Forced Eddy Simulation des Strahlgeräusches von Einfachstrahlen

Andrej Neifeld[1], Roland Ewert[2]
DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt)
Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik,
Lilienthalplatz 7, 38108 Braunschweig, Deutschland
[1] *Andrej.Neifeld@dlr.de*
[2] *Roland.Ewert@dlr.de*

Einleitung

Dieser Beitrag diskutiert Strahlgeräuschvorhersagen für Einfachstrahlen basierend auf einer Düsengeometrie mit einem Durchmesser von $D_j = 0.05m$ für zwei subsonische Austrittsmachzahlen $Ma_j = 0.6$ und 0.9. Für die direkte Geräuschvorhersage wird hier die sogenannte Forced Eddy Simulation (FES) als eine skalenauflösende Methode eingesetzt, wobei die Navier-Stokes Gleichungen in Form nichtlinearer Störungsgleichungen (NLDE)[2] gelöst werden, sowie ein aktives Subgitter-Skalenmodell eingesetzt wird, welches neben dem dissipativen Effekt der nicht aufgelösten Skalen ebenfalls deren turbulente Produktion (turbulent Backscatter [3]) im Bereich aufgelöster Skalen realisiert. Die Rechnungen mit dem Einfachstrahl wurden zunächst für die Validierungszwecke durchgeführt mit dem Ziel anschließend praxisrelevante Strahlkonfigurationen mit einer validierten Prozesskette rechnen zu können. Für den Vergleich mit den numerischen Ergebnissen wurden die Ähnlichkeitsspektren sowie repräsentative Messungen für Einfachstrahlen aus der Literatur verwendet.

Verfahrensbeschreibung

Die instationären Simulationen werden mit dem DLR PIANO Verfahren durchgeführt, welches (u.a.) die kompressiblen Navier-Stokes Gleichungen in nichtlinearer Störungsform (Non-Linear Disturbance Equations, NLDE) löst. Die NLDE [2] basieren auf einer Tripel-Zerlegung der Strömungsvariablen, d.h.

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

wobei $\boldsymbol{U}^0$ die Favre-gemittelte zeitlich konstante Grundströmung darstellt, $\boldsymbol{U}'$ die vom Gitter aufgelösten Fluktuationen bezeichnet und $\boldsymbol{U}''$ Fluktuationen umfasst, die nicht durch die Simulationsauflösung erfasst werden. Im vorliegenden Fall werden Strömungsvariablen in primitiver Form verwendet, d.h. $\boldsymbol{U} = (\rho, u, v, w, p)^T$. Die Navier-Stokes Gleichungen in der angewendeten Störungsform lauten

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}'}{\partial t} + \mathcal{N}\left(\boldsymbol{U}^0 + \boldsymbol{U}'\right) = \boldsymbol{S}, \tag{2}$$

wobei $\mathcal{N}$ den symbolischen Navier-Stokes Operator bezeichnet [2] und der Term auf der rechten Seite den gesamten Beitrag der nicht-aufgelösten Subgitter-Skalen umfasst, $\boldsymbol{S} = \left(0, \boldsymbol{f}_{sgs}, \theta_{sgs}\right)^T$. Dabei ist $\boldsymbol{f}_{sgs}$ eine Vektorkraft, die den Effekt der nicht-aufgelösten Skalen auf die Dynamik der aufgelösten Strukturen beschreibt. Dieser Term wird durch

$$\boldsymbol{f}_{sgs} = \underbrace{-\nabla \times (\bar{\rho}\nu_r \boldsymbol{\omega}')}_{I} + \underbrace{\nabla \times \boldsymbol{q}}_{II} \tag{3}$$

modelliert und setzt sich zusammen aus Dissipationsterm I und Produktionsterm II, wo $\bar{\rho}$ für räumlich gefilterte Dichte, ν_r für die Restwirbelzähigkeit der nicht aufgelösten Skalen und $\boldsymbol{q}$ für die stochastische Anregung steht.

Die Grundströmung wird vor der FES aus einer Simulation mit den Reynolds-gemittelten Gleichungen (RANS Simulation) bestimmt. Die Summe aus aufgelösten und Grundströmungskomponenten liefert die aufgelösten turbulenten Skalen in der NLDE Zone. Insgesamt ergibt die Simulation mit Strörungsgleichungen einen hybriden RANS/LES Ansatz [2].

Mit dem FRPM Modul [4, 5] werden die stochastischen Fluktuationen $\boldsymbol{q}$ modelliert, die ebenfalls durch die RANS Lösung anhand der statistischen Turbulenzdaten (turbulente kinetische Energie, Zeit- und Längenskala) charakterisiert werden. Bei der FES Rechnung wird auch die Wirbelzähigkeit als zusätzliche Eingabegröße für die Modellierung der nicht aufgelösten Skalen benötigt [6].

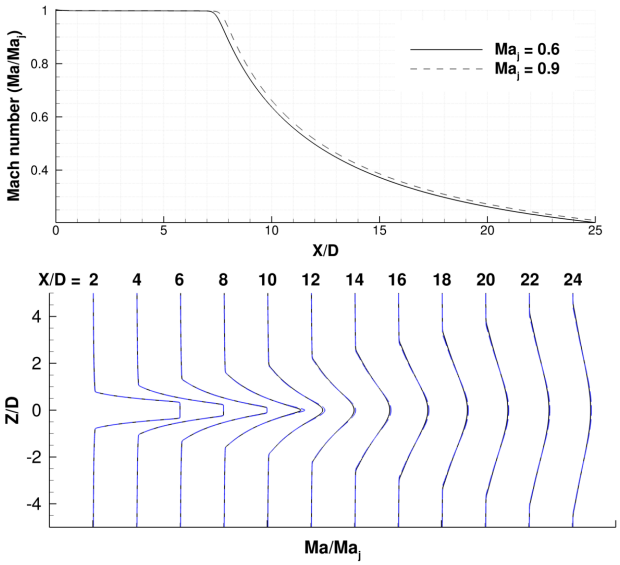

Abbildung 1: Die axiale Machzahlverteilung auf der Strahlachse (oben) und als radiale Profile bei verschiedenen axialen Schnitten (unten)

Aufbau der Rechnungen

Die verwendeten RANS Lösungen wurden mit dem CFD Löser TAU mittels $k-\omega-$SST Turbulenzmodell auf einem strukturierten Netz berechnet. Für beide Machzahlen wurde das gleiche Netz benutzt. Das Netz wurde mit insgesamt $5.7 \cdot 10^6$ Gitterpunkten als O-Topologie ausgelegt. Mit einem Düsendurchmesser von $D_j = 0.05m$ beträgt die Reynoldszahl $Re \approx 6.8 \cdot 10^5$ für $Ma_j = 0.6$ und $Re \approx 1.0 \cdot 10^6$ für $Ma_j = 0.9$.

Die Abb. 1 stellt die normierte Machzahl für die beiden Lösungen als axiale Verteilung auf der Strahlachse und als radiale Profile dar. Da die Einfachstrahlen als selbstähnlich betrachtet werden können, liegen die normierten Werte für beide Fälle fast aufeinander. Somit ist auch die Länge des Potentialkerns für beide Strahlgeschwindigkeiten mit kalter Ausströmung (Temperaturverhältnis $T_r = 1$) ungefähr gleich bei 7 Düsendurchmesser. Aus Experimenten ist bekannt, dass die Potentialkernlänge bei ca. 4-5 Düsendurchmesser liegt, d.h. von der RANS überschätzt wird. Mit steigendem Temperaturverhältnis würde sich der Potentialkern zunehmend verkürzen wegen der stärkeren Durchmischung in der Scherschicht, wobei der Fall mit heißer Ausströmung bei diesen Untersuchungen nicht betrachtet wurde.

Für die FES Rechnung wurde ein zweites Netz mit ähnlichem Aufbau benutzt, d.h. auch als O-Topologie entsprechend der Axialsymmetrie um die Strahlachse. Das Rechengebiet wurde mit 80 Punkten in azimuthaler Richtung, 197 in radialer Richtung und 620 in axialer Richtung und somit insgesamt $9.5 \cdot 10^6$ Punkten aufgelöst. Dadurch ist eine maximale Frequenzauflösung von $18.5kHz$ erreichbar und liegt in Abhängigkeit von der Austrittsgeschwindigkeit bei einer Strouhalzahl von $St \approx 3$ für $Ma_j = 0.6$ bzw. $St \approx 2$ für $Ma_j = 0.9$. Der Strahl mit $Ma_j = 0.9$ wurde bereits vorher mit dem gleichen Simulationsaufbau für 'Eddy Relaxation' Quellterm in [8] untersucht.

Da es sich um ein zonales Verfahren handelt, wird in der Regel das Rechengebiet im Vergleich zu RANS auf einen kleineren Bereich beschränkt. Es ist nicht zwingend notwendig die Düsengeometrie in der FES zu berücksichtigen, da die Strömungseigenschaften bereits durch die RANS Lösung charakterisiert werden. In axialer Richtung fängt das Rechengebiet bei dem Düsenaustritt an und deckt einen Bereich von 30 Düsendurchmesser ab. Die radiale Ausdehnung liegt etwas über 10 Düsendurchmesser beim Düsenaustritt und weitet sich stromab entsprechend der Strahlaufweitung auf.

Für die Auswertung der Spektren wurden insgesamt 4 Mikrofonenkreise definiert bei $X/D_j = 0.5, 5.0, 15.0, 20.0$ und ein Radius von $R/D_j = 10$ mit dem Mittelpunkt auf der Strahlachse. Auf jedem Kreis sind 90 Mikrofonen äquidistant verteilt, die für die Mittlung der Spektren in Umfangsrichtung verwendet wurden. Die Zeitsignale ergaben eine Länge von $60ms$ Realzeit mit einer Rechenzeit von 7 Tagen auf 88 Prozessoren.

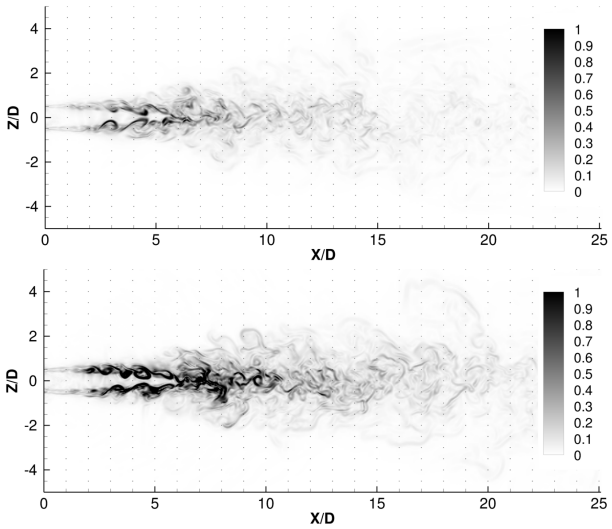

Abbildung 2: Numerisches Schlierenbild ($|\nabla\rho'|$) für den Strahl mit (oben) $Ma_j = 0.6$ und (unten) $Ma_j = 0.9$

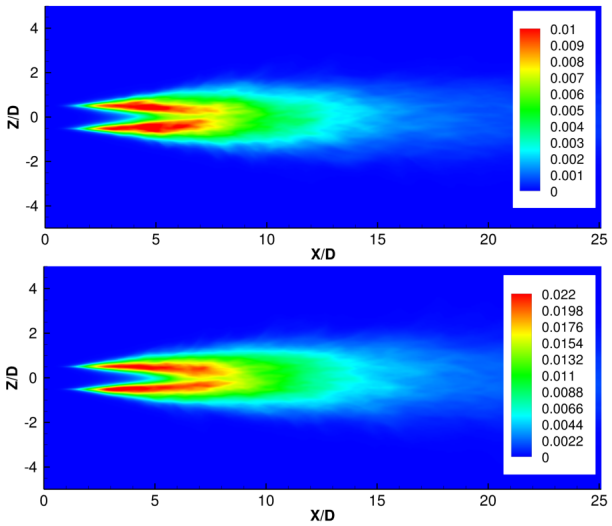

Abbildung 3: Verteilung der aufgelösten turbulent kinetischen Energie für den Strahl mit (oben) $Ma_j = 0.6$ und (unten) $Ma_j = 0.9$

Auswertung der berechneten Schallabstrahlung

Die Auswahl von zwei verschiedenen Machzahlen mit $Ma_j = 0.6$ und $Ma_j = 0.9$ sollte möglichst einen großen Bereich zwischen moderaten und hohen subsonischen Austrittsgeschwindigkeit des Strahls abdecken, um die Skalierung der Schallabstrahlung mit der Geschwindigkeit zu untersuchen. Seit den Veröffentlichungen von Lighthill [1] in den frühen 50er ist es allgemein bekannt, dass die Schallintensität der freien Turbulenz mit einem Exponenten von $n = 8$ der Geschwindigkeit skaliert. Im Rahmen der Validierung der FES Methode sollte dieser Zusammenhang nachgewiesen werden sowie andere akustischen Charakteristiken wie die Spektrumform und der Schalldruckpegel.

Die Abb. 2 zeigt die momentane Verteilung der fluktuierenden Dichtegradienten für die beiden Strahlgeschwin-

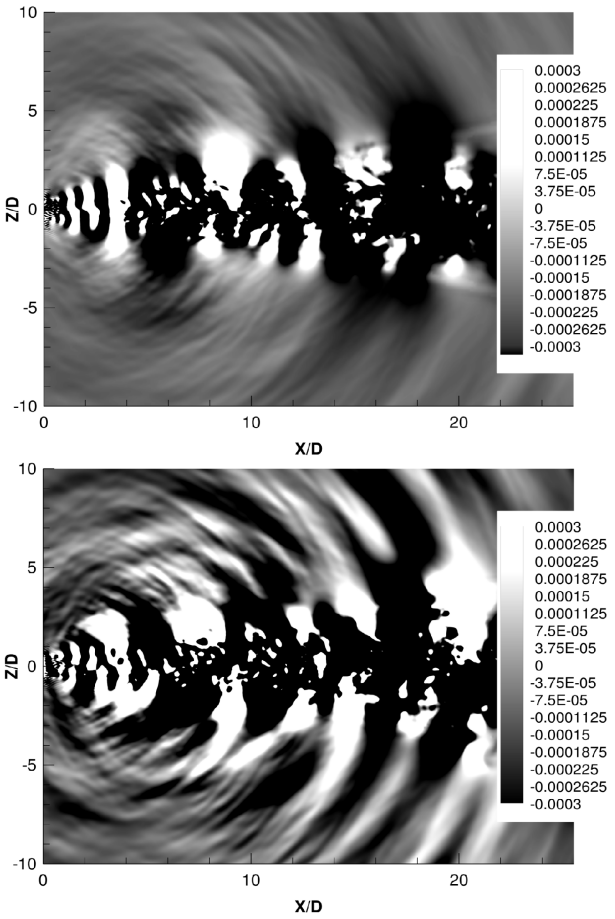

Abbildung 4: Numerisch vorhergesagtes Schallfeld für den Strahl mit (oben) $Ma_j = 0.6$ und (unten) $Ma_j = 0.9$

digkeiten. Die Schwankungen bei dem $Ma_j = 0.9$ Fall erscheinen dabei deutlich dominanter und reichen weiter stromabwärts als die von $Ma_j = 0.6$. Die Scherschicht im Bereich des Potentialkerns weist bei beiden Fällen geordnete Strukturen auf, die dann nach dem Potentialkern in freie Turbulenz zerfallen. Hinsichtlich der Länge des Potentialkerns kann man feststellen, dass im Vergleich zu der vorgegebenen Länge durch die RANS Lösung, bei FES die Kernströmungsspitze sich auf ungefähr 5 Düsendurchmesser verschiebt.

Die aufgelöste turbulente kinetische Energie der FES Rechnung ist für die beiden betrachteten Fälle in Abb. 3 dargestellt. Die Auswertung liefert eine Potentialkernlänge von 4-5 Düsendurchmesser, d.h. die reichere Physik der FES Simulation korrigiert die RANS Hintergrundströmung. Der Vergleich zeigt auf, dass die qualitative Verteilung für die beiden Strahlgeschwindigkeiten sehr ähnlich aussieht. Die Zugehörigkeit zu der jeweiligen Strahlgeschwindigkeiten wird hauptsächlich nur durch die Größenordnung der Werte ersichtlich, wo der Maximalwert der $Ma_j = 0.6$ bei 0.01 und für $Ma_j = 0.9$ bei 0.02 liegt. Diese sind als die dimensionslose TKE mit der Schallgeschwindigkeit als Referenzgröße aufgetragen.

Auch in der Abb. 4 mit den Feldlösungen für die Druckschwankungen sieht man deutliche Unterschiede zwischen den beiden Fällen, insbesondere bei der Stärke der Amplitude der Schallwellen außerhalb der Strahlströmung. Hierbei sollte man zwischen zwei verschiedenen Schallentstehungsmechanismen unterscheiden [7], die in Abhängigkeit von der Strahlgeschwindigkeit anders gewichtet auftreten.

Der großskalige Lärmanteil tritt verstärkt bei hohen subsonischen Strahlgeschwindigkeiten und bei flachen polaren Winkeln zu der Strahlachse auf. Der zweite Lärmanteil wird typischerweise bei 90° zu der Strahlachse gemessen, der durch die Durchmischung in der Scherschicht entsteht. Dieser Quellmechanismus ist richtungsunabhängig und breitbandig, wobei die Refraktionseffekte des Strahls eine leichte polare Abhängigkeit hineinbringen. Die Skalierung der Schallintensität mit $I \sim U^8$ hat Gültigkeit nur für diesen Anteil und wird deswegen in der Auswertung der Spektren nur bei 90° überprüft.

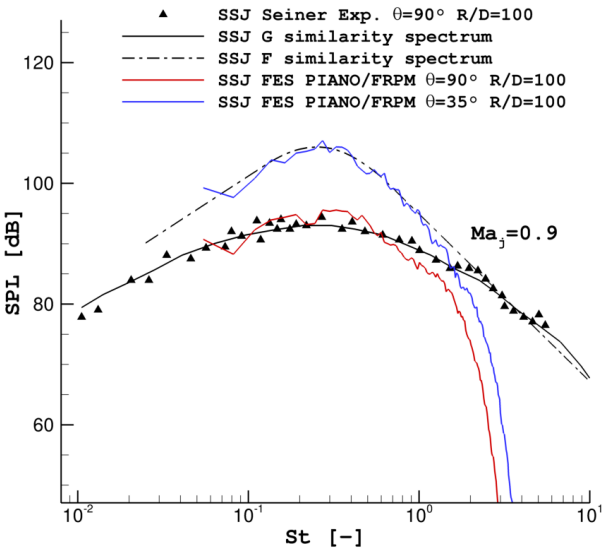

Abbildung 5: Vergleich der Spektren zwischen Experiment, num. Vorhersagen und Ähnlichkeitsspektren für den Strahl mit $Ma_j = 0.9$

Die Abb. 5 stellt den Vergleich der Spektren für den Fall mit $Ma_j = 0.9$ dar, wo zwischen den beiden Quellmechanismen unterschieden wird. Für den großskaligen Lärmanteil ist der Mikrofonenkreis bei $\theta = 35°$ und für den feinskaligen bei $\theta = 90°$. Für den Vergleich der Spektrumform wurden zwei Ähnlichkeitsspektren herangezogen, die typischerweise die beiden Lärmanteile charakterisieren. Dabei beschreibt das F-Ähnlichkeitsspektrum den großskaligen Anteil und G-Ähnlichkeitsspektrum den feinskaligen Anteil.

Bei dem F-Spektrum tritt der tieffrequenter Anstieg und hochfrequenter Abfall steiler auf als bei dem G-Spektrum mit der Amplitudenspitze bei ungefähr $St \approx 0.2...0.3$. Für den Strahl mit einer Austrittsmachzahl von $Ma_j = 0.9$ liegt der Unterschied der maximalen Pegel zwischen dem F- und G-Spektrum ungefähr bei $10dB$. Da das G-Spektrum einen breitbandigen Quellmechanismus beschreibt, verläuft es flacher als das F-Spektrum. Dadurch ist die eindeutige Zuordnung der Strouhalzahl zu dem maximalen Pegel schwieriger, befindet sich jedoch in etwa

bei der gleichen Strouhalzahl wie bei dem F-Spektrum.

Die Übereinstimmung der Spektrumform zwischen der numerischen Vorhersage und den Ähnlichkeitsspektren erscheint relativ gut. Bei dem feinskaligen Lärmanteil fällt das berechnete Spektrum jedoch etwas früher ab, was möglicherweise auf eine zu grobe Auflösung im Bereich des Düsenaustritts zurückzuführen ist. Für den feinskaligen Lärmanteil ist auch ein gemessenes Spektrum reingeplottet, welches die Übereinstimmung mit dem Ähnlichkeitsspektrum bestätigt. Zusätzlich lassen sich durch die Messung die absoluten Schalldruckpegel überprüfen, da die Ähnlichkeitsspektren keine Aussage darüber liefern. Da die Messungen die Schalldruckpegel für das Fernfeld in einem Abstand von 100 Düsendurchmesser angeben, wurden die berechneten Spektren ebenfalls auf ein Abstand von 10 auf 100 Düsendurchmesser herunterskaliert.

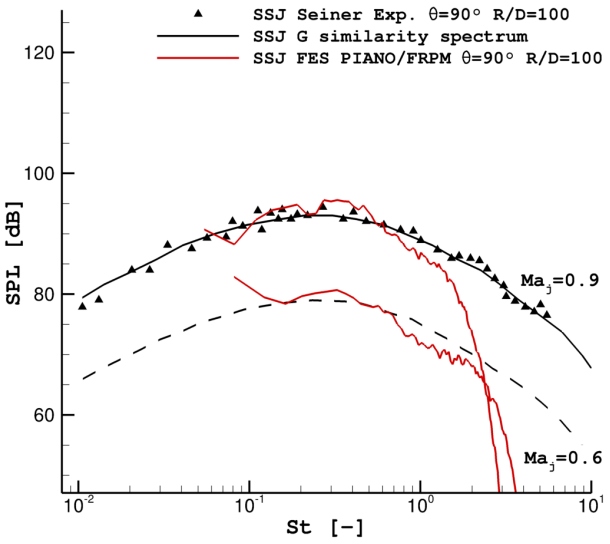

Abbildung 6: Vergleich der Spektren zwischen den beiden Strahlgeschwindigkeiten $Ma_j = 0.6$ und $Ma_j = 0.9$

Anschließend wurde für die Geschwindigkeitsskalierung bei dem Spektrumvergleich auch der Rechenfall mit $Ma_j = 0.6$ berücksichtigt. Da für diese Strahlgeschwindigkeit keine entsprechende Messung zur Verfügung stand, wurde das Ähnlichkeitsspektrum von der Position des $Ma_j = 0.9$ Falls auf die Position des $Ma_j = 0.6$ Falls heruntergesetzt, wie es durch das U^8 Verhalten zu erwarten wäre. Im Vergleich mit dem Spektrum aus der Simulation für $Ma_j = 0.6$ findet man ähnliche Übereinstimmung, wobei auch bei diesem Fall der hochfrequente Bereich leicht abknickt.

Weiterhin ist in Abb. 6 zu erkennen, dass die maximal aufgelöste Strouhalzahl im Vergleich zu $Ma_j = 0.9$ einen Versatz zum höheren Wert hat. Hinsichtlich der maximal aufgelösten Frequenz gibt es keinen Unterschied, da in beiden Fällen das gleiche Netz verwendet wurde. Es gibt jedoch einen Unterschied in der Strouhalzahl $St = f \cdot D_j / U_j$, da die Frequenz durch die Strahlgeschwindigkeit dividiert wird und somit das Spektrum durch die langsamere Geschwindigkeit des $Ma_j = 0.6$ Strahls auf höhere Strouhalzahlen verschiebt.

Ausblick

Die oben beschriebenen Rechnungen mit den Einfachstrahlen wurden als Vorstudien durchgeführt, um die Anwendbarkeit der FES Methode zu überprüfen. Es handelt sich jedoch bei den Einfachstrahlen um akademische Fälle, die für die praktische Anwendung in der Luftfahrt kaum relevant sind. In den weiterführenden Arbeiten wird das Ziel sein, die FES Methode auf komplexere Konfigurationen anzuwenden. Bei dem Strahllärm sind zur Zeit die installierten Konfigurationen mit der Strahl-Klappeninteraktion [9] von großem Interesse, wie sie zum Beispiel im Akustischen Windkanal Braunschweig (AWB) experimentell untersucht werden.

Literatur

[1] Lighthill, M.J.: On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory, Proceedings of the Royal Society, Vol. 211, (1952), pp. 564-587.

[2] Labourasse, E. and Sagaut, P.: Advance in RANS-LES coupling, a review and an insight on the NLDE approach, *A*rchives of Computational Methods in Engineering **11**(3) (2004), pp. 199–256.

[3] Schumann, U.: Stochastic backscatter of turbulent energy and scalar variance by random subgrid-scale fluxes, Proceedings of the Royal Society A, Vol.451, 1995, pp. 293-318.

[4] Ewert, R., Dierke, J., Siebert, J., Neifeld, A., Appel, C., Siefert, M., and Kornow, O.: CAA broadband noise prediction for aeroacoustic design, Journal of Sound and Vibration, Vol. 330, No. 17, 2011.

[5] Ewert, R., Dierke, J., Neifeld, A. and Moghadam, S.M.A.: Linear and Non-Linear Perturbation Equations with Relaxation Source Term for Forced Eddy Simulation of Aeroacoustic Sound Generation, AVIATION Conference, AIAA 2014-3053.

[6] Ewert, R., Dierke, J. and Neifeld, A.: Simulation of Cold Jet Installation Noise using a Stochastic Backscatter Model, AVIATION Conference, AIAA 2017-3017.

[7] Tam, C.K.W., Golebiowski, M. and Seiner, J.: On the Two Components of Turbulent Mixing Noise from Supersonic Jets, AIAA 96-1716, 2nd AIAA/CEAS Conference, 1996.

[8] Neifeld, A. and Ewert, R.: Further Development of CAA Simulation for Isolated and Installed Nozzle Configurations, in *AeroStruct: Enable and Learn How to Integrate Flexibility in Design, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Vol. 138, Springer International Publishing 2018

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