

研究題目	Kundt 管内の衝撃波と音響流をともなう非線形波動現象の数値解析		報告書作成者 矢野 猛
研究従事者	矢野 猛		
研究目的	<div style="display: flex; justify-content: space-between;"> <div style="width: 48%;"> <p>一端を閉じた透明な管内におがくずのような軽い粉をまいておき、他端からスピーカで管の固有振動数の整数倍の振動数の音波を入射すると、粉が規則的な隆起列の縞を形成することを観察できる。粉をまくかわりに浅く水をはっておくと、縞の形成される位置に噴水が発生する。また、煙草の煙を入れておくと、大規模な循環流(音響流)が生じていることが確かめられる。これらの現象は、全て、共鳴によって管内の音波が大振幅となったことに起因する非線形現象である。近年注目されている微小重力状態における物体の超音波浮揚技術も Kundt 管内の共鳴非線形現象の応用の一つとみなされる。</p> <p>Kundt や Dvorak が縞や噴水の実験を行なったのは前世紀中頃のことであるが、今もって、これらの現象は解明されていない。Rayleigh による音響流の理論解析は重要な成果ではあるが、それでも、Kundt 管内の音波の共鳴非線形現象を理解するには甚だ不十分である。なぜなら、Rayleigh の解析は定在音波を基礎としているが、筆者の論文(1)でも明らかのように、縞や噴水が生じる大振幅の共鳴状態では管内には定在音波は存在せず、管内を往復する衝撃波が発生しているはずだからである。これまで、縞や噴水の形成過程が衝撃波と関連づけて議論されたことはなかった。</p> </div> <div style="width: 48%;"> <p>管内の流速や圧力の変化は流体力学の連続の式、Navier-Stokes 方程式、エネルギー式に従う。これらを、適切な初期条件と境界条件のもとに数値的に解き、解を得ることが本研究の第一の目的である。その理由は、現象を正しく理解するために当然のこととして、管内の気体のふるまいを正確かつ詳細に知る必要があるからである。これが決して簡単なことではないのは以下の三点による：(i) 共鳴時の最大流速が数 10cm/s であってもスピーカの振動面の振動速度は高々 1cm/s である。後者が数値誤差に埋もれてしまわないような正確な計算が要求される；(ii) 管の全域にわたる大規模な変動と、気体中の衝撃波と壁面の境界層という微細構造(管の全長の 1/1000 以下)を同時に解かねばならない；(iii) 数値計算時間の大部分が、定常状態に至るまでの数百周期の過渡状態(実際の現象では一秒程度)の計算に費やされる。</p> <p>それでも、十分な予算が与えられ、今日のコンピュータの能力を最大限に利用できれば、不可能な数値計算ではない。</p> <p>筆者がこのような基礎的な問題に多大な労力を注ぎ込むのは、物理的な興味からだけではないことを強調しておきたい。現象に対する正しい理解が得られてはじめて、超音波浮揚に代表される応用技術を効率よく発展させ得ると確信するからである。</p> </div> </div>		

<p>研究のポイント</p>	<p>この数値解析において特にポイントになるのは衝撃波と音響流である。共鳴によって管内の音波の振幅が増大するにともない、非線形効果も増大し、そのため高調波成分が成長し、波形は急峻な波面をもつようになり、ついには衝撃波が発生する。この段階に至ると、もはや、通常の腹と節をもつ定在音波の描像は現象の理解に役立たない。しかしながら、これまで、縞や噴水の形成過程を、定在音波ではなく衝撃波と関連づけて議論した研究はなかった。一方、音響流については古くから調べられており、これが縞模様の形成の原因であるとする研究もあった。しかし、音響流がどのようにして発生し、どのように流れているか、その詳細は未だ理解されていない。衝撃波と音響流が縞や噴水の形成過程において重要な役割を演じていることはほぼ間違いない。したがって、本研究はこの二点に注目した解析を行なう。</p>
<p>研究結果</p>	<p>本研究によって以下のことが明らかになった。</p> <p>1. 衝撃波：(1) 音源が共鳴周波数の音を放射し始めると、管内の音の振幅は時間に比例して増大する。(2) 音源における流速のマッハ数を M とすると、$1/\sqrt{M}$ 程度の時刻で管内に衝撃波が発生する。(3) 衝撃波が発生すると、衝撃波面でのエネルギーの散逸と、音源から管内の気体に伝えられる音のエネルギーが釣りあい、管内の音の振幅は一定になる。</p> <p>2. 音響流：(1) 音源から音が放射されると直ちに管内に音響流が生じる。(2) 管内の音の振幅が増大するにつれて音響流の流速も増大するが、衝撃波が発生するまでは、流れは緩やかで、Rayleigh の理論と定性的に変わらない。(3) 衝撃波が発生すると、音響流は急速に増大し、Rayleigh の理論と定性的に異なる流れへと発展する。とくに、音響流のレイノルズ数が 56000 の場合、衝撃波発生後音響流は乱流化する。</p>
<p>今後の課題</p>	<p>本研究は、Kundt 管内の縞模様や噴水の形成過程の解明に取り組む研究の第一段階であり、その最終目標に至るまでになすべき課題は少なくない。その中でも、本研究で初めて明らかになった音響流の乱流化に関して、現在、以下の2点の問題に取り組んでいる。</p> <p>(1) Rayleigh の理論による音響流は音波の半波長あたり二つの大きな渦からなる流れであるが、本研究の結果によると、レイノルズ数が 560 になると渦の数が二倍になる。これは一つの分岐現象である。まず最初に、この分岐を導く物理的機構を明らかにする必要がある。</p> <p>(2) レイノルズ数がさらに増大すると、音響流は非定常の流れとなり、ついには乱流化する。音響流の乱流化の原因となる流れの不安定性は、これまで考察されたことがない。これを解明することは極めて重要である。</p>

右の図は、本研究の結果得られた音響流の流速ベクトルとその渦度の分布を表している。図中の多数の短い線分が各点における流速ベクトルであり、その渦度成分が大きい領域ほど濃い灰色で示されている。上から順に、図 (a) が音響流のレイノルズ数が 560 の場合、図 (b) が 6200 の場合、図 (c) が 56000 の場合である。いずれの図も、矩形領域は管の断面の下半分を表しており、図の左端が音源の位置、図の右端は管の固定端、矩形領域の底辺が管壁、上辺は管の中心軸である。音源から放射される音の波長は、管の横方向の長さの二倍である。

図 (a) のレイノルズ数が 560 の場合、管の中央部分に渦が局在していることが示されている。この渦は、時間が経ってもほとんど変化しない。図 (b) のレイノルズ数 6200 の場合には、多数の渦が発生し、これらの渦の位置と流速は時間とともにゆっくりと変動するが、渦運動が活発な領域は管の中央部分に限られている。レイノルズ数が 56000 にまで大きくなると、管全体にわたって活発に変動する渦が存在する乱流状態になる。

