

# Herausforderungen und Fortschritte bei der Beschreibung überströmter Schallabsorber

Von Lothar Cremer bis heute

Anita Schulz, Dirk Ronneberger

Bei einer Vielzahl technischer Anwendungen von durchströmten Kanälen, wie z.B. Flugzeugtriebwerken, Lüftungsanlagen oder Abgasleitungen, werden akustische Wandauskleidungen, sogenannte Liner, als wirkungsvolles Mittel zur Lärmbekämpfung eingesetzt. Bei der Entwicklung solcher Liner ist es üblich, die Wand durch eine akustische Randbedingung, üblicherweise die Wandimpedanz, zu beschreiben. Die Schallabsorption eines beliebigen Liners kann dann leicht durch die reibungsfreien Schallfeldgleichungen samt Randbedingung vorhergesagt werden. Dieser Zusammenhang verkompliziert sich allerdings erheblich, wenn die Wand wie in den o.g. technischen Anwendungen überströmt wird. Die im ruhenden Medium sehr kleinen Reibungseffekte, die sich in einer dünnen Wandgrenzschicht abspielen und von L. Cremer erstmals als Zusatz zur akustischen Randbedingung beschrieben worden sind, können drastisch anwachsen, da nun Zähigkeitskräfte entstehen, die das schallbedingt in die Wandöffnungen eindringende Medium abbremsen. Dieser Effekt wurde in den bisherigen Arbeiten zum großen Teil völlig vernachlässigt. Hier soll ein Einblick in die Etappen, Fortschritte und Schwierigkeiten bei der Modellierung dieses Problems gegeben werden.

## Einleitung

Schallabsorbierende, akustische Wandauskleidungen, sogenannte Liner (engl. "acoustic liners") spielen seit vielen Jahrzehnten bis heute eine fundamentale Rolle bei der Bekämpfung von Lärm in Strömungskanälen. Wichtige Einsatzbereiche sind Lüftungsanlagen, Gasturbinen und deren Abgasleitungen, bei denen Liner die Schallausbreitung signifikant verringern können – insbesondere, wenn sie dicht an der Schallquelle positioniert sind. Das prominenteste Anwendungs- wie Forschungsfeld ist nach wie vor die Lärminderung von Flugzeugtriebwerken, siehe Abbildung 1. Hier hat der Einsatz von Linern, die an den Innenwänden von Triebwerken angebracht werden, seit der Entwicklung moderner Turbofangetriebe zur Reduktion von mehr als der Hälfte des wahrgenommenen Lärmpegels (EPNdB) beitragen können [1]. Der in Abbildung 1

## Challenges and Progress in the Characterization of acoustic liners with grazing mean flow – from Lothar Cremer to Today

For a great variety of flow duct applications, such as aircraft engines, ventilation systems or exhaust pipes, acoustic liners are used as an effective means of noise damping. Within the liner design process it is common to describe the wall by an acoustic boundary condition, usually the normal incidence wall impedance. The sound absorption of any given liner can then be easily predicted by the inviscous wave equation. However, this relationship becomes considerably more complicated when a mean flow is present. The viscous effects in the acoustic boundary layer, which in the no-flow case are small and were first described by L. Cremer as an addition to the acoustic boundary condition, can increase drastically. This is because large friction forces are required to decelerate the fluid penetrating through the wall due to the acoustic pressure. For the most part, this effect has been completely neglected in previous work. Here, an insight into the research stages, the progress and the difficulties in modeling this problem will be given.

links gezeigte homogene bzw. nathlos verbaute Liner im Einlauf des Triebwerks zeigt ein modernes und bereits fliegendes Einsatzbeispiel, das laut Herstellerangabe bei idealisierter, homogener Anströmung bis zu 40 dB des tonalen Kreissägenlärms des Rotors dämpfen kann.

Der prinzipielle Aufbau eines Liners wird in Abbildung 1 rechts gezeigt: In den meisten Fällen besteht die Auskleidung der Wand aus einer starren, mittels Öffnungen akustisch durchlässig gemachten Deckplatte, die ininigem Abstand vor einer schallharten Wand sitzt. Durch die Unterteilung des Zwischenraums in einzelne, gegenseitig isolierte Kammern (in diesem Beispiel mittels einer Wabenstruktur) kann z.B. das Helmholtz-Resonator-Prinzip ausgenutzt werden: Die einzelnen Kammern samt Öffnungen bilden viele kleine, parallel geschaltete Helmholtz-Resonatoren, deren Resonanzfrequenz und Güte

mittels Anpassung der Kammer- und Öffnungsabmessungen auf das zu dämpfende Lärmspektrum eingestellt werden können. Werden die Resonatoren bei ihrer Resonanzfrequenz angeregt, so wird die akustische Schnelle der Luftpfropfen in den Öffnungen maximal, sodass auch die akustischen Reibungsverluste an den Öffnungshälsen maximal zum Tragen kommen. Die akustische Dissipation (Umwandlung von Schallenergie in Wärme) des Schallabsorbers erreicht bei dieser Frequenz ihren Maximalwert.

Dieser Zusammenhang ist im Fall ruhender Luft gut bekannt und wird zur Auslegung von Linern seit über 100 Jahren extensiv ausgenutzt. In der Auslegung ist es üblich, von einzelnen, an den Öffnungen wirkenden Mechanismen zu abstrahieren und die ausgekleidete Wand durch eine homogene akustische Randbedingung zu beschreiben. Diese ist im einfachsten Fall die bekannte Wandimpedanz  $Z = -\tilde{p}/\tilde{v}$ , also die (komplexwertige) Übertragungsfunktion zwischen dem Schalldruck  $\tilde{p}$  und der wandnormalen Schnellekomponente  $\tilde{v}$ , beide Größen "gemessen" an der Wand. Für ein Kanalstück, das mit einem beliebigen Liner ausgekleidet ist (siehe Abb. 3 unten), kann die Schalldämpfung dann leicht durch die reibungsfreien Schallfeldgleichungen im Kanal bei bekannter Wandimpedanz als Randbedingung vorhergesagt werden. Dies ist als Beispiel in Abbildung 2 demonstriert: Bei einem Liner mit zylindrischen Hohlräumen und runden Öffnungen wird

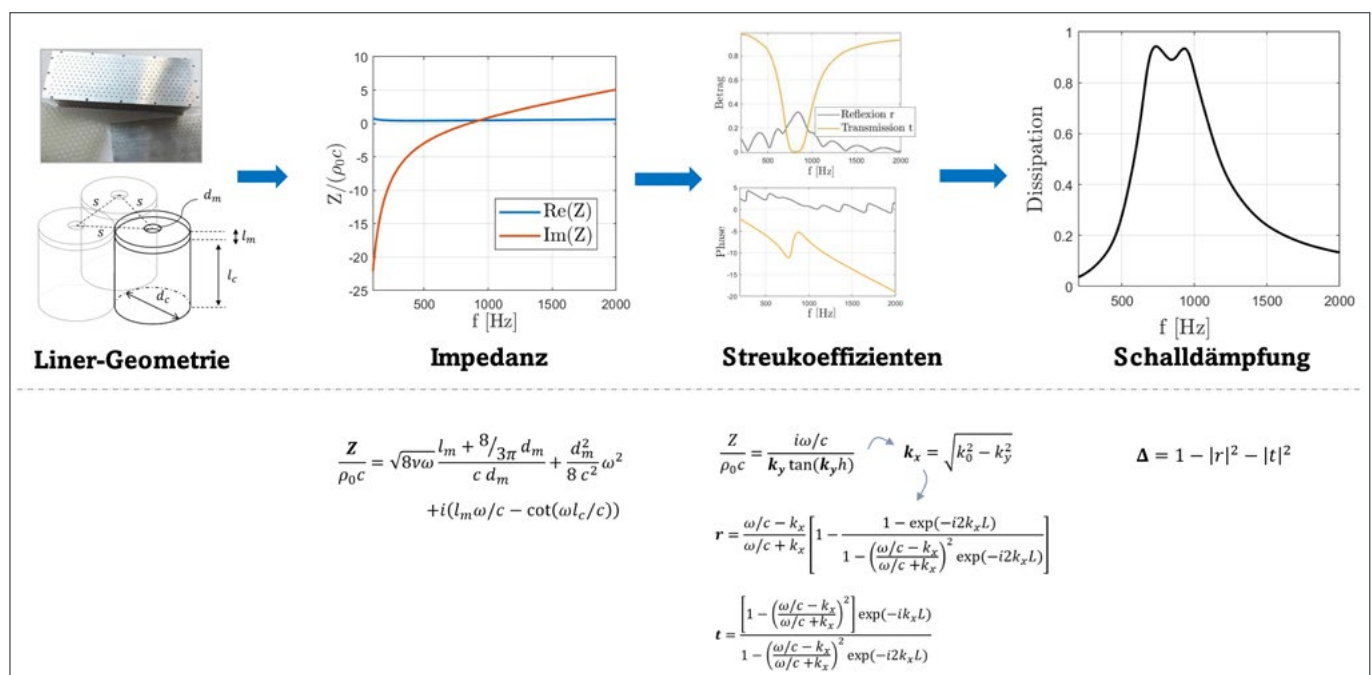


Abb. 1: Liner im Einlauf eines modernen Trent XWB-Triebwerks (an Airbus A350). Bild links: "Creative Commons" von Julian Herzog. Lizenz: CC BY 4.0 (2016).

zuerst aus den Geometrieparametern mittels eines Modells die Wandimpedanz berechnet. Diese gilt als Eingangsgröße für die Berechnung der Längs- und Querwellenzahlen  $k_x$ ,  $k_y$  der Schallmoden in einem mit dem Liner ausgekleideten Kanalstück und der zugehörigen Reflexions- und Transmissionsfaktoren (alles als Funktion der Frequenz  $f$ ). Eine einfache Leistungsbilanz ergibt schließlich das gesuchte Spektrum der Schalldämpfung für das ausgekleidete Kanalstück (siehe Abb. 2 ganz rechts).

Dieser Zusammenhang verkompliziert sich erheblich, wenn der Liner (nach o.g. Voraussetzung) in einem Strömungskanal installiert ist, die perforierte Wand also einer stationären Überströmung ausge-

Abb. 2: Beispiel für die Berechnungsschritte zur Auslegung eines Liners mit einheitlichen, zylindrischen Kavitäten und runden, äquidistant verteilten Öffnungen und ruhendem Medium (Kreisfrequenz  $\omega$ , Schallgeschwindigkeit  $c$ , Ruhedichte  $\rho_0$ ). Schritt 1: Berechnung der Impedanz  $Z$  des Liners durch ein Helmholtz-Resonator-Modell basierend auf den Geometrieparametern; Schritt 2: Berechnung der axialen Wellenzahl  $k_x$  und der Streukoeffizienten (Reflexion, Transmission) in einem, mit dem Liner der Länge  $L$  ausgekleideten, Rechteckkanal (wie in Abb. 3 unten); Schritt 3: Berechnung des Frequenzspektrums der Schalldämpfung aus der reflektierten und transmittierten Schallleistung.



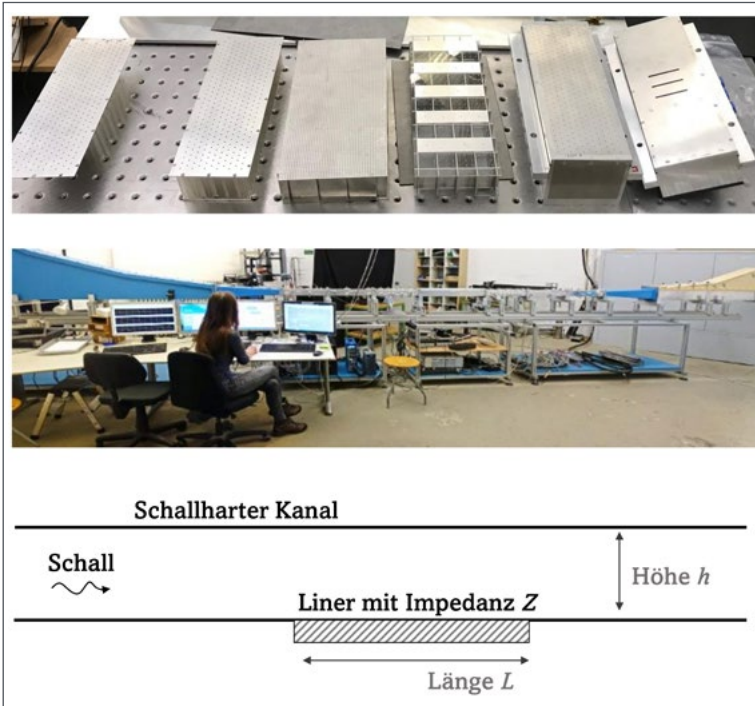


Abb. 3: Oben: Test-Liner unterschiedlicher Bauart und Wirkungsweise. Mitte: Liner-Testlabor der TU Berlin (FG Turbomaschinenakustik) und DLR Berlin (Abteilung Triebwerksakustik) mit Strömungskanal. Unten: Prinzip des Liner-Einbaus im Strömungskanal.

setzt ist. In einem Flugzeugtriebwerk können dies Machzahlen bis zu 0,7 sein. Dann verändert sich nicht nur die Wandimpedanz als Funktion der Geometrie-Parameter – die entsprechende Abhängigkeit ist bis heute nicht abschließend erforscht – sondern die Wandimpedanz reicht als alleiniger Parameter auch nicht mehr aus, um den Zusammenhang zwischen der Linerwand und dem “äußeren”, reibungsfreien Schallfeld zu vermitteln. Die akustische Randbedingung muss ausgehend von der Wandimpedanz  $Z$  erweitert werden, um den Effekt der Strömung mit zu berücksichtigen. Die Frage, welche “effektive” akustische Randbedingung dann anzuwenden ist, d.h. welche Randbedingung die wesentlichen Effekte der wandnahen Strömung zusammen mit dem Effekt der akustischen Nachgiebigkeit der Wandauskleidung selber korrekt beschreibt und als Randbedingung für das äußere reibungsfreie Schallfeld anzuwenden ist, beschäftigt die Liner-Forschung seit den 1950er Jahren bis heute.

Die einfachste und erste Erweiterung der Randbedingung bestand in der Berücksichtigung der Dopplerverschiebung, die die bewegten Fluidelemente im äußeren Schallfeld erfahren, wobei die Zähigkeit und daher die Grenzschichten sowohl im akustischen Feld als auch im Strömungsfeld vernachlässigt wurden. Der historische Streit, ob in der (dann als unendlich dünn angenommenen) Grenzschicht die Kontinuität der wandnormalen Schnelle oder die

der akustischen Auslenkung anzunehmen ist, wurde zurecht für letztere entschieden: Die Schnelle an der Wand  $\tilde{v} = i\omega\tilde{\xi}$  muss aufgrund der Dopplerverschiebung am Rand des äußeren Schallfelds auf  $\tilde{v}' = i\omega'\tilde{\xi} = i\omega(1 - k_x U)\tilde{\xi}$  springen (mit der Kreisfrequenz  $\omega$ , der axialen Strömungsgeschwindigkeit  $U$ , der axialen Wellenzahl  $k_x$  und der wandnormalen akustischen Auslenkung  $\tilde{\xi}$ ). Die sich daraus ergebende und nach zwei ihrer Begründer benannte “Ingard-Myers-Randbedingung” [2][3] ist besonders einfach und dient seit ihrer Einführung sowohl in der Ingenieursanwendung als auch bis in die aktuelle Forschung hinein als die am meisten benutzte Randbedingung für Liner. Dies ist bemerkenswert, da die meisten der damit beschriebenen, praktisch verwendeten Liner nicht wie gemäß der Voraussetzung von Ingard [2] undurchlässig und nachgiebig sind (wie eine federnde Membranwand), sondern gemäß dem Exemplar in Abbildung 1 eine starre, akustisch durchlässige Oberfläche aufweisen. Es lässt sich aber zeigen, dass die Zähigkeitseffekte nur in dem von Ingard vorausgesetzten Wandtyp klein sind und vernachlässigt werden können.

Die Anwendung der Ingard-Myers-Randbedingung hat in der Liner-Forschung zu vielfach dokumentierten Unstimmigkeiten zwischen theoretischen Erwartungen und experimentellen Ergebnissen geführt. Ein prominentes Beispiel stellt ein seit 20 Jahren intensiv diskutiertes Problem [4]–[10] im Bereich der indirekten Impedanzbestimmung von Linern dar. Dieses Verfahren ist in Abbildung 4 dargestellt. Es dient dazu, die Wandimpedanz von beliebigen Linern mit unbekannter oder komplizierter Geometrie oder auch unter den schwer verstandenen Strömungsbedingungen zu ermitteln. Der Liner wird hierfür in eine Wand eines Kanals eingebaut (siehe z. B. Abbildung 3). Der Kanal wird akustisch (z. B. mit Lautsprechern) angeregt, und das Schallfeld, welches sich im Zusammenspiel mit dem Liner einstellt, wird mittels wandbündiger Mikrofone abgetastet. Die daraus abgeleiteten Messgrößen (diese können unterschiedlicher Art sein) dienen als Vergleichsgröße für ein theoretisches Schallfeldmodell, welches die akustische Messgröße in Abhängigkeit einer vorgegebenen Schätz-Impedanz vorhersagt. Die Minimierung der Abweichung zwischen Messung und Vorhersage über ein iteratives Verfahren ergibt schließlich die gesuchte Wandimpedanz. Bei der Anwendung dieser Methode ist vielfach von widersprüchlichen Ergebnissen berichtet worden, wenn der Kanal durchströmt war. Der Fehler war dabei um so drastischer, je höher die Strömungsgeschwindigkeit war. Abbildung 5 zeigt hierfür ein Beispiel: Bei der Messung an einem Liner (wie in Abbildung 1 rechts gezeigt) mit Überströmungsgeschwindigkeit von Mach 0,2

werden Impedanzen ermittelt, die von der Richtung der einfallenden Schallwelle relativ zur Strömungsrichtung abhängen. Das bedeutet, dass die Wandimpedanz von der räumlichen Struktur des Schallfelds, also der Wellenzahl abzuhängen scheint. Dies steht jedoch im Widerspruch dazu, dass in diesem Experiment ein sogenannter "lokal reagierender" Liner untersucht wurde, d.h. die Wandimpedanz müsste aufgrund der Geometrie des Liners – die Abmessungen von Kammern und Öffnungen sind sehr klein gegenüber der Wellenlänge – unabhängig von der räumlichen Struktur des Schallfeldes sein.

Das Problem konnte nicht mit Messunsicherheiten erklärt werden [5][9]. Im Fokus stand daher bald die Unzulässigkeit der verwendeten Ingard-Myers-Randbedingung. Viele Anstrengungen wurden seither unternommen, um eine Verfeinerung der Theorie für die Randbedingung zu erreichen, welche das Schallfeld mit der Wandimpedanz verknüpft. Eine Verbesserung bestand darin, das reale Scherströmungsprofil der Kanalströmung (inkl. Haftung des Fluids an der Wand) mit in die Berechnung einzubeziehen [11]–[16]; [7]; [10]. Hierdurch konnte das Problem bei der Impedanzbestimmung jedoch nicht gelöst werden [9][10]. Davon ausgehend vermuteten verschiedene Autoren, dass unter Strömungsbedingung die Zähigkeitseffekte, die infolge der Reibung der Luftteilchen an der Liner-Oberfläche zur Ausbildung einer dünnen akustischen Grenzschicht führen, nicht vernachlässigt werden dürfen. Die wenigen in diese Richtung gehenden Näherungsmodelle [17]–[23] wurden jedoch aufgrund der zum Teil erheblichen Verkomplizierung der Theorie kaum in der Impedanzbestimmung eingesetzt. Eine Arbeit von Weng et al. [24] ist noch einen Schritt weitergegangen: Unter Verzicht auf Näherungslösungen wurden alle physikalisch denkbaren Effekte im Schallfeldmodell – Strömungsprofil, akustische Wärmeleitungs- und Zähigkeitsgrenzschicht und ein akustisches Turbulenzmodell – mittels numerischer Lösung der linearisierten Navier-Stokes-Gleichungen in der Routine der Impedanzbestimmung mit berücksichtigt. Interessanterweise konnte dies die Abhängigkeit der ermittelten Impedanz von der Schalleinfallrichtung zwar reduzieren, aber auch nicht beheben.

Dies legt den Schluss nahe, dass man mit der Berücksichtigung der akustischen Grenzschicht in der Randbedingung überströmter Liner zwar auf der richtigen Spur liegt, dass bei der Untersuchung der maßgebenden physikalischen Mechanismen und der entsprechenden Modellierung jedoch noch fundamentale Schwachstellen bestehen. Diese betreffen hauptsächlich die akustisch modulierte Reibungskraft, die bei Strömungsüberlagerung auf die Wand ausgeübt wird, also die akustische Wandschubspan-

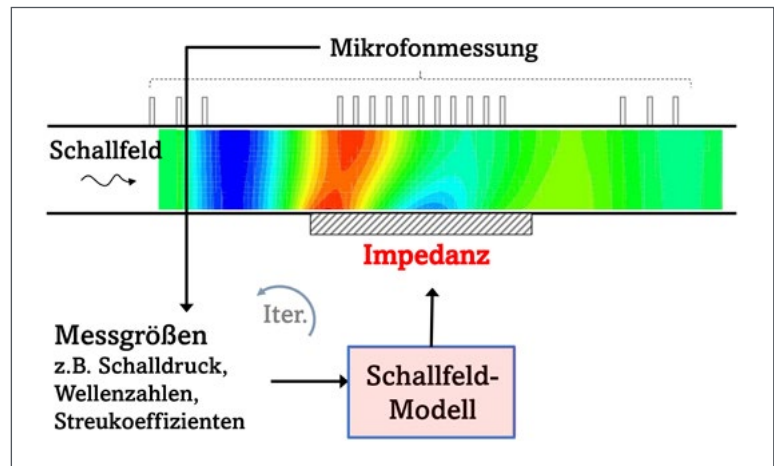
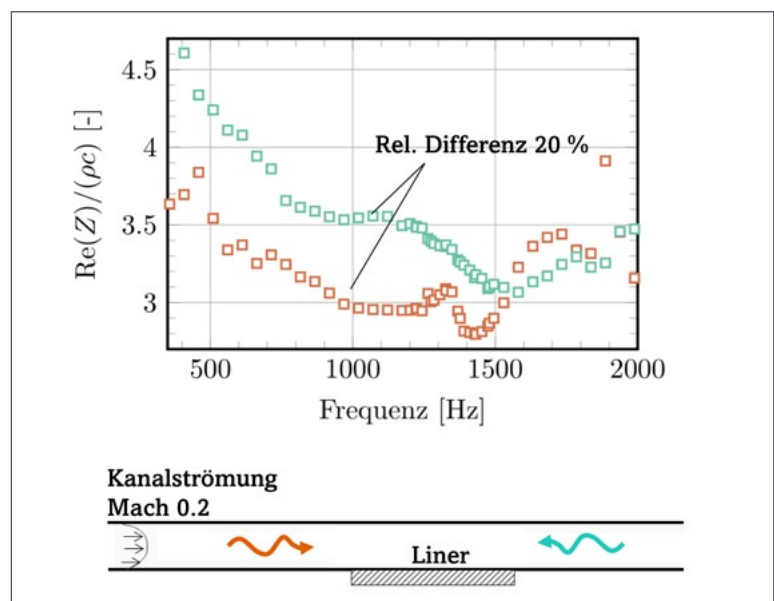


Abb. 4: Prinzip der Methode der indirekten Impedanzbestimmung (engl. *impedance eduction*) für einen in einem schallharten Testkanal verbauten Liner.

nung und andere mögliche Mechanismen, die den Impuls der an der Wand abgebremsten Gleichströmung auf die perforierte Wand übertragen. Bei der Suche nach Antworten auf die Frage, welche physikalische Größe diesen Impulstransfer entscheidend beschreibt, sind wir der Wahrheit stets in Stücken näher gekommen, zugleich ist diese immer wieder ein wenig komplexer geworden, weil sich der Gegenstand der Erkenntnis aufgefächert und verkompliziert hat. Wir wollen im Folgenden eine Übersicht über die Tritt- und Stolpersteine (und offenen Enden) dieses Weges geben.

Den Anfang macht dabei Lothar Cremer.

Abb. 5: Beispiel für das Problem bei der experimentellen Impedanzbestimmung von überströmten Linern: Mit den "klassischen" Randbedingungen im Schallfeldmodell werden verschiedene Impedanzen (hier nur der Realteil) gemessen, je nachdem ob die Schallwelle in oder entgegen Strömungsrichtung läuft. Dies ist für den hier untersuchten lokal reagierenden Liner nicht zu erklären. Messergebnisse bei Machzahl  $M = U/c = 0,2$ .



## Über die akustische Grenzschicht vor starren Wänden

Von LOTHAR CREMER, München.

(A. E. Ü. 2 [1948], 136–139; eingegangen am 16. Januar 1948)

Abb. 6: Auszug aus dem Titelblatt des Artikels von L. Cremer "Über die akustische Grenzschicht vor starren Wänden" (Archiv der elektrischen Übertragung, 1948, 2) [25].

### Cremer's Admittanz der Zähigkeitsgrenzschicht

Cremer war der erste, der die Zähigkeitseffekte eines wandgebundenen Schallfeldes in ihrer einfachsten Fassung – dem Fall ruhenden Mediums an einer harten, undurchlässigen Wand – als Zusatz zur akustischen Randbedingung beschrieben hat. In seinem Artikel von 1948 „Über die akustische Grenzschicht vor starren Wänden“ (siehe Abbildung 6) [25] knüpft er an Untersuchungen von Kirchhoff [26] an. Aufgrund der Haftbedingung muss die wandparallele Schnellekomponente an einer harten Wand zu Null gehen. Der dadurch bedingte Gradient der wandparallelen Schnelle bildet eine sogenannte akustische Grenzschicht, die im Vergleich zu den meisten praktischen Wellenlängen sehr dünn ist (z. B. 70  $\mu\text{m}$  bei 1.000 Hz). Diese viskose akustische Grenzschicht führt zu einer effektiven Nachgiebigkeit der Wand und damit z. B. in einem Kanal mit harten undurchlässigen Wänden zu einer endlichen Schalldämpfung. Gemäß Cremer „[...] kann man heute den Kirchhoff'schen Weg vielfach abkürzen und ihn durch eine Darstellung ersetzen, die sich der Sprache unserer modernen Raumakustik anpaßt, worin die Randbedingungen gerne durch einen Wandwiderstand [...] ausgedrückt werden.“ [25]. Die Cremer'sche Herleitung dieses "Wandwiderstands"  $W'$  der Zähigkeitsgrenzschicht ist in Abbildung 7 (Gl. 8) angegeben. Tauschen wir nun die harte Kanalwand von Cremer gegen einen Liner, also eine schallabsorbierende Impedanzwand aus, so kann die Cremer'sche Grenzschichtadmittanz  $1/W'$  praktischerweise einfach zur Admittanz des Liners

Abb. 7: Effektive akustische Admittanz  $1/W'$  einer harten undurchlässigen Wand unter schrägem Schalleinfall bei ruhendem Medium nach L. Cremer (Ausschnitt aus [25]).  $\vartheta$  ist der Einfallswinkel der Schallwelle,  $\mu$  ist die dynamische Viskosität,  $\rho$  ist die Ruhedichte und  $c$  ist die Schallgeschwindigkeit.

Führt man die aufgezählten Rechenoperationen aus, so ergibt sich:

$$\frac{1}{W'} = \frac{-\rho'_{x0}}{\rho_0} = (1+i) \frac{\sin^2 \vartheta}{\rho c} \cdot \sqrt{\frac{\omega \mu}{2 \rho c^2}} \quad (8)$$

$1/Z$  hinzuaddiert werden:  $1/Z_{\text{eff}} = 1/Z + 1/W'$ . Die Impedanz  $Z_{\text{eff}}$  drückt dann die zusammengefasste "effektive Impedanz" der Wand aus, die sowohl den Effekt der akustischen Nachgiebigkeit des Liners als auch die der Zähigkeitsgrenzschicht berücksichtigt. Sie ist – wenn man zusätzlich den etwas kleineren Effekt der thermischen Grenzschicht berücksichtigt – als korrekte Randbedingung für die Gleichungen des äußeren, reibungsfreien Schallfeldes anzuwenden.

Ohne Strömung und in fast allen praktischen Fällen ist die Grenzschichtadmittanz  $1/W'$  sehr klein gegenüber technisch interessanten Wandadmittanzen  $1/Z$  und kann vernachlässigt werden. Allerdings zeigt Abbildung 7 (Gl. 8) bereits zwei wichtige Eigenschaften der Zähigkeitsgrenzschicht:

- Der Term  $\sin^2(\vartheta)$  mit dem Einfallswinkel  $\vartheta$  der Schallwelle drückt nichts anderes als eine Abhängigkeit der Zähigkeitsgrenzschicht von der wandparallelen Komponente  $k_x = \omega/c \sin(\vartheta)$  der Schallwellenzahl aus. Es wird damit plausibel, dass diese Abhängigkeit bei der Impedanzbestimmung (Abb. 4) fälschlicherweise der Wandimpedanz zugeschrieben wird, wenn die Zähigkeitseffekte im Schallfeldmodell vernachlässigt werden. Dies könnte das widersprüchliche Ergebnis von Abbildung 4 zumindest qualitativ erklären.
- Cremer's Admittanz Gl. 8 lässt sich leicht umschreiben in

$$\frac{1}{W'} = -\frac{k_x \tilde{\tau}_w}{\omega \rho_0 \tilde{p}}$$

wobei neben den bekannten Größen (Kreisfrequenz  $\omega$ , Ruhedichte  $\rho_0$ , Wellenzahl  $k_x$  und Schalldruck  $\tilde{p}$ ) die akustische Wandschubspannung  $\tilde{\tau}_w$  als maßgeblicher Parameter auftaucht. Diese wird wegen der bereits erwähnten Haftbedingung an der harten Wand "erzeugt" und geht im einfachen Fall der vernachlässigten Strömung direkt in die Grenzschichtadmittanz ein. Der dazwischen liegende Mechanismus ist in Abbildung 8b) skizziert: Die an der Wand erzeugte akustische Schubspannung breitet sich als Verteilung  $\tilde{\tau}(y)$  von der Wand weg in das Strömungsfeld aus. Die akustische Kontinuitätsgleichung (hier nicht gezeigt) "erzeugt" aus der Schubspannung dann eine wandnormale Auslenkung  $\xi_{\text{add}}$ . Ist die Wand nicht hart, sondern ein Liner, addiert sich die grenzschichtbedingte Auslenkung  $\xi_{\text{add}}$  zur Auslenkung der Wand  $\xi_w$ ; beides zusammen geht ein in die effektive Wandimpedanz.

Cremer hat damit, ohne es zu beabsichtigen, einen wichtigen Baustein geliefert für die Erklärung des Mechanismus zwischen der akustischen Schubspannung und der effektiven Zähigkeits-Randbedingung.

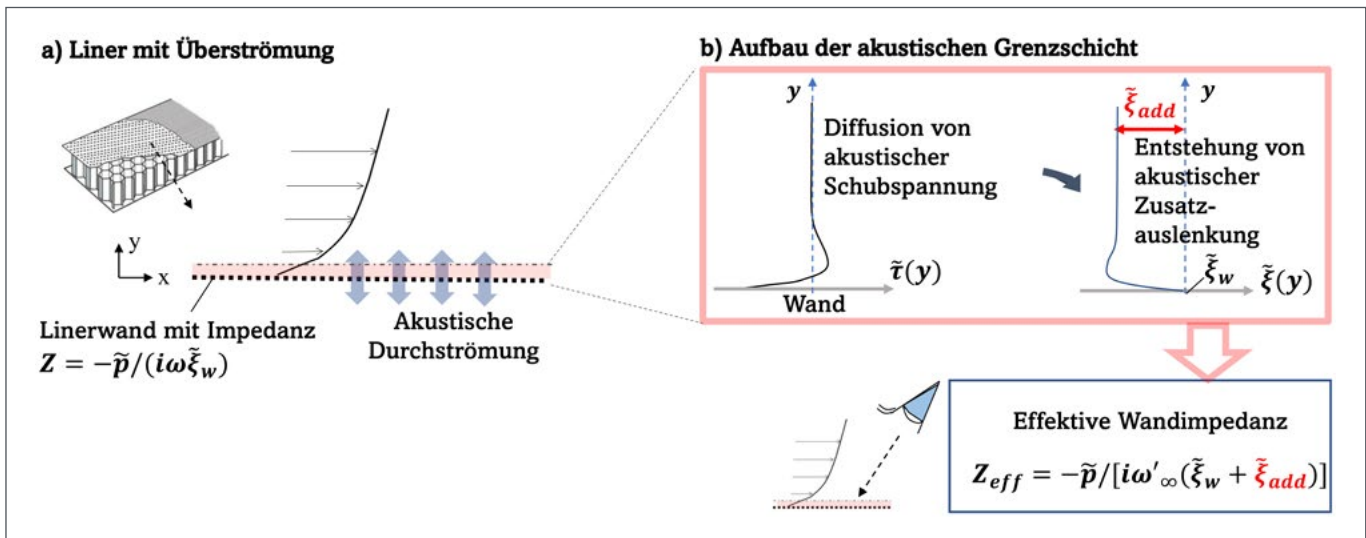


Abb. 8: a) Überströmte Linerwand mit Impedanz  $Z$  und akustischer Durchströmung durch die Schnelle in den Öffnungen. b) Aufbau der akustischen Zähigkeitsgrenzschicht: An der Wand wird akustische Schubspannung  $\tilde{\tau}_w$  angeregt, die von der Wand als Verteilung  $\tilde{\tau}(y)$  in das Strömungsfeld hinein diffundiert. Dies führt (wegen der Kontinuitätsgleichung) zu einer zusätzlichen wandnormalen akustischen Auslenkung  $\tilde{\xi}_{add}$ , die sich zur Wandauslenkung  $\tilde{\xi}_w$  hinzuaddiert. Beides zusammen bildet die effektive Wandimpedanz, die ein Betrachter aus dem äußeren reibungsfreien Schallfeld "sehen" würde.

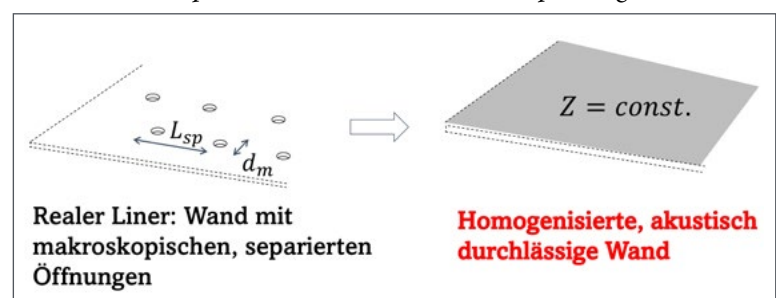
### Überströmte Liner: Differenzierung der Wandtypen

Abbildung 8a zeigt einen überströmten Liner im Querschnitt, wobei die Strömung durch das Geschwindigkeitsprofil angedeutet ist. Gegenüber dem von Cremer betrachteten Fall wächst die akustische Wandschubspannung und die damit verknüpfte Grenzschichtadmittanz im Strömungsfall drastisch, d. h. um mehrere Größenordnungen, an. Dieser Anstieg ist auf eine qualitative Änderung der beteiligten physikalischen Mechanismen zurückzuführen. Der allgemeine Grund besteht darin, dass wie in jeder wandgebundenen Strömungsgrenzschicht die strömende Luft nahe der Wand abgebremst werden muss, da sie an oder beim Liner, teilweise auch erst in der Wand zur Ruhe kommen muss. Aufgrund der schallsynchronen Durchströmung der Öffnungen wird die für das Abbremsen verantwortliche Reibungskraft zwischen Wand und Strömung akustisch moduliert. Für die Erklärung der spezielleren beteiligten physikalischen Mechanismen, vor allem der Entstehung und der Modellierung der akustischen Wandschubspannung, muss jedoch zwischen den homogenen und inhomogenen Wandoberflächen idealisierter und realer Liner unterschieden werden. Die Deckplatte eines realen Liners (vgl. Abb. 9 links) hat makroskopische Öffnungen mit Durchmessern im Bereich von 0,1 mm bis zu mehreren mm. Die Öffnungen sind klar voneinander separiert, sodass bei der Modellierung z. B. der Wandschubspannung zwischen den Effekten an den harten, undurchlässigen Wandflächen und denen im Bereich der Öffnungen lokal unterschieden werden muss, um darauf aufbauend den

Gesamteffekt an der Wand zu ermitteln. Eine nützliche Vereinfachung bietet demgegenüber die Annahme einer homogenisierten, zugleich akustisch durchlässigen Linerwand (vgl. Abb. 9 rechts), bei der die akustischen Wandparameter wie Impedanz, Schnelle und Wandschubspannung als gleichartig an jedem Ort auf der Wand angesehen werden können. Die wichtigste Eigenschaft, die dann zur Vereinfachung genutzt werden kann, ist die Annahme der Haftbedingung, also der verschwindenden wandparallelen Schnelle an der Wand. Dadurch wird die an der Wand erzeugte akustische Wandschubspannung genau definiert.

Der homogenisiert-durchlässige Liner stellt eine Idealisierung dar, der in der Praxis kaum realisiert werden kann: Die Öffnungsdurchmesser und -abstände müssten dafür kleiner sein als die typischen viskosen Längenskalen, also im Bereich von einigen  $\mu\text{m}$  liegen. Trotzdem wurde dieser Wandtyp aus den o. g. Gründen bisher fast ausschließlich bei der Modellierung der Zähigkeitseffekte am Liner zugrunde

Abb. 9: Links: Perforierte Deckschicht eines realen Liners (Öffnungsdurchmesser  $d_m$  und -abstand  $L_{sp}$ ). Rechts: idealisierte, homogene Impedanzwand mit konstanter Impedanz, Schnelle und Wandschubspannung.



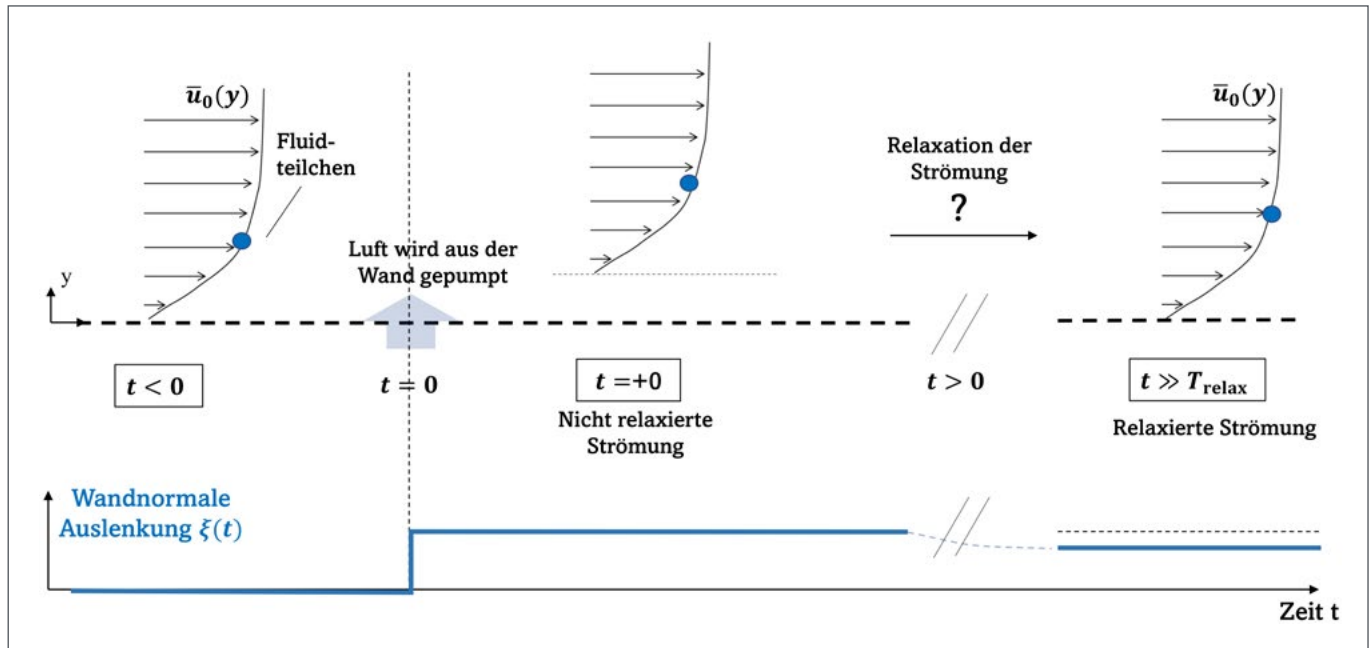


Abb. 10: Reaktion der turbulenten Strömungsgrenzschicht auf eine sprunghafte wandnormale Auslenkung  $\xi$  der Teilchen an der Wand zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Unmittelbar nach dem Sprung ( $t = +0$ ) ist das gesamte Strömungsfeld einschließlich aller turbulenten Wirbel von der Wand weg verschoben. Nach Abschluss der Relaxationsprozesse hat sich das Strömungsprofil einschließlich aller Korrelationen zwischen den turbulenten Schwankungen wieder (wie zu  $t < 0$ ) hergestellt. Das verfolgte Fluidteilchen (blauer Kreis) kehrt nicht wieder zurück, sondern ist weiter von der Wand entfernt als vorher.

gelegt [17]–[23].

Obwohl wir inzwischen starke Hinweise darauf haben, dass die homogene Wand nur ein schwaches Abbild realer Liner ist, haben auch wir diesen Wandtyp zunächst eingehend untersucht, in der Hoffnung, hieraus theoretische Erkenntnis-Bausteine für das Verständnis der Prozesse an realen, inhomogenen Linerwänden zu gewinnen. Im folgenden Kapitel wird der in letzter Zeit gewonnene Stand der Modellierung der Zähigkeitsgrenzschicht am homogenen Liner zusammengefasst. Demgegenüber können wir die Prozesse am realen Liner mit makroskopischen Öffnungen bisher nur qualitativ skizzieren. Einen entsprechenden Ausblick geben wir im letzten Kapitel.

### Effektive Grenzschichtimpedanz beim homogenen Liner

#### Ergebnisse und Erkenntnisse ...

Die Hauptursache des Impulstransfers bei der homogenen Wand ist wie schon zuvor bemerkt die Erzeugung von akustischer Schubspannung durch die Haftbedingung. Letztere erzwingt einen wandnormalen Schubspannungsgradienten an der Wand. Gegenüber dem strömungslosen Fall (s. Cremer) ist die erzeugte akustische Wandschubspannung nun aber viel größer, da im Strömungsfall die erheblich größere „konvektive Schnelle“, die sich aus dem Produkt der zeitgemittelten Scherrate  $dU/dy$  und der wandnormalen Auslenkung der Fluidelemente  $\xi$  ergibt, an der Wand abgebremst werden muss. Die Schubspannung diffundiert von der

Wand weg in das strömende Medium und klingt dabei ab (siehe Abb. 8 rechts). Die wandnahe Schicht, in der dies passiert, nennen wir akustische Grenzschicht und erweitern damit den ursprünglich für ruhendes Medium geprägten Begriff. Die insgesamt in dieser Schicht erzeugte akustische Schubspannung führt (wie auch im strömungslosen Fall) über die Kontinuitätsgleichung zu einer zusätzlichen wandnormalen Auslenkung  $\xi_{\text{add}}$ , die direkt in die effektive Randbedingung des Liners eingeht (siehe Abb. 8 rechts unten).

Die Berechnung der akustischen Schubspannung und der Zusatzauslenkung in der akustischen Grenzschicht ist im Strömungsfall leider deutlich komplizierter als im ruhenden Fall. Wir haben hierfür ein mathematisches Modell hergeleitet, das wir sowohl numerisch als auch mittels Näherungen gelöst haben, siehe auch [27][28]. Damit waren Tests und Parameterstudien möglich, die zu den folgenden Ergebnissen geführt bzw. frühere Theorien bestätigt haben:

- Die maßgeblichen Parameter des Grenzschichteffekts sind die Geschwindigkeit  $U$  und das Profil  $U(y)$  der Gleichströmung, die Frequenz  $\omega$  und die Längswellenzahl  $k_x$  der Schallwelle. Hohe Strömungsgeschwindigkeiten und Wellenzahlen sowie kleine Frequenzen führen zu großen Effekten. Z. B. halbiert sich bei 100 Hz, Mach 0,4 und  $k_x = \omega/c$  die effektive Impedanz bereits gegenüber der tatsächlichen Impedanz des Liners.
- In der Praxis sind die Liner meist turbulent überströmt. Das wandnahe, mit kinematischer Visko-

sität  $\nu$  und Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  dimensionslos gemachte turbulente Strömungsprofil gilt als universell. Daher ist der akustische Grenzschichteffekt in der turbulenten Strömung vollständig beschrieben, wenn er in Abhängigkeit von den mit  $\nu$ ,  $u_\tau$  dimensionslos gemachten Größen  $\omega^+$  und  $k_x^+$  dargestellt wird.

- Die Dicke der akustischen Grenzschicht liegt bei Strömungsüberlagerung in derselben Größenordnung wie im Fall ohne Strömung (also bei ca.  $\sqrt{2\nu/\omega}$ ), sofern man turbulente Schubspannungen vernachlässigen kann.

#### ... und ein neues Forschungsfeld: Die Relaxation der turbulenten Strömung

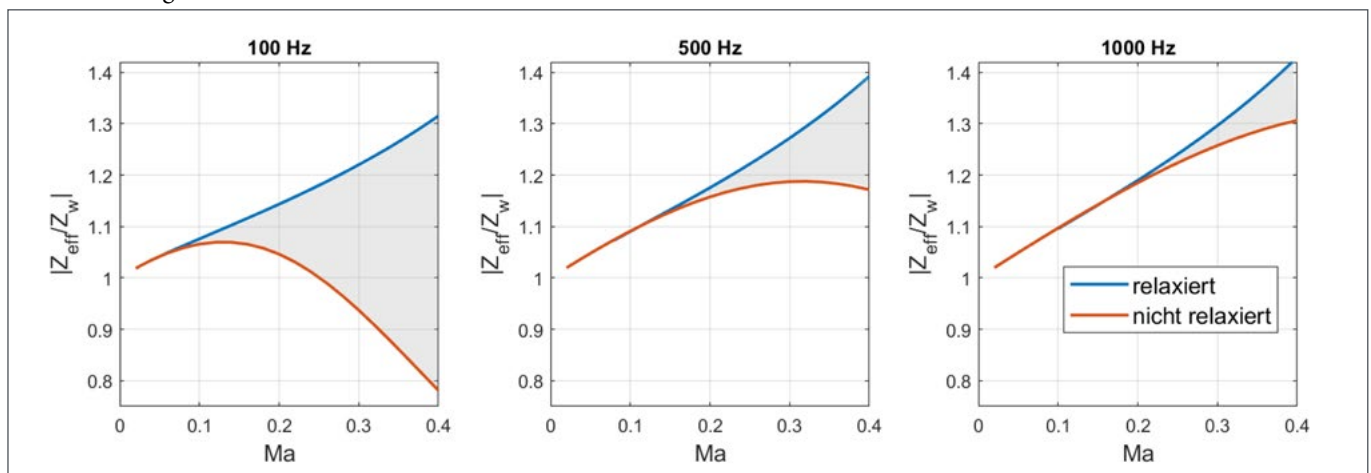
In den meisten bisherigen theoretischen Untersuchungen wurde der Einfluss der Turbulenz auf die Diffusion der akustischen Schubspannung völlig vernachlässigt; in [24] wurde lediglich ein stark vereinfachtes Turbulenzmodell verwendet. Außerdem wurde in allen Modellen der Schubspannungsdiffusion angenommen, dass die Eigenschaften der Turbulenz an den Wandabstand gebunden sind. Durch die quasi-homogene akustische Durchströmung der Wand wird aber das gesamte Strömungsfeld einschließlich aller turbulenten Wirbel, d. h. einschließlich aller Korrelationen zwischen den turbulenten Schwankungen, zunächst in wandnormaler Richtung verschoben. Damit ergibt sich die Frage, ob man den Einfluss der Turbulenz auf die Schubspannungsdiffusion nicht besser im fluidfesten Bezugssystem beschreiben sollte, das gegenüber dem ortsfesten Bezugssystem um die akustische Auslenkung  $\xi(y, t)$  verschoben ist. Abbildung 10 verdeutlicht qualitativ, wie die Strömungsgrenzschicht auf einen nach außen gerichteten Impuls der wandnormalen Schnelle reagieren würde: Das gesamte Strömungsfeld (hier nur

durch das zeitlich gemittelte Strömungsprofil angedeutet) wird zunächst von der Wand weg verschoben und kehrt erst nach einer gewissen Relaxationszeit  $T_{relax}$  in den ursprünglichen Gleichgewichtszustand zurück. Da die akustische Auslenkung sehr klein ist, erscheint die Unterscheidung zwischen dem nicht relaxierten und dem relaxierten Zustand zunächst nur von akademischem Interesse zu sein. Allerdings hat sich nun heraus gestellt, dass erhebliche Unterschiede für die Zusatzauslenkung  $\xi_{add}$  entstehen, wenn die Relaxationszeit klein bzw. groß im Vergleich zur Schallperiode ist. Leider ist über die Reaktion turbulenter Grenzschichten auf zeitliche Änderungen der Randbedingungen so wenig bekannt, dass sich die Frage nach der Relaxationszeit, die sicherlich noch vom Wandabstand abhängt, nicht beantworten lässt. Wir müssen also zunächst davon ausgehen, dass die tatsächliche Zusatzauslenkung irgendwo zwischen den beiden in Abbildung 10 gezeigten Grenzfällen – nicht relaxierter ( $t = +0$ ) bzw. vollständig relaxierter ( $t \gg T_{relax}$ ) Strömung – liegt. Dies wirft ein völlig neues Licht auf die bisherigen Ergebnisse, bei denen implizit immer vom Grenzfall der vollständig relaxierten Strömung ausgegangen worden ist [19]–[24]; [27]; [28]. Der Unterschied der beiden Grenzfälle ist für den Betrag der effektiven Wandimpedanz in Abbildung 11 beispielhaft dargestellt. Die Lösungen weichen um so mehr voneinander ab, je kleiner die Frequenz und je größer die Strömungsgeschwindigkeit ist; entsprechend wächst der Bereich, für den die Lösungen unbekannt sind (graue Fläche).

#### Ausblick: Grenzschichteffekte beim realen Liner

Ein praktischer Liner weist im Unterschied zu dem bisher betrachteten Wandtyp eine inhomogene Wandstruktur auf, die sich aus harten, undurchlässi-

Abb. 11: Betrag der effektiven Wandimpedanz bezogen auf die Wandimpedanz als Funktion der Strömungs-Machzahl  $Ma = U/c$  für drei verschiedene Frequenzen. Rote Kurve: Ergebnis für die nicht relaxierte Turbulenz; blaue Kurve: vollständige Relaxation; Zwischenbereich in grau.



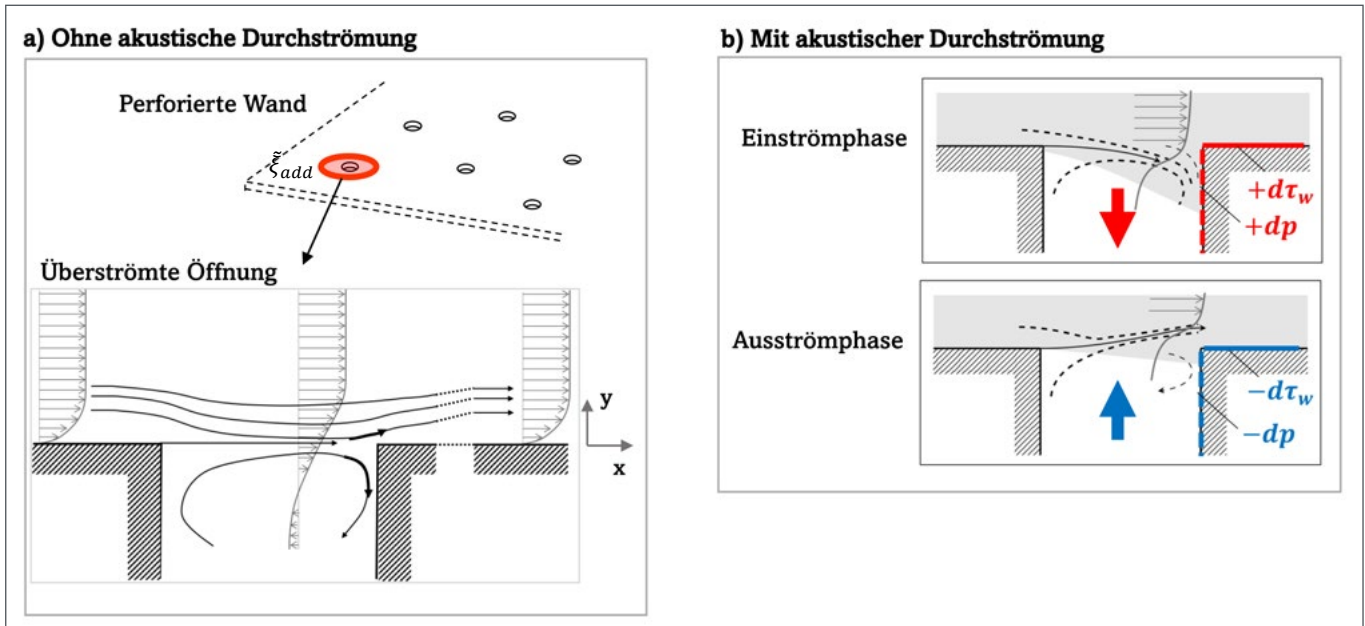


Abb. 12: a) Strömungsbild einer überströmten Öffnung ohne Schnelle in der Öffnung. b) Mit Schnelle: Es entstehen je nach Phasenlage positive und negative Anteile von Wandschubspannung und Staudruck an der Hinterkante.

gen Wandflächen und aus makroskopischen Öffnungen zusammensetzt (siehe Abb. 9 links). Die einzelnen lokalen Mechanismen, die den Aufbau der akustischen Grenzschicht und letztlich die Zusatzauslenkung  $\xi_{add}$  bestimmen, sind bisher kaum untersucht worden. Hier wollen wir einen kurzen Überblick über die qualitativ erwartbaren und in einer Modellierung einzubeziehenden Mechanismen geben.

#### Einzelne makroskopische Öffnung

Die wesentliche Wechselwirkung zwischen Schall und Strömung findet in der Umgebung der Öffnungen statt. Wir beginnen daher mit einer Beschreibung der Strömung über einer einzelnen Öffnung und der damit verbundenen instationären lokalen Kräfte. In Abbildung 12a ist die Gleichströmung über einer Öffnung im zweidimensionalen Fall skizziert. Die wandnormale Schnelle durch die Öffnung sei dabei vorerst Null. Das Stromlinienbild zeigt, dass die Gleichströmung an der Vorderkante ablöst und (infolge der verschwindenden Wandschubspannung) stromab der Vorderkante stark beschleunigt wird. In der Öffnungsebene ( $y=0$ ) bildet sich eine Scherschicht, deren Stromlinie genau waagrecht auf die Hinterkante des Schlitzes trifft, da nach Voraussetzung die Schnelle durch die Öffnung Null ist. An der Hinterkante der Öffnung sind dann zwei Effekte zu erwarten:

1. Die beschleunigten Fluidelemente innerhalb der Öffnung ( $y < 0$ ) werden durch die senkrechte Wand der Hinterkante gestoppt; vor dieser Wand bildet sich ein Staudruck.
2. Die beschleunigten Fluidelemente außerhalb der Öffnung ( $y > 0$ ) werden wegen der Haftbedingung

auf der Wand stromab der Hinterkante abgebremst. Dabei entsteht eine zunächst sehr hohe und mit dem weiteren Laufweg  $x$  abklingende Wandschubspannung.

Wird nun eine Schnelle durch die Öffnung angenommen (verursacht z.B. durch den Schalldruck und die Wandimpedanz des Liners), so wird die Scherschicht über der Öffnung schallperiodisch wechselnd in die Öffnung hinein bzw. aus der Öffnung heraus gelenkt, siehe Abbildung 12b. An der Hinterkante werden daher der lokale Staudruck und die Wandschubspannung akustisch moduliert. Beide Anteile, akustischer Staudruck und Wandschubspannung, tragen zur tangentialen akustischen Kraft bei, die die Strömung auf die Wand (und vice versa die Wand auf die Strömung) ausübt. Bei der Frage, ob und wie beide Komponenten zur effektiven Randbedingung beitragen, sind wir bisher zu den folgenden groben Abschätzungen gekommen:

#### Periodische Folge von Öffnungen

Dazu wurde das Einzelloch (wie beim Liner) durch eine periodische Reihe von Öffnungen ersetzt. Eine vorläufige grobe Abschätzung [27] hat erstens ergeben, dass die lokal an der Hinterkante der Öffnung wirkenden akustischen Schubspannungs- und Staudruckkräfte nur einen kleinen Beitrag zur gesamten akustischen Wandschubspannung der Wand liefern, und dass insbesondere der Beitrag des Staudrucks zur akustischen Randbedingung vernachlässigbar ist. Zweitens hat die Abschätzung überraschenderweise dieselben Schallfeldlösungen geliefert wie das Modell der homogenen Wand. Die Ergebnisse waren zudem unabhängig vom Abstand der Öffnungen.

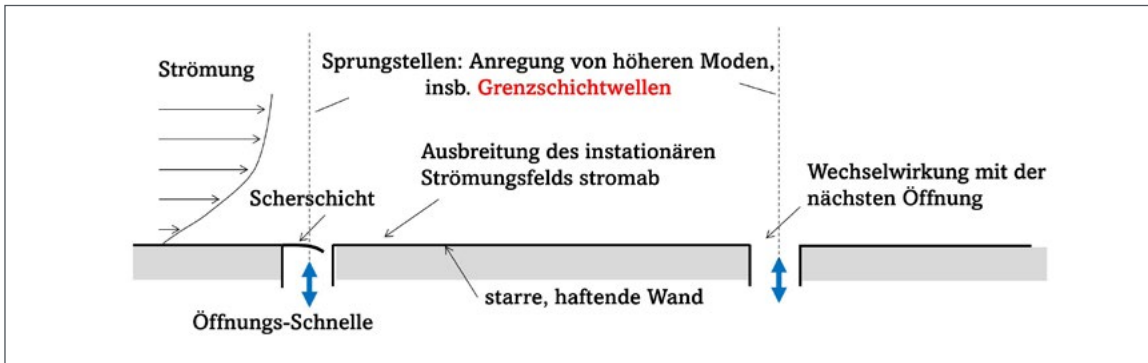


Abb. 13: Skizze der zu erwartenden lokalen Effekte an der realen Liner-Wand mit makroskopischen und voneinander separierten Öffnungen.

Beides steht im klaren Widerspruch zu unseren experimentellen Beobachtungen [27][28].

Eine Erklärung könnte dadurch gegeben werden, dass die theoretische Abschätzung nur die Ausbreitung der beiden (vor- und zurücklaufenden) Grundmoden im Kanal einbezogen hatte. In der Realität sind dagegen die in Abbildung 13 skizzierten Vorgänge zu erwarten: Das durch die vorderste Öffnung gestörte instationäre Strömungsfeld breitet sich stromab aus und interagiert mit der nächsten stromab liegenden Öffnung. An jeder Öffnung werden alle möglichen höheren Moden, insbesondere auch Grenzschichtwellen, angeregt, die an den anderen Öffnungen gestreut werden. Die Ausbreitung dieser Grenzschichtwellen (auch "Strömungsmoden" oder "hydrodynamische Moden" genannt) führt wegen ihrer, verglichen mit Schallwellen deutlich kleineren Wellenlänge zu einer merklichen Phasenverschiebung zwischen den akustischen und den hydrodynamischen Moden, die auf dem Weg zwischen zwei hintereinander liegenden Öffnungen sogar die Größenordnung von  $2\pi$  erreichen kann. Dies passt auch zu experimentellen Beobachtungen, wie z. B. in Abbildung 14 gezeigt: Hier ist eine deutlich angeregte Grenzschichtwelle zu erkennen, deren Wellenlänge mit dem Abstand der Liner-Öffnungen übereinstimmt.

Die Wechselwirkung zwischen hydrodynamischen und akustischen Moden kann sogar zu einer gegenseitigen Verstärkung der betroffenen Moden führen. So haben z. B. Meyer, Kurtze und Mechel [29][30] bei Messungen in einem Strömungskanal, der mit einer periodischen Folge von Helmholtz-Resonatoren ausgekleidet war, statt einer Schalldämpfung eine starke Schallverstärkung beobachtet. Dies konnte in der Tat durch die Modenkonversion an den Öffnungen der Helmholtz-Resonatoren erklärt werden. Schallverstärkung tritt dann auf, wenn die Phasendifferenz zwischen Schallmode und hydrodynamischer Mode an den hintereinander liegenden Öffnungen konstant bleibt. In extremen Fällen kann sich die konvektive Instabilität sogar "aufschaukeln" und zu einer absoluten

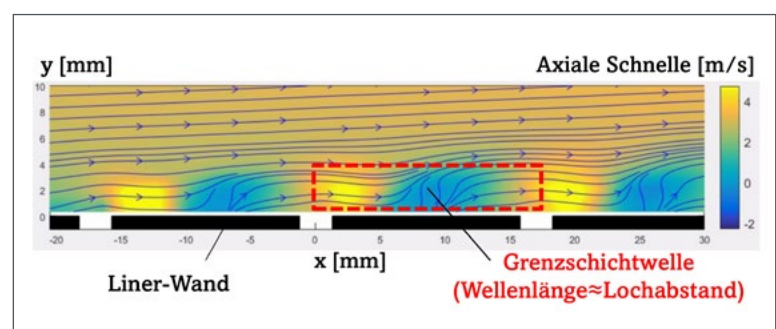
Instabilität der gesamten Strömung führen. Der akustisch ausgekleidete Kanal wird dann zum Schallgenerator. Die Modellierung der strömungsbeeinflussten Modenerzeugung und -streuung ist schwierig und muss voraussichtlich unter Einbeziehung numerischer Experimente erfolgen.

Eine weitere Verkomplizierung bei der Modellbildung kommt hinzu, wenn die Strömung über den Öffnungen nicht mehr (wie bisher vorausgesetzt) quasistationär, also praktisch ohne Phasenverzögerung auf die schallinduzierten Störungen reagiert. Bei höheren Strouhalzahlen (gebildet mit dem Durchmesser der Öffnungen) müssen die Anregung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität in der Scherschicht über der Öffnung und möglicherweise die Dynamik der Strömungsablösung an der Vorderkante berücksichtigt werden.

### Zusammenfassung und Ausblick

Nachdem Cremer den Weg gewiesen hat, wie man den Einfluss der viskositätsbedingten akustischen Grenzschicht im Fall ruhenden Mediums als Zusatz zur Wandadmittanz berücksichtigen kann, versucht man seit fast 50 Jahren, diesen Weg auch für über-

Abb. 14: Laseroptisch vermessenes Geschwindigkeitsfeld über einem überströmten Liner mit drei Öffnungen, Seitenansicht mit Liner unten. Als Konturplot gezeigt ist der schallkohärente Anteil der axialen Geschwindigkeit bei einer beliebigen Phasenlage. Im wandnahen Bereich der Strömungsgrenzschicht ist eine mit ca. 19 m/s stromab laufende Grenzschichtwelle zu beobachten (Mach 0,1, Schallfrequenz 1122 Hz, Messsystem: phasensynchrone Particle Image Velocimetry).



strömte, akustisch absorbierende Wände (sogenannte Liner) zu beschreiten. Die Amplituden und die Verteilungen der schallsynchronen Schubspannung und der akustischen Schnelle in der akustischen Grenzschicht werden durch die Gleichströmung nicht nur quantitativ sondern qualitativ verändert. Die systematische Diskrepanz zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen hat dazu geführt, dass diese Untersuchungen in jüngerer Zeit wieder an Fahrt gewonnen haben.

Zwei Gruppen von strömungsbedingten Mechanismen, die bisher allenfalls mit groben Näherungen berücksichtigt worden sind, aber zum Teil erhebliche Auswirkungen auf die Vorgänge in der akustischen Grenzschicht haben, sind hierbei wichtig. Einerseits muss die Entstehung schallsynchroner turbulenter Schubspannungen und die Reaktion der turbulenten Wandgrenzschicht auf die akustisch aufgeprägte zeitliche Änderung der Randbedingungen modelliert werden. Andererseits muss der räumlichen Inhomogenität realer Wände Rechnung getragen werden. Hierbei ist insbesondere der Effekt der hydrodynamischen Moden zu berücksichtigen, die an den diskreten Öffnungen des Liners angeregt werden und an den stromab liegenden Öffnungen zu erneuter Anregung von Schall führen können.

Während die Anregung, Ausbreitung und Streuung von hydrodynamischen Wellen an bzw. zwischen den diskreten Öffnungen ein einigermaßen umrissenes Problem ist, ist die schallsynchrone Dynamik der turbulenten Wandgrenzschicht ein weites Forschungsfeld, das bisher mehr weiße Flecken als gesicherte Erkenntnisse aufweist. Wir sehen in numerischen Experimenten die größte Chance, in beiden Forschungsfeldern Antworten auf die aufgeworfenen Fragen zu finden.

### Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die Unterstützung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft, die dieses Projekt finanziert (SCHU 3376/2-1). Unser Dank gilt außerdem Friedrich Bake, Chenyang Weng, Lars Enghardt, Manfred Kaltenbacher und Florian Toth, die diese Forschung auf unterschiedliche Weise gefördert haben. Anita Schulz ist außerdem der DEGA für die Ehrung mit dem Lothar-Cremer-Preis 2021 zu großem Dank verpflichtet.



**renz solutions**  
Wissen schafft RaumWert

## Der Experte für integrale Systeme

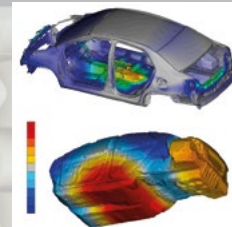
- Wandabsorber in  $\alpha_w$  1.0 Technik
- Allfrequenzabsorber von 63-8000 Hz
- Hochleistungsabsorber in allen Oberflächen
- Deckensegel

**ARRK**

Your partner for acoustics and vibration optimum in product development.

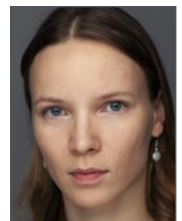
[www.arrk-engineering.com](http://www.arrk-engineering.com)

CAE Simulation  
Acoustic testing  
Environmental testing



## Literatur

- [1] Bräunling, W. J. G.: Flugzeugtriebwerke – Grundlagen, Aero-Thermodynamik, Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten- und Emissionen. VDI-Buch, Springer Verlag Berlin-Heidelberg 2013, Kap. 14.
- [2] Ingard, U.: Influence of fluid motion past a plane boundary on sound reflection, absorption, and transmission. *Journal of the Acoustical Society of America*, 31: 1.035–1.036, 1959.
- [3] Myers, M. K.: On the acoustic boundary condition in the presence of flow. *Journal of Sound and Vibration*, 71(3): 429–434, 1980.
- [4] Renou, Y.; Aurégan, Y.: Failure of the Ingard-Myers boundary condition for a lined duct: An experimental investigation. *Journal of the Acoustic Society of America*, 130(1): 52–60, July 2011.
- [5] Zhou, L.; Bodén, H.: A systematic uncertainty analysis for liner impedance eduction technology. *Journal of Sound and Vibration*, 356: 86–99, 2015.
- [6] Bodén, H.; Zhou, L.; Cordioli, J. A.; Spillere, A. M. N.: On the effect of flow direction on impedance eduction results. In 22th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 30 May–1 June 2016, Lyon, France, AIAA 2016–2.727, 2016.
- [7] Bodén, H.; Cordioli, J. A.; Spillere, A. M. N.; Serrano, P. G.: Comparison of the effect of flow direction on liner impedance using different measurement methods. In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Denver, CO, AIAA 2017–3.184, 2017.
- [8] Nark, D. M.; Jones, M. G.; Piot, E.: Assessment of axial wave number and mean flow uncertainty on acoustic liner impedance eduction. In IAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2018, ATLANTA, United States, pp. 1–12, 2018.
- [9] Spillere, A. M. N.; Bonomo, L. A.; Cordioli, J. A.; Brambley, E. J.: Experimentally testing impedance boundary conditions for acoustic liners with flow: Beyond upstream and downstream. *Journal of Sound and Vibration*, 489, 2020.
- [10] Roncen, R.; Piot, E.; Mery, F.; Simon, F.; Jones, M. G.; Nark, D. M.: Wavenumber-based impedance eduction with a shear grazing flow. *AIAA Journal* 58(7), 2020.
- [11] Watson, W. R.; Tracy, M. B.; Jones, M. G.; Parrott, T. L.: Impedance eduction in the presence of shear flow. In 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 28–30 May 2001, Maastricht, Netherlands, AIAA 2001–2.263, May 2001.
- [12] Brambley, E. J.: Fundamental problems with the model of uniform flow over acoustic linings. *Journal of Sound and Vibration*, 322: 1.026–1.037, 2009.
- [13] Rienstra, S. W.; Darau, M.: Mean flow boundary layer effects of hydrodynamic instability of impedance wall. *Procedia Engineering*, 6: 124–132, 2010.
- [14] Brambley, E. J.: Well-posed boundary condition for acoustic liners in straight ducts with flow. *AIAA Journal*, 49(6): 1.272–1.282, 2011.
- [15] Enghardt, L.; Fischer, A.; Schulz, A.; Busse-Gerstengarbe, A.: Determination of the impedance for lined ducts with grazing flow. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 4–6 June 2012, Colorado Springs, CO, number AIAA 2012–2.243, 2012.
- [16] Jing, X.; Peng, S.; Wand, L.; Sun, X.: Investigation of straight-forward impedance eduction in the presence of shear flow. *Journal of Sound and Vibration*, 335: 89–104, 2015.
- [17] Nayfeh, A. H.: Effect of the acoustic boundary layer on the wave propagation in ducts. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 54(6): 1.737–1.742, 1973.
- [18] Starobinski, R.: Sound propagation in lining duct with essentially non-uniform distribution of velocity and temperature. In *Noise of jet engines*, Issue 2, CIAM, 752, pp. 155–181, 1978.
- [19] Aurégan, Y.; Starobinski, R.; Pagneux, V.: Influence of grazing flow and dissipation effects on the acoustic boundary conditions at a lined wall. *Journal of the Acoustical Society of America*, 109(1): 59–64, 2001.
- [20] Brambley, E. J.: Acoustic implications of a thin viscous boundary layer over a compliant surface or permeable liner. *Journal of Fluid Mechanics*, 678: 348–378, 2011.
- [21] Khamis, D.; Brambley, E. J.: Analytic model and concise impedance boundary condition for viscous acoustics in ducted shear flow. In 22th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Lyon, France, number AIAA 2016–2.976, 2016.
- [22] Khamis, D.; Brambley, E. J.: Viscous effects on the acoustics and stability of a shear layer over an impedance wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 810: 489–534, 2017.
- [23] Khamis, D.; Brambley, E. J.: Viscous effects on the attenuation of a plane wave by an acoustic lining in shear flow. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 141, 2017.
- [24] Weng, C.; Schulz, A.; Ronneberger, D.; Enghardt, L.; Bake, F.: Flow and viscous effects on impedance eduction. *AIAA Journal*, 56(3): 1.118–1.132, 2018.
- [25] Cremer, L.: Über die akustische Grenzschicht vor starren Wänden. *Archiv der elektrischen Übertragung*, 2: 136–139, 1948.
- [26] Kirchhoff, G.: Über den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung. *Annalen der Physik und Chemie*, 210(6): 177–193, 1868.
- [27] Schulz, A.; Ronneberger, D.; Weng, C.; Bake, F.: The effect of the convective momentum transfer on the acoustic boundary condition of perforated liners with grazing mean flow. *International Journal of Aeroacoustics*, 20(5–7): 737–772, 2021.
- [28] Schulz, A.; Ronneberger, D.: Einfluss des Impulstransfers auf die akustische Randbedingung überströmter Absorberwände. In: *Fortschritte der Akustik – DAGA 2021*, 47. Jahrestagung für Akustik, Wien, S. 12–25, 2021.
- [29] Meyer, E.; Mechel, F.; Kurtze, G.: Experiments on the influence of flow on sound attenuation in absorbing ducts. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 30: 165, 1958.
- [30] Mechel, F.: Schalldämpfung und Schallverstärkung in Luftströmungen durch absorbierend ausgekleidete Kanäle. *Acustica*, 10(3): 133–148, 1960. ■



**Prof. Dr.-Ing.  
Anita Schulz**  
*Hochschule für  
Technik und Wirt-  
schaft, Berlin*



**Prof. Dr. rer.nat.  
Dirk Ronneberger**  
*pensioniert, ehemals  
Georg-August-Uni-  
versität Göttingen*