# Zur Längenskalenanisotropie in der Modellierung des Kopfspaltgeräusches von Axialventilatoren

Lev Liberson[1], Markus Lummer[2], Michael Mößner[3], Nils Reiche[4], Roland Ewert[5], und Jan W. Delfs[6]

*Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik,*
*Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR)*
*Lilienthalplatz 7, 38108 Braunschweig, Deutschland*

*Email: [1]lev.liberson@dlr.de, [2]markus.lummer@dlr.de, [3]michael.moessner@dlr.de, [4]nils.reiche@dlr.de, [5]roland.ewert@dlr.de, [6]jan.delfs@dlr.de*

## Einleitung

An einem Axialventilator entsteht im Kopfspaltbereich zwischen Schaufel und Mantelring (siehe Abbildung 1) eine markante aeroakustische Schallquelle, deren Ausprägung stark von den lokalen Strömungsbedingungen abhängt. Bedingungen, die wiederum durch die Geometrie der Spaltregion geschaffen werden.

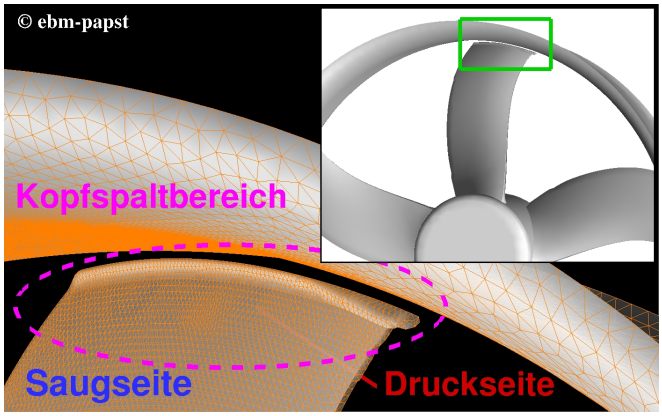


**Abbildung 1:** Kopfspaltbereich eines ummantelten Axialventilators mit unstrukturierter Oberfächenvernetzung zum Einsatz in Simulationen mit Propagationslöser DISCO++.

In einer fortlaufenden Untersuchung wird die aeroakustische Schallentstehung und Ausbreitung am Kopfspalt durch Lösung der Akustischen Störungsgleichungen (APE) [5] und stochastisch generierter Wirbelschallquellen innerhalb einer hybriden aeroakustischen Simulationsmethode berechnet.

Ziel der aktuellen Ausarbeitung ist die Evaluierung einer Erweiterung des Wirbelschallquellenmodells zur Berücksichtigung der Längenskalenanisotropie (der modellierten Turbulenzgrößen). Diese soll die Verzerrung von Wirbelstrukturen aufgrund konvektiver Beschleunigung in der konvergenten Kopfspaltströmung beschreiben.
Durch den damit vertieften Grad in der Modellierung der stochastischen Quellen wird eine verbesserte Übereinstimmung der akustischen Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten gegenüber einem isotropen Quellmodell erwartet.

## Methode

In einer mehrjährigen Kooperation mit dem Industriepartner ebm-papst wird am DLR Braunschweig eine effiziente aeroakustische Vorhersagemethode ausgearbeitet. Im Hinblick auf die Effizienzanforderungen wird ein hybrides Vorgehen verfolgt. Hierbei werden im Gegensatz zu skalenauflösenden Verfahren zur Direct Noise Computation (DNC) (beispielsweise kompressible Direct Numerical Simulation (DNS) oder Large Eddy Simulation (LES)) die Strömungslösung und die Akustik nacheinander auf getrennten Gittern berechnet. Zum einen wird somit das Problem der Skalenseparation zwischen turbulenten und akustischen Längenskalen eingeschränkt, zum andere ermöglicht das hybride Verfahren ein zonales Vorgehen bei der Rekonstruktion instationärer Quellen.

Das Verfahren erfordert als Basis eine zuvor durchgeführte stationäre Computational Fluid Dynamics (CFD) Simulation. Davon ausgehend werden instationäre, stochastische Wirbelschallquellen mittels der Fast Random Particle-Mesh Method (FRPM) [2] rekonstruiert. Als Eingangsgrößen dient das Geschwindigkeitsfeld der Grundströmung $\vec{v}_0$ sowie statistischer Turbulenzgrößen (Turbulente Kinetische Energie $k_\mathrm{t}$, Turbulente Dissipationsrate $\varepsilon$). Die Schallquellen werden als zeitabhängige Quellterme der APE an den CAA Propagationscode DISCO$^{++}$ [7] übertragen, welcher das Gleichungssystems auf dem CAA Gitter im Zeitbereich löst. Bei DISCO$^{++}$ handelt es sich um eine Umsetzung der Discontinuous Galerkin (DG) Methode auf unstrukturierten Tetraedergittern. Diese Vernetzungsstrategie erweist sich, besonders bei komplexen Ventilatorgeometrien, strukturiert arbeitenden Verfahren überlegen, da der manuelle Aufwand deutlich geringer ausfällt.

Das DG Verfahren basiert auf der Approximation sämtlicher Zustandsvariablen des betrachteten Gleichungssystems durch Polynome. Als Ansatzfunktionen sind bei DISCO$^{++}$ Lagrange-Polynome dritten Grades gewählt, welche durch deren Werte an ausgewählten Stützstellen (Nodes) definiert werden. Pro Tetraeder-Gitterelement sind $N_\mathrm{DOF} = 20$ Stützstellen erforderlich. Eine weitere essenzielle Eigenschaft des DG Ver-

fahrens stellt die mögliche Unstetigkeit der Polynome über angrenzende Elementflächen hinweg dar, was eine Lösung des Riemann-Problems zur lokalen Berechnung des numerischen Flusses an den Grenzflächen erforderlich macht. Die Umsetzung des Verfahren zeichnet sich ferner durch Quadraturfreiheit aus, d.h. der Vermeidung numerischer Integration. Die hierzu erforderliche Beschränkung auf nicht-gekrümmte Tetraederelemente wird durch eine Steigerung der Effizienz aufgewogen. Zur Zeitintegration wird ein explizites Runge-Kutta Verfahren vierter Ordnung herangezogen.

## Anisotropes Quellmodell

Zunächst wird kurz diskutiert, weswegen die Längenskalenanisotropie am Ventilatorkopfspalt eine nicht zu vernachlässigende Auswirkung auf dessen akustische Charakteristik hat.
Ferner, weshalb deren Berücksichtigung in der Quellmodellierung eine Verbesserung der Vorhersagefähigkeit der Methode bewirkt.

Bedingt durch den höheren statischen Druck auf der Druckseite des Blattes findet eine Ausgleichsströmung zwischen Blattspitze und Wandring zur Saugseite hin statt. Somit lässt sich die Kopfspaltregion grundsätzlich als konvergenter Strömungskanal auffassen. Isotrope Wirbelstrukturen, welche sich entlang der durch den Spalt verlaufenden Stromlinien bewegen, erfahren eine konvektive Beschleunigung. Diese sorgt dafür, dass die Wirbelstrukturen in Strömungsrichtung gelängt und senkrecht dazu gestaucht werden (Vortex Stretching und Tilting). Da die abgestrahlte Frequenz einer Strömungsschallquelle maßgeblich von den Längenskalen der Struktur sowie ihrer Konvektionsgeschwindigkeit abhängt, ist die vereinfachende Annahme isotroper Turbulenz innerhalb des Quellmodells hier nicht mehr unbedingt ausreichend. Die Untersuchung der Berücksichtigung dieser Anisotropie im Gegensatz zur Annahme isotroper Turbulenz ist Gegenstand dieser Arbeit.

Eine erwähnenswerte numerische Untersuchung hierzu wurde von Ewert et al. [4] an einem Hochauftriebssystem eines Tragflügels durchgeführt. Dort bildet der Vorflügel mit der Vorderkante des Hauptelementes ebenfalls einen konvergenten Strömungskanal. Ewert et al. führen einen Anisotropieparameter $\Lambda = l_{\parallel}/l_{\perp}$ ein, welcher die integrale Längenskala entlang der Strömungsrichtung $l_{\parallel}$ in Beziehung mit der senkrechten Komponente $l_{\perp}$ setzt. Somit wird eine globale, künstliche Anisotropie innerhalb einer längenskalen-isotropen Quellformulierung realisiert.
Die Variation von $\Lambda$ zeigt dabei einen signifikanten Einfluss auf die Charakteristik des simulierten Spektrums der Schallabstrahlung. Bei einem Wert von $\Lambda = 3$ wird eine deutlich verbesserte Übereinstimmung mit jeweiligen Referenzlösungen gegenüber dem isotropen Fall erzielt.

Zur Realisierung anisotroper Quellen wird eine stochastische Tranport-Differenzialgleichung formuliert.

Der FRPM Ansatz für zerfallende Turbulenz basiert auf einer in einem Lagrangeschen Bezugssystem zeitlich diskretisierten Langevin Gleichung für Partikel-Zufallswerte in Verbindung mit räumlicher Filterung in jedem Zeitschritt zur Abbildung der lokal-diskreten Zufallswerte als kontinuierliche Felder auf einem Rechengitter [4]. Formal kann die Abfolge aus Langevin-Gleichung und Filterung vertauscht werden. Dieses führt zu einer in uniformer Strömung FRPM-äquivalenten stochastischen Transport-Differenzialgleichung [3],

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}'}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_0 \cdot \boldsymbol{\nabla})\, \boldsymbol{v}' + \underline{\boldsymbol{\lambda}} \cdot \boldsymbol{v}' + \frac{1}{2\tau_s}\boldsymbol{v}' = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{q}. \qquad (1)$$

Hier ist $\boldsymbol{v}'$ das modellierte fluktuierende turbulente Geschwindigkeitsfeld, $\boldsymbol{v}_0$ die Hintergrundströmung aus RANS, $\tau_s = k_t/\epsilon$ die RANS Zeitskala (aus turbulenter kinetischer Energie $k_t$ und Dissipation $\epsilon$) des turbulenten Zerfalls. Der Quellterm auf der rechten Seite ist delta-korreliertes additives weißes Rauschen mit $\langle q(\boldsymbol{x},t)q(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{r},t+\tau)\rangle = f(\boldsymbol{x},\boldsymbol{r})\delta(\tau)$. Die Korrelationslänge und die Varianz der resultierenden Fluktuationen werden durch $f(\boldsymbol{x},\boldsymbol{r})$ definiert. In uniformer Hintergrundströmung sind die Geschwindigkeitsfluktuationen, entsprechend der FRPM Prozedur, divergenzfrei. Gl. (1) kann in eine Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie $k_t := \left\langle \boldsymbol{v}'^2/2 \right\rangle$ gebracht werden [3],

$$\frac{\partial \boldsymbol{k}_t}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_0 \cdot \boldsymbol{\nabla})\, k_t = P - \epsilon. \qquad (2)$$

Die Dissipation $\epsilon$ folgt dabei aus Term $\boldsymbol{v}'/2\tau_s$, die Produktion $P$ folgt aus der Varianz von $\boldsymbol{q}$. Der Term $\underline{\boldsymbol{\lambda}} \cdot \boldsymbol{v}'$ sorgt für eine Energieumverteilung und liefert keinen Beitrag zur Bilanz von $k_t$. Somit legt eine Zielverteilung von $k_t$ aus RANS die notwendige Varianz von $\boldsymbol{q}$ fest. Gemäß Rapid Distortion Theory (RDT) wird bei großen Strömungsgradienten $\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{v}_0$ (bzw. Scherraten $\underline{\boldsymbol{S}}$), d.h. $S\tau_s \gg 0$[1], die Dynamik linearer Fluktuationen vollständig durch die Schergradiententerme $(\boldsymbol{v}_0 \cdot \boldsymbol{\nabla})\, \boldsymbol{v}' + (\boldsymbol{v}' \cdot \boldsymbol{\nabla})\, \boldsymbol{v}_0$ der vollständigen Störgeschwindigkeitsgleichung bestimmt, siehe z.B. Pope, S. 405, [8]. Anisotropie Strukturen entstehen aus der resultierenden konvektiven Längung und Energieumlagerung (Vortex Stretching/Tilting). Der Term $(\boldsymbol{v}_0 \cdot \boldsymbol{\nabla})\, \boldsymbol{v}'$ ist in der verallgemeinerten FRPM Modellierung durch Gl. (1) direkt abgebildet. Der Term $(\boldsymbol{v}' \cdot \boldsymbol{\nabla})\, \boldsymbol{v}_0$ indirekt durch den Redistributions-Term $\underline{\boldsymbol{\lambda}} \cdot \boldsymbol{v}'$.[2] Insgesamt ergibt sich also eine stochastische Modellgleichung, die im Grenzfall $S\tau_s \to 0$ mit der originären isotropen FRPM Modellierung konform ist, für den Grenzfall stark gescherte Strömungen $S\tau_s \gg 0$ aber zusätzlich die wesentlichen Rapid Distortion Mechanismen abbilden kann. Aus den fluktuierenden Geschwindigkeiten folgt eine Störwirbelstärke $\boldsymbol{\omega}' = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{v}'$; beide Größen zusammen

[1] $S := (2\underline{\boldsymbol{S}} : \underline{\boldsymbol{S}})^{1/2}$, $\underline{\boldsymbol{S}} = 1/2\left(\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{v}_0 + (\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{v}_0)^T\right)$

[2] Der Term $\underline{\boldsymbol{\lambda}} \cdot \boldsymbol{v}'$ folgt aus der exakten Zerlegung von $(\boldsymbol{v}' \cdot \boldsymbol{\nabla})\, \boldsymbol{v}_0$ in einen Anteil, der die Energieumverteilung zwischen den einzelnen Geschwindigkeitskomponenten beschreibt, aber keinen Betrag zur resultierenden turbulenten Produktion liefert, plus einen Anteil der den fehlenden Beitrag als isotropie turbulente Produktion zusammenfasst. Die aktive isotrope Produktion wird durch den stochastischen Quellterm realisiert und liefert $P$ in Gl. (2).

mit der RANS Grundströmung definieren den Lamb-Vektor als wesentlichen Wirbelschallquellterm der APE basierten Analogie [5]. In der vorliegenden Studie wurde der Redistributions-Tensor noch nicht berücksichtigt.

## Simulierter Testfall

Als Testfall dient wie in vorherigen Untersuchungen der als Benchmark an der Universität Siegen entwickelte, fünfblättrigen Axialventilator „USI7“. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus sowie Verweis auf experimentell ermittelte Daten finden sich bei Carolus et al. [1]

Die vorliegende Untersuchung fokussiert sich vorerst auf die größere von zwei verfügbaren Variation des Kopfspaltes, da hier die Schallentstehung vornehmlich durch die Kopfspaltquelle erfolgt. Die Konfigurationen führen die Bezeichnungen „A1“ sowie „A2“ und stehen jeweils für einen Spalt von $s_{\mathrm{A1}} = 0{,}3\,\mathrm{mm}$ bzw. $s_{\mathrm{A2}} = 3{,}0\,\mathrm{mm}$. Hierbei wird der Spalt durch Reduktion der Blattlänge erzeugt, der Mantelrohrdurchmesser von $D_{\mathrm{Rohr}} = 300\,\mathrm{mm}$ bleibt.

Für die „A1“ Konfiguration ist ein wesentlicher Quellmechanismus durch das Kantengeräusch an der Blatthinterkante gegeben, die Kopfspaltquelle ist aufgrund der kleinen Spaltweite nicht relevant. Über eine sehr gute quantitative Vorhersage des Hinterkantengeräusches des „A1“-Falls wurde in [6] berichtet.

Die Simulation wird in einem mitrotierenden Koordinatensystem durchgeführt, wobei neben Rotor, Mantelrohr und Einlaufdüse keine weitere Geometrie innerhalb des Rechengebietes vorhanden ist. Zusätzlich wird in der, durch den Kooperationspartner ebm-papst bereitgestellten, zugrundeliegenden CFD Simulation von homogener Zuströmung ausgegangen. Somit werden tonale Komponenten im akustischen Spektrum, welche wie bei Sturm et al. [9] gezeigt auf Einlaufstörungen am Ventilator zurückzuführen sind, durch den Simulationsaufbau von vornherein ausgeschlossen.

## Ergebnisse

Die numerische Auswertung der Schallabstrahlung erfolgt im akustischen Fernfeld an den gleichen Auswertepositionen wie im bei der messtechnischen Untersuchung [1]. Das Rechengebiet erstreckt sich als Halbellipsoid stromauf der Düse und beherbergt die entsprechenden virtuellen Mikrofone. Diese nehmen den Schallwechseldruck $p'(t)$ im Zeitbereich auf, wonach anschließend das Leistungsdichtespektrum bestimmt wird.
Bedingt durch die Betrachtungsweise aus einem mitrotierenden Koordinatensystem, erfordert die Auswertung einer in Realität unbeweglichen Position die Daten entlang ihrer rotierenden Bahn innerhalb der Simulation. Zu diesem Zweck sind für die jeweiligen Auswertepositionen, $\phi_1 = 10°$, $\phi_2 = 20°$, und $\phi_3 = 35$, Mikrofonkreise definiert – dargestellt in Abbildung 2.

Das CAA Rechengitter ist für eine Maximalfrequenz von $f_{\mathrm{max}} = 6\,\mathrm{kHz}$ bei fünf Punkten pro Wellenlänge ausgelegt und beinhaltet ca. 1,4 Mio. Tetraederelemente. Der

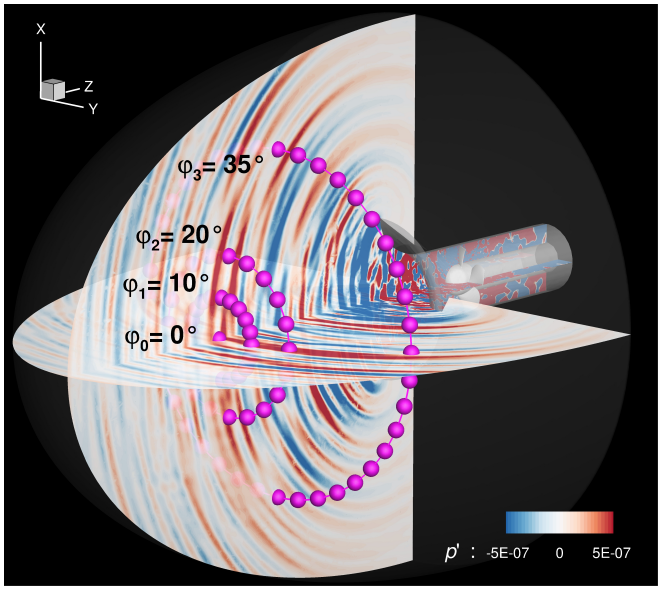


**Abbildung 2:** Schnitte durch das instantane Druckfeld für die „A2“ Konfiguration sowie Lage der Auswertungs-Mikrofonkreise. ( Die Anzahl der Auswertepositionen auf den Kreisen nicht der Darstellung entsprechend.

Kopfspalt von $s = 3{,}0\,\mathrm{mm}$ der „A2“ Konfiguration ist dabei vollständig aufgelöst. Es werden fünf Umdrehungen des Ventilators simuliert, entsprechend einer Realzeit von $T_{\mathrm{real}} \approx 100\,\mathrm{ms}$.
Die Quellrekonstruktion erfolgt zur Effizienzsteigerung nur an einem der fünf Ventilatorblätter – davon ausgehend, dass die Turbulenz eines jeweiligen Blattes statistisch unabhängig von den übrigen ist. Somit handelt es sich bei den Blättern um unkorrelierte Schallquellen deren Gesamtschallabstrahlung durch energetischen Additionen berechnet werden kann.

Im Folgenden werden für jeweils die axiale Position $\phi_0 = 0°$ sowie die Position $\phi_3 = 35°$ die experimentell ermittelten Spektren den Simulationsergebnissen gegenübergestellt. Gleichzeitig erfolgt der Ergebnisvergleich von quell-isotroper mit anisotroper Formulierung.

In Abbildung 3 ist die Auswertung für das axiale Mikrofon bei $\phi_0 = 0°$ präsentiert. Die Simulation mit isotropem Quellmodell (blau) zeigt bis auf einen Bereich ab $f = 3\,\mathrm{kHz}$ eine generelle Untervorhersage des gemessenen Schalldruckpegels. Besonders ausgeprägt tritt der Pegelverlust im Bereich um $f \approx 2\,\mathrm{kHz}$ auf. Die Verwendung des anisotropen Modells (rot) führt hier zu einer deutlichen Annäherung an die Messung. Dies könnte darin gründen, dass vornehmlich in diesem Frequenzband eine Verschiebung der Abstrahlfrequenz durch strömungsbedingte Verformung der Wirbelschallquellen eine dominante Rolle spielt.
Insgesamt zeigt die anisotrope Simulation eine verbesserte Vorhersage der Absolutpegel, wobei eine leichte Überhöhung im hochfrequenten Bereich ($f > 4\,\mathrm{kHz}$) auftritt. Eine mögliche Ursache hierfür könnten nicht-divergenzfreie Anteile in der Quelle sein, welche auf die Umsetzung der Transportgleichung in FPRM zurückzuführen sind. Ein Ansatz zur Sicherzustellung der

Divergenzfreiheit wäre die Formulierung der Transportgleichung basierend auf der Störwirbelstärke $\boldsymbol{\omega}'$.

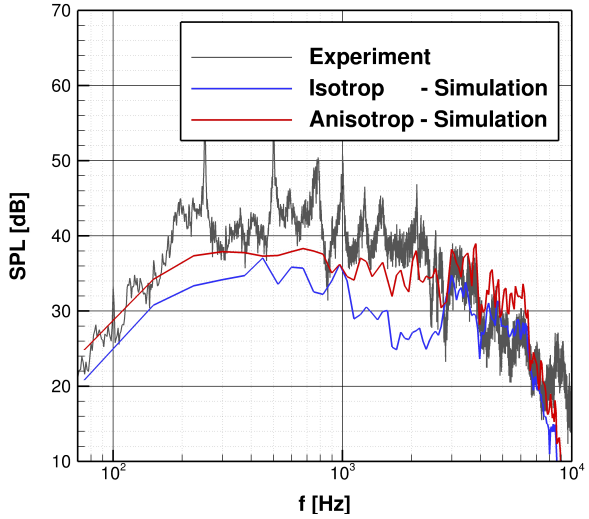


**Abbildung 3:** Gegenüberstellung simulierter Schalldruckspektren mit Messergebnissen an Mikrofonposition $\phi_0 = 0°$.

Ein ähnliches Bild ergibt sich in Abbildung 4 für die Mikrofonposition $\phi_3 = 35°$. Auch hier verbessert sich die Vorhersage des spektralen Charakters durch das anisotrope Modell. Insbesondere ist im Vergleich zu dem $\phi_0 = 0°$ Mikrofon die Änderung in der Charakteristik des experimentell ermittelten Spektrums durch die Simulation weitgehend wiedergegeben.

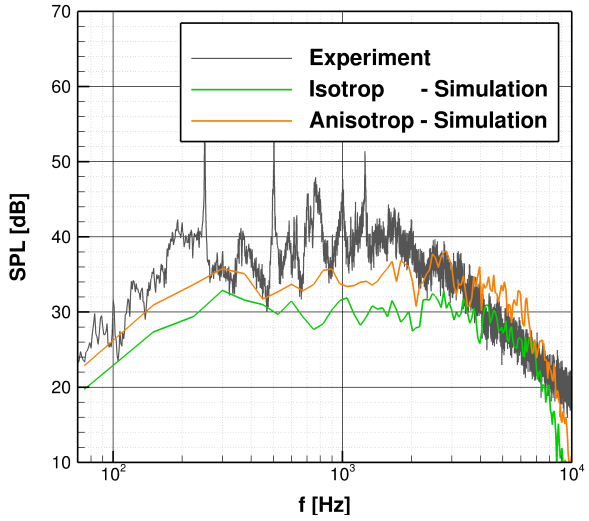


**Abbildung 4:** Gegenüberstellung simulierter Schalldruckspektren mit Messergebnissen an Mikrofonposition $\phi_3 = 35°$.

Grundsätzlich zeigen die Ergebnisse eine deutliche Verbesserung der Vorhersage bei Anwendung der anisotropen Erweiterung. Es werden sowohl die Charakteristika der gemessenen Spektren besser abgebildet, als auch eine größere Übereinstimmung bei Absolutpegeln erreicht. Für beide Auswertepositionen weisen die simulierten Spektren einen Abfall an der Auflösungsgrenze bei $f_{\max} \approx 7\,\text{kHz}$ auf. Somit ist die Verwendung von fünf Stützstellen-Punkten pro Wellenlänge bei der räumlichen Diskretisierung in DISCO$^{++}$ ausreichend.

## Zusammenfassung und Ausblick

Der Einfluss der Längenskalenanisotropie im stochastischen Wirbelschallquellenmodell FRPM auf die Vorhersage der breitbandigen Schallabstrahlung der Kopfspaltquelle eines Axialventialtors wurde untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die anisotrope Modellerweiterung einen positiven Einfluss auf die Vorhersage der Schalldruckspektren bewirkt. In Gegenüberstellung mit isotroper Quellmodellierung konnten bessere Übereinstimmungen mit Messdaten hinsichtlich charakteristischen Verlaufes wie auch der Absolutpegel erzielt werden. Als Ursache für weiterhin bestehende Abweichungen vom Experiment wurde Unterauflösung sowohl bei der Quellrekonstruktion, wie auch in der Diskretisierung des CAA Gebietes angenommen. Zur Klärung dieser Fragestellung werden bereits Netzkonvergenzstudien durchgeführt. Ferner wird die erweiterte anisotrope Methode auf die kleine Kopfspaltvariation „A1“ angewandt, um die Vorhersagefähigkeit der neuen Methodik für den Fall einer nicht-kopfspaltdominierten Schallerzeugung zu verifizieren.

## Literatur

[1] T. Carolus, T. Zhu, and M. Sturm. A low pressure axial fan for benchmarking prediction methods for aerodynamic performance and sound. In *FAN 2015*, 2015.

[2] R. Ewert. Broadband slat noise prediction based on CAA and stochastic sound sources from a fast random particle-mesh (RPM) method. *Computers and Fluids*, 2008.

[3] R. Ewert. Canonical stochastic realization of turbulent sound sources via forced linear advection-diffusion-dissipation equation. In *AIAA Pap. 2016-2965*, 2016.

[4] R. Ewert, J. Dierke, J. Siebert, A. Neifeld, C. Appel, M. Siefert, and O. Kornow. CAA broadband noise prediction for aeroacoustic design. In *J. of Sound and Vibration*, 2011.

[5] R. Ewert and W. Schröder. Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering. *J. of Computational Physics*, 2003.

[6] L. Liberson, M. Lummer, M. Mößner, R. Ewert, and J. W. Delfs. CAA Simulation des Breitbandgeräusches von Axialventilatoren mit variierten Kopfspalthöhen. In *Fortschritte der Akustik - DAGA 2019*, 2019.

[7] M. Lummer. A hybrid 3d discontinuous galerkin code for caa applications. In *AIAA Pap. 2016-2719*, 2016.

[8] S. B. Pope. Turbulent Flows, Cambridge Univ. Press, 2000.

[9] M. Sturm, M. Sanjose, S. Moreau, and T. Carolus. Aeroacoustic simulation of an axial fan including the full test rig by using the lattice boltzmann method. In *FAN 2015*, 2015.