

Ermittlung von aerodynamischen Schallquellen auf turbulent überströmten Oberflächen

Jan W. Delfs¹, Vladimir Lebedev², Richard Ruck³

¹ DLR, Inst. für Aerodynamik und Strömungstechnik, 38106 Braunschweig, E-Mail: jan.delfs@dlr.de

² ebm-papst Mulfingen GmbH & Co. KG, 74672 Mulfingen, E-Mail: vladimir.lebedev@de.ebmpapst.com

³ ehemals ebm-papst

Einleitung

Mithilfe heutiger Rechenressourcen lassen sich komplexe turbulente Strömungen numerisch berechnen. Die Ergebnisse dieser Simulationen können als Grundlage für akustische Ausbreitungsrechnungen dienen. Hierfür werden üblicherweise die Druckfluktuationen auf einer Oberfläche mit dem Schalldruck an einem bestimmten Ort im Fernfeld in Verbindung gebracht. Dieses Vorgehen ist äquivalent zur Messung der Schallabstrahlung in einem Experiment.

Um den Ort der Schallentstehung festzustellen, können Beamforming-Verfahren verwendet werden. Hierfür werden die Signale vieler (virtueller) Mikrofone benötigt. Beamforming-Verfahren bringen jedoch auch einige Probleme mit sich. An dieser Stelle soll z.B. die Point-Spread-Function oder auch die begrenzte Auflösung bei tiefen Frequenzen genannt werden.

Betrachtet man die Vorgehensweise des numerischen Beamformings fällt auf, dass für die Propagation ins Fernfeld und das anschließende Beamforming nur Oberflächendaten benötigt werden. Dies führt zur Frage: „Ist die Ausbreitung ins Fernfeld überhaupt notwendig?“. Schließlich sind alle Oberflächendaten bekannt und es sind die Schallquellorte auf der Oberfläche von Interesse. Abb. 1 zeigt jedoch, dass ein direkter Vergleich der Oberflächendruckfluktuationen und der Schallquellorte nicht möglich ist.

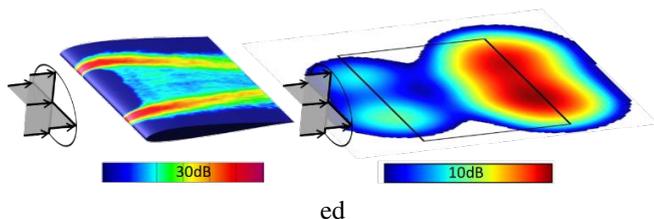


Abbildung 1: Angestelltes Profil bei Teilumströmung (von links) aus einer Düse mit Kreisquerschnitt, 2000Hz Terzband, Links: Druckfluktuationen auf der Oberfläche, Rechts: Ergebnisse des Beamformings.

In dieser Schrift wird ein alternatives Verfahren zur Schallquelllokalisierung (SQL) eingeführt. Das Verfahren wird mithilfe der Ffowcs-Williams und Hawkings (FW-H) Gleichung hergeleitet und basiert auf der Annahme, dass Schall nur dort entsteht, wo örtlich das Spiegelungsprinzip verletzt wird. Die Methode wird anhand eines Tragflügels in einer Düsenströmung demonstriert.

Herleitung des Verfahrens

Das Verfahren wird anhand der FW-H Gleichung in der Oberflächenformulierung (Integrationsfläche identisch mit

Objektoberfläche) im Frequenzbereich hergeleitet. Für die hier betrachteten geringen Strömungs-Machzahlen, also vernachlässigbare Konvektionseffekte, erscheint die FW-H identisch zur Kirchhoffgleichung (ergänzt um den Lighthill'schen Volumenquellterm), bei verschwindendem Druckgradient normal zur Wand, vgl. Gl. 1. Auf der linken Seite der Gleichung steht der Druck $\hat{p}(\mathbf{x}, \omega)$ an einer beliebigen Stelle \mathbf{x} im Raum und bei der Frequenz $f = \omega/2\pi$. Dieser wird zum einen vom Quadrupolanteil \hat{p}_f bestimmt und zum anderen von einem Oberflächenintegral. In Gl. 1 bezeichnet $k = \frac{\omega}{c}$ die Wellenzahl, wobei c die Schallgeschwindigkeit ist. Der Betrag des Abstandes wird mit $r = |\mathbf{r}| = |\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}|$ und der Einheitsabstandsvektor mit $\mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{r}$ definiert. Der nach außen gerichtete Normaleneinheitsvektor des Oberflächenelements $dS(\boldsymbol{\xi})$ ist mit \mathbf{n} bezeichnet [1], [2]:

$$\hat{p}(\mathbf{x}) = \hat{p}_f(\mathbf{x}) + \frac{1}{4\pi} \int_{\partial V_B} \exp(-ikr) (ikr + 1) \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{n}}{r^2} \hat{p}(\boldsymbol{\xi}) dS(\boldsymbol{\xi}), \quad (1)$$

wo $i := \sqrt{-1}$. Wird eine Position \mathbf{x} im akustischen Fernfeld betrachtet, so ist der Beitrag von \hat{p}_f bei kleinen Strömungs-Machzahlen vernachlässigbar. Im Nahfeld jedoch ist der Einfluss sehr groß. Wie schon anfangs beschrieben, eignet sich die Fluktuation des Druckes nicht direkt als Größe zur Schallquelllokalisierung. Vielmehr hat eine Trennung von akustisch inaktiven Druckanteilen, die das Nahfeld dominieren, von solchen Anteilen des Drucks zu erfolgen, die für die Schallentstehung verantwortlich sind.

Hierfür wird der Punkt \mathbf{x} infinitesimal nah an die Oberfläche gesetzt. Dadurch wird der Integrand in Gl. 1 an der Stelle $\boldsymbol{\xi} = \mathbf{x}$ singular. Der Beitrag der Singularität zum Integral ergibt $2\pi\hat{p}(\mathbf{x})$ und wird herausgelöst. Somit ergibt sich Gl. 2, wobei das Integral nur noch als Cauchy'scher Hauptwert zu verstehen ist. Mit $\mathbf{x} \in \partial V_B$ gilt:

$$\hat{p}(\mathbf{x}) = 2\hat{p}_f(\mathbf{x}) + \frac{1}{2\pi} \int_{\partial V_B} \exp(-ikr) (ikr + 1) \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{n}}{r^2} \hat{p}(\boldsymbol{\xi}) dS(\boldsymbol{\xi}) \quad (2)$$

Nun wird die Hypothese aufgestellt, dass Schall nur dort entsteht, wo (lokal) das Spiegelungsprinzip verletzt wird. Das Spiegelungsprinzip wird in Abb. 2 dargestellt. Es besagt, dass ein Empfänger an einer beliebigen Stelle im Raum das Druckfeld \hat{p}_f der Quelle und der Reflektion \hat{p}'_f an einer schallharten ebenen Oberfläche sieht. Befindet sich nun der Empfänger nicht an einem beliebigen Ort im Raum, sondern

infinitesimal nah an der Oberfläche, ergibt sich für das Druckfeld $\hat{p}(\mathbf{x}) = \hat{p}_f + \hat{p}'_f = 2\hat{p}_f$. Hiermit wird offensichtlich, dass lokal genau dieser Fall in Gl. 2 beschrieben wird. Wenn das Spiegelungsprinzip lokal verletzt wird, dann gilt $\hat{p}(\mathbf{x}) \neq 2\hat{p}_f$ und der akustisch relevante (nichtreflektierte), also der gebeugte Teil des einfallenden Druckes wird über das Oberflächenintegral aus der zweiten Zeile in Gl. 2 beschrieben, welcher im Weiteren als \hat{p}_S bezeichnet wird.

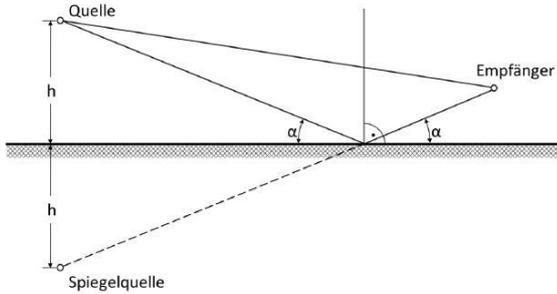


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Spiegelungsprinzips

Entsprechend der Hypothese stellt \hat{p}_S den akustisch aktiven Teil des Oberflächendruckfelds dar. Ein akustischer Oberflächenquellterm \hat{q} , kann nun durch Einsetzen von $\hat{p} = 2\hat{p}_f + \hat{p}_S$ formuliert werden; er stellt sicher, dass die Normalenableitung von \hat{p}_S auf der Oberfläche verschwindet. Die Gleichung kann anschließend wieder in eine Kirchhoff-ähnliche Form umgestellt werden, vgl. Gl. 3 und Gl. 4, womit \hat{p}_S als physikalisch realisierbares Feld qualifiziert ist. \hat{q} ist eine quellcharakterisierende und beobachterunabhängige Größe. Man erhält für $\mathbf{x} \in \partial V_B$:

$$\hat{p}_S(\mathbf{x}) = 2\hat{q}(\mathbf{x}) + \frac{1}{2\pi} \int_{\partial V_B} \exp(-ikr)(ikr + 1) \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{n}}{r^2} \hat{p}_S(\xi) dS(\xi) \quad (3)$$

$$\hat{q}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_{\partial V_B} \exp(-ikr)(ikr + 1) \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{n}}{r^2} \hat{p}_f(\xi) dS(\xi) \quad (4)$$

Die Berechnung von \hat{p}_S erfolgt praktisch über die Auswertung des Oberflächenintegrals in Gl. 2; dieses Integral hängt nur von Oberflächendrücken \hat{p} ab, also dem (gegebenen) Druck aus der skalenaufgelösten Simulation. Es ist vergleichbar zu einer klassischen Propagation mittels FW-H/Kirchhoff, wobei der Propagationsort nicht ein Fernfeldmikrofon darstellt, sondern eher ein Mikrofonarray, welches auf die Oberfläche zurückgezogen wurde. Durch Umstellung von Gl. 3 wird eine ähnliche Berechnungsvorschrift für \hat{q} formuliert, wobei jetzt das Oberflächenintegral auf \hat{p}_S basiert.

Anwendung am Tragflügel

Dieses Verfahren soll an einem Tragflügel, welcher sich in einer Düsenströmung befindet, demonstriert werden. Dabei handelt es sich um ein SD7003-Profil mit einer Sehnenlänge von 235mm und einer Spannweite von 400mm. Der Flügel ist mit 8° angestellt und die Anströmgeschwindigkeit beträgt 42m/s. Er befindet sich 80mm hinter der Windkanaldüse

(Ø 200mm). Da die Spannweite größer als der Durchmesser ist, kommt es zu einer Interaktion der hochturbulenten Scherschichten der Düsenströmung und der Tragflügeloberfläche, vgl. Abb. 1.

Die Oberflächendaten wurden mit einer kompressiblen Large-Eddy-Simulation der kommerziellen Software Star-CCM+ berechnet. Hierfür wurden 0,1s simuliert und die Daten mit einer Rate von 100.000Hz abgetastet. Basierend auf diesen Daten wurden die Schallquellen mithilfe eines Beamforming-Algorithmus lokalisiert. Hierfür wurden die Oberflächendrücke mittels einer FW-H Propagation zu einem Fernfeld-Array bestehend aus 56 Mikrofonen 72cm über dem Tragflügel ausgebreitet. Diese Quellkarten sollen als Referenz für die SQL dienen.

Abb. 3 zeigt das akustisch aktive Druckfeld \hat{p}_S und den akustischen Quellterm \hat{q} für den eben beschriebenen Fall für das Terzband bei 2000Hz. Vergleicht man diese mit der Quellkarte des Beamforming, vgl. Abb. 1, so wird deutlich, dass beide Verfahren die Hinterkante des Tragflügels als dominante Schallquelle erkennen. Es ist jedoch bemerkenswert, dass die Auflösung in Abb. 3 deutlich besser ist. Die einzelnen Schallquellen lassen sich deutlich voneinander trennen. Die Vorderkante wird ebenfalls von beiden Verfahren als sekundäre Quelle festgestellt. Außerdem fällt noch die deutlich verbesserte Dynamik auf, von 10dB bei den Beamforming-Ergebnissen zu 50dB.

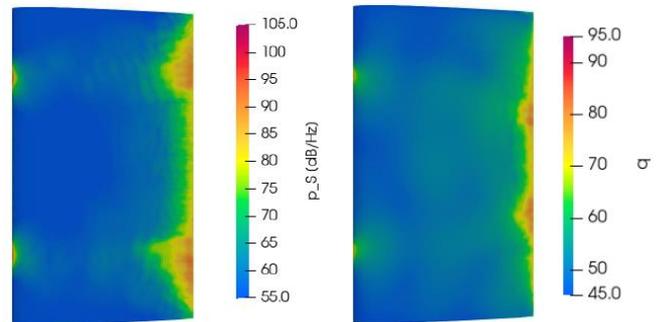


Abbildung 3: Ergebnisse des direkten Verfahrens für das 2000Hz Terzband, Links: akustisch aktiver Druck \hat{p}_S , Rechts: akustischer Quellterm \hat{q} (ebenfalls in dB/Hz)

Vergleicht man die Druckfluktuationen aus der Simulation (Abb. 1 links) und das reduzierte Druckfeld \hat{p}_S (Abb. 3 Links, gleiche Skalierung), dann wird deutlich, dass \hat{p}_S um Größenordnungen kleiner ist. Um zu zeigen, dass \hat{p}_S trotzdem noch alle akustisch relevanten Informationen enthält, können beide Größen über eine FW-H Propagation ins Fernfeld ausgebreitet werden. Hierzu wurden 100 Mikrofone auf einem Kreisring im Abstand von einem Meter um den Tragflügel positioniert. Abb. 4 zeigt zum einen die Richtcharakteristik für das 2000Hz Terzband, wie auch beispielhaft das Schmalbandspektrum für das Mikrofon 10. Es ist sofort erkennbar, dass die Ergebnisse für \hat{p}_S als auch für \hat{p} sehr ähnlich sind. Einzig die Richtcharakteristik unterscheidet sich leicht. Bei der Ausbreitung von \hat{p}_S wird eine sauberere Dipolabstrahlung festgestellt, welche auf das Entfernen von reflektierten Quadrupolanteilen zurückgeführt werden kann.

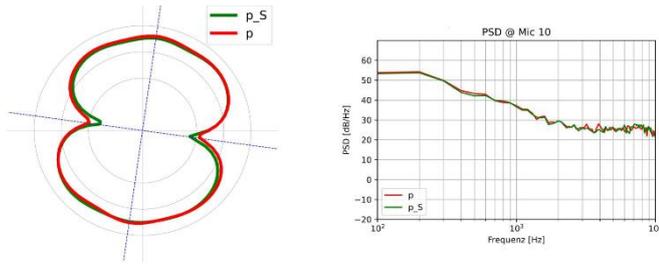


Abbildung 4: Vergleich der Propagation von \hat{p} in rot und \hat{p}_S in grün, Links: Abstrahlcharakteristik für 2000Hz Terzband, Rechts: Schmalbandspektrum für Mikrofon bei 10°

In Abb. 5 wird der Vergleich für eine tiefere Frequenz, das 500Hz Terzband gezeigt. Hier gelingt mit dem Beamforming keine SQL mehr. Da das direkte Verfahren inhärent nicht an Wellenlängen des Schalls gebunden ist, können hier die Schallquellen immer noch klar festgestellt werden.

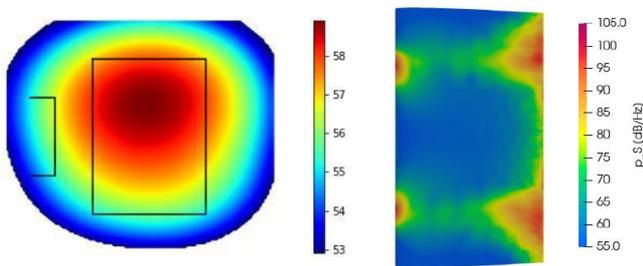


Abbildung 5: Vergleich der Schallquelllokalisierung für das 500Hz Terzband, Links: Ergebnisse des Beamforming in dB, Rechts: direktes Verfahren

Schließlich wird in Abb. 6 die SQL für den Tragflügel mit gestörter Zuströmung gezeigt. Hierfür wurde an den Düsenauslass ein Turbulenzgitter angebracht. Die gestörte Zuströmung interagiert mit der Vorderkante des Tragflügels und stellt nun die dominante Schallquelle dar. Beide Verfahren stellen auch die Vorderkante als dominante Schallquelle fest, wobei das direkte Verfahren auch immer noch die Hinterkante als Geräuschquelle aufzeigt.

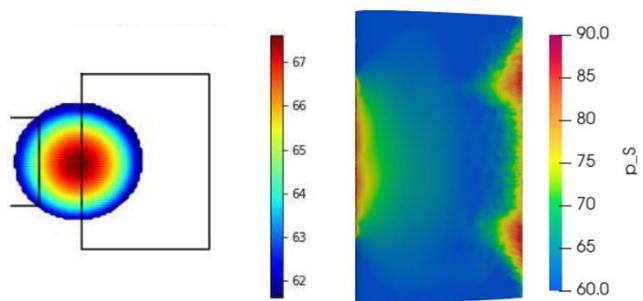


Abbildung 6: Vergleich der Schallquelllokalisierung für das 2000Hz Terzband für den Tragflügel mit gestörter Zuströmung, Links: Ergebnisse des Beamforming in dB, Rechts: direktes Verfahren in dB/Hz

Zusammenfassung

In dieser Schrift wurde ein neues Verfahren zur direkten SQL eingeführt. Es wurde gezeigt, dass hohe Druckfluktuationen auf einer Oberfläche nicht notwendigerweise direkt mit dem Ort der Schallentstehung zusammenhängen. Somit ist ein Vorgehen gefragt, das die Trennung von akustisch aktiven von akustisch inaktiven Anteilen der Oberflächendruckfluktuationen ermöglicht.

Hierfür wurde die Hypothese aufgestellt, dass Schall nur dort entsteht, wo lokal das Spiegelungsprinzip verletzt wird. Somit lassen sich reine Reflektionen des einfallenden Druckfelds (Signatur des Lighthill'schen Volument Quellterm auf der Oberfläche) aus dem Druckfeld entfernen, übrig bleiben nur die gebeugten Anteile. Mithilfe der Ausbreitung von diesem bereinigten Druckfeld wurde festgestellt, dass dieser tatsächlich noch alle für das Fernfeld relevanten Informationen enthielt.

Für die Herleitung beider Größen \hat{p}_S und \hat{q} wurde eine fundamentale Gleichung der Aeroakustik herangezogen, nämlich die Ffowcs-Williams und Hawkings bzw. die Kirchhoff-Gleichung. Der Vergleich dieser beiden Größen mit Quellkarten von Beamforming-Algorithmen zeigte eine sehr gute Übereinstimmung. Viel mehr konnte noch eine bessere (und 3-dimensionale) Auflösung bei einer höheren Dynamik festgestellt werden. Außerdem sind diese Größen beobachterunabhängig und quantifizierbar.

In weiteren Studien muss untersucht werden, wie die vorgestellte Quelllokalisierung ggf. für umströmte 3D Geometrien zu erweitern ist.

Literatur

- [1] J. E. Ffowcs-Williams, D. L. Hawkings: Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 264 (1151) (1969), 321-342
- [2] G. Kirchhoff: Zur Theorie der Lichtstrahlen. Annalen der Physik 254 (4) (1883) 663-695