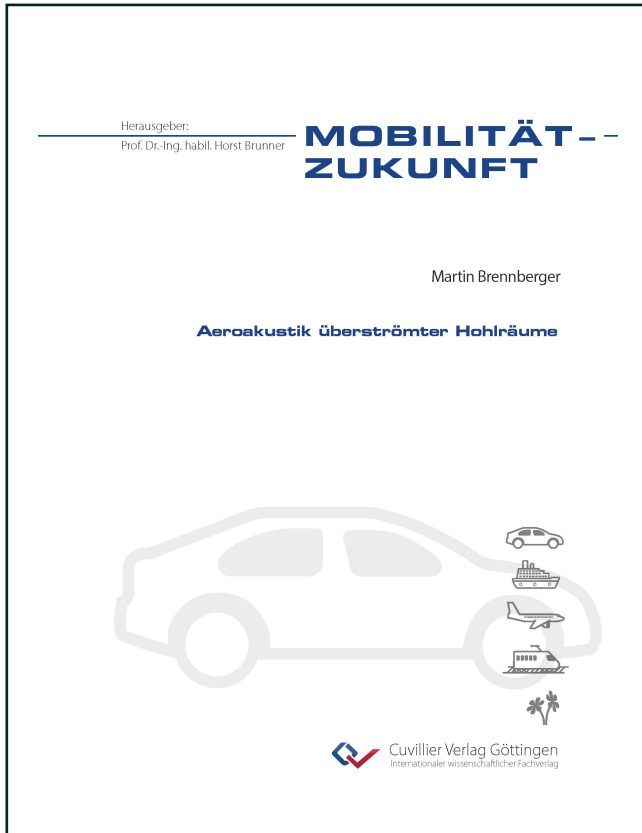




Martin Brenninger (Autor)
Aeroakustik überströmter Hohlräume



<https://cuvillier.de/de/shop/publications/8849>

Copyright:

Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen,
Germany

Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: <https://cuvillier.de>

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Problemstellung

Im sogenannten Premiumsegment des Automobilbaus spielt der Komfort der Fahrzeuge eine maßgebliche Rolle. Eine besonders große Bedeutung kommt dabei der Lärmbelastung der Fahrzeuginsassen zu. Diese setzt sich im Wesentlichen aus drei Größen zusammen: Dem Abrollgeräusch der Reifen auf dem Asphalt, dem Motorengeräusch und den Strömungsgeräuschen an der Außenkontur des Fahrzeugs.

Keine dieser drei Geräuschquellen lässt sich gänzlich eliminieren, aber durch spezielle Maßnahmen wie z.B. dem sogenannten Flüsterasphalt, deutlich vibrationsärmeren Motoren und geeigneten Dämmmaßnahmen konnten gerade in den beiden erstgenannten Punkten in den letzten Jahren erhebliche Verbesserungen erzielt werden. So kommt es, dass zum Teil bereits bei Fahrgeschwindigkeiten im Bereich von 100 km/h das Strömungsgeräusch als die unangenehmste Lärmquelle wahrgenommen wird. Unter dem Begriff Aeroakustik fasst man die durch Luftströmung induzierte Geräuschentwicklung zusammen. Die Aeroakustik ist somit ein essentieller Faktor zur Komfortbewertung von Kraftfahrzeugen, und dementsprechend großen Wert legen die Hersteller auf dieses Thema. Die Bewertung der Aeroakustik erfolgt über die Messung des Schalldruckpegels im Fahrzeuginnenraum an der Position des Fahrerohrs. Die entsprechenden Messungen werden in sogenannten Aeroakustikwindkanälen durchgeführt, die einen sehr geringen Eigengeräuschanteil aufweisen. So wird sichergestellt, dass einzig und allein strömungsinduzierter Lärm gemessen wird.

Bei der Analyse von Windgeräuschen unterscheidet man prinzipiell zwischen breitbandigen und tonalen Anregungen. Eine breitbandige Anregung ist ein Geräusch, das über einen sehr großen Frequenzbereich einen relativ konstanten Schalldruckpegel verursacht. Ein klassisches Beispiel dafür ist die turbulente Grenzschicht auf der Fahrzeugoberfläche. Wird die Anströmgeschwindigkeit erhöht, so steigt der durch diese Grenzschicht verursachte Schalldruckpegel im Innenraum im ganzen Frequenzbereich um einen bestimmten Wert an. Die Insassen empfinden das Fahrzeug dann pauschal als lauter.

Wesentlich unangenehmer wirken allerdings sogenannte tonale Anregungen. Sie verursachen in einem sehr schmalen Frequenzbereich eine deutliche Überhöhung des Schalldruckpegels. Diese Überhöhungen, auch Peaks genannt, werden im Fahrzeug meist als Pfeif- oder Heulgeräusch wahrgenommen und wirken außerordentlich störend. Treten sie an einem Serienfahrzeug auf, so führt dies nicht selten zu einer Beanstandung durch den Kunden und anschließend zu sehr kostenintensiven und zeitaufwendigen Nachbesserungen am Fahrzeug.

Als Ursache für diese tonalen Anregungen konnten im Wesentlichen überströmte Hohlräume am Fahrzeug ermittelt werden. Dabei handelt es sich um offene Spalte, wie den

Übergang zwischen Ziergitter und Motorhaube, Türspalte, Spalte im Bereich der Heckklappe, der Verschmutzungsnut an Außenspiegeln oder eine der meist zahlreichen Öffnungen im Unterbodenbereich eines Fahrzeugs. Im tieffrequenten Bereich zählt auch das sogenannte Schiebedachwummern zum Bereich der überströmten Hohlräume. Eine Untersuchung der Strömungsgeräusche kann im Rahmen des Entwicklungsprozesses erst an Prototypen und Konzeptfahrzeugen, also zu einem relativ späten Zeitpunkt, vorgenommen werden. Treten dann, meist überraschend, tonale Anregungen auf, so ist der Entwickler, ohne sich näher mit der dahinterstehenden Physik beschäftigen zu können, gefordert, das Problem unter Berücksichtigung der Funktionalität und bestehender Designvorgaben zu lösen.

Eine grundlegende Untersuchung der physikalischen Eigenschaften muss deshalb vom Entwicklungsprozess entkoppelt durchgeführt werden.

1.2 Stand des Wissens

Im Folgenden Abschnitt wird der Stand des Wissens chronologisch aufgearbeitet und in zwei wesentliche Themenfelder unterteilt. Zum einen in experimentelle und analytische Betrachtungen und zum anderen in numerische Untersuchungen überströmter Hohlräume.

1.2.1 Experimentelle und analytische Betrachtungen

Bereits in den frühen sechziger Jahren führten Bodger und Jones [12] Experimente an Kraftfahrzeugen durch, bei denen sie das durch die Umströmung erzeugte Fahrzeuginnengeräusch bei offenem Schiebedach bzw. Seitenfenster untersuchten. Sie konnten dabei einen engen Zusammenhang zwischen dem Verhalten des umströmten Fahrzeugs und der von Helmholtz im Jahre 1862 entwickelten Theorie über die Schallentstehung in überströmten Kavitäten feststellen. Helmholtz ging bei seinen Überlegungen von runden Volumina mit einer länglichen, schmalen Öffnung aus, was für die Form des Innenraums eines Automobils nicht besonders zutreffend war. Mit Hilfe von Korrekturtermen, die von Uno Ingard [43] 1953 entwickelt wurden und mit denen man eine Vielzahl von unterschiedlich geformten Kavitäten und Öffnungen beschreiben kann, konnte aber eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Experimenten und der Theorie nach Helmholtz geschaffen werden. Die Formel zur Bestimmung der Resonanzfrequenzen eines Helmholtzresonators finden sich heute in nahezu jedem Standardwerk der Akustik, beispielsweise von Heckl und Müller [5] wieder. Bodger und Jones wiesen in ihrer Arbeit ebenfalls darauf hin, dass die Vorgänge zwischen der Vorder- und Hinterkante einer Schiebedachöffnung auf dem Edge-Tone Prinzip, den sogenannten Schneidentönen, basieren könnten.

Einer der bedeutendsten Beiträge im Bereich Windgeräusche und überströmte Kavitäten folgte im Jahr 1964. Es handelt sich dabei um die Veröffentlichung „Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transsonic Speeds“ von J.E. Rossiter [11]. Anlass für diese Arbeit waren Probleme mit Resonanzeffekten in offenen Bombenschächten von Flugzeugen. Rossiter entwickelte dabei eine

halbempirische Formel, durch die er in der Lage war, alle auftretenden Resonanzeffekte in überströmten, rechteckigen und halbseitig geöffneten Kavitäten zu erklären. Sie beruht auf einem System von periodisch ablösenden Wirbeln an der Vorderkante der Öffnung, welche beim Auftreffen auf die Hinterkante Druckstöße verursachen. Diese Druckstöße breiten sich seinen Berechnungen nach mit Schallgeschwindigkeit in Richtung Vorderkante aus, wo sie wiederum einen weiteren Wirbel auslösen. Die theoretische Rechtfertigung seiner Formel beruht auf den gleichen Ansätzen wie die Edge-Tone Theorie, auch wenn sie durch den Verzicht auf mögliche Näherungen deutlich detaillierter als diese ausfällt. Er identifiziert in den untersuchten Kavitäten auch stehende Schallwellen, die in einem besonderen Maß zur Resonanzverstärkung beitragen können.

Die Untersuchungen im Bereich offener Schiebedächer bzw. offener Seitenscheiben wurden 1966 von D.T. Aspinall [13] weitergeführt. Er untersuchte verschiedene Fahrzeugtypen und griff dabei sowohl die Helmholtzformel, als auch den Anregungsmechanismus durch Edge-Tones von Bodger und Jones auf. Im Unterschied zu den beiden ging Aspinall allerdings davon aus, dass bei höheren Geschwindigkeiten, über 50 m.p.h, die Anregung nur noch aus dem Breitbandlärm der turbulenten Grenzschicht entsteht und nicht mehr durch einen definierten Kopplungsmechanismus zwischen Vorder- und Hinterkante der Öffnung. Durch verschiedene Experimente mit Windabweisern, durch welche es ihm gelang, das Schiebedach-, bzw. Seitenscheibenwummern zu unterdrücken, fühlte er sich in seiner Theorie bestätigt.

1978 befassten sich D. Rockwell und E. Naudascher [14] mit verschiedensten geometrischen Formen überströmter Kavitäten. Sie teilten diese in drei Gruppen von Systemen ein.

1, Fluid-dynamische Systeme, bei denen die Oszillationen der Scherschicht, die die Kavitäten überströmt, durch einen einfachen Rückkopplungsmechanismus zwischen der Vorderkante und der Hinterkante der Öffnung ausgelöst wird. Als Beispiel wurden lange, aber sehr flache, halbseitig geöffnete Kavitäten erwähnt.

2, Fluid-resonante Systeme, bei denen ein Resonanzeffekt innerhalb der Kavität selbst eine Oszillation der Scherschicht auslöst oder zumindest beeinflusst. Beispiele hierfür sind der klassische Helmholtzresonator oder die von Rossiter untersuchten Geometrien, in denen stehende Schallwellen existieren können.

3, Fluid-elastische Systeme, bei denen bewegliche oder vibrierende Teile innerhalb oder außerhalb der Kavität die Scherschicht beeinflussen. Beispiele hierfür sind ein Helmholtzresonator mit flexiblen Wänden oder eine schwingende Platte, an deren Ende die Scherschicht entsteht.

Zusätzlich brachten Rockwell und Naudascher bei ihren Untersuchungen verschiedene Radien und Störstufen an den Kanten ihrer Kavitäten an und konnten dabei wesentliche Erkenntnisse über deren Einfluss auf die Resonanzeffekte herausarbeiten.

Die Theorie von Rossiter wurde von den beiden ebenso bestätigt wie von K.W. Tam und J.W. Block [15] im selben Jahr.

M.S. Howe wagte in den achtziger und neunziger Jahren den Sprung von einer bis dahin sehr experimentell geführten Untersuchung überströmter Kavitäten hin zu einer sehr theoretischen Formulierung der Vorgänge in den Scherschichten und den angekoppelten Resonanzsystemen. In „The Dissipation of Sound at an Edge“ von 1980 [16] befasst er sich mit dem Übergang von turbulenter Strömungsenergie in abgestrahlte akustische Energie an einer Düse. 1996 veröffentlicht Howe mit „Edge, cavity and aperture tones at very low Mach numbers“ eine sehr umfangreiche Arbeit, in der er das Strömungsverhalten und die Energieinhalte von Scherschichten über rechteckige Öffnungen hinweg beschreibt. Eine mathematische Formulierung der zu erwartenden Druckschwankungen bei Edge-Tones wird dabei ebenso erarbeitet wie die Ankopplung von Edge-Tones an Resonanzsysteme. Eine Grundvoraussetzung seiner Theorie ist dabei die Existenz diskreter Wirbelstrukturen in der Scherschicht, die zu einem selbstanregenden Rückkopplungsmechanismus führen, sobald sie auf ein Hindernis treffen. Im Jahr 1998 dehnt er seine Untersuchungen gemeinsam mit S.M. Grace und T.H. Wood [20] auch auf runde Öffnungen aus und fand hierbei seine theoretischen Ansätze bestätigt.

Ein erster gezielter Einsatz von überströmten Hohlräumen in der Akustik wurde von J.S. Hsu und K.K. Ahuja [18] vorgestellt. Mehrere kleine Helmholtzresonatoren werden dabei an eine rechteckige, überströmte Kavität angebunden, um die akustischen Eigenschaften dieser Kavität gezielt zu beeinflussen. In gewissen Frequenzbereichen konnte eine Reduzierung des in der Kavität vorherrschenden Schalldruckpegels um bis zu 20 dB erzielt werden. Das ganze System erwies sich aber als akustisch sehr instabil, da die Ankopplung der kleinen Resonatoren selbst oft zu neuen, unerwarteten Anregungen führte. Die zu Grunde liegende Technik wird heute in deutlich ausgereifterer Form vielfach zur Vermeidung unerwünschter Resonanzeffekte in Rohrleitungssystemen eingesetzt.

Besonders kleine überströmte Kavitäten, wie z.B. der Türspalt, wurden 1997 erstmals von L. Mongeau, J. Bezemek und R. Danforth [19] detailliert untersucht. In einem Experiment bildeten sie die geometrischen Gegebenheiten eines Türspalts inklusive Dichtung nach. Allerdings muss man hier eigentlich von einem zweidimensionalen Modell sprechen, da alle Abmessungen in y-Richtung konstant gehalten wurden. Für Grundsatzuntersuchungen ist dieses Modell hervorragend geeignet, von den realen Gegebenheiten an einem Türspalt ist es aber noch sehr weit entfernt. Auch hier wurde der Edge-Tone Mechanismus als treibende Kraft der akustischen Anregung des Hohlraums identifiziert. Zusätzlich konnten bei bestimmten Geschwindigkeiten und Anströmwinkeln auch longitudinale Moden im Spalt nachgewiesen werden. Ein ursprünglich erwarteter Einfluss der Dichtung als Ursache einer Oszillation im Spalt im Sinne der fluid-elastischen Anregung nach Rockwell und Naudascher konnte in den Experimenten nicht festgestellt werden.

Chatellier, Laumonier und Gervais [32] untersuchten 2004 eine überströmte, rechteckige Kavität bei besonders langsamen Geschwindigkeiten im Bereich der Machzahl 0,1. Mit Hilfe von Druck und „particle image velocimetry“, kurz PIV, Messungen wurde nachgewiesen, dass bei der vorhandenen Geometrie in diesem Geschwindigkeitsbereich keine diskreten Wirbelstrukturen entstehen und über den Öffnungsbereich transportiert werden, sondern konvektive Wellen eine periodische Schwankung der Scherschicht verursachen. Die experimentellen Daten zeigten dennoch eine gute Übereinstimmung

mit den von Rossiter 1964 vorhergesagten Moden bei diskreten Wirbeln. Der Anregungsmechanismus durch eine gewisse Zahl von Wirbeln in der Scherschicht und der einer sich wellenförmig bewegenden Scherschicht mit einer bestimmten Zahl an Wellenbergen und Wellentälern verhält sich demnach sehr ähnlich. Welches Phänomen sich nun wirklich einstellt, scheint von der gewählten Anströmgeschwindigkeit, der Öffnungslänge und dem Verhältnis zwischen Öffnungslänge und Tiefe der Kavität abzuhängen.

1.2.2 Numerische Untersuchungen

Bei der numerischen Berechnung der Strömung über Hohlräume und ihrer akustischen Auswirkungen handelt es sich noch um eine sehr junge Disziplin der Strömungssimulation, die Ende der neunziger Jahre auf Grund der Vielzahl von offenen Fragestellungen in den Fokus der Wissenschaft rückte. In der reinen Strömungssimulation kommen dabei Verfahren zur Lösung der Navier-Stokes Gleichungen oder der Lattice-Boltzmann Gleichungen zum Einsatz. Zur Berechnung der Schallabstrahlung werden „Computational Aero Acoustic“, CAA Methoden, die im Wesentlichen auf der Lighthill Gleichung basieren eingesetzt.

Erste Ansätze zur gleichzeitigen Berechnung von Strömungsphänomenen und der Aeroakustik von Kraftfahrzeugen kommen von Strumolo [22] 1997. Das von ihm verwendete Tool basiert auf einem Lattice-Boltzmann Verfahren, das grundsätzlich auch zur Berechnung akustischer Phänomene herangezogen werden kann, wie 2005 von A. Wilde [23] nochmals nachgewiesen wird. Er stellt in diesem konkreten Fall die Möglichkeit zur Messung der Druckschwankungen im Bereich der Seitenscheibe vor. Die Berechnungen beziehen sich allerdings nur auf reine Strömungsphänomene, ausgelöst durch die Struktur der A-Säule. Resonanzeffekte oder gar akustische Rückkopplungen auf die Strömung werden zu diesem Zeitpunkt noch nicht explizit betrachtet.

Colonius, Basu und Rowley [21] präsentierten 1999 Ergebnisse ihrer zweidimensionalen Simulation der Strömung über eine halbseitig offene, rechteckige Kavität. Dabei wurde eine DNS, „direkte numerische Simulation“, also eine Simulation ohne die Verwendung eines Turbulenzmodells durchgeführt. Die Strömung in diesem Fall wurde kompressibel berechnet und die an der Kavität ankommende Grenzschicht war laminar. Ähnlich wie bei den Experimenten von Rossiter wurden verschiedene Verhältnisse von Länge und Tiefe der Kavität untersucht. Abhängig von diesem Verhältnis ergaben sich in der Simulation zwei ganz unterschiedliche Zustände der Strömung. Für im Verhältnis zur Grenzschichtdicke „kurze“ Kavitäten, die genaue Definition von „kurz“ und „lang“ kann bei Interesse der Veröffentlichung entnommen werden, ergaben sich sogenannte Grenzschichtmoden, die sehr gut mit den von Rossiter 1964 experimentell nachgewiesenen Moden 1. und 2. Ordnung übereinstimmten. Bei „langen“ Kavitäten ergab sich ein komplett anderes Strömungsbild. Die Scherschicht tauchte wellenförmig in den überströmten Hohlraum ein und erzeugte dabei einen großen Wirbel. Dieser wurde am Ende des Hohlraums wieder in das Strömungsfeld zurückgedrückt und erzeugte dabei einen intensiven Druckimpuls. Die Scherschicht befindet sich nach Colonius, Basu und Rowley im „Wellenmodus“. Dieser Begriff ergibt sich aus dem wellenartigen Eintauchen und wieder Austreten der Scherschicht aus der langen Kavität. Zwei Jahre später werden die DNS Ergebnisse von Colonius [24] nochmals genauer aufgearbeitet, inklu-

sive einer diskreten Fouriertransformation im Bereich zweier ausgewählter Strouhalzahlen. Dabei konnte er zwei unterschiedliche Scherschichtmoden visualisieren.

Mit steigender Rechnerleistung gelingt es im Lauf der Zeit, auch dreidimensionale Strömungseffekte zu betrachten. Gloefelt, Bogey, Bailly und Juvé [25], bzw. Gloefelt, Bogey und Bailly [26], verwenden dazu eine „Large-Eddy“-Simulation, LES. Auch sie untersuchten eine halbseitig geöffnete, rechteckige Kavität. Von besonderer Bedeutung war der Vergleich zwischen einer rein zweidimensionalen und einer dreidimensionalen Strömung. Das von Colonius, Basu und Rowley festgestellte wellenartige Verhalten der Scherschicht bei besonders langen Kavitäten konnte im Dreidimensionalen nicht mehr festgestellt werden. Es wurde eher ein Zittern der Scherschicht nachgewiesen. Dieses Zittern reduzierte allerdings den akustischen Resonanzeffekt innerhalb der Kavität deutlich. Auch das Einbringen einer turbulenten Grenzschicht vor der Öffnung brachte im Verhältnis zu einer laminaren Grenzschicht eine deutliche Reduzierung der Resonanz mit sich. Aus dieser Veröffentlichung geht hervor, dass die Strömung selbst in einfachen Geometrien dreidimensional betrachtet werden muss, da sonst mit einem wesentlichen Informationsverlust über die tatsächlichen Strömungsphänomene gerechnet werden muss.

Der überströmte Helmholtzresonator nimmt ab dem Jahr 2003 einen sehr großen Platz im Bereich der Aeroakustikberechnungen ein. S. Mallick, R. Shock und V. Yakhot [27] führten einen Vergleich zwischen Messungen und Simulation an der generischen Geometrie eines Helmholtzresonators durch. Dabei handelt es sich um die sogenannte NHD Geometrie mit bestimmten geometrischen Abmessungen nach Nelson, Halliwell und Doak [28][29]. Die Strömung wurde in diesem Fall sowohl 2D, als auch 3D berechnet und mit einer Auflösung von 50 Zellen entlang der Öffnungslänge konnte der Anregungsmechanismus sehr gut erfasst werden. Im Bereich der Resonanzfrequenz lag die Frequenzabweichung zwischen Experiment und Simulation unter 6% und die Amplitude unterschied sich um 4 dB. Bei der 2D Berechnung fiel die Differenz der Amplituden zwischen Experiment und Simulation deutlich größer aus. Unterschiede von ca. 10 dB bestätigen den starken 3D Effekt, obwohl die Geometrie eigentlich auf einen 2D Strömungscharakter schließen lässt. Die Resonanzfrequenz stimmt im Gegensatz dazu zwischen 2D und 3D Simulation exakt überein. Auf eine bildliche Darstellung der Strömungsvorgänge wurde leider verzichtet.

D. Hendriana, S.D. Savani und M.K. Schiemann [30] simulierten den Vorgang des sogenannten Seitenscheibenwummerns an einem komplexen Fahrzeugmodell. Die Anströmung ist hier auf Grund der A-Säulenströmung relativ komplex, ansonsten ist das Seitenscheibenwummern dem Schiebedachwummern und damit einem überströmten Helmholtzresonator sehr ähnlich. Für die Simulation wurde ein kommerzieller Navier-Stokes Löser verwendet. Die simulierten Schalldruckpegel im Innenraum des virtuellen Fahrzeugs stimmten sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Auf Grund dessen kann man davon ausgehen, dass auch die gezeigten Druckverteilungen im Öffnungsbereich sehr realistisch dargestellt werden. Diverse Wirbelstrukturen in der Öffnung konnten so visualisiert werden. In dieser Veröffentlichung wurde auch der Einfluss der Turbulenzmodellierung untersucht. Ein RNG $k-\epsilon$ Modell wurde einem LES Modell gegenüber gestellt. Beide Modelle lieferten ähnliche Ergebnisse und waren somit für diese Art von Simulation geeignet. Eine versuchsweise Erhöhung der Turbu-

lenzintensität am Einlass führte zu keiner nennenswerten Änderung des Ergebnisses, ebensowenig wie die Modellierung einer künstlichen Undichtigkeit im Fahrzeug.

2004 wurde von C. An, S.M. Alaie, S.D. Sovani, M.S. Scislowicz und K. Singh [31] ein ganz ähnlich aufgesetzter Fall des Seitenscheibenwummerns mit einem kommerziellen Navier-Stokes Löser berechnet. Zusätzlich wurde hier aber noch eine ausführliche Studie über den Einfluss der Größe des Rechnernetzes durchgeführt. Der beste Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenzeit ergab sich bei einer Zellengröße von 8 bis 10 mm im Bereich der offenen Seitenscheibe. Über die gesamte Öffnungslänge waren das ca. 100 Zellen. An diesem Wert sollen sich auch die Simulationen in der vorliegenden Arbeit orientieren.

A. Read und F. Mendonca [33] testeten mehrere unterschiedliche industrielle Geräusquellen ebenfalls mit einem kommerziellen Navier-Stokes Code. Darunter waren ein Kanal mit einer Drosselklappe der Firma BEHR, ein Radialventilator der Firma DENS0 und ein Außenspiegel des Audi A2. Die experimentellen Ergebnisse wurden in diesem Fall nicht nur mit transienten Simulationsergebnissen verglichen, sondern auch mit stationären RANS, Reynolds averaged Navier-Stokes Rechnungen, denen ein spezielles Postprocessing nachgeschaltet wurde. Dabei handelt es sich um die Extraktion von akustischen Quelltermen aus der Scherschicht stationärer Rechenergebnisse. Mit diesem Verfahren, basierend auf Kaludercic [35] und Lilley [34], konnten in den betrachteten Beispielen sehr gute Ergebnisse unter erheblicher Einsparung von Rechenzeit erzielt werden. Dennoch ist das Verfahren auf Grund der Vernachlässigung sämtlicher transienter Effekte sehr umstritten.

W. Seibert, M. Ehlen und S. Sovani [36] erwähnen 2004 das Verfahren von Lilley nur beiläufig und konzentrierten sich auf Ergebnisse transienter Simulationen. Sie untersuchten ebenfalls einen Fall aus dem Bereich Schiebedachwummern, einen generischen Außenspiegel, eine generische Wasserfangleiste und einen Ventilator hinsichtlich ihrer akustischen Eigenschaften. Sie setzten zusätzlich auf diverse „Computational Aero Acoustic“, CAA Methoden, um das Abstrahlverhalten zu berechnen, das mit reinen Strömungsberechnungen nicht zu erfassen war.

Mit einem Lattice-Boltzmann Verfahren wurde von B. Crouse, S. Senthooan, G. Balasubramanian, D. Freed, S. Nölting, L. Mongeau und J. Hong [37] 2005 das Schiebedachwummern eines vereinfachten Fahrzeugmodells berechnet. Es wurden Anregungen des Helmholtzresonators über virtuelle Lautsprecher vorgenommen und mit experimentellen Daten verglichen. Dabei wurde der sogenannte Q-Faktor ermittelt, der das Verhältnis von der im System gespeicherten Energie zur durch Abstrahlung emittierten Energie angibt. Der Q-Faktor der Simulation war durchwegs höher als der experimentelle Q-Faktor. Durch eine entsprechende Anpassung wurde eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den ermittelten Amplituden der Simulation und denen des Experiments geschaffen. Die ermittelten Resonanzfrequenzen stimmten nahezu völlig überein. Das Einsetzen bzw. Abnehmen des Resonanzeffekts in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit wurde weniger gut getroffen. Bei deutlich niedrigeren Geschwindigkeiten als im Experiment wurden bereits deutlich stärkere Oszillationen beobachtet, während die Schwingung bei hohen Geschwindigkeiten länger erhalten blieb. Hierfür konnte keine konkrete Ursache identifiziert werden.

2005 präsentierte Wilde [23] eine Arbeit über die grundsätzliche Tauglichkeit von Lattice-Boltzmann-Methoden, wie sie beispielsweise in PowerFlow eingesetzt werden, zur Berechnung von Strömungsakustik. Testfälle waren ein überströmter Hohlraum und eine überströmte schwingende Platte. Dabei konnte er der Lattice-Boltzmann-Methode „gute akustische Eigenschaften“ nachweisen, wozu eine realistische Dissipation, ein sehr geringer Phasengeschwindigkeitsfehler und eine realistische Schallwellenkonvektion gehörten. Er schränkte das Anwendungsgebiet allerdings auf Geschwindigkeitsbereiche mit einer Machzahl kleiner 0,3 ein.

In der gesamten bis zu diesem Zeitpunkt veröffentlichten Literatur findet sich allerdings keine Simulation kleiner Spalte mit Öffnungslängen von ca. 2 bis 5 mm, wie sie sehr häufig an Kraftfahrzeugen auftreten. Dies soll unter anderem ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit sein.

1.3 Zielsetzung

Durch eine Kombination aus experimentellen Untersuchungen und numerischen Strömungsberechnungen sollen im Rahmen dieser Arbeit die grundlegenden physikalischen Hintergründe und Entstehungsmechanismen von Geräuschen in überströmten Hohlräumen an Kraftfahrzeugen analysiert werden. Da sich ein gegebener Transferpfad von der Schallquelle zum Empfänger immer gleich verhält, beschränkt sich diese Arbeit auf die strömungsmechanischen Vorgänge in den überströmten Hohlräumen selbst. Die weitere Ausbreitung des Schalls in das Strömungsfeld, bzw. die Anregung von Strukturschwingungen in der Nähe der Schallquelle wird hier nicht betrachtet.

Beginnend bei einfachen, abstrahierten Geometrien sollen die in der Literatur beschriebenen Phänomene verifiziert und ihr physikalischer Hintergrund noch detaillierter untersucht werden. Im Anschluss daran soll die Übertragbarkeit der untersuchten Phänomene auf reale, am Kraftfahrzeug auftretende Geometrien geprüft werden. Als reale Geometrien wurden der sogenannte Heckklappenspalt, also der Übergang zwischen Dach und der beginnenden Heckklappe bei Kombis bzw. Schrägheckfahrzeugen sowie der Motorhaubenspalt, also der Übergang zwischen Kühlerziergitter und der Motorhaubenvorderrante, gewählt. Beide Geometrien sind als akustisch kritisch bekannt.

Der intensive Abgleich zwischen den experimentellen Ergebnissen und den Resultaten der Strömungssimulation soll ebenfalls dazu dienen, die verschiedenen Simulationstechniken zu erproben und die dahinter stehende Methodik so weit zu verbessern, dass sie schnell und effizient im industriellen Entwicklungsprozess zur Anwendung kommen kann. Ziel ist dabei aeroakustisch problematische Hohlräume bereits an virtuellen Prototypen zu identifizieren und umzugestalten.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wesentlichen theoretischen Grundlagen aus den Bereichen der numerischen Strömungssimulation und der Akustik behandelt, die in dieser Arbeit zum Einsatz kommen. Begonnen wird mit den akustischen Grundgleichungen, da diese sowohl für den experimentellen, als auch für den simulativen Teil von essentieller Bedeutung sind. Es folgt ein Abschnitt über die Theorie von Rossiter. Dieser entwickelte eine halb-empirische Formel zur Bestimmung der Anregungsfrequenz von überströmten Kavitäten. Die allgemeine Edge-Tone Theorie vervollständigt die Theorie von Rossiter. Das Resonanzsystem des Helmholtzresonators und dessen Analogie zur Mechanik wird ebenfalls näher beschrieben.

Im Besonderen werden in diesem Kapitel die Grundgleichungen zweier unterschiedlicher numerischer Simulationsverfahren vorgestellt. Eine Gruppe von Verfahren beruht auf der Lösung der Navier-Stokes Gleichungen, wobei sich durch die verschiedenen Arten der Turbulenzmodellierung Untergruppen ergeben. Eine zweite Gruppe von Verfahren baut dagegen auf den Lattice-Boltzmann Gleichungen auf. Diese Verfahren lösen die großräumigen Strukturen durch instationäre Berechnungen auf und verwenden nur einfache Turbulenzmodelle für die wandnahen Schichten. Sie werden daher auch zum Abgleich mit den Navier-Stokes „Large Eddy Simulation“, LES Modellen als „Very Large Eddy Simulation“, VLES Verfahren bezeichnet. Beide Verfahren werden im Folgenden genauer beschrieben.

2.1 Allgemeine Akustikgrundlagen

Der Begriff Akustik, die Lehre vom Schall, beinhaltet im wesentlichen die drei Gebiete Luftschall, Flüssigkeitsschall und Körperschall. Dabei handelt es sich um mechanische Schwingungen mit Frequenzanteilen im Hörbereich von ca. 16 Hz bis 16 kHz. Diese Arbeit befasst sich aber ausschließlich mit dem Gebiet der Aeroakustik, also der Entstehung von Schall durch Luftströmungen. Daher wird hier nur auf den Bereich Luftschall eingegangen und alle Begrifflichkeiten darauf bezogen. Die Schallgeschwindigkeit c in Luft bei 20° C beträgt dabei $c_0 = 343,4 \text{ m/s}$.

2.1.1 Schalldruckpegel

Von Schall spricht man bei kleinen, zeitlichen Änderungen des Drucks, die dem statischen Druck überlagert sind [5]. Dieser Wechseldruck $p(t)$ wird üblicherweise nicht in N/m^2 , sondern als Schalldruckpegel L_p angegeben. Dieser ist definiert durch:

$$L_p = 10 \cdot \lg(\tilde{p}^2 / \tilde{p}_0^2) \text{ dB} \quad (2.1)$$

und wird in Dezibel angegeben. \tilde{p} ist dabei der Effektivwert des Schalldrucks und \tilde{p}_0 der sogenannte Bezugswert. Für Luftschall gilt international $\tilde{p}_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$. Tabelle 2.1 zeigt eine Zusammenstellung verschiedener Schalldruckpegel alltäglicher Geräusche zur besseren Orientierung.

140 dB	Düsentriebwerk in 25 m Entfernung
130 dB	Schmerzgrenze
110 dB	Rock-/Popkonzert
100 dB	Presslufthammer
85 dB	Mittlerer Straßenverkehrslärm
70 dB	Großraumbüro
60 dB	Normale Unterhaltung
40 dB	Blätterrauschen im Wald

Tab. 2.1: Schalldruckpegel von Umgebungsgeräuschen

Die Darstellung des Schalldruckpegels erfolgt meist hinsichtlich seiner Frequenzverteilung. Eindeutig definiert sind diese Frequenzspektren allerdings nur bei genauer Kenntnis der Abtastrate des Signals und des Zeitraums, in dem die Effektivwertbildung vorgenommen wurde.

2.1.2 Schmalband-Fourieranalyse

Zur Zerlegung eines Druck-Zeit Signals in seine periodischen Frequenzanteile wird eine Fourieranalyse durchgeführt. Auf diese Weise gelangt man zur Darstellung akustischer Signale im Frequenzspektrum. Die mathematischen Grundlagen der Fourieranalyse finden sich in den mathematischen bzw. physikalischen Standardwerken, wie z.B. Stöcker [48] oder Vachenaier [49] wieder. Eine sehr ausführliche und mathematisch fundierte Beschreibung liefert Königsberger [50]. Auf den mathematischen Hintergrund soll deshalb hier nicht weiter eingegangen werden.

In der Signalverarbeitung wird meist die Schmalband-FFT-Analyse eingesetzt. FFT steht dabei für „Fast Fourier Transform“. Diese schnelle Fourier-Transformation ist ein Algorithmus, der die Anzahl der Rechenoperationen zur Ermittlung der diskreten Frequenzanteile deutlich reduziert [49]. Die FFT kann allerdings nur angewendet werden, wenn eine Anzahl von $N = 2^m$ Werten zur Verfügung steht.

Die Bandbreite Δf in einem Frequenzspektrum ergibt sich durch folgende Formel:

$$\Delta f = f_{\text{Abtast}} \cdot N_{\text{Werte}}^{-1} \quad (2.2)$$

f_{Abtast} ist dabei die Frequenz, mit der das Messsignal abgefragt wird, und N_{Werte} steht für die Anzahl der Messwerte, die aufgezeichnet werden. In der Literatur wird häufig auch der Ausdruck $\Delta f = 1/T$ verwendet, wobei T für die Messzeit des Signals steht. Diese Formulierung ist mit der Formel 2.2 identisch. Durch die Bandbreite wird auch gleichzeitig die minimale Frequenz $f_{\text{min}} = \Delta f$ festgelegt, die in einem Frequenzspek-