

Identifikation von kohärenten Strömungsstrukturen und die hydroakustische Schallabstrahlung eines nabenlosen Propellers

Max Hieke¹, Hoshang Sultani², Frank-Hendrik Wurm¹ und Otto von Estorff²

¹ Universität Rostock, Lehrstuhl für Strömungsmaschinen, 18059 Rostock, E-Mail: max.hieke@uni-rostock.de

² Technische Universität Hamburg, Institut für Modellierung und Berechnung, 21073 Hamburg, E-Mail: hoshang.sultani@tuhh.de

Einleitung

Die stetige Zunahme der maritimen Aktivitäten führte in den vergangenen Jahrzehnten in den Meeren der nördlichen Hemisphäre zu einer dauerhaften Erhöhung des Hintergrundschallpegels um etwa 25dB [1][2]. Der Frequenzbereich unterhalb von etwa 300Hz wird hierbei in den meisten Meeresgebieten vom Schiffslärm dominiert. Der Schiffslärm wird primär durch die Interaktion der Rotorblätter sowie der Außenhaut des Schiffs mit dem Fluid, Kavitation, dem Dieselgenerator und zusätzlichen Aggregaten verursacht [3].

Die stetige Entwicklung neuer Technologien im Marinesektor und der steigende Bedarf nach leisen Schiffsantrieben hat eine neue Klasse von nabenlosen Propellern in den Fokus gerückt. Aufgrund der veränderten Topologie der Rotorblätter, ist eine Welle zur Kraftübertragung obsolet. Somit ergibt sich aus strömungsmechanischer Sicht ein zu Nabenpropellern verändertes Druck- und Geschwindigkeitsfeld sowie hydroakustisches Schallfeld.

Nabenlose Propeller gelten als vergleichsweise leise Schiffsantriebe, da aufgrund der Verringerung der Druckfluktuationen im Bereich der Drehachse im Vergleich zu Nabenpropellern die Fluid-Struktur-Anregungen geringer ausfallen [4][5]. Genaue Untersuchungen zur Schallentstehung an nabenlosen Propellern sind bisher jedoch kaum vorhanden.

In diesem Zusammenhang wurde das turbulente Strömungsfeld eines nabenlosen Propellers ($D = 100 \text{ mm}$) mit Hilfe von experimentellen sowie numerischen Methoden untersucht. Im Fokus der hydrodynamischen Untersuchungen standen die Kopplung der turbulenten Druckfluktuationen im Bereich der Wände sowie im Propellernachlauf und die daraus resultierende Hydroakustik.

Die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder der CFD-Simulation werden anschließend vom Institut für Modellierung und Berechnung für eine aufgesetzte Akustiksimulation mittels Expansion About Incompressible Flow (EIF)-Ansatz nach Hardin und Pope [6] verwendet.

Experimenteller Aufbau

Im Experiment wurden der Schub, die axiale Strömungsgeschwindigkeit, die Wand- (siehe Abb. (2)) sowie die Schalldrücke erfasst. Die Daten wurden unter anderem zur Validierung des numerischen Modells verwendet. In Abb. (1) ist der schematische Messaufbau zu sehen. Um das Hydrophon vor Störungen durch den Freistrahл zu schützen wurde es außermittig zur Rotationsachse positioniert. Die hydroakustischen Untersuchungen wurden weiterhin unter Standschubbedingungen (Freifahrtgeschwindigkeit $V_A = 0$) durchgeführt, sodass die Hydro-

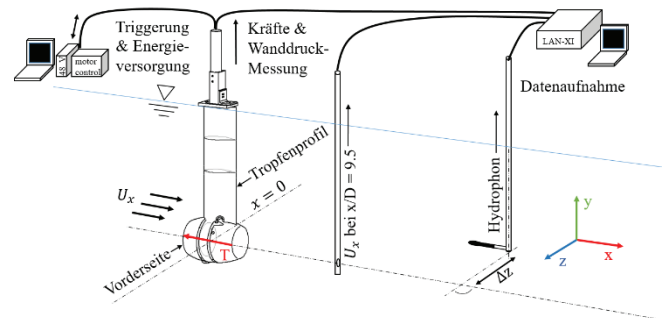


Abbildung 1: Aufbau des Experiments im Umlaufkanal.

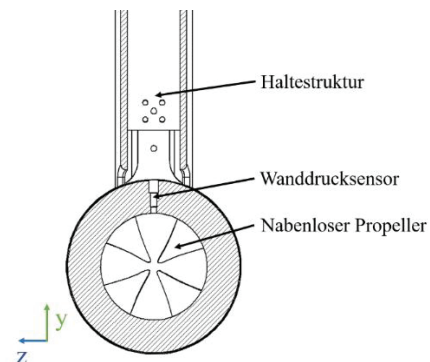


Abbildung 2: Position des Wanddrucksensors, DS bei $x/R = 0,7$.

phonmessung nicht durch die Strömung gestört wurde. Die Reynoldszahl für den untersuchten Fortschrittsgrad ($J = \frac{V_A}{n \cdot D} = 0$) beträgt $Re = 5,31 \cdot 10^5$ bei einer Drehzahl von $n = 16,9 \text{ s}^{-1}$.

Numerisches Modell

Turbulenzmodellierung: Die auf den transienten Druck- und Geschwindigkeitsfeldern aufgesetzte Akustiksimulation setzt voraus, dass die für den Hydroschall verantwortlichen Strömungseffekte korrekt wiedergegeben werden können. Für diese Aufgabe ist ein skalenauflösendes Simulationsverfahren, wie die Direkt Numerische- (DNS), die Large Eddy- (LES) oder die Detached Eddy Simulation (DES) erforderlich. Aufgrund der hohen Reynoldszahl und den damit verbundenen hohen Netzanforderungen, besonders im Bereich der Wandgrenzschicht, einer reinen DNS oder LES, wurde für die Berechnung des nabenlosen Propellers eine Variante der DES [7] genutzt. Die Stress Blended Eddy Simulation (SBES) nach Menter [8] kombiniert URANS und LES miteinander, wobei die Wandbereiche zumeist durch das URANS- und die Bereiche im Kern der Strömung mittels LES Turbulenzmodell in Abhängigkeit der Gittergröße berechnet werden.

Im Gegensatz zur klassischen DES, wird der Modellübergang zusätzlich durch eine „Shielding-Funktion“ f_{SDS} sowie ein auf der Schubspannung basierendes „Blending“

erweitert. Dadurch können Strömungseffekte, wie beispielweise Ablöseblasen, vollständig vom lokalen Turbulenzmodell berechnet und somit Fehler im Bereich des Übergangs, wie Gitter-Induzierte Ablösungen, vermieden werden.

Durch die im Vergleich zur LES geringere Zellenanzahl im Bereich der Wandgrenzschicht werden somit Rechenressourcen eingespart.

Numerisches Gitter: Für die numerische Strömungssimulation wurde ein dreidimensionales blockstrukturiertes hexaedrisches Rechengitter mit etwa 33 Mio Zellen erstellt. In Abb. (3) ist die Struktur des Rechengitters zu sehen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde für die Abbildung ein Rechengitter mit etwa 8 Mio Zellen verwendet. Es wurden hängende Knoten (rote Markierung) erstellt, um die erforderlichen Netzqualitäten, wie das Seitenverhältnis der Zellen, im Bereich der Rotationsachse aufrecht zu erhalten.

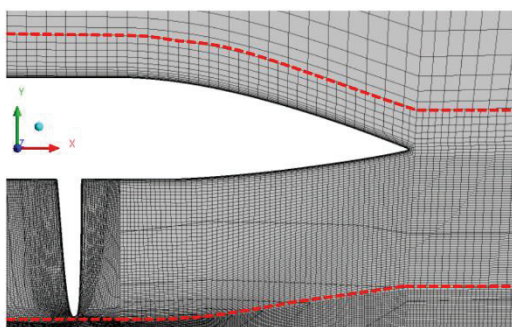


Abbildung 3: Aufbau des numerischen Netzes.

Proper Orthogonal Decomposition

Die auch als Karhunen-Loève Zerlegung bekannte Proper Orthogonal Decomposition (POD) dient in dieser Arbeit der Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen [9]. Kohärente Strömungsstrukturen sind durch räumliche und zeitliche Periodizität sowie zumeist durch eine einzelne dominante Frequenz charakterisiert und stehen im direkten Zusammenhang mit dem Aufkommen aero- und hydroakustischer Quellen [10]. Die verschiedenen kohärenten Strukturen sind durch weitere nicht-kohärente Strukturen sowie dem mittleren Strömungsfeld überlagert. Mit Hilfe der POD wird eine transiente Feldgröße

$$\phi(x, t_i) = \bar{\phi} + \phi' \approx \bar{\phi} + \sum_{k=1}^K M_k(x) \cdot a_k(t_i), \quad (4)$$

$i, k = 1, 2, \dots, K$

welche ein Tensor beliebiger Ordnung sein kann, in einen Satz aus orthogonalen Moden M_k und Zeitkoeffizienten a_k zerlegt. Ausgangspunkt der POD ist die Lösung eines Eigenwertproblems

$$(C_{kl} - \lambda \cdot \delta_{kl}) \cdot b_k = 0, \quad (5)$$

woraus die Eigenwerte λ und die Eigenvektoren b_k resultieren. Kernstück des Eigenwertproblems ist die Korrelationsmatrix

$$C_{kl} = \frac{1}{K} \int_V (\phi'(x, t_k) \cdot \phi'(x, t_l)) dV. \quad (6)$$

Die POD -Moden und -Zeitkoeffizienten werden nach der Lösung des Eigenwertproblems aus den Eigenwerten λ sowie den Eigenvektoren b_k berechnet (siehe Gl. (7)-(8)).

$$M_k = \frac{1}{\sqrt{K \cdot \lambda}} + \sum_{i=1}^K b_k(t_i) \cdot \phi'(x, t_i) \quad i = 1, 2, \dots, K \quad (7)$$

$$a_k(t_i) = b_k(t_i) \cdot \sqrt{K \cdot \lambda} \quad (8)$$

Die Analyse der POD-Moden und -Zeitkoeffizienten ermöglicht die Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen und liefert somit erste Hinweise zur Lokalisierung von Schallquellen am nabenlosen Propeller.

Ergebnisse

Im Experiment wurden die integralen Leistungsgrößen, die Wanddruckfluktuationen sowie die Hydroakustik erfasst.

Der gemessene mittlere Schub betrug $T = 30.7 \text{ N} \pm 0.4 \text{ N}$, was eine Abweichung zur Simulation ($T = 31.6 \text{ N}$) von 2.8% entspricht.

Hydroakustik: Die Ergebnisse der hydroakustischen Ordnungsanalyse sind in Abb. (4) zu sehen. Der Referenzschalldruck beträgt $p_{ref} = 10^{-6} \text{ Pa}$ und die Referenzdrehzahl $n = 16,9 \text{ s}^{-1}$.

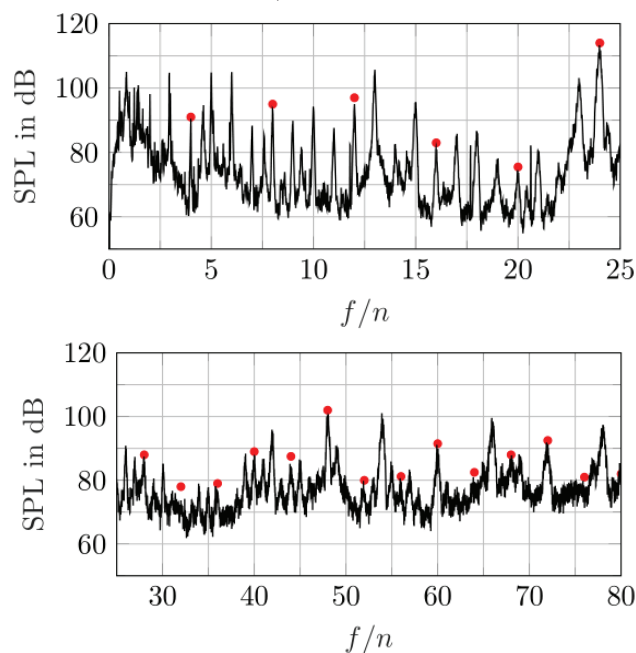


Abbildung 4: Ordnungsspektrum des Schalldruckpegels (SPL) der hydroakustischen Messung (siehe Abb. (1)).

Durch die Interaktion der Rotorblätter mit dem umgebenden Fluid entstehen periodische Druckfluktuationen. Diese Druckfluktuationen breiten sich im Propellersystem und im Fluid aus und sind auch im hydroakustischen Spektrum wiederzufinden. Aufgrund der vier Rotorblätter befindet sich die erste Schaufeldurchgangsfrequenz (engl. Blade Passing Frequency (BPF)) bei $f/n = 4$. Deren harmonische Obertöne sind bis zur 19. BPF in Abb. (4) zu erkennen (rote Markierungen).

Die in der Messkampagne aufgenommenen Schalldrücke sind zusätzlich durch den Einfluss innerer Bauteile, wie die zwölf Magnete und acht Spulen des Gleichstrommotors, überlagert, welche bei der 24. Ordnung (6. BPF) einen

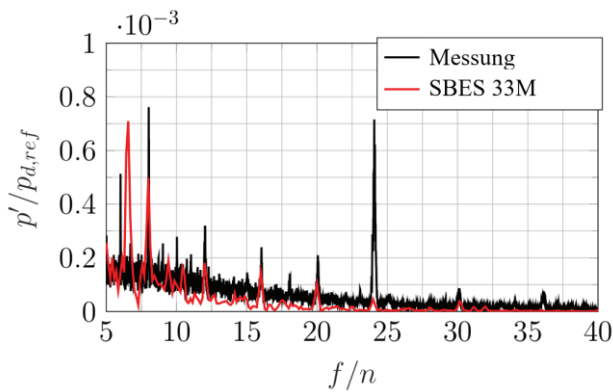


Abbildung 5: Ordnungsspektrum der Wanddruckfluktuationen Vergleich Messung (schwarz) und Simulation (rot). mit $Q/n^2 = 19$.

gemeinsamen Teiler besitzen. Die daraus resultierenden Lagerkräfte breiten sich in Form von Körperschall bis zu den äußeren Wänden der Kort-Düse aus und werden als Druckfluktuationen an das umgebende Fluid abgegeben. Unter anderem ist eine deutliche Erhöhung der 6. BPF sowie deren harmonische Obertöne die Folge.

Hydrodynamik: In Abb. (5) ist das Ordnungsspektrum der Wanddruckfluktuationen aus der Messung und der CFD-Simulation zu sehen. Der Referenzdruck beträgt $p_{d,ref} = \rho \cdot (\omega R)^2 / 2$. Die harmonischen Obertöne der BPF sind sowohl im Spektrum der Messung als auch in der Simulation zu sehen. Der Einfluss der Magnete und Spulen ist im Spektrum der Messung bei $f/n = 24$ dominant. Weiterhin sind sowohl im hydroakustischen als auch im Wanddruckspektrum, der Simulation und Messung, neben den bereits adressierten Ordnungen weitere, wie etwa die 30. Ordnung, zu erkennen, was Rückschlüsse auf hydrodynamische Ursachen zulässt. Korrespondierende Druckfluktuationen sind im Bereich der Blattprofile zu finden und werden durch Grenzschichtablösungen an der saug- und druckseitigen Blatthinterkante sowie an der saugseitigen Blattvorderkante verursacht (siehe Abb. (7)). Es bildet sich eine Wirbelstraße im Nachlauf aus, welche stromab ein mehrschichtiges Helix-System formt (siehe Abb. (6)).

POD-Ergebnisse: Die transienten Druckfelder der SBES wurden einer POD-Analyse unterzogen. Im betrachteten Gebiet treten eine Vielzahl kohärenter Strömungsstrukturen auf, wovon in dieser Arbeit nur ein Teil vorgestellt wird. In Abb. (8) sind die POD-Moden 9(a) und 33(b) mit den dominanten Frequenzen der Zeitkoeffizienten von $f/n = 155$ und 30 am saugseitigen Blattprofil zu sehen. Die räumliche Periodizität der Moden ist gut zu erkennen. Die Druckfluktuationen der Ordnung $f/n = 30$ stehen in Verbindung mit den Grenzschichtablösungen im Bereich der Blatthinterkante. Anhand des in Abb. (10) dargestellte Druckmodenfeldes eines abgewinkelten Zylinderschnitts im Strömungsgebiet eines einzelnen Rotorblatts bei $r/R = 0.5$ (siehe Markierung in Abb. (8) unten), ist der Übergang der anfänglichen Druckfluktuationen im Bereich der Blattvorderkante bis zu den dominanten Grenzschichtablösungen im Bereich der Blatthinterkante zu erkennen. Die Druckmode der Ordnung $f/n = 155$ sowie weiterer POD-Moden ($f/n = 143$ und 124) konnten ebenso im hydroakustischen Spektrum wiedergefunden werden (siehe Abb. (9)).

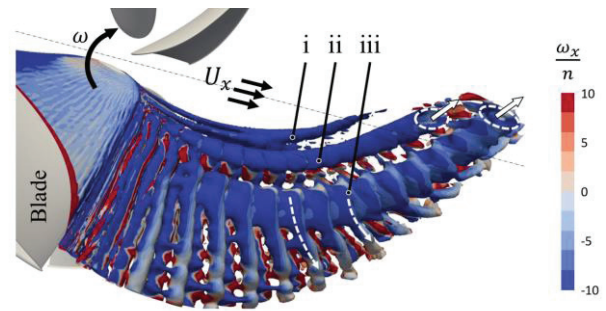


Abbildung 6: Momentaufnahme der mittels Q-Kriterium wiedergegebenen Nachlauftopologie eines einzelnen Rotorblatts.

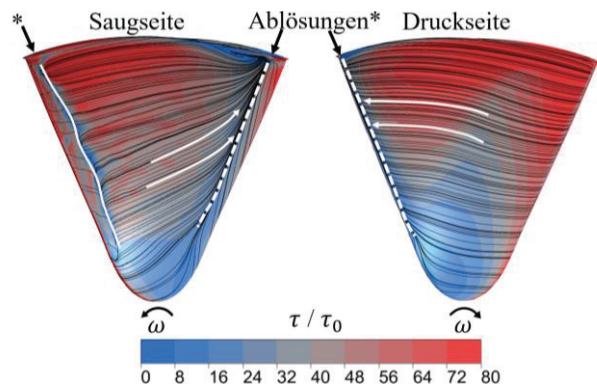


Abbildung 7: Momentaufnahme der Wandschubspannungsverteilung mit den dazugehörigen Stromlinien und markierte Konvergenzlinien. Referenzschubspannung $\tau_0 = p_{d,ref} / \sqrt{Re}$.

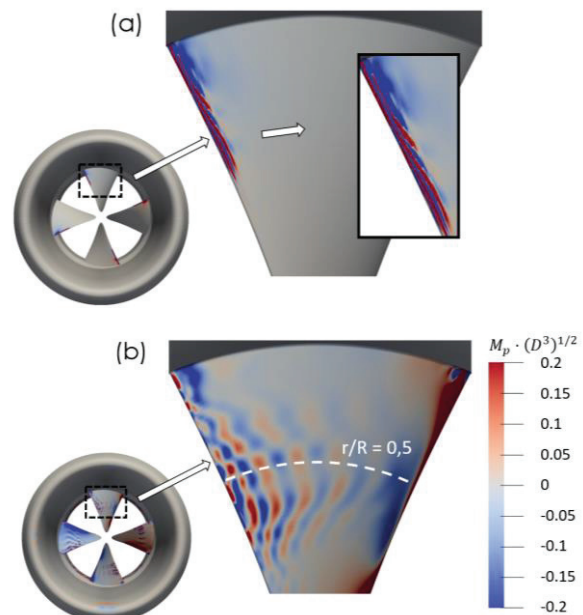


Abbildung 8: POD Wanddruck Moden 9(a) und 33(b) auf dem Druckseitigen Blattprofil mit der dazugehörigen Ordnungen $f/n = 155, 30$.

Die nachträgliche Berechnung der resultierenden Hydroakustik mittels EIF-Algorithmus konnte die Bildung von Schallquellen bei $f/n = 30, 124, 143$ und 155 im Bereich der Rotorblätter bestätigen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das hydrodynamische und hydroakustische Verhalten eines nabenlosen Propellers mittels experimentellen und numerischen Methoden

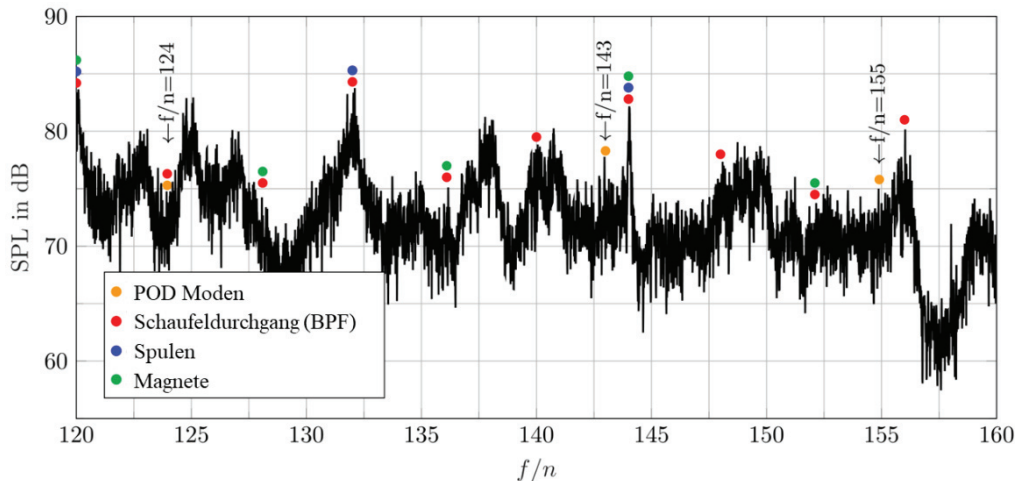


Abbildung 9: Ordnungsspektrum der hydroakustischen Messung mit Markierung der höheren harmonischen Ordnungen der Schaufeldurchgangsfrequenz, Spulen sowie Magnete.

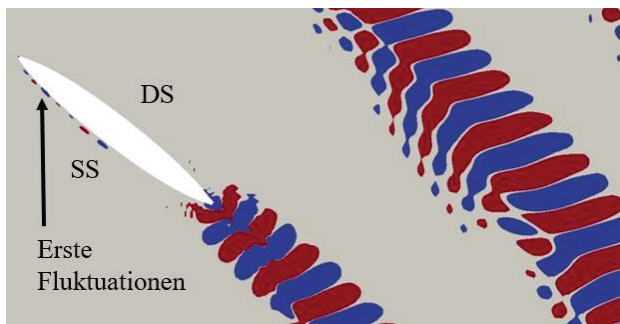


Abbildung 10: Abgewickelter Zylinderschnitt ($r/R = 0.5$) POD Druck Mode mit einer Ordnung von $f/n = 30$. Mit $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = 1$ (rot) und $M_{p,1} \cdot \sqrt{D^2} = -1$ (blau).

untersucht. Im Fokus der hydrodynamischen Untersuchungen stand die Kopplung mit der Hydroakustik.

Um die für die Bildung von Schallquellen verantwortlichen periodischen hydrodynamischen Effekte vom restlichen Feld zu separieren, wurde eine POD-Analyse durchgeführt und ein Teil der Ergebnisse präsentiert.

Durch die Analyse der POD-Moden und –Zeitkoeffizienten konnten hydrodynamische Strömungseffekte identifiziert und die Verbindung zur Hydroakustik hergestellt werden.

Strömungsablösungen im Bereich der Blattvorder- und Hinterkante initiieren eine Wirbelstraße im Propellernachlauf, welche durch starke Druckfluktuationen charakterisiert ist. Diese Druckfluktuationen führen zu einer Erhöhung des Schalldruckpegels bei $f/n = 30$. Weiterhin wurden Ablösungen im Bereich der Blattvorderkante identifiziert und der 155. 143. 124. Ordnung zugeordnet. In Abbildung (9) ist das hydroakustische Ordnungsspektrum der Messung für diesen Bereich zu sehen.

Es konnte gezeigt werden, dass die POD als Werkzeug für die Analyse von potentiellen hydro- und aeroakustischen Schallquellen genutzt werden kann.

In den folgenden Schritten wird die resultierende Hydroakustik mittels EIF-Ansatz des gesamten Propellersystems berechnet. Die Ergebnisse werden anschließend mit den vollständigen POD-Analysen verglichen, um den Zusammenhang zwischen der Hydrodynamik und der resultierende Hydroakustik herauszuarbeiten. Weiterhin soll der Beitrag einzelner POD-Moden zum Gesamtschallpegel ermittelt werden.

Literatur

- [1] Ross, D: Mechanics of Underwater Noise. , Pergamon Press, 1976
- [2] Chapman, N. R. and Price, A: Low frequency deep ocean ambient noise trend in the Northeast Pacific Ocean. , The Journal of the Acoustical Society of America, 2011
- [3] Wittekind, D. and Schuster, M.: Propeller cavitation noise and background noise in the sea, Journal of Ocean Engineering, 2016
- [4] Yakovlev, A. Y., Sokolov, M. A. (2011): Numerical Design and Experimental Verification of a Rim-Driven Thruster. , Second International Symposium on Marine Propulsors smp'11.
- [5] Freeman, M. D., Marshall, M. A.: An analytical investigation into the design of a shaftless thruster using finite element and computational fluid dynamics approach, Journal of Ocean Technology, 2011
- [6] Shen, W. Z., Sørensen, J. N.: Comment on the Aeroacoustic Formulation of Hardin and Pope. AIAA Journal 37 (1999), 141-145.
- [7] P.R. Spalart. Detached Eddy Simulation. Annu. Rev. Fluid Mech. 2009. 41:181202, 2009.
- [8] F.R. Menter und ANSYS Germany GmbH. Stress Blended Eddy Simulation (SBES)-A new Paradigm in hybrid RANS LES Modeling. Sixth HRLM Symposium, 2016.
- [9] O. Friedrich, J. Scouten, D. M. Luchtenburg and F. Thiele. Large-scale dynamics in the flow around a finite cylinder with a ground plate. Fluid Dynamic Research 43(1), DOI: 90510.1088/0169-5983/43/1/015504, 2011.
- [10] Schlegel, M., Noack, B. R., Jordan, P., Dillmann, A., Gröschel, E., Schröder, W., Wei, M., Freund, J. B., Lehmann, O. und Tadmor, G. (2012): On least-order flow representations for aerodynamics and aeroacoustics. , J. Fluid Mech. vol. 697, pp. 367-398