

EIN SCHNELLES NUMERISCHES VERFAHREN ZUR ANALYSE DES EINFLUSSES DER DÜSENGEOMETRIE AUF DIE LÄRMEIGENSCHAFTEN HOCHTURBULENTER DÜSENSTRÖMUNGEN

J. M. Strasser, D. Peitsch

Technische Universität Berlin
Institut für Luft- und Raumfahrt
D-10587 Berlin-Charlottenburg,
Germany

Zusammenfassung

Zum Ziel der Reduzierung von Fluglärm wird die turbulente Düsenströmung als eine maßgebliche Ursache betrachtet. Die Düsengeometrie ist als Design-Größe ausschlaggebend für die Eigenschaften der turbulenten Düsenströmung und damit für den Strahlärm. Hier wird ein schnelles numerisches Verfahren vorgestellt, welches es ermöglicht, den Einfluss der Düsengeometrie auf die Lärmeigenschaften der Düsenströmung zu analysieren. Eine parametrisierbare CAD(Computer aided Design)-Darstellung eines Düsen-Designs wird als Randbedingung einer CFD(Computational Fluid Dynamics)-Simulation genutzt. Für bestimmte Design-Parameter der Düsengeometrie erfolgt dann eine schnelle Abschätzung der akustischen Spektraldichte-Verteilung der resultierenden Düsenströmung erreicht. Dazu werden lediglich die Ausgabedaten einer stationären RANS(Reynolds averaged Navier Stokes)-Berechnung, kombiniert mit dem SST(Shear Stress Transport)-Turbulenzmodell und einem integralen CAA(Computational Aeroacoustics)-Modell benötigt. Es wird schließlich gezeigt, wie die beschriebene Methode eingesetzt werden kann, um Düsengeometrien hinsichtlich ihrer akustischen Eigenschaften zu charakterisieren und zu optimieren.

1. NOMENKLATUR

A_9	Düsenaustrittsfläche [m ²]
a, a_0	lokale, Umgebungs-Schallgeschwindigkeit [m/s]
c_9	Strahlgeschwindigkeit [m/s]
d	Düsenaustrittsdurchmesser [mm]
F	Schubkraft [N]
f	Frequenz [Hz]
I	Schallintensität [W/m ²]
InT_t	Düsen Eintritts-Temperatur [K]
K	Schalleistungskoeffizient [-]
k	turbulente kinetische Energie [J/kg]
Ma	Machzahl des Düsenstrahls [-]
$\dot{m}$	Düsenmassenstrom [kg/s]
$OASPL$	Gesamtschallpegel [dB]
P_{ac}	Schalleistung [W]
p_t, p_0	Totaldruck, Umgebungsdruck [Pa]
R	Abstand des Beobachters zum Düsenaustritt [m]
r_{eq}	äquivalenter Düsenaustrittsradius [N], ($= \sqrt{A_9/\pi}$)
S	spektrale Leistungsdichte [Pa ² /Hz]
SPL	spektrale Leistungsdichtepegel [dB]
T_0	Umgebungstemperatur [K]
$\bar{u}$	zeitgemittelte lokale Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
ε	turbulente kinetische Dissipationsrate [m ² /s ³]
η_n	Düsenwirkungsgrad [-]
Θ	Polarwinkel zur Strahlachse [°]
π_n	Düsen-Totaldruckverhältnis [-]
π_{nEff}	effektives Düsen-Totaldruckverhältnis [-]
ρ, ρ_0	Dichte, Umgebungsichte [kg/m ³]
ϕ	Azimutalwinkel zur Strömungsachse [°]
ω	Kreisfrequenz [s ⁻¹], ($= 2\pi f$)
R, Θ, ϕ	Sphärische Koordinaten mit Ursprung mittig vom Düsenaustritt

2. EINLEITUNG

In der Industrie und insbesondere in der Entwicklung sind vereinfachte Ansätze, die Breitbandgeräuschvorhersagen bei ho-

hen Reynoldszahlen liefern können, von hohem Nutzen. Folglich ist es konsequent, gerade im Hinblick auf die Optimierung der Lärmemissionen, Techniken für eine weitere Ausdehnung der statistischen Methoden hin zu realistischeren Geometrien und realen Entwicklungsproblemen in das Projekt einzubeziehen. Die Berechnung des akustischen Feldes kann durch eine Randwertmethode wie etwa der Lösung der Linearen Eulergleichungen (LEE) [1] oder mit einer Integralmethode wie etwa der Methode der akustischen Analogien erreicht werden. Die Berechnung der akustischen Quelltherme können mit der SNGR-Methode [2] oder nach Tam & Auriault berechnet werden. Letztere Methode (T&A-Modell) wird beim vorgestellten Verfahren verwendet und wird deshalb noch einmal gesondert vorgestellt. Das Modell hat sich bereits in vielen Anwendungen als hinreichend einfach und gleichzeitig robust erwiesen. Bei dem numerischen, Verfahren welches hier benutzt wird um den Einfluss der Düsengeometrie auf die Lärmeigenschaften der Düsenströmung zu analysieren, wurden besondere Anforderungen berücksichtigt. Um in effizienter Weise möglichst viele Design-Fälle der Düsengeometrie berechnen zu können, muss das Verfahren einen schnellen aber hinreichend genauen Berechnungsansatz für die Schallemissionen beinhalten. Zudem soll gewährleistet sein, dass die veränderlichen Strömungseigenschaften auch tatsächlich bei der Berechnung der Schallemissionen berücksichtigt werden. Grundlage hierfür ist ein hybrider CAA (Computational Aeroacoustics) Ansatz, d.h. Strömung und akustisches Feld werden separat berechnet. Zuerst erfolgt die Berechnung der Strömung von Düse und Freistrahle mittels RANS und SST k- ω Turbulenzmodell, anschließend werden die berechneten Daten des stationären Strömungsfeldes in ein Postprocessing-Modul eingelesen welches nach dem Quelltermmodell von Tam und Auriault [3] eine Abschätzung der Lärmemissionen im Fernfeld als spektrale Schalleistungsdichte ausgibt. Gegenüber anderen Ansätzen ergeben sich hier entscheidende Vorteile für das Verfahren bezüglich Schnelligkeit, Vergleichbarkeit, Komplexität und Replizierbarkeit.

3. STRALLÄRMBERECHNUNG

3.1. Grundlagen

Um Düsenströmungen schnell auf Ihre Emissionseigenschaften abschätzen zu können, sind qualitative Analysen des Schallfeldes unerlässlich. Qualitativ bedeutet eine schnelle Berechnung im Hinblick auf eine quantitative genaue Schallfeldanalyse. Für die hier behandelte qualitative Analyse wird eine stationäre Strömung betrachtet. Es wird dann davon ausgegangen, dass die für die Schallerzeugung wichtigen Mechanismen innerhalb der turbulenten Scherschicht zwischen Freistrah und Umgebungsströmung zu finden sind (s. Bild 1). Die Bestimmung der Schallquellen erfolgt unter der Annahme, dass der Schall in der Strömung durch die Bewegung von Turbulenzballen durch eine Scherschicht entsteht. Es stellt sich weiterhin die Frage, ob sich ein Zusammenhang zur Jet-Noise Theorie [4],[5] herstellen lässt. Eine weitere Besonderheit daran ist, dass Strallärm als achsensymmetrisch angenommen werden kann.

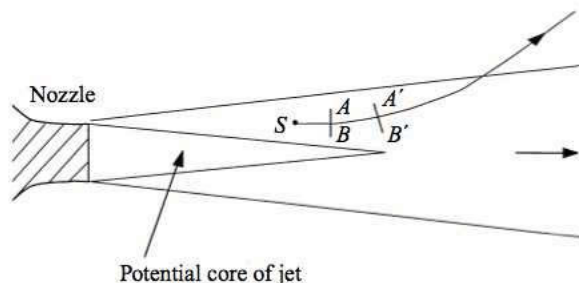


BILD 1. Schallausbreitung bei einem Düsenstrahl nach [6]

Nach Tam [6] kann zwischen groß- und feinskaligen Turbulenzen als Quellen für Strallärm in turbulenten Strömungen unterschieden werden. Bei der Methode von Tam & Auriault wird dabei nur der Einfluss von feinskaligen Turbulenzen berücksichtigt. Feinskalige Turbulenzen erzeugen ein sich omnidirektional ausbreitendes Schallfeld. Die Amplituden dieses Schallfelds nehmen um die Peakfrequenz (Frequenz größter Amplitude) nur schwach ab. Damit erzeugen die feinskaligen Turbulenzen Breitbandlärm. Ein Vergleich zwischen den Spektren groß- und feinskaliger Turbulenzen ist in Bild 2 dargestellt. Tam [6] bezeichnet die als Quellmechanismen wirksamen feinskaligen Wirbelstrukturen als kleine Turbulenzballen. Diese Ballen erzeugen, analog zur Gastheorie, einen Druck, der von der turbulenten kinetischen Energie der Strömung abhängig ist. Die turbulente kinetische Energie ist wiederum abhängig von turbulenten Schwankungsbewegungen.

$$(1) \quad \begin{aligned} p &= \frac{1}{3} \rho \langle u^2 \rangle && \text{Gastheorie} \\ q_s &= \frac{2}{3} \rho \langle k \rangle && \text{Turbulenzmodell} \end{aligned}$$

Zwischen dem Umgebungsdruck, dem Impulsstrom und dem turbulenten Druck p_{turb} besteht ein dynamisches Gleichgewicht. Daraus folgen ständige zeitliche Änderungen des turbulenten Drucks. Ebenfalls kommt es, bedingt durch die Konvektion der Turbulenz mit der Hauptströmung $\bar{u}$, zu einer räumlichen Änderung der Turbulenzballen. Diese räumlichen und

zeitlichen Änderungen beeinflussen den Quellterm. Das Spektrum der feinskaligen Turbulenzen zeigt gute Übereinstimmungen mit gemessenen Spektren bei Winkeln Θ zwischen 80° und 110° zur Symmetrieachse des Freistrahls. Bei größeren Winkeln kommt es jedoch zu einer Unterschätzung der emittierten Schalleistung seitens des Turbulenzmodells. Der Grund hierfür sind Überlagerungen der feinskaligen Turbulenzen mit so genannten Machwellen.

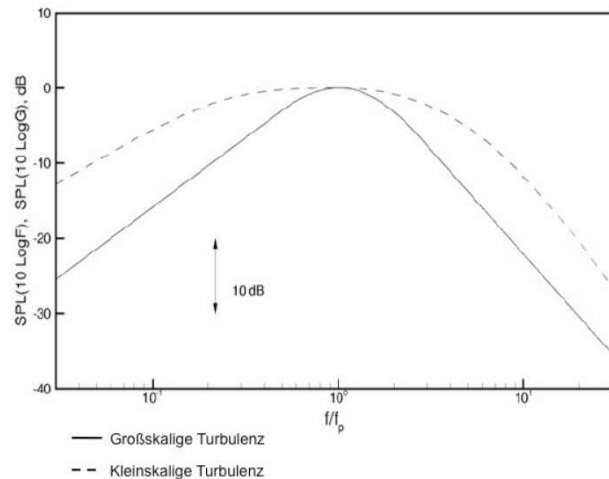


BILD 2. Vergleich der Spektren für groß- und feinskalige Turbulenzen nach [6]

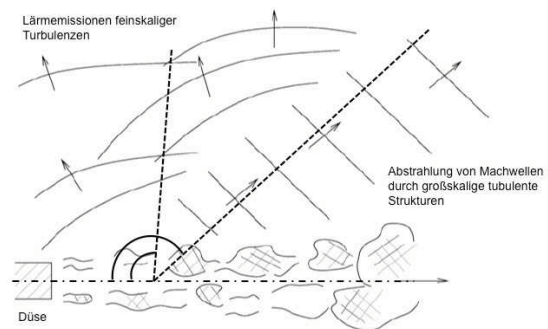


BILD 3. Schematische Darstellung der Schallentstehungsmechanismen in einem Freistrah nach [6]

Großskalige Turbulenzen beschreiben die Schallemissionen, die durch die Abstrahlung von Machwellen verursacht werden. Die Amplituden fallen hier schneller um die Peakfrequenz ab als dies der Fall bei den feinskaligen Turbulenzen ist, siehe Bild: 2. Daraus ergibt sich für die großskaligen Frequenzen ein diskreteres Spektrum. Die großskaligen Turbulenzen sind das dominierende Phänomen in einer Scherschicht zwischen dem Düsenaustritt und der axialen Lage der

maximalen turbulenten kinetischen Energie. Weiter stromabwärts zerfallen diese großen Turbulenzen in kleinere Wirbelstrukturen. Die großskaligen Turbulenzen bilden ein dominantes Spektrum bei Winkeln zwischen 120° und 160° zur Strahlachse, siehe Bild 3. Zwischen diesem Winkelbereich und dem Bereich der feinskaligen Turbulenzen zwischen 80° und 110° müssen beide Ähnlichkeitsspektren superponiert werden.

3.2. Akustische Analogie

Die akustische Analogie nach Lighthill [7], [5] beschreibt die Schallemissionen von spannungsbehafteten Strömungen. Sie bildet praktisch die Grundlage aller theoretischen Betrachtungen und numerischer Rechenverfahren der Aeroakustik und stellt einen Zusammenhang zwischen allen Quellpositionen $\vec{y}$, Quellzeiten τ und dem beliebigen Beobachtungsort $\vec{x}$ zum Zeitpunkt t dar. Sie basiert auf den Grundgleichungen der Strömungsmechanik (Massenerhaltung, Impulserhaltung und Bewegungsgleichung). Die Analogie setzt die Gesamtlösung der Gleichungen als eine Grundströmung plus kleine Schwankungen an. In großer Entfernung vom Flugzeug, im Fernfeld, kann man die ruhende Atmosphäre als Grundströmung annehmen und die Grundströmung somit bestimmen. Setzt man diesen Ansatz in die Grundgleichungen ein, so erhält man ein (lineares) System von (Wellen-)Gleichungen für die Schwankungen. Die Neuordnung der Gleichungen, ergibt eine neue Gleichung (Gln. 2) auf deren rechten Seite der Quellterm $\Phi(\vec{x}, t)$ auftritt. Die linke Seite ist ein teilweise differenzialer Operator, der die Ausbreitung im hypothetischen Mittel darstellt. Die instationären Strömungsgrößen der CFD-Berechnung werden benutzt, um die Schallquellen der akustischen Analogie zu berechnen. Sind die Schallquellen bekannt, liefert die Lösung der partiellen Differenzialgleichungen das akustische Fernfeld. Die bereits bekannte Grundströmung tritt in diesen Gleichungen in Form von Quelltermen, dem sog. Lighthill-Tensor (Gln. 3) auf. Das Verfahren trennt also die Strömung, die den Schall erzeugt, von der Schallausbreitung.

$$(2) \quad \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_\infty^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = \Phi(\vec{x}, t)$$

$$(3) \quad T_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij} \left(p' - a_\infty^2 \rho' \right) - \sigma_{ij}$$

Die Größen ρ' und p' bezeichnen hierbei Dichte- und Druckschwankungen, $\Phi(\vec{x}, t)$ den Quellterm, T_{ij} den Lighthill'schen Spannungstensor, σ_{ij} den Spannungstensor und δ_{ij} das Kroneckersymbol. Gestrichene Größen α' symbolisieren hierbei Schwankungsanteile, Größen mit Balken $\bar{\alpha}$ sind mittlere Strömungsgrößen. Die Summe aus beiden Anteilen bildet die Gesamtgröße α .

Lighthill's Theorie der akustischen Analogie besagt unter anderem, dass fluktuierende Scherspannungen in der Strömung eines Freistrahls während der Mischungsvorgänge Breitbandlärm erzeugen. Lighthill führt diese Schallerzeugung durch Strömungsvorgänge auf einen akustischen Vorgang zurück, in dem er die stochastischen Strömungserscheinungen in pulsierende Teilchen transformiert (Schallpolmodelle).

Diese Schallpolmodelle liefern die Grundlage zur mathematischen Beschreibung des Problems. Lighthill liefert verschiedene Schallpolmodelle für die unterschiedliche Schallentstehungsmechanismen, welche die Proportionalität der Schallintensität I zur mittleren Strahlggeschwindigkeit c_9 darstellen.

Monopol Atmende Kugel mit kugelsymmetrischen Schallfeld zu einer Punktquelle (Volumenverdrängung) $I \sim c_9^4$

Dipol Schwingende Kugel mit rotationssymmetrischen

Schallfeld zur Dipolachse (Kraftausübung auf das Fluid) $I \sim c_9^6$

Quadrupole Zwei in Gegenphase zueinander schwingende Kugeln (Schubspannungen im Fluid) $I \sim c_9^8$

3.3. Schallberechnung nach Tam&Auriault

Als Grundlage des vorgestellten CAA-Verfahrens dient die Methode von Tam & Auriault [3] zur Vorhersage der Schallemissionen, welches für seine Berechnung lediglich die stationäre Strömung bei der Schallausbreitung berücksichtigt. Eine instationäre Strömung stationär zu betrachten, bedeutet mit gemittelten Werten zu arbeiten. Relevant für das hier angewendete Verfahren ist die Charakterisierung der Turbulenz. Ihre Kennwerte sind die turbulente kinetische Energie und die turbulente Dissipation. Aus der berechneten Turbulenzenergie lässt sich leicht analog zum Gasdruck in der Thermodynamik ein turbulenter Druckterm berechnen. Die mittlere Fluktuation dieses Druckterms ergibt, integriert über das Quellgebiet, die Intensität der Schallemissionen außerhalb des Düsenstrahls. Diese Berechnung erfolgt nach der Methode die von Tam & Auriault 1999 [3] vorgeschlagen wurde. Die Existenz einer Green-Funktion für die Integration des Drucks $p(x, t)$ erleichtert die Berechnung des Schallfelds stark. Als weitere Kenngrößen fließt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in die Berechnung ein. Bei der Turbulenzberechnung ist die Behandlung von feinskaligen Turbulenz ausreichend. Im Gegensatz zu den größeren Turbulenzen erzeugen sie ungerichtete Schallemissionen ausgehend vom Düsenaustritt. Das Schallfeld wird anhand der gemittelten Strömung berechnet. Dies führt wieder zu einem dynamischen System, in dem der Schall sich in dem skalaren Feld als Welle ausbreitet.

In die Berechnung der Quellterme fließen die Verteilung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, die turbulente kinetische Energie k und die turbulente Dissipationsrate ε ein. Diese Kenngrößen ermöglichen eine ausführlichere statistische Quellbeschreibung, die eine große Spanne an Geometrien und Strömungszuständen umfasst. Die Methode nach Tam & Auriault bietet den Vorteil, dass sie das akustische Spektrum an einer Stelle des Fernfeldes direkt anhand der mittleren Strömungsgrößen berechnen kann ohne dass, wie bei der SNGR Methode [8], erst ein künstliches instationäres Turbulenzfeld erzeugt werden muss. Die Berechnung des akustischen Feldes erfolgt wesentlich schneller als bei der Lösung der linearen Euler-Gleichungen (LEE). Das statistische Strahlärmmodell nach Tam & Auriault basiert auf den geänderten linearisierten Euler Gleichungen, die in Zylinderkoordinaten als akustische Gleichungen umgeschrieben wurden. Die Änderungen vernachlässigen die Ausbreitung des Freistrahls ebenso wie die Haupt-Strömungskomponenten. Im Tam & Auriault Modell wird die Kontinuitätsgleichung nicht verwendet, da die Bewegungsgleichung ohne die mittlere Strömung von der Massenerhaltung entkoppelt wird. Eine Eigenschaft des Ansatzes von Tam & Auriault ist es, dass man, anstatt alle Schallquellen der Strömung einzeln zu betrachten (Bild 4b), den Beobachter Schall abstrahlen lässt und die Resultate an den einzelnen Schallquellen misst (Bild. 4a). Dies führt zu einer starken Vereinfachung des Gleichungssystems und reduziert die Anzahl der Gleichungssysteme auf eins. Da der Mean-Flow die Schallausbreitung beugt, ist die adjungte Lösung nicht symmetrisch zur einfachen Lösung. Daher ist eine Umkehrung des Problems nicht trivial.

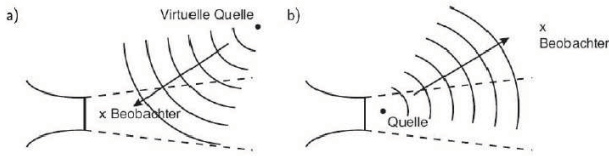


BILD 4. Berechnungsmethoden: a) adjungiertes Problem (Abstrahlung vom Fernfeld in das Quellgebiet) b) Schallabstrahlung aus dem Quellgebiet zum Beobachter, Quelle: [9]

Der Quellterm hängt ausschließlich von den Kennwerten der Turbulenz k und ϵ ab. Um abschließend das akustische Fernfeld berechnen zu können haben, Tam und Auriault [9] eine näherungsweise Korrelationsfunktion beschrieben, welche nach einigen Umformungen und Vereinfachungen einen Ausdruck beschreibt, welcher die spektrale akustische Leistungsdichte im Fernfeld beschreibt (Gleichung 4).

$$(4) \quad S(\vec{x}, \omega) = 4\pi \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{3/2} \cdot \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\hat{q}_s^2 l_s^3}{c^2 \tau_s} \left[\frac{|p_a(\vec{x}_s, \vec{x}, \omega)|^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 l_s^2}{\bar{u}^2 (4 \ln 2)}\right)}{1 + \omega^2 \tau_s^2 \left(1 - \frac{\bar{u}}{a_0} \cos \Theta\right)^2} \right] d\vec{x}_s$$

mit

$$(5) \quad p_a(\vec{x}_s, \vec{x}, \omega) = \frac{-i\omega}{8\pi^2 a_0^2 R} \exp\left(\frac{i\omega}{a_0} (R - x \cos \Theta)\right) \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-i)^m J_m\left(\frac{\omega \sin \Theta}{a_0} r\right) \cos m\phi$$

und

$$(6) \quad \omega = 2\pi f$$

wobei $\vec{x}_s$ der Quellpunkt der Lärmemission, $\vec{x}(R, \Theta, \phi)$ der Messpunkt im Fernfeld, $\bar{u}$ die mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Quellpunkt, a_0 die Umgebungs-Schallgeschwindigkeit, f die akustische Frequenz, ϕ der Azimutal- und Θ der Polarwinkel des Zylinderkoordinatensystems ist. Der Druck p_a (Gl. 5) ist die GREENsche Funktion G , welche die Lösung des adjungten Problems darstellt. Dazu kommen die in Gleichung 4 enthaltenen Größen für:

Charakteristische Länge der feinskaligen Turbulenz

$$(7) \quad l_s = c_l \frac{k^{3/2}}{\epsilon}$$

Charakteristische Zerfallszeit der Turbulenz

$$(8) \quad \tau_s = c_\tau \frac{k}{\epsilon}$$

Intensität der Fluktuation der turbulent kinetische Energie

$$(9) \quad \frac{\hat{q}_s^2}{c^2} = A^2 q^2 = \left(\frac{2}{3} \bar{\rho} k A \right)^2$$

Die Werte für die Dissipationsrate ϵ und die der turbulenten

kinetischen Energie k können mit Hilfe einer CFD-Rechnung mit z. B. dem k - ϵ -Modell berechnet werden. Die Skalierungsgrößen c_l , c_τ und A haben Tam und Auriault [9] empirisch ermittelt:

$$(10) \quad c_l = 0,256 \quad c_\tau = 0,233 \quad A = 0,755$$

Nach Tam und Auriault [3] können durch diese Gleichung sehr gute Ergebnisse für die Vorhersage von Spektren und Richtcharakteristiken für Strahlgeschwindigkeiten $0,4 \leq u_{Strahl}/a_0 \leq 2,0$ und Temperaturbereichen von $1,0 \leq T_{Strahl}/T_0 \leq 5,0$ in einem Winkelbereich von $80^\circ < \Theta < 110^\circ$ zur Symmetrieachse des Strahls erzielt werden.

Ein Nachteil der Methode von Tam & Auriault ist die Tatsache, dass bei der Schallberechnung lediglich die Komponente berechnet wird, bei der die feinskalige Turbulenz die Schallquelle darstellt. Für die Schallemissionen im Winkelbereich um $\Theta \approx 90^\circ$ zur Strahlachse, wird für die runde Düse eine gute Übereinstimmung mit den Experimentaldaten erreicht. Hier dominieren die Schallemissionen aus der feinskaligen Turbulenz. Jedoch liegt üblicherweise das Pegelmaximum bei $\Theta \approx 60^\circ$. Dort dominiert zumeist die Schallkomponente, bei der die großskalige Turbulenz die Schallquelle darstellt [s. Bild 2). In diesem Fall wird die Theorie von Tam & Auriault ungenau. Für die Berechnung der großskaligen Turbulenz müssen ebenfalls instationäre Effekte der Wirbelbildung berücksichtigt werden.

4. AUFBAU DES NUMERISCHEN VERFAHRENS

4.1. Eigenschaften

Auf der Grundlage dieses Ansatzes wurde das Verfahren gestaltet. Für die RANS Berechnung wird "ANSYS CFX™" verwendet und für die anschließende Berechnung des akustischen Spektrums nach [3] wird ein Inhouse-Code verwendet. Besonders bei der Gestaltung des Gitternetzes stellte sich die Herausforderung bei einer möglichst geringen Anzahl von Gitterpunkten, die Verwendbarkeit für jeden Design-Fall sicherzustellen, ohne dass das Gitter für jeden Fall neu angepasst werden muss. Das verwendete Gitternetz verbindet sowohl strukturierte wie auch unstrukturierte Elemente bei einer Anzahl von Gitterpunkten zwischen 500.000 und 1.000.000. Die sehr geringe Anzahl an erforderlichen Iterationsschritten (<300) bis zur Konvergenz bescheinigt zudem eine hohe Güte des Gitternetzes. Sowohl die Residuen als auch die für die akustische Vorhersage relevante Kenngröße "gesamte turbulente kinetische Energie" konvergieren schon nach etwa 100 Iterationsschritten. Auf sechs modernen Intel XEON™ Prozessoren des institutseigenen Hochleistungsrechners wird für die Berechnung eines Design-Falls nur etwa eine Stunde benötigt. Dies ermöglicht es, hinsichtlich des Düsen-Designs mehrdimensionale Parameterstudien in einem akzeptablen Zeitraum durchzuführen.

4.2. Variierbares Düsen-Design

Es wird ein CAD-Schubdüsenmodell verwendet, dessen Geometrie über die Einstellung bestimmter Parameter sehr vielseitig variiert werden kann. Das Design des Düsenmodells ist an die Formgebung von Blütenmischern angelehnt. Die Schubdüse kann an ihrem Austritt mit Lamellen bzw. Zacken versehen werden, die den Mischungsvorgang der schnellen Abgase mit der Umgebungsluft beschleunigen. Dem entspre-

chend werden als Design-Parameter unter anderem das Größenverhältnis sowie die Anzahl der Lamellen bzw. Zacken verwendet (s. Tabelle 1). Die Geometrie ist weiterhin so gestaltet, dass die Änderung der Formparameter keinen Einfluss auf die Querschnittsfläche des Düsenaustritts hat. So bleiben unterschiedliche Düsengeometrien trotz sehr unterschiedlicher Formgebung vergleichbar. Zur Veranschaulichung der Möglichkeiten hinsichtlich der Geometrievierungen sind in Bild 5 einige Design-Fälle dargestellt.

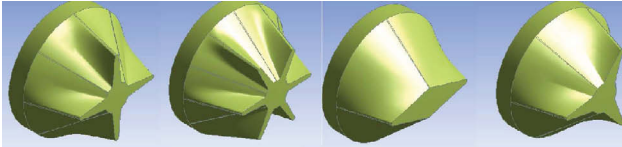


BILD 5. Fall-Beispiele des variierbaren Düsen-Designs

4.3. Ein- und Ausgangsparameter

Als Eingangsgrößen dienen die Formparameter des Düsenmodells, sowie die strömungstechnischen Randbedingungen. Als Ausgangsparameter dienen sowohl die berechneten Schallpegel als auch weitere, für Analyse und Optimierung notwendigen Größen.

Eing.-Parameter		Wertebereich
r_{eq}	Äquivalenter Radius[mm]	10 ... 40
n_{tab}	NumberOfTabs	0 ... 12
k	OuterRadiusRatio	1 ... 3
r_i^*	InnerRadiusRatio	0 ... 1
$\gamma_{s,t}^*$	SpaceAngleRatio	0 ... 1
$\gamma_{s,1}^*$	TabPositionRatio	0 ... 1
Eing.-Randbedingung		Wertebereich
$\dot{m}$	Massenstrom [kg/s]	0 ... 1
InT_t	Totaltemperatur [K]	300...900
p_0	Umgebungsdruck [Pa]	101330
T_0	Umgebungstemperatur [K]	300
Ausg.-Parameter		Wertebereich
OASPL	Gesamtschallpegel [dB]	$-\infty \dots 200$
SPL(f)	Spektraldichte [dB/Hz]	$-\infty \dots 170$
c_9	Strahlggeschwindigkeit [m/s]	0...900
Ma_9	Strahl-Machzahl [K]	0...1,2
π_{neff}	Eff.Totaldruckverhältnis	0...1

TAB 1. Die Ein- und Ausgangsparameter mit deren Wertebereichen

4.4. Adaptives Gitternetz

Damit man für jeden Design-Fall (mit jeweils veränderten Geometrieparametern) nicht jedesmal von Hand ein neues Gitternetz für die CFD-Berechnung erstellen muss, wird ein adaptives Gitternetz verwendet, welches sich automatisch an die eine veränderte Düsengeometrie anpasst. Das Gitternetz, welches in Bild 7 dargestellt ist, enthält sowohl strukturierte wie auch unstrukturierte Elemente. Die strukturierten Bereiche des Gitternetzes sind vor Allem dort eingebracht, wo eine hohe turbulente kinetische Energie zu erwarten ist. Dies ist im Wesentlichen innerhalb der Scherschicht von Freistrah

und Umgebungsströmung der Fall. Ausgehend von der Ringlinie, die vom Düsenaustritt hervorgeht, befindet sich ein Übergangsstück und ein röhrenförmiger, in Stromrichtung gezogener Bereich mit einem höher aufgelösten strukturierten Gitter. Bei komplexeren Düsengeometrien geht die Form des Übergangsstücks erst allmählich in Stromrichtung in einen Kreisquerschnitt über. Die Größenverhältnisse der unterschiedlichen Teilstücke sind so justiert, dass sich die Bereiche hoher Turbulenzentstehung immer innerhalb der hoch aufgelösten Gitterbereiche befinden. Die unstrukturierten Bereiche dienen hauptsächlich dazu, einen flexiblen Puffer um die strukturierten Bereiche zu bilden. Gerade, wenn aufgrund der variablen Formgebung sich Größenverhältnisse verschieben, bietet das unstrukturierte Gitter viel bessere Anpassungseigenschaften. Innerhalb des Übergangsstücks sowie im Freistrah-Bereich ist das Gitter hoch aufgelöst. Im Umgebungsbereich ist das Gitter niedrig aufgelöst. Die unterschiedlichen Bereiche des Gitternetzes, insbesondere das Teilstück, variieren in ihrer Formgebung in Abhängigkeit zur Düsengeometrie. So kommt es auch, dass die Anzahl an Gitterpunkten abhängig von der Düsengeometrie nicht konstant bleibt. Wichtig ist in dem Zusammenhang, dass die Unabhängigkeit der Schallfeldberechnung von den Eigenschaften des Gitternetzes gewährleistet bleibt. Eine Netzunabhängigkeitsstudie hat belegt, dass dies für jeden erdenklichen Design-Fall stimmt. Bild 6 zeigt, wie sich die für verschiedene Frequenzen vorausgesagten Schallpegel in Abhängigkeit zur Anzahl der Gitterpunkte entwickeln. Bei einer genügend hohen Anzahl an Gitterpunkten konvergieren die Pegel. Es ist nicht notwendig die Gitterauflösung darüber hinaus zu erhöhen.

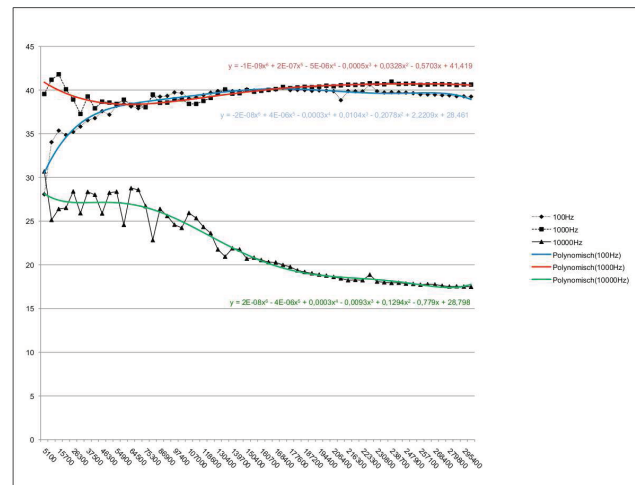


BILD 6. Netzunabhängigkeit

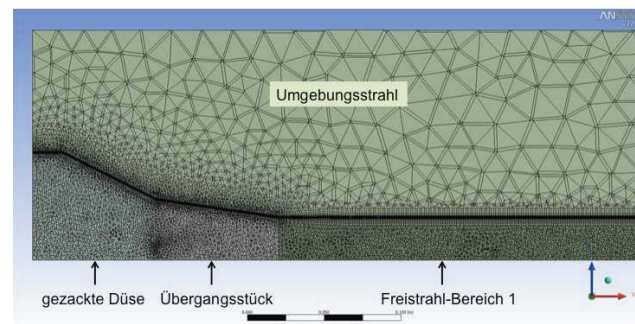


BILD 7. Gestaltung des Gitternetzes

5. VALIDIERUNG DES VERFAHRENS

Zur Validierung des Verfahrens wurden zwei experimentelle Datensätze von Tanna [10] und Ahuja [11] verwendet. Es handelt sich hierbei um Lärmessungen an einem Düsenstrahl im Unterschallbereich, die bei Laborbedingungen durchgeführt wurden. In beiden Fällen wurde eine gewöhnliche konvergente Düse verwendet mit einem Anfangsdurchmesser $D = 355,6$ mm bzw. $D = 610,5$ mm und einem Austrittsdurchmesser $d = 50,8$ mm bzw. $d = 38,6$ mm. Der Bereich vor der Düse stellt das Druckreservoir dar. Die Abmessungen wurden so gewählt, um sicher zu stellen, dass alle für die Schallentstehung relevanten turbulenten Strömungsgebiete dargestellt werden. Der Messpunkt befindet sich senkrecht zur Strömungsachse ($\Theta = 90^\circ$) in einer Entfernung von $R = 3,6576$ m bzw. $R = 1,8288$ m. Die strömungstechnischen Randbedingungen sind in beiden Fällen die normalen Außenbedingungen ($p_0 = 101330$ Pa, $T_0 = 297$ K). Für die Validierung des Verfahrens wurden drei Fälle des Datensatzes von Tanna mit den Machzahlen 0,5; 0,7; und 0,9 am Austrittsquerschnitt und zwei Fälle des Datensatzes von Ahuja mit den Machzahlen 0,5 und 0,7 simuliert. Für die Einstellungen der RANS-Berechnung in "ANSYS CFX" wurde das SST-Trübungsmodell gewählt. In der Simulation wird die Strahlgeschwindigkeit und Machzahl über den Massenstrom geregelt. Dies ist umständlich, da aufgrund der Strahlkontraktion der reale Austrittsquerschnitt kleiner ist als theoretisch berechnet. Die aus der Simulation vorhergesagten Schallemissionen liegen als spektrale Leistungsdichte (Schmalbandspektrum) $S = f(\omega)$ vor. Die Einheit der Ausgabe ist $\text{Pa}^2/\text{s}^{-1}$. Die Ergebnisse von Tanna [10] und Ahuja [11] sind als Terz-Pegel-Spektrum dargestellt. Die Umrechnung der spektralen Leistungsdichte in Terz-Pegel der Mittenfrequenz f_m erfolgt nach Gleichung (11)

$$(11) \quad SPL_{Terz}(f_m) = 10 \log \frac{2b_{Terz}S(\omega)}{p_{ref}^2}$$

mit der relativen Breite einer Terz $b_{Terz} = 0,26$ und dem Referenzdruck $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa. Die Ergebnisse der Simulation im Vergleich zu den Experimentaldaten sind auf den Bildern 8 bzw. 9 dargestellt.

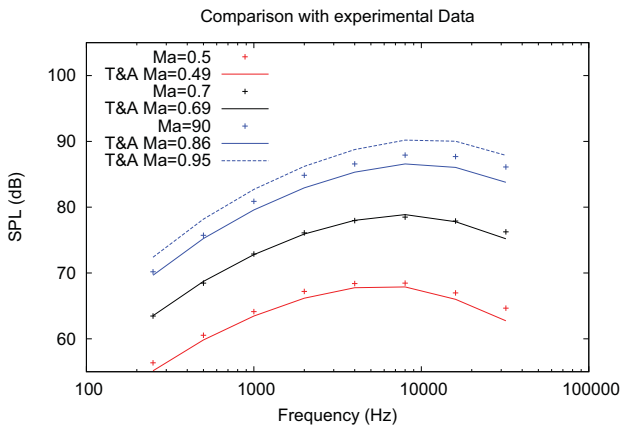


BILD 8. Vergleich von Simulationsergebnissen mit den Experimentaldaten von Tanna [10]

Die qualitative und quantitative Tendenz der Simulation

weist eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen auf. Abweichungen in der Machzahl erklären leichte Unterschiede bei der Simulation von Tannas Experiment. Beim Datensatz von Ahuja ist der Verlauf des Spektrums unregelmäßiger. Diese Unregelmäßigkeiten vermag die Simulation nicht wiederzugeben. Jedoch stimmen die Spektren auch hier tendenziell noch recht gut überein. Die meisten in der Literatur verfügbaren Daten behandeln vornehmlich kreisrunde Düsen. Experimentaldaten zu alternativen Geometrien sind schwer erhältlich wenn auch vorhanden. Es wurden dort zu meist Chevron-Düsen untersucht. In einigen Fällen [12], [13] konnte schon gezeigt werden, dass das Vorhersageverfahren nach Tam & Auriault geeignet ist die Lärminderung vorherzusagen, die durch Anbringen von Chevrons zu erwarten ist.

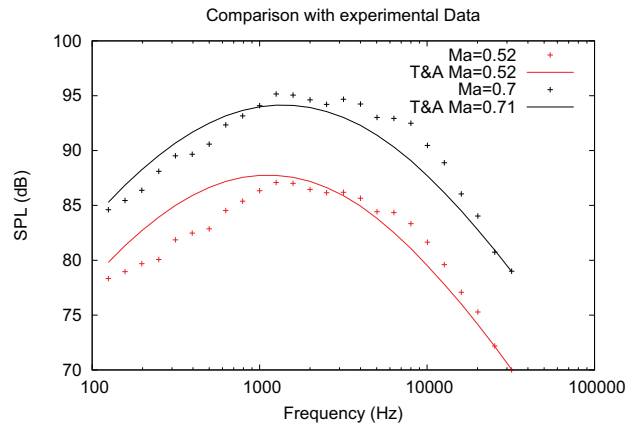


BILD 9. Vergleich von Simulationsergebnissen mit den Experimentaldaten von Ahuja [11]

6. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

6.1. Topologie des Quellterms

Die Schallemissionen einer Düsenströmung sind, wie bereits ausführlich erläutert, in hohem Maße von den turbulenten Strömungsgrößen abhängig. Welche Pegel bzw. Frequenzen tatsächlich im Quellgebiet dominieren, kann durch die genauere Betrachtung der Gleichung 4 festgestellt werden. Nachfolgend wird das Maximum des Integranden in Gleichung 12 berechnet. Dazu definieren wir die Quellstärke-Funktion $Q(\omega)$ für einen beliebigen Punkt des Quellgebiets. Zunächst werden zwei Fälle unterschieden: $\omega \ll 1/\tau_s$ und $\omega \gg 1/\tau_s$.

$$(12) \quad Q(\omega) = \frac{\hat{q}_s^2 l_s^3}{c^2 \tau_s} \frac{|p_a(\vec{x}_s, \vec{x}, \omega)|^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 l_s^2}{\bar{u}^2 (4 \ln 2)}\right)}{1 + \omega^2 \tau_s^2 \left(1 - \frac{\bar{u}}{a_\infty} \cos \Theta\right)^2}$$

Wenn $\Theta = 90^\circ$, gilt für den Nenner:

$$(13) \quad \begin{aligned} \omega \ll 1/\tau_s &\Rightarrow 1 + \omega^2 \tau_s^2 \left(1 - \frac{\bar{u}}{a_\infty} \cos \Theta\right)^2 \approx 1 \\ \omega \gg 1/\tau_s &\Rightarrow 1 + \omega^2 \tau_s^2 \left(1 - \frac{\bar{u}}{a_\infty} \cos \Theta\right)^2 \approx \omega^2 \tau_s^2 \end{aligned}$$

Das heißt für den ersten Fall ($\omega \ll 1/\tau_s$), dass die Funkti-

on $Q(\omega)$ im Wesentlichen ohne Nenner geschrieben werden kann. Weiterhin gilt für den Regelfall wo $1/\tau_s \ll 2\sqrt{\ln 2} \frac{\bar{u}}{l_s}$,

$$\exp\left(-\frac{\omega^2 l_s^2}{\bar{u}^2 (4 \ln 2)}\right) \approx 1.$$

Gleichung 12 reduziert sich dann auf

$$Q(\omega) = \frac{q_s^2 l_s^3}{c^2 \tau_s} |p_a(\vec{x}_s, \vec{x}, \omega)|^2.$$

Vereinfachend kann angenommen werden, dass $|p_a(\vec{x}_s, \vec{x}, \omega)|^2$ zu ω^2 proportional ist. So gilt für kleine ω :

$$Q(\omega) \sim \frac{q_s^2 l_s^3}{c^2 \tau_s} \omega^2$$

oder

$$Q(\omega) \sim \frac{k^{11/2}}{\varepsilon^2} \omega^2.$$

Für den zweiten Fall, wenn $(\tau_s \ll \omega \ll 2\sqrt{\ln 2} \frac{\bar{u}}{l_s})$, so gilt in analog dazu

$$Q(\omega) \sim k^{9/2}.$$

In diesem Bereich erreicht die Funktion $Q(\omega)$ ihr Maximum, denn sobald $\omega \gg 2\sqrt{\ln 2} \frac{\bar{u}}{l_s}$, strebt der exponentielle Faktor schnell gegen 0. Wesentlich für den Quellterm ist der Beitrag von $Q(\omega)$, wenn dieser entweder sehr groß ist oder er sich über ein großes Gebiet im Strömungsgebiet erstreckt. Zu einem bestimmten Punkt innerhalb des Quellgebiets wird eine maximale Verstärkung einer bestimmten Frequenz erreicht wenn $\tau_s \ll \omega \ll 2\sqrt{\ln 2} \frac{\bar{u}}{l_s}$. Die Einheit des Proportionalitätsfaktors $k^{9/2}$ ist $(\text{m/s})^9$. Dies ist interessant, da nach Lighthill [7] die Quadrupol-Schallleistung der Düsenströmung proportional zu $\bar{u}^8$ ist.

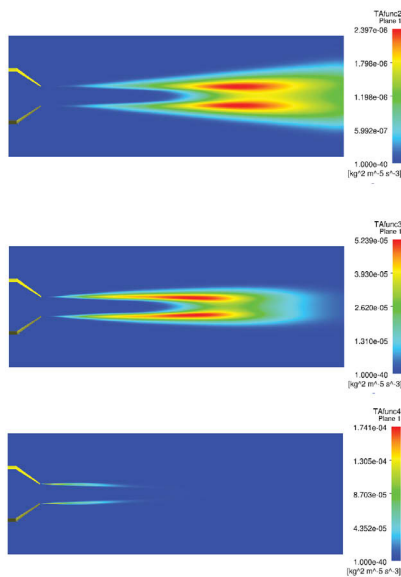


BILD 10. Quellstärkeverteilung bei 100 Hz, 1000 Hz und 10000 Hz

Die Verteilung der Quellstärke steht klar in Abhängigkeit der turbulenten kinetischen Energie k und dessen Verteilung

(vergl. Bild 11 unten). Die Verteilung von k macht ebenfalls deutlich, dass die Scherschicht zwischen der Düsenströmung und der ruhenden Umgebung der Bereich ist, wo nicht nur k sondern auch die Quellstärke Q am größten ist. Dies zeigt, dass nur über die Beeinflussung der turbulenten kinetischen Energie eine Wirkung auf den Schallpegel erzielt werden kann. Dies entspricht dem Bereich, in dem sich die Scherschicht befindet. Die topologischen Eigenschaften des Quellgebiets werden noch klarer deutlich, wenn $Q(\omega)$ für ein bestimmtes ω dargestellt wird (s. Bild 10). Es fällt auf, dass hohe Schallfrequenzen vornehmlich am Düsenaustritt entstehen, tiefere Schallfrequenzen entstehen dagegen weiter hinten in der Düsenströmung. Dies liegt daran, dass die Dissipationsrate ε direkt am Düsenaustritt am höchsten ist. Die Dissipationsrate ε wirkt mehr auf die Schallfrequenz als auf den Schallpegel.

Bild 11 (mitte) zeigt innerhalb eines Längsschnittes der Düsenströmung den Wert von $\omega_{max}/2\pi[\text{Hz}]$, d.h. die maximale verstärkte Schallfrequenz wobei $\omega_{max} = \sqrt{\ln 2} \frac{\bar{u}}{l_s}$. Bild 11 verdeutlicht ebenfalls, dass die topologischen Eigenschaften der Strömungskenngrößen stark von der Düsengeometrie beeinflusst werden. Im Gegensatz zur runden Düse 11 (links), wird bei einer lamellierten Düse 11 (rechts), der Düsenstrahl stark mit dem Umgebungsstrahl vermischt. Die Folge ist eine Erhöhung der Frequenz ω_{max} sowie der turbulenten kinetischen Energie k . Die Auswirkungen auf das akustische Spektrum werden weiter unten erläutert.

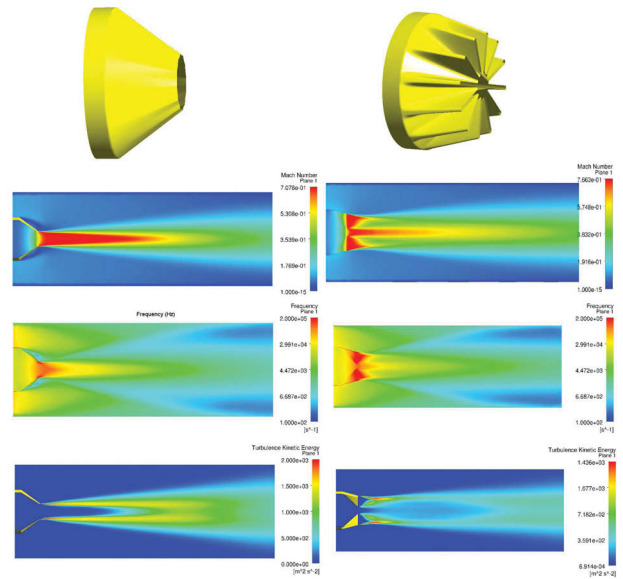


BILD 11. Einfluss der Geometrie auf die Strömungseigenschaften (Machzahl, T&A-Frequenz, turbulente kinetische Energie)

6.2. Schallspektren

Aus der Berechnung des Integrals aus Gleichung 4 folgt die spektrale Dichteverteilung $S(R, \Theta, 0, f)$ wobei $R = 3,6576 \text{ m}$ und $\Theta = 90^\circ$ entsprechend der Experimentaldaten aus [10] gesetzt werden. Die Verteilung folgt einer Kurve, die charakteristisch ist für breitbandige Geräusche. Es ist ausreichend, im relevanten Frequenzbereich (125 Hz - 64 kHz) nur jede Oktave darzustellen, um den Verlauf der spektralen Dichtever-

teilung aufzuzeigen. Nachdem bei der Validierung des Verfahrens schon die spektrale Dichteverteilung für eine runde Düse berechnet wurde, kann diese nun zum Vergleich mit anderen Düsengeometrien herangezogen werden. Die Anbringung von Lamellen oder Zacken an der Düse führt zu einer Lärmreduzierung durch aggressive Durchmischung an der Düsenhinterkante. In Bild 12 ist dieser Effekt dargestellt. Die Spektren der Design-Fälle mit starker bis extremer Lamellierung bei $Ma = 0,7$ weisen eine Reduzierung des Schallpegels gegenüber den Spektren einer runden Düse bei $Ma = (0,6; 0,64; 0,68; 0,71)$ auf. In Bild 13 sind die dazu gehörigen Geometrien dargestellt. Die Lamellierung führt zu einer starken Durchmischung des Strahls an der Düsenhinterkante. Unmittelbar dahinter ist turbulente kinetische Energie k die turbulente Dissipationsrate ε erhöht. Dies hat zur Folge, dass sich die spektrale Dichteverteilung in Richtung höherer Frequenzen verlagert und der Schallpegel insgesamt kleiner wird.

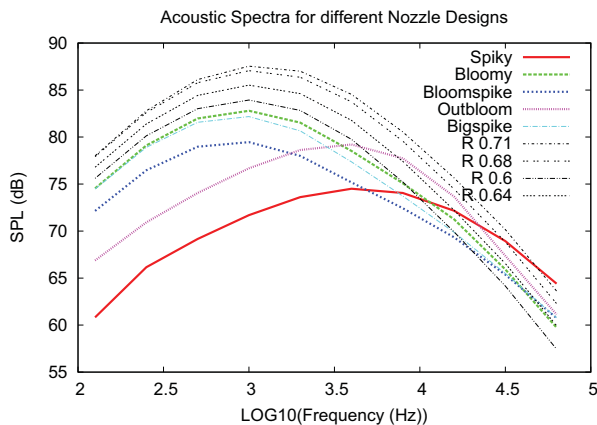


BILD 12. Spektrale Dichteverteilung unterschiedlicher Düsengeometrien

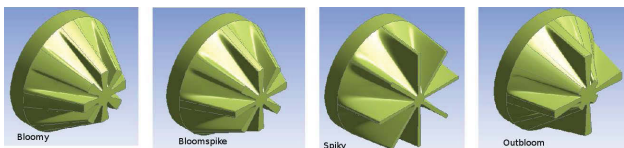


BILD 13. Lamellierte Düsengeometrien "Bloomy", "Bloomspike", "Spiky", "Outbloom",

Ob der Effekt der Lärmreduzierung quantitativ richtig vorhergesagt wird, kann nur durch den Vergleich mit Experimentaldaten gezeigt werden, was hier nicht möglich ist. Doch allein schon die qualitative Aussage bestätigt, dass das Verfahren geeignet ist, die Wechselwirkung zwischen Düsengeometrie und akustischem Emissionsspektrum zu beleuchten.

6.3. Anwendung der Jet-Noise Theorie

Für diese Untersuchung wurde Lighthills ursprüngliche Strahlärm-Formel (Gleichung 14) erweitert. Diese Formel

stellt einen Zusammenhang zwischen globalen Strömungseigenschaften eines Düsenstrahls und den dazugehörigen Schallemissionen dar. Ein solcher Zusammenhang kann sowohl auf analytischem als auch auf empirischen Wege ermittelt werden. Das Ergebnis sind zumeist einfache Formeln, die es ermöglichen, bei gegebenen Strömungskenngrößen den Gesamtschalldruckpegel von Strahlärm abzuschätzen. Ein CFD/CAA Verfahren, welches nur mit dieser rechnerischen Methode arbeitet, bestünde lediglich aus einer CFD Berechnung mit anschließender Abschätzung der Schalleistung P_{ac} . Es stellt sich nun die Frage, ob die Jet-Noise Theorie anwendbar bleibt, wenn die Schallemissionen nach der Methode von Tam & Auriault berechnet wurden.

Nach Lighthill [5] gilt für kalte Düsenstrahlen:

$$(14) \quad P_{ac} = K \rho_0 a_0^{-5} c_9^8 d^2$$

bzw. für warme Düsenstrahlen:

$$(15) \quad P_{ac} = K \rho_0 a_0^{-5} c_9^8 d^2 \left(\frac{\rho_9}{\rho_0} \right)^2$$

Wobei der Schalleistungskoeffizient K ein jeweils von der Düsengeometrie abhängiger Faktor ist. Wie Lighthill vermutete, liefert diese Formel lediglich einen Schätzwert für den Strahlärm. Schon bei unterschiedlichen Austrittsflächen variiert der Wert von K . Typischerweise liegt K zwischen $0,3 \cdot 10^{-4}$ und $1,2 \cdot 10^{-4}$ [5]. Trotz der Ungenauigkeit von K erweist sich eine umgestaltete Schätzformel als sehr praktisch für die Designanalyse veränderlicher Düsengeometrien. Es sei:

$$(16) \quad P_{ac} = K' \rho_0 a_0^{-5} c_9^8 d^2 \left(\frac{\rho_9}{\rho_0} \right)^a \left(\frac{A_9}{A_0} \right)^b \left(\frac{c_9}{a_0} \right)^c$$

setzt man Gl. 14 mit Gl. 16 gleich, erhält man mit

$$(17) \quad K = K' \left(\frac{\rho_9}{\rho_0} \right)^a \left(\frac{A_9}{A_0} \right)^b \left(\frac{c_9}{a_0} \right)^c$$

eine verallgemeinerte Definition des Schalleistungskoeffizienten. Die Größen $\rho_0 A_0 a_0$ dienen lediglich dazu, die Dimensionsfreiheit von K zu erhalten. Praktischer Weise setzen wir $A_0 = 0,00203 \text{ m}^2$. Dies entspricht der hier am häufigsten verwendeten Austrittsfläche. Leicht ist erkennbar dass $K = K'$ falls $a = b = c = 0$. Bei diesem Sonderfall reduziert sich die Gleichung demnach auf den ursprünglichen Fall. Die Ergebnisse der Berechnungen zeigen allerdings, dass im Regelfall $K \neq K'$ und die Exponenten $a, b, c \neq 0$. K' sowie die Exponenten a, b, c können über eine lineare Regression angenähert werden. Idealerweise würde man erwarten $K' \approx K$, $a \approx 2$, $b \approx 0$, $c \approx 0$, da dies in etwa Lighthills Ergebnis aus Gleichung 15 wiedergibt.

Auf dieser Grundlage wurden für eine runde Düsengeometrie diverse Berechnungsreihen durchgeführt. Betrachtet wird zunächst der Fall einer annähernd runden Düse. Veränderlich sind die Fläche des Austrittsquerschnitts A (über die Variation des äquivalenten Radius $r_{eq} \in [20 \text{ mm} - 30 \text{ mm}]$), die Totaltemperatur am Düsen Eintritt $InT_t \in [300 \text{ K} - 900 \text{ K}]$ und der Massenstrom $\dot{m} \in [0,45 \text{ kg/s} - 0,55 \text{ kg/s}]$. Über die Einstellung der dazugehörigen Eingangsparameter realisiert das Düsenmodell die gewünschte Geometrie.

Um nicht für das gesamte drei dimensionale Parameterfeld übermäßig viele Designpunkte berechnen zu müssen, wurden zunächst jeweils 30 Designpunkte für eine konstante Totaltemperatur InT_t bei variablen $\dot{m}$ und R_{eq} berechnet. Anschlie-

ßend wurden jeweils 30 Designpunkte für einen konstanten äquivalenten Radius R_{eq} bei variablen $\dot{m}$ und $InT_t K$ berechnet. Tabelle 2, 3 zeigen die berechneten Regressionsparameter. In beiden Fällen sind diese immer in der nach Lighthill [5] vorausgesetzten Größenordnung. Im Fall mit $InT_t = konst.$, zeigt sich mit höheren InT_t ein größerer Exponent a . Dies spiegelt die Empfindlichkeit der Schallemissionen gegenüber Dichteänderungen wieder. Im Fall mit $r_{eq} = konst.$, nimmt a einen relativ stabilen Wert um 1,5 an. Die Abhängigkeit der Schalleistung vom Austrittsquerschnitt konnte nur dort berechnet werden wo dieser auch veränderlich ist, also im Fall mit $InT_t = konst.$. Der Exponent zeigt lediglich eine geringe Abweichung von 0. Somit ist Gleichung 14 bestätigt. Die Abhängigkeit der Schalleistung von der Strahlgeschwindigkeit c_9 wird vom Exponenten c beschrieben. Auch hier zeigt sich nur eine geringe Abweichung von 0. Bei hohen Machzahlen und damit verbundenen Dichteschwankungen variiert c in einem Bereich von -0.4 bis 0.4 . Lighthill [7] beschreibt in seiner akustischen Analogie die Schalleistung als Kombination von Monopolen, Dipolen und Quadrupolen (s. Abschnitt 3.2). Es ist deshalb anzunehmen, dass bei höheren Temperaturen ein immer größerer Anteil an Dipolquellen an der Schallentstehung beteiligt wird und dabei der Exponent c kleiner wird. Bilder 14 und 15 zeigen die Abhängigkeit von OASPL von c_9 mit logarithmischer x-Skala.

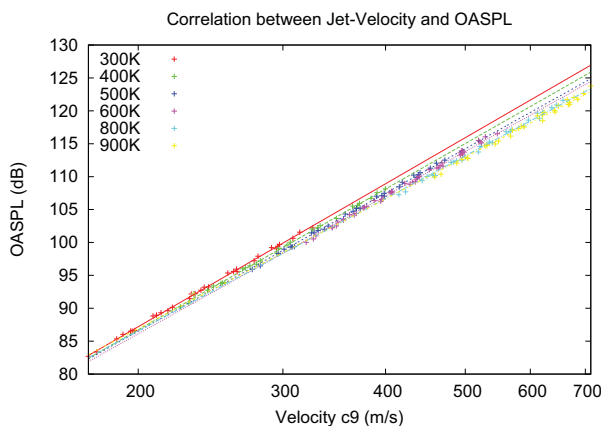


BILD 14. Gesamtschallpegel (OASPL) in Abhängigkeit zur Strahlgeschwindigkeit c_9 bei konstanten Eintrittstotaltemperaturen InT_t

Trotz der Tatsache, dass die berechneten Punkte drei variierbare Parameter besitzen, streuen sie nur ganz gering entlang einer Geraden. Die jeweils 30 Design-Punkte einer Reihe wurden durch die Formel $10\alpha \log_{10}(c_9) + \beta$ nach α und β angenähert. Diese sind in den Bildern 14 und 15 als Geraden dargestellt. Die starke Abhängigkeit der Schalleistung P_{ac} von c_9 ist so dominant, dass näherungsweise geschrieben werden kann:

$$P_{ac} \sim c_9^{(8+c)}$$

In diesem Zusammenhang ist es auch interessant, die Steigung α der angenäherten Geraden zu untersuchen. Es stellt sich heraus, dass in den Fällen aus Bild 14 und 15 $\alpha \approx 8 + c$. Obwohl die Theorie von Tam & Auriault und die von Lighthill von Grund verschiedenen Mechanismen der Schallentstehung in Düsenstrahlen ausgehen, ist anhand der hier vorgestellten

Ergebnisse ein klarer nichttrivialer Zusammenhang zwischen beiden Theorien zu erkennen. Die Jet-Noise Theorie nach Lighthill [5] bleibt also nicht nur gültig, sondern mit der verallgemeinerten Formel 16 kann die Jet-Noise Theorie auch auf unterschiedlichste Düsenkonfigurationen angewendet werden. Alle Ermittelten Werte K' , a , b , c liefern wertvolle Informationen über die Emissionseigenschaften des jeweilig untersuchten Düsendesigns abhängig von dessen Durchströmung.

InT_t	K'	a	b	c
300 K	$0,495 \cdot 10^{-4}$	0,79	-0,153	-0,135
400 K	$0,435 \cdot 10^{-4}$	1,37	-0,167	-0,079
500 K	$0,413 \cdot 10^{-4}$	1,52	-0,139	-0,122
600 K	$0,787 \cdot 10^{-4}$	2,43	-0,158	-0,432
800 K	$1,061 \cdot 10^{-4}$	2,45	-0,079	-0,314
900 K	$1,939 \cdot 10^{-4}$	2,98	0,074	-0,340

TAB 2. Regressionsparameter bei konstanten Eintrittstotaltemperaturen InT_t

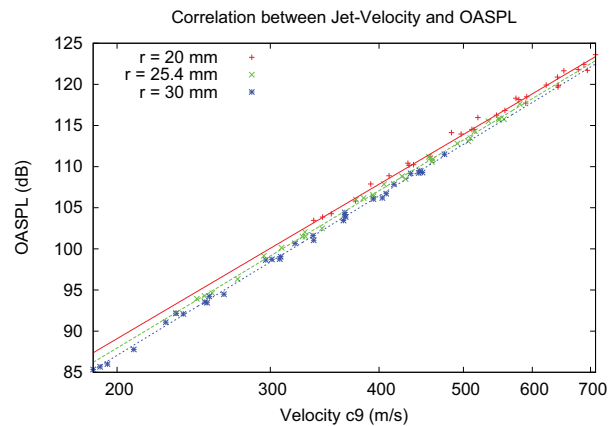


BILD 15. Gesamtschallpegel (OASPL) in Abhängigkeit zur Strahlgeschwindigkeit c_9 bei konstanten Austrittsquerschnittsflächen A

r_{eq}	K'	a	b	c
20 mm	$0,473 \cdot 10^{-4}$	1,65		0,311
25,4 mm	$0,437 \cdot 10^{-4}$	1,44		-0,086
30 mm	$0,401 \cdot 10^{-4}$	1,37		-0,172

TAB 3. Regressionsparameter bei konstanten Austrittsquerschnittsflächen A

6.4. Erweiterte Schallpegelabschätzung

Für die weitere Charakterisierung des Einflusses der Düsengeometrie auf die Schallemissionen genügt es nicht nur einzelne wenige Design-Fälle zu simulieren. Um ein regelmäßiges Verhalten zu beschreiben, soll gezeigt werden, wie sich eine kontinuierliche Änderung bestimmter Geometrieparameter auf das akustische Spektrum auswirkt. Dies wird nicht nur

anhand des Gesamtschallpegels betrachtet, sondern auch anhand der frequenzabhängigen Anteile. Analog zum vorherigen Abschnitt wurde für zwei unterschiedliche Düsengeometrien ein dreidimensionales Parameterfeld mit jeweils 30 Design-Punkten berechnet ($r_{eq} \in [20 \text{ mm} - 30 \text{ mm}] \times \ln T_t \in [300 \text{ K} - 900 \text{ K}] \times \dot{m} \in [0,45 \text{ kg/s} - 0,55 \text{ kg/s}]$). Einmal für eine runde Düse (s. Bild 11 links) und einmal für eine lamellierte Düse (s. Bild 11 rechts). Es stellt sich heraus, dass die zuvor beschriebene dominante Abhängigkeit von c_9 und OASPL auch für c_9 und einzelne Frequenzen im akustischen Spektrum gültig ist. In den Bildern 16 und 17 sind die spektralen Leistungsdichten von 100 Hz, 1000 Hz und 10000 Hz in Abhängigkeit zu c_9 dargestellt. Auch hier streuen die berechneten Werte nur leicht um die nach α und β angenäherten Kurven des Typs $10 \alpha \log_{10}(c_9) + \beta$. Die angenäherten Geraden erlauben Rückschlüsse auf die Eigenschaften des akustischen Spektrums einer bestimmten Düsengeometrie für sämtliche strömungstechnischen Randbedingungen. So erkennt man etwa bei der runden Düsenform (Bild 16), dass mit größerer Strahlgeschwindigkeit c_9 der Pegelanteil der Frequenzen um 10000 Hz stärker zunehmen als bei 100 Hz oder 1000 Hz. Bei der lamellierten Düsenform hingegen verhält sich das akustische Spektrum unterschiedlich. Bei Frequenzen um 100 Hz streuen die Werte deutlich mehr um die gefittete Gerade als bei der runden Düse. Doch auch hier kann das akustische Spektrum gut charakterisiert werden. Im Vergleich zur runden Düse werden bei niedrigen c_9 die niedrigeren Frequenzen 100 Hz und 1000 Hz gedämpft. Mit zunehmendem c_9 werden dann zunehmend höhere Frequenzen gedämpft und weniger die niedrigen. In Tabelle 4 sind die Regressionsparameter α und β für die beiden Fälle zusammengefasst.

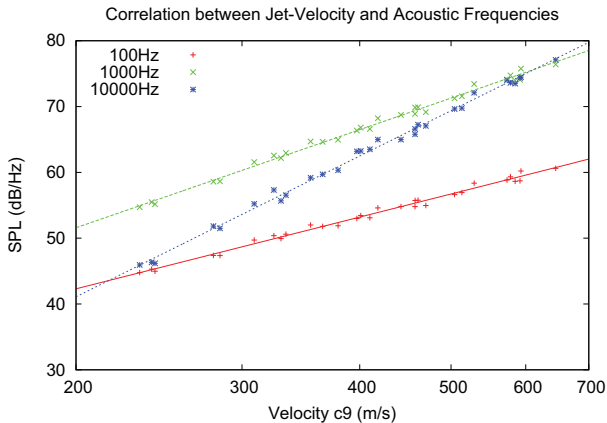


BILD 16. Spektrale Dichte SPL in Abhängigkeit zur Strahlgeschwindigkeit c_9 für unterschiedliche Frequenzen bei einer runden Düsengeometrie

	100 Hz	1000 Hz	10000 Hz
α_{rund}	3,62	4,95	7,10
α_{lamell}	4,50	6,05	6,11
β_{rund}	-41.05	-62.32	-122.46
β_{lamell}	-67.60	-95.07	-101.91

TAB 4. Vergleich der Regressionsparameter bei unterschiedlichen Düsengeometrien ($r_{eq} = const$)

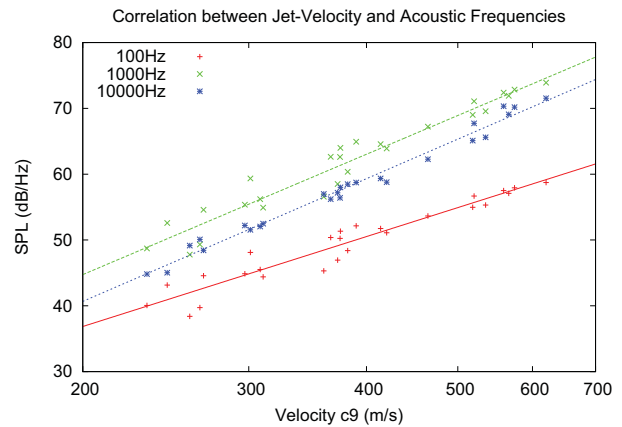


BILD 17. Spektrale Dichte SPL in Abhängigkeit zur Strahlgeschwindigkeit c_9 für unterschiedliche Frequenzen bei einer lamellierten Düsengeometrie

Auf ähnliche Weise kann jede in den Parametergrenzen befindliche Geometrie untersucht werden. Der große Vorteil dieser Methode ist die geringe Anzahl an tatsächlich zu berechnenden Fällen für jedes spezifische Düsen-Design. Die strömungstechnischen Randbedingungen lassen sich anhand der gefitteten Geraden verallgemeinern und das akustische Spektrum kann für jede bestimmte Düsengeometrie charakterisiert werden.

6.5. Optimierung der Düsengeometrie

Für die Optimierung einer Düsengeometrie hinsichtlich der mit ihr verbundenen Lärmemissionen ist es nicht ausreichend, nur den vorausgesagten Schallpegel im Fernfeld zu betrachten. Zur Darstellung einer Pareto-Menge und eines Pareto-Optimum der unterschiedlichen Design-Fälle müssen mindestens zwei Größen gegenübergestellt werden, die sich im Regelfall gegenseitig negativ beeinflussen (Kosten-Nutzen-Abwägung). Deshalb wird zunächst ein Performance-Faktor definiert, um die Kosten einer Lärmreduzierung im Sinne eines Leistungsverlusts darzustellen. Dieser kann dann dem Nutzen-Kriterium (Lärminderung) gegenübergestellt werden.

In der Regel wird nach [14] der Düsenwirkungsgrad als allgemeiner leistungsbezogener Kennwert verwendet. Dieser ist definiert als das Verhältnis der realen Enthalpieänderung zur idealen (isentropen) Enthalpieänderung.

$$(18) \quad \eta_n = \frac{h_{t7} - h_9}{h_{t7} - h_{9s}} = \frac{c_9^2}{c_{9s}^2}$$

mit der totalen Enthalpie am Düsenaustritt h_{t7} und der realen bzw. isentropen Enthalpie am Düsenaustritt h_9 , h_{9s} . Dazu äquivalent ist das Verhältnis der spezifischen kinetischen Energie am Düsenaustritt von Real- zu Idealzustand.

Alternativ zum Düsenwirkungsgrad kann ebenfalls das Totdruckverhältnis π_n als leistungsbezogener Kennwert herangezogen werden.

$$(19) \quad \pi_n = \frac{p_{t7}}{p_{t9}}$$

π_n ist ein Maß für die irreversiblen, mit Entropiezuwachs verbundenen Veränderungen innerhalb der Düsenströmung. Diese bestehen hauptsächlich aus Wandreibung und dissipativen Strömungseffekten wie z.B. Stößen oder Turbulenz.

Der Performance-Faktor zur Charakterisierung einer bestimmten Düsengeometrie sollte wenn möglich unabhängig von der Durchströmung sein, da sonst unterschiedliche Geometrien immer nur bei exakt gleicher Durchströmung miteinander verglichen werden können. Wird beispielsweise eine bestimmte Düse unterexpandiert durchströmt, so wird der Düsenwirkungsgrad η_n verringert. Im Gegensatz hierzu bleibt π_n konstant. Um π_n noch zusätzlich unabhängig vom Außendruck p_0 zu machen, definieren wir den Performance-Faktor, das effektive Totaldruckverhältnis π_{nEff} nach:

$$(20) \quad \pi_{nEff} = \frac{p_{t7} - p_0}{p_{t9} - p_0}$$

Nun kann die Pareto-Menge des Parameter-Raums der unterschiedlichen Düsengeometrien dargestellt werden. Hierzu wird praktischer Weise der Performance-Faktor π_{nEff} in x-Richtung in Abhängigkeit zur Lärminderung $\Delta OASPL$ [dB] in y-Richtung aufgetragen. Je nachdem, wie viele Reibungsverluste noch für eine Lärminderung hinnehmbar sind, kann man aus dieser Darstellung die optimalen Geometrieparameter herauslesen. Ohne weiteren Aufwand kann als Nutzen-Kriterium ebenfalls ein bestimmter Frequenz-Anteil berücksichtigt werden, falls dieser als besonders wichtig bewertet wird hinsichtlich atmosphärischer Absorption oder Hörbarkeit für das menschliche Gehör. Als weiteres Kosten-Kriterium könnte ebenfalls das Gewicht berücksichtigt werden.

Als Beispiel dazu wird hier angenommen, man wolle eine Schubdüse akustisch optimieren ohne zu große Reibungsverluste zuzulassen. Ziel ist, dass die gesuchte Düsengeometrie bei vorgegebenem Massenstrom eine gewisse Schubkraft F liefert. Als Eingangsparameter für die Optimierung dienen der äquivalente Radius r_{eq} und der Formparameter "Inner Radius Ratio" (r_i^*). In Bild 18 ist dargestellt, wie sich die Düsengeometrie verändert, wenn r_i^* die Werte 1, 0,5, oder 0 annimmt. Wenn genügend Punkte des zweidimensionalen Parameterfelds berechnet sind, können alle weitere Punkte mit einem Polynomansatz 2. Ordnung approximiert werden. So kann der Einfluss der Eingangsparameter auf den Gesamtschallpegel (OASPL) wie in Bild 19 dargestellt werden. Es erstaunt nicht, wenn bei gleichbleibendem Massenstrom der Schallpegel mit größerem äquivalentem Radius sinkt. Der Gesamtschallpegel nimmt aber ebenfalls ab, wenn der Formparameter r_i^* kleiner wird und der äquivalente Radius konstant bleibt. Es bleibt nur noch herauszufinden, wie sich die Reduzierung von des Gesamtschallpegels auf den Performance-Faktor π_{nEff} auswirkt.

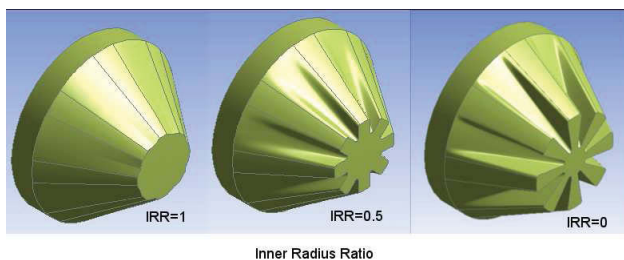


BILD 18. Veränderung der Geometrie durch Variation von r_i^*

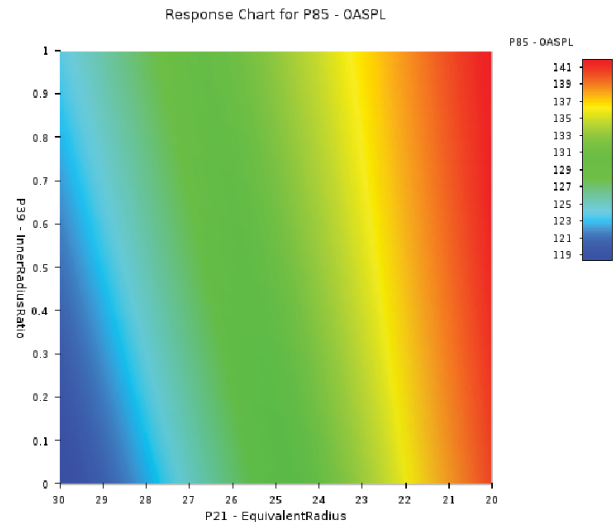


BILD 19. Einfluss von r_{eq} und r_i^* auf den Gesamtschallpegel

In Bild 20 ist der Gesamtschallpegel in Abhängigkeit von π_{nEff} für die berechneten Punkte dargestellt. Gleiche Punktfarben stehen hierbei für gleiche Schubkraft F . Für eine vorgegebene Schubkraft kommen entlang einer Linie sämtliche Design-Punkte als mögliche Kandidaten für die Optimierung in Frage. Jedoch steht die Reduzierung der Schallemissionen im Widerspruch zu einem möglichst großen π_{nEff} . Es liegt dann im Ermessen des Entwicklers, welche Kosten er bereit ist für die Lärmreduzierung hinzunehmen. Das Pareto-Optimum ist der Punkt auf einer Linie konstanten Schubs, wo Lärminderung und Kosten sich die Waage halten. Dies ist nur möglich, wenn die Linie konstanten Schubs konkav ist. Dies ist in Bild 20 durch eine hypothetische Linie konstanten Schubs (rote Linie) angedeutet. Rechts vom Optimum hätte weniger Lärminderung einen nur unwesentlich größeren π_{nEff} zur Folge, links vom Optimum hätte mehr Lärminderung ein wesentlich kleineres π_{nEff} zur Folge.

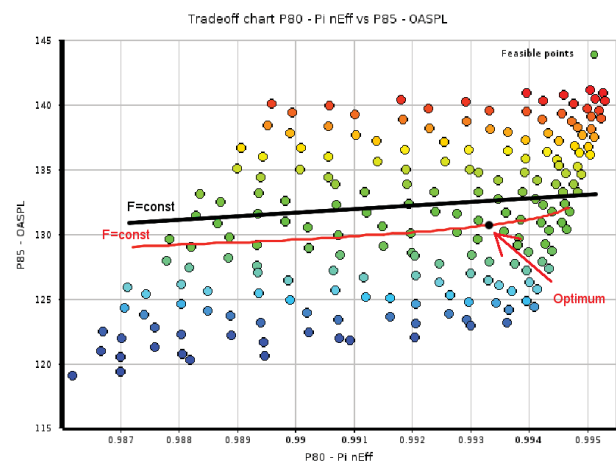


BILD 20. Optimierung nach OASPL und π_{nEff}

7. Fazit

Es konnte gezeigt werden, wie auf Grundlage von stationären RANS Berechnungen und der Methode von Tam & Auriault, ein neuartiges Verfahren zur schnellen Analyse von Lärmigenschaften verschiedenster Düsenmodelle eingesetzt werden kann. Da für jeden Design-Fall eines parametrisierbaren Düsenmodells das Gitternetz sich automatisch an die veränderte Düsengeometrie anpasst, können innerhalb kurzer Zeit sehr große Parameterbereiche durchgerechnet werden. Bei anderen gängigen CAA-Ansätzen ist dies in der Form nicht zu bewerkstelligen.

Anhand der berechneten Datenreihen mit zahlreichen Design-Punkten lässt sich sehr gut das Verhalten des akustischen Spektrums in Abhängigkeit von der Düsengeometrie analysieren. Auf diese Weise konnte auch ein deutlicher Zusammenhang der Tam & Auriault Theorie mit der Lighthill'schen Jet-Noise Theorie hergestellt werden. Weiterhin kann das Verfahren sehr leicht zur akustischen Optimierung von Düsengeometrien eingesetzt werden.

Aufbauend auf den vorliegenden Ergebnissen werden noch weitere Untersuchungen durchgeführt. Das Verfahren ist leicht modifizierbar und könnte künftig in vielfältiger Weise bei der Entwicklung von leiseren Düsenkonfigurationen Anwendung finden.

Literatur

- [1] M. Billson, L.-E. Erikson, and L. Davidson.
Acoustic source terms for the linear euler equations in conservative form.
AIAA paper, (2002-2582), 2002.
- [2] R. Ewert and R. Emunds.
RPM - the fast random particle-mesh method to realize unsteady turbulent sound sources and velocity fields for caa applications.
AIAA paper, (2007-3506), 2007.
- [3] C. K. W. Tam and L. Auriault.
Jet Mixing Noise from Fine-Scale Turbulence.
AIAA Journal, 37(2):145–153, 1999.
- [4] M. E. Goldstein and B. Rosenbaum.
Effect of anisotropic turbulence on aerodynamic noise.
Journal of the Acoustical Society of America, 54:630–645, 1973.
- [5] M. J. Lighthill.
On Sound Generated Aerodynamically- Part II. Turbulence as a Source of Sound.
Proceedings of the Royal Society of London, 212:1–32, 1954.
- [6] C. K. W. Tam.
The source of jet noise: Experimental evidence.
AIAA Aeroacoustics Conference, (2007-3641), 2007.
- [7] M. J. Lighthill.
On Sound Generated Aerodynamically- Part I. General theory.
Proceedings of the Royal Society of London, 211:564–587, 1952.
- [8] M. Billson, L.-E. Erikson, and L. Davidson.
Jet noise prediction using stochastic turbulence modeling.
9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, (2003-3282), 2003.
- [9] C. K. W. Tam and L. Auriault.
Mean flow refraction effects on sound radiated from localized sources in a jet.
Journal of Fluid Mechanics, 370:149–174, September 1998.
- [10] H. K. Tanna.
An experimental study of jet noise part i: Turbulent mixing noise.
Journal of Sound and Vibration, 50(3):405–428, 1977.
- [11] N. K. Ahuja.
Correlation and prediction of jet-noise.
Journal of Sound and Vibration, 29(2):155–168, 1973.
- [12] G. Kohlenberg J. J. Gilson, V. Saxena and A. Rangwalla.
Prediction of Three Dimensional Jet Noise.
AIAA Aeroacoustics Conference, (2001-2118), 2001.
- [13] I. Mariotti.
Validation of the Aero-Acoustic Chain for Subsonic Jet-Noise Prediction by means of PIV and Acoustics Measurements.
Pegasus-AIAA Student Conference, (32), 2011.
- [14] W. J. G. Bräunling.
Flugzeugtriebwerke, 2. Auflage.
Springer-Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, 2004.