0.10 \sim 0.07$) に貼付されている時の狭帯域音の音圧スペクトルを示している。突起の条件は、図 4.5 と同様である。図 4.6(a) と (b) に示すように、粗度が $x = 163 \text{ mm}$ と 200 mm に位置している時、卓越したスペクトルピークが 600 Hz 付近、つまり粗度のない (図 4.5 参照) 条件で確認された複数のスペクトルピークの中心周波数 (720 Hz) よりも低い周波数側に現れる。ここで、ピーク周波数 (600 Hz) は、無次元周波数 $F \approx 66$ に対応しており、これは $x_r = 163 \text{ mm}$ で 200 mm の位置におけるレイノルズ数 $R_r^* = 975$ と 1080 に対応した中立安定曲線の第一分枝の無次元周波数に近

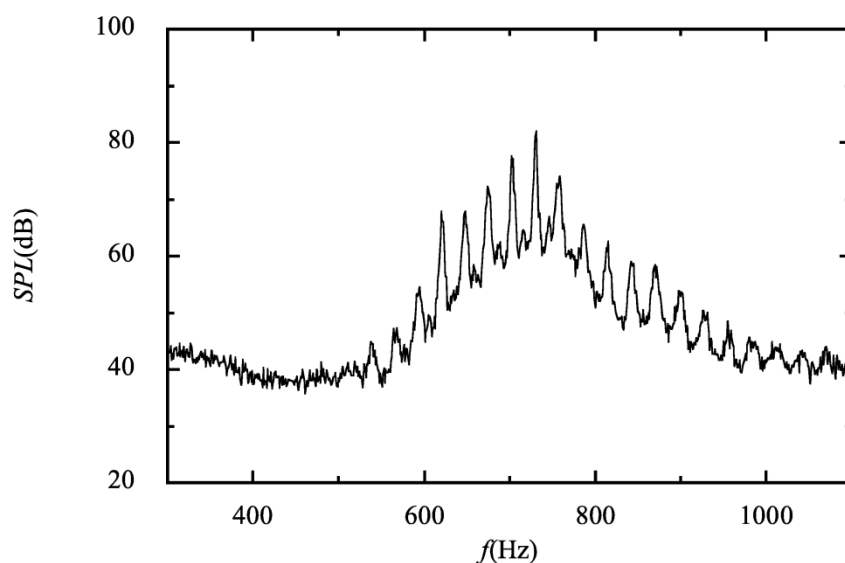
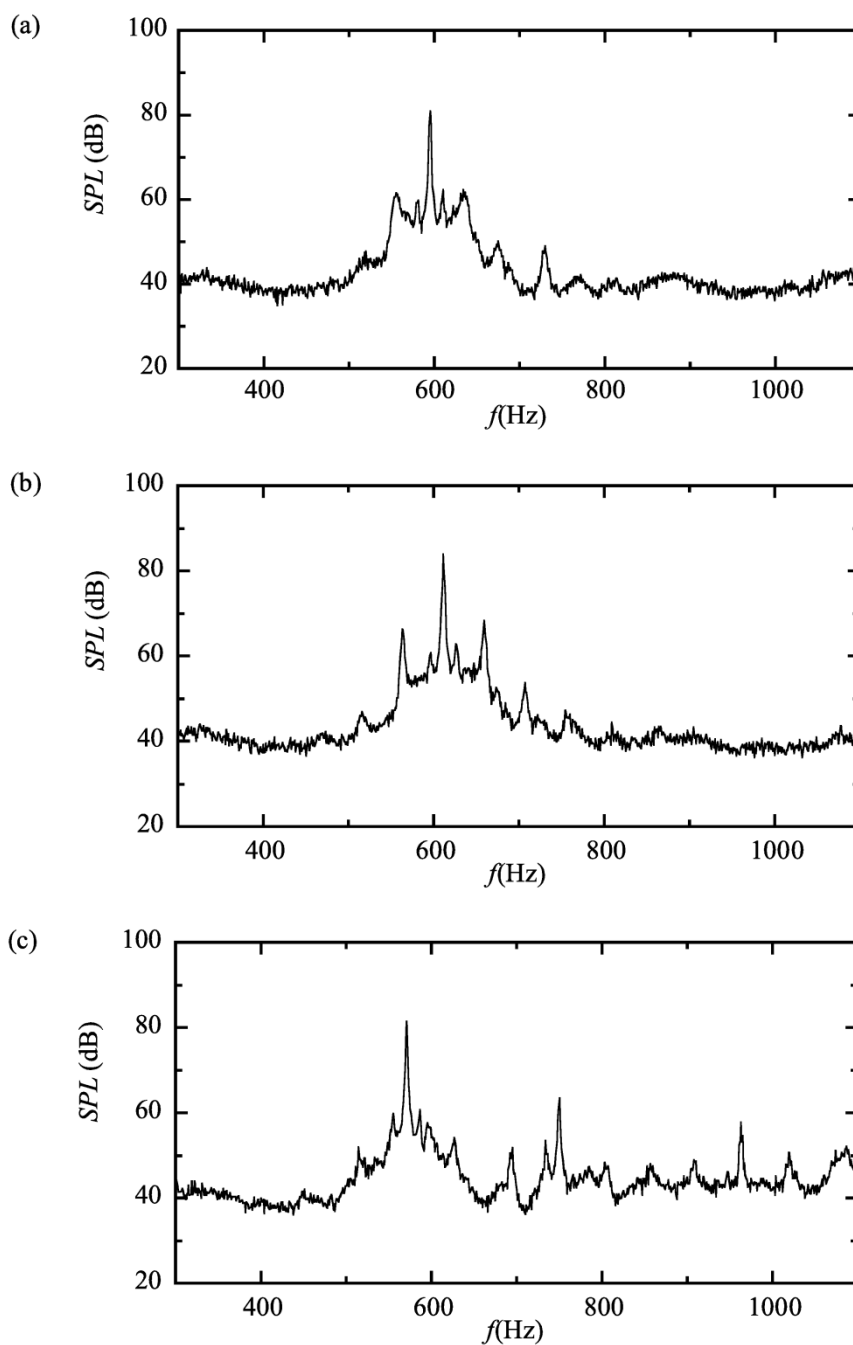


Fig. 4.5. Power spectrum of SPL at $U_\infty = 30 \text{ m/s}$, $h_p/\delta^* = 5.9$, $x_p = 450 \text{ mm}$ ($R^* = 1610$).

い. 図 4.6(c)に見られるように, 粗度を下流へ移動させると, 585 Hz 付近の低い周波数領域に現れるピークよりももう一つのピークが, 720 Hz 付近の高い周波数領域に現れる. この二つ目のピークは, 図 4.6(d)に示すように, 粗度を $x = 275$ mm に貼付した時には強さを増し, 590 Hz と 720 Hz の両方の位置に同程度の音圧レベルのピークが現れる.



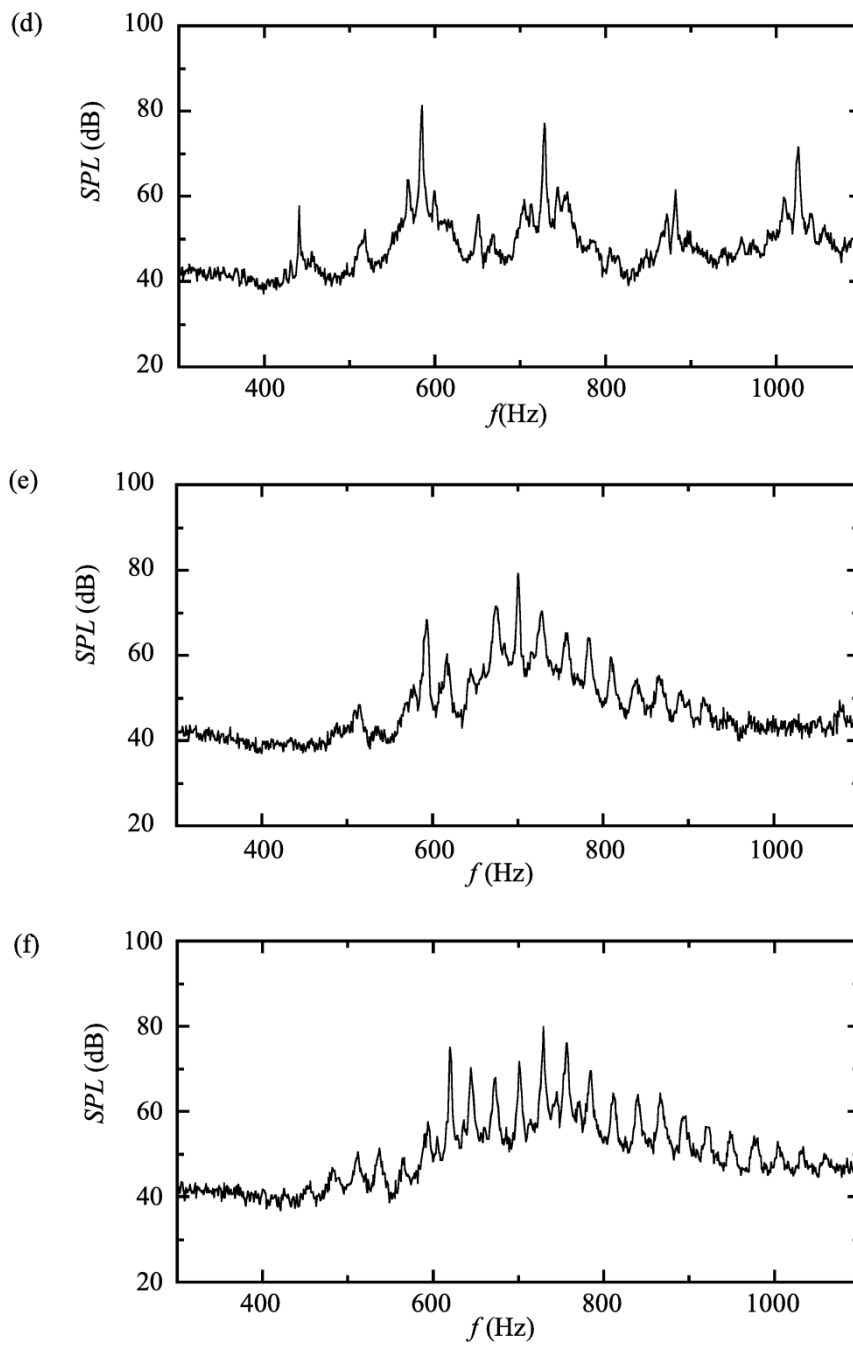


Fig. 4.6. Effect of roughness ($h_r = 0.05$ mm) on sound radiation at $U_\infty = 30$ m/s. $h_p/\delta^* = 5.9$, $x_p = 450$ mm. (a) $x_r = 163$ mm, (b) 200 mm, (c) 238 mm, (d) 275 mm, (e) 313 mm, (f) 350 mm.

粗度を貼付しない時（図 4.5）と比較すると、前者は前縁と突起の間の粗度によって新しく発生した狭帯域音のピークであり、後者は前縁と突起の間のフィードバックループによって発生している狭帯域音の周波数に対応したピークであると判断することができる。つまり、粗度を上流へ移動させた場合は、平板前縁と突起の間に形成される音響フィードバック機構によって生じる音の発生は抑制されるが、逆に粗度を下流の突起の方へ移動させた場合、図 4.6(e)または(f)に示すように、図 4.5 に示すような粗度を設けないケースと同様のスペクトルになる。粗度の有無によって線スペクトルの分布する周波数範囲に違いがある理由は、矩形関数状の二次元孤立粗度の受容性は、粗度の主流方向幅を半波長とする T-S 波動が選択的に強く励起する特徴があるのに対し、平板前縁の受容性は、比較的広い周波数範囲で連続的なスペクトルを有する T-S 波動を励起し、音響フィードバック機構が形成され得る周波数範囲が広がるためであると考えられる。なお、図 4.6(e)では、複数の離散的なスペクトルが 720 Hz 付近に卓越しているが、600 Hz 周辺にもまだもう一つのピークが存在していることが確認できる。

図 4.7 は、 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ において、音圧レベル SPL の粗度高さ h_r に対する依存性を示している。ここで、突起高さは $h_p/\delta^* = 5.9$ に固定してあり、粗度を貼付した x 位置は $x_r = 275 \text{ mm}$ ($R^* = 1270$) である。図 4.6(d)で示したように、この粗度の位置では、粗度の高さが最も低い ($h_r/\delta^* = 0.09$) 条件では、粗度と突起の間および平板前縁と突起の間の両方のフィードバックループが同程度の強さで成立するため、ほぼ等しい SPL 値の 2 つのピークがスペクトル上に確認できる。しかし、 h_r が増加するにつれて、平板前縁と突起の間のフィードバックによる高い周波数のピークの強さは徐々に減少し、それとは逆に粗度の受容性（粗度と突起の間のフィードバックループ）によって発生する低い周波数のピークが支配的になっていく様子がわかる。スペクトル全体の SPL 値はほとんど変化しないが、高い周波数に現れるピークの SPL 値は、 $h_r/\delta^* = 0$ から 0.31 に変化する間で約 20 dB 低下する。これゆえ、突起の上流に平板前縁と粗度による受容領域が同時に存在する場合、二つの受容性領域で励起さ

第4章 粗度の受容性が突起音に与える影響

れた T-S 波動の間で競合が起き、突起から発生する音の支配関係が決定される過程があることが示唆される。

次に、熱線流速計を用いて、二つの受容領域で励起された異なる周波数の T-S 波動が、それぞれ境界層の不安定性によって成長する様子を観察した。図 4.8 は、高い周波数と低い周波数の成分($f = 648 \text{ Hz}$ および 728 Hz)の変動速度 u を $y = 0.6 \text{ mm}$ (T-S 波動の振幅が最も大きい y 位置) の一定の高さで主流方向にトラバースして計測した速度変動実効値 (rms 値) を示している。それぞれの成分は、狭帯域音の一つの線スペクトルに対応する $f \pm 5 \text{ Hz}$ のごく狭い周波数帯域を抜き出したものである。本実験に用いた粗度は高さ 0.05 mm であり、貼付位置は $x = 275 \text{ mm}$ ($R^* = 1250$)である。また、突起直前の剥離泡の剥離点は $x = 390 \text{ mm}$ ($R^* = 1500$)に対応している。剥離泡の上流では T-S 波動の振幅が小さいため、音波によるストークス層の振動の振幅が支配的である。このため、rms 値はほぼ一定の値の周りで波打つように変動する。この変動の周期は、理論的に求められた T-S 波動の周期 (728 Hz で 15 mm , 648 Hz で 17 mm) とほぼ一致している。マイクロフォンによる計測より、この流れ場の条件では高い周波数側 (728 Hz) に現れるピークの SPL 値は、低い周波数側 (648 Hz) に現れるピークの SPL 値より低いことがわかっている。一方、図 4.8 に示すように、音波に誘起されたストークス層の振動に重畳している低い周波数の T-S 波動(648 Hz)は、 $x > 370 \text{ mm}$ ($R^* > 1470$)において高い周波数の T-S 波動(728 Hz)よりも早く成長していることが確認できる。図 4.4 に示した線形安定性理論より求められるそれぞれの周波数の増幅率の関係とも整合が取れていることから、発生する狭帯域音の周波数間の強弱は、剥離泡上流における T-S 波動の線形増幅域で決定されていることが示された。

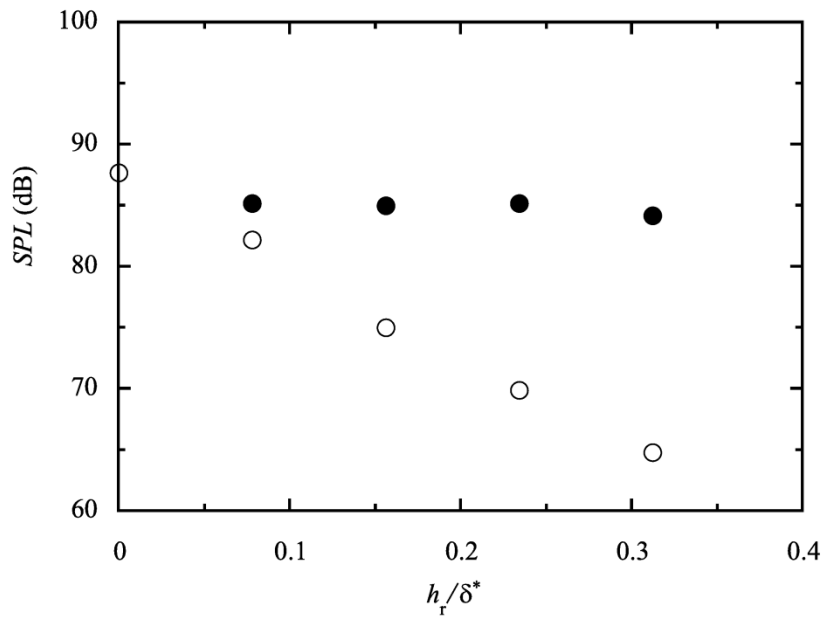


Fig. 4.7. Dependence of SPL on h_r/δ^* at $U_\infty = 30$ m/s; $x_p = 450$ mm, $h_p/\delta^* = 5.9$, $x_r = 275$ mm. ●, 400 - 670 Hz; ○, 670 - 1000 Hz.

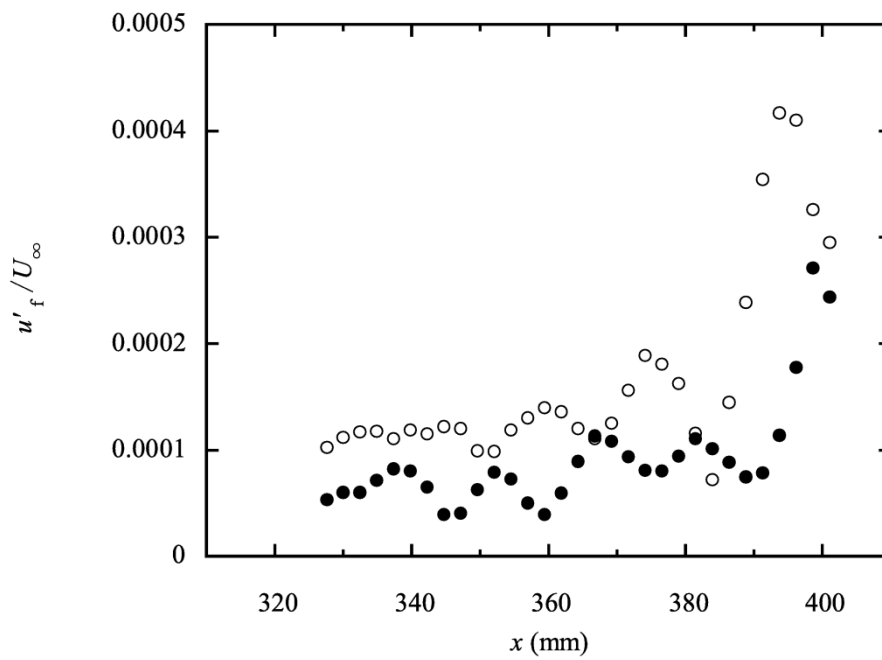


Fig. 4.8. Streamwise development of u' at $U_\infty = 30$ m/s ($x_r = 275$ mm, $x_p = 450$ mm, $h_r/\delta^* = 0.077$, $h_p/\delta^* = 5.9$). ○, 648 Hz ($F = 70.5$); ●, 728 Hz ($F = 79.2$).

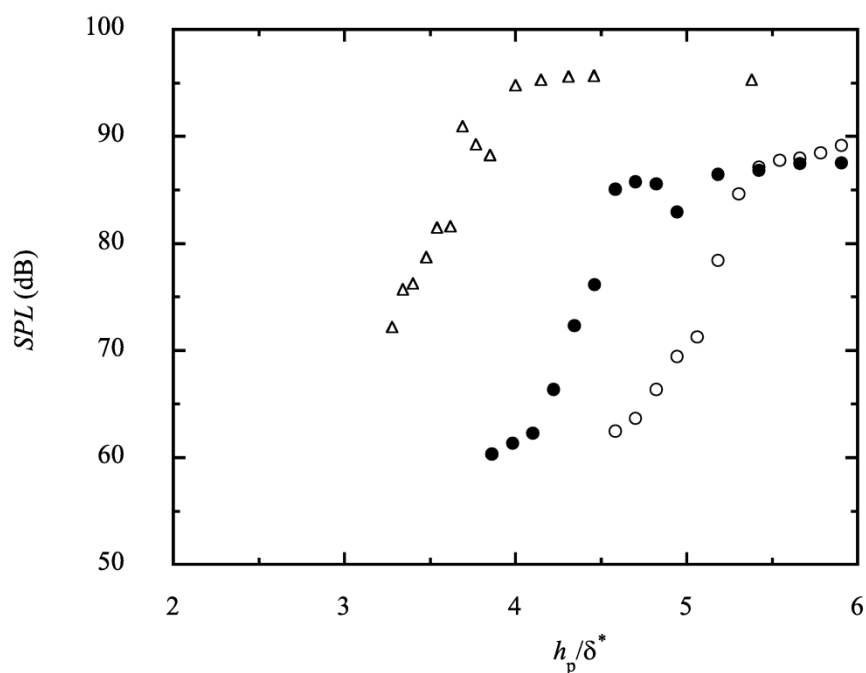


Fig. 4.9. Dependence of SPL on h_p/δ^* . $x_p = 450$ mm. ●, with roughness ($h_r/\delta^* = 0.09$, $x_r = 200$ mm, $U_\infty = 30$ m/s); ○, without roughness ($U_\infty = 30$ m/s); △, without roughness ($U_\infty = 50$ m/s).

最後に、粗度による受容性が、狭帯域音の発生が始まる突起の臨界高さに与える影響を示す。図 4.9 は、 $U_\infty = 30$ m/s で $h_r/\delta^* = 0.09$ の粗度がある場合とない場合の h_p/δ^* に対する SPL 値の変化をプロットしている。ここで、粗度は突起の 250 mm 上流に貼付されており、突起位置は $x_p = 450$ mm ($R^* = 1610$) で、粗度位置は $x_r = 200$ mm ($R^* = 1080$) である。図 4.6(b) で示したように、本条件では、粗度の受容性によって励起される T-S 波動が、音響フィードバック機構を支配することがわかっている。また、比較のため $U_\infty = 50$ m/s の主流速度で粗度を貼付しない場合の結果も示している。 $U_\infty = 30$ m/s では、T-S 波動が前縁領域のみで励起される場合は、狭帯域音は $h_p/\delta^* < 5$ では確認できない。流速が大きい $U_\infty = 50$ m/s の条件では、狭帯域音が確認される突起高さの臨界値が $h_p/\delta^* \approx 3$ にまで低下しているが、この臨界値の減少は、高い主流速度で境界層不安定が増すことだけでなく、 U_∞ (または 主流マッハ数) の増加によって、発生する音の SPL 値が増加することが原因である。一方、粗度がある場合、 $U_\infty = 30$ m/s の条件で臨界値が $h_p/\delta^* \approx 4$ に減少する。これは、主に粗度の貼付位置(x_r)におけ

るレイノルズ数が、線形安定性の臨界レイノルズ数よりも大きいので、T-S 波動が剥離泡まで到達する間に、平板前縁で励起された T-S 波動よりも早く増幅されるためである。さらに、粗度は平板前縁よりも音源に近い位置にあるため、音波の距離減衰の影響も小さい。このため、粗度がある場合は、突起の高さが低く剥離泡が小さい条件であっても、音響フィードバック機構を維持することが可能になる。なお、突起高さの違いによる剥離泡の大きさの違いについては、図 4.3(a)と(b)に示している。

4.5 結論

本章では、狭帯域音を発生させる原因である音響フィードバック機構が、突起上流の不安定領域に設けた微小高さの二次元粗度の受容性変化によって制御されることを示した。粗度の高さや位置によって、平板前縁と突起の間のフィードバックループに加え、粗度と突起の間のフィードバックループの両方が、突起からの狭帯域音の発生に影響を与える。粗度そのものは境界層に対して十分低いので狭帯域音を発生しないが、粗度を追加することによって新しく生じた受容性が、平板前縁と突起の間に成立する音響フィードバックループの状態を大幅に変更する。ここで重要なのは、粗度の高さが境界層の排除厚さの $1/10$ のオーダーの高さであっても、発生する狭帯域音に大きな影響を及ぼすことである。粗度の高さを増すと、粗度と突起の間のフィードバックループによって発生する狭帯域音がより支配的になる。また、ブラジウス境界層の境界層不安定が生じる領域に追加された粗度は、粗度のない条件では狭帯域音が発生しない突起高さであっても、卓越した狭帯域音を発生させることを確認した。

なお、本章の結果は、Kobayashi と Asai [10]によって公表されている。

参考文献

- [1] M. Kobayashi, M. Asai and A. Inasawa, “Experimental investigation of sound generation by a

- protuberance in a laminar boundary layer,” *Phys. Fluids*, **26**, 084108 (2014).
- [2] J. B. V. Wanderley and T. C. Corke, “Boundary layer receptivity to free-stream sound on elliptic leading edges of flat plates,” *J. Fluid Mech.* **429**, 1 (2001).
- [3] W. S. Saric, H. L. Reed, and E. J. Kershen, “Boundary-layer receptivity to freestream disturbances,” *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34**, 291 (2002).
- [4] J. D. Crouch, “Localized receptivity of boundary layers,” *Phys. Fluids A*, **4**, 1408 (1992).
- [5] V. S. Kosorygin, R. H. Redetzky Jr, W. S. Saric, “Laminar Boundary-Layer, Sound Receptivity and Control,” *Laminar-Turbulent Transition*, **IV**, Ed. R. Kobayashi, (Springer, 1995), pp. 517-524.
- [6] B. Plogmann, A. Herrig and W. Wurz, “Experimental investigations of a trailing edge noise feedback mechanism on a NACA 0012 airfoil,” *Exp Fluids*, **54**:1480 (2013).
- [7] R. Kobayashi, Y. Fukunishi, T. Nishikawa and T. Kato, “The Receptivity of Flat-Plate Boundary-Layers with Two-Dimensional Roughness Elements to Freestream Sound and Its Control,” *Laminar-Turbulent Transition* ed. R. Kobayashi (Springer-Verlag, Berlin, 1995) p.507.
- [8] W. S. Saric, and A. H. Nayfeh, “Nonparallel stability of boundary-layer flows,” *Phys. Fluids*, **18**, 945 (1975).
- [9] M. Gaster, “On the effects of boundary-layer growth on flow stability,” *J. Fluid Mech.*, **66**, part 3, 465 (1974).
- [10] M. Kobayashi and M. Asai, “Experimental Investigation of Influences of Roughness Receptivity on Protuberance Noise,” *J. phys. Soc. Jpn.*, **84**, 014404 (2015).

第5章

突起傾斜が突起音に与える影響

5.1 緒言

境界層中でのT-S波動の成長に基づく音響フィードバック機構によって生じる狭帯域音を抑制するためには、攪乱を成長させる境界層を強制的に乱流遷移させるのが最も簡便な方法[1], [2]である。しかし、この方法では、狭帯域音の低減と引き換えに乱流騒音の発生が避けられず、乱流境界層による表面の摩擦抵抗の増大を招いてしまうデメリットがある。翼のトレーリングエッジ騒音の抑制では、近年、翼の後縁にセレーションと呼ばれる鋸歯状の形状を設け、後縁付近に周期的な圧力変動を引き起こす渦構造を壊してやる方法[3]や、プラズマアクチュエータによるT-S波動と逆位相の攪乱の導入または壁付近の流れの加速による境界層の速度分布の変化によって、T-S波動の成長を抑制する方法[4], [5]が盛んに研究されているが、未だ実用段階には至っていない。

前章までに述べたように、層流境界層中の二次元突起から生じる空力音について低乱低騒音風洞を用いた風洞実験によって詳細に調べた結果、音響フィードバック機構を構成する平板前縁での受容性や壁面上の突起が二次元的に存在している流れ場において、狭帯域音が卓越することが明らかとなった[6]。また、突起上流の不安定領域に存在する二次元的な粗度の受容性によって、より低い突起から狭帯域音が発生することが明らかになった[7]。この狭帯域音の発生機構では、突起が二次元的に設置されることにより、突起直前の剥離泡も二次元的に発達するため、剥離泡で急成長した攪乱によって巻き上げられる渦も二次元的な構造を保ったまま突起と干渉する。したがって、もし突起がスパン方向に傾いて設置される場合は、渦が突起と二次元的に干渉しないため、同じ高さの突起であっても狭帯域音が強くなると考えられるが、上述したフィードバックループ機構が突起の傾斜角にどれほど強く依存するかは明らかでな

い。例えば航空機の機体表面を考えた場合、突起の高さや断面形状は、機能上の要求や運用上の制約によって決定するため、これらを変えずに突起の設置する向きをわずかに変化させることによって、狭帯域音を低減できるならば騒音抑制の有効な手段となり得る。

本章では、平板に貼付した突起のスパン方向角度を変化させた場合に、音響フィードバック機構がどのように変化するかを明らかにすることを目的として、突起の傾斜角度の変化に対する狭帯域音の変化について低乱低騒音風洞を使用した実験により調べている。

5.2 実験装置および方法

実験は、Kobayashi らの論文[6]と同じ低乱低騒音風洞で行われた。境界層板と側壁板についても同様のものを使用しており、境界層板は、前縁が先鋭な形状の長さ 1000 mm、厚み 5 mm のものであり、側壁板には、主流の二次元性を維持するための 2 枚の亚克力製側壁板を使用している。座標系は、平板前縁からの距離を x 、平板上面からの距離を y 、スパン方向に z 軸をとる：図 5.1(b)に示すように、平板前縁のスパン中心位置を原点とする。突起は、長さ 495 mm、幅 20 mm の樹脂製であり、突起と境界層板の間に、薄い両面テープを積層して微調整した。突起高さ h は境界層厚さ以上の 3.0 mm および 4.9 mm である。突起の傾き角 ϕ は図 5.1(b)に示すように、突起前縁と z 軸の成す角度によって定義する。従って、 $\phi = 0^\circ$ は二次元突起に対応する。

突起からの放射音の測定には 20 Hz から 20 kHz の測定レンジを有するマイクロフォン (RION 社 NL-52) を使用した。マイクロフォンの設置角度 θ は、図 5.1(a)に示すように、上流側 ($-x$ 方向) を 0° として下流側を 180° と定義する。マイクロフォンは、通常 $\theta = 35^\circ$ の方向の突起前縁から 1000 mm の距離に設置しており、音の指向性を確認する実験のみ、任意の位置へ移動させた。ここで、Kobayashi らの論文[6]で示されるように、突起からの放射音は、突起に作用する振動抗力による二重極音源が支配的であり、従って、突起のすぐ上方 ($\theta = 90^\circ$) では音圧 (SPL) は最小になる。平均速度と変動速度の測定には、定温度熱線流速計 (Dantec 社

StreamWare) を使用し, マイクロフォンと熱線流速計で計測されたデータについては, 16 bit の A/D 変換後 PC に保存した. また, スモークワイヤ法により突起の近くの攪乱の発達を可視化し, 高速度カメラ (Photron 社 FASTCAM SA1.1) で撮影した. 本実験の撮影解像度は, 1024×512 pixel であり 5000 fps のフレームレートで撮影した. 本実験は, 一様流速度 $U_0 = 30 \sim 50$ m/s の範囲で行われた. 排除厚さに基づくレイノルズ数 $R^* = \delta^* U / \nu$ は, 突起がない状態 (滑面) におけるブラジウス境界層の排除厚さ δ^* を用いて定義する.

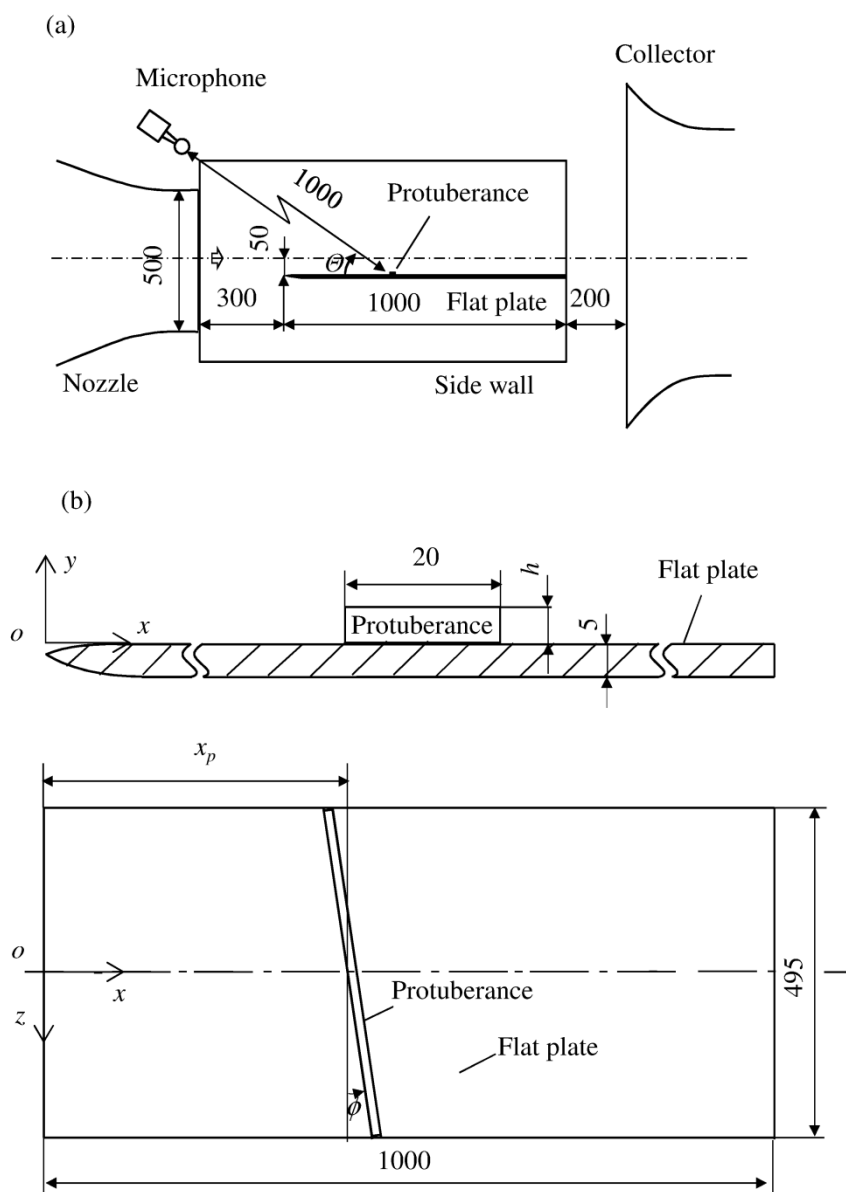


Fig. 5.1. Schematic of (a) the test section, (b) the boundary-layer plate with a protuberance (dimensions in mm).

5.3 実験結果および考察

5.3.1 平板上に発達する境界層

最初に突起を設置しない状態で境界層の発達を調べた。図 5.2(a)は、主流速度 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ で、 $x = 200 \text{ mm}$ 、 $x = 450 \text{ mm}$ および $x = 600 \text{ mm}$ における主流方向の平均速度 U の y 方向分布をブラジウス境界層の分布と比較している。実験で得られた速度分布は、ブラジウス境界層の速度分布と非常に良く一致していることがわかる。また、図 5.2(b)は、各 x 位置における排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ および形状係数 $H = \delta^*/\theta$ の値をブラジウス流の値と比較している。これらも理論値と良く一致しており、境界層の y 軸方向の平均速度分布に対して敏感に変化する形状係数は、計測した範囲全域においてブラジウス境界層の理論値である 2.59 付近で推移している。図 5.3 及び図 5.4 は、 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ および 50 m/s において、吹出口のすぐ下流で熱線風速計により測定された一様流中の速度変動のパワースペクトルおよび平板前縁の直上 1m に設置されたマイクロフォンにより測定された気流騒音のスペクトルである。一様流中の乱れは主に 100 Hz 以下の低周波成分であり、その中の 10 Hz ~ 30 Hz 付近に見られるピークは、風洞上流部の消音板の後流変動によるものである。主流の乱れ強さ (5 Hz ~ 1 kHz) は、 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ で一様流の約 0.08%、 $U_\infty = 50 \text{ m/s}$ では約 0.05% である。ただし、騒音計測のために平板上方は開放しており吹出口から発達する混合層により下流に向かって徐々に増加する。一方、気流騒音 (20 Hz ~ 5 kHz) は、それぞれ 84 dB および 100 dB であり、特に卓越した音響成分は見られない。なお、本実験において、境界層が自然遷移するレイノルズ数は $Re_x (= U_\infty x/\nu) = 2 \times 10^6$ 付近であった： $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ の条件では平板前縁から後縁付近、 $U_\infty = 50 \text{ m/s}$ の条件では約 640 mm 下流である。本実験は全て、突起の設置位置でのレイノルズ数が $Re_x < 1.5 \times 10^6$ の条件で行われ、突起より上流側の境界層は十分に層流に保たれている。

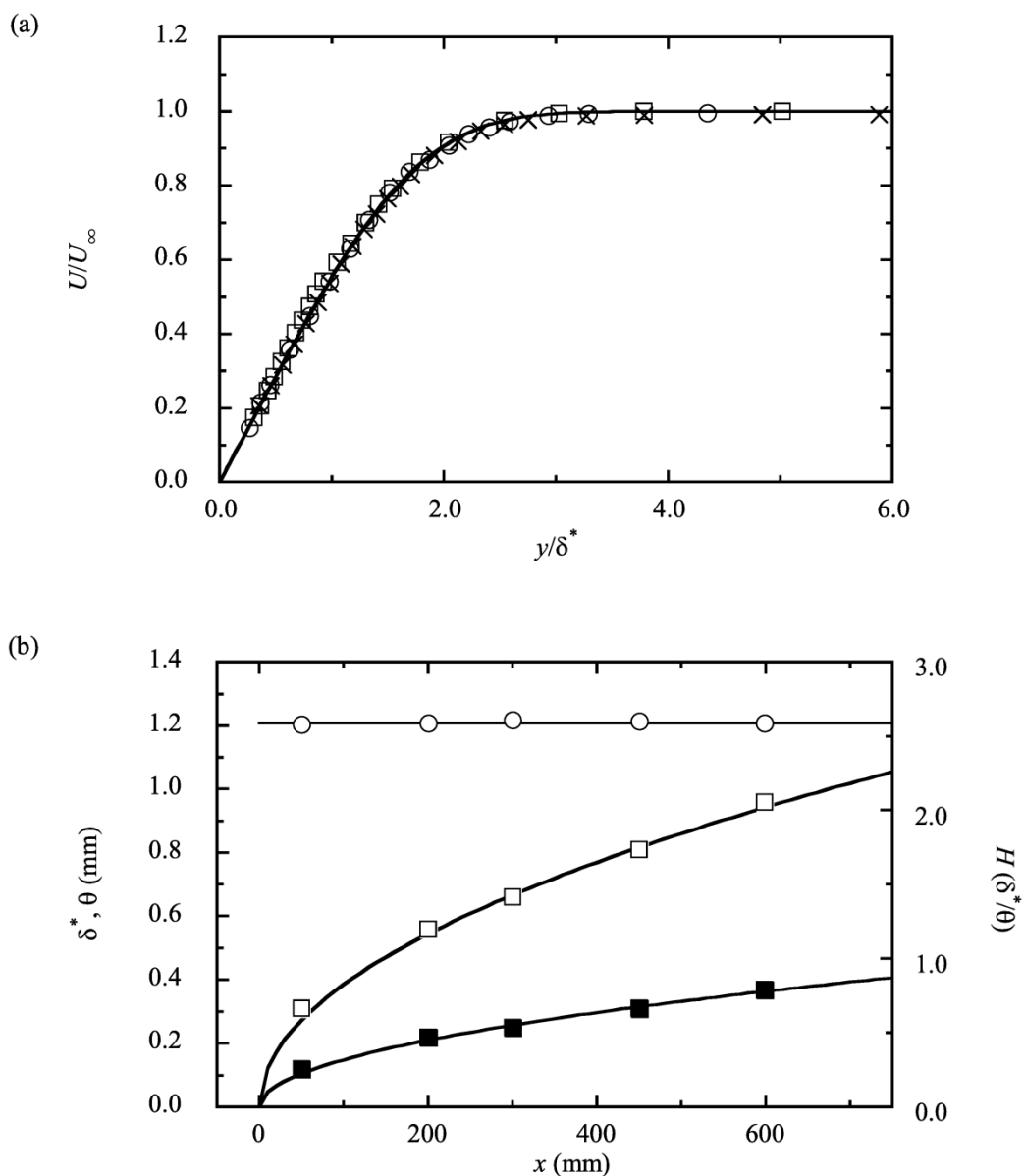


Fig. 5.2. Development of flat-plate boundary layer without protuberance at $U_\infty=30$ m/s[1]. (a) The y -distributions of mean velocity U at $x = 200$ mm (\circ), 450 mm (\square) and 599 mm (\times). (b) Streamwise variations of displacement thickness (\square), momentum thickness (\blacksquare) and shape factor (\circ). Solid curves represent the distributions of Blasius flow.

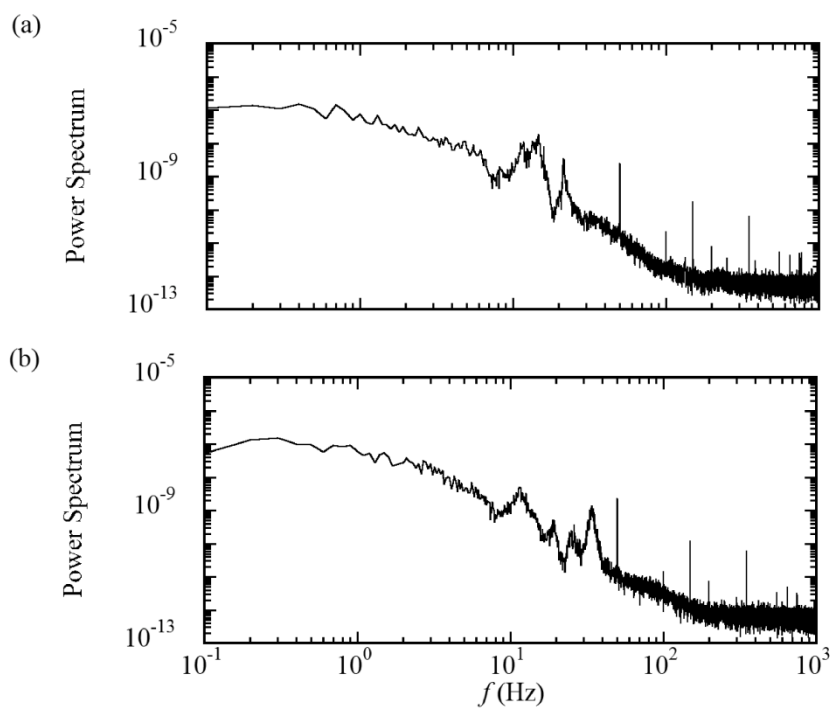


Fig. 5.3. Free-stream turbulence in (a) at $U_\infty = 30$ m/s and in (b) 50 m/s.

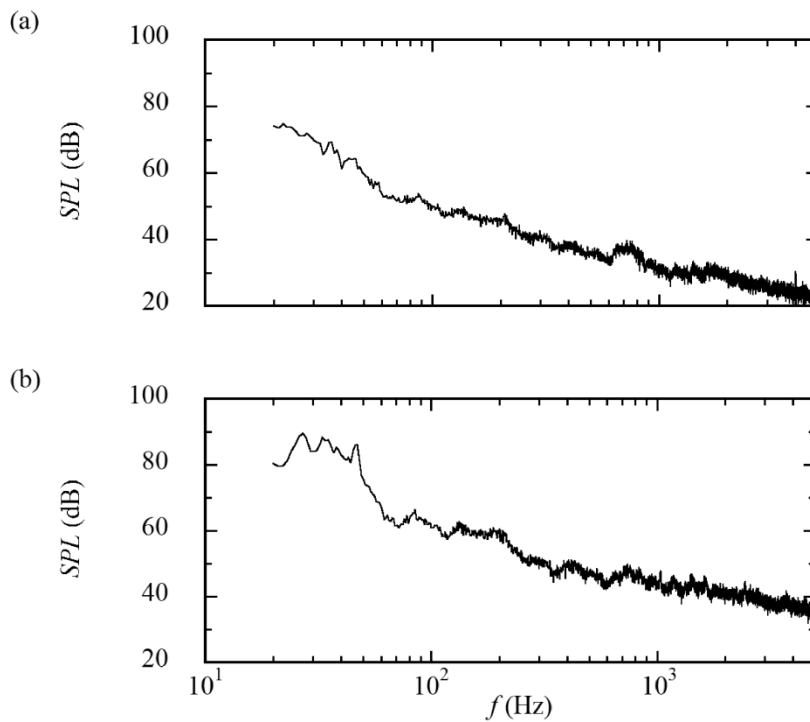


Fig. 5.4. Background noise without a protuberance in (a) at $U_\infty = 30$ m/s and in (b) 50 m/s.

5.3.2 二次元および斜めに設置した突起から発生する空力音

一様流速度 $U_\infty = 30$ m/s において、高さ $h = 4.9$ mm (幅 20 mm) の二次元突起を、突起前縁が平板前縁から 450 mm の位置 ($x = 450$ mm) になるように境界層平板に貼付した。突起の無いときの境界層の $x = 450$ mm でのレイノルズ数は $R_B^* = 1572$ 、その位置での突起高さ と 排除厚の比は $h/\delta^* = 5.78$ である。図 5.5(a)は、このときの突起から発生する空力音の音圧スペクトルである。図のように、600~900 Hz の範囲に卓越した狭帯域音が発生する。この周波数領域を拡大すると、図 5.5 (b)のように、この狭帯域音は多数の線スペクトルからなる。このような線スペクトルからなる音は、突起前縁で発生する音と、そこから上流に伝播した音響攪乱による平板前縁領域 (受容性領域) での T-S 波動の励起によって維持される音響フィードバック現象の特徴である。

突起の向きを一様流に対して傾けたとき、この音響フィードバック音がどのように変化するかを見よう。図 5.6(a)~(d)は、 $\phi = 2.5^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ で突起を傾けて設置した時の放射音のスペクトルの変化を示している。ただし、傾斜角を付けた突起はすべて、スパン中心 ($z = 0$) で突起前縁の x 位置 ($x = x_p$) を二次元突起の場合と一致するように配置してある。二次元突起 ($\phi = 0^\circ$) の場合 (図 5.5) との比較からわかるように、狭帯域の突起音の周波数は変化しないが、その音圧レベル (SPL 値) は 2.5° 傾けただけでもピーク音は顕著に小さくなり、 $\phi = 5^\circ$ では 10 dB 以上、 $\phi = 10^\circ$ では二次元突起の場合より 30 dB 以上低下する。さらに、 $\phi = 15^\circ$ では卓越したピークはほぼ全く見られなくなる。なお、突起音の周波数帯以外のスペクトルには、傾斜角の違いによる顕著な変化は生じていない。

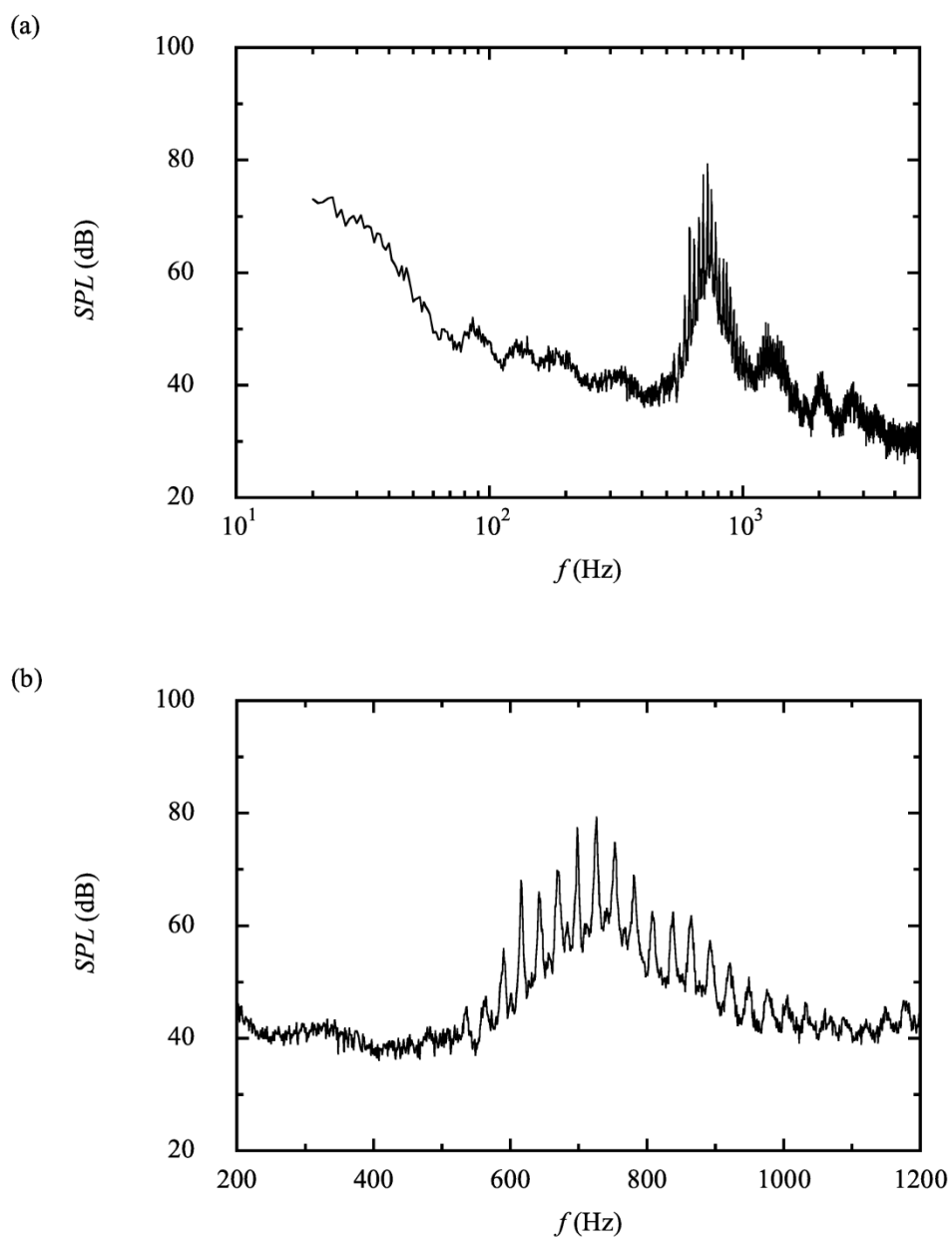


Fig. 5.5. Power spectra of SPL for a two-dimensional protuberance with $h/\delta^* = 5.78$ ($x_p = 450$ mm, $U_\infty = 30$ m/s). (a) 20 Hz ~ 5 kHz, (b) enlarged view of tonal component.

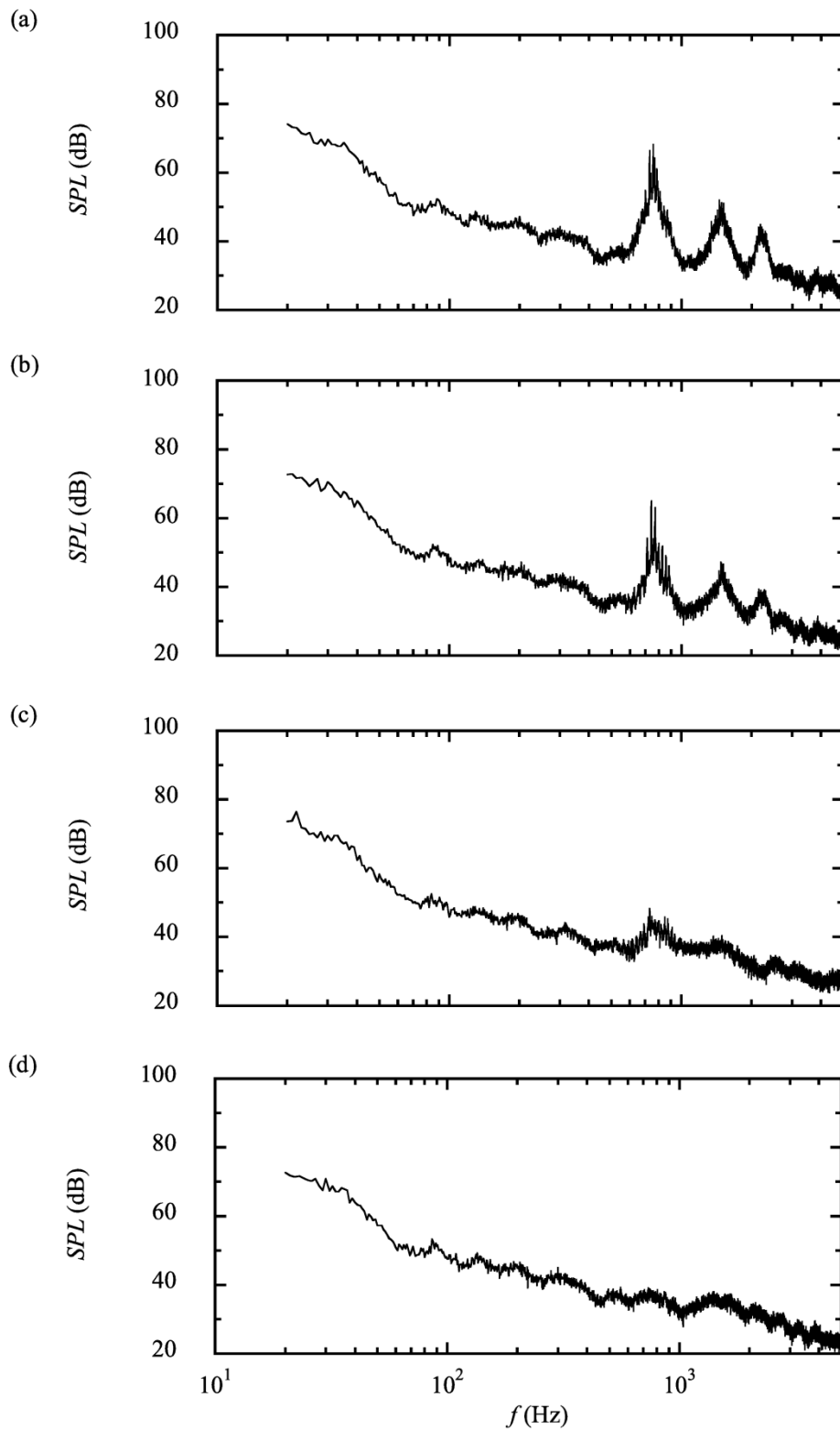


Fig. 5.6. Power spectra of SPL for an inclined protuberance with $h/\delta^* = 5.78$ ($x_p = 450$ mm, $U_\infty = 30$ m/s). (a) $\phi = 2.5^\circ$, (b) 5° , (c) 10° , (d) 15° .

図 5.7 (a)は、 $U_\infty = 30, 40$ および 50 m/s の流速において、突起音の音圧レベルが突起傾斜角 ϕ とともに減少していく様子を示している。ただし、全ての流速において、突起前縁位置 ($x_p = 450$ mm) および突起高さ ($h = 4.9$ mm) は同一であり、突起前縁位置でのレイノルズ数 (スパン中心位置) はそれぞれ $R^* = 1572, 1815, 2030$, 突起高さと排除厚さの比はそれぞれ $h/\delta^* = 5.78, 6.67, 7.46$ である。ここで、 $\phi = 10^\circ$ の時の突起前縁位置での R^* のスパン方向変化は、 $z = \pm 200$ mm の範囲で ± 60 程度である。また、音圧レベルは 100 Hz ~ 20 kHz の周波数範囲で求めている。

いずれの条件でも、傾斜角 ϕ が 10° より大きくなると、突起音は消滅し、SPL 値は暗騒音レベル ($U_\infty = 30$ m/s, 40 m/s, 50 m/s で、それぞれ 69 dB, 77 dB, 82 dB) に近くなる。なお、突起音が消滅した $\phi \geq 10^\circ$ での音圧の自乗値は U_∞ の $5 \sim 6$ 乗に比例して増加することを確認している。一方、 $\phi = 0^\circ$ および 2.5° における SPL を比較すると、流速の増加に対する SPL の値の増加が鈍くなっている。Kobayashi ら[6]を参照すると、これは、 $U_\infty = 30$ m/s で既に、はく離せん断層で成長した攪乱が突起前縁の少し上流で強い渦にまで成長しており、したがって、 $U_\infty = 40$ m/s や 50 m/s では、はく離せん断層は突起前縁より上流で乱流遷移が進み (周期的な渦が崩壊し始め)、その結果、渦と突起前縁との相互作用が弱まることによると考えられる。また、図 5.7 (b)は、流速を $U_\infty = 30$ m/s に固定し、突起位置を $x_p = 169$ mm に変えたときの音圧レベルの ϕ による変化を $x_p = 450$ mm の場合と比較している。いずれの場合も $h/\delta^* = 5.78$ となるように、 $x_p = 169$ mm では $h = 3.0$ mm の突起を使用している。 $x_p = 169$ mm 位置でのレイノルズ数 (スパン方向中心位置) は $R_p^* = 963$ であり、流速 (従って、マッハ数) 一定のもとで、レイノルズ数に対する依存性を見ることができる。 $\phi = 0^\circ$ および 2.5° において、より下流位置 ($x_p = 450$ mm) に突起を設置した方が音源と受容点 (前縁) が近い (音の減衰距離が短い) にもかかわらず、音響フィードバックによる突起音が強い。これは、 $x_p = 450$ mm では $R_p^* = 1572$ であり、突起上流の層流境界層中の不安定領域が $x_p = 169$ mm に比べてかなり長く、T-S 波動が十分に増幅できるためである。このように、レイノルズ数の違いによる T-S 波動の増幅領域の違いのため、

発生する狭帯域音の強さが異なるが、 $\phi > 10^\circ$ で暗騒音レベルに近づく様子は同じであり、突起が少し傾斜するだけで、音響フィードバックが維持できなくなることがわかる。

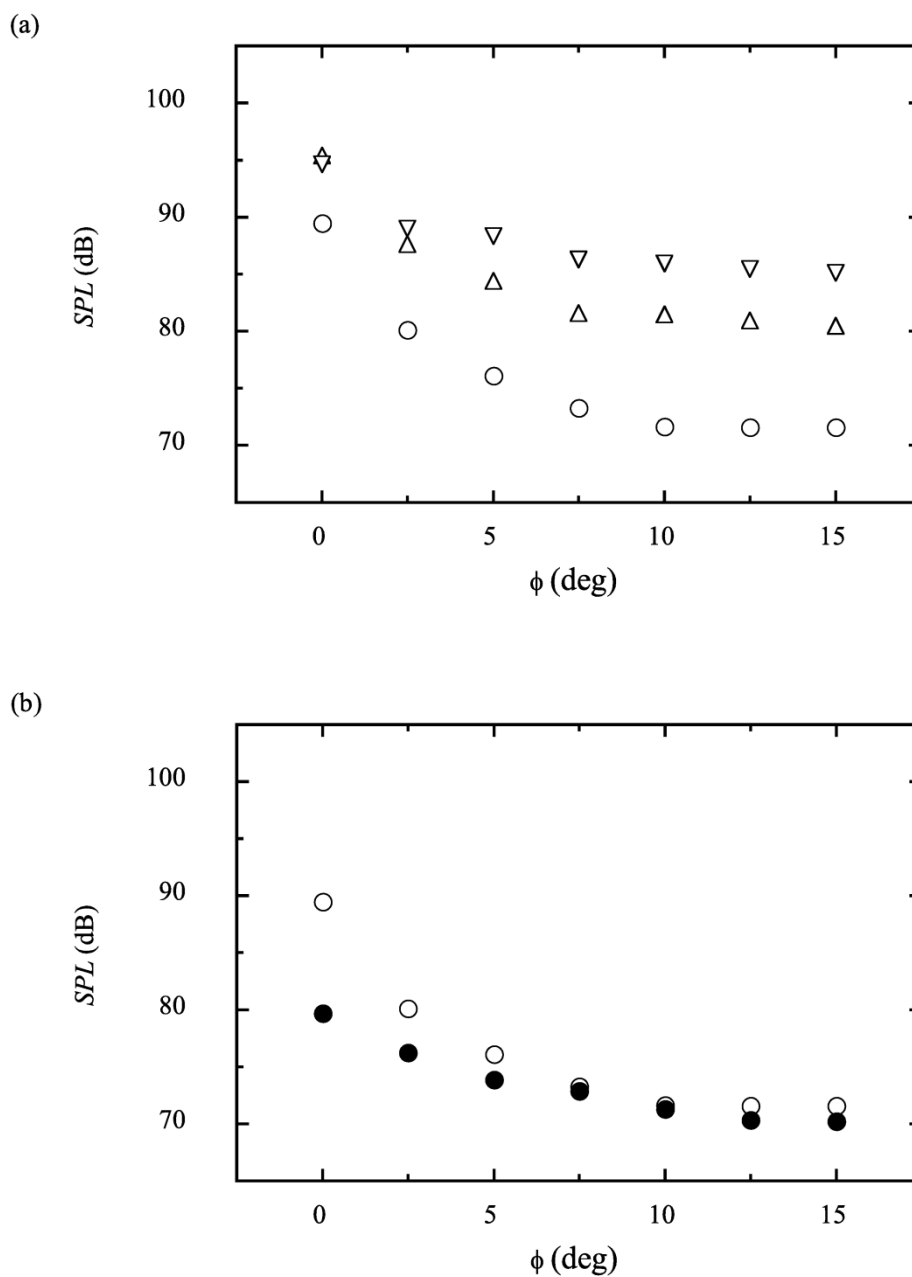


Fig. 5.7. Dependence of SPL on the inclination angle ϕ . (a) $h = 4.9$ mm; $x_p = 450$ mm: \circ , $U_\infty = 30$ m/s, $h/\delta^* = 5.78$; Δ , 40 m/s, $h/\delta^* = 6.67$; ∇ , 50 m/s, $h/\delta^* = 7.46$. (b) $h/\delta^* = 5.78$, $U_\infty = 30$ m/s; \circ , $x_p = 450$ mm ($R_p^* = 1572$); \bullet , $x_p = 169$ mm ($R_p^* = 963$).

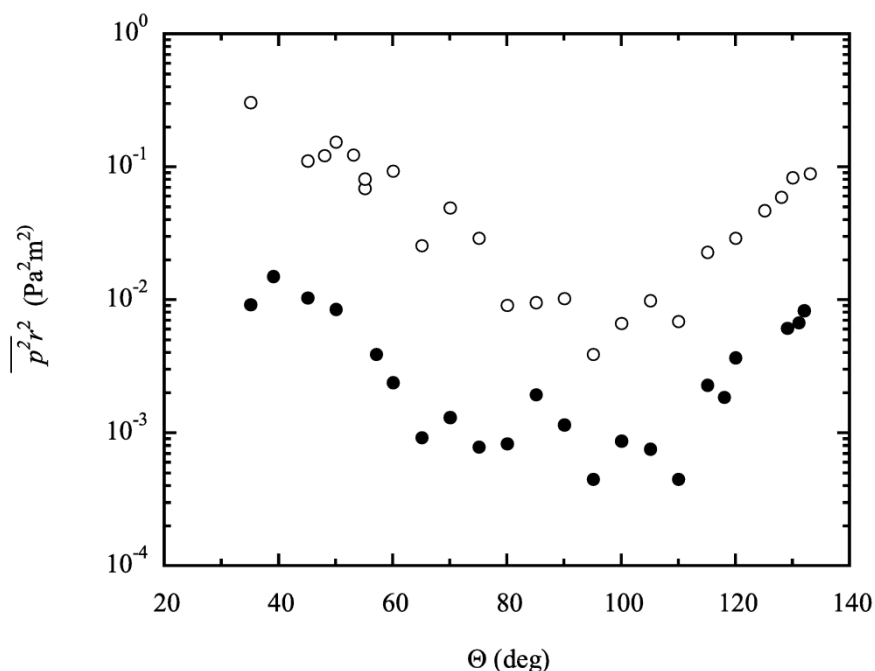


Fig. 5.8. Directivity of tonal sound for $\phi = 5^\circ$ at $U_\infty = 30$ m/s. The protuberance ($h/\delta^* = 5.8$) is located at $x_p = 450$ mm: \circ , $\phi = 0^\circ$; \bullet , $\phi = 5^\circ$.

図 5.8 は、 $U_\infty = 30$ における二次元突起および $\phi = 5^\circ$ の斜め突起を設置した時の狭帯域音の指向性を示す。マイクロフォンはスパン中心線 ($z = 0$) に沿って平板から 1 m の一定距離で移動し、計測した音圧の 2 乗平均値に突起前縁位置との距離の 2 乗を乗じて距離補正を行っている。また、音圧レベルは卓越した線スペクトルが観察される 600 Hz ~ 900 Hz の周波数範囲で求めている。この結果より、 $\phi = 5^\circ$ でも、発生する音の強さは弱くなるが、二次元突起と同様に突起から発生する音波が、主に突起の上流および下流側に明確な指向性を有する二重極音源（抗力変動による）によって発生していることが確認できる。

5.3.3 渦と突起前縁との干渉

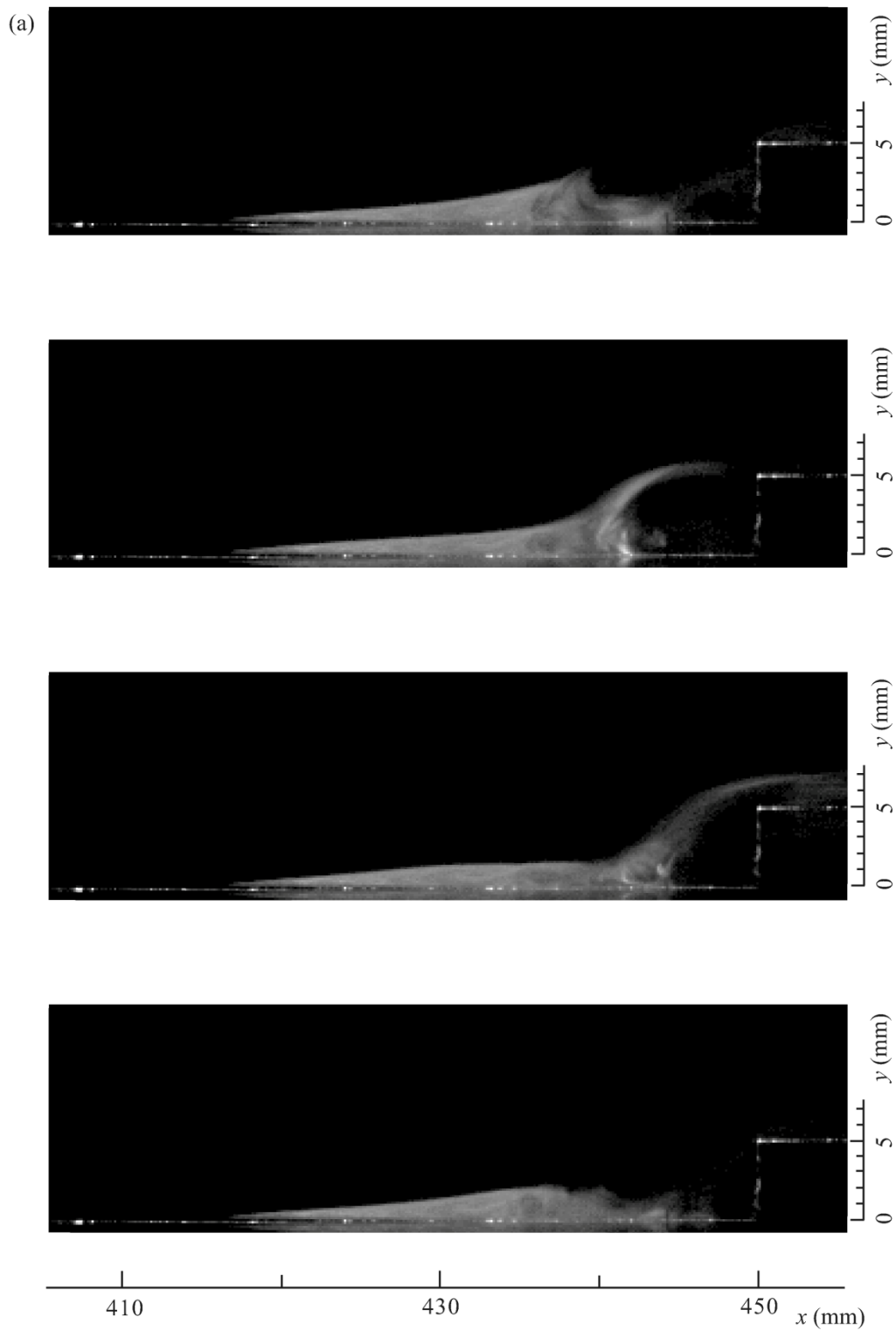
次に、 $U_\infty = 30$ m/s の境界層に二次元突起 ($\phi = 0^\circ$, $h/\delta^* = 5.78$) を取り付けたとき、T-S 波動が突起前縁の上流に形成されるはく離泡で渦にまで急成長し突起前縁と干渉する様子を、スモークワイヤ法によって可視化した。図 5.9 (a) はスパン中心位置 ($z = 0$) における x - y 断面、図 5.9 (b)

は突起の高さ位置付近の x - z 断面の可視化写真であり、レーザシート光（厚さ約3 mm）で照射し、高速度カメラで連続撮影したものである。スモークワイヤは、流速の小さな突起前方の逆流域（約5 mm上流）の壁近傍に、突起に平行に設置している。図は、0.4 ms毎の連続写真であり、渦の巻き上がりから突起との干渉までの約1周期分に対応している。 x - y 断面の可視化からわかるように、スモークワイヤにより発生した煙は壁近くの逆流により上流に移流し、はく離点に近づくと壁から離れ、向きを変えて下流に流される。従って、突起上流に形成されるはく離泡構造がはっきりと可視化されている。突起高さ（ $h=4.9$ mm）の3倍程度上流からせん断層の渦への巻き上がりが見られ、突起前縁に衝突している様子が捉えられ、音の発生に導く渦と突起との干渉が確かに起きているのがわかる。また、図5.9 (b)に見られるように、発達する渦は、極めて二次元性が強く、二次元突起前縁とスパン方向に位相差が生じることなく干渉している。従って、この場合、突起によって強い二次元性を有した音源が形成されることが理解される。なお、本実験のような境界層厚さ以上の高さの突起では、突起を超えた流れは乱流遷移するため、突起下流の流れは、上流のフィードバックループ機構に影響を及ぼさないことがわかっている[6]。

同様に、図 5.10 (a)は、 $\phi=5^\circ$ で斜めに取り付けた突起の上流のはく離泡を可視化している。図 5.9 (a)と比較すると、はく離泡の大きさはほとんど変わらないが、渦への巻き上がりが緩やかで、放射される音の強さが低下した分、上流（前縁領域）で励起される T-S 波動の初期振幅が小さくなり、その結果、せん断層の渦への巻き上がりが遅れたと考えられる。また、図 5.10 (b)より、この場合も、発達する渦は二次元的な構造を有しているように見える。この二次元渦と斜め突起が干渉すると、突起前縁に沿って圧力変動の位相差が生じる。その結果、遠方場では、突起のスパン全体にわたっての積分効果として（音響変動のキャンセルが生じるので）、放射される音の振幅が小さくなり、音響フィードバックが弱まることが理解される。

図5.11は傾斜角 $\phi=10^\circ$ の場合の可視化写真であるが、干渉の様子は $\phi=5^\circ$ の場合と大きな違いはない。ただし、図5.11 (a)から判断すると、 $\phi=10^\circ$ では煙の巻き上がりが弱く渦の発達がさら

に遅れている。これは、音が弱まるとともに（図5.5, 5.6参照）フィードバックループの構成要素である平板前縁領域で、放射音により励起されるT-S波動の初期振幅がより小さくなることによるものであると予想される。また、図5.11 (b)より、 $\phi = 10^\circ$ においても、不安定波は孤立的な渦にまで発達していないが、二次元的な変動が斜め突起を通過している様子が見られる。なお、 $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ の条件では、側壁境界層は突起位置付近でもまだ層流であることを確認しており、そこでの側壁境界層厚さは5 mm程度である。また、いずれの傾斜角の場合も、はく離泡で成長している波動（あるいは渦）は、側壁近くを除いたスパン中央の340 mmの範囲（突起高さの70倍程度）で十分二次元的であることを確認している。



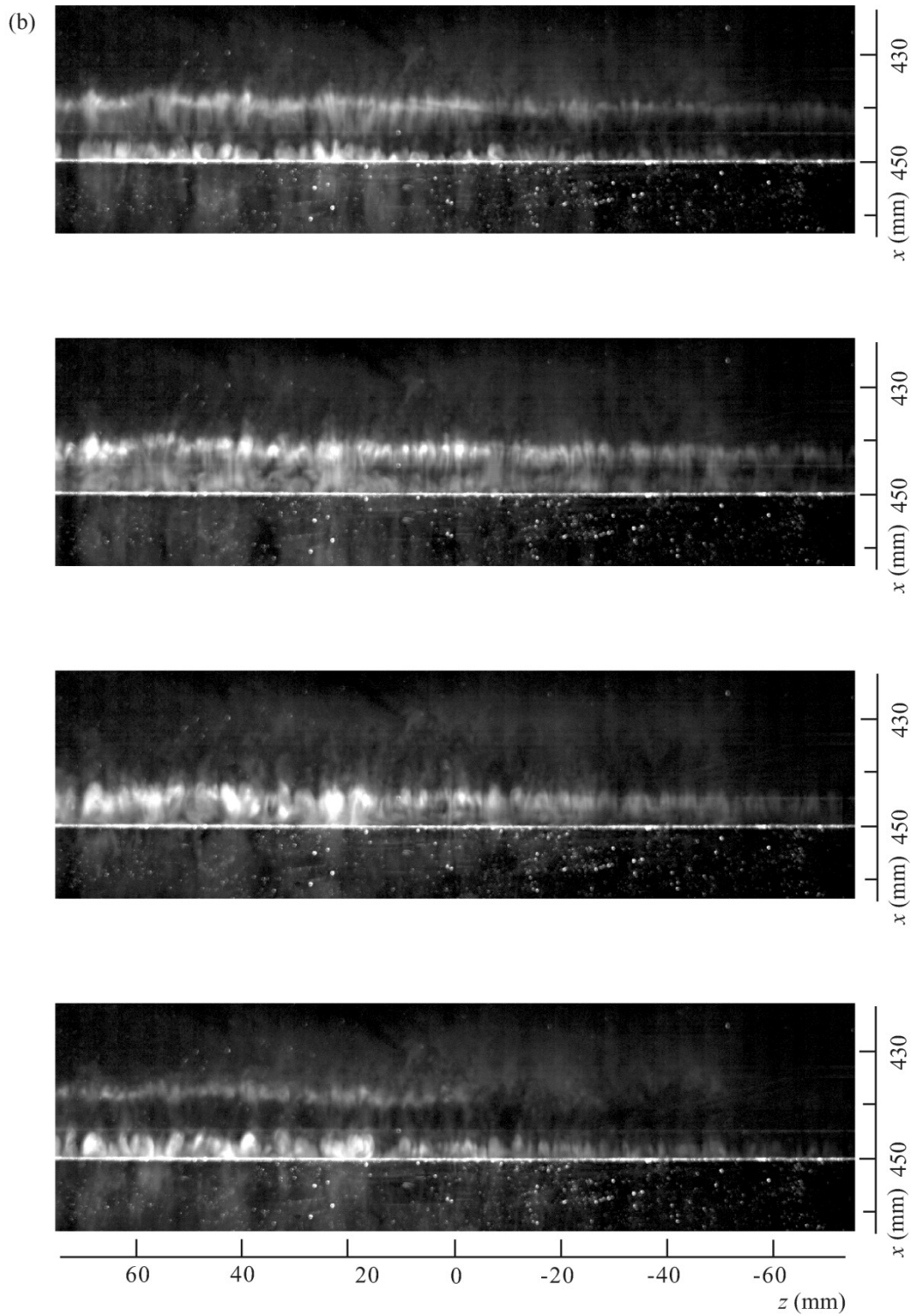
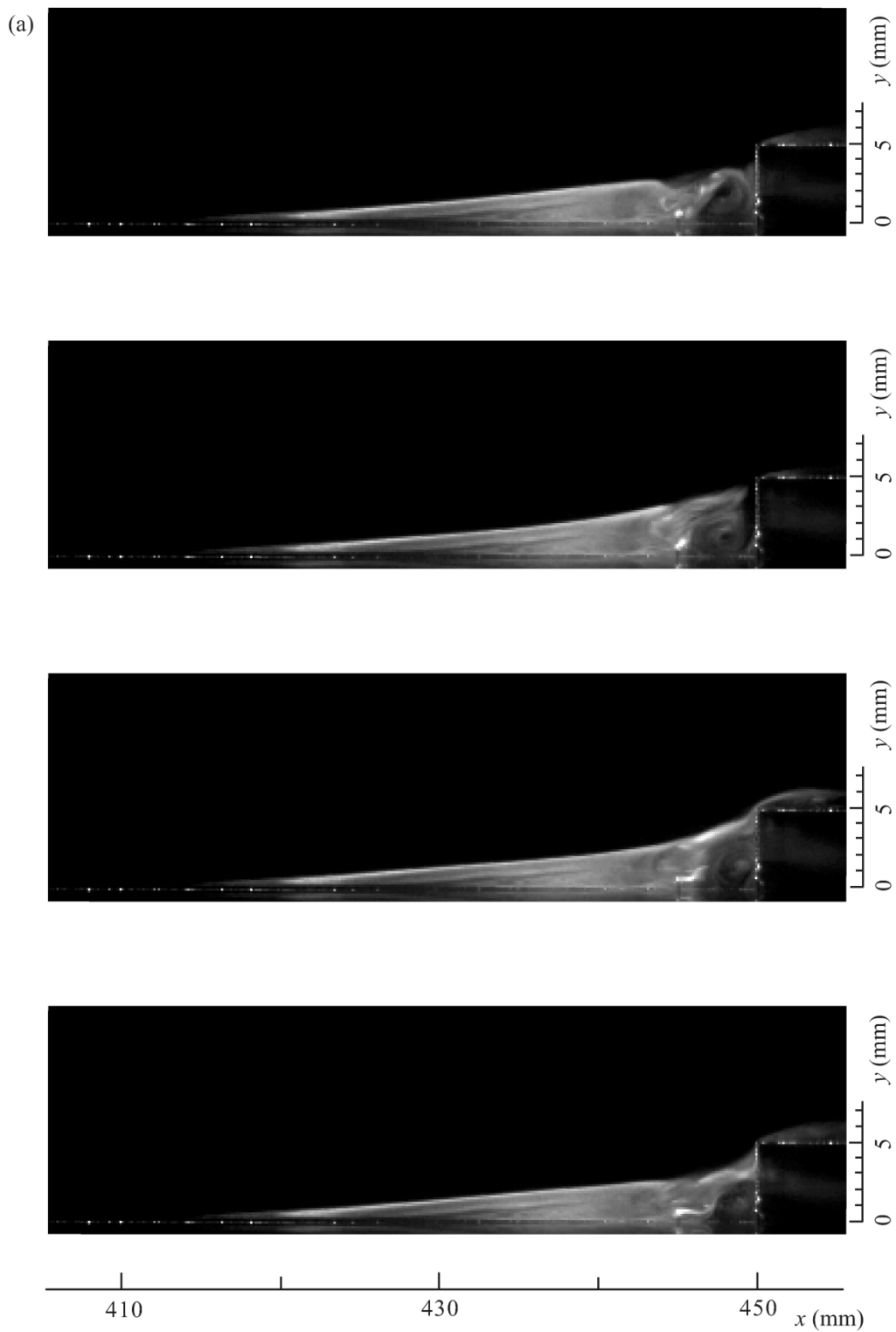


Fig. 5.9. Flow visualization of the separation region upstream of two-dimensional protuberance ($\phi = 0^\circ$, $h = 4.9$ mm). $x_p = 450$ mm, $U_\infty = 30$ m/s. (a) Side view. (b) Top view. Smoke is released from $x = 445$ mm. Time interval between pictures is 0.4 ms.



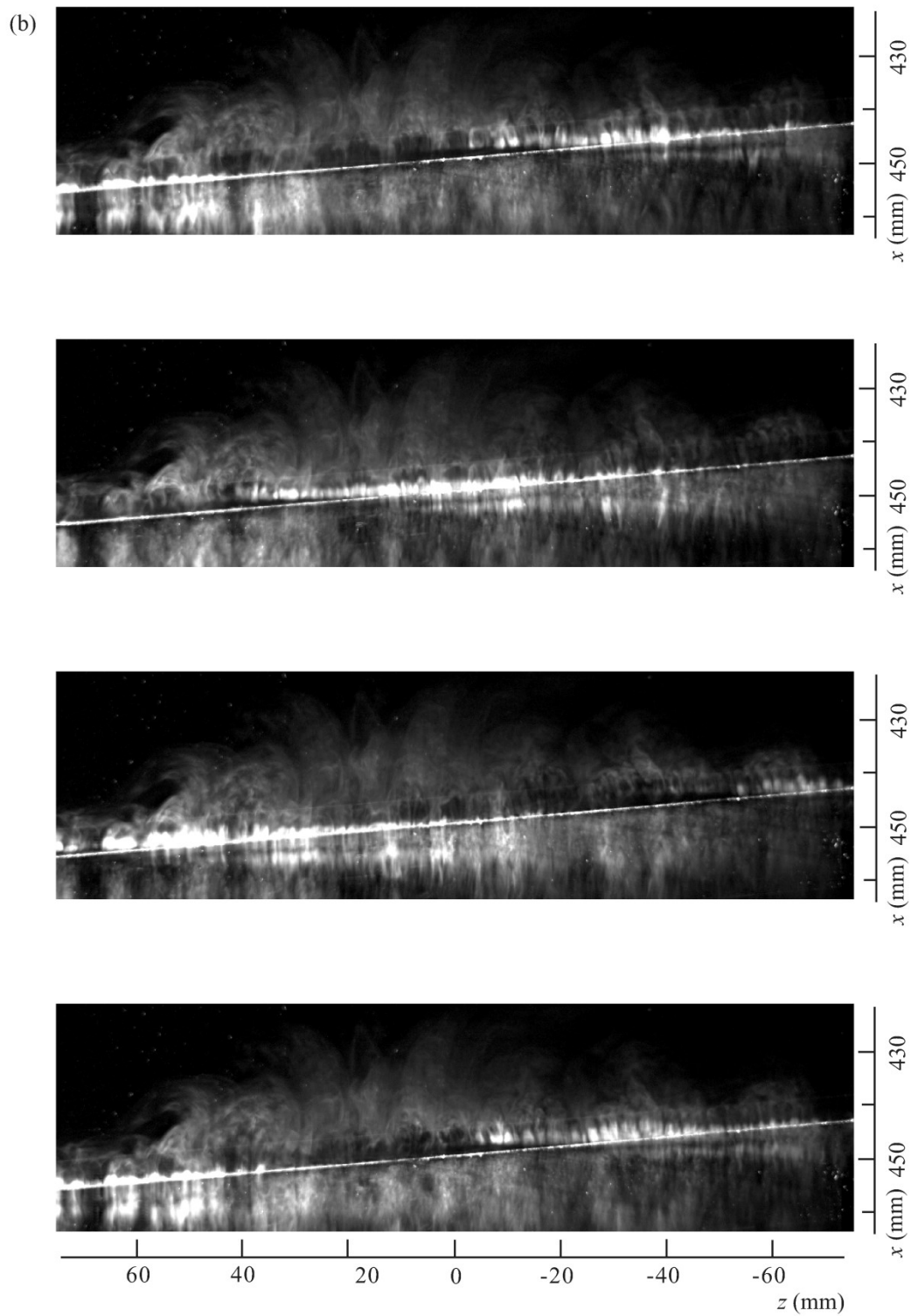
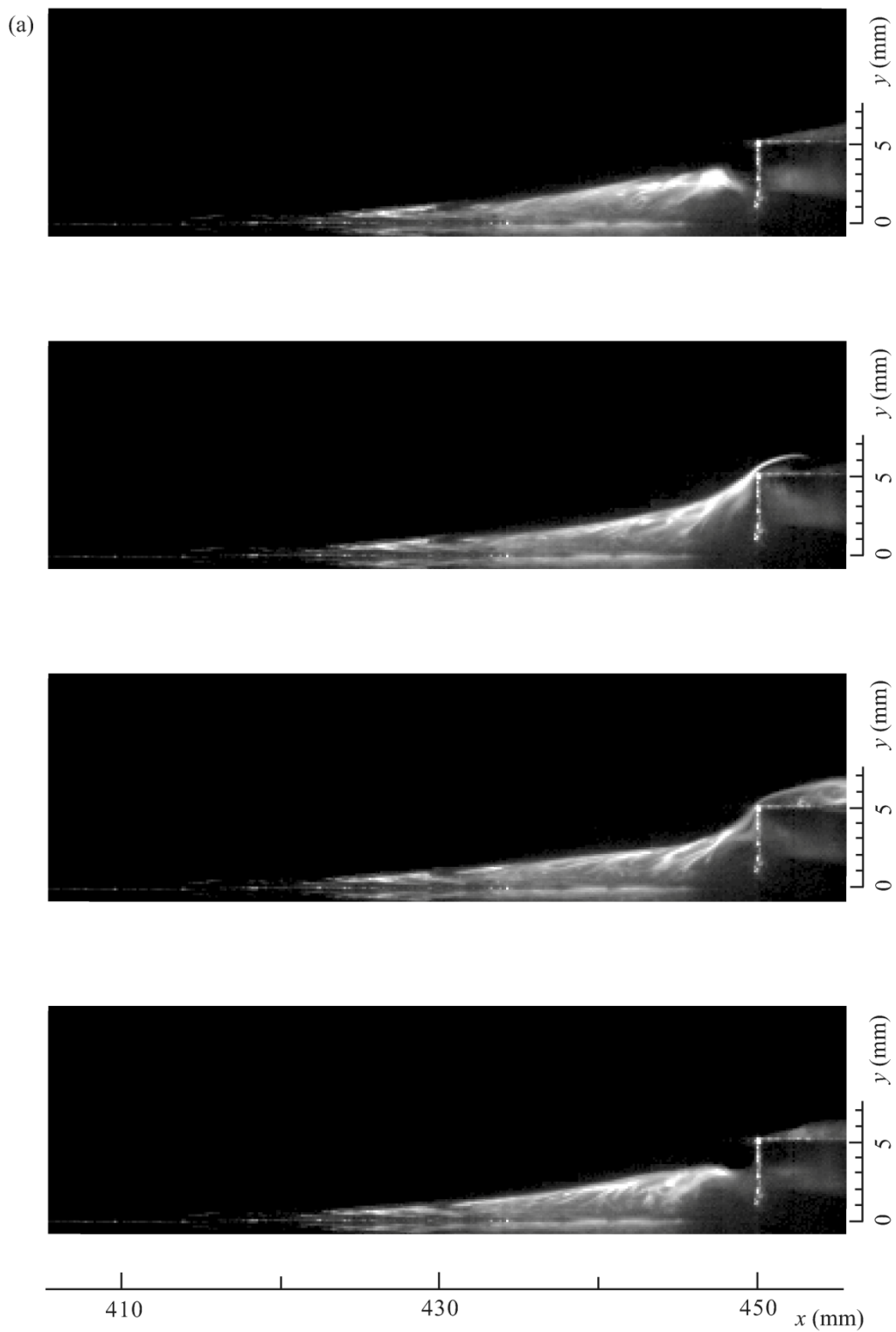


Fig. 5.10. Flow visualization of the separation region upstream of inclined protuberance ($\phi = 5^\circ$, $h = 4.9$ mm). (a) Side view. (b) Top view. The flow condition is the same as in Fig. 5.9.



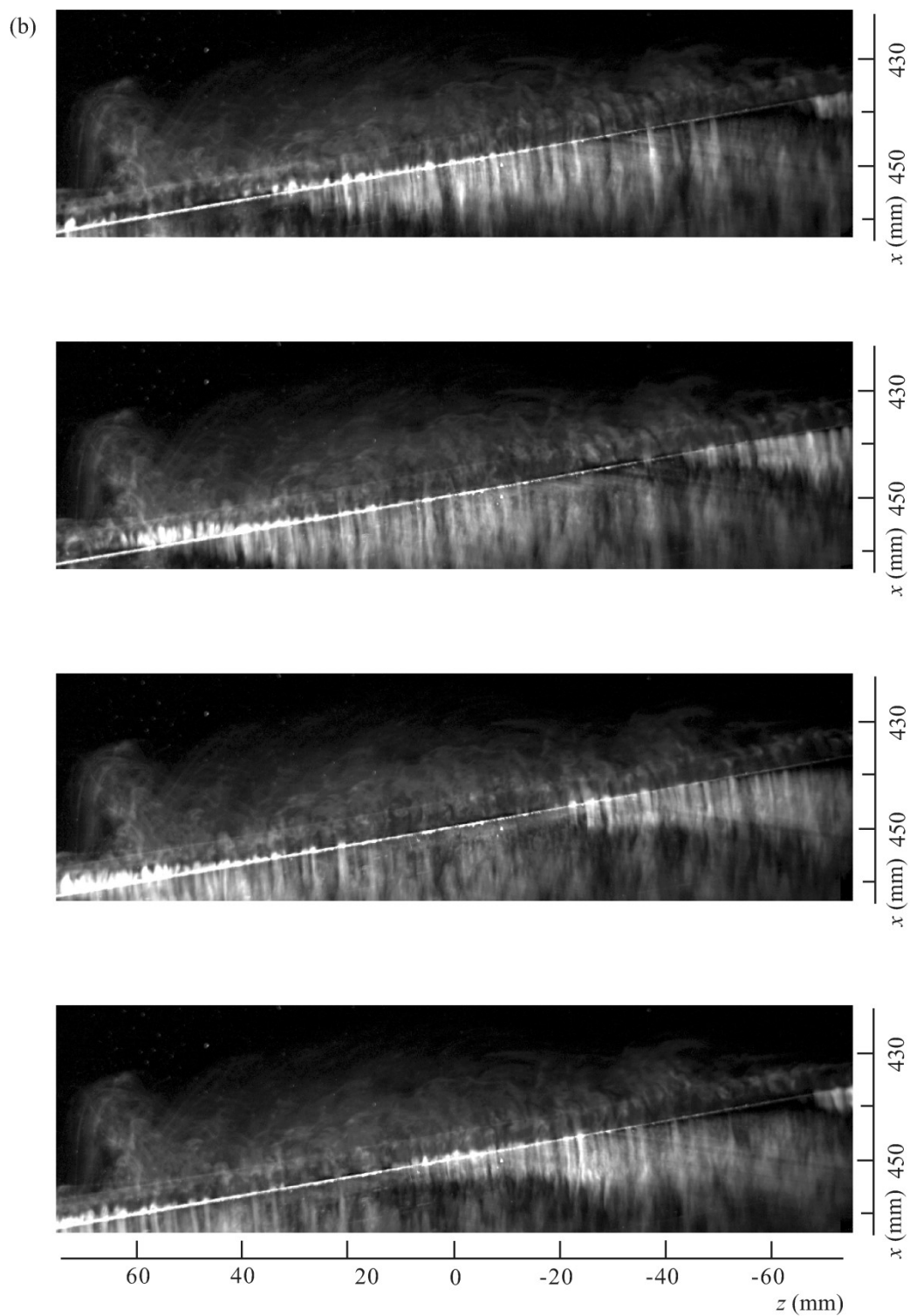


Fig. 5.11. Flow visualization of the separation region upstream of inclined protuberance ($\phi = 10^\circ$, $h = 4.9$ mm).
 (a) Side view. (b) Top view. The flow condition is the same as in Fig. 5.9.

5.4 結論

本章では、低乱低騒音風洞を用いて層流境界層中の突起騒音に与える突起傾斜の影響を詳細に調べた。以下に主要な結果をまとめる。

突起をわずかに傾斜するだけで、突起からの二重極音の音圧レベルは急速に低下し、 $\phi = 10^\circ$ を超えると狭帯域突起音はほぼ全く放射されなくなる。また、突起が主流に対して傾斜角を有する場合であっても、突起の上流に形成される剥離泡領域で成長した不安定モードは、二次元的な構造を維持したまま突起と干渉する。このため、渦と傾斜角を有する突起との干渉による突起前縁まわりの圧力変動にスパン方向位相差が生じ、突起で生み出される音響場が弱まる。その結果、放射された音が上流に伝わり平板前縁の受容域で励起される T-S 波動の初期振幅が小さくなり、音響フィードバックが弱められることになる。以上の結果は、音響フィードバック機構に支配される流れにおける騒音抑制のための1つの指針を与えるものである。なお、本章の結果は、小林と浅井 [8]によって公表されている。

参考文献

- [1] R. E. Longhouse, "Vortex Shedding Noise of Low Tip Speed, Axial Flow Fans," J. Sound Vib., **53**(1), 25 (1977).
- [2] S. Akishita, "Tone-like noise from an isolated two-dimensional airfoil," AIAA Paper No. 86-1947, (1986).
- [3] M. S. Howe, "Noise produced by a sawtooth trailing edge," J. Acoust. Soc. Am. **90**(1), 482 (1991).
- [4] S. Grundmann and C. Tropea, "Experimental Damping of Boundary Layer Oscillations Using DBD Plasma Actuators," Int. J. of Heat and Fluid Flow, **30**, 394 (2009).
- [5] A. Inasawa, C. Ninomiya, and M. Asai, "Suppression of tonal trailing-edge noise from an airfoil using a plasma actuator," AIAA J. **51**(7), 1695 (2013).

- [6] M. Kobayashi, M. Asai and A. Inasawa, “Experimental investigation of sound generation by a protuberance in a laminar boundary layer,” *Phys. Fluids*, **26**, 084108 (2014).
- [7] M. Kobayashi and M. Asai, “Experimental Investigation of Influences of Roughness Receptivity on Protuberance Noise,” *J. phys. Soc. Jpn.*, **84**, 014404(2015).
- [8] 小林将志, 浅井雅人 「層流境界層における突起音の発生に対する突起傾斜の影響」 日本機械学会論文集, **81**, 822, 14-00482 (2015).

第6章

結言

本論文では、圧力勾配のない層流境界層が発達した壁面上に置かれた突起からの狭帯域音の発生について、低乱低騒音風洞を用いた実験により調べた。本章では、本実験を通じて得られた主な結果を要約する。

1) 層流境界層中の二次元突起から発生する空力音の発生機構とその発生条件を調べ、境界層平板前縁で音響攪乱を受容して励起された T-S 波動が、線形不安定領域で増幅した後、突起直前の剥離泡で急成長し、巻き上がった渦が突起前縁と干渉して狭帯域音が発生する音響フィードバック機構によって、狭帯域音が自励的に維持されることを明らかにした。狭帯域音の周波数は、剥離泡に到達するまでの T-S 波動の線形増幅過程における周波数選択性によって決定される。また、突起直前に発達する剥離泡のスケールは、突起と干渉する攪乱（渦）の発達において極めて重要であり、突起高さが境界層厚さ程度になると剥離泡が十分に成長し、狭帯域音の強さが卓越することが示された。理論的手法を用いた先行研究で報告されているように、もし主流中の乱れが極めて少なく、高レイノルズ数の条件でも層流状態を維持できる場合は、層流境界層の不安定性のみで T-S 波動が十分に成長することができる。この場合、境界層厚さよりもずっと低い突起から発生する微弱な狭帯域音でも、音響フィードバック機構が成立する。しかし、本実験のように低乱かつ低騒音の環境であっても、そのような条件を作り出すことは困難であり、実際の流れ場では、剥離泡の存在が狭帯域音の発生にとって必須であることを示すことができた点は、騒音の抑制制御の観点からも特に重要な結論である。

2) フィードバック機構の構成要素である境界層の受容性（T-S 波動の励起）を微小高さの

孤立粗度により人為的に制御することにより、発生する狭帯域音が大きく変化することを実験的に明らかにした。すなわち、二次元突起の上流の T-S 波動の不安定領域に境界層排除厚さに比べ一桁小さな厚みの二次元孤立粗度を設けると、粗度と突起の間で音響フィードバックループを形成し、それが、元々の前縁と突起間でのフィードバックループに代わって狭帯域音の発生を支配するようになることが示された。この結果は、突起のみでは狭帯域音が発生しない場であっても、上流の不安定領域に受容係数の高い孤立粗度があると狭帯域音が発生する可能性があることを示しており、層流境界層が発達する壁面に許容される孤立粗度（突起）の高さの基準に一つの指針を与えるものである。

3) 突起が主流方向に対してスパン方向に傾いている場合に、発生する狭帯域音がどのように変化するかを調べ、突起がわずかに傾斜するだけで音圧レベルは急速に低下し、 10° 以上の傾斜角では、狭帯域音がほとんど全く放射されなくなることを見出した。これは、突起が傾いている場合においても剥離泡で急成長した渦は、二次元的な構造を維持したまま突起と干渉し、突起前縁と干渉して突起前縁周りに誘起する圧力変動の位相が、突起前縁に沿ってスパン方向に揃わなくなるために起きることが示された。本結果は、騒音抑制を考える上で重要な知見を与えるとともに、境界層からの騒音発生源を特定する際の視点を与えるものである。

以上の結果を総括すると、層流境界層中の突起から空力音が発生する条件は、突起の上流側に受容性のある領域があること、突起がその直前に剥離泡を発達させる形状をしていること、突起が T-S 波動と平行またはほぼ平行な条件で存在することが必要条件であるといえる。従って、空力音を抑制するためには、「T-S 波動の励起を弱めること」、「励起された T-S 波動の成長を抑制すること」、「突起までに T-S 波動が十分成長しても二次元的に突起と干渉させないこと」が重要であると言い換えることができる。この結果は、翼のトレ

ーリングエッジ騒音等, 他の音響フィードバック機構から生じる音の対策にも, 共通して活かせる知見である.

関連文献

学術論文

小林将志, 浅井雅人, 「層流境界層における突起音の発生に対する突起傾斜の影響」, 日本機械学会論文集, **81**, 822 14-00482 (2015).

Masashi Kobayashi and Masahito Asai, “Experimental investigation of influences of roughness receptivity on protuberance noise,” *Journal of the Physical Society of Japan*, **84**, 014404 (2015).

Masashi Kobayashi and Masahito Asai and Ayumu Inasawa, “Experimental investigation of sound generation by a protuberance in a laminar boundary layer,” *Physics of Fluids*, **26**, 084108 (2014).

国際会議発表論文

Masashi Kobayashi and Masahito Asai, “Experimental investigation of the influence of roughness receptivity on protuberance noise,” Eleventh International Conference on Flow Dynamics, *Proceedings ICFD2014*, pp.82-83.

Masashi Kobayashi, Masahito Asai and Ayumu Inasawa, “ Experiments on protuberance noise in laminar boundary layer,” 10th European Fluid Mechanics Conference, *Books of Abstract EFMC10*, p.620.

Masashi Kobayashi, Masahito Asai and Ayumu Inasawa, “Experimental study on sound radiation from a protuberance in boundary layer flows,” 14th Asian Congress of Fluid Mechanics, *Proceedings 14 ACFM Vol. 1*, pp. 268-271.

国内会議発表論文

小林将志, 浅井雅人, 稲澤歩, 「層流境界層中の二次元突起から生じる空力音」, 第46回流体力学講演会／第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 第46回流体力学講演会／第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, DVD-ROM収録 (計4ページ) .

小林将志, 浅井雅人, 稲澤歩, 「境界層中の微小段差から発生する空力音の発生機構に関する実験的研究」, 日本流体力学会年会 2013, *日本流体力学会講演論文集 2013*, USB メモリ収録 (計 2 ページ).

謝辞

本論文は、平成24年4月から3年間にわたる首都大学東京大学院システムデザイン研究科システムデザイン専攻航空宇宙システム工学域での博士後期課程において、同大学システムデザイン学部浅井雅人教授のご指導のもとに作成したものであります。浅井雅人教授には、社会人特別選抜学生として研究室へ受け入れていただき、学位論文作成に必要な知識と経験を授けるべく終始懇切なご指導を賜りました。ここに厚く御礼を申し上げます。また、本論文の審査にあたり、ご指導および有益なご助言をいただきました電気通信大学知能機械工学科の前川博教授、首都大学東京システムデザイン学部の田川俊夫准教授、金崎雅博准教授に深く感謝いたします。

研究の遂行にあたっては、流体力学研究室の小澤啓伺助教、高木正平特任教授、伊藤信毅博士より、問題解決につながる専門的なご指摘やご助言をいただきました。また、システムデザイン学部の稲澤歩准教授には、流体力学研究室の助教でおられた頃より研究の指導をいただくと共に、公私ともに叱咤激励を賜る機会が多くございました。さらに、流体力学研究室に所属されていた西尾悠特任助教（現 東北大学工学部助教）、焼野藍子特任助教（現 宇宙航空研究開発機構招聘研究員）より、博士学生として研究に取り組む姿勢について多くのことを学ばせていただきました。厚く御礼を申し上げます。

その他、研究室の皆様には多くの協力をいただき、研究を円滑に進めることができました。特に事務補佐員の上村佳子さんには物品購入や出張旅費等の会計処理で大変お世話になりました。また、学生生活を事務的な面で支えてくださった日野キャンパス管理部の皆様にお世話になりましたことを心より感謝申し上げます。

本研究は、防衛省技術研究本部より大学院留学研修として派遣されたことにより実現したものであります。研修を受ける機会を与えていただいた上司や研修を実施する上で必要

な支援をしてくださった多くの職員の方々に深く感謝を申し上げます。

最後に、学生生活を温かく見守っていただいた両親に感謝を申し上げますと共に、日々の生活を支えてくれた妻真理と息子海貴に感謝をいたします。