



HSB

Hochschule Bremen
City University of Applied Sciences



Deutsches
Forschungszentrum
für Künstliche
Intelligenz GmbH

Fakultät 5 – Natur und Technik

Biologisch inspirierte Neuauslegung der Schaufelblätter eines Ringpropellers

Bachelorarbeit

im Fachgebiet Numerische Strömungssimulation

vorgelegt von: Aljoscha Sander

Matrikel Nr.: 322128

Fachrichtung: Internationaler Studiengang Bionik, B. Sc.

Erstprüfer: Prof. Dr.-Ing. Albert Baars

Zweitprüfer: Prof. Dr. Frank Kirchner

Datum der Abgabe: 25.11.2015

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt habe. Es wurden nur die in der Arbeit ausdrücklich genannten Quellen und Hilfsmittel benutzt. Wörtlich oder sinngemäß übernommenes Gedankengut habe ich als solches kenntlich gemacht.

Bremen,

Ort, Datum

Unterschrift

Zusammenfassung

Es konnte erstmals ein Ringpropeller (auch *shaftless Thruster*, *rim-driven Thruster* oder kurz *Thruster*) mit *Computational Fluid Dynamics* simuliert werden. Bei einer mittleren Reynoldszahl von 32000 handelt es sich am Propeller selbst um eine Strömung im Transistionsbereich. Es wurden drei verschiedenen Ansätze zur Turbulenzmodellierung getestet. Dabei wurde festgestellt, dass eine Turbulenzmodellierung nicht zwingend benötigt wird um gute Ergebnisse zu erzielen. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde der Einfluss des Nachlaufs auf den vom Thruster generierten Schub quantifiziert. Hierbei stellte sich heraus, dass zwar ein Einfluss vorhanden ist, dieser aber im Rahmen der vorliegenden Arbeit vernachlässigt werden kann. Schließlich wurden drei biologisch inspirierte Thrustermodelle implementiert und mit der ursprünglichen Geometrie verglichen. Es konnte ein höherer Schub, verringerte Ablösung und geringere Schwankungen der Schubkraft erreicht werden, jedoch bildete sich bei diesen Modellen eine wesentlich größere Schicht an Grenzwirbeln an der Innenseite der Thruster aus. Der Einfluss dieser Wirbelschicht wird als eklatant auf den Wirkungsgrad angenommen.

Schlüsselwörter: Numerische Strömungssimulation, Arbitrary Mesh Interface, Ringpropeller, Thruster

Abstract

Initial numerical simulations of a *rim-driven (shaftless)* thruster were carried out using *Computational Fluid Dynamics (CFD)*. With an average Reynolds number of 32000, the flow around the thruster and its blades is within the transitional domain of wall-bounded flows. Three approaches to model transition and turbulence were implemented and tested. Results suggest that explicit modeling of turbulence is not necessarily needed in the frame of this thesis in order to gain acceptable results. Based on this outcome, the influence of the free shear jet in the downstream section of the flow domain was quantified. It could be shown that in the context of this thesis, the influence can be neglected by accepting a slightly larger error margin, thus reducing the computational cost significantly. Finally, three biologically inspired thruster models were implented and compared to the original version. While a higher thrust, less separation and reduced fluctuations of thrust could be achieved, a significant layer of vortices can was observed in the inner wall of the thruster. The influence of said vortices is assumed to have a significant impact on thruster efficiency.

Keywords: Computational Fluid Dynamics, Arbitrary Mesh Interface, shaftless thruster, rim-driven thruster

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 Das Projekt Europaexplorer	1
1.2 Biologisches Vorbild	5
1.3 Zielsetzung	7
2 Material und Methode	8
2.1 Beschreibung der Aufgabe	8
2.2 Generierung der biologisch inspirierten Modelle	10
2.3 Numerischer Aufbau	12
2.3.1 Entdimensionierung	12
2.3.2 Charakterisierung der Strömung	12
2.3.3 Geometrien	14
2.3.4 Modellgleichungen und Turbulenzmodellierung	16
2.3.5 Diskretisierung	19
2.3.6 Initial- und Randbedingungen	20
2.3.7 Numerisches Gitter	21
2.3.8 Lösungsalgorithmus und Gleichungslöser	23
2.3.9 Auswertung der Ergebnisse	24
2.3.10 Durchgeführte Rechnungen	24
3 Ergebnisse	25
3.1 Turbulenzmodelle	25
3.1.1 Konvergenz und Laufzeit	25
3.1.2 Visualisierung des Strömungsfeldes	25
3.1.3 Kräfte	27
3.2 Einfluss des Nachlaufs	29
3.2.1 Visualisierung des Strömungsfelds	29
3.2.2 Kräfte	29
3.2.3 Q-Kriterium	32
3.3 Biologisch inspirierte Modelle	34
3.3.1 Visualisierung des Strömungsfelds	34
3.3.2 Kräfte	36
3.3.3 Q-Kriterium	38

4 Diskussion	42
4.1 Überprüfung der Ergebnisse	42
4.2 Turbulenzmodellierung	43
4.3 Nachlauf	46
4.4 Biologisch Inspirierte Modelle	47
5 Fazit und Ausblick	49
6 Danksagung	51
Anhang	v

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht AUV	1
1.2	Das System Europaexplorer	2
1.3	Das Explorationsfahrzeug <i>Leng</i>	3
1.4	Schematischer Aufbau <i>Leng</i>	3
1.5	Abbildung der Enitech-Thruster	4
1.6	<i>Colibri coruscans</i> im Flug	6
2.1	Schema des Ablaufs	9
2.2	Flügelgeometrien & Spline-Interpolation	11
2.3	Der verwendete Bilanzraum	13
2.4	In den Simulationen eingesetzte Geometrien	15
2.5	Das verwendete numerische Gitter	22
3.1	Turbulenzmodellierung: Vergleich der Geschwindigkeiten	26
3.2	Turbulenzmodellierung: Schubbeiwerte	28
3.3	Nachlauf: Geschwindigkeit	30
3.4	Nachlauf: Kräfte	31
3.5	Q-Kriterium der Referenzgeometrie	33
3.6	Bionische Modelle: Geschwindigkeit	35
3.7	Bionische Modelle: Kräfte	37
3.8	Q-Kriterium bionisches Modell A	38
3.9	Q-Kriterium bionisches Modell B	40
3.10	Q-Kriterium bionisches Modell C	41

Tabellenverzeichnis

2.1 Dimensionslose Kennzahlen und Stoffgrößen des Fluids & Thrusters zur Charakterisierung der Strömung	12
2.2 Geometrie	14
2.3 Diskretisierung der einzelnen Terme der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen für die mit dem laminaren/MILES-Ansatz durchgeführten Simulationen	19
2.4 Diskretisierung der einzelnen Terme der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen für die mit $k - \omega - SST$ -Modell durchgeführten Simulationen	19
2.5 Diskretisierung der einzelnen Terme der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen für die mit $k_l - k_t - \omega$ -Modell durchgeführten Simulation	19
2.6 Initial- und Randbedingungen der mit dem laminaren/MILES-Ansatz durchgeführte Simulationen	20
2.7 Initial- und Randbedingungen der mit dem $k - \omega - SST$ -Modell durchgeführten Simulation	20
2.8 Initial- und Randbedingungen der mit dem $k_l - k_t - \omega$ -Modell durchgeführten Simulation	20
2.9 Gitterparameter	21

Abkürzungen

CFD	Computational Fluid Dynamics
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
LES	Large Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
AMI	Arbitrary Mesh Interface
GGI	Generalised Grid Interface
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
PISO	Pressure Implicit with Splitting of Operator
PIMPLE	merged PISO-SIMPLE Algorithm
CAD	Computer Aided Drawing
SGS	Sub-Grid Scale
AUV	Autonomous Underwater Vehicle, Autonomes Unterwasserfahrzeug
DFKI	Deutsches Forschungszentrum für Künstliche Intelligenz GmbH
RIC	Robotics Innovation Centre des DFKI in Bremen
FFT	Fast Fourier Transformation
MILES	Monotone Integrated Large Eddy Simulation
MRF	Multiple Reference Frame
LUST	Linear/Upwind Stabilised Transport

1 Einleitung

1.1 Das Projekt Europaexplorer

Autonomous Underwater Vehicles (AUV, dt. Autonome Unterwasser Vehikel) haben in den letzten Jahren stark an Bedeutung für die Wissenschaft und wissenschaftliche Explorationen zugenommen. Insbesondere aufgrund ihrer Autonomie und der Möglichkeit dem Menschen unzugängliche Gebiete zu erkunden, erfreuen sich diese Systeme großer Beliebtheit.

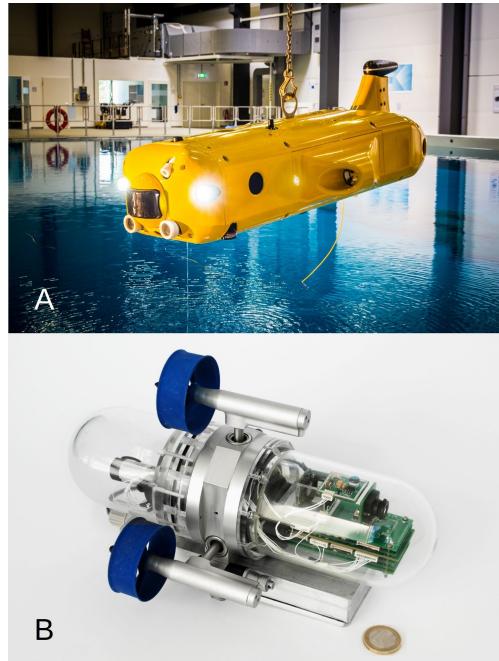


Abbildung 1.1: Zwei Beispiele für AUV. Teilabbildung A zeigt das AUV *Flatfish*, ein im Vergleich großes System. Teilabbildung B zeigt das μ AUV2. Beide Systeme werden zur autonomen Erforschung unterschiedlichster Phänomene eingesetzt. DFKI (2015).

Jupiter gesehen. Vor allem deren periodische Schwankungen aufgrund der Exzentrizität der Umlaufbahn von Europa um Jupiter könnten dafür verantwortlich sein. Auch phototrophes

Moderne AUV variieren stark in Form und Größe. Am Deutschen Forschungszentrum für künstliche Intelligenz (DFKI) werden verschiedenste Anwendungsbereiche für solche Explorationsfahrzeuge untersucht und die entsprechenden Fahrzeuge entwickelt (siehe Abbildung 1.1). Im Rahmen des Projekts *Europaexplorer* am Robotics Innovation Center (RIC) des DFKI wird eine Machbarkeitsstudie durchgeführt, in der ein AUV für den extraterrestriellen Einsatz entwickelt wird. Ziel der möglichen Exploration ist die Erforschung des Jupitermonds Europa (früher auch Jupiter 2), des zweitgrößten Trabanten des Planeten. Dieser Mond ist von einer dicken Eisschicht umgeben, unter der ein 10 bis 100 km tiefer Ozean vermutet wird. Verschiedene Untersuchungen deuten auf vulkanische Aktivitäten und einen Salzgehalt, der dem der Ostsee nicht unähnlich ist, hin. Insbesondere die vulkanischen Aktivitäten geben Anlass zu der Vermutung, dass autotrophe Lebensformen auf Europa existieren könnten. Als Ursache für den Vulkanismus wird die Gravitationswirkung des

Leben scheint unter der Annahme einer dünnen Eiskruste möglich (Vgl.: Chyba (2000), Chyba und Phillips (2001, 2002) und Greenberg et al. (1999)). In einigen Publikationen wird mittlerweile davon ausgegangen, dass bspw. halophile Bakterien (Vgl: Rothschild und Mancinelli (2001)) in Europas Ozean überlebensfähig wären.

Ziel einer möglichen Mission auf Europa wäre es, Spuren von Leben nachzuweisen. Um dies zu erreichen, müsste zunächst die Eiskruste des Mondes durchdrungen werden. Aufgrund der tiefen Temperaturen an der Oberfläche des Mondes (-167 °C) (Spencer et al. 1999) hat das Eis auf der Oberfläche eine Härte, die mit der von Beton vergleichbar ist, was das durchbrechen erschwert. Um Explorationsfahrzeuge in den darunter liegenden Ozean zu transportieren wird daher ein speziell konzipierter Eisbohrer benötigt. Ist die Eiskruste durchdrungen, muss ein Kommunikations- und Navigationsnetzwerk errichtet werden, welches Kommunikation mit der Oberfläche, Kommunikation zwischen Explorationsfahrzeug und Bohrer und Navigation unterhalb des Eises ermöglicht. Dazu sind im Rahmen des Projekts antriebslose Gleiter vorgesehen, welche durch Dichteänderung und Drift um die Bohrstelle verteilt werden. Abbildung 1.2 zeigt schematisch das geplante Gesamtsystem *Europaexplorer*.

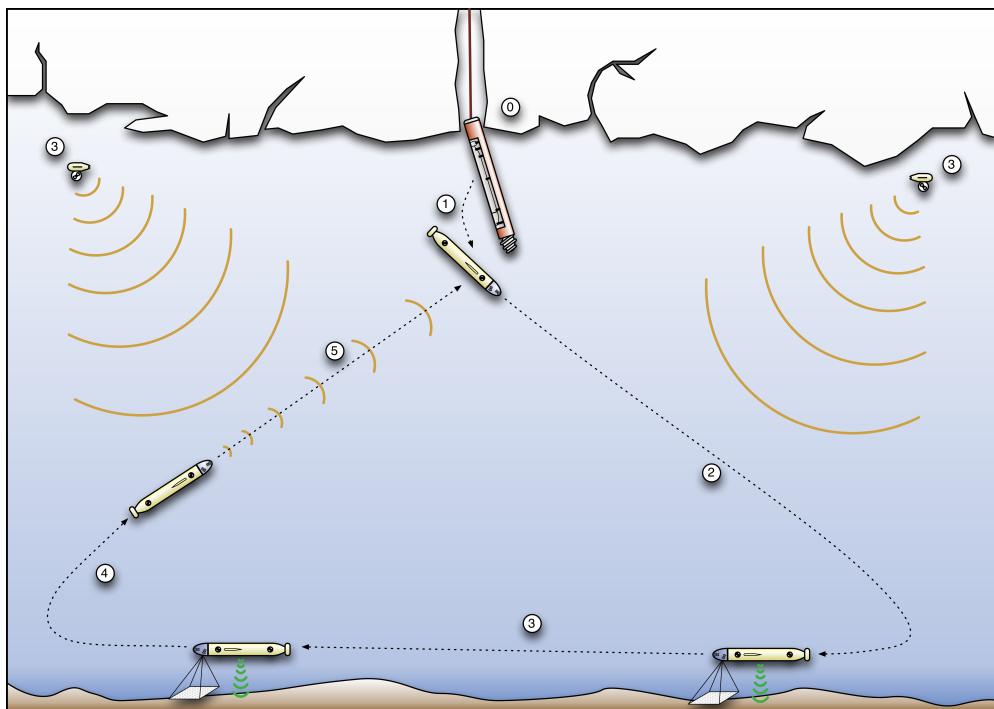


Abbildung 1.2: Das System Europaexplorer in der Übersicht. Der Eisbohrer (0) schmilzt sich durch das Eis bis freies Wasser erreicht wird. Dann wird das Explorationsfahrzeug *Leng* (1) ins Wasser entlassen (2) und beginnt Proben zu nehmen, während die Glider als Kommunikations- und Navigationsrelays dienen (3). Schließlich kehrt das Fahrzeug zum Eisbohrer zurück um seine Probe abzuliefern (4). Ergebnisse der Experimente können bereits während das Fahrzeug unterwegs ist übermittelt werden (5)

Das Explorationsfahrzeug (AUV) *Leng* (Abbildung 1.3) hat aufgrund des geplanten Durchdringens der Eisschicht, eine sehr schlanke Geometrie. Das Verhältnis von Länge (ca. 4 m) zu Durchmesser (ca. 0.2 m) beträgt derzeit 20. Das Fahrzeug ist, wie in Abbildung 1.3 zu erkennen, rotationssymmetrisch und hat mehrere Aussparungen und Einbuchtungen.



Abbildung 1.3: Das Explorationsfahrzeug *Leng*. Am rechten Bildrand ist der Antriebsthruster zu sehen. Auf der linken Seite ist die durchsichtige Nase und die dahinter liegende Frontkamera zu sehen. Die zwei Seitenthruster sind als dünne Einbuchtungen zu erkennen. Auf der Oberseite, links, ist das Doppler Velocity Meter zu erkennen. Ebenfalls auf der Oberseite, rechts, sind Ausbuchtungen für Antennen angebracht.

Aufgrund der enormen Länge ergibt sich schon bei geringen Geschwindigkeiten ein relativ hoher Reynoldszahlbereich ¹: zwischen $0.1 \frac{m}{s}$ und $4 \frac{m}{s}$ ergeben sich Reynoldszahlen von $Re_{0.1} = 366000$ und $Re_4 = 14.7 \cdot 10^6$.

Das Explorationsfahrzeug ist mit mehreren wissenschaftlichen Instrumenten ausgestattet, unter Anderem Kameras, einer Stereokamera, Sonar und Hydrophonen (Abbildung 1.4).

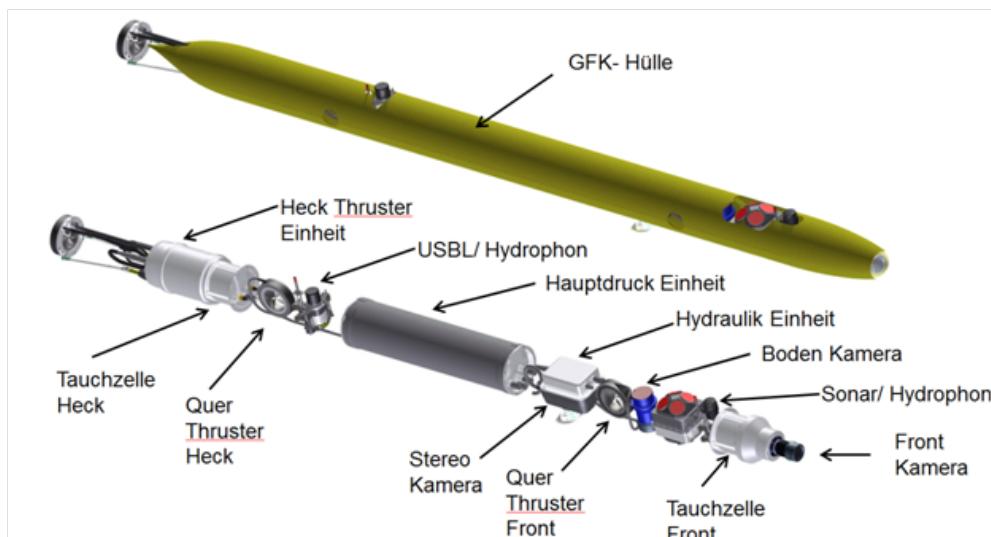
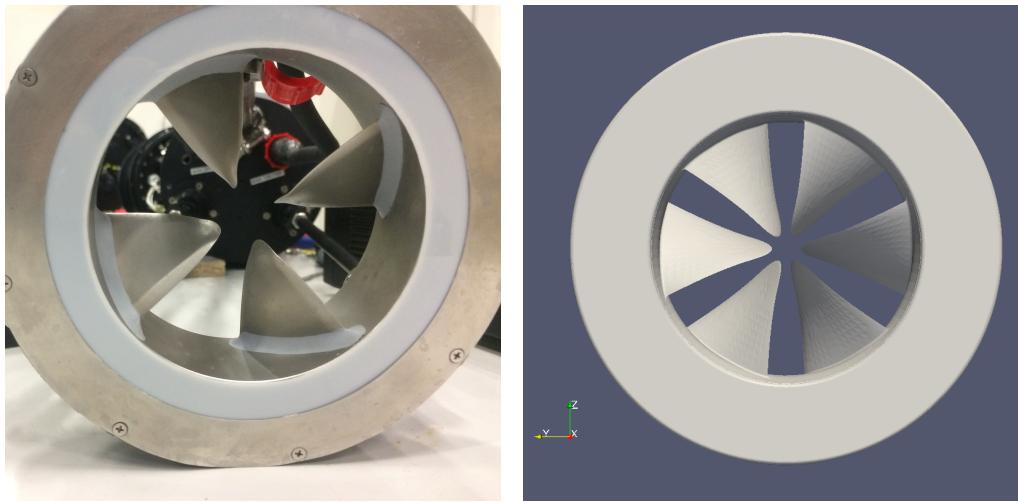


Abbildung 1.4: Schematischer Aufbau des Explorationsfahrzeugs *Leng*.

Um die vertikale Lage im Wasser zu kontrollieren, sind zwei Tauchzellen verbaut. Der

¹Die Reynoldszahl ist eine dimensionslose Kennzahl, welche das Verhältnis von viskosen Kräften und Trägheitskräften widerspiegelt (siehe Gleichung 2.5) und dient zur Charakterisierung der erwarteten Turbulenz (Spurk und Aksel 2010).

Antrieb und die Steuerung erfolgen durch drei sogenannte *shaftless* oder *rim-driven Thruster*, auch als Ringpropeller bezeichnet. Zwei dieser Thruster sorgen als seitliche Schubgeber für die laterale Steuerung, die dritte Einheit ist mit einer Vektorsteuerung am Heck angebracht. Abbildung 1.5 zeigt die in Leng verbaute Version des Thrusters und zusätzlich eine in Entwicklung befindliche Version.



(a) Enitech Thruster, Version 1

(b) CAD-Zeichnung Enitech Thruster, Version 2

Abbildung 1.5: Teilabbildung 1.5(a) zeigt die Heckansicht des in *Leng* verbauten Enitech-Thrusters, Version 1. Der Spalt zwischen Stator und Rotor des Thrusters ist in dieser Abbildung durch den hellen Plastikring abgedeckt. Ferner ist deutlich zu erkennen, dass die Schaufelblätter flache, dreieckige Metallplatten sind, welche an der Spitze eine leichte Verdrehung aufweisen. Teilabbildung 1.5(b) zeigt die Geometrie der in Entwicklung befindlichen zweiten Version des Thrusters. In dieser Version wurden die Propellerblätter mit einer konstanten Verdrehung um die Längsachse versehen. Ferner umfasst der Rotor sechs Flügel.

Ringpropeller haben den Vorteil, dass die Wahrscheinlichkeit für Verwickelungen mit im Strömungsfeld enthaltenen Objekten, wie z.B. Seilen, Seetang oder Netzen, stark sinkt. Außerdem muss keine Antriebswelle durch die Hülle geführt werden. Das gesamte System ist damit wesentlich weniger komplex als herkömmliche Antriebsstränge. Die Bauweise ermöglicht es, dass das Gesamtsystem druckneutral bis 6000 m Tiefe (Herstellerangaben) gefertigt und mit geringem Aufwand beweglich gelagert werden kann. Fertigungsbedingt sind die Propellerschaufeln des Thrusters bisher als einfache Stahlplatten mit einem Seitenverhältnis von 2 realisiert. Neue Fertigungsverfahren, basierend auf 3D-Druck, ermöglichen in der nächsten Generation der Ringpropeller neue, beliebige Schaufelformen. Die momentan in *Leng* verbaute Version (Teilabbildung 1.5(a)) stellt somit die erste verfügbare Generation der Ringpropeller in dieser Größe dar. Die verbauten Ringpropeller stammen von der Firma Enitech (Enitech, Bentwisch, Deutschland).

Insbesondere im Hinblick auf den Langzeitcharakter einer Mission auf Europa sind die bisherigen Schaufelblätter als problematisch einzuschätzen. Auch die gerade in der Entwicklung befindliche zweite Version der Propellerblätter ist von Seiten des Herstellers nicht auf einen festen Drehzahlbereich optimiert, wie er bei einer Langzeitmission mit großen Strecken zu erwarten wäre. Phänomene wie Ablösung, Wake-Vortex-Interaction² und Transition³ wurden bei dem bisherigen Designprozess nicht beachtet.

1.2 Biologisches Vorbild

In der Natur sind reine Rotationsbewegungen selten zu finden. Der Schlagflug der Insekten und Vögel ist eine durch Rotation dominierte Bewegung, wird aber meist überlagert mit starker Deformation der Flügel. Der Schlagflug der Trochilidae (allgemein bekannt als Kolibris bekannt) bildet hierbei eine Ausnahme. Diese Organismen stellen die am meisten spezialisierten flugfähigen *Nektovare*⁴ dar. Aufgrund ihrer Ernährungsweise sind diese Vögel in der Lage beeindruckende Flugmanöver auszuführen. Sie sind nicht nur zum Schwebeflug befähigt, auch Rückwärtsflug und senkrechtes Aufsteigen gehört zu ihrem Flug-Repertoire. Um dies zu ermöglichen, unterscheiden sich die Flügel und Knochen der Trochilidae anatomisch von denen der meisten anderen Vögeln. Trotzdem gibt es eine große Variation von Flügelgrößen und Formen innerhalb und zwischen einzelnen Spezies (Styles et al. 2005). Chai et al. (1997) stellt fest, dass aufgrund ihrer Ernährungsweise und der damit einhergehenden Flugmanöver die Trochilidae wahrscheinlich die Organismen mit dem größten Leistungs-Gewicht-Verhältnis aller Vertebraten sind.

Während die meisten Vögel in der Lage sind ihre Flügel abzuknicken, sind bei den Trochilidae diese Gelenke verwachsen. Zusätzlich dazu sind die Organismen aber zu *Pronation* und *Supination*, dem Rotieren der Flügel um die Längsachse, befähigt, wobei Hedrick et al. (2011) feststellen, dass die Supination passiv gesteuert zu sein scheint (Polhamus-Effekt, Polhamus (1966)). Während des Schlagflugs schwankt die Länge des Flügels um nur etwa 5%. Supination und Pronation finden jeweils am Ende eines jeden Schlages statt und dienen dazu, den Anstellwinkel an die Strömung anzupassen. Damit ähnelt der Schlagflug eines Kolibris stark dem starren Rotieren eines Propellers (Vgl.: Altshuler et al. (2004a,b), Ellington (2006), Kruyt et al. (2014), Tobalske et al. (2004) und Tobalske et al. (2007)).

Der Schlagflug der Trochilidae ist unter aerodynamischen Gesichtspunkten mittlerweile gut verstanden. Ursprünglich wurde zum Beschreiben der aerodynamischen Eigenschaften des Flugverhaltens das sog. *Wing Disc Loading* aus der klassischen Propellertheorie genutzt (Styles et al. 2005). Diese Betrachtungsweise hat sich aber als unzureichend erwiesen, da bei der Berechnung dieser Größe lediglich das Verhältnis von bewegter Masse zu von den

²Wake-Vortex-Interaction bezeichnet die Interaktion zwischen Objekten (Wirbel, Tragflächen, Häusern, Boden) und dem Nachlauf (engl. *Wake*), bzw. der Wirbel (engl. *Vortex*) im Nachlauf (Rockwell 1998).

³Transition bezeichnet den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung.

⁴Als *Nektovare* werden alle Organismen bezeichnet, welche sich vorwiegend von Blütennektar ernähren.



Abbildung 1.6: *Colibri coruscans* im Flug. Schön zu erkennen sind die starre Flügelform und die hohe Schlagamplitude. (dpreview.com 2011)

Flügeln überstrichener Fläche berechnet wird. Insbesondere Parameter wie Schlagfrequenz, Amplitude und Seitenverhältnis der Flügel spielen dabei keine Rolle.

Der Bedarf an mechanischer Leistung für den Flug der Trochilidae lässt sich in zwei Anteile zerlegen: Die benötigte aerodynamische Leistung und die Leistung, um die Trägheitskräfte zu überwinden. Während die Trägheitskräfte direkt von Masse, Geometrie und Dichte abhängen, kann die aerodynamische Leistung weiter zerlegt werden. So muss die Gewichtskraft überwunden werden (durch den generierten Auftrieb), der strömungsmechanische Widerstand des Flügels und sog. parasitäre Kräfte (z.B. induzierter Widerstand durch Ablösung, Widerstand durch den Thorax des Vogels) (Styles et al. 2005). Da die *Trochilidae* nicht nur zum Schwebeflug befähigt sind, sondern teilweise auch enorme Distanzen überwinden (> 6000 km, *Selaphorus rufus* (Tobalske et al. 2007)) und hohe Vorwärtsfluggeschwindigkeiten erreichen (5 – 11 m/s (Tobalske et al. 2007)), kann in der Flügelform eine Mischung aus beiden Anforderungen beobachtet werden. So ist ein hohes Seitenverhältnis sehr nützlich für den reinen Vorwärtsflug, ein niedriges Verhältnis nützlich für den Schwebeflug (ebd.). Im Mittel ergibt sich für die Flügel ein Seitenverhältnis von 5 – 5,5. Des Weiteren ist im Schwebeflug der *Trochilidae* das höchste Spannen-Verhältnis aller bekannten Tierarten beobachtet worden⁵, sondern auch die geringste Variation des Spannen-Verhältnisses (Tobalske

⁵Das Spannen-Verhältnis ist das Verhältnis zwischen der Flügelspanne im Ab- und Aufschlag; ein hohes Verhältnis impliziert eine geringe Variation.

et al. 2007). Damit haben die *Trochilidae* einen (für biologische Strukturen) aerodynamisch äußerst steifen Flügel auf. Basierend auf einer mittleren Flügellänge von 0,025 m, einer mittleren Schlagfrequenz von 50 Hz, einer mittleren Sehnenlänge von 0,015 m und der kinematischen Viskosität von Luft mit $1,5 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$ berechnet sich damit eine Reynoldszahl von 7850. Mit der hier angenommenen mittleren Schlagfrequenz von 50 Hz ergeben sich selbst bei den kleinen Flügellängen von max. 0.05 m hohe Spitzengeschwindigkeiten an den Flügelspitzen.

Das gesamte Strömungsfeld ist jedoch im Transitionsbereich anzusiedeln. Dieser Bereich stellt für die (numerische) Untersuchung eine große Herausforderung dar. Turbulenz oder turbulente Gebiete sind zu erwarten, jedoch weder mit zeitlicher noch örtlicher Konstanz. Erschwerend muss beachtet werden, dass die Strömung lediglich zum Ende eines jeweiligen Ab- bzw. Aufschlages als vollausgebildet angenommen werden kann. Frühere Untersuchungen von Sander (2015) unterstützen dies. Insbesondere während *Pronation* und *Supination* ist die Strömung stark instationär und dynamisch.

1.3 Zielsetzung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es zunächst die in Entwicklung befindliche Thrustergeometrie (siehe Teilabbildung 1.5(b)) strömungsmechanisch zu charakterisieren um diese dann numerisch zu untersuchen. Dazu muss zunächst geklärt werden mit welchem Ansatz Transition und Turbulenz modelliert sollten und wie groß der Einfluss der numerischen Auflösung des Nachlaufs ist. Basierend auf diesen Ergebnissen soll dann eine Neuauslegung der Schaufelblätter nach biologischem Vorbild des Kolibris erfolgen. Dazu werden die Arbeiten von Kruyt et al. (2014), Ellington (2006), Warrick et al. (2005), Tobalske et al. (2004) und Tobalske et al. (2007) als Datengrundlage genutzt. Diese sollen auf erhöhten Schub und verringerte Ablösung untersucht werden.

2 Material und Methode

Im nachfolgenden Kapitel sollen die genutzten Materialien und Methoden vorgestellt werden. Um die in der Einleitung formulierten Ziele zu erreichen, wurden Numerische Strömungssimulationen durchgeführt (*Computational Fluid Dynamics, CFD*). Als Simulationssoftware wurde die freie Software OpenFOAM (OpenFOAM Foundation, OpenCFD Ltd. (ESI Group), Bracknell, United Kingdom) eingesetzt. OpenFOAM basiert auf der *Finite-Volumen Methode* und bietet die benötigten Techniken um selbst komplexe Simulationen erfolgreich zu implementieren.

2.1 Beschreibung der Aufgabe

Ausgehend von der bereits genutzten Geometrie des Thrusters (im Nachfolgenden als **Referenzgeometrie** bezeichnet, siehe 2.4(a)) musste zunächst eine erfolgreiche Simulation des Thrusters sichergestellt werden. Dazu wurden verschiedene Ansätze zum Umgang mit der Turbulenz und dem Nachlauf implementiert und getestet. Basierend darauf wurde der am besten geeignete Ansatz zur Turbulenzmodellierung ausgewählt und der Einfluss des Nachlaufs quantifiziert um zu entscheiden, ob der Nachlauf fein aufgelöst werden musst. Nach der Quantifizierung des Einflusses des Nachlaufs die Frage beantwortet werden, wie ein solches System numerisch untersuchen werden kann. Erst danach konnte die Implementierung des biologischen Vorbilds als Schaufelgeometrie erfolgen.

Aufgrund des großen Parameterraums wurde die Rotationsfrequenz des Thrusters auf $f = 10 \text{ Hz}$ festgelegt. Die Rotationsrichtung wurde bei allen Simulationen so gewählt, dass der generierte Schub entgegen der Anströmung wirkt und der Nachlauf somit in Strömungsrichtung fließt. Abbildung 2.1 zeigt diesen Ablauf schematisch.

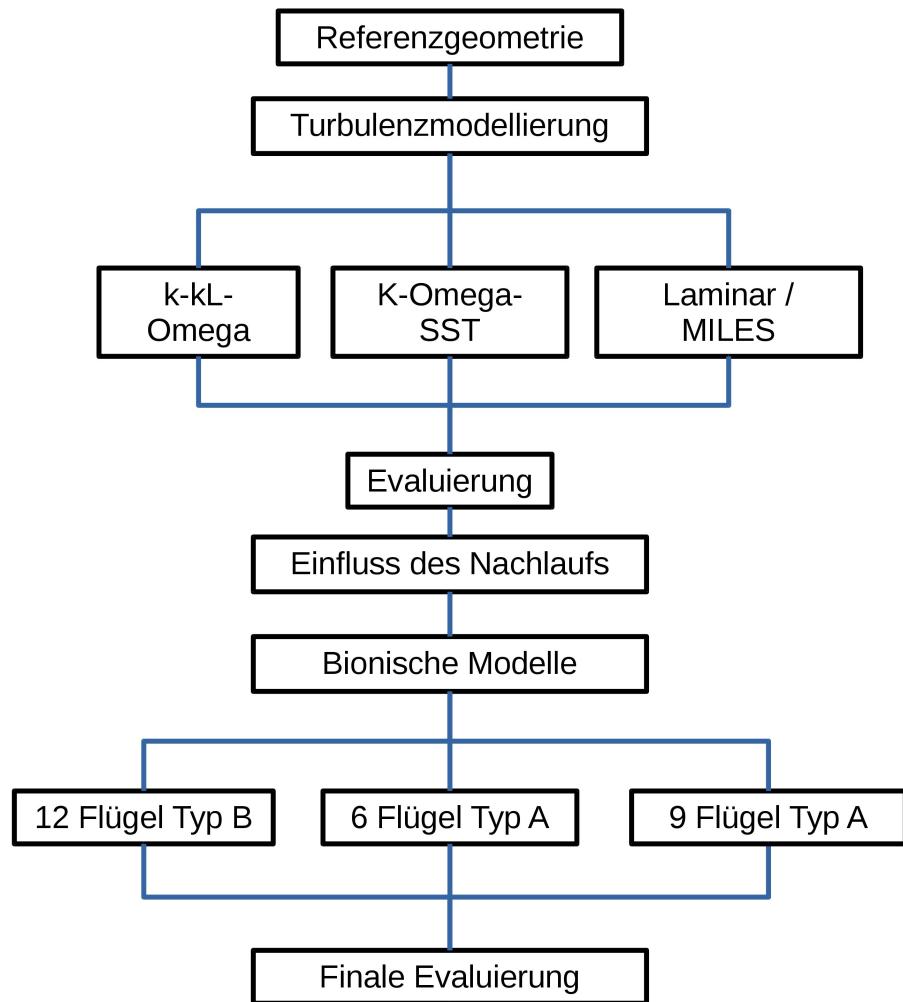
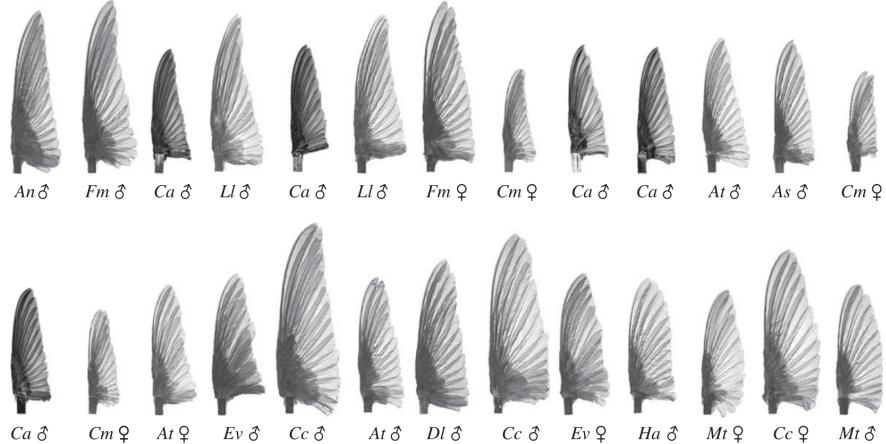


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Ablaufs der Simulationen. Nach erreichen der Zwischenergebnisse wurden jeweils Evaluierungen durchgeführt.

2.2 Generierung der biologisch inspirierten Modelle

Basierend auf der Arbeit von Kruyt et al. (2014) wurden mit Hilfe der CAD-Software Rhinoceros 3D, Version 5 (Robert McNeal & Associates, McNeal Europe, Barcelona, Spain) durch Spline-Interpolation die Umrisse der Flügelform von *Colibri coruscans* (siehe Abbildung 2.2(a), Cc, ♀) extrahiert. Diese Vorgehensweise ist in Abbildung 2.2(b) schematisch dargestellt. Bewusst wurden dabei die kleinen Ausbuchtungen an der Hinterkante des Flügels, welche aus der Überlappung der einzelnen Federn resultieren, vernachlässigt. Diese Flügelformen wurden dann mit einem asymmetrischen Profil versehen. Dieses Profil wurde aus Fotografien abgeschätzt, da keine genauen Daten zu den Flügelprofilen der *Trochilidae* vorliegen. Um die Geometrie an den durch die linear steigende Tangentialgeschwindigkeit dominierten Anstellwinkel anzupassen, wurden die Flügel über die Länge des Radius des Thrusters linear verdreht. Im Mittelpunkt des Thrusters beträgt der Anstellwinkel 0°, an der maximalen Stelle 45°. Dies ist in den Abbildungen 2.2(c) und 2.2(d) zu beachten, da dadurch in der planaren Ansicht die Kontur verfälscht wird. Es wurden zwei verschiedene biologisch inspirierte Typen generiert, welche im Nachfolgenden als Flügelformen A und B bezeichnet werden. Während in Typ A das aus der Spline-Interpolation gewonnene Seitenverhältnis von 2 beibehalten wurde (Teilabbildung 2.2(c)), wurde für Typ B (Teilabbildung 2.2(d)) bewusst ein geringeres Seitenverhältnis von 4 gewählt. Dies wurde durch künstliche, lineare Streckung des Flügels in Sehnenrichtung erreicht.

2 Material und Methode



(a) Verschiedene Flügelformen der *Trochilidae*, verändert nach Kruyt et al. (2014).

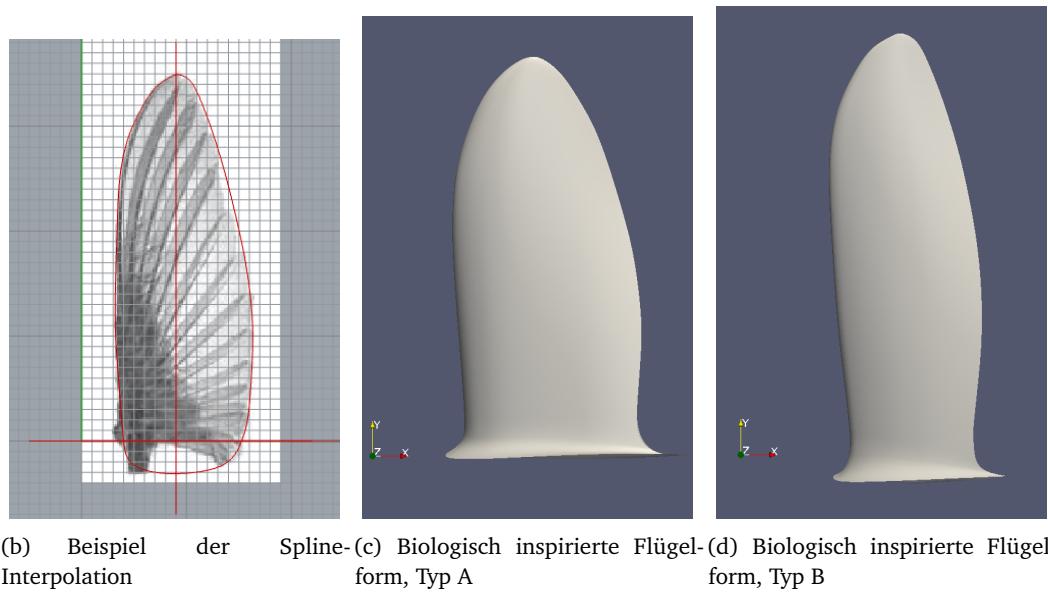


Abbildung 2.2: Teilabbildung 2.2(a) zeigt die als Vorlage genutzte Flügelform, entnommen aus Kruyt et al. (2014), veränderte Darstellung. Teilabbildung 2.2(b) zeigt exemplarisch die genutzte Spline-Interpolation am Beispiel des Flügels von *Colibri coruscans*, *Cc*, ♀. Teilabbildungen 2.2(c) und 2.2(d) zeigen die aus der Vorlage generierten Flügeltyp, Typ A und Typ B. Typ A hat ein Seitenverhältnis von 2 auf, während Typ B das ursprüngliche Seitenverhältnis von 4 aufweist.

2.3 Numerischer Aufbau

2.3.1 Entdimensionierung

Aufgrund der unbekannten Strömungphänomene wurden alle Simulationen zunächst dimensionsbehaftet durchgeführt. Während der Auswertung der Ergebnisse wurde die Strömungsgeschwindigkeit U mit der Tangentialgeschwindigkeit $U_t = 2\pi f r$ bei einem Radius von $r = 0.7R$ zu $u^* = \frac{U}{U_t}$ entdimensioniert. Mit der in Abschnitt 2.1 festgelegten Rotationsfrequenz von $f = 10\text{Hz}$ ergibt sich damit eine Tangentialgeschwindigkeit von $U_t = 2.198\frac{m}{s}$. Das Druckfeld wurde basierend auf U_t mit Hilfe der Dichte ρ zu $c_p = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_t^2}$ als dimensionsloser Druckbeiwert entdimensioniert. Als weitere entdimensionierte, strömungsmechanische Vergleichsgröße wurde der Schubbeiwert $K_S = \frac{S}{\rho f^2 D^4}$ berechnet. Die dimensionslose Zeit wurde mit $t^* = t \cdot f$ berechnet. Zur Einordnung des Belastungsfalls wurde die Vortriebszahl $J = \frac{U_\infty}{fD} = 0.1$ mit $U_\infty :=$ Vortriebsgeschwindigkeit berechnet.

2.3.2 Charakterisierung der Strömung

Zunächst wird die Gültigkeit der Kontinuumshypothese angenommen. Tabelle 2.1 listet die verschiedenen Stoffgrößen und dimensionslosen Kennzahlen zur Charakterisierung der Strömung.

Mit einer auf den Durchmesser und die Anströmung bezogenen Reynoldszahl von $Re_D = 10.000$ und einer auf die Tangentialgeschwindigkeit U_t und mittlere Sehnenlänge $c = 0.015m$ bezogenen Reynoldszahl $Re_{U_t} = 32.000$ kann die Strömung im Vorlauf und an der Oberfläche des Thrusters als im Transitionsbereich befindlich angenommen werden. Bei dem simulierten Fluid handelte es sich um ein newtonsches. Des Weiteren ist die Strömung stark von der Zeit abhängig. Es ist eine starke Wirbelbildung zu erwarten, induziert durch die Rotation der Schaufelblätter und der damit einhergehenden Ablösung. Auf den Schaufelblättern selbst sind Transitionsegebiete zu erwarten, da hier die Beschleunigung des Fluids stattfindet. Querströmungen aufgrund von Zentripetalbeschleunigung sind ebenfalls zu erwarten. Das erwartete Strömungsfeld

Tabelle 2.1: Dimensionslose Kennzahlen und Stoffgrößen des Fluids & Thrusters zur Charakterisierung der Strömung

Kennzahl/Stoffgröße	Formel/Einheit = Wert
Kinematische Viskosität	$\nu = 1 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s}$
Reynoldszahl Durchmesser	$Re_D = \frac{U_\infty D}{\nu} = 10.000$
Reynoldszahl Rotor	$Re_{U_t} = \frac{U_t c}{\nu} = 32.000$
Max. Reynoldszahl Rotor	$Re_{max} = \frac{U_t c_{MAX}}{\nu} = 125.000$
Strouhalzahl	$St = \frac{f * l_c}{U_t} = 0.45$
Kavitationszahl	$\sigma = \frac{2(p_0 - p_D)}{\rho \pi^2 n^2 D_p^2} = 1.15$
Fortschrittsgrad	$J = \frac{v_s}{f \cdot D} = 0.1$
Neigungsverhältnis	$p_p = \frac{2\pi r \tan \theta}{D} = 3.14$

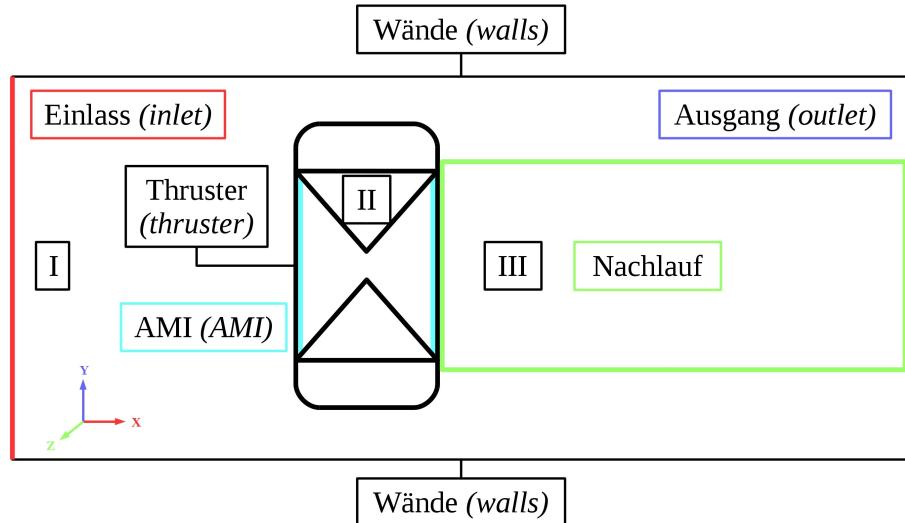


Abbildung 2.3: Der für die Simulationen eingesetzte Bilanzraum in schematischer Darstellung. An der linken Seite (rot) ist der Einlass, in den Simulationen als *inlet* bezeichnet und auf der gegenüberliegenden Seite der Auslass (*outlet*, blau), eingetragen. Die Wände wurden in den Simulationen als *walls* bezeichnet. Innerhalb des Thrusters wurde die Trennfläche für den Einsatz der eingesetzten numerischen Technik als AMI gekennzeichnet. Diese werden in den Simulationen ebenfalls als *AMI* (türkis) bezeichnet. Der erwartete Nachlauf ist in grün gekennzeichnet. Die drei Strömungsregionen wurden mit römischen Zahlen gekennzeichnet: laminarer Einlauf und Fernfeld: I, wandgebundene Strömung innerhalb des Thrusters: II, turbulenter Nachlauf: III.

lässt sich in drei dominierende Bereiche unterteilen: die ungestörte An- und Umströmung im Fernfeld (Abbildung 2.3, I), die freien Scherschichten im Nachlauf (Abbildung 2.3, III) und die wandgebundene Strömung an den Wänden des Thrusters (Abbildung 2.3, II). Die Strömungen an der Oberfläche des Thrusters werden dabei durch die vorherrschenden Druckgradienten und die Zentripetalkraft aufgrund der Rotation dominiert. Die Strömung im Nachlauf wiederum wird durch die Geschwindigkeitsgradienten der mittleren Geschwindigkeiten und den damit induzierten Wirbeln dominiert (Pope 2000). Der Nachlauf kann als Freistrahrl mit ausgeprägt rotativem Anteil aufgefasst werden. Auch ist zu erwarten, dass der Nachlauf in rotative und nicht-rotative Anteile aufgespalten werden kann.

2.3.3 Geometrien

Als Grundlage der Simulationen diente die Geometrie der neu entwickelten Schaufelblätter des Herstellers Enitech (Bentwitsch, Deutschland). Diese wurde als Stereolithographie-datei von Seiten des Herstellers zur Verfügung gestellt. Abbildung 2.4(a) zeigt die Geometrie frontal. Tabelle 2.2 listet geometrische Parameter der verschiedenen biologisch inspirierten Modelle und der Referenzgeometrie.

Tabelle 2.2: Geometrie

	Referenz	Modell A	Modell B	Modell C
Anzahl Blätter	6	6	12	9
Flügeltyp	Referenz	Typ A	Typ B	Typ A
Abstand Blätter [°]	60	60	40	30

Der Innenradius der Referenzgeometrie beträgt 0,05 m, der Außenradius 0,08 m, die Dicke der Hülle beträgt 0,038 m. In der Realität weist die Oberfläche des Thrusters zahlreiche Einbuchtungen und produktionsbedingte Oberflächeneigenschaften auf (Vgl. 1.5(a)). Im Zuge der Simulationen wurden diese Details vernachlässigt und die Oberfläche als homogen und glatt angenommen. Die Flügelblätter haben eine Länge von $l = 0,04$ m und eine maximale Sehnenlänge von $c_{MAX} = 0,045$ m, woraus sich ein Seitenverhältnis von 0.88 ergibt. Basierend auf den in Abschnitt 2.2 vorgestellten Flügelgeometrien wurden drei biologisch inspirierte Thrustergeometrien erstellt. **Modell A** besteht aus sechs in Winkeln von 60° angeordneten Flügelgeometrien von Typ A. In **Modell C** sind neun Flügel des gleichen Typs in 40° Abstand angeordnet und in **Modell B** zwölf Flügel des Typs B in 30° Abstand. Eine weitere Besonderheit des Modells B besteht darin, dass die Flügelmodelle in alternierenden Abständen in Richtung der Rotationsache um 5 mm verschoben sind.

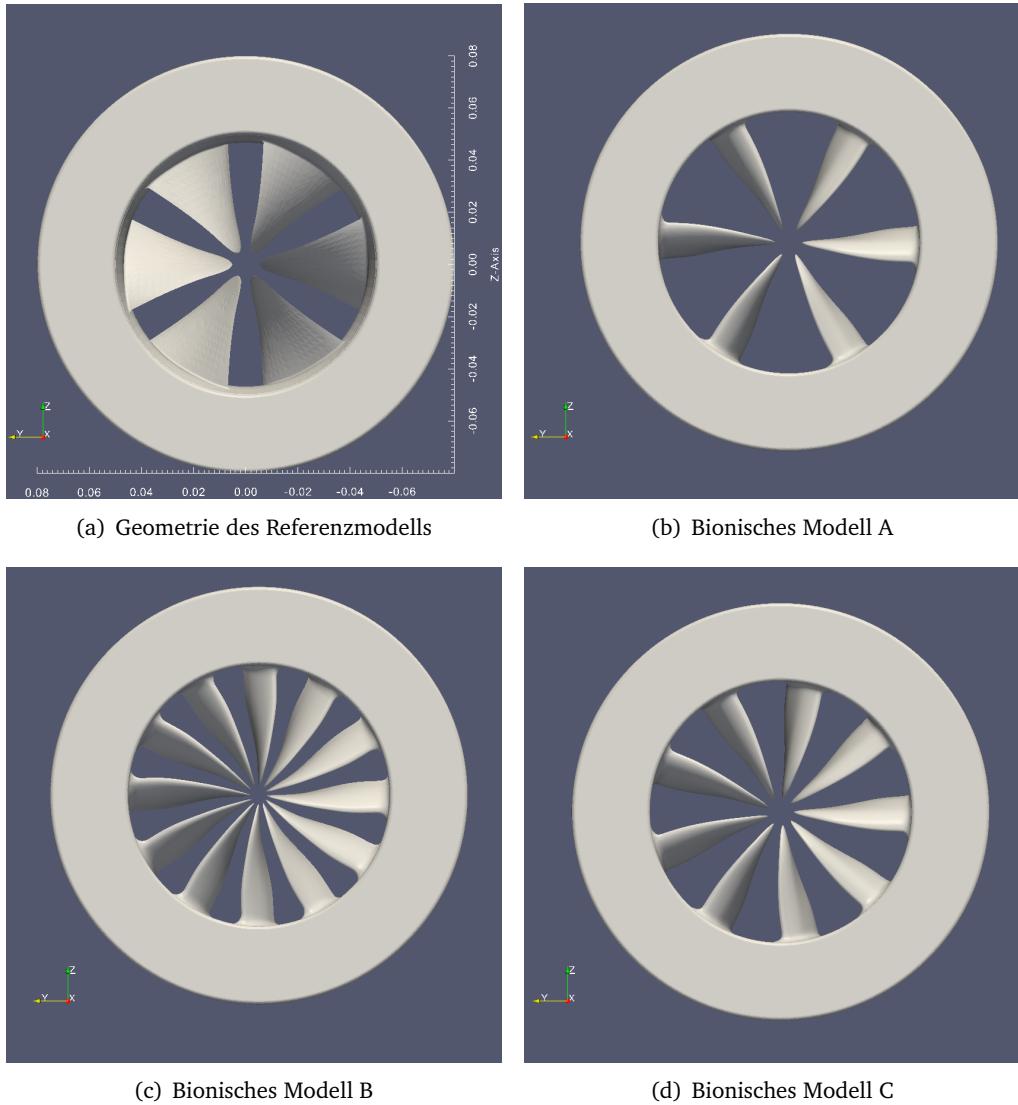


Abbildung 2.4: Die in den Simulationen eingesetzten Geometrien. Teilabbildung 2.4(a) zeigt die Referenzgeometrie des Thrusters. In den Teilabbildungen 2.4(c) und 2.4(d) sind Modell A mit sechs Schraubenblättern des Typs A und Modell C mit neun Schraubenblättern des gleichen Typs gezeigt. Teilabbildung 2.4(b) stellt Modell B mit zwölf Schraubenblättern des Typs B dar.

2.3.4 Modellgleichungen und Turbulenzmodellierung

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen basieren auf der Navier-Stokes Gleichungen, einem System von gekoppelten, nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungen. Zusätzlich dazu wird die Kontinuitätsgleichung verwendet:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.1)$$

Für konstante Dichte und Inkompressibilität ergibt sich die Impulsgleichung:

$$\underbrace{\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}}_{\text{instationärer Term}} + \underbrace{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}}_{\text{konvektiver Term}} = \underbrace{-\nabla \bar{p}}_{\text{Druckgradient}} + \underbrace{\nu \Delta \mathbf{u}}_{\text{diffusiver Term}} + \underbrace{\bar{f}}_{\text{Volumenkräfte}} \quad (2.2)$$

mit $\bar{p} = \frac{p}{\rho}$ und $\bar{f} = \frac{f}{\rho}$.

Durch Entdimensionierung von Gleichung 2.1 und Gleichung 2.2 mit der charakteristischen Länge L , der charakteristischen Geschwindigkeit U und der Dichte ρ ergeben sich die dimensionlosen Variablen $u_i^+ = \frac{u_i}{U}$, $p^+ = \frac{p}{\rho U^2}$, $x_i^+ = \frac{x_i}{L}$ und $t^+ = t \frac{U}{L}$. Eingesetzt in Gleichung 2.1 und Gleichung 2.2 und unter der Annahme, dass keine Zweiphasenströmung simuliert wird ergibt sich in Tensorschreibweise:

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_i^+ = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_i^+}{\partial t^+} + \mathbf{u}_j^+ \frac{\partial \mathbf{u}_i^+}{\partial \mathbf{x}_j^+} = -\frac{\mathbf{p}^+}{\partial \mathbf{x}_i^+} + \text{Re}^{-1} \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i^+}{\partial \mathbf{x}_i^+ \partial \mathbf{x}_j^+} \quad (2.4)$$

Der Faktor Re^{-1} vor dem diffusiven Term stellt dabei die Reynoldszahl dar:

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu} \quad (2.5)$$

Diese Kennzahl stellt das Verhältnis zwischen viskosen Kräften und Trägheitskräften dar. Da sie als reziproker Faktor des diffusiven Terms in die Impulsgleichung eingeht, schwindet mit steigender Reynoldszahl der Einfluss der viskosen Kräfte. Die Reynoldszahl wird genutzt um turbulente Strömungen zu charakterisieren. Die Reynoldszahl, ab der eine Strömung als turbulent gilt, wird als kritische Reynoldszahl Re_{KRIT} bezeichnet. Für eine vollausgebildete Rohrströmung gilt: $\text{Re}_{KRIT} = 2300$. Bei einer Umströmung hängt die kritische Reynoldszahl von vielen Faktoren ab, so dass es gemeinhin schwierig ist eine feste Schwelle zu definieren. Es wird stattdessen von einem Transitionsbereich gesprochen, d.h.: $\text{Re}_{KRIT} = 10.000...500.000$.

Alle Simulationen basieren auf den entdimensionierten Navier-Stokes (Gleichung 2.4) bzw. den Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) Gleichungen (Gleichung 2.6). Turbulenz erfordert im Rahmen einer numerischen Simulation Modellierung. Es stehen grundsätzlich vier Ansätze zur Modellierung der Turbulenz zur Verfügung: *Reynolds-Averaged Navier-*

Stokes (RANS), Detached Eddy Simulation (DES), Large Eddy Simulation (LES) und Direct Numerical Simulation (DNS). Für diese Arbeit von Interesse sind *RANS* und *LES*. *RANS* basiert auf der zeitlichen Mittelung von Druck und Geschwindigkeit. Durch Aufspalten von Geschwindigkeit und Druck in eine mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_i und eine Schwankung $u'i$ ergibt sich für die Geschwindigkeit $u_i = \bar{u}_i + u'i$ und für den Druck nach gleichem Prinzip $p = \bar{p} + p'$. Durch Einsetzen in Gleichung 2.4 und unter Vernachlässigung der Indizes für die Entdimensionierung folgt:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t^+} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \underbrace{\bar{u}'_i \bar{u}'_j}_{RST} \right) \quad (2.6)$$

Der mit *RST* gekennzeichnete Term ist der sog. *Reynolds-Stress-Tensor*. Die verschiedenen Turbulenzmodelle versuchen mit Hilfe verschiedener Modellansätze diesen Term zu modellieren und so das Gleichungssystem zu schließen. Dabei nutzen die meisten *RANS*-Modelle ein lineares Wirbelviskositätmodell. Dies resultiert in einer isotropen Turbulenz.

Basierend auf dem Modell der Wirbelviskosität wurden in den letzten Jahren und Jahrzehnten verschiedene Modelle entwickelt, von denen zwei in dieser Arbeit eingesetzt wurden und nachfolgend erläutert werden sollen.

laminar/MILES

$k - \omega - SST$ Modell

Basierend auf dem $k - \epsilon$ -Modell und dem $k - \omega$ -Modell von Wilcox (2006) nutzt dieses Modell die Vorteile des $k - \omega$ -Modells in wandnahen Regionen und verwendet in den wandfernen Regionen die $k - \epsilon$ -Modellierung. Dieses Modell wird heute als $k - \omega - SST$ Modell bezeichnet und wurde von Menter (1994) erstmals publiziert. Nachfolgend sind die Modellgleichungen aufgeführt:

$$\frac{Dk}{Dt} = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.7)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

Die in den Modellgleichungen genutzten Parameter wurden nicht geändert und können Menter (ebd.) entnommen werden. Der letzte Term in Gleichung 2.8 beinhaltet die Überblendungsfunktion F_1 , welche zwischen ϵ und ω , in Abhängigkeit des Wandabstands umschaltet.

Dieses Modell kann auch zur Modellierung von *Low-Reynolds* Strömungen genutzt werden und wurde aus diesem Grund im Rahmen dieser Arbeit genutzt.

$k_L - k_T - \omega$ Modell

Dieses von Walters und Cokljat (2008) entwickelte Modell basiert auf drei Transportgleichungen: die der laminaren kinetischen Energie k_L , die der turbulenten kinetischen Energie k_T und die der spezifischen Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ω . Es folgen die zur Schließung des Gleichungssystems genutzten Transportgleichungen.

$$\frac{Dk_t}{Dt} = P_{k_t} + R_{BP} + R_{NAT} - \omega k_t - D_t + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \frac{\alpha_t}{\sigma_k}) \frac{\partial k_t}{\partial x_j} \right] \quad (2.9)$$

$$\frac{Dk_l}{Dt} = P_{k_l} - R_{BP} - R_{NAT} - D_l + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial k_l}{\partial x_j} \right] \quad (2.10)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = C_{\omega 1} \frac{\omega}{k_t} P_{k_t} + \left(\frac{C_{\omega R}}{f_w} - 1 \right) \frac{\omega}{k_t} (R_{BP} - R_{NAT}) - C_{\omega 2} \omega^2 + C_{\omega 3} f_{\omega} \alpha_T f_w^2 \frac{\sqrt{k_t}}{d^3} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \frac{\alpha_T}{\sigma_{\omega}}) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (2.11)$$

Die Parameter und Konstanten des Modells wurden unverändert von Walters und Cokljat (ebd.) übernommen.

Auch dieses Modell basiert auf einem linearen Wirbelviskositätansatz. Der Modellierungsansatz berücksichtigt jedoch, im Gegensatz zum $k - \omega - SST$ -Modell, explizit Transition. Wichtig im Vergleich zum ist, dass in diesem Modellierungsansatz explizit Transition berücksichtigt wird. Die explizite Behandlung der Transistion erfolgt in Gleichung 2.11, Terme zwei und vier der rechten Seite. Der zweite Term in Gleichung 2.11 wird als Transitionsproduktionsterm bezeichnet. Dieser Term reduziert die turbulenten Längsskalen während des Transitions-Zerfallsprozesses. Der vierte Term reduziert die turbulenten Längsskalen in der äußeren Schicht der turbulenten Grenzschicht und ermöglicht so eine verbesserte Voraussage des Grenzschicht-Nachlaufs (ebd.).

2.3.5 Diskretisierung

Innerhalb dieses Kapitels werden die verschiedenen zur Diskretisierung eingesetzten Verfahren aufgelistet. Tabelle 2.3 zeigt diese für die Simulationen mit laminarem/MILES-Ansatz, Tabelle 2.4 für das $k - \omega - SST$ -Modell und Tabelle 2.5 für die Simulation mit $k_L - k_T - \omega$ -Modell.

Tabelle 2.3: Diskretisierung der einzelnen Terme der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen für die mit dem laminaren/MILES-Ansatz durchgeführten Simulationen

Term	OpenFOAM-Bezeichnung	Diskretisierungsmethode
Instationär	backward	drei-Zeitebenen Verfahren, zweite Ordnung
Konvektiv	Gauss LUST grad(ϕ)	<i>Linear/Upwind Stabilised Transport</i> erster/zweiter Ordnung
Gradienten	Gauss linear	lin. Gaußsches Eliminierungsverfahren zweiter Ordnung
Diffusiv	Gauss linear corrected	lineares Gaußsches Eliminierungsverfahren mit Korrektur-Term, zweite Ordnung
Interpolation	linear	lineares Interpolationsverfahren zweiter Ordnung

Tabelle 2.4: Diskretisierung der einzelnen Terme der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen für die mit $k - \omega - SST$ -Modell durchgeführten Simulationen

Term	OpenFOAM-Bezeichnung	Diskretisierungsmethode
Instationär	backward	drei-Zeitebenen Verfahren zweiter Ordnung
Konvektiv	Gauss LUST grad (ϕ)	<i>Linear/Upwind Stabilised Transport</i> erster/zweiter Ordnung
Gradient	Gauss linear	lineares Gaußsches Eliminierungsverfahren zweiter Ordnung
Diffusiv	Gauss linear	lineares Gaußsches Eliminierungsverfahren mit Korrektur-Term, zweite Ordnung
Interpolation	linear	lineares Interpolationsverfahren zweiter Ordnung

Tabelle 2.5: Diskretisierung der einzelnen Terme der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen für die mit $k_l - k_t - \omega$ -Modell durchgeführten Simulation

Term	OpenFOAM-Bezeichnung	Diskretisierungsmethode
Instationär	backward	drei-Zeitebenen Verfahren zweiter Ordnung
Konvektiv	Gauss upwind	Gaußsche Aufwind-Interpolation erster Ordnung
Gradienten	Gauss linear	lineares Gaußsches Eliminierungsverfahren
Diffusiv	Gauss linear corrected	lineares Gaußsches Eliminierungsverfahren mit Korrektur-Term, zweite Ordnung
Interpolation	linear	lineares Interpolationsverfahren zweiter Ordnung

2.3.6 Initial- und Randbedingungen

Die zur Simulation benötigten Initial- und Randbedingungen werden nachfolgend aufgelistet (Tabelle 2.6, Tabelle 2.7 und Tabelle 2.8). Eine Besonderheit stellt die Simulation mit dem $k - \omega - SST$ -Modell dar. Hier wurden an den Wänden des Thrusters Wandfunktionen zur Modellierung der Grenzschicht angewendet. In Abbildung 2.3 sind die unten aufgeführten räumlichen Randbedingungen (OpenFOAM: *patches*) schematisch dargestellt. Die Gleitbedingung an den Wänden wird in den nachfolgenden Tabellen mit *GB* abgekürzt. Für die Wandfunktionen der turbulenten kinetischen Energie (*kLowREWallFunction*) wird die Abkürzung *k-WFkt* und für die Wandfunktion der spezifische Dissipationsrate ω (*omegaWallFunction*) ω -*WFkt* eingesetzt. Für die Randbedingungen an Rotationsfläche (*AMI1* & *AMI2*) lautet die Randbedingung *cyclicAMI* und ist für alle Simulationen gleich.

Tabelle 2.6: Initial- und Randbedingungen der mit dem laminaren/MILES-Ansatz durchgeführte Simulationen

Patch	Geschw. [$\frac{m}{s}$]	Druck [$\frac{m^2}{s^2}$]
walls	<i>GB</i>	<i>GB</i>
inlet	$U_x = 0.1 \frac{m}{s}$	$\frac{\partial p}{\partial x_i} = 0$
outlet	$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0$	$p = 0$
thruster & hull	$U_i = 0$	$\frac{\partial p}{\partial x} = 0$

Tabelle 2.7: Initial- und Randbedingungen der mit dem $k - \omega - SST$ -Modell durchgeführten Simulation

Patch	Geschw. [$\frac{m}{s}$]	Druck [$\frac{m^2}{s^2}$]	k [$\frac{m^2}{s^2}$]	ω [$\frac{1}{s}$]
walls	<i>GB</i>	<i>GB</i>	<i>GB</i>	<i>GB</i>
inlet	$U_x = 0.1 \frac{m}{s}$	$\frac{\partial p}{\partial x_i} = 0$	$k = 1 \cdot 10^{-4}$	$\omega = 10$
outlet	$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0$	$p = 0$	$\frac{\partial k}{\partial x_i} = 0$	$\frac{\partial \omega}{\partial x_i} = 0$
thruster & hull	$U_i = 0$	$\frac{\partial p}{\partial x} = 0$	<i>k-WFkt</i>	ω - <i>WFkt</i>

Tabelle 2.8: Initial- und Randbedingungen der mit dem $k_l - k_t - \omega$ -Modell durchgeführten Simulation

Patch	Geschw. [$\frac{m}{s}$]	Druck [$\frac{m^2}{s^2}$]	k_l [$\frac{m^2}{s^2}$]	k_t [$\frac{m^2}{s^2}$]	ω [$\frac{1}{s}$]
walls	<i>GB</i>	<i>GB</i>	<i>GB</i>	<i>GB</i>	<i>GB</i>
inlet	$U_x = 0.1 \frac{m}{s}$	$\frac{\partial p}{\partial x_i} = 0$	$k_l = 1 \cdot 10^{-12}$	$k_t = 1 \cdot 10^{-4}$	$\omega = 10$
outlet	$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0$	$p = 0$	$\frac{\partial k_l}{\partial x_i} = 0$	$\frac{\partial k_t}{\partial x_i} = 0$	$\frac{\partial \omega}{\partial x_i} = 0$
thruster & hull	$U_i = 0$	$\frac{\partial p}{\partial x} = 0$	$k_l = 0$	$k_t = 0$	$\frac{\partial \omega}{\partial x_i} = 0$

2.3.7 Numerisches Gitter

Die eingesetzten Gitter wurden mit dem in OpenFOAM enthaltenen Gittergenerator *snappyHexMesh* generiert. Dieser hybride Gittergenerator nutzt ein zugrunde liegendes blockstrukturiertes Gitter, in welches eine Oberflächengeometrie eingebettet wird. An der Schnittstelle zwischen dem blockstrukturierten Gitter und der Oberflächengeometrie wird durch Generierung eines unstrukturierten Gitters die Geometrie abgebildet. Des Weiteren können an der Oberfläche der Geometrie Schichten aus prismatischen Zellen gebildet werden. Diese dienen dazu die Grenzschicht und den darin enthaltenen Druckgradienten zu simulieren. Tabelle 2.9 listet die Gitterparameter der verwendeten Gitter auf. Abbildung 2.5 zeigt exemplarisch das Referenzgitter mit Verfeinerung im Nachlauf.

Tabelle 2.9: Gitterparameter der eingesetzten Gitter

Parameter	Wert
Gitterauflösung	
Zellanzahl	1470513 - 2238475
Verblockung	< 5 %
Gitterqualität (MAX)	
Nicht-Orthogonalität	max 64.8615
Schiefe	7.53999
Gitterstruktur	
Gittertyp	Hybrides Gitter
snappyHexMesh	
Grundzellgröße	x: 0.2 m y: 0.2 m z: 0.2 m
Zellen zw. Verfeinerungsleveln	3
Verfeinerungslevel	4 - 6
Prismenschichten	3
Wachstumsfaktor Prismenschichten	1.3
Relative Dicke Prismenschicht	70%
Verfeinerung Nachlauf	min. (0.046 0 0); max. (0.5 0 0); Radius = 0.05 m Verfeinerungslevel: 2
Zeitliches Gitter	
	instationär

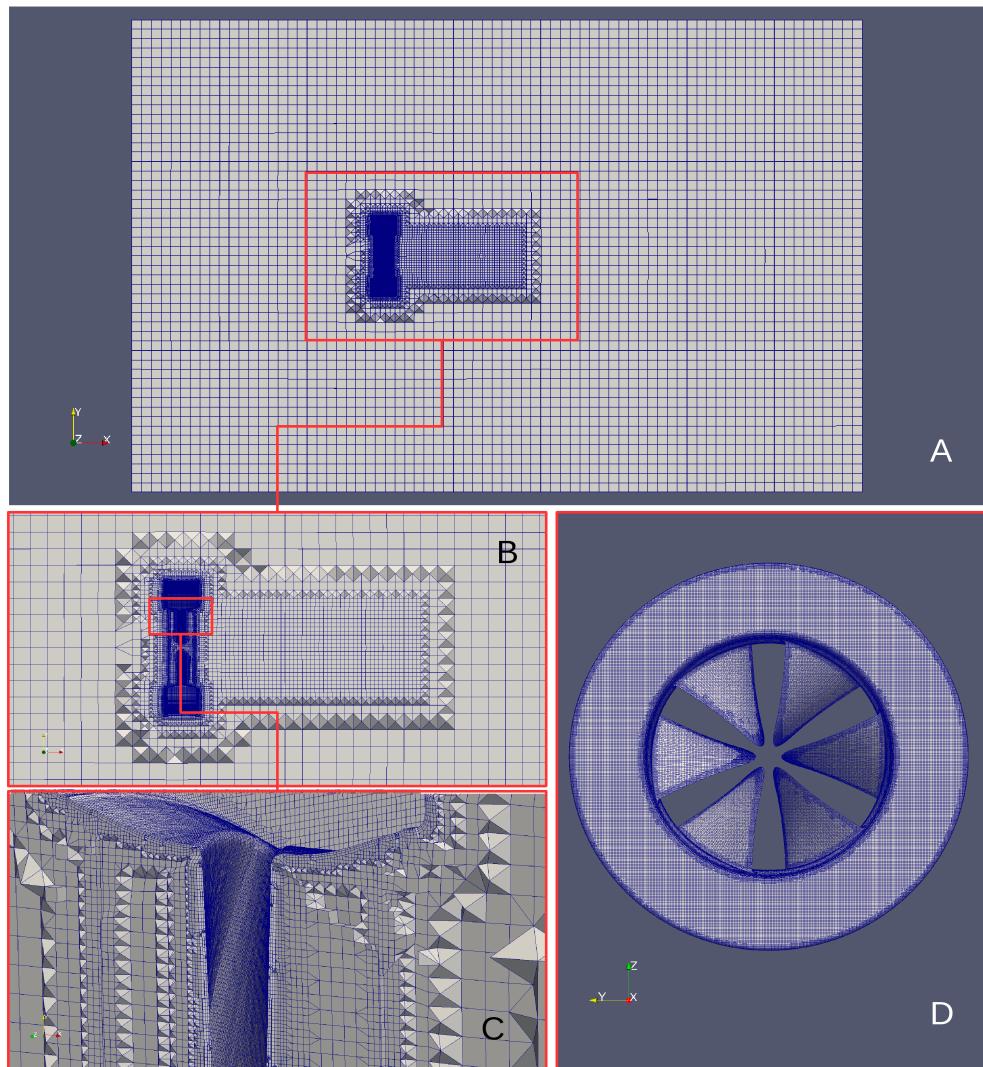


Abbildung 2.5: Das verwendete numerische Gitter der Referenzgeometrie mit verfeinertem Nachlauf im Überblick (A, B). (C) zeigt die prismatischen Zellen an der Oberfläche des Thrusters. (D) zeigt die Gitterauflösung an der Oberfläche des Thrusters.

2.3.8 Lösungsalgorithmus und Gleichungslöser

Um eine erfolgreiche und möglichst akkurate Simulation des Thrusters zu ermöglichen existieren zwei verschiedene technische Ansätze. Zunächst gibt es mit *MRF* (engl. *Multiple Reference Frames*, dt.: *Multiple Bezugssysteme*) die Möglichkeit, mit einem rotierenden Bezugssystem zu rechnen. Dabei wird die Navier-Stokes-Gleichung (Gleichung 2.4) um zwei weitere Terme, die der Zentripetalbeschleunigung und der Corioliskraft, erweitert. Eine weitere Möglichkeit stellt die Verwendung von *AMI* (engl.: *Arbitrary Mesh Interface*, dt.: *Beliebiges Gitterinterface*) dar. Dabei wird die Rechendomäne in zwei oder mehrere Teilgebiete aufgeteilt. An den Grenzflächen dieser Teildomänen findet eine gewichtete Interpolation der simulierten Strömungsgrößen (bspw: Druck p oder Geschwindigkeit U) statt, so dass die abgetrennte Rechendomäne bewegt werden kann. Bei einem Thruster wird der Rotor in einen Zylinder eingebettet. Das vom Zylinder eingeschlossene räumliche Gitter wird dadurch vom restlichen Gitter abgetrennt. Zu Beginn der Simulation wird derjenige Teil des Gitters, welcher den Rotor umfasst, in Rotation versetzt. Dabei muss beachtet werden, dass die Zellgröße an der Oberfläche des Zylinders eine die Zeitschrittweite der Simulation bestimmende Größe darstellt, da in einem Zeitschritt maximal die ganze Länge einer Zelle überstrichen werden darf.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde *AMI* zur Simulation der Rotation eingesetzt.

OpenFOAM stellt zur Simulation bewegter Gitter spezielle Löser zur Verfügung. Für turbulente, instationäre Simulationen inkompressibler Fluide steht *pimpleDyMFoam* zur Verfügung. Dieser Löser basiert auf dem *merged PISO-SIMPLE* Verfahren, welches wiederum aus den zwei Verfahren *Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*, kurz *SIMPLE* und dem *Pressure-Implicit with Splitting of Operators*, kurz *PISO* besteht.

Zum Lösen der sich aus der Diskretisierung ergebenden linearen Gleichungssysteme stehen in OpenFOAM ebenfalls verschiedene Verfahren zu Verfügung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für das Druckfeld ein *Geometrisch-Algebraisches Mehrgitterverfahren*, innerhalb von OpenFOAM als *GAMG* abgekürzt, eingesetzt. Gekoppelt wurde dieses Verfahren mit einem Glättungsverfahren nach Gauss-Seidel. Die Turbulenzgrößen und das Geschwindigkeitsfeld wurden mit einem präkonditioniertem, bi-konjugiertem Gradientenverfahren gelöst. Als Glättungsfunktion wurde ein symmetrisches Verfahren nach Gauss-Seidel eingesetzt. Die Simulationen wurden mit 4 Iterationen pro Zeitschritt gelöst. Um der Nicht-Orthogonalität des Gitters entgegen zu wirken, wurden pro Iteration zwei zusätzliche Druckkorrekturen durchgeführt.

2.3.9 Auswertung der Ergebnisse

Um die Ergebnisse der Simulationen zu visualisieren wurde Paraview (paraview.org, Los Almos National Laboratory, New Mexico, USA) eingesetzt. Des Weiteren wurde ein Python-Skript genutzt um die mit den Simulationen erhaltenen Kräfte auszuwerten. Dieses Skript (siehe Listing 1 im Anhang) wurde genutzt, um Diagramme der entdimensionierten Geschwindigkeit sowie der Kräfte anzufertigen. Ferner wurde mit Hilfe dieses Skriptes auch *Fast-Fourier-Transformationen*, kurz *FFT*, durchgeführt. Diese ermöglichen das zerlegen eines Zeitsignals in seine Frequenzen. Die Daten wurden nicht in Rohform mit Hilfe der *FFT* in ihre Frequenzanteile zerlegt, sondern zunächst normiert und mit Hilfe eines Hann-Fensterfilters gefiltert (Lukin 2007; Lyon 2009). OpenFOAM selbst stellt zudem kommandozeilenbasierte Werkzeuge zur Auswertung der Simulationen zur Verfügung. Dazu gehört auch das als *Q* bezeichnete Werkzeug, welches auf dem *Q-Kriterium* basiert und sich nach Haller (2005) folgendermaßen berechnet:

$$Q = \frac{1}{2} [|\Omega_{ij}|^2 - |S_{ij}|^2] \quad (2.12)$$

, wobei Ω_{ij} den Rotationsgeschwindigkeitstensor und S_{ij} den Deformationsgeschwindigkeitstensor bezeichnet. Für Werte $Q > 0$ kann so der rotationsbehaftete Teil des Strömungsfelds identifiziert werden.

2.3.10 Durchgeführte Rechnungen

Wie im Ablaufdiagramm (Abbildung 2.1) dargestellt, wurden zunächst drei Referenzfälle mit einer laminaren/MILES-Modellierung, einer $k - \omega - SST$ - und einer $k_l - k_t - \omega$ -Modellierung durchgeführt. Auf den Ergebnissen dieser Simulationen aufbauend wurde der Einfluss des Nachlaufs auf die an der Oberfläche des Thrusters wirkenden Kräfte quantifiziert. Im Anschluss daran erfolgte die Implementierung der biologisch inspirierten Flügeltypen als Thrustergeometrien. Es wurden insgesamt drei biologisch inspirierte Thrustermodelle simuliert (Teilabbildungen 2.4(c), 2.4(b) und 2.4(d)). Es wurden insgesamt sieben Simulationen durchgeführt. Alle Simulationen umfassen mindestens sieben volle Umdrehungen.

3 Ergebnisse

3.1 Turbulenzmodelle

3.1.1 Konvergenz und Laufzeit

Alle Residuen der simulierten Strömungsgrößen sinken im Laufe der Simulationen um mindestens sechs Größenordnungen. Dies wird als hinreichende Konvergenz angenommen (Lecheler 2014). Alle durchgeführten Simulationen erfüllen dieses Konvergenzkriterium. Die Laufzeiten der verschiedenen Modellierungen unterscheiden sich jedoch signifikant. Während die mit laminar/MILES und $k - \omega - SST$ durchgeführten Referenzsimulationen für sieben Umdrehungen 129,9 Stunden, respektive 138 Stunden dauern, beträgt die Laufzeit für die mit $k_l - k_t - \omega$ durchgeführte Simulation 435,8 Stunden.

3.1.2 Visualisierung des Strömungsfeldes

Abbildung 3.1 zeigt die Schubkomponente des entdimensionierten Geschwindigkeitsfelds. Die Isobaren repräsentieren Bereiche gleichen Werts von $u_x^* = [0.1 .. 1]$ in 0.1 Schritten des Geschwindigkeitsfelds.

Abbildung 3.1(a) zeigt das Geschwindigkeitsfeld, welches mit dem als MILES bezeichneten Ansatz simuliert wurde. Im Vergleich zu den mit $k - \omega - SST$ und $k_l - k_t - \omega$ (Abbildung 3.1(b) und Abbildung 3.1(c)), in denen ebenfalls die entdimensionierte Geschwindigkeit abgebildet ist, sind die Isobaren ungeordnet und gegenüber der Rotationsachse nicht spiegelsymmetrisch. Während der Nachlauf in Abbildung 3.1(a) kaum aufpilzt und den Durchmesser des Thrusters geringfügig überschreitet, ergeben sich für die anderen Modellierungsansätze in Teilabbildungen 3.1(b) und 3.1(c) wesentlich breitere Nachläufe. Der qualitative Verlauf der Isobaren im Kern des Nachlaufs ähnelt sich jedoch bei allen Modellierungen stark. Während bei den Simulationen mit $k - \omega - SST$ und MILES deutliche Rückströmungen im Nachlauf zu erkennen sind, treten diese bei der $k_l - k_t - \omega$ Simulation nur im direkten Umfeld des Thrusters auf. Des Weiteren scheint der Nachlauf der $k_l - k_t - \omega$ Simulation in dieser Abbildung wesentlich symmetrischer.

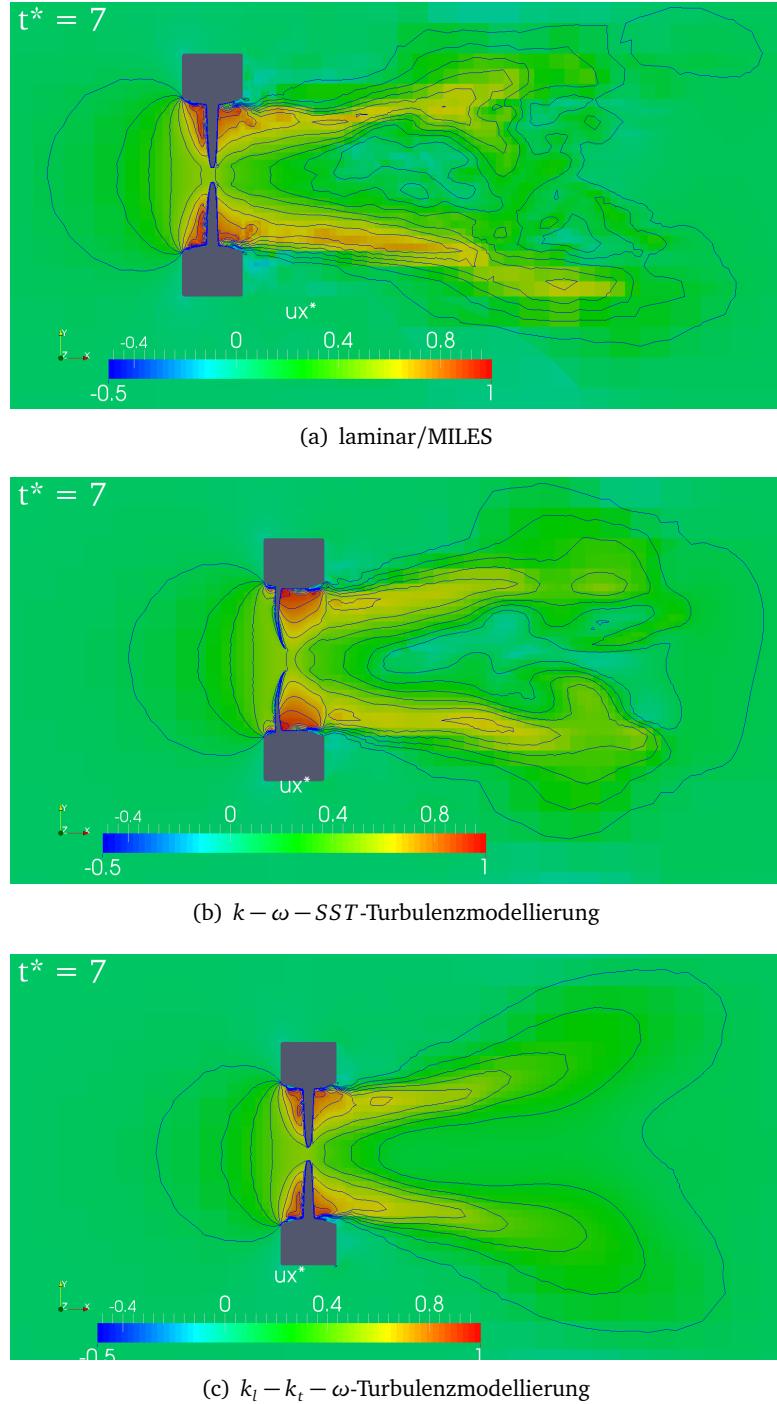


Abbildung 3.1: In den drei Teilabbildungen wird die entdimensionierte Geschwindigkeit u_x^* in Schubrichtung gezeigt. Zusätzlich dazu sind in jedem Bild 10 Isobare in dem Intervall $[0, 1 .. 1]$ in 0,1-Schritten eingezeichnet. Teilabbildung 3.1(a) zeigt das mit laminarem/MILES Ansatz ermittelte Geschwindigkeitsfeld. Teilabbildung 3.1(b) und 3.1(c) zeigen dies für das $k - \omega - SST$ -, respektive $k_l - k_t - \omega$ -Modell.

3.1.3 Kräfte

Abbildung 3.2 zeigt den zeitlichen Verlauf des Schubbeiwerts K_S und die aus diesem Signal gewonnene *Fast-Fourier-Transformation*.

Abbildung 3.2(a) zeigt den Schubbeiwert über die entdimensionierte Zeit $t^* = [4 .. 7]$ der mit MILES durchgeführten Simulation des Referenzmodells. Deutlich zu erkennen sind die enormen Schwankungen des Schubs. Das gesamte Signal schwankt nicht kontinuierlich um einen konstanten Wert. Abbildung 3.2(b) zeigt die mit Listing 1 berechnete *Fast-Fourier-Transformation* des Schub-Zeit-Signals der laminar/MILES Simulation. Als dominierende Frequenzen treten mit abnehmender Amplitude folgende Werte auf: 16.66 Hz, 3.33 Hz, 10.00 Hz, 6.66 Hz und 90.00 Hz auf. Als ganzzahlige Vielfache der Rotationsfrequenz finden sich 20.00 Hz, 40.00 Hz und 60.00 Hz.

Abbildung 3.2(c) und Abbildung 3.2(d) zeigen den Schubbeiwert und die *Fast-Fourier-Transformation* für die mit $k - \omega - SST$ durchgeführte Referenzimplementierung. Im Unterschied zu der MILES-Rechnung wurde diese Simulation wesentlich länger durchgeführt, sodass insgesamt neun Umdrehungen ausgewertet werden konnten ($t^* = [6 .. 15]$). Auch hier schwankt das Schubsignal deutlich mit teils hohen Frequenzen. Die *FFT* bestätigt dies. Als dominierende Frequenzen treten mit abnehmender Amplitude in folgender Reihenfolge auf: 60.00 Hz, 58.00 Hz, 1.11 Hz, 3.33 Hz, 5.55 Hz und 40.00 Hz. Betragsmäßig zwar klein, jedoch trotzdem im Diagramm deutlich zu erkennen, treten auch ganzzahlige Vielfache der dominierenden Frequenz von 60 Hz auf (120 Hz, 180 Hz und 240 Hz).

Das letzte Abbildungspaar (Abbildungen 3.2(e) und 3.2(f)) zeigt den Schubbeiwert und die zugehörige *FFT* der mit $k_l - k_t - \omega$ durchgeführten Referenzsimulation gezeigt. Auch dieses Schubsignal schwankt deutlich mit der Zeit, jedoch sind hier die hochfrequenten Anteile der Schubbeiwerts deutlich geringer ausgeprägt (e -f). Des Weiteren ist ein deutliches Signal mit 40 Hz zu erkennen. Die sich aus der *FFT* ergebenden Frequenzen sind mit abnehmender Amplitude: 6.66 Hz, 3.33 Hz, 60.00 Hz, 10.00 Hz und 120.00 Hz. Das abzählbare Signal mit 40 Hz ist ebenfalls vertreten, jedoch ist der Anteil des Betrags der Amplitude bei 40 Hz nur sehr gering.

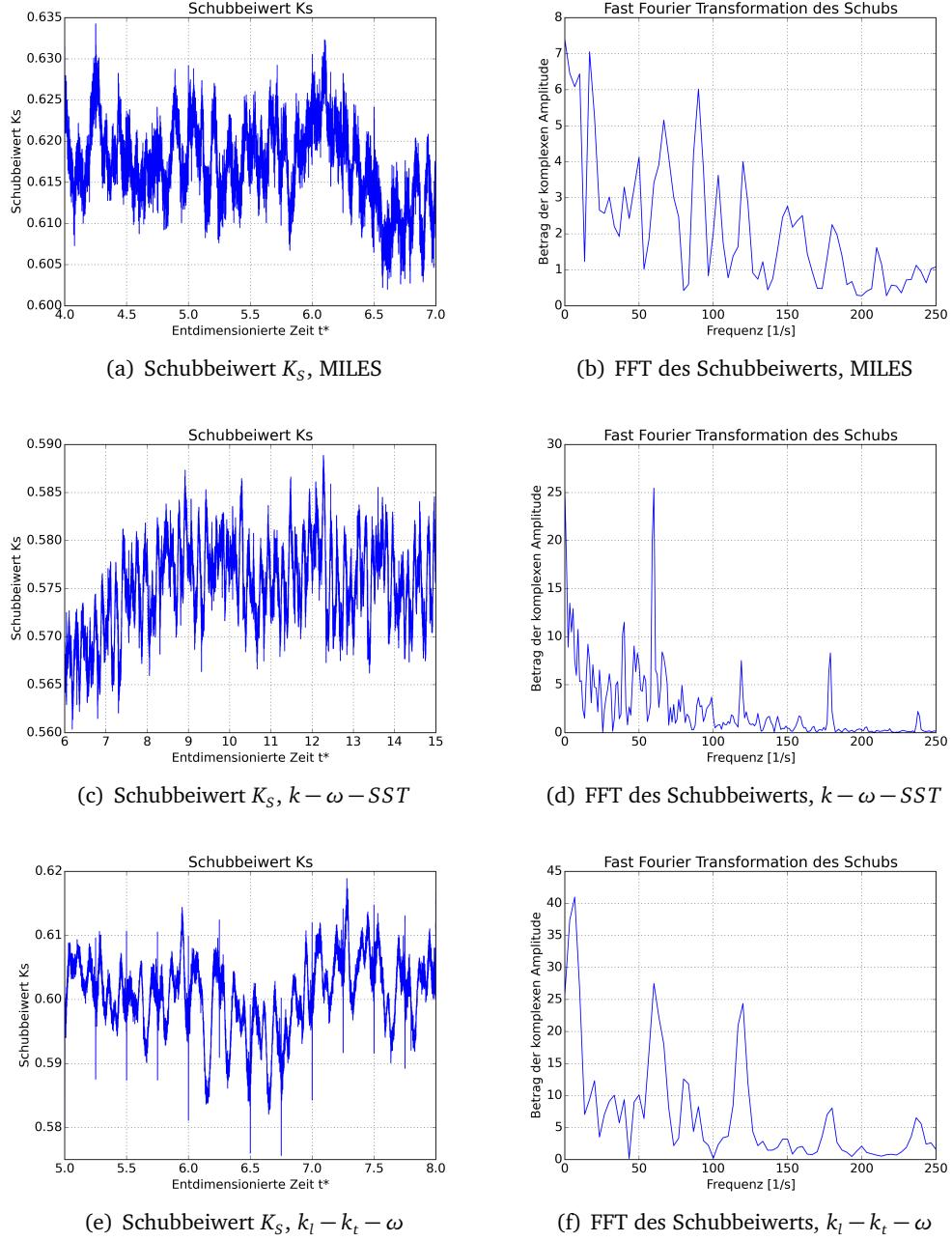


Abbildung 3.2: Die mit den verschiedenen Turbulenzmodellen erzielten Schubbeiwert-Zeitsignale und die zugehörigen *Fast-Fourier-Transformationen* (Teilabbildungen 3.2(a) bis 3.2(f)). Alle drei Schubbeiwert-Zeitsignale zeigen stark schwankendes Verhalten und verhindern damit eine Mittelung des Schubbeiwerts. Die höchsten Werte werden jedoch für die laminare/MILES Simulation erreicht. In den *FFT* sind nur wenige Frequenzen deutlich zu erkennen, unabhängig von dem verwendeten Modell. Am deutlichsten tritt in 3.2(d) die Frequenz von 60 Hz auf.

3.2 Einfluss des Nachlaufs

Basierend auf den mit den drei verschiedenen Modellierungen erzielten Ergebnissen erscheint der laminar/MILES-Ansatz am vielversprechendsten (siehe Abschnitt 4.2). In einem nächsten Schritt sollte quantifiziert werden, wie groß der Einfluss der numerischen Auflösung des Nachlaufs auf die Schubkraft ist. Dazu wurde eine Simulation ohne Gitterverfeinerung im Nachlauf implementiert und im Folgenden mit der bereits durchgeführten MILES-Simulation verglichen.

3.2.1 Visualisierung des Strömungsfelds

In Abbildung 3.3 sind exemplarisch die entdimensionierten Schubkomponenten der Geschwindigkeit zum Zeitpunkt $t^* = 7$ dargestellt; in Teilabbildung 3.3(a) mit und in Teilabbildung 3.3(b) ohne Verfeinerung im Nachlauf. Der Einfluss der Verfeinerung auf das Strömungsfeld ist signifikant. Während bei feiner Auflösung des Nachlaufs das gesamte Geschwindigkeitsfeld diversifizierter und chaotischer scheint, bildet sich ohne Verfeinerung ein zumindest in Ansätzen um die Rotationsachse symmetrischer Nachlauf. Der Nachlauf des ohne Verfeinerung simulierten Modells pilzt wesentlich stärker in radialer Richtung auf. Im Vergleich zu der feinen Gitterauflösung tritt eine starke Rückströmung auf. Die Absolutwerte der Geschwindigkeit sind in dem grob aufgelösten Nachlauf wesentlich geringer. Die Isobaren (im gleichen Intervall angeordnet wie in Abbildung 3.1) liegen im Vergleich zum fein aufgelösten Nachlauf wesentlich gleichmäßiger beieinander.

3.2.2 Kräfte

Um den Einfluss der Gitterauflösung des Nachlaufs auf die Kräfte auch quantitativ zu bestimmen, wurden der entdimensionierte Schubbeiwert und dessen *FFT* ermittelt (Abbildung 3.4).

Im Vergleich zu dem entdimensionierten Schubbeiwert des feinen Nachlaufs ist deutlich zu erkennen, dass die hochfrequenten Schwankungen im Betrag abnehmen. Für das grobe Gitter tritt die bereits in den vorherigen Simulationen beobachtete Schubschwankung mit einer Frequenz von 40 Hz wieder deutlich auf. Auch in der *FFT* dominiert dieses Signal. Während eine Mittelung des Schubbeiwerts bei beiden Simulationen immer noch nicht möglich ist, scheint der Verlauf des Schubbeiwerts für den grob aufgelösten Nachlauf deutlich regelmäßiger zu sein. Dafür spricht auch die veränderte Verteilung des Betrags der komplexen Amplitude über das Frequenzspektrum. Die Spitzen sind deutlich schmäler ausgebildet, die Dominanz einzelner Frequenzen (Vergleich der Amplituden) nimmt deutlich zu. In der *FFT* dominieren abnehmender Amplitude folgende Frequenzen: 40.00 Hz, 60.00 Hz, 4.00 Hz, 2.00 Hz und 38.00 Hz. Aber auch 120.00 Hz, 180.00 Hz und 240.00 Hz treten als ganzzahlige Vielfache von 60.00 Hz.

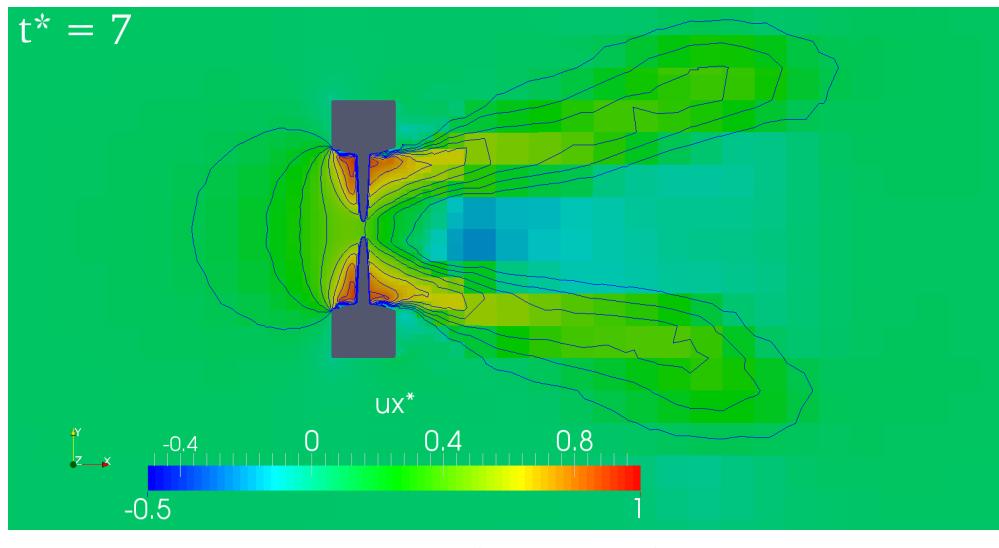
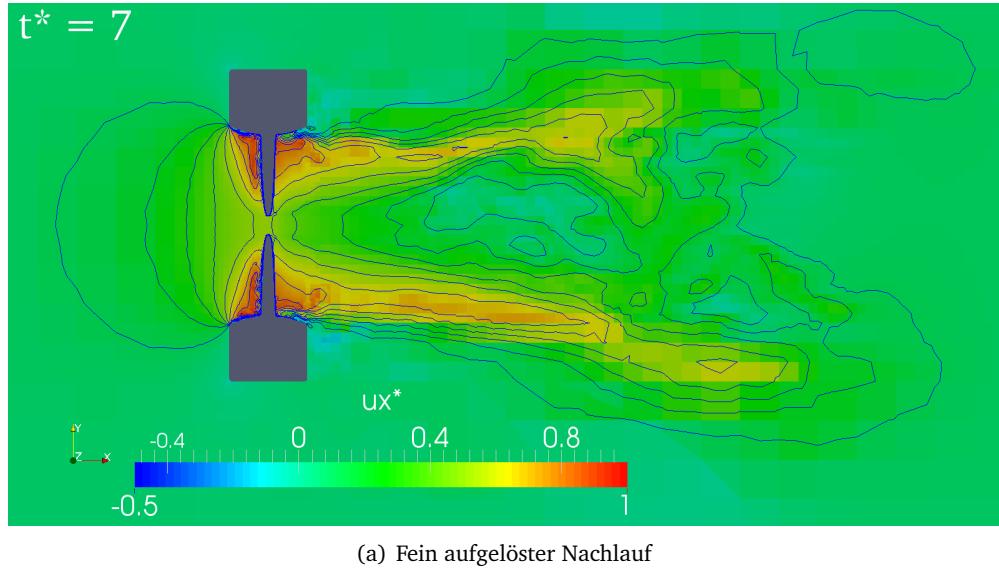


Abbildung 3.3: Darstellung der entdimensionierten Geschwindigkeit in Schubrichtung zum Zeitpunkt $t^* = 7$ für die Simulationen der Referenzgeometrie mit laminar/MILES-Ansatz mit fein aufgelöstem Nachlauf (Teilabbildung 3.3(a)) und größerer Gitterauflösung (Teilabbildung 3.3(b)). Der Einfluss der Gitterauflösung ist deutlich zu erkennen. In (a) ist der Verlauf der Isolinien wesentlich ungeordneter und nicht zur Rotationsachse symmetrisch. In (b) sind die Isolinien deutlich gleichmäßiger angeordnet. Der Nachlauf pilzt stärker auf und ist im Vergleich zu (a) zur Rotationsachse symmetrisch.

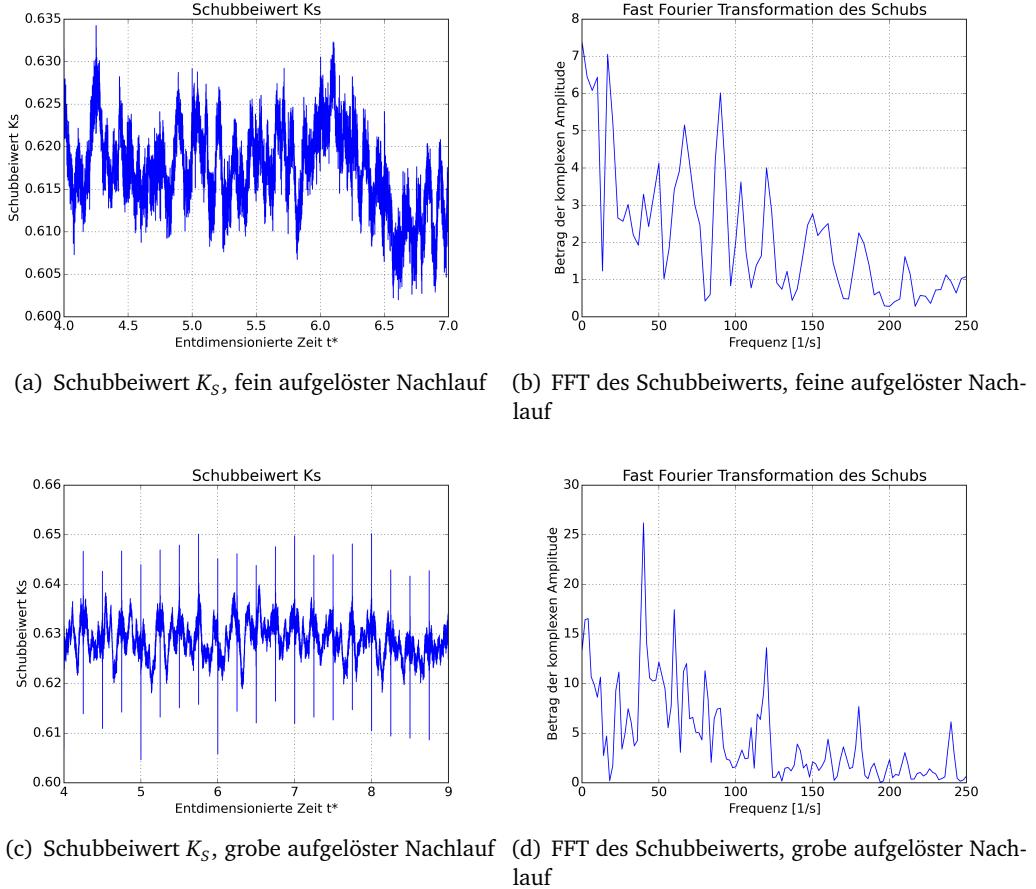


Abbildung 3.4: Der zeitliche Verlauf der Schubbeiwerte und die zugehörigen *FFT* der mit laminar/MILES durchgeführten Simulationen der Referenzgeometrie mit einem fein aufgelöstem Nachlauf (Teilabbildungen 3.4(a)) und 3.4(b)) und mit einem größeren Gitter im Nachlauf (Teilabbildungen 3.4(c)) und 3.4(d)). Das Schubsignal mit fein aufgelöstem Nachlauf (a) weist eine wesentlich größere Aperiodizität in der Schwankung des Schubbeiwerts auf. Die zugehörige *FFT* (b) zeigt eine breite Verteilung der verschiedenen Frequenzen. Der Verlauf des Zeitsignals des Schubbeiwerts mit größerem Nachlauf (c) ist wesentlich periodischer als in (a) und weist eine auffällige Schwankung mit großer Amplitude auf. Diese lässt sich auch in (d) als die Spitze bei 40 Hz identifizieren. Die *FFT* zeigt eine deutlich differenziertere Frequenzverteilung als in (b).

3.2.3 Q-Kriterium

Mit Hilfe des *Q-Kriteriums* wird in Abbildung 3.5 für die Referenzsimulation mit laminar/MILES-Modellierung und grob aufgelöstem Nachlauf der rotative Teil des Strömungsfeldes visualisiert (siehe Gleichung 2.12). Dabei werden für $Q > 0$ rotativ behaftete Anteile der Strömung selektiert. Gezeigt wird eine Oberfläche gleicher Werte (*Isofläche*) des *Q-Kriteriums* für einen Wert von 150, eingefärbt mit dem Druckbeiwert c_p . Man kann deutlich erkennen, dass an sich an der Innenwand des Thruster mehrere sich überlagernde Wirbel bilden. Diese werden zwischen den Schaufelblättern hindurch in den Nachlauf transportiert. Auf der Saugseite, (erkennbar durch $c_p < 0$) bilden sich auf der Blattoberfläche zopfähnliche Strukturen. Der Durchmesser dieser Strukturen nimmt in Hauptströmungsrichtung zu. Des Weiteren werden diese Strukturen mit zunehmender Länge in radialer Richtung verschoben. Bei den Zopfwirbeln, welche nah an der Innenseite des Thrusters gebildet werden, kann ein Verschmelzen mit den Wirbeln an der Innenseite beobachtet werden. An der Hinterkante der Schaufelblätter lösen sich in einem Bereich von $r^* = \frac{r}{R} = [0.1 .. 0.3]$ Wirbelschleppen ab, vergleichbar mit den Randwirbeln von Tragflächen (*Wing Tip Vortex*). Die Wirbelschleppen werden in den Nachlauf transportiert.

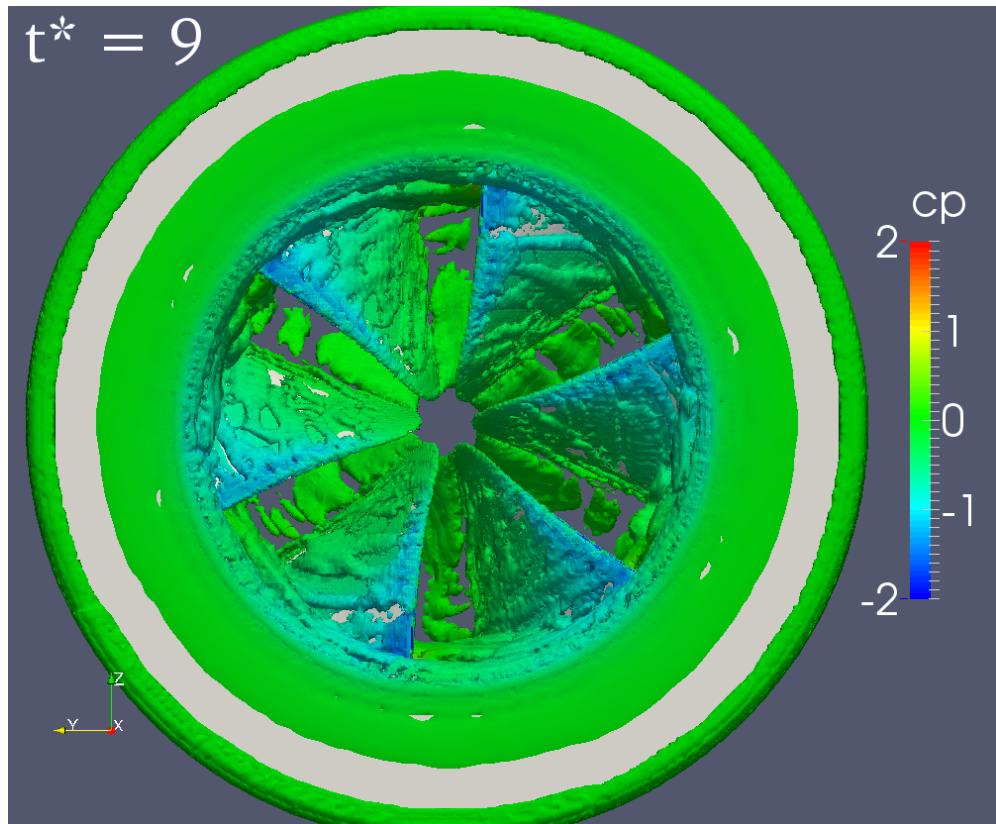


Abbildung 3.5: Visualisierung des Q-Kriteriums durch Isoflächen mit einem Wert von 150, eingefärbt mit dem Druckbeiwert. Um die Sichtbarkeit der Strukturen zu erhöhen, ist der Nachlauf nicht dargestellt. Auf der Oberseite der Schaufelblätter sind zopfähnliche Strukturen zu erkennen. Diese nehmen in ihrer Größe zu und werden in radiale Richtung verschoben. An der Innenseite des Thrusters ist Grenzschicht aus Wirbeln zu erkennen. Teilweise erfolgt ein Verschmelzen der Strukturen auf der Oberseite der Schaufelblätter mit den Wirbeln an der Innenseite des Thrusters.

3.3 Biologisch inspirierte Modelle

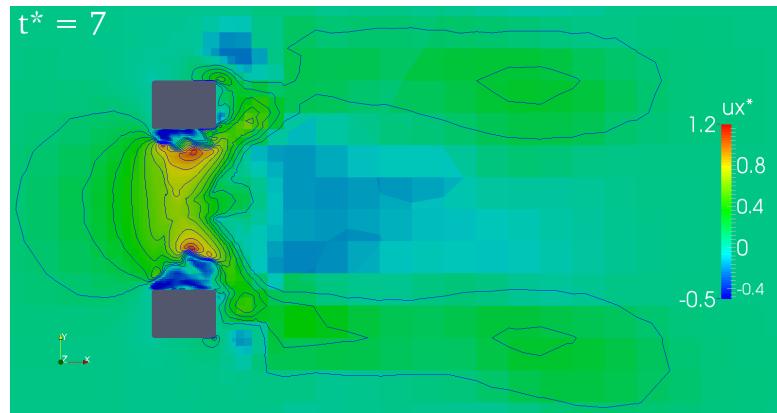
Es wurden insgesamt drei biologisch inspirierte Modelle simuliert, die wie in Unterabschnitt 2.3.3 auch hier als Modell A, B und C bezeichnet werden. Im Folgende werden exemplarische Visualisierungen zum Zeitpunkt $t^* = 7$ gezeigt.

3.3.1 Visualisierung des Strömungsfelds

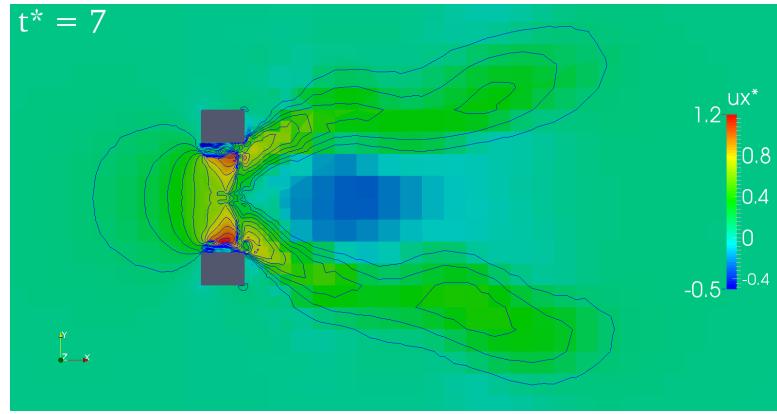
Abbildung 3.6 zeigt die entdimensionierte Geschwindigkeit in Schubrichtung zum Zeitpunkt $t^* = 7$. In Teilabbildung 3.6(a) ist deutlich zu erkennen, dass an der Innenseite des Thrusters starke Rezirkulationsgebiete auftreten. Im Vergleich zu Teilabbildungen 3.6(b) und 3.6(c) sind diese sehr stark ausgebildet. Auch im Nachlauf tritt eine Rückströmung des Fluids entgegen der Schubrichtung auf. Der Durchmesser dieses Gebiets entspricht in etwa dem des Innendurchmessers des Thrusters. Der positive (schubgebende) Anteil des Nachlaufpilzt im Vergleich zu den anderen Modellen nur moderat auf. Allerdings ist, deutlich zu erkennen an den Isolinien, der Betrag auch wesentlich geringer. Zusätzlich dazu bilden sich zwei kleine Rückstromgebiete jeweils an der Hinterkante der Thrustergehäuse. Der sich ausbildende Freistrahl im Nachlauf ist im mittleren Durchmesser etwa 20 % größer als der Außendurchmesser des Thrusters.

In Teilabbildung 3.6(b) sind ebenfalls Rezirkulationen an der Innenoberfläche des Thrusters zu sehen, im Vergleich zu den anderen Modellen sind diese jedoch am wenigsten ausgebildet. Es treten im Vergleich zu den anderen bionischen Modellen die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten bis weit in den Nachlauf auf. Auch hier tritt im Zentrum des Nachlaufs eine Rückströmung auf. Diese ist im Vergleich zu den anderen bionischen Modellen symmetrisch und im Durchmesser mit dem Innendurchmesser des Thrusters vergleichbar. Der Thruster von Modell B in Teilabbildung 3.6(b) ist kleiner skaliert, als die Thruster der Modelle A und C. Dies liegt daran, dass der Nachlauf bei Modell B stark aufpilzt. Des Weiteren ist der Nachlauf annähernd symmetrisch zur Rotationsachse. Allerdings unterscheiden sich die Konturen der inneren Isolinien deutlich.

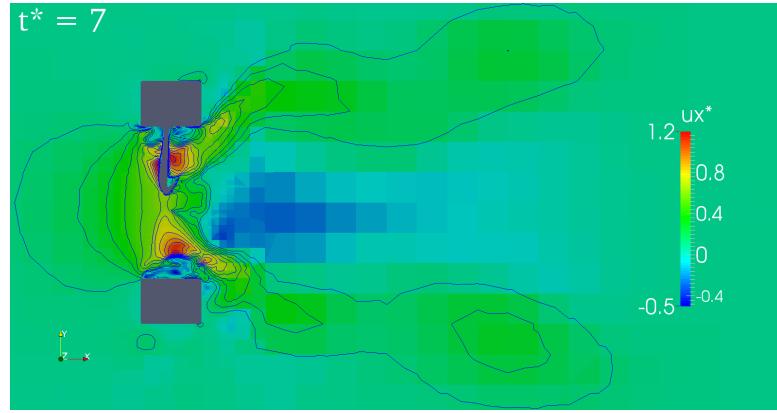
Teilabbildung 3.6(c) zeigt ebenfalls Rezirkulationen an der Innenseite des Thrusters, jedoch ist hier zu beachten, dass aufgrund der Anordnung der Blätter im Rotor des Thrusters keine symmetrische Schnittebene erzeugt werden konnte. Die Rückströmung im Nachlauf ist nicht zur Rotationsachse symmetrisch. Auch der positive Anteil des Nachlaufs ist asymmetrisch und weist unterschiedliche Geschwindigkeitsverteilungen auf. Im Vergleich zu den Teilabbildungen 3.6(a) und 3.6(b) ist das Aufpilzen des Nachlaufs in der Ausdehnung für dieses Modell zwischen Modell A und B anzusiedeln.



(a) Entdimensionierte Geschwindigkeit Modell A



(b) Entdimensionierte Geschwindigkeit Modell B



(c) Entdimensionierte Geschwindigkeit Modell C

Abbildung 3.6: Visualisierung der entdimensionierten Geschwindigkeit in Schubrichtung für die drei biologisch inspirierten Modelle A (Teilabbildung 3.6(a)), B (Teilabbildung 3.6(b)) und C (Teilabbildung 3.6(c)). Auffällig in allen drei Darstellungen ist das Aufpilzen des Nachlaufs. Während für Modell A (a) das Aufpilzen auf max. $1,3 \cdot r^*$ beschränkt ist, ist in (c) schon eine deutlich stärkerer größere Aufpilzung vorhanden. Modell B (b) erreicht die höchsten Geschwindigkeiten im Nachlauf, gleichzeitig tritt auch der am breitesten gefächerte Nachlauf auf.

3.3.2 Kräfte

Um einen Vergleich mit den Referenzsimulationen zu ermöglichen wurde auch für die bionischen Modelle der jeweilige dimensionslose Schubbeiwert ermittelt und auf dem sich so ergebenden Zeitsignal eine *FFT* durchgeführt. Abbildung 3.7 zeigt die für die verschiedenen Modelle ermittelten Schubbeiwerte und die zugehörigen Transformationen.

Deutlich zu erkennen ist, dass sich für keinen der Verläufe des Schubbeiwerts ein stationärer Zustand einstellt. Der in Teilabbildung 3.7(a) dargestellte Verlauf des Schubbeiwerts von Modell A ist im Vergleich zu Teilabbildungen 3.7(c) und 3.7(e) noch am ehesten als regelmäßig zu bezeichnen. Die Amplitude des Schubbeiwertes schwankt zwischen den Werten $-0,27$ und $-0,53$, wobei der Maximalwert nur einmal erreicht wird. Die zugehörige *FFT* (Teilabbildung 3.7(b)) zeigt eine dominierende Frequenzspitze bei $20,00\text{ Hz}$. Weitere Frequenzen, nach dem absteigender Amplitude geordnet, sind $3,33\text{ Hz}$, $16,66\text{ Hz}$, $10,00\text{ Hz}$, $33,33\text{ Hz}$ und $23,33\text{ Hz}$. Als weitere ganzzahlige Vielfache der Rotationsfrequenz von 10 Hz finden sich $40,00\text{ Hz}$, $30,00\text{ Hz}$, $60,00\text{ Hz}$ und $70,00\text{ Hz}$.

Teilabbildung 3.7(c) zeigt den zeitlichen Verlauf des Schubbeiwerts von Modell B. Auch dieser Verlauf schwankt in der Amplitude stark ($K_S = [0,66 \dots 0,88]$). Die *FFT* des Signals (Teilabbildung 3.7(d)) weist auf zwei große Frequenzmaxima bei $3,33\text{ Hz}$ und $50,00\text{ Hz}$. Weitere Nebenmaxima liegen (nach abnehmender Amplitude geordnet) bei $53,33\text{ Hz}$, $13,33\text{ Hz}$ und $36,66\text{ Hz}$, aber auch dieses Signal wirkt in weiten Teilen aperiodisch.

Teilabbildungen 3.7(e) und 3.7(f) zeigen den Schubbeiwert, respektive die *FFT* von Modell C. Auch hier scheint sich kein stationärer Zustand des Schubbeiwerts einzustellen. Die *FFT* zeigt, wie in der Abbildung (c - d) von Modell B, zwei dominante Frequenzspitzen, welche bei $3,33\text{ Hz}$ und $13,33\text{ Hz}$ liegen. Weitere Frequenzspitzen liegen nach absteigender Amplitude bei $16,66\text{ Hz}$, $10,00\text{ Hz}$ und $6,66\text{ Hz}$.

3 Ergebnisse

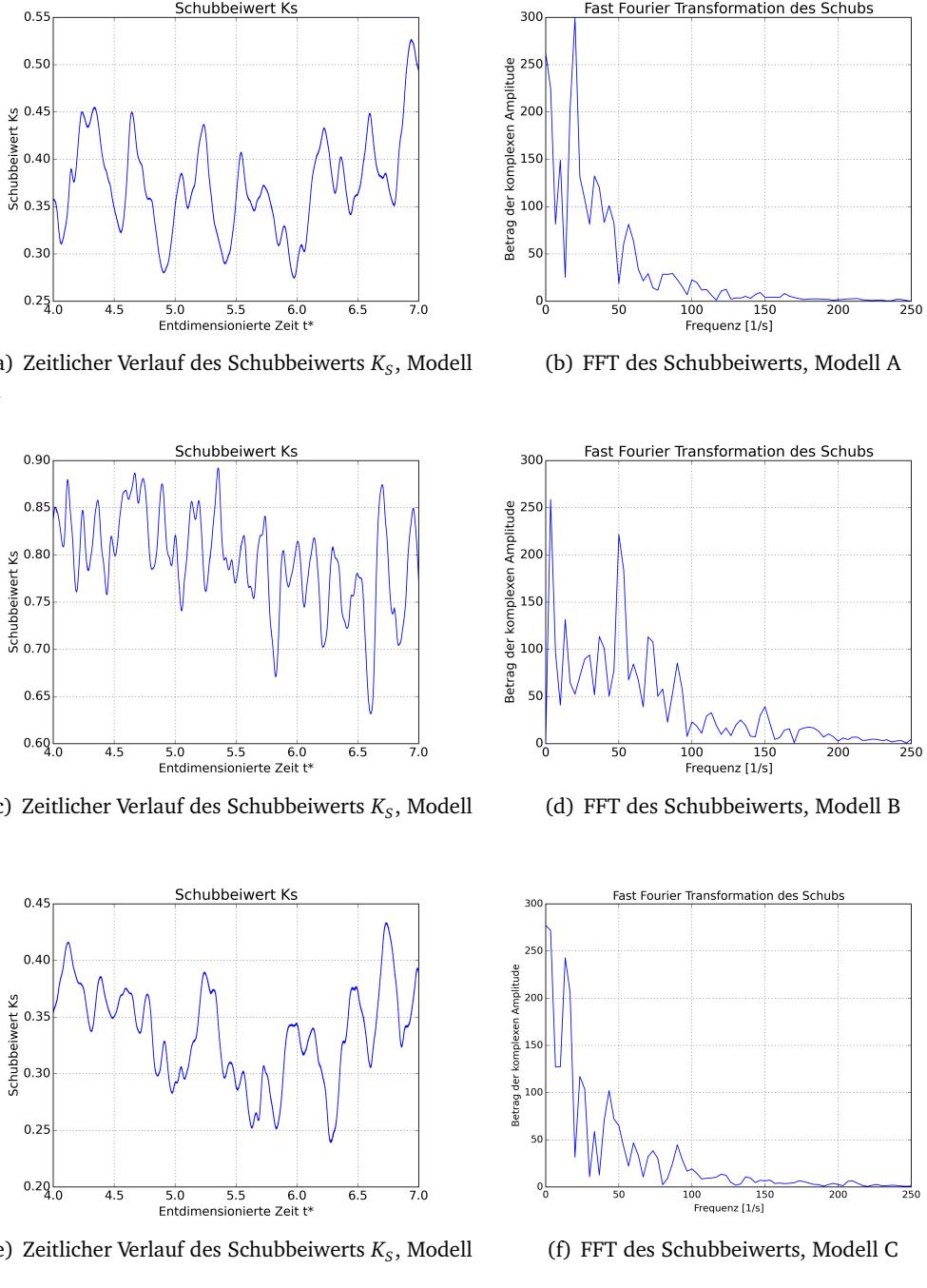


Abbildung 3.7: Diagramme der Schubbeiwerte für die bionischen Modelle A, B und C und die zugehörigen FFT. Teilabbildung 3.7(a) zeigt den zeitlichen Verlauf des Schubsignals des Modells A. In Teilabbildung 3.7(b), der FFT des Schubs von Modell A ist eine deutliche Spitze bei 20 Hz zu erkennen. Teilabbildungen 3.7(c) und 3.7(d) zeigen den Schubbeiwert und die daraus berechnete FFT für Modell B. Der Schubbeiwert (c) weist starke Schwankungen auf. In der FFT sind zwei Frequenzspitzen bei 3,33 Hz und 50 Hz. Teilabbildungen 3.7(e) und 3.7(f) zeigen Schubbeiwert und die zugehörige FFT von Modell C. Bei diesem Schubsignal (e) sind höherfrequente Anteile gering ausgeprägt. Dies lässt sich auch in der FFT (f) erkennen. Es treten zwei dominante Frequenzspitzen bei 3,33 Hz und 13,33 Hz auf.

3.3.3 Q-Kriterium

Ähnlich wie in Abbildung 3.5 wurde auch für die bionischen Modelle das *Q-Kriterium* (siehe Gleichung 2.12) genutzt um den rotativen Anteil der Strömung zu visualisieren (Abbildung 3.8). Der Nachlauf des Thrusters wurde in den drei nachfolgenden Abbildungen (Abbildung 3.9, Abbildung 3.10) entfernt, um die Sichtbarkeit der Effekte an den Flügeln zu gewährleisten

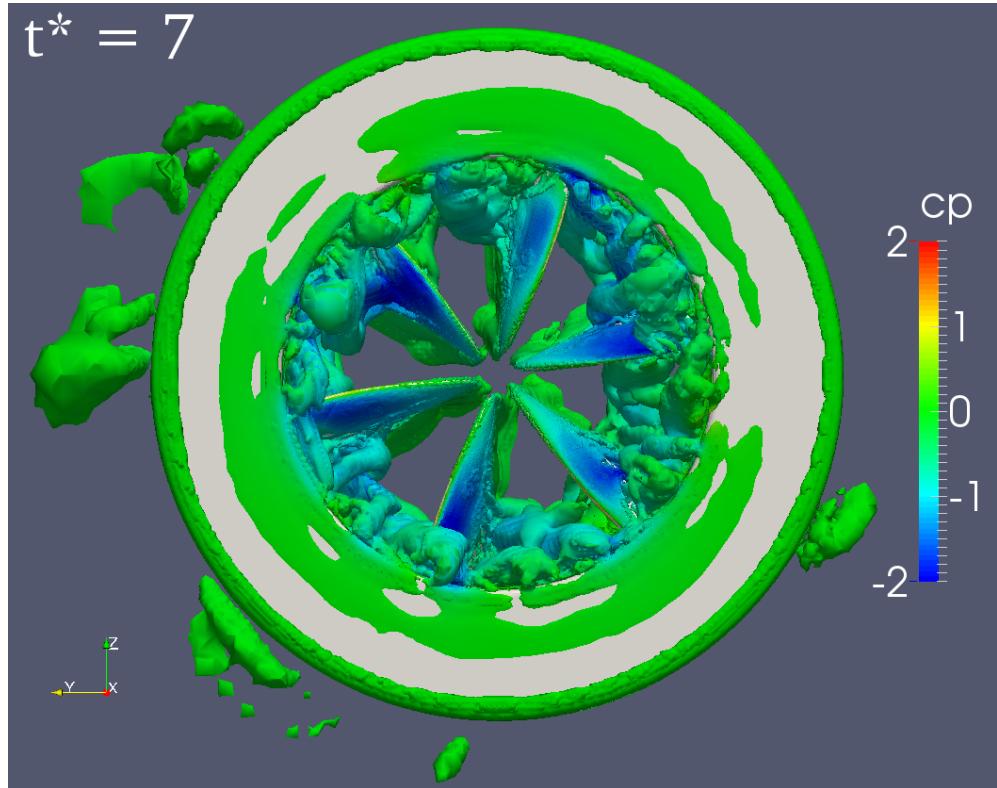


Abbildung 3.8: Das Q-Kriterium mit einem Wert von 150 zum Zeitpunkt $t^* = 7$ von Modell A, eingefärbt mit dem Druckbeiwert. Der Nachlauf wurde zur besseren Darstellung entfernt. Während auf der Oberfläche der Schraubenblätter kaum rotationsbehaftete Strömungen zu beobachten sind, dominiert eine dicke Schicht aus Wirbeln an der Innenseite des Thrusters die Darstellung. Diese Wirbel interagieren mit den Schraubenblättern. Ablösung tritt an der Hinterkante der Flügel auf und wird in den Nachlauf transportiert.

Abbildung 3.8 zeigt den Thruster (Modell A) zum Zeitpunkt $t^* = 7$. Ebenfalls visualisiert wurde mit Hilfe einer Isofläche das *Q-Kriterium* mit $Q = 150$, eingefärbt mit dem dimensionslosen Druckbeiwert $c_p = [-2 .. 2]$. Deutlich zu erkennen sind ablösende Wirbelzöpfe an der Hinterkante der Flügel, jedoch treten keine Wirbel auf der Oberseite der Flügel auf. Die geringsten Druckbeiwerte treten auf der Oberseite der Flügel (auch als Saugseite bezeichnet)

3 Ergebnisse

auf. Etwa ab einem Radius von $r^* = 0.7$ werden die Flügelwurzeln von ungeordneten Wirbeln überlagert. Diese Wirbeln reichen bis an die Innenwand des Thrusters und werden nach ihrer Ablösung vom Thruster durch die Flügel in den Nachlauf befördert. An der vorderen Außenkante des Thrusters bildet sich eine dünne Schicht aus rotierendem Fluid aus.

Abbildung 3.9 zeigt Modell B zum Zeitpunkt $t^* = 7$ mit der Visualisierung des *Q-Kriteriums* mit einem Wert von $Q = 150$. Zur Einfärbung wurde ebenfalls der Druckbeiwert $c_p = [-2 .. 2]$ genutzt.

In diesem Modell sind die Flügelpaare um alternierende Positionen versetzt. Dies lässt sich deutlich an den alternierenden Positionen des maximalen Drucks an den Vorderkanten erkennen. Während das Druckmaximum (Staudruckpunkt) an den in radialer Richtung weiter vorne sitzenden Flügeln nur schlecht oder nicht zu erkennen ist, ist das Druckmaximum bei den weiter hinten sitzenden Flügeln deutlich in Richtung Flügeloberseite verschoben. Bei diesen Flügeln ist der negative Druckbeiwert im Betrag wesentlich kleiner als der negative Druckbeiwert auf den Saugseiten der vorne sitzenden Flügel. Auch hier bilden sich teilweise große Wirbel an der Innenwand des Thrusters, welche mit den Flügeln im Bereich der Flügelwurzeln interagieren und in den Nachlauf befördert werden. Auch in dieser Abbildung ist ein Ring aus rotierendem Fluid an der vorderen Außenkante des Thrusters erkennbar.

Für das dritte Modell wurde der rotative Anteil der Strömung ebenfalls mit dem *Q-Kriterium* mit einem Wert von $Q = 150$ zum Zeitpunkt $t^* = 7$ visualisiert. Zur Einfärbung der Isofläche wurde ebenfalls der Druckbeiwert $c_p = [-2 .. 2]$ genutzt (Abbildung 3.10).

Auch bei diesem Modell bilden sich Wirbelzöpfe an der Hinterkante der Flügel. Die Druckverteilung der Oberfläche ist nicht bei allen Flügeln gleich ausgeprägt. Auch in dieser Simulation bilden sich große Wirbel an der Innenseite des Thrusters. Diese scheinen nicht nur in den Nachlauf befördert zu werden, sondern auch in den Vorlauf gedrückt zu werden. Des Weiteren finden sich Wirbelschleifen und Fragmente im Vorlauf, deren Ursprung ebenfalls die rotierende Innenwand des Thrusters zu sein scheint.

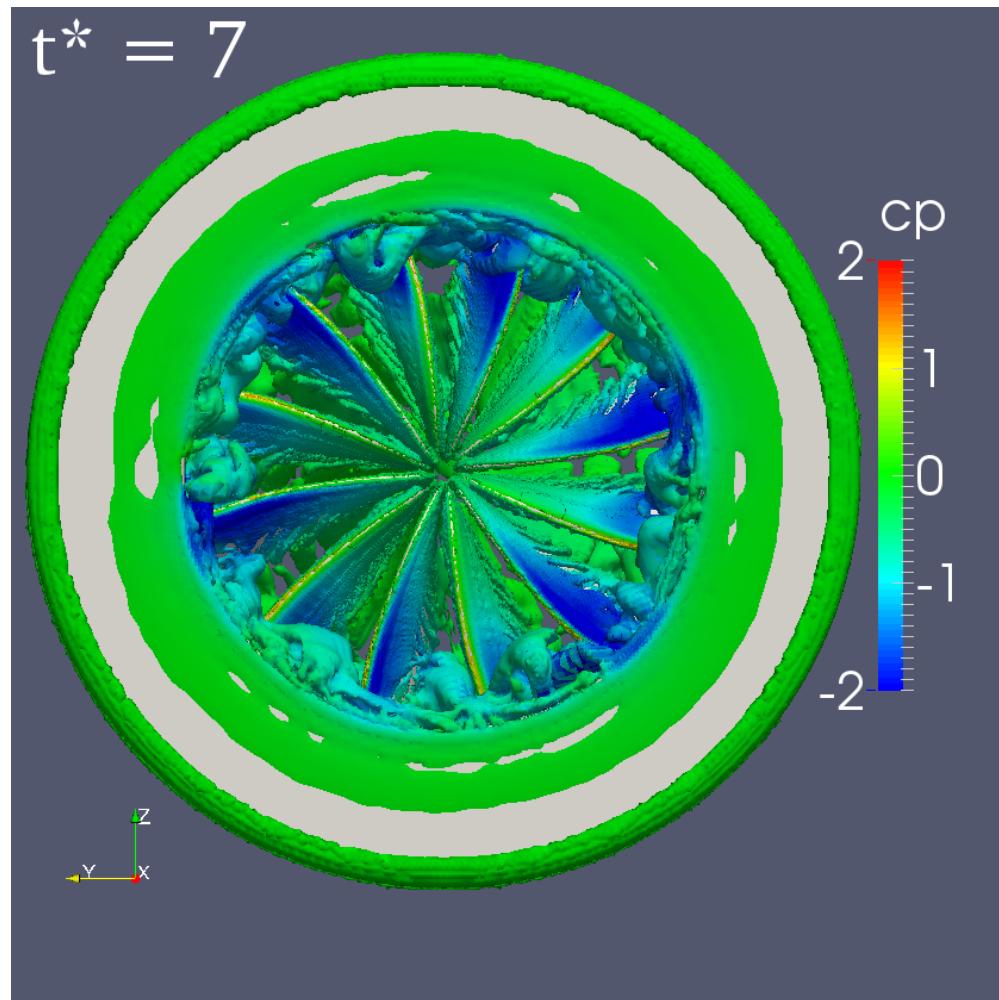


Abbildung 3.9: Darstellung des Q-Kriteriums von Modell B zum Zeitpunkt $t^* = 7$ mit einem Wert von 150. Der Nachlauf wurde entfernt. Die Isoflächen sind mit dem Druckbeiwert eingefärbt. Deutlich zu erkennen ist der Einfluss alternierenden Positionen der Propellerblätter auf die Strömung. Zopfähnliche Wirbel treten nur auf den vorgelagerten Propellerblättern auf. Diese Propellerblätter weisen einen größeren negativen Druckbeiwert auf der Oberfläche auf. Der Druckbeiwert ist im Mittel auf den weiter hinten positionierten Propellerflächen im Betrag kleiner. Auch der Staudruckpunkt ist deutlich verschoben. An der Innenfläche des Thrusters kann eine Wirbelschicht beobachtet werden, welche zwischen den Propellerblättern hindurch in den Nachlauf transportiert wird.

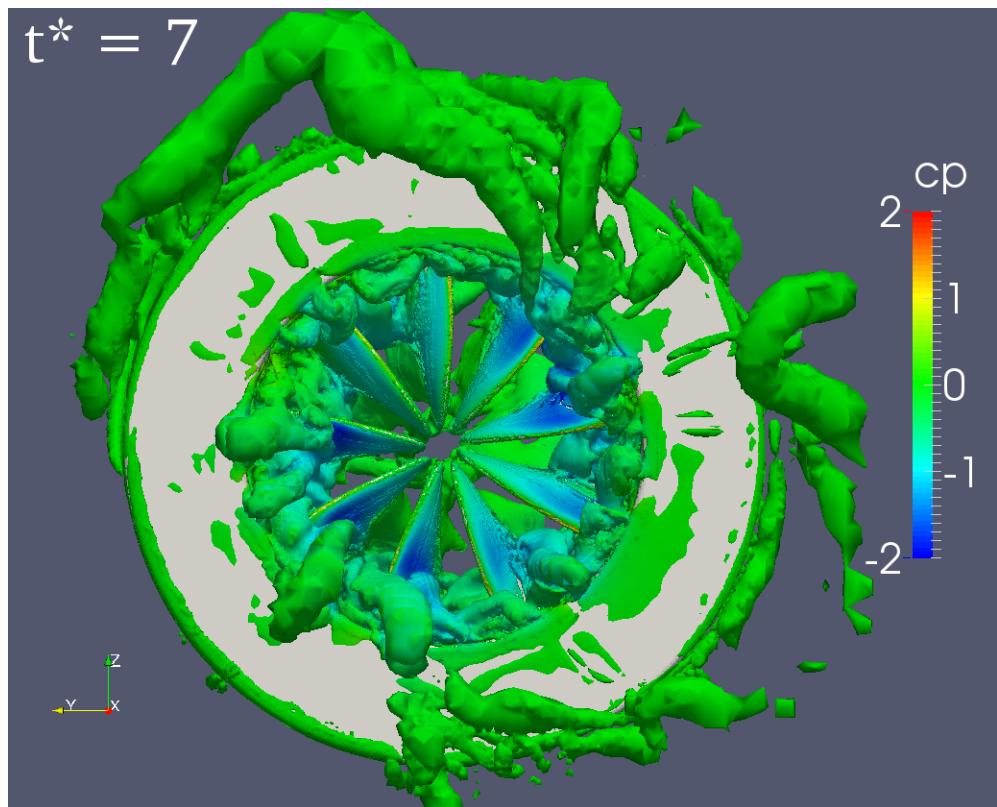


Abbildung 3.10: Isoflächen des Q-Kriteriums mit einem Wert von 150. Der Nachlauf wurde entfernt und die Farbgebung erfolgt durch den Druckbeiwert. Die Darstellung wird durch die Wirbel im Vorlauf des Thrusters dominiert. Diese scheinen ihren Ursprung an der Innenfläche des Thrusters zu haben. Die Innenfläche ist mit einer Schicht aus Wirbeln bedeckt, welche teilweise einen beträchtlichen Teil des Zwischenraums zwischen den Propellerflügeln einnimmt. Die Ablösungen an der Hinterkante der Flügel sind vorhanden, jedoch nicht stark ausgeprägt. Auf der Oberfläche der Flügel sind keine klaren Strukturen zu erkennen.

4 Diskussion

4.1 Überprüfung der Ergebnisse

Aufgrund der fehlenden Datengrundlage zu Ringpropellern fällt ein Vergleich mit Literaturwerten schwer. Basierend auf Schubmessungen des Herstellers wurde der dimensionslose Schubbeiwert für eine Rotationsfrequenz von 10 Hz zu $K_{S,exp} = 0.7035$ berechnet. Damit sind alle durchgeführten Simulationen der Referenzgeometrie in einem ähnlichen Bereich (Vgl. Teilabbildungen 3.4(c) und 3.7(c)), unabhängig von Modellierung und Gitter. Die hier ermittelten Werte, welche die größte Übereinstimmung mit den Experimentalwerten zeigt, wurden mit dem MILES Ansatz ohne Verfeinerung des Nachlaufs erreicht (siehe Abbildung 3.4(c)). Aus diesem Grund wurden auch die Simulationen der biologisch inspirierten Modelle mit diesem Modellierungsansatz durchgeführt. Eine quantitative Aussage über die Abweichungen lässt sich aufgrund der Aperiodizität des zeitlichen Verlaufs des Schubbeiwerts nicht treffen. Dies wird auch die *FFT* unterstützt, da die Frequenzverteilung starkes Rauschen aufweist (siehe Abbildung 3.4(d)).

Basierend auf dem Pitchverhältnis $P_d = \frac{2\pi r \tan \theta}{D}$ (mit $\theta = \text{Anstellwinkel} = 45$ und $D = \text{Durchmesser}$), dem Fortschrittsgrad $J = 0.1$ und dem Schubbeiwert K_S , abgeschätzt aus Schubbeiwertsdiagramm (3.4(c)) könnte ein Vergleich der Referenzgeometrie mit herkömmlichen Propellern getroffen werden. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass das Pitchverhältnis von 3.14 der Referenzgeometrie außerhalb des für marine Propeller üblichen Bereichs liegt. Für die bionischen Modelle ergeben sich unterschiedliche Pitchverhältnis, jedoch liegen diese wesentlich näher an den in der Propellertheorie üblichen Werten (Carlton 2012).

Im Vergleich zu dem von Wang und Walters (2012) numerisch und von Chesnakas und Jessup (1998) experimentell untersuchten Marinepropeller 5168 liegt der in dieser Arbeit ermittelte Schubbeiwert zumindest in einer ähnlichen Größenordnung. Im Vergleich zu Dang und Laheij (2004) ist der Thruster mit Referenzgeometrie zwischen einem Propeller mit Verschalung (als *ducted Propeller* oder *nozzle-Propeller* bezeichnet) und einem Propeller mit gegenläufigen Schaufelblättern einzuordnen. Allerdings muss an dieser Stelle deutlich darauf hingewiesen werden, dass die Datengrundlage nicht ausreichend ist um die durchgeführten Simulationen quantitativ mit Literaturwerten von herkömmlichen Propellern zu vergleichen, da nur eine Rotationsfrequenz simuliert wurde.

Aussagen zum Wirkungsgrad des Propellers sind aus den hier erzielten Daten schwer zu treffen, insbesondere da sich kein quasistationärer Zustand des Nachlaufs beobachten lässt. Der Freifahrtswirkungsgrad η eines Propellers berechnet sich nach Carlton (2012) zu

$$\eta = \frac{J_s}{2\pi} \cdot \frac{K_S}{K_Q} \quad (4.1)$$

mit $J_s = \frac{v_s}{f \cdot D}$ = Fortschrittsgrad, K_S = Schubbeiwert und K_Q = Momentenbeiwert.

Im Vergleich des Thrusters mit einem geometrisch ähnlichem, herkömmlichen Propeller (gleicher Fortschrittsgrad), bleibt als entscheidende Größe das Verhältnis zwischen Schub- und Momentenbeiwert.

Die bewegte Fläche am maximalen Radius des Thrusters ist wesentlich größer als bei einem herkömmlichen Propeller. Damit einhergehend lässt sich vermuten, dass der Widerstand in tangentialer Richtung aufgrund der Grenzschicht ebenfalls wesentlich größer ist als bei einem vergleichbaren Propeller. Daraus würde ein signifikant größerer Momentenbeiwert und damit einhergehend ein geringerer Wirkungsgrad resultieren. Dies wird von den im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnissen unterstützt, da insbesondere bei den biologisch inspirierten Modellen eine große Wirbelschicht an der Innenwand des Thrusters ausgebildet wird. Die Frage warum dieses Phänomen bei den biologisch inspirierten Modellen wesentlich ausgeprägter scheint als bei den Referenzsimulationen wird in Abschnitt 4.4 diskutiert. Inwieweit der Schubbeiwert dafür im Vergleich zu anderen Propellern einzuordnen ist, kann aus den vorliegenden Daten quantitativ nicht mit Sicherheit geschlussfolgert werden.

Nach der Anzahl der simulierten Umdrehungen (für alle Simulationen min. 7, 15 für $k-\omega-SST$ und und 9 für laminar/MILES mit grobem Nachlauf) kam es nicht zur Ausbildung eines quasistationären Zustands der Strömung im Nachlauf. Dies ist insbesondere in der *FFT* der $k-\omega-SST$ Simulation zu erkennen. Auch für diese Simulation konnte kein quasistationärer Zustand erreicht werden, jedoch geht das Rauschen und damit die Verteilung der Frequenzen mit zunehmender Anzahl der simulierten Umdrehungen deutlich zurück. Einzig für die mit MILES durchgeführte Simulation mit grobem Nachlauf konnte ein Einschwingen des Systems beobachtet werden. Dies kann aber auch auf die enorme räumliche Diffusion des Gitters zurückgeführt werden. Diese Aspekte sollen im nachfolgenden Kapitel detailliert diskutiert werden.

4.2 Turbulenzmodellierung

Turbulenzmodellierung mittels laminarer/MILES-Modellierung

Die drei eingesetzten Modellierungsansätze unterscheiden sich signifikant voneinander. Während MILES den technisch einfachsten Ansatz darstellt, repräsentiert $k-\omega-SST$ einen erprobten Ansatz. Der Modellierungsansatz der dem $k_l - k_t - \omega$ -Modell zugrunde liegt ist ein relativ neuer Ansatz, erscheint jedoch vielversprechend, da eine explizite Modellierung des Transitionsbereich stattfindet. Alle Schubsignale der drei Vergleichssimulationen zeigen hochfrequente Anteile, visuell erkennbar in den Abbildungen der Schubbeiwerte (Teilabbildungen 3.2(a), 3.2(c) und 3.2(e)), als auch in den Visualisierungen der *FFT* (Teilabbildungen

3.2(b), 3.2(d) und 3.2(f)). Auch die ermittelten Geschwindigkeitsverteilungen weichen zwar voneinander ab, nicht jedoch in einer unerwarteten Weise (Vgl. Teilabbildungen 3.1(a), 3.1(b) und 3.1(c)).

Eine Gitterkonvergenzstudie würde interessante Informationen zum besseren Verständnis der Ergebnisse liefern, ließ sich im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchführen. Die daraus resultierenden Abweichung des Ergebnisses führt zu einer Ungenauigkeit. Wird diese für alle Modellierungsansätze als konstant angenommen, kann der Fehler akzeptiert werden. Die gewählte Auflösung resultiert damit auch aus den zur Verfügung stehenden Ressourcen (sowohl zeitlich als auch durch begrenzte Rechenkapazitäten) ist aber als ausreichend zu bewerten.

Im Unterschied zu den auf den RANS-Gleichungen und dem linearen Wirbelviskositätsansatz basierenden Turbulenzmodellen ermöglicht der MILES-Ansatz die Berücksichtigung turbulenter Schwankungen. Diese werden durch die RANS-Modellierung zeitlich gefiltert. Als nachteilig erweist sich in der MILES-Modellierung das Fehlen eines zusätzlichen dissipativen Terms wie er beispielsweise in einer Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie vorhanden wäre. Dies ist eine bewährte Technik in LES-Simulationen und findet sich in verschiedenen Modellimplementierungen auch in OpenFOAM. Das Fehlen eines Sub-Gitter-Modells (SGS) zur Modellierung räumlich kleinskaliger Wirbel in den mit dem laminar/MILES durchführten Simulationen generiert einen zusätzlichen Fehler in den Simulationen. Stattdessen findet eine implizite Modellierung (welche auch die Dissipation turbulenter kinetischer Energie umfasst) statt. Diese setzt sich als Kombination des räumlichen Gitters und der verwendeten numerischen Verfahren zusammen. (Fröhlich 2006; Pope 2000). Aber insbesondere aufgrund der geringen mittleren Reynoldszahl von 32.000 ist es fraglich in wie weit überhaupt eine vollausgebildete turbulente Strömung auftritt. Zwar beträgt die maximale Reynoldszahl, berechnet aus der Tangentialgeschwindigkeit am maximalen Radius 125.000, jedoch ist es als unwahrscheinlich einzuschätzen, dass es zu einer Vollausbildung einer turbulenten Strömung an der Oberfläche der Schaufelblätter kommt. Dies beruht auf der Zentripetalbeschleunigung und der daraus resultierenden Querströmung auf der Oberfläche der Thruster. Ferner findet permanent ein Abfluss der Grenzschicht in den Nachlauf statt. Dies ist auch der Grund, warum der dimensionslose Wandabstand y^+ in dieser Arbeit keine Beachtung findet. Diese Größe ist nur für vollausgebildete Strömungen zulässig. Der Nachlauf, welcher als turbulenter Freistrahrl mit rotativem Anteil aufgefasst werden kann, wird als vollturbulent betrachtet. Allerdings ist der Einfluss, wie in Abschnitt 3.2 erfolgreich gezeigt werden konnte, im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigbar und von untergeordneter Bedeutung für den generierten Schub. Die implizite Modellierung, bzw. Filterung mit Hilfe des groben räumlichen Gitters und der Verfahren zweiter Ordnung sorgt im Nachlauf für eine starke Dissipation der Wirbelstrukturen. Gleichzeitig werden turbulente Schwankungsbewegungen und damit einhergehend die turbulente kinetische Energie ebenfalls stark gefiltert. Diese Technik bietet den Vorteil, dass transitionelle und turbulente Strukturen nur in Gitterregionen von gesteigertem Interesse simuliert werden

und an anderer Stelle mit Hilfe des Gitters dissipiert werden. Darin liegt auch gleichzeitig der Nachteil dieser Technik. Aufgrund fehlender expliziter Modellierung von turbulenten Strukturen (Beispielsweise durch die Wandfunktionen von ω und k im $k - \omega - SST$ -Modell) werden in Regionen mit großen Geschwindigkeits- und Druckgradienten enorm kleine Gitterzellen benötigt. Ferner ist die Modellierung der turbulenten Strukturen damit nicht mehr steuerbar, wie es beispielsweise in der Mischfunktion zwischen ϵ und ω im $k - \omega - SST$ -Modell (siehe den Faktor F_1 in Gleichung 2.8, vierter Term auf der rechten Seite der Gleichung) erfolgt. Grundsätzlich konnte bereits gezeigt werden, dass die numerischen Dissipation der MILES Modellierung in der gleichen Größenordnung liegt wie die expliziter SGS-Modellierungen (Pope 2000). Im Rahmen dieser Arbeit wurde jedoch um von einer qualitativ hochwertigen MILES-Simulation zu sprechen mit zu großen Gitterzellen im Allgemeinen und ebenfalls zu großen Gitterzellgradienten im Speziellen gearbeitet. Auch die eingesetzten numerischen Verfahren haben eine nicht zufriedenstellende Ordnung. Verfahren höherer Ordnung hätten in diesem Zusammenhang jedoch keinen Mehrwert erbracht, da die Gauss'schen Flächenintegrale in der Diskretisierung der Navier-Stokes Gleichungen in Integralform nur mit Verfahren zweiter Ordnung erfolgt (Aspden 2006).

Turbulenzmodellierung mittels $k - \omega - SST$ -Turbulenzmodell

Die mit dem $k - \omega - SST$ -Modell erzielten Ergebnisse sind zwar grundsätzlich nicht weniger plausibel als die mit $k_l - k_t - \omega$ oder MILES erzielten Ergebnisse, jedoch liegt hier ein grundlegender Anwendungsfehler vor, da das Modell zwar explizit zur Simulation von *Low-Reynolds*-Anwendungsfällen genutzt werden kann, jedoch das Modell für vollausgebildete, turbulente Strömungen entworfen wurde und daher an jedem Ort in der Simulationsdomäne von Turbulenz ausgeht (Menter 1992). Dies ist aber nicht der Fall. Da die hier simulierte Strömung jedoch explizit eine laminare An- und Umströmung, sowie Transition auf der Oberfläche und Innenseite des Thrusters umfasst, ist dieses Modell kaum für diesen Anwendungsfall gedacht. Überaschend jedoch ist, dass überhaupt die Konvergenzkriterien erfüllt werden konnten und dass insbesondere diese Simulation äußerst stabil über 15 Umdrehungen hinweg durchgeführt werden konnte. Die *FFT* der mit diesem Modell durchgeföhrten Simulation der Referenzgeometrie erfüllt von allen Fourier-transformierten Schubsignalen aller durchgeföhrten Simulationen am Ehesten die erwarteten Werte (Teilabbildung 3.1(b)). So dominieren 60 Hz, 120 Hz, 180 Hz und 240 Hz die Frequenzverteilung, welche alle ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz (10 Hz) multipliziert mit der Anzahl der Flügel darstellen. Allerdings liefert $k - \omega - SST$ die niedrigsten Schubwerte und weiß damit auf eine zu hohe Dissipation hin. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Annahme der vollständig ausgebildeten Turbulenz, welche dem Modell zugrunde liegt. Es scheint damit nicht möglich eine Aussage darüber zu treffen, ob die hohe Frequenztrennstärke auf die erhöhte Anzahl von ausgewerteten Rotationen oder auf das Modell zurückzuführen ist.

Turbulenzmodellierung mittels $k_l - k_t - \omega$ -Modell

Die mit $k_l - k_t - \omega$ durchgeführte Simulation zeigt zunächst äußerst erfolgsversprechende Ergebnisse, wurde dieses Modell doch explizit für die Simulation von Transitionsströmungen konzipiert. So konnte dieses Modell in den bisherigen *Low-Reynolds* und *Transitions*-Untersuchungen seine Vorteile deutlich zum Ausdruck bringen (Vgl. Genc (2010), Genc et al. (2011), Vlahostergios et al. (2009), Walters und Cokljat (2008) und Wang und Walters (2012)). Insbesondere in der Arbeit von Wang und Walters (2012) konnte dieses Modell sehr erfolgreich zur Simulation eines Propellers im *Transitionsbereich* genutzt werden. Jedoch wurde die Anwendung des Modells für den weiteren Verlauf dieser Arbeit verworfen, da die Laufzeit im Vergleich zu $k\omega - SST$ oder *laminar/MILES* etwa viermal so hoch war. Überraschend an den mit diesem Modell erzielten Ergebnissen war insbesondere der sehr glatte und symmetrische Verlauf der Isolinien in 3.1(c). Die kaum vorhandene Rückströmung im Nachlauf erscheint fragwürdig. In wie weit hier der Einfluss des Modellierungsansatzes eine Rückströmung verhindert, oder ob noch andere, unbekannte Faktoren einen Einfluss haben, kann basierend auf den hier erzielten Ergebnissen nicht beurteilt werden und verbleibt ungeklärt.

4.3 Nachlauf

Nachdem die Frage nach dem Umgang mit der Transition, bzw. Turbulenz geklärt ist, muss der Einfluss des Nachlaufs quantifiziert werden. Die dazu durchgeführt Simulation zeigt von allen durchgeführten Simulationen am ehesten ein quasisationäres Verhalten (siehe Teilabbildung 3.4(c)). Zusätzlich dazu war der im Rahmen dieser Simulation ermittelte Schubbeiwert, abgeschätzt aus dem Diagramm in Teilabbildung 3.4(c), den Daten des Experiments am Nächsten. Auch die aus den Schubdaten gewonnene *FFT* zeigt kaum unerwartete Ergebnisse. Zwar ist das dominante Signal mit 40 Hz zunächst nicht erklärbar und auch unerwartet, der restliche Verlauf der *FFT* entspricht jedoch den erwarteten Werten von 60 Hz (der Grundfrequenz von 10 Hz multipliziert mit der Anzahl Schaufelblätter) und deren ganzzahlige Vielfache. Dies Auslöser dieses Signals sind, aller Wahrscheinlichkeit nach, periodische Ablösungen. Da eine *Fast-Fourier-Transformation* ein lineares System ist, das zugrundeliegende Eingangssignal jedoch einem nichtlinearen System (der konvektive Term der Navier-Stokes Gleichung, Vgl. Gleichung 2.2 ist nicht linear) gekoppelter Gleichungen entstammt, sind Überlagerungseffekte und Artefakte in der Frequenzverteilung zu erwarten. Es konnte zwar ein Einfluss des räumlich feiner aufgelösten Nachlaufs auf die wirkenden Kräfte (und damit auch auf die auftretenden Frequenzen) beobachtet werden, jedoch wurde entschieden, dass dieser Einfluss vernachlässigt werden kann, da die Unterschiede im abgeschätzten Mittel des Schubbeiwerts akzeptabel erscheinen. Wäre der Geschwindigkeitsgradient zwischen Nachlauf und umgebenden Fluid nicht so groß (Teilabbildungen 3.1(a), 3.1(b), 3.1(c) und 3.3(b)), würde vermutlich der Einfluss des Nachlaufs auf die Schubkräfte

steigen. Da zwischen der Geschwindigkeit des umgebenden Fluids und der Geschwindigkeit im Nachlauf jedoch in etwa eine Größenordnung liegt, ist zu vermuten, dass Schwankungen bspw. durch Wirbel, im Nachlauf zu schnell stromabwärts transportiert werden. Dadurch schwindet der zeitlich mögliche Einfluss.

In wieweit die in Abbildung 3.5 abgebildete Isofläche des *Q-Kriteriums* tatsächlich echte Wirbel bzw. Ablösung visualisiert, führt als Diskussion innerhalb dieser Arbeit zu weit (Vgl. Haller (2005)). Trotzdem zeigt die Abbildung deutlich die Querströmung auf der Oberfläche der Thrustersblätter. Auch eine Grenzschicht an der Innenseite des Thrusters ist erkennbar.

4.4 Biologisch Inspirierte Modelle

Ziele der bionischen Modelle war es bei gleicher Rotationsfrequenz und ähnlichen geometrischen Parametern der Flügel die Schubkraft zu erhöhen. Dies gelang nur mit einem bionischen Modell, Modell B (Vgl. Diagramm der Schubkräfte in Abbildung 3.7 und Abbildung 3.4). Modell A und C erzeugten wesentlich geringere Schubkräfte. Nichtsdestotrotz konnte bei allen bionischen Modellen die hochfrequenten Schwingungen des Schubs sehr stark oder sogar komplett unterbunden werden. Dies hat einen signifikanten Einfluss auf die Modellierung, Vorhersagbarkeit und mechanische Belastung der Thruster. Allerdings ist zu beachten, dass bei keinem der bionischen Modelle ein quasistationärer Zustand erreicht wurde. Die Schubsignale zeigen nicht nur eine gewisse Aperiodizität, sondern auch geringere Selbstähnlichkeit als die Signale der Referenzgeometrie. Das Ausbleiben der höheren Frequenzen ist nicht nur gewünscht, sondern auch durch das Fehlen einer scharfen Anströmkante zu erklären.

Die Visualisierungen der entdimensionierten Geschwindigkeit in Schubrichtung geben deutlich Hinweise auf die Ursache des geringeren Schubs der bionischen Modelle. Der Nachlauf pilzt, im Vergleich mit den Referenzsimulationen, stark auf (Abbildung 3.6). Auch der Betrag der Geschwindigkeit im Nachlauf ist bedeutend geringer (erkennbar an den Isolinien). Die Ausnahme bildet das Modell B. Hier werden wesentlich größere Beträge erreicht als bei den Referenzgeometrien. Jedoch kann auch hier ein starkes Aufpilzen des Nachlaufs beobachtet werden. Bei allen drei bionischen Modellen treten starke Rückströmungen auf. Fraglich ist, ob diese nach dem Erreichen eines quasistationären Zustands immer noch in dieser Form erhalten bleiben, oder ob die Rückströmung ein Effekt des Ausbildens des Schubstrahls darstellt.

Im Vergleich zu den Referenzmodellen bildet sich an der Innenwand eine Wirbelschicht aus, welche eine Dicke von bis zu 25% des Radius erreicht. Diese Wirbelschicht ist in keiner der Referenzsimulationen in dieser Ausprägung zu finden. Im Unterschied zu der Referenzsimulation haben die bionischen Modelle keine Wölbung an der Innenwand. Ob diese Wölbung tatsächlich ein Ausbilden der Wirbelschicht zu verhindern vermag, oder ob die Wirbelschicht durch die bionischen Geometrien generiert wird lässt sich aus den

bisherigen Ergebnissen nicht nachvollziehen. Jedoch gilt zu beachten, dass die Flügelwurzeln der bionischen Modelle wesentlich dicker ausfallen als die der Referenzgeometrie und somit schneller zu Ablösung führen könnten. Im Falle des Modells B scheinen die Wirbel an der Innenseite schnell in den Nachlauf transportiert zu werden; dies ist im Vergleich zu den anderen beiden Modellen durch die erhöhte Geschwindigkeit zu erklären. Zusätzlich dazu scheint sich bei Modell B eine Art Düseneffekt zwischen den alternierenden Positionen der Blättern einzustellen. Zumindest deutet die verschobene Position des Staudruckpunktes an der Vorderseite der hintergestellten Flügel auf einen geringeren Anströmwinkel hin.

Bei allen bionischen Modellen konnte eine Verringerung der Ablösung an der Oberseite und der Hinterkante der Flügel, trotz deutlich negativerem Druckbeiwert, beobachtet werden. Dies ist ein als positiv zu bewertendes Ergebnis, da eine verringerte Ablösung eine gleichmäßige Druckverteilung, einen verminderten Widerstand und eine damit einhergehende erhöhte strömungsmechanische Effizienz bewirkt. Dieses Ergebnis wird jedoch durch die enorme Wirbelschicht an der Innenseite des Thrusters überschattet, da diese Wirbelschicht mit einem enorm erhöhten Widerstand in tangentialer Richtung einhergehen dürfte und damit auch das Widerstandsmoment steigert. Für das Modell C geht dies sogar soweit, dass Teile der Wirbelschicht aus in den Thrustervorlauf geschoben werden. Insgesamt ist das auftretend dieser Wirbelschicht ein als sehr interessant zu bewertendes Ergebnis, insbesondere unter dem Gesichtspunkt das diese Schicht bei den Referenzmodellen in dieser Ausprägung nicht zu finden ist. Allerdings muss an dieser Stelle bemerkt werden, dass die in der Referenzgeometrie vorhandenen Krümmung der Innenfläche des Thrusters in den verbauten Thrustern des AUV *Leng* nicht vorhanden ist und demnach, basierend auf den bionischen Modellen die Vermutung geäußert werden kann, dass diese Wirbelschicht auch bei den verbauten Modellen auftritt. An dieser Stelle bieten sich weitere Untersuchungen an.

Die Kraftverläufe der bionischen Modelle und ihre zugehörigen *FFT* (Abbildung 3.7) zeigen eine deutliche Reduktion der höheren Frequenzanteile. Die mittels *FFT* errechneten Frequenzen benötigen weitere Untersuchungen, da diese keine ganzzahlige Vielfache der Rotationsfrequenz und somit schwerer zu erklären sind. Auch die Rotationsfrequenz von 10 Hz konnte in den *FFT* nicht ermittelt werden.

Abschließend sei zu bemerken, dass die Flügelkonfiguration des Modells B mit alternierenden Flügelpositionen ebenfalls weiter untersucht werden sollte, da hier eine deutliche Effizienzsteigerung durch eine Art Vorflügel-Effekt erzielt werden könnte.

5 Fazit und Ausblick

Es konnten im Rahmen dieser Arbeit erstmals umfassend die strömungsmechanischen Phänomene, welche mit dem Einsatz von Ringpropellern einhergehen, erfasst und charakterisiert werden. Im Vergleich zu klassischen Propellern ist die rotierende Grenzschicht an der Innенwand des Thrusters sicherlich ein dominierendes Phänomen, welches weitergehender Untersuchung bedarf. Um jedoch eine umfassende Charakterisierung der Thruster vorzunehmen müssen mehrere Drehzahlen und Fortschrittsgrade simuliert werden. Die bionische Neuauslegung der Schaufelblätter ist in Teilen als positiv zu bewerten, jedoch wurde hier bei Weitem noch kein Optimum erreicht, sondern lediglich mehrere mögliche Untersuchungsrichtungen eröffnet. In zukünftigen Arbeiten müssten dann Kontrollmechanismen für die Wirbelschicht an der Innenseite des Thrusters entwickelt und getestet werden. Auch die Blattgeometrie ist noch weit von einem Optimum entfernt. Hier muss das Zusammenspiel aus Grenzschicht an der Flügelwurzel und der Wirbelschicht untersucht werden. Großes Potential bergen kombinierte Anordnungen wie in Modell B oder statische Vorflügel. Aufgrund der nicht vorhandenen Datengrundlage zu Ringpropellern müssen auch experimentelle Überprüfungen durchgeführt werden. Ferner bedarf es einer detaillierteren Untersuchung des Einflusses der Turbulenz auf die Kräfte und Momente. Für eine Drehfrequenz von 10 Hz ist Kavitation unwahrscheinlich, für höhere Drehzahlen jedoch keineswegs. Laut Hersteller sind die Ringpropeller in der Lage mit bis zu 50 Hz zu rotieren. Bei diesen Drehfrequenzen ist es sehr wahrscheinlich, dass Kavitation zumindest in Teilen auftritt. Die als Kavitationsfraß bezeichneten Beschädigungen an herkömmlichen Propellern könnten sich im Falle der Ringpropeller auch auf die Innenseite des Thrusterrings ausweiten. Dies muss unter allen Umständen verhindert werden, da dadurch auch die eigentliche Antriebseinheit beschädigt werden könnte. Das ist als deutlicher Nachteil der Ringpropeller gegenüber herkömmlichen Propellern zu nennen. Darüber hinaus sollte unter allen Umständen, nach erfolgter Überprüfung der beobachteten Schwingungsfrequenzen, eine Implementierung neuer Schaufelblätter erfolgen, um so die höherfrequenten Anteile der Schubschwingung zu unterbinden, da diese Schwingung des Schubes eine erhebliche Mehrbelastung bzw. eine gänzlich andere Art von Belastung der Thrusterverankerung darstellt und somit zu einem stärker beschleunigtem Verschleiß führen kann. Um die strömungsmechanische Effizienz zu erhöhen, sollte, wenn möglich, eine Verschalung des Thrusters erfolgen um so das Aufpilzen des Nachlaufs zu vermindern und das Ausbilden eines turbulenten Freistrahls zu unterstützen. Dies ist im Projekt Europaexplorer bereits erfolgt. In zukünftigen Arbeiten wäre die Untersuchung von zwei gegenläufigen Thrustern in serieller Anordnung interessant, da die enorme Schwungmasse des Thrusters und das damit einhergehende hohe Massenträgheitsmoment ein großes

5 Fazit und Ausblick

Rollmoment in Fahrzeugen wie *Leng* induziert. Mit gegenläufigen Ringpropellern könnte nicht nur das Moment annihielt werden, sondern auch der tangentiale Anteil des Nachlaufs reduziert und damit ebenfalls die strömungsmechanische Effizienz erhöht werden. Diese Technik ist im militärischen Bereich (Torpedos) bereits fest etabliert, allerdings existieren aufgrund der Geheimhaltung nur wenige frei zugängliche Daten dazu.

6 Danksagung

Zunächst gebührt mein Dank Frau Prof. Dr. A. B. Kesel, Herrn Prof. Dr. A. Baars und Herrn Prof. Dr. F. Kirchner. Ohne deren Unterstützung wäre diese Abschlussarbeit in dieser Form nicht möglich gewesen. Insbesondere Prof. Dr. A. Baars gilt mein herzlichster Dank; ohne sein kontinuierliches Feedback und sein Fachwissen zu Strömungsmechanik und Numerik wäre der Rahmen dieser Arbeit wesentlich kleiner ausgefallen. Ein besonders großes Dankeschön geht an meinen Betreuer M. Sc. Philipp Kloss. Ohne seinen kontinuierlichen Rat, seinen unerschütterlichen Optimismus und sein Fördern und Fordern wäre diese Arbeit niemals zustande gekommen. Dankeschön! Ferner gilt mein Dank selbstverständlich meinen Eltern und Freunden, insbesondere Vincent Focke, Judith Geils, Nils Thomé, Anna-Lena Luck und Annika Schmidt für Rat und Tat und Rückhalt und den dezenten Hinweis, dass es nicht Ziel dieser Arbeit sein sollte die Lebensgeschichte eines britischen Physikers¹ des neunzehnten Jahrhunderts zu dokumentieren. Ebenfalls ein großes Dankeschön geht an Timo Jacobs und Anett Seeland (DFKI) für die große technische Unterstützung. Eine Danksagung umfasst leider niemals alle Menschen, denen man zu Dank verpflichtet ist. Aus diesem Grund möchte ich an dieser Stelle all denjenigen danken, die ich bisher noch nicht erwähnt habe.

¹Es handelt sich selbstverständlich um Osborne Reynolds (*1842 - †1912), Namenspate der Reynoldszahl und Begründer des modernen Verständnis von Turbulenz.

Literaturverzeichnis

- Altshuler, Douglas L., Robert Dudley und Charles P. Ellington (2004a). „Aerodynamic forces of revolving hummingbirdwings and wing models“. In: *Journal of Zoology* 264, S. 327–332.
- Altshuler, Douglas L., Robert Dudley und Jimmy A. McGuire (2004b). „Resolution of a paradox: Hummingbird flight at high elevation does not come without a cost“. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 101, S. 17731–17736.
- Aspden, Andrem James (2006). „Monotone Integrated Large Eddy Simulation of Buoyant Turbulent Jets with Off-Source Heating“. Diss. Department of Applied Mathematics und Theoretical Physics, Selwyn College, University of Cambridge.
- Carlton, J S (2012). *Marine Propellers and Propulsion*. Elsevier.
- Chai, Peng, Johnny S. C. Chen und Robert Dudley (1997). „Transient Hovering Performance of Hummingbirds under conditions of maximal loading“. In: *Journal of experimental Biology* 200, S. 921–929.
- Chesnakas, Christopher J. und Stuart D. Jessup (1998). *Cavitation and 3-D LDV Tip-Flowfield Measurements of Propeller 5168*. Techn. Ber. Carderock Division, Naval Surface Warfare Center.
- Chung, Han-Kyo und Jinhyun Kim (2013). „Analysis of underwater thruster model with ambient flow velocity using CFD“. In: *Intelligent Service Robotics* 6, S. 163–168.
- Chyba, Christopher F. (2000). „Energy for microbial life on Europa“. In: *Nature* 403.1, S. 381–382.
- Chyba, Christopher F. und Cynthia B. Phillips (2001). „Possible ecosystems and the search for life on Europa“. In: *PNAS* 98.3, S. 801–804.
- (2002). „Europa as an abode of life“. In: *Origins of Life and Evolution of the Biosphere* 32.1, S. 47–68.
- Dang, Jie und Hans Laheij (2004). „Hydrodynamic Aspects of Steerable Thrusters“. In: *Dynamic Positioning Conference*.
- dpreview.com (2011).

- Ellington, Charles P (2006). „Insects versus birds: the great divide“. In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics: Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 35.1*, S. 1–6.
- Fang-Wen, Hong und Dong Shi-Tang (2010). „Numerical Analysis for circulation distribution of propeller blade“. In: *Journal of Hydrodynamics* 22, S. 488–493.
- Ferziger, Joel H. und Milovan Perić (2008). *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Verlag Berlin Heidelberg.
- Freeman, Mikhail D. und Mervin A. Marshall (2011). „An Analytical Investigation into the design of a shaftless thruster using finite element and computational fluid dynamics approaches“. In: *The Journal of Ocean Technology* 6, S. 56–68.
- Fröhlich, Jochen (2006). *Large Eddy Simulation turbulente Strömungen*. Teubner.
- Genc, M S (2010). „Numerical simulation of flow over a thin aerofoil at a high Reynolds number using a transition model“. In: *Poceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 224, S. 2155–2164.
- Genc, M. Serdar, Ünver Kaynak und Hüseyin Yapıcı (2011). „Performance of transition model for predicting low Re aerofoil flows without/with single and simultaneous blowing and suction“. In: *European Journal of Mechanics B/Fluids* 30, S. 218–235.
- Greenberg, Richard et al. (1999). „Chaos on Europa“. In: *Icarus* 141.1, S. 263–286.
- Haller, G. (2005). „An objective definition of a vortex“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 525, S. 1–26.
- Hedrick, Tyson L. et al. (2011). „Morphological and kinematic basis of the hummingbird flight stroke: scaling of flight muscle transmission ratio“. In: *Proceedings of the Royal Society B* 1, S. 1–7.
- Kivelson, Margaret G. et al. (2000). „Galileo Magnetometer Measurements: A Stronger Case for a Subsurface Ocean at Europa“. In: *Science* 289.1, S. 1340–1343.
- Kruyt, Jan W. et al. (2014). „Hummingbird wing efficacy depends on aspect ratio and compares with helicopter rotors“. In: *Journal of The Royal Society Interface* 11.99. DOI: [10.1098/rsif.2014.0585](https://doi.org/10.1098/rsif.2014.0585).
- Lecheler, Stefan (2014). *Numerische Strömungsberechnung: Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele mit ANSYS 15.0*. 3., aktual. Aufl. Online-Ressource (X, 199 S.) : Ill. Wiesbaden: Springer Vieweg.
- Lukin, Alexey (2007). *Tips & Tricks: Fast Image Filtering Algorithms*. Techn. Ber. Department of Computational Mathematics und Cybernetics, Moscow State University, Moscow, Russia.

- Lyon, Douglas (2009). „The Diskrete Fourier Transform: Part 4: Spectral Leakage“. In: *Journal of Object Technology* 8.7, S. 23–34.
- Maciel, P., A. Koop und G. Vaz (2013). „Modelling Thruster-Hull Interaction with CFD“. In: *Proceedings of the ASME 2013 32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*.
- McIntosh, Sen H., Sunil K. Agrawal und Zaeem Khan (2006). „Design of a Mechanism for a Biaxial Rotation of a Wing for a Hovering Vehicle“. In: *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 11, S. 145–153.
- Menter, F R (1992). „Improved Two-Equation k-omega Turbulence Models for Aerodynamic Flows“. In: *AIAA Journal* 30.8, S. 2066–2072.
- Menter, F. R. (1994). „Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications“. In: *AIAA Journal* 32.8, S. 1598–1605.
- Polhamus, Edward C. (1966). *A concept of the vortex lift of sharp-edge delta wings based on a leading-edge-suction analogy*. Techn. Ber. NASA Langley Research Center, Langley Station, Hampton, Virginia.
- Pope, Stephen B. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.
- Qing-Ming, Cao et al. (2012). „Prediction of loading distribution and hydrodynamic measurements for propeller blade in a rim driven thruster“. In: *Journal of Hydrodynamics* 24, S. 50–57.
- Raney, David L. und Eric C. Slominski (2004). „Mechanization and Control Concepts for Biologically Inspired Micro Air Vehicles“. In: *Journal of Aircraft* 41, S. 1257–1265.
- Rockwell, Donald (1998). „VORTEX-BODY INTERACTIONS“. In: *Annual Revue of Fluid Mechanics* 30, S. 199–229.
- Rothschild, Lynn J. und Rocco L. Mancinelli (2001). „Life in extreme environments“. In: *Nature* 409.1, S. 1092–1101.
- Sander, Aljoscha (2015). *Numerische Untersuchungen instationärer Hochauftriebssysteme nach biologischem Vorbild*. Techn. Ber. Hochschule Bremen City University of Applied Sciences.
- Spencer, John R. et al. (1999). „Temperatures on Europa from Galileo Photopolarimeter-Radiometer Nighttime Thermal Anomalies“. In: *Science* 284.1, S. 1514–1516.
- Spurk, Joseph H. und Nuri Aksel (2010). *Strömungslehre*. Springer Verlag Berlin Heidelberg.

Literaturverzeichnis

- Styles, Gary, Douglas Altshuler und Robert Dudley (2005). „Wing morphology and flight behaviour of some north american hummingbird species“. In: *The Auk: Ornithological Advances* 872, S. 872–886.
- Tobalske, B. W., Douglas L. Altshuler und Donald R. Powers (2004). „Take-off mechanics in hummingbirds (Trochilidae)“. In: *The Journal of Experimental Biology* 207, S. 1345–1352.
- Tobalske, Bret W. et al. (2007). „Three-Dimensional kinematics of hummingbird flight“. In: *Journal of Experimental Biology* 210, S. 2368–2382.
- Vlahostergios, Z., K. Yakinthos und A. Goulas (2009). „Separation-induced boundary layer transition: Modeling with a non-linear eddy-viscosity model coupled with the laminar kinetic energy equation“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30, S. 617–636.
- Walters, D. Keith und Davor Cokljat (2008). „A Three-Equation Eddy-Viscosity Model for Reynolds-Averaged Navier–Stokes Simulations of Transitional Flow“. In: *Journal of Fluids Engineering* 130.1, S. 1–14.
- Wang, Xiao und Keith Walters (2012). „Computational Analysis of Marine-Propeller Performance Using Transition-Sensitive Turbulence Modeling“. In: *Journal of Fluids Engineering* 134.1, S. 1–10.
- Warrick, Douglas R., Bret W. Tobalske und Donald R. Powers (2005). „Aerodynamic of the hovering hummingbird“. In: *Letters to Nature* 435, S. 1094–1097.
- Wilcox, David C. (2006). *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries.

Anhang

Listing 1: Pythonskript zur Berechnung der *FFT*

```
1  #!/usr/bin/python
2  import sys, getopt, os, numpy, math
3  import matplotlib.pyplot as plt
4  TIME = 0
5  PRESSURE_X = 1
6  PRESSURE_Y = 2
7  PRESSURE_Z = 3
8  MOMENT_X = 4
9  MOMENT_Y = 5
10 MOMENT_Z = 6
11 F = 10
12 D = 0.1
13 J = 0.1/(F*D)
14 Fx_avg = 0
15 n = 0
16 def hann_filter (g, n):
17     for i in range(0,len(g)):
18         g[i] = g[i] * 0.5 * (1.0 - math.cos((2.0 * math.pi * i) / (n - 1)))
19
20 def main (argv):
21     inputfile = ''
22     try:
23         opts, args = getopt.getopt(argv, "i:", "input-file=")
24     except getopt.GetoptError:
25         print 'foamFancy_averageForces.py -i <inputfile> -o <outputfile>'
26         sys.exit(2)
27     for opt, arg in opts:
28         if opt in (" -i", "--input-file"):
29             inputfile = arg
30             if (not os.path.isfile(inputfile)):
31                 print "not a valid input file, exiting..."
32                 sys.exit(-1)
33             data = numpy.genfromtxt(inputfile)
34             time = data[:,0]
35             Fx = data[:,1]
36             Mx = data[:,4]
```

```

37     N      = len(Fx)
38     if (N != len(time)):
39         print "length of time and force does not match!"
40         sys.exit(-1)
41     if (N != len(Mx)):
42         print "length of time and torque does not match!"
43         sys.exit(-1)
44     T = (max(time) - min(time))/(N - 1)
45     time = time * F
46     Fx = Fx/(math.pow(F,2) * math.pow(D,4))
47     Mx = Mx/(math.pow(F,2) * math.pow(D,5))

48
49     plt.figure(1)
50     plt.plot(time, Fx)
51     plt.grid()
52     plt.xlabel("Entdimensionierte Zeit t*")
53     plt.ylabel("Schubbeiwert Ks")
54     plt.savefig("schubbeiwert.png", dpi=300)

55
56     plt.figure(2)
57     plt.plot(time, Mx)
58     plt.grid()
59     plt.xlabel("Entdimensionierte Zeit t*")
60     plt.ylabel("Momentenbeiwert Kq")
61     plt.savefig("momentenbeiwert.png", dpi=300)

62
63     Fx_avg = numpy.average(Fx)
64     Mx_avg = numpy.average(Mx)

65
66     print "Fx Average: ", Fx_avg
67     print "Mx Average: ", Mx_avg
68     print "##### WIRKUNGSGRAD #####"

69
70     eta = (J/2.0*numpy.pi) * (Fx_avg/Mx_avg)
71     if (eta < 0):
72         eta = eta * -1.0
73     print "      eta: ", eta
74     print "      eta rel: ", eta * 100
75     Fx = Fx - Fx_avg
76     Mx = Mx - Mx_avg
77     hann_filter(Fx, len(Fx))
78     hann_filter(Mx, len(Mx))
79     Fxfft = numpy.fft.fft(Fx)
80     Mxfft = numpy.fft.fft(Mx)
81     f = numpy.linspace(0.0, 1.0/(2*T), N/2)

```

```

82     Fxfft_abs = numpy.abs(Fxfft)
83     Mxfft_abs = numpy.abs(Mxfft)
84     maxisFx = (-Fxfft_abs[0:N/2]).argsort()[:20]
85     print "##### FX #####"
86     print "first 20 maxima at ", maxisFx
87     print "maxima are: "
88     for i in maxisFx:
89         print f[i]
90     maxisMx = (-Mxfft_abs[0:N/2]).argsort()[:20]
91     print "##### MX #####"
92     print "first 20 maxima at ", maxisMx
93     print "maxima are: "
94     for i in maxisMx:
95         print f[i]
96     plt.figure(3)
97     plt.plot(f, Fxfft_abs[0:N/2])
98     plt.xlim(0, 250)
99     plt.grid()
100    plt.title("Fast Fourier Transformation des Schubs")
101    plt.xlabel("Frequenz [1/s]")
102    plt.ylabel("Betrag der komplexen Amplitude")
103    plt.savefig("fftFx.png", dpi=300)
104    plt.figure(4)
105    plt.plot(f, Mxfft_abs[0:N/2])
106    plt.xlim(0, 250)
107    plt.grid()
108    plt.title("Fast Fourier Transformation des Drehmoments")
109    plt.xlabel("Frequenz [1/s]")
110    plt.ylabel("Betrag der komplexen Amplitude")
111    plt.savefig("fftMx.png", dpi=300)
112    fig_in, (a, b) = plt.subplots(nrows=2)
113    a.plot(time, data[:,1])
114    a.set_title('Ungefilterter')
115    a.grid()
116    a.set_ylabel("Kraft [N/kg/m^3]")
117    b.plot(time, Fx)
118    b.set_title('Gefiltert & Normalisierter')
119    b.grid()
120    b.set_xlabel("Zeit [s]")
121    b.set_ylabel("Kraft [N/kg/m^3]")
122    fig_in.savefig("input.png", dpi=300)
123    plt.show()
124 if __name__ == "__main__":
125     main(sys.argv[1:])

```