Strahlgeräuschvorhersagen mittels Forced Eddy Simulation für flache Rechteckdüse

Andrej Neifeld, Stanislav Proskurov, Roland Ewert
DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt)
Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik,
Lilienthalplatz 7, 38108 Braunschweig, Deutschland
Email: *Andrej.Neifeld@dlr.de*

Einleitung

In diesem Beitrag werden Ergebnisse für die skalenauflösende Simulation des Strahlgeräusches einer Rechtecksdüse mit hohem Seitenverhältnis vorgestellt. Abb. 1 zeigt die Geometrie der Düse mit dem verwendeten Koordinatensystem. Der Düsenaustritt hat eine Höhe von $h = 0.02m$ (y-Richtung) und eine Breite $b = 0.266m$ (z-Richtung), entsprechend einem Seitenverhältnis von $\Lambda = b/h = 13.3$. Die Kontur der Düse ist asymmetrisch, d.h. die Oberseite besitzt hinter der Eintrittsebene eine 4° Schrägung, die sich zum Düsenaustritt weiter abflacht. Die Unterseite ist flach. Das Kontraktionsverhältnis zwischen Eintrittsebene und Düsenaustrittsebene beträgt 8.12.

In zukünftigen Arbeiten ist es geplant, die flache Unterseite für Installationsuntersuchungen über einer ebenen Platte zu positionieren. Für die vorliegende Arbeit wird ausschließlich eine isolierte Düse betrachtet.

Als numerische Methode für die direkte Berechnungen des Strahlgeräusches wird die skalenauflösende Forced Eddy Simulation (FES) eingesetzt, d.h. eine Grobstruktursimulation (LES) mit einem aktiven turbulentes Backscatter-Modell aus stochastischer Anregung in der Subskalen-Modellierung [5, 6]. Als Grundgleichungen werden die Navier-Stokes Gleichungen in Form nichtlinearer Störungsgleichungen (NLDE)[2] gelöst.

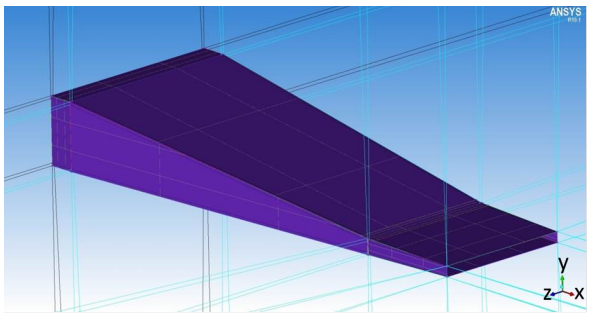

Abbildung 1: Düsengeometrie und Koordinatensystem.

Verfahrensbeschreibung

Für die Berechnung der Schallabstrahlung wird der strukturierte CAA Löser PIANO (DRP Schema 4ter Ordnung) in Kombination mit dem Fast Random Particle Mesh (FRPM) Modul zur räumlichen stochastischen Anregung turbulenter Strukturen eingesetzt. Die Stärke der FRPM Fluktuationen werden anhand einer vorher berechnete RANS Lösung der mittleren Strömung bestimmt. Eine aus RANS abgeleitete turbulente Mischungsweglänge wird als weitere Eingabegröße für die Modellierung der Wirbelzähigkeit der nicht aufgelösten Skalen im Bereich des FRPM-Patches verwendet.

Die nichtlinearen Ströungsgleichungen (NLDE) basieren auf einer Dreifachzerlegung der Strömungsgrößen,

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}^0 + \mathbf{U}' + \mathbf{U}'', \tag{1}$$

mit $\mathbf{U}^0$ für die mittlere Strömung, $\mathbf{U}'$ für die Strömungsschwankungen und $\mathbf{U}''$ für den Subgitter-Anteil können die Navier-Stokes Gleichungen formal

$$\frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \mathcal{N}(\mathbf{U}^0 + \mathbf{U}') = \mathbf{f}_{sgs} \tag{2}$$

geschrieben werden. Dabei beschreibt $\mathcal{N}$ den Navier-Stokes Operator und $\mathbf{f}_{sgs}$ eine Vektorkraft auf der rechten Seite der Impulsgleichungen. Der Term auf der rechten Seite,

$$\mathbf{f}_{sgs} = -\nabla \times (\overline{\rho}\nu_r \boldsymbol{\omega}') + \nabla \times \mathbf{q} \tag{3}$$

definiert den Beitrag der nicht aufgelösten Skalen im FES Modell. D.h. Subgitterskalenbeiträge werden durch ein Vektorkraft-Modell anstelle eines Modells für den Subgitter-Reynoldsspannungstensor realisiert [3]. Die resultierende Kraft von $\mathbf{f}_{sgs}$ in der Gl. (3) setzt sich zusammen aus einem Dissipation- und einem Produktionsterm, wo $\overline{\rho}$ für die aufgelöste Dichte, ν_r für die Restwirbelzähigkeit der nicht aufgelösten Skalen und $\mathbf{q}$ für die stochastische Anregung (stochastisches Backscatter-Modell) steht.

Aufbau der RANS Rechnung

Die mittlere Strömung $\mathbf{U}^0$ der asymmetrischen Düse wurde mit dem DLR CFD Code TAU berechnet. Die Düsengeometrie wurde mit einem block-strukturierten Hexaeder-Gitter vernetzt. Alle wandnächsten Punkte innerhalb der Düsengeometrie sind in der viskosen Unterschicht lokalisiert. 457 Gitterpunkte in x-Richtung werden zur Vernetzung des Inneren der Düsengeometrie verwendet, wobei die x^+-Auflösung überall kleiner als 2 Größenordnungen der y^+-Wandauflösung ist. Das Gesamtrechengebiet hat eine Ausdehnung von mehr als 20 Düsenbreiten und umfasst insgesamt 30 Mio. Punkte.

Eine TAU "Engine Exhaust" Randbedingung mit Druckverhältnis 1.4585 wurde zur Vorgabe des Ziel-Massenstroms von $1.65kg/s$ am Düseneintrittsrand

aufgeprägt, entsprechend der geplanten Referenz-Testbedingung im Akustischen Windkanal Braunschweig (AWB). Daraus resultiert eine Strahlaustrittsmachzahl von $M = 0.75$. Daneben wurde eine Freifeld-Machzahl von $M_\infty = 0.175$ vorgegeben, entsprechend den geplanten AWB Test-Bedingungen. Statische Dichte und Temperatur wurden zu $\rho_\infty = 1.204 kg/m^3$ und $T_\infty = 293.15K$ gewählt. Die Simulation wurde mit einem k-ω SST Modell durchgeführt.

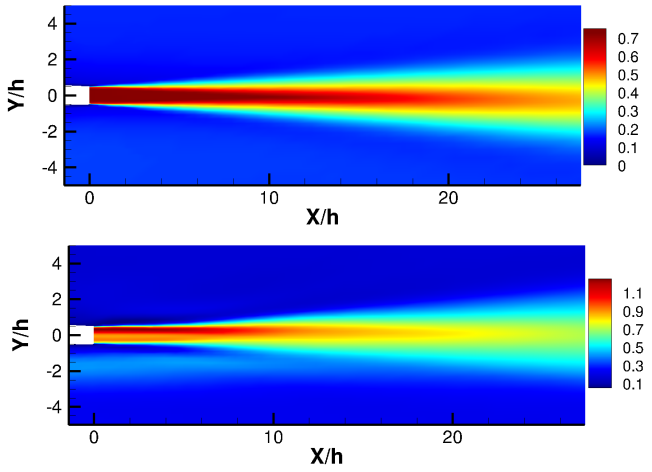

Abbildung 2: Die axiale dimensionslose Geschwindigkeitsverteilung der RANS-Lösung (oben) und der FES-Lösung mit grober Auflösung (unten).

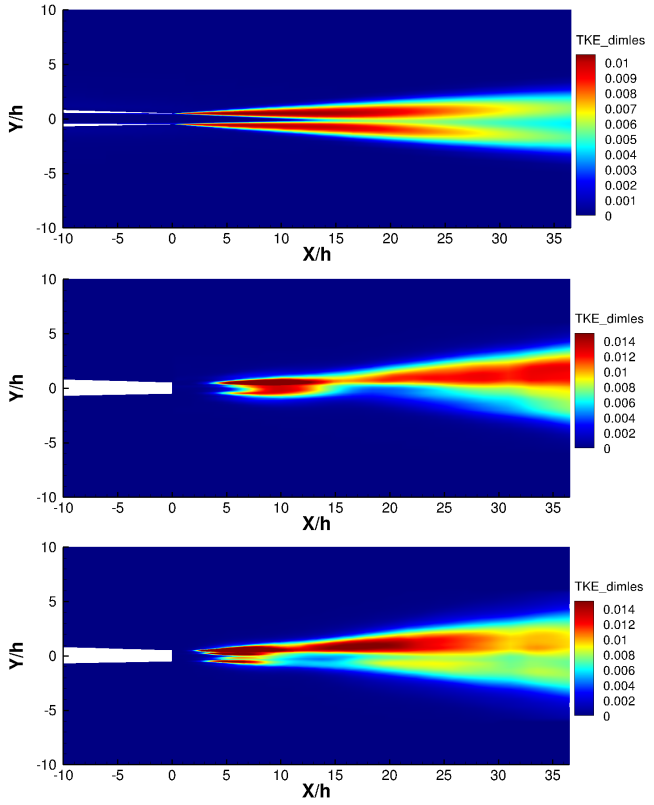

Abbildung 3: Dimensionslose turbulente kinetische Energie der RANS-Lösung (oben), der FES-Lösung mit grober Auflösung (mitte) und mit mittlerer Auflösung (unten) in der Ebene $z = 0$.

Aufbau der FES Rechnungen

Die FES Rechnungen basieren ebenfalls auf strukturierten Netzen. Für die Konvergenzstudie wurden drei Netze mit steigender Verfeinerung definiert, wobei hier zunächst nur die Fälle mit grober und mittlerer Auflösung diskutiert werden.

Da es sich bei der NLDE-Methode um ein zonales RANS/LES-Verfahren handelt, wird in der Regel das Rechengebiet im Vergleich zu RANS auf einen kleineren Bereich beschränkt. Die innere Düsengeometrie wird in der FES nicht vernetzt, da die mittlere Strömung bereits durch die RANS Lösung charakterisiert wird. Die Ausdehnung des Rechengebiets ist für beide FES Gitter gleich groß. In axialer Richtung fängt das Rechengebiet vor dem Düsenaustritt bei $-40h$ und endet bei $250h$, wobei beim Ausströmrand eine Spongelayer-Randbedingung mit entsprechender Vergröberung der Zellen definiert ist. In vertikaler und spannweitiger Richtung liegt das Rechengebiet zwischen $\pm 75h$.

Der grobe Fall wurde mit 220 Punkten in axialer Richtung, 255 in vertikaler Richtung und 280 in spannweitiger Richtung und insgesamt $15.7 \cdot 10^6$ Punkten aufgelöst. In der Gittertopologie wird der Strahl und seine Scherschichten durch eine O-Blockstruktur in den Strahlquerschnittsflächen verfeinert aufgelöst. Entlang der Seitenkanten $b \times h$ sind 40×15 Punkte verteilt. Dadurch ist eine maximale Frequenzauflösung von $4kHz$ erreichbar. Bei dem mittleren Fall sind die entsprechenden Zahlen 270 Punkte in x-Richtung, 320 Punkte in y-Richtung, 360 Punkte in z-Richtung und $b \times h = 50 \times 20$ woraus sich die Gesamtanzahl der Punkte von $31.1 \cdot 10^6$ ergibt. Damit erhöht sich die Auflösungsgrenze auf $5kHz$.

Für die Auswertung der Spektren wurden 3 Mikrofonkreise mit Mittelpunkten im Zentrum des Düsenaustritts definiert. Die Normalenvektoren der drei Auswertekreisebenen entsprechen den drei Koordinatenachsen. Der Radius der Kreise beträgt $R = 1m$ (bzw. $R = 50h$). Zusätzlich wurden zwei gradlinige Mikrofonenarrays parallel zur Strahlachse mit $50h$ Abstand definiert, die jeweils über der kurzen und der langen Düsenseite verlaufen.

Für das grobe und mittlere Gitter wurden zusätzlich Rechnungen auch ohne Backscatter-Anregung durchgeführt.

Auswertung der Schallabstrahlung

Die Abb. 2 zeigt die gemittelte Verteilung der dimensionslosen Axialgeschwindigkeit in der $x - y-$Ebene bei $z = 0$ für RANS- und FES-Lösung (grobe Auflösung). Die räumlichen Abmessungen sind mit der Düsenhöhe h normiert. Damit liegt die Potentialkernlänge der RANS-Lösung bei ungefähr $x = 14h$, d.h. erheblich länger im Vergleich zu runden Düsen, wo die Potentialkernlänge typischerweise bei $x = 5...7D$ liegt. Dieses wird durch experimentelle Ergebniss von Massey et al. [4] qualitativ bestätigt, die für Düsen mit Λ-Werten bis 8, Potentialkernlängen von ca. $8h$ finden. Für größere Werte von Λ,

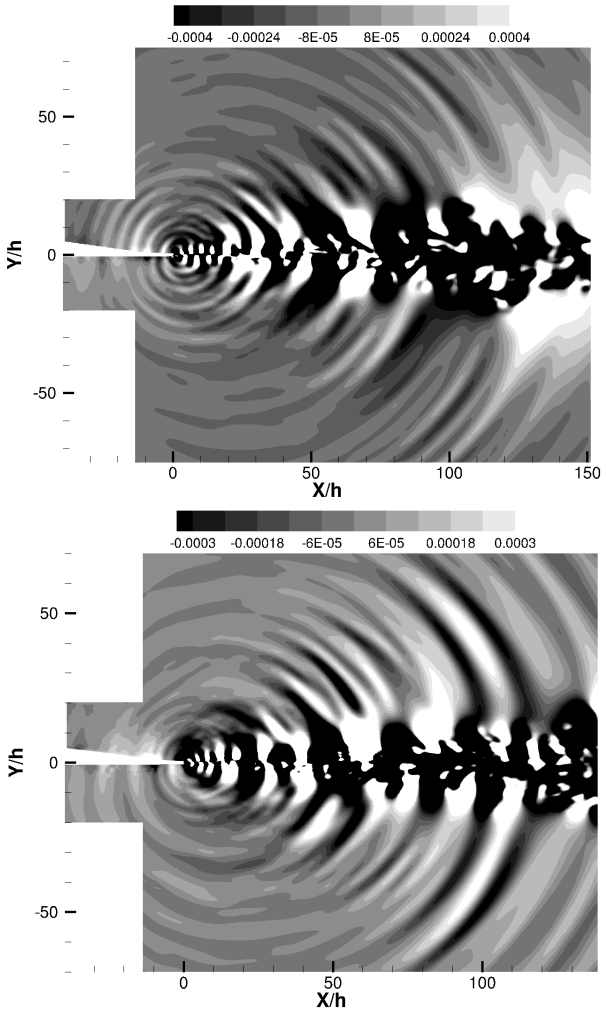

Abbildung 4: Verteilung der momentanen Druckschwankungen für den Fall mit Anregung mit grober Auflösung (oben) und mit mittlerer Auflösung(unten) in der Ebene $z = 0$.

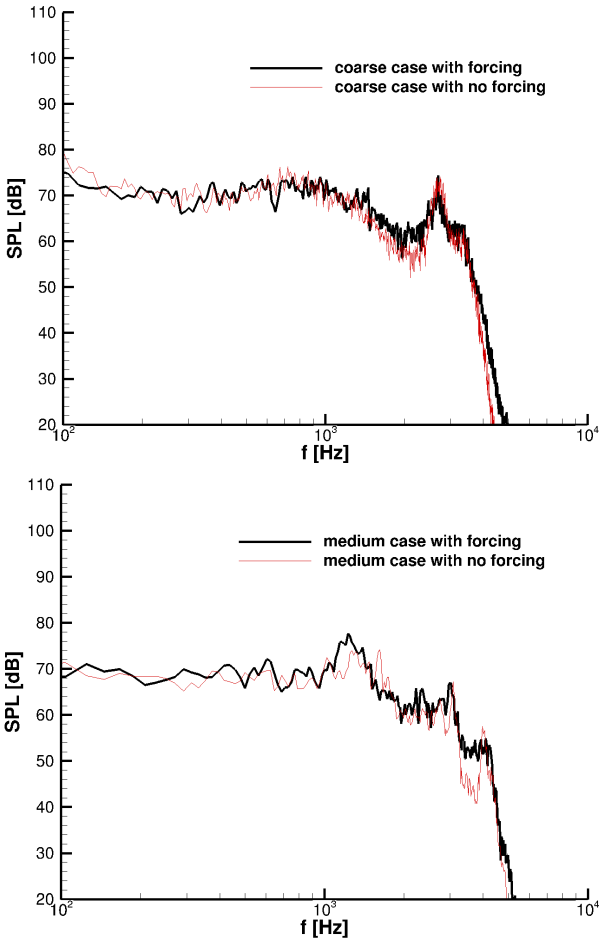

Abbildung 5: Vergleich der Schalldruckspektren zwischen den Fällen mit und ohne Anregung mit grober Auflösung (oben) und mit mittlerer Auflösung (unten) beim polaren Winkel $\theta = 90°$ senkrecht oberhalb der langen Düsenseite.

kann erwartet werden, dass die Potentialkernlänge weiter steigt.

Die FES Lösung weist eine stärker asymmetrische Verteilung der mittleren Geschwindigkeit in vertikaler Richtung auf, mit einem höheren Wert in der oberen Scherschicht[1]. Daraus resultiert ein weniger klar ausgeprägter Potenzialkern. Mit dem gemittelten Wert am Austritt kann das Potenzialkernende zu ca. $12h$ abgeschätzt werden. Die asymmetrische Verteilung innerhalb des Strahls könnte zum Einen durch die Beeinflussung der Scherschicht durch die Außenströmung erklärt werden. Da die asymmetrische Düsengeometrie eine schräge Oberseite und gerade Unterseite aufweist, entsteht am Düsenaustritt oberhalb des Strahls eine Verlangsamung der Strömung und somit eine stärkere Durchmischung im Gegensatz zur Unterseite. Zum Anderen durch eine leicht erhöhte Geschwindigkeit an der oberen Düsenlippe durch den einseitig konvergenten Verlauf der inneren Düsenkontur. Der gegenüber der RANS deutlichere Unterschied in der Asymmetrie muss in nachfolgenden Arbeiten mit der Validierung der beiden Lösungen geklärt werden.

Die Abb. 3 zeigt den Vergleich der dimensionslosen turbulenten kinetischen Energie (TKE) zwischen der RANS und der FES Rechnung für einen Schnitt bei $z = 0$. Der Vergleich zeigt auf, dass die Asymmetrie der TKE-Verteilung bei der FES stärker ausgeprägt ist, als bei der RANS Lösung. Außerdem fallen die dimensionslosen Maximalwerte der TKE bei den FES-Rechnungen (0.014) höher aus als bei der RANS (0.01)[2]. Dabei tritt die TKE-Verteilung bei FES verstärkt in der oberen Scherschicht auf, während die untere Scherschicht eine Lücke bei ca. $17h$ (grob) und bei $13h$ (mittel) aufweist. Die TKE-Verteilungen des groben und mittleren Falles sind dabei ähnlich.

Abb. 4 zeigt die Feldlösungen der Druckschwankungen der FES Rechnungen, die qualitativ nur geringe Unterschiede aufweisen. Neben kleinen Unterschieden in den Maximalwerten der Druckschwankungen zwischen grobem Fall ($p' = \pm 0.0004$) und mittlerem Fall ($p' = \pm 0.0003$), ist der auffälligste Unterschied eine ausgeprägtere tonale Schallabstrahlung aus dem Bereich Nahe

[1] Das NLDE Verfahren liefert eine Korrektur der mittleren Geschwindigkeit der RANS Strömung.

[2] Die Entdimensionierung von TKE basiert auf der Schallgeschwindigkeit.

des Düsenaustritts bei der groben Rechnung.

Die zwei nach Tam et al. [1] für Strahlströmungen charakteristischen Schallquellmechanismen können auch für die berechnete Rechteckdüse in der Abb. 4 identifiziert werden. D.h. ein onmidirektional abstrahlender Anteil, der 90° zu der Strahlachse gemessen werden kann, und durch die Durchmischung in der Scherschicht entsteht, sowie ein kohärente Lärmanteil, der verstärkt bei hohen subsonischen Strahlgeschwindigkeiten auftritt und flach zur Strahlachse stromabwärts abgestrahlt wird.

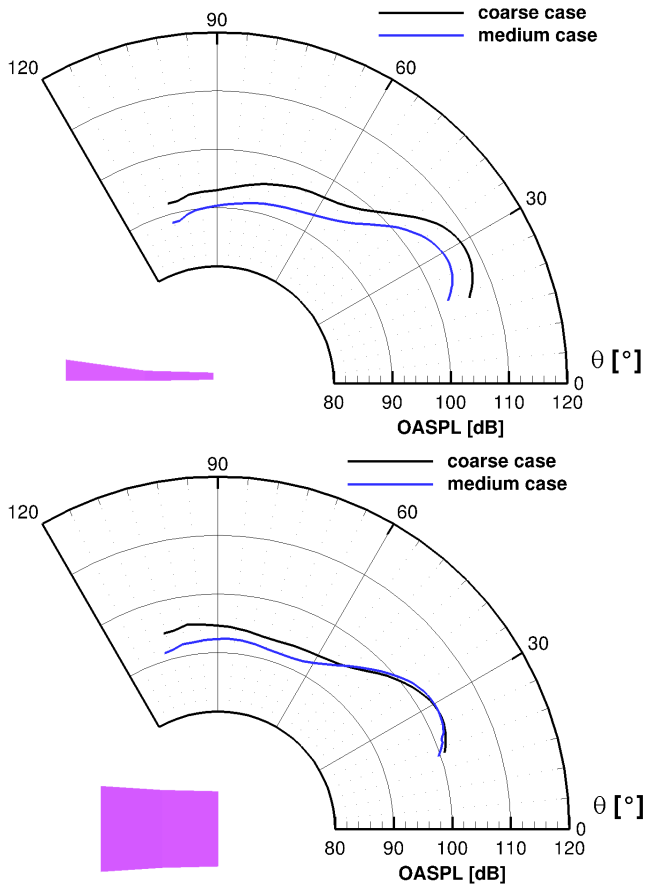

Abbildung 6: Vergleich der Richtcharakteristiken der OASPL-Pegeln zwischen den Fällen mit grober und mittlerer Auflösung für die Abstrahlrichtung senkrecht zu der langen Düsenseite (oben) und senkrecht zu der kurzen Düsenseite (unten).

Die Abb. 5 stellt den Vergleich der Spektren für vier FES Rechnungen bei $\theta = 90°$ (gemessen von stromab der Strahlachse) dar, wo jeweils die Rechnungen mit und ohne Anregung für den groben Fall (oben) und für den mittleren Fall (unten) gegenübergestellt sind. Alle Spektren liegen in etwa im Bereich von $70dB$. Die Übereinstimmung der Spektrumform zwischen dem Fall mit und ohne Anregung erscheint relativ gut. Im tiefen und mittleren Frequenzbereich liegen die Spektren so gut wie aufeinander, während bei hohen Frequenzen der Fall ohne Anregung etwas früher abknickt. Dieses Verhalten entspricht der Erwartung basierend auf den Vorstudien zu der zerfallenden homogen-isentroper Turbulenz.

Weiterhin ist bei den Spektren des groben Falls eine ausgeprägte Spitze im hohen Frequenzbereich zu erkennen. Dieser tonaler Anteil könnte dem zuvor in der Abb. 4 festgestellten omnidirektionalen tonalen Wellenabstrahlung aus der Düsennähe zugeordnet werden. Das Auftreten dieser Wellen kann nicht mit der stochastischen Anregung begründet werden, da es im gleichen Maß sowohl bei dem angeregten wie bei dem nicht angeregten Fall auftritt. Bei dem mittleren Fall treten ebenfalls ähnliche tonale Spitzen auf, jedoch als sekundäre Töne die auf mehrere Frequenzbänder aufgeteilt sind.

Die Abb. 6 zeigt die resultierenden Richtcharakteristiken als OASPL-Pegeln für den groben und mittleren Fall. Dabei stellt die obere Abbildung die Verteilung dar, die senkrecht zu der langen Seite im polaren Bereich zwischen $\theta = 20°$ und $\theta = 105°$ und die Untere die entsprechende Abstrahlung senkrecht zu der kurzen Seite. Bei dem oberen Vergleich ergibt sich ein konstanter Offset von ca. $3dB$, wo der grobe über dem mittleren Fall liegt. Bei der Abstrahlrichtung von der kurzen Seite fallen die beiden Kurven bei flachen Winkeln zusammen, haben jedoch bei polaren Winkeln um $\theta = 90°$ einen Offset von ca. $2 - 3dB$. Allgemein gesehen, haben alle vier Kurven ähnliche Richtcharakteristik, wie sie von den axialsymmetrischen Düsen bekannt ist.

Danksagung

Die Arbeiten wurden im Rahmen des LuFo V Projektes INTONE, Förderkennzeichen 20A1703x, in Kooperation mit Airbus Defence and Space durchgeführt. An dieser Stelle möchten wir uns bei Alexander Kolb und Simone Mancini (Airbus Defence & Space) sowie bei Michael Pott-Pollenske und Christian Jente (AS-TEA) für die gute und konstruktive Zusammenarbeit bedanken.

Literatur

[1] Tam, C.K.W., Golebiowski, M. and Seiner, J.: On the Two Components of Turbulent Mixing Noise from Supersonic Jets, AIAA Pap. 96-1716, 1996.

[2] Labourasse, E. and Sagaut, P.: Advance in RANS-LES coupling, a review and an insight on the NLDE approach, Archives of Computational Methods in Engineering, Vol. 11, No. 3, 2004.

[3] Dantinne, G., Jeanmart, H., Winckelmans, G., Legat, V. and Carati, D.: Hyperviscosity and Vorticity-Based Models for Subgrid Scale Modeling, Applied Scientific Research, Vol. 59, 1998.

[4] Massey, K.C., Ahuja, K.K. and Gaeta, R.: Noise Scaling for Unheated Low Aspect Ratio Rectangular Jets, AIAA Pap. 2004-2946, 2004.

[5] Ewert,R.; Neifeld, A.; Boenke, D.: Simulation of Cold Jet Installation Noise using a Stochastic Backscatter Model, AIAA Pap. 2017-3017, 2017.

[6] Neifeld, A. and Ewert, R.: Towards Forced Eddy Simulation of Airframe Induced Noise Radiation from Coherent Hydrodynamic Structures of Jet Flow, AIAA Pap. 2018-3463, 2018.