

# Auf dem Weg zu einem akustisch regelbaren Strömungswiderstand

J. Großer, D. Ronneberger

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen, e-mail: j.grosser@dpi.physik.uni-goettingen.de

## Einleitung

Ziel unserer Untersuchungen ist die Deutung eines Schallverstärkungsphänomens, welches in schnell luftdurchströmten Röhren mit resonanzartig reagierender Wandauskleidung auftritt. In Abb. 1 ist ein derartiges Rohrstück zu sehen.

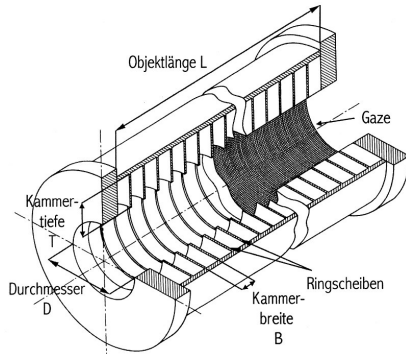


Abbildung 1: Schnitt durch eines der Meßobjekte

Auskleidungen wie in Abb. 1 dienen in der Praxis meist der Schalldämpfung bei Frequenzen nahe der Kammerresonanz. Für hohe Strömungsgeschwindigkeiten und Beschallung stromab kommt es allerdings zu einer Verstärkung in einem Frequenzband oberhalb der Resonanzfrequenz [1], von der wir annehmen, daß sie durch eine im ausgekleideten Kanalstück laufende hydrodynamische Instabilitätsmode erzeugt wird.

Dieser zunächst unerwünschte Effekt scheint uns geeignet für eine Anwendung in der Akustik: Das Anwachsen der Instabilitätsmode geht mit einem erhöhten Druckabfall einher, da Energie aus der Gleich- und die Wechselströmung transferiert wird. Die Anregung einer amplitudenmodulierten Instabilitätswelle ruft demzufolge einen modulierten Druckabfall hervor, der wiederum Schall entsprechender Frequenz abstrahlt.

Weil die Modulationsfrequenz nach unten praktisch nicht begrenzt ist, können mit dieser Anordnung und einer geeigneten Signalverarbeitung beliebig tiefe Frequenz erzeugt werden, ohne daß das Bauteil immer größer dimensioniert werden müsste, wie es bei der direkten (linearen) Schallerzeugung der Fall wäre.

Daß man auf diese Weise tieffrequente Störsignale aktiv dämpfen kann, wurde in [5] bereits demonstriert.

Der Wunsch, die Verstärkung physikalisch zu verstehen und theoretisch modellieren zu können, wird so von dem Wunsch begleitet, den Effekt gezielter nutzen zu können. Insbesondere wäre es wünschenswert, die Instabilitätsmode so anregen zu können, daß kein verstärkter Steuerschall abgestrahlt wird—vielleicht durch Verwendung höherer, nicht ausbreitungsfähiger Moden.

## Unterschiedliche Modelle

In [1] wurden die Streufaktoren der in Abb. 1 gezeigten Objekte vermessen. In Abb. 2 ist zu sehen, wie die Dämpfung bei ruhender Luft für höhere Strömungsgeschwindigkeiten in einen Bereich mit Transmissionsfaktoren größer als Eins übergeht.

Um dieses Verhalten zu erklären, wurden einfache Modelle untersucht. Verschiedene Vereinfachungen bieten sich dafür an:

### Wandstruktur

Die einfachste Möglichkeit zur Modellierung der Wandauskleidung ist die Näherung durch eine *lokal nachgiebige* Wand. Stellt man sich die Kammern unendlich schmal vor, dann ergibt sich in Abhängigkeit von der Kammer-tiefe ein bestimmtes Verhältnis von Wechsel-druck und wandnormaler Schnelle an der Gaze. Auf diese Weise

wird die Auskleidung durch eine Randbedingung  $\tilde{p}/\tilde{v} = Z(\omega)$  beschrieben, wobei die Wandimpedanz  $Z$  die Resonanzfrequenzen eines  $\lambda/4$ -Resonator aufweist.

Diese Näherung erscheint gerechtfertigt, weil das Verstärkungsphänomen umso ausgeprägter ist, je schmaler die Kammern sind. Sobald die Wellenlängen die Größe der Kammerbreite erreichen, wird sie jedoch hinfällig.

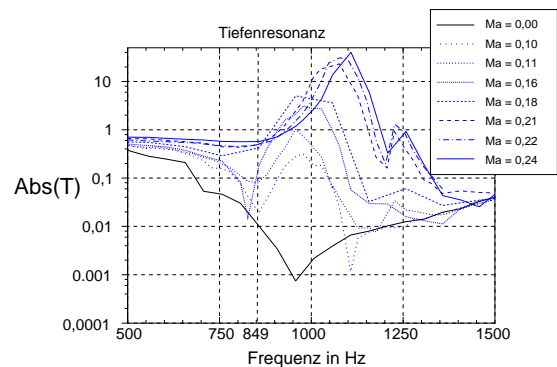


Abbildung 2: Betrag des Transmissionsfaktors bei Beschallung in Gleichströmungsrichtung.

### Kompressibilität

Als nächstes stellt sich die Frage, ob es notwendig ist, kompressibel zu rechnen. Das mag für ein akustisches Problem eine seltsame Frage sein, aber es ist zu bedenken, daß die uns interessierenden Lösungen hydrodynamische Moden sind, die mit der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  skalieren, und nicht mit der Schallgeschwindigkeit  $c$ . Die Kompressibilität sollte für solche Moden nur eine kleine Korrektur liefern.

### Geometrie

Die hypothetische Instabilitätsmode lebt vom Einfluß der Grundströmung und der nachgiebigen Wand. Davon leitet sich die Vorstellung ab, daß sie nahe der Wand lokalisiert sein dürfte, wo der Einfluß der Auskleidung und der Schergradient groß sind.

In diesem Falle sollte die Lösung im Rohr nur wenig von der entsprechenden Mode vor einer einzelnen, unendlich ausgedehnten ebenen Wand unterscheiden. Selbst wenn das nicht der Fall sein sollte, ist die ebene Wand eine interessante Vereinfachung, weil hierunter das einzige geschlossen lösbare Modell fällt.

### Strömungsprofil

Da die Schallverstärkung bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten und demzufolge hohen Reynoldszahlen (Größenordnung  $2 \cdot 10^5$ ) auftritt, liegt im Kanal ein voll turbulent entwickeltes Profil vor, welches im Inneren des Rohres verhältnismäßig konstant ist und erst nahe der Wand steil abfällt.

Es bietet sich daher an, zunächst mit einem Rechteck-Profil zu rechnen, in dem die Grundströmung über den ganzen Querschnitt konstant ist. Der plötzliche Abfall an den Wänden muß dann in geeigneter Weise in die Randbedingungen absorbiert werden. Mit Hilfe der Grenzschichtgleichungen kann gezeigt werden, daß wandnormale Auslenkungen stetig durch die unendlich dünn gedachte Grenzschicht gehen und die Vertikalschnelle  $\tilde{v}$  als zeitlich-convective Ableitung der Auslenkung folglich einen Sprung aufweist,  $\tilde{v}(0^+)/\tilde{v}(0^-) = (\omega - uk_x)/\omega$ . Dieser Faktor muß dann in der Randbedingung berücksichtigt werden.

### Verlusteffekte

Die hohen Reynoldszahlen, bei denen die Schallverstärkung beobachtet wird, lassen vermuten, daß der turbulente Impulstransport einen nicht unwesentlichen Einfluß auf die Dynamik hat. Da die Gaze Turbulenzballen ins Innere der Kammern eindringen läßt, wird

Längsimpuls an der Wand abgegeben, was sowohl das sich einstellende Gleichströmungsprofil als auch die Wechselströmung selbst beeinflusst. Die Berücksichtigung turbulenter Zähigkeitsterme (als Näherung für diesen Effekt) wäre daher wünschenswert.

### Die Instabilitätsmode

Wir haben die Modenstruktur für verschiedene Modelle untersucht und können die Ergebnisse vorläufig wie folgt zusammenfassen:

In allen Modellen existieren stromab laufende, räumlich angefachte Lösungen (Moden mit negativem Imaginärteil der Ausbreitungswellenzahl), solange eine Gleichströmung und eine resonanzartig reagierende Wand vorhanden ist. Die Identifikation der Ausbreitungsrichtung ist nicht trivial [3].

Die Kompressibilität der Luft kann vernachlässigt werden.

Für die instabilen Lösungen nimmt die Anfachung stark zu, sobald die Resonanzfrequenz der Wand überschritten wird. Unterhalb der Resonanz sind die Instabilitätsmoden ebenfalls angefacht, sofern keine zähen Effekte berücksichtigt werden.

In keinem Modell deutet der Verlauf der Wellenzahl darauf hin, daß die Verstärkung bei hohen Frequenzen nicht mehr auftritt. Die Moden bleiben dort angefacht.

Die Lösungen im Rohr (Abb. 4) zeigen wenig Ähnlichkeit mit den Lösungen vor der ebenen Wand (Abb. 3); jenseits des Nulldurchganges des Realteils der Wellenzahl ist die Instabilitätsmode auch nicht mehr an der ebenen Wand lokalisiert (siehe [2]) und kann dort keine gute Näherung für die Verhältnisse im Rohr sein.

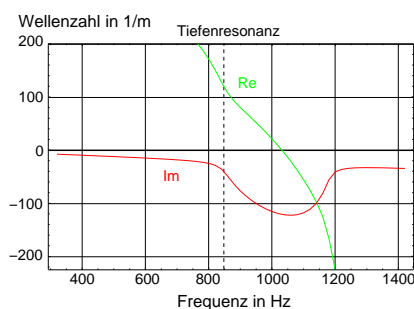


Abbildung 3: Instabilitätsmode vor einer ebenen Wand

Das einzige Modell, welches geschlossen gelöst werden kann, ist die ebene, inkompressibel überströmte, lokal nachgiebige Wand mit einem Rechteck-Gleichströmungsprofil. Die vier Lösungen wurden in [6] und [2] bereits angegeben. Zwei der Moden (zu denen auch die instabile gehört), existieren für  $u = 0$  nicht, sind also hydrodynamisch. Sie laufen stromab, und der Betrag ihrer (komplexen) Phasengeschwindigkeit ist in der Größenordnung der Strömungsgeschwindigkeit (nahe der Resonanzfrequenz) oder darunter. Die anderen beiden Moden existieren auch ohne Grundströmung, die Beträge ihrer Phasengeschwindigkeiten sind viel größer als die Strömungsgeschwindigkeit, außer in einem Bereich nahe der Resonanzfrequenz, wo sie etwa den Werten der hydrodynamischen Moden entsprechen.

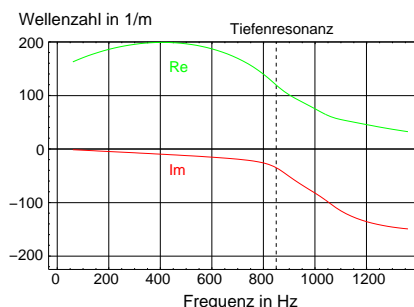


Abbildung 4: Instabilitätsmode in einem 5 cm weiten Rohr

Das Studium der Moden verschiedener Modelle zeigt, daß der Verlauf der Schallverstärkung, wie er im Experiment beobachtet wird, nicht unmittelbar mit den räumlichen Anfachungsraten der instabilen Lösungen in Zusammenhang gebracht werden kann. Abb. 3 etwa ist

zu entnehmen, daß die räumliche Anfachungslänge im Minimum auf ca. 0,01 m fällt, was für eine Bauteillänge von 8 cm zu einem Anfachungsfaktor von dreitausend führt—um Größenordnungen über der beobachteten Verstärkung.

Für eine weitergehende Analyse müssen daher die Streufaktoren an einem endlich langen, ausgekleideten Kanalstück berechnet werden.

### Streurechnungen

Wie man die Streufaktoren für ein endlich langes, nachgiebiges Kanalstück in einem ansonsten schallhart ausgekleideten Kanal ermittelt, wird in [4] ausgeführt. Die Autoren benutzen die sogenannte Wiener-Hopf-Methode. Sie präsentieren mehrere mögliche Sprungbedingungen für die Übergänge in das Meßobjekt und aus dem Meßobjekt heraus und verschiedene Sortierungen der Moden. Wir übernehmen diese Rechnung, obwohl sie für einen Rechteckkanal gedacht ist, und wählen die *kausale* Sortierung, die sicherstellt, daß die Lösung vor dem Einschalten einer Schallquelle identisch verschwindet.

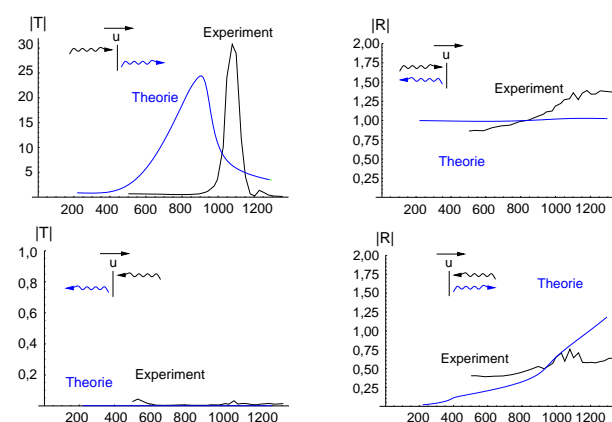


Abbildung 5: Beträge der Transmissions- und Reflexionsfaktoren für  $Ma_{0,22}$  in Abhängigkeit von der Frequenz

In Abb. 5 werden die theoretischen Rechnungen für einen Rechteckkanal von 5 cm Breite mit den experimentellen Daten verglichen. Obwohl die Übereinstimmung alles andere als gut ist, sieht man die Ausbildung eines (wenn auch zu breiten) Verstärkungspeaks mit einer Maximalverstärkung in der richtigen Größenordnung.

### Schlußfolgerungen, Ausblick

Die hier vorgestellten Untersuchungen zeigen, daß das von uns beobachtete Phänomen komplexer Natur ist. Obwohl die Instabilitätsmode schon bei den einfachsten Modellen existiert, kann der Verlauf der Verstärkungskurve wahrscheinlich nur mit einem komplizierten Modell und der dazugehörigen Streufaktor-Berechnung nachgebildet werden. Im Rahmen des Machbaren soll dies in Kürze geschehen. Weitere experimentelle Untersuchungen derartiger Objekte, diesmal allerdings für ein Kanalstück mit rechteckigem Querschnitt, sind ebenfalls geplant.

### Literatur

- [1] M. Brandes, D. Ronneberger, Fortschritte d. Akustik DAGA 1995
- [2] J. Großer, D. Ronneberger, Fortschritte d. Akustik DAGA 2001
- [3] D. S. Jones, J. D. Morgan, Proc. R. Soc. Lond. A 1974, **338**, 17–41
- [4] W. Koch, W. Möhring, AIAA Journal, **21**(2), 1983, 200–213
- [5] B. Lange, D. Ronneberger, ACUSTICA · acta acustica, vol. 83, 1997
- [6] S. W. Rienstra, Symposium IUTAM Aéro et Hydro-Acoustique, 1985