

Einfluss von Maßstabeffekten auf die hydrodynamischen Eigenschaften von Düsenpropellern

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation (Monografie)

von

Erik Schomburg

aus

Berlin

2025

Gutachter:

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Moustafa Abdel-Maksoud
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Stefan Krüger

Vorsitz:

Prof. Dr.-Ing Friedrich Wirz

Tag der mündlichen Prüfung

26.06.2025

DOI: <https://doi.org/10.15480/882.15342>
Handle: <https://hdl.handle.net/11420/56077>

Der Text steht, soweit nicht anders gekennzeichnet, unter der Creative-Commons-Lizenz Namensnennung 4.0 (CC BY 4.0). Das bedeutet, dass er vervielfältigt, verbreitet und öffentlich zugänglich gemacht werden darf, auch kommerziell, sofern dabei stets der Urheber, die Quelle des Textes und o. g. Lizenz genannt werden. Die genaue Formulierung der Lizenz kann unter <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode.de> aufgerufen werden.

Zusammenfassung

Zur Überprüfung der hydrodynamischen Eigenschaften von Schiffen werden vor allem bei hochpreisigen Systemen Modellversuche durchgeführt. Diese unterliegen jedoch Einschränkungen, da die Versuchsanlagen und möglichst gering zu haltende Versuchskosten nur vergleichsweise große Maßstäbe und daraus folgend kleine Modelle mit geringen Anströmgeschwindigkeiten zulassen. In Freifahrtversuchen müssen die Drehzahlen den mechanischen Belastungsgrenzen der Messsysteme und Propeller angepasst werden. Aufgrund der hierdurch vorhandenen Reynoldszahleffekte wird eine Reynoldszahlkorrektur der Versuchsergebnisse notwendig. Bei der Durchführung von experimentellen Untersuchungen wird die Realisierung voll turbulenter Grenzschichtströmung an den Versuchsmodellen angestrebt. Wenn aber im Modellmaßstab die Grenzschicht nur teilweise turbulent ist, müssen neue Methoden entwickelt werden, welche die Umrechnung der hydrodynamischen Kennwerte in Abhängigkeit von der Position des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags erlauben. Daher ist die Entwicklung und Weiterentwicklung von Reynoldszahlkorrekturverfahren von grundsätzlicher Bedeutung im Modellversuchswesen. Die hier vorgelegte Arbeit befasst sich mit der Entwicklung eines Reynoldszahlkorrekturverfahrens für Modellversuchsergebnisse von freifahrenden Düsenpropellern mit Beschleunigungsdüsen.

Zur Isolation und zum besseren Verständnis der wirkenden physikalischen Effekte wurden unter Nutzung numerischer Strömungsberechnungen Voruntersuchungen durchgeführt. An einem 2D- und einem rotierenden 3D-Profil in einer neutralen, reibungsfreien Düse konnten der Einfluss der Reynoldszahl auf die laminar/turbulente Grenzschichtausbildung und deren Wirkung auf die Widerstands- und Auftriebskräfte sowie die daraus abgeleiteten Verhältnisse zwischen Auftrieb und Widerstand bzw. Vortriebskraft und Drehmoment bestimmt werden. CFD-Berechnungen von isoliert betrachteten Propellerdüsen bei verschiedenen Reynoldszahlen, bei welchen eine Propellerwirkung mittels Aktuator-Disk eindeutig definiert erzeugt wurde, lieferten Erkenntnisse zu den Reynoldszahleffekten der Düsen und deren Folgen für den Propeller. Es wird gezeigt, dass die Grenzschichtausbildung einen unmittelbaren Einfluss auf die Reibungs-, aber auch die Druckkräfte ausübt.

Für systematische Modellversuche wurden 4 Propeller ausgewählt und in jeweils zwei Maßstäben ($D = 200$ mm und $D = 350$ mm) als Verstellpropeller gefertigt. Die Propellernabe wurde so konstruiert, dass durch Distanzplättchen an den Propellerblattfüßen unterschiedliche Propellerdurchmesser und so bei konstantem Düsendurchmesser unterschiedliche Spaltmaße zwischen Propellerspitze und Düseninnenseite realisiert werden konnten. So konnten mit den Propellern umfangreiche Freifahrt- und Farbanstrichversuche mit unterschiedlichen Steigungen, Spaltmaßen und Reynoldszahlen in der Schlepprinne der SVA-Potsdam durchgeführt werden. Da in Modellversuchen nur ein kleiner Reynoldszahlbereich abgedeckt werden kann, wurden umfassende CFD-Berechnungen mit freifahrenden Düsenpropellern für einen weiten Reynoldszahlbereich durchgeführt. Die Validierung der CFD-Berechnungen erfolgte anhand der Vielzahl von Versuchsergebnissen. Serienberechnungen von frei angeströmten geometrisch unterschiedlichen Propellern in der Wag. 19A-Düse über einen weiten Reynoldszahlbereich erzeugten eine Datengrundlage zur Entwicklung eines empirischen Reynoldszahlkorrekturmodells. So konnten die Reynoldzahleffekte für 50 Propeller mit unterschiedlichen Flächenverhältnissen, Steigungen, Spitzenbelastungen durch Steigung und Sehnellänge, Spaltmaßen und Skewverteilungen bei unterschiedlichen Betriebspunkten bestimmt werden.

Auf Grundlage dieser Datenbasis wurde ein empirisches Reynoldszahlkorrekturverfahren für Düsenpropeller für die am weitesten verbreitete Wag. 19A-Düse entwickelt, bei dem sowohl laminar-turbulente Grenzschichteffekte als auch geometrische Propellergrößen berücksichtigt werden. Das Verfahren bietet die Möglichkeit, den Einfluss der Reynoldszahl auf die Freifahrtkennwerte von Düsenpropellern in Abhängigkeit von geometrischen Propellerparametern für den kavitationsfreien Zustand zu bestimmen.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	I
Inhaltsverzeichnis	1
Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	VIII
Symbolverzeichnis	IX
1. Einleitung	1
1.1. Motivation und Zielstellung	1
1.2. Lösungsansatz	2
1.3. Struktur der Arbeit	3
2. Stand der Technik	4
2.1. Hydrodynamische Grundlagen des Düsenpropellers	4
2.1.1. Grundlegende Düsenauslegung	5
2.1.2. Düsenprofile	6
2.1.3. Propellerkennwerte beim Düsenpropeller	8
2.2. Propellerinduzierte Kavitation	10
2.3. Reynoldszahleffekte im Propellerentwurf	10
2.3.1. Reibungsabhängigkeit	11
2.3.2. Druckabhängigkeit	19
2.3.3. Einfluss der Grenzschichtausbildung auf die Reynoldszahleffekte am Propeller	20
2.3.4. Einfluss der Versuchsanlage auf Reynoldszahleffekte	21
2.3.5. Bekannte Reynoldszahlabhängigkeiten von Propellern und Düsenpropellern	21
2.4. Reynoldszahlkorrekturverfahren für Propellerbeiwerte	27
2.4.1. Reynoldszahlkorrekturverfahren nach ITTC für nicht ummantelte Propeller	27
2.4.2. Reynoldszahlkorrekturverfahren für nicht ummantelte Propeller mit Hilfe des äquivalenten Profils nach Lerbs	28
2.4.3. Reynoldszahlkorrekturverfahren mit der Streifenmethode für nicht ummantelte Propeller	30
2.4.4. Empirisches Reynoldszahlkorrekturverfahren für Düsenpropeller	31
2.4.5. Umrechnungsverfahren für Düsenpropeller nach ITTC	32
2.5. Zusammenfassung des Stands der Technik	33
3. Verfahren zur Berechnung der Umströmung und der Freifahrtkennwerte von Propellern	34
3.1. Empirisches Berechnungsverfahren der Freifahrtkennwerte für Düsenpropellersysteme	34
3.2. Potentialtheoretische Verfahren zur Strömungsberechnung	34
3.2.1. Einfluss der Beschreibung der Hinterkantenströmung am Düsenaustritt	35
3.2.2. Einfluss der Beschreibung der Spaltströmung	36
3.2.3. Einfluss der Propellernachstrommodellierung	37
3.3. Rechenverfahren für viskose Strömung	38

3.3.1.	Grundlagen der viskosen Strömungsberechnung	39
3.3.2.	Berechnungsgitter	42
3.4.	Vergleichende Zusammenfassung der Berechnungsverfahren	43
4.	CFD-Berechnungen isolierter Reynoldszahleffekte	44
4.1.	CFD-Berechnungen von Reynoldszahl- und Maßstabseffekten am Profil	44
4.1.1.	2D-Berechnung	44
4.1.2.	3D-Berechnung	48
4.1.3.	Vergleich von 2D- und 3D-Testfall	50
4.2.	CFD-Berechnungen von Reynoldszahl- und Maßstabseffekten für Propellerdüsen ...	51
4.2.1.	Allgemeines	51
4.2.2.	Berechnungsergebnisse Wag. 19A-Düse	52
4.2.3.	Berechnungsergebnisse SVA HE 1-Düse	54
4.3.	Zusammenfassung der CFD-Berechnungen isolierter Reynoldszahleffekte	56
5.	Experimentelle und numerische Untersuchungen von Düsenpropellersystemen	58
5.1.	Aufbau des Propellermodells	58
5.1.1.	Propellerprofildefinition	58
5.1.2.	Propellerflächendefinition	59
5.2.	Fertigung der Düsenpropeller und der Düsen	60
5.3.	Systematische Messungen mit den Düsenpropellern	62
5.3.1.	Untersuchte Düsenpropeller	62
5.3.2.	Versuchsaufbau	62
5.3.3.	Modellversuche in der Schlepprinne	66
5.3.4.	Modellversuche im Kavitationstunnel	66
5.4.	Auswahl der CFD-Randbedingungen und Validierung am Modellversuch	71
5.4.1.	Berechnungsgitter und Randbedingungen	71
5.4.2.	Berechnung des laminar-turbulenten Übergangs der Grenzschichtströmung	73
5.4.3.	Vergleich der Mess- und Berechnungsergebnisse des Freifahrtversuchs	76
5.4.4.	Schlussfolgerungen aus den CFD-Berechnungen der Freifahrtkurven	78
5.5.	CFD-Serienberechnung der Reynoldszahleffekte von Düsenpropellern	79
5.6.	Zusammenfassung der Modellversuche und CFD-Berechnungen	82
6.	Entwicklung eines empirischen Reynoldszahlkorrekturverfahrens für Düsenpropeller	83
6.1.	Grundlagen der Verfahrensentwicklung	83
6.2.	Gültigkeitsbereich des entwickelten Reynoldszahlkorrekturverfahrens	84
6.3.	Regressionsgleichung und Polynomkoeffizienten	85
6.3.1.	Schubbeiwert K_{TP}	85
6.3.2.	Schubbeiwert K_{TD}	86
6.3.3.	Drehmomentenbeiwert $10K_Q$	87
6.3.4.	Reynoldszahlabhängigkeit des Drucks	88
6.4.	Darstellung von Ergebnissen des Reynoldszahlkorrekturverfahrens	92

6.4.1.	Genauigkeit des empirischen Verfahrens bei Wag. 19A-Düsen	92
6.4.2.	Vergleich des empirischen Modells mit Modellversuchen.....	93
6.4.3.	Vergleich verschiedener Propeller aus dem Parameterbereich.....	96
6.4.4.	Einfluss einzelner Parameter auf den Reynoldszahleffekt.....	99
6.4.5.	Einfluss der Düsengeometrie, Wag. 19A-Düse im Vergleich zur SVA HE 1-Düse .	100
6.5.	Schlussfolgerungen aus der Entwicklung des empirischen Reynoldszahlkorrekturmodells	102
7.	Zusammenfassung und Ausblick	103
8.	Literaturverzeichnis	107
Anhang		
	Kavitationseinsatz und Schubabfall im Kavitationstunnel.....	A.1
	Vergleich der Stromlinien am Propeller, Farbanstrichversuch – CFD-Berechnung.....	A.2
	Vergleich der Stromlinien an der Düse, Farbanstrichversuch – CFD- Berechnung	A.6
	Einfluss der Variation A_E/A_0 auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$	A.7
	Einfluss der Variation A_E/A_0 auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$	A.8
	Einfluss der Variation A_E/A_0 auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$	A.9
	Einfluss der Variation $P_{0,7}/D$ auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$...	A.10
	Einfluss der Variation $P_{0,7}/D$ auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$...	A.11
	Einfluss der Variation $P_{0,7}/D$ auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$...	A.12
	Einfluss der Variation des Sehnenlängenverhältnisses auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$	A.13
	Einfluss der Variation des Sehnenlängenverhältnisses auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$	A.14
	Einfluss der Variation des Sehnenlängenverhältnisses auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$	A.15
	Einfluss der Variation der Spitzenbelastung auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$	A.16
	Einfluss der Variation der Spitzenbelastung auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$	A.17
	Einfluss der Variation der Spitzenbelastung auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$	A.18
	Einfluss der Variation des Spaltmaßes auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$	A.19
	Einfluss der Variation des Spaltmaßes auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$	A.20
	Einfluss der Variation des Spaltmaßes auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$	A.21
	Vergleich des neuen Verfahrens mit dem Verfahren nach Maksoud/Heinke	A.22

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: (a) Beschleunigungsdüse „Wag. 19A“; (b) Pull-Push-Beschleunigungsdüse „Wag. 37“; (c) Verzögerungsdüse [9]	5
Abbildung 2: Vergleich der Wirkungsweise eines konventionellen Propellers und eines Düsenpropellers nach der Stahltheorie [14]	5
Abbildung 3: Ideale Sogziffer t_{DI} und Düsenwiderstandsbeiwert C_D in Abhängigkeit vom Düsenöffnungsverhältnis A_e/A_0 für einige Schubbelastungsgrade C_{TI} bei einer Propellersteigung von $P/D = 1$ [8]	6
Abbildung 4: Druck- und Geschwindigkeitsverteilung um eine Wag. 19A-Düse (links) und eine HE-Düse von MAN (rechts) [19]	7
Abbildung 5: Parameter zur Bestimmung des Pumpenwirkungsgrads [21]	8
Abbildung 6: Einlassverlustkoeffizient für verschiedene Propellersteigungen [21]	9
Abbildung 7: Rotationsverlust für verschiedene Propellersteigungen [21] AAAAA	9
Abbildung 8: Pumpenwirkungsgrad für verschiedene Propellersteigungen [21]	9
Abbildung 9: Überblick über die verschiedenen Energieanteile beim Düsenpropeller [21]	9
Abbildung 10: Grenzschichtverlauf an einer glatten Platte [25]	12
Abbildung 11: Aufnahme einer Grenzschichtströmung an einer ebenen Platte [26]	12
Abbildung 12: Variablen der Grenzschichtströmung entlang einer ebenen Platte [27]	12
Abbildung 13: Geschwindigkeitsprofil in der laminaren Grenzschicht nach Blasius [27]	13
Abbildung 14: Stabilitätskarte nach Tollmien für eine ebene Plattengrenzschicht [27]	14
Abbildung 15: Darstellung einer beschleunigten und verzögerten Grenzschichtströmung [27]	14
Abbildung 16: Universelle dimensionslose Geschwindigkeitsverteilung [27]	17
Abbildung 17: Reynoldszahlabhängigkeit verschiedener C_f Definitionen	18
Abbildung 18: Reibungsbeiwert in Abhängigkeit von der Oberflächenrauigkeit [29]	19
Abbildung 19: Auftriebsanstieg bei Nullauftrieb des NACA 0012 bei unterschiedlichen Reynoldszahlen [32]	20
Abbildung 20: Vergleich des Reynoldszahleffekts ohne und mit Transitionsmodell [6]	22
Abbildung 21: Verstellpropeller, CONV-2480 [35]	23
Abbildung 22: Verstellpropeller, VP1304, [35]	23
Abbildung 23: Geschwindigkeitsvektoren an einer Düsenaustrittskante bei $C_{TH} = 4,25$ [2]	23
Abbildung 24: Maßstabseinfluss auf den Propellerschub bei unterschiedlichen Steigungen und Schubbelastungsgraden [5]	24
Abbildung 25: Maßstabseinfluss auf den Gesamtschub bei unterschiedlichen Steigungen und Schubbelastungsgraden [32]	24
Abbildung 26: Reynoldszahleinfluss des Flächenverhältnisses auf die Umströmung (links) und die Kräfte (rechts), Berechnung für vollturbulente Strömung [36]	25
Abbildung 27: Einfluss der Spitzenentlastung auf die Reynoldszahleffekte eines Düsenpropellersystems, CFD-Berechnungen für voll-turbulente Strömung [20]	26
Abbildung 28: Einfluss des Spaltmaßes auf Düsenpropellerkennwerte bei unterschiedlichen Steigungen [38]	26
Abbildung 29: Prinzipielle Darstellung von Radienschnitten eines Propellers [45]	31
Abbildung 30: In der Streifenmethode verwendete Reibungskennlinien [45]	31
Abbildung 31: Empirisches Reynoldszahlkorrekturverfahren nach Heinke / Abdel-Maksoud [3]	32
Abbildung 32: Kutta-Bedingung an unterschiedlichen Hinterkanten [53]	35
Abbildung 33: Hinterkante einer Wag. 19A-Düse, Positionen der Druckgleichheit zwischen Außen- und Innenströmung der Düse [51]	35
Abbildung 34: Einfluss der Position der Druckgleichheit auf die Düsenpropellerbeiwerte [51]	36
Abbildung 35: Einfluss der Spaltdurchlässigkeit auf die Zirkulationsverteilung eines Düsenpropellers [49]	37
Abbildung 36: Strahlkontraktion beim nicht ummantelten Propeller und beim Düsenpropeller [39] ..	38
Abbildung 37: Einfluss verschiedener Propellernachstromsimulierungen auf die Druckverteilung im Spitzenbereich eines spitzenentlasteten Düsenpropellers in einer neutralen Düse [16]	38
Abbildung 38: Einfluss der Gitterverfeinerung einer Kantenumströmung ohne Geometrienverknüpfung auf die Strömungsbildung [61]	43

Abbildung 39: Profil NACA66Amod, $f = 2,0\%$; $t = 3,5\%$; $\alpha = 0,5^\circ$	44
Abbildung 40: Reynoldszahleffekte auf Auftrieb und Widerstand eines 2D NACA66Amod-Profiles..	45
Abbildung 41: Normierte Geschwindigkeitsverteilung für verschiedene Reynoldszahlen und Anstellwinkel, mit Transitionsmodell	46
Abbildung 42: Vergleich Plattenreibung und 2D-Profil-Reibung eines NACA66Amod Profils.....	47
Abbildung 43: Auf $Re = 1 \cdot 10^6$ normierte Profilbeiwerte.....	47
Abbildung 44: Wirbel- und Druckzonen, 3D-Profil in einer neutralen Düse, (orange: Vorticity $\lambda \approx 1850$ 1/s, violett: Druck $C_p = -0,25$)	48
Abbildung 45: Berechnungsgitter, rotierendes Profil in Düse	49
Abbildung 46: Geometrie 3D Profil in neutraler Düse.....	49
Abbildung 47: Einfluss der Reynoldszahl auf Schub- und Drehmomentenbeiwert im 3D-Testfall	50
Abbildung 48: Einfluss der Reynoldszahl auf das Schub-/Moment-Verhältnis im 3D-Testfall	50
Abbildung 49: Relative laminare Lauflänge im 2D- und 3D-Testfall.....	51
Abbildung 50: Wag. 19A-Segment mit Aktuator.....	52
Abbildung 51: Reynoldszahleffekt, vollturbulent, Wag. 19A, Aktuator, ohne Spalt.....	52
Abbildung 52: Reynoldszahleffekt, Transitionsmodell, Wag. 19A, Aktuator, ohne Spalt	53
Abbildung 53: Reynoldszahleffekt, Transitionsmodell, Wag. 19A, Aktuator, mit Spalt.....	53
Abbildung 54: Normierte Strömungsgeschwindigkeit um eine Wag. 19A-Düse, Aktuator-Disk mit Spalt, $J = 0,1$	54
Abbildung 55: Vergleich Wag. 19A-Düse und SVA HE 1-Düse	55
Abbildung 56: Berechnete Freifahrtkennwerte im Modell- und Großausführungsmaßstab	55
Abbildung 57: Reynoldszahleffekt, Transitionsmodell, SVA HE 1, Aktuator, mit Spalt.....	56
Abbildung 58: normierte Strömungsgeschwindigkeit um eine SVA HE 1-Düse, Aktuator-Disk mit Spalt, $J = 0,1$	56
Abbildung 59: 66Amod Profil ohne Aufdickung der Hinterkante (oben) und mit aufgedickter Hinterkante (unten).....	59
Abbildung 60: Beispiele von Geometrievarianten des Propellermodells.....	60
Abbildung 61: VP1869 – VP1876 und D287 – D290.....	62
Abbildung 62: Nachstromfeld H29, $w_{N,D=200\text{ mm}} = -0,002$ (links), Nachstromfeld H39, $w_{N,D=350\text{ mm}} = -0,024$ (rechts)	63
Abbildung 63: Düsenmesssystem R35x mit photometrisch bestimmter Verformung unter Last (links) und neue Düsenanbindung mit Plattformwägezelle (rechts).....	64
Abbildung 64: 3D-Verformung der Wag. 19A-Düse bei $T_D = 400$ N Düsenschub, überzeichnet	65
Abbildung 65: 1D-Verformung der Wag. 19A-Düse bei $T_D = 400$ N Düsenschub in y -Richtung (links) und z -Richtung (rechts), überzeichnet	65
Abbildung 66: Einfluss der Verformung auf K_{TD} , Wag. 19A-Düse bei $T_D = 400$ N Düsenschub.....	65
Abbildung 67: Abhängigkeit der Schub- und Drehmomentenbeiwerte von der Kavitationszahl, VP1872-D289; $P/D = 1,20$; $s = 1,5$ mm; $J = 0,15$	67
Abbildung 68: Beispielhafte Kavitationsfotos VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,20$; $s = 1,5$ mm; $J = 0,15$; $n = 28$ 1/s; $Re \approx 1,2 \cdot 10^6$	68
Abbildung 69: Abhängigkeit des Kavitationseinsatzes und des Schubabfalls bei $J = 4/8 \cdot P_{0,7}/D$ (Marschfahrtbedingung) von der Reynoldszahl	69
Abbildung 70: Kavitationseinsatz und Beiwerteabfall, VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,0$; 30% Sauerstoffsättigung.....	70
Abbildung 71: Kavitationseinsatz und Beiwerteabfall, VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,0$; 70% Sauerstoffsättigung.....	70
Abbildung 72: Anordnung von Propeller, Düse, Welle (links); quasi-rotierendes Innengebiet (rechts)	72
Abbildung 73: Topologie eines Berechnungsgitters	72
Abbildung 74: Stromlinien VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s.....	74
Abbildung 75: Stromlinien VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 26$ 1/s.....	74
Abbildung 76: Farbanstrichversuch, D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s	75
Abbildung 77: Farbanstrichversuch, D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 25$ 1/s	75
Abbildung 78: CFD-Berechnung, Stromlinien und Wandschubspannung, D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$	76

Abbildung 79: Freifahrtkennwerte VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,2$; $s = 0,0075 \cdot D$	76
Abbildung 80: Sekundärströmung bei einer CFD-Berechnung bei $V_{A \text{ soll}} = 0,0$ m/s	77
Abbildung 81: Einfluss des Spaltmaßes, VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,2$	77
Abbildung 82: VP1871-D287, $s = 0,0075 \cdot D$; $n = 20$ 1/s	78
Abbildung 83: Standardbilder aus Serienberechnung, Propeller 2, $\lambda = 10$, $J = 0,0$	82
Abbildung 84: Reynoldszahlabhängigkeit des Drucks für verschiedene Bezugsgrößen	88
Abbildung 85: $C_{p \text{ min Prop}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$	89
Abbildung 86: $C_{p \text{ min Prop}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$	89
Abbildung 87: $C_{p \text{ min Prop}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$	89
Abbildung 88: $C_{p \text{ min Düse}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$	90
Abbildung 89: $C_{p \text{ min Düse}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$	90
Abbildung 90: $C_{p \text{ min Düse}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$	90
Abbildung 91: A mit $C_{p \text{ min}} \leq -0,1$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$	91
Abbildung 92: A mit $C_{p \text{ min}} \leq -0,1$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$	91
Abbildung 93: A mit $C_{p \text{ min}} \leq 0,1$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$	91
Abbildung 94: Histogramme der Abweichung des empirischen Verfahrens vom CFD-Verfahren (a)	92
Abbildung 95: Histogramme der Abweichung des empirischen Verfahrens vom CFD-Verfahren (b)	93
Abbildung 96: Vergleich von Modellversuchsergebnissen mit dem empirischen Prognoseverfahren, VP1870-D287 bei verschiedenen Steigungen	94
Abbildung 97: Vergleich von Modellversuchsergebnissen mit dem empirischen Prognoseverfahren VP1871-D287 und VP1872-D287	95
Abbildung 98: Vergleich CFD-Berechnung und empirische Prognose über einen weiten Reynoldszahlbereich bei $J/P_{0,7}/D = 0,00$	97
Abbildung 99: Vergleich K_{TT} und $10K_Q$, CFD-Berechnung und empirische Prognose über einen weiten Reynoldszahlbereich, $J/P_{0,7}/D = 0,25$	98
Abbildung 100: Vergleich K_{TT} und $10K_Q$, CFD-Berechnung und empirische Prognose über einen weiten Reynoldszahlbereich, $J/P_{0,7}/D = 0,50$	98
Abbildung 101: Vergleich der Reynoldszahlkorrekturen mit dem empirischen Verfahren und aus CFD-Berechnungen mit Wag. 19A-Düse und SVA HE 1-Düse, $Re_M \approx 5 \cdot 10^5$ auf $Re_S \approx 4 \cdot 10^7$	101
Abbildung 102: Reynoldszahlabhängigkeit des Kavitationseinsatzes und des Schubabfalls bei $J = 0,15$	A.1
Abbildung 103: Reynoldszahlabhängigkeit des Kavitationseinsatzes und des Schubabfalls bei $J = 1/4 \cdot J/(P_{0,7}/D)$	A.1
Abbildung 104: Stromlinien VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,6$; $n = 12$ 1/s	A.2
Abbildung 105: Stromlinien VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,6$; $n = 26$ 1/s	A.2
Abbildung 106: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,0$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s	A.3
Abbildung 107: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,0$; $J = 0,0$; $n = 26$ 1/s	A.3
Abbildung 108: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s	A.4
Abbildung 109: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 26$ 1/s	A.4
Abbildung 110: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,4$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s	A.5
Abbildung 111: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,4$; $J = 0,0$; $n = 20$ 1/s	A.5
Abbildung 112: Farbanstrichversuch und Stromlinien, D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,6$; $n = 12$ 1/s	A.6
Abbildung 113: Farbanstrichversuch und Stromlinien, D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,6$; $n \approx 25$ 1/s	A.6

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Modellpropellerdaten, Propeller $D = 200$ mm	60
Tabelle 2: Modellpropellerdaten, Propeller $D = 350$ mm	61
Tabelle 3: Düsendaten	61
Tabelle 4: Grenzen des Parameterraums für Propellergeometrien	79
Tabelle 5: Durchmesser, Drehzahlen, und Reynoldszahlen der Serienberechnungen	80
Tabelle 6: Gültigkeitsbereich des Reynoldszahlkorrekturverfahrens	84
Tabelle 7: Polynomkoeffizientenmatrix der Faktoren für K_{TP} -Berechnung	85
Tabelle 8: Polynomkoeffizientenmatrix der Faktoren für K_{TD} -Berechnung	86
Tabelle 9: Polynomkoeffizientenmatrix der Faktoren für $10K_Q$ -Berechnung	87
Tabelle 10: Mittelwert und Standardabweichungen der Δ -Beiwerte, Umrechnung von $Re_M = 4,9 \cdot 10^5$ auf $Re_S = 1,6 \cdot 10^7$	92
Tabelle 11: Geometrieparameter ausgewählter berechneter Propeller	96
Tabelle 12: Geometrieparameter des Basispropellers	99
Tabelle 13: Δ -Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$, Umrechnung von $Re_M = 7 \cdot 10^5$ auf $Re_S = 2 \cdot 10^7$	99
Tabelle 14: Δ -Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$, Umrechnung von $Re_M = 7 \cdot 10^5$ auf $Re_S = 2 \cdot 10^7$	99
Tabelle 15: Δ -Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$, Umrechnung von $Re_M = 7 \cdot 10^5$ auf $Re_S = 2 \cdot 10^7$	99
Tabelle 16: Geometrieparameter ausgewählter Propeller für den Vergleich des Düseninflusses	100

Symbolverzeichnis

Symbol	Name	Definition oder Erklärung	SI - Einhei
			t
A	Fläche		m^2
$A_{DEN}; A_e$	Eintrittsfläche der Düse	$\pi/4 D_{DEN}^2$	m^2
A_{DEX}	Austrittsfläche der Düse	$\pi/4 D_{DEX}^2$	m^2
A_E	Gestreckte Propellerflügelfläche	Gestreckte Propellerflügel- fläche außerhalb der Nabe	m^2
A_i	Fläche am Ort des Propellers	$\pi/4 D_i^2$	m^2
A_0	Propellerkreisfläche	$\pi/4 D^2$	m^2
$C_a; C_L$	Auftriebsbeiwert	$F_A/(0,5 \cdot \rho \cdot V^2 \cdot A)$	1
C_D	Widerstandsbeiwert	$F/(0,5 \cdot \rho \cdot V^2 \cdot A)$	1
C_F	integraler Reibungsbeiwert	gebildet mit F_f	1
C_{Fx}	Kraftbeiwert in x -Richtung		1
$C_f; C_{f0}$	integraler Reibungsbeiwert	$0,075[\log(\text{Re})-2]^{-2}$	1
$C_{f \text{ lokal}}$	lokaler Reibungsbeiwert		1
C_M	Drehmomentenbeiwert		1
C_N	Leistungsbelastungsgrad		1
C_{N0}	Leistungsbelastungsgrad in reibungsfreiem Fluid		1
C_p	Druckbeiwert	$P/(0,5 \cdot \rho \cdot V^2)$	1
C_P	Druckwiderstandsbeiwert	$F_p/(0,5 \cdot \rho \cdot V^2 \cdot A)$	1
$C_{Th}; C_{TP}; C_s$	Schubbelastungsgrad	$T/(0,5 \cdot \rho \cdot V^2 \cdot A)$	1
C_{S0}	Schubbelastungsgrad in reibungsfreiem Fluid		1
C_Q	Dämpfungskoeffizient	für numerische Berechnungen	1
c	Sehnenlänge des Profils		m
c_{ref}	Referenzsehnenlänge des Profils		m
D	Durchmesser		m
D	Düsendurchmesser		m
D_{DEN}	Düseneintrittsdurchmesser		m
D_{DEX}	Düsenaustrittsdurchmesser		m
D_i	Innendurchmesser der Düse		m
d_h	Nabendurchmesser		m
d_h/D	Nabendurchmesserverhältnis		1
E	Gleitzahl	Auftrieb/Widerstand	1
e	Energie		J
F	Kraft		N
F_A	Auftriebskraft	Kraft senkrecht zur Anströmung	N
F_f	Reibungskraft		N
F_P	Druckkraft		N
F_x	Kraft in x -Richtung		N
F_y	Kraft in y -Richtung		N
F_z	Kraft in z -Richtung		N
f	Wölbung		m
g	Fallbeschleunigung		m/s^2
h	Tauchtiefe der Propellerwelle		m
$J; \lambda$	Fortschrittsziffer, Fortschrittsgrad	$V_A/(D n)$	1

K_Q	Drehmomentenbeiwert	$Q/(\rho n^2 D^5)$	1
K_T	Schubbeiwert	$T/(\rho n^2 D^4)$	1
K_{TD}	Düsen Schubbeiwert	$T_D/(\rho n^2 D^4)$	1
K_{TP}	Propellerschubbeiwert	$T_P/(\rho n^2 D^4)$	1
K_{TT}	Gesamtschubbeiwert	$T_T/(\rho n^2 D^4)$	1
k	turbulente kinetische Energie		m^2/s^2
k_P	Rauigkeit der Propelleroberfläche	Mittlerer Durchmesser der Sandkörner auf einer Oberfläche, um eine äquivalente Rauigkeit zu erhalten	m
L	Länge		m
L_D	Düsenlänge		m
M_x	Moment um die x-Achse		Nm
M_y	Moment um die y-Achse		Nm
M_z	Moment um die z-Achse		Nm
n	Propellerdrehzahl	auch RPS (RPM) in einigen Antriebsanwendungen	Hz
n	Anzahl		1
$P; p$	Druck		Pa
P	Leistung		W
P	Propellersteigung		m
P/D	Steigungsverhältnis des Propellers		1
P_D	Wellenleistung		W
P_W	Hydrodynamische Steigung	$2\pi r \cdot \tan\beta_w$	1
p_0	Umgebungsdruck in ungestörter Anströmung		Pa
p_v	Dampfdruck des Wassers	Für eine gegebene Temperatur!	Pa
Q	Drehmoment		Nm
R	Propellerradius		m
R	Widerstand		N
R_D	Düsenwiderstand		N
Re	Reynoldszahl	VL/ν	1
Re_D	Reynoldszahl der Düse, gebildet mit Referenzgeschwindigkeit v_D		1
Re_θ	Transition Momentum Thickness Reynolds Number		1
r	Radius		m
r_{DEN}	Düsen Eintrittsradius		m
r_{DEX}	Düsen Austrittsradius		m
r_{Nabe}	Nabenradius		m
S	Benetzte Oberfläche		m^2
s	Spaltmaß zwischen Propellerspitze und Düseninnenwand		m
T	Schub		N
T_D	Düsen Schub		N
T_i	induzierter Schub		N
T_P	Propellerschub		N
T_T	Gesamtschub	$T_T = T_P + T_D$	N
Tu	Turbulenzgrad		1

t	Dicke		m
t	Temperatur		°C
t	Zeit	$-\infty \dots +\infty$	s
t_{DI}	Düsenoziffer	$1 - T_i / T_p$	1
U_D	induzierte Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Düse		m/s
$u; U$	lokale Strömungsgeschwindigkeit in x -Richtung		m/s
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit	(τ_w / ρ)	m/s
u^+	dimensionslose Strömungsgeschwindigkeit		1
V	Geschwindigkeit, generell für das Schiff oder das Modell		m/s
V_A	Propellerfortschrittsgeschwindigkeit	Äquivalente Geschwindigkeit, gebildet mit Schub- oder Momentidentität aus Freifahrtversuchen	m/s
V_A	Anströmgeschwindigkeit in axialer Richtung		m/s
V_0	Strömungsgeschwindigkeit der unbeeinflussten Anströmung		m/s
$v; V$	lokale Strömungsgeschwindigkeit in y -Richtung		m/s
v_D	Düsen-Referenz-Geschwindigkeit	gebildet mit Propellersteigung	m/s
v_{lok}	lokale Strömungsgeschwindigkeit		m/s
v_{out}	Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt		m/s
v_p	Strömungsgeschwindigkeit in der Propellerebene		m/s
$w; W$	lokale Strömungsgeschwindigkeit in z -Richtung		m/s
w_a	Axiale Nachstromziffer	$w_a = 1 - V_a / V$	1
w_N	nominale Nachstromziffer		1
x	x -Position		m
x_p	Position des Propellers in der Düse		m
y	y -Position		m
y	Wandabstand		m
$y^+; \eta$	Dimensionsloser Wandabstand		1
Z, z	Propellerflügelzahl		1
z	z -Position		1
Φ	Zirkulation		m ² /s
Ω	Winkelgeschwindigkeit		Rad/s
α	geometrischer Anstellwinkel		°
α	Wellenzahl	$2\pi/\lambda$	1/m
β	Steigungswinkel		°
β_w	Hydrodynamischer Steigungswinkel	$\tan^{-1}(v_x/r\Omega + v_\theta)$	°
δ	Grenzschichtdicke	bei $u_\delta = 0,99u_\infty$	m
δ_1	Verdrängungsdicke einer Grenzschicht		m

ε	Gleitverhältnis	Widerstand/Auftrieb	1
ε	Verlustbeiwert		1
η	Wirkungsgrad		1
η_e	Einlasswirkungsgrad		1
η_i	ideeller Wirkungsgrad		1
η_o	Propellerwirkungsgrad freifahrend	$J/(2\pi) K_{TT}/K_Q$	1
η_{pump}	Pumpenwirkungsgrad	$\rho g H Q / P_D = (p_{T2} - p_{T1}) \cdot Q / P_D$	1
θ	Verdrängungsdicke		m
θ	Drehwinkel		°
θ_{EXT}	Effektiver Skewwinkel		°
λ	Düsenaustrittsgeschwindigkeitsverhältnis	$\lambda = v_p / v_{\text{out}}$	1
λ	Modellmaßstab	Schiffsabmessung (Index s) dividiert durch entsprechende Modellabmessung (Index M) $\lambda = L_S / L_M$	1
λ	Wellenlänge		m
λ_i	ideelle Fortschrittsziffer		1
μ	Viskosität		kg/ms
μ	Düsengeschwindigkeitsverhältnis	$V_{\text{Düseneneingang}} / V_{\text{Düsenausgang}}$	1
ν	Kinematische Viskosität	μ / ρ	m ² /s
π	Kreiskonstante	3,1415926535	1
ρ	Dichte	dm/dV	kg/m ³
σ	Kavitationszahl		1
σ_n	Kavitationszahl, gebildet mit der Umfangsgeschwindigkeit	$(p_{\text{stat}} - p_v) / (\rho / 2 n^2 D^2)$	1
σ_v	Kavitationszahl, gebildet mit der Anströmgeschwindigkeit	$(p_{\text{stat}} - p_v) / (\rho / 2 V^2)$	1
$\sigma_{0,7}$	Kavitationszahl, gebildet mit der resultierenden Geschwindigkeit bei $r/R = 0,7$	$(p_{\text{stat}} - p_v) / (\rho / 2 (V + 0,7\pi n D)^2)$	1
τ_w	Wandschubspannung		Pa
φ	Steigungswinkel		°

Indizes

D	Düse
i	ideell
in	Einlass
M	Modell
max	maximal
min	minimal
out	Auslass
P	Propeller
S	Schiff
x, y, z	Richtung
0,7	Bezogen auf $r/R = 0,7$

1. Einleitung

1.1. Motivation und Zielstellung

Die Vorteile eines Propulsionssystems mit einer Beschleunigungsdüse um den Propeller sind seit über 100 Jahren im Schiffbau bekannt. Diese Düsenpropeller werden überwiegend eingesetzt, um den Wirkungsgrad von hochbelasteten Propellern zu erhöhen. Im Pfahlzug können Düsen über 50% des Gesamtschubes des Antriebssystems generieren. Die Anzahl von Schiffen mit Düsenpropellern oder Thrustern mit Düsenpropellern sowie ihre Größe und Antriebsleistung hat in den letzten Jahren stetig zugenommen. Wesentliche Entwurfs- und Einsatzkriterien bei Schleppern, Spezial-, Versorgungs-, Fischerei- und Forschungsschiffen mit Düsenpropellern sind der erreichbare Pfahlzug im Stand, der Trossenzug bei Fahrt und die zu erzielende Geschwindigkeit bei 100% MCR.

Zur Überprüfung der Entwurfsziele werden vor allem bei hochpreisigen Antrieben Modellversuche durchgeführt. Diese unterliegen jedoch Einschränkungen, da die Versuchsanlagen und möglichst gering zu haltende Versuchskosten nur vergleichsweise große Maßstäbe und daraus folgend kleine Modelle mit geringen Anströmgeschwindigkeiten zulassen. In Freifahrtversuchen müssen die Drehzahlen den mechanischen Belastungsgrenzen der Messsysteme und Propeller angepasst werden. Die im Modellversuch erreichbaren Reynoldszahlen liegen so meist um einen Faktor von 50 bis 100 unter der Reynoldszahl der Großausführung.

Durch die hierdurch vorhandenen Reynoldszahleffekte wird eine Reynoldszahlkorrektur der Versuchsergebnisse notwendig. Bei der Durchführung von experimentellen Untersuchungen wird die Realisierung voll turbulenter Grenzschichtströmung an den Versuchsmodellen angestrebt. Wenn aber im Modellmaßstab die Grenzschichtströmung nur teilweise turbulent ist, müssen neue Methoden entwickelt werden, welche die Umrechnung der Versuchsergebnisse in Abhängigkeit von der Position des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags erlauben. Daher ist die Entwicklung und Weiterentwicklung von Reynoldszahlkorrekturverfahren von grundsätzlicher Bedeutung im Modellversuchswesen. Dieses Thema bildet den Schwerpunkt der Arbeit. Ohne eine genaue Korrektur der Modellmesswerte kann das Erreichen der Entwurfsziele des Antriebs nur unzureichend bewertet werden. Die hierdurch entstehenden Unsicherheiten können bei Grenzfällen so ggf. zu überdimensionierten Propulsionsanlagen und damit zu hohem Kraftstoffverbrauch, Projektabbrüchen oder zu nicht erreichten vertraglich vereinbarten Anforderungen führen.

Die durch die „International Towing Tank Conference“ (ITTC) beschriebenen Prozeduren für die Umrechnung von Versuchsergebnissen auf die Großausführung zeigen den aktuellen Stand der Technik. Dort lässt sich erkennen, dass es neben der einfachen Umrechnung nach Froude derzeit kein allgemein anerkanntes Verfahren für die Umrechnung von experimentell bestimmten Kennwerten bei Düsenpropellersystemen auf den Großausführungsmaßstab (auch als Reynoldszahlkorrekturverfahren bezeichnet) gibt [1]. Die derzeitige von der ITTC empfohlene Praxis, die Modellversuchsergebnisse ohne Reynoldszahlkorrekturen ausschließlich nach den Froudeschen Ähnlichkeitsgesetzen umzurechnen, ergibt überwiegend eine gute Übereinstimmung mit Großausführungsmessungen. In Modellversuchsergebnissen kann jedoch eine deutliche Maßstabsabhängigkeit nachgewiesen werden [2], [3], [4], [5], [6], u.a. So ergibt sich eine Abhängigkeit der Prognosen von der Größe der Versuchsmodelle. Ebenso zeigen numerische Berechnungen (Computational Fluid Dynamics, CFD) mit freifahrendem Düsenpropeller und bei Schiffen mit Düsenpropellern einen deutlichen Reynoldszahleinfluss auf die Kräfte und Momente eines solchen Propulsionssystems. Die ausgewiesenen Wirkungsgradänderungen infolge der Maßstabseffekte zwischen dem Modellmaßstab

und dem Großausführungsmaßstab erreichen in CFD-Berechnungen teilweise Werte bis zu 8 % [4] und sind damit größer als bei nicht ummantelten Propellern. Dem gegenüber steht die bereits oben genannte Praxiserfahrung, dass zumeist nach Froude umgerechnete Berechnungsergebnisse im Modellmaßstab gut mit Großausführungsmessungen korrelieren. Die Übertragung der Versuchs- und Berechnungsergebnisse im Modellmaßstab auf den Großausführungsmaßstab ist also mit Unsicherheiten behaftet. Aus diesem Widerspruch ergibt sich die Fragestellung, woraus die Reynoldszahleffekte in den Modellversuchen sowie in den CFD-Berechnungen resultieren und durch welche gegenläufigen Effekte diese beim realen Schiff evtl. wieder verloren gehen und wie diese Erkenntnisse in ein Reynoldszahlkorrekturverfahren einfließen können.

Die hier vorgelegte Arbeit befasst sich mit der dargestellten Problematik mit dem Ziel, die Ursachen für beobachtete Reynoldszahleffekte in Modellversuchen und CFD-Berechnungen zu untersuchen. Darauf aufbauend soll ein Reynoldszahlkorrekturverfahren für Modellversuchsergebnisse von freifahrenden Düsenpropellern mit Beschleunigungsdüsen entwickelt werden, um so den Einfluss der Modellgröße auf die Großausführungsprognose zu quantifizieren und damit zu minimieren um genauere Vorhersagen zu erreichen. Ein weiterer Aspekt der Arbeit liegt in der Klärung des Widerspruchs zwischen dem im Modellmaßstab mess- und berechenbaren Reynoldszahleinfluss auf die hydrodynamischen Kennwerte von Düsenpropellern und dessen Vernachlässigung bei der Umrechnung auf die Großausführung.

1.2. Lösungsansatz

Auf Basis von Modellversuchen und CFD-Berechnungen sollen geometrische Einflussfaktoren auf die Wirksamkeit von Düsenpropellern im Modell- und Großausführungsmaßstab durch systematische Messungen und Berechnungen ermittelt, verifiziert und analysiert werden. Im Vorfeld werden unterstützend die hierfür notwendigen Grundlagen an Fällen mit reduzierter Komplexität untersucht.

Verschiedene Veröffentlichungen (siehe Absatz 2.3) zeigen, dass das Düsenprofil, der Spalt zwischen Propellerblattspitze und Düseninnenwand, die Wölbungs- und Steigungsverteilung sowie der Flügelumriss einen wesentlichen Einfluss auf die Reynoldszahleffekte bei Düsenpropellern haben. Es ist weiterhin untersucht worden, wie der Spitzenwirbel des Propellers die Durchströmung der Düse und damit die Düsenpropellerkennwerte beeinflusst. CFD-Berechnungen liefern hierzu detailreiche Einblicke in die Strömungsvorgänge, welche aus Modellversuchen nur mit erheblichem Aufwand gewonnen werden können. Darüber hinaus ermöglichen sie die Berechnungen bei nahezu jeder Reynoldszahl bei konstanten Randbedingungen, wodurch sie sich hervorragend für das Ermitteln von Reynoldszahlabhängigkeiten (im Rahmen der Genauigkeit der numerischen Modelle) eignen. Die dadurch gewonnene Datenbasis ermöglicht die Entwicklung von Reynoldszahlkorrekturverfahren. Im Rahmen der Dissertation wurden CFD-Berechnungen für einen 2D- und einen 3D-Testfall durchgeführt. Bei den Berechnungen der Umströmung von Propellerdüsen wurde eine Aktuator-Disk zur Simulation der Propellerwirkung verwendet. Die Untersuchungen umfassten weiterhin umfangreiche Freifahrt- und Kavitationsversuche im Modellmaßstab. Darauf aufbauend wurden systematische CFD-Serienberechnungen durchgeführt. Die hierbei verwendeten Düsenpropellergeometrien beruhen auf einem eigens erzeugten parametrischen Propellermodell, wodurch eindeutig definierte, systematisch geänderte Propellergeometrien zur Verfügung standen.

Die Analyse der Reynoldszahlabhängigkeit der hydrodynamischen Kennwerte des Düsenpropellers in Abhängigkeit von Geometrieparametern dient dazu, die notwendigen Informationen bereitzustellen, um das Korrekturverfahren abzuleiten.

1.3. Struktur der Arbeit

In Kapitel 2 werden die Grundlagen von Düsenpropellern und der Stand der Technik in Bezug auf bekannte Reynoldszahleffekte bei Propellern ohne und mit Düse aufgezeigt. So wird auf verschiedene Düsenformen und –Profile, auf strahltheoretische Betrachtungen, auf Grenzschichtströmungen und auf die Reynoldszahlabhängigkeit des Drucks bei umströmten Profilen eingegangen. Verschiedene allgemeine und lokale Reynoldszahleffekte werden speziell in Bezug auf Propeller und Düsenpropeller dargestellt. Daraus folgende aktuell gängige Reynoldszahlkorrekturverfahren für nicht ummantelte Propeller werden beispielhaft aufgeführt.

In Kapitel 3 werden verschiedene Verfahren für die Berechnung der Freifahrtkennwerte von Propellern und Düsenpropellersystemen dargestellt. Besonderheiten bei Düsenpropellern werden anhand potentialtheoretisch darstellbarer Effekte zum Verständnis lokaler Strömungsphänomene beschrieben. Die allgemeine Beschreibung der Berechnungsverfahren für reibungsbehaftete Strömungen liefert die Grundlage für die nachfolgenden Strömungsberechnungen.

Im Kapitel 4 werden die Ergebnisse der CFD-Berechnungen hinsichtlich isolierter Reynoldszahleffekte ausgewertet. So werden grenzschichtdominierte Reynoldszahleffekte am 2D-Profil und am 3D-Profil ermittelt und verglichen. Die Berechnung der Umströmung zweier verschiedener Propellerdüsen mittels Aktuator-Disk-Modell liefert weitere Erkenntnisse und wichtige Ansatzpunkte für nachfolgende Arbeitsschritte.

Kapitel 5 enthält den grundlegenden Aufbau eines parametrischen Propellermodells für die durchgeführten Serienberechnungen. Mit diesem Parametermodell wurden vier systematisch unterschiedliche Propellergeometrien definiert und als Modelle in zwei verschiedenen Größen mit jeweils zwei verschiedenen dazugehörigen Düsen gebaut. Die damit durchgeführten umfangreichen Modellversuche in der Schlepprinne und im Kavitationstunnel der Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam GmbH (SVA) bilden die Grundlage für die Validierung der CFD-Berechnungen und das entwickelte Reynoldszahlkorrekturmodell. Durch die darauf aufbauenden CFD-Serienberechnungen wurde eine Datenbasis für die Ermittlung der Reynoldszahleinflüsse für verschiedene Düsenpropellergeometrien geschaffen. Während die Freifahrtversuche und CFD-Berechnungen eine gut auswertbare Datenbasis lieferten, konnten aus den Kavitationsversuchen keine für das Arbeitsziel nutzbaren Ergebnisse abgeleitet werden. Die Einbeziehung der Kavitation bei der Untersuchung des Einflusses der Reynoldszahl erwies sich als nicht zielführend, da die entsprechenden experimentellen Untersuchungen im Kavitationstunnel nicht zu allgemein verwertbaren Ergebnissen mit Bezug auf eine Reynoldszahlabhängigkeit führten.

In Kapitel 6 erfolgt auf Grundlage der Ergebnisse der vorangegangenen Kapitel die Entwicklung eines empirischen, auf Regressionsgleichungen basierenden Reynoldszahlkorrekturverfahrens. In diesem zeigen sich deutliche Abhängigkeiten des Reynoldszahleinflusses von den geometrischen Eigenschaften der Propeller. Zur Untersuchung der Genauigkeit wird das Verfahren einigen Modellversuchsergebnissen und CFD-Berechnungsergebnissen gegenübergestellt.

Kapitel 7 fasst alle Erkenntnisse zusammen und zeigt kurz den sich daraus ergebenden weiteren Forschungsbedarf auf.

2. Stand der Technik

Im folgenden einige Grundlagen von Düsenpropellern und dem Stand der Technik in Bezug auf bekannte Reynoldszahleffekte bei den hydrodynamischen Kennwerten von Propellern und Düsenpropellern aufgezeigt. So wird kurz auf verschiedene Düsenformen und -profile, auf strahltheoretische Betrachtungen und auf einige grundlegende Düsenpropellerkennwerte eingegangen. Ausführlicher folgt die Darstellung bekannter Reynoldszahleffekte. Angefangen bei der Reibungsabhängigkeit in Bezug auf die Grenzschichtausbildung über die Reynoldszahlabhängigkeit des Drucks bei umströmten Profilen folgt anschließend die Darstellung verschiedener allgemeiner und lokaler Reynoldszahleffekte speziell in Bezug auf Propeller und Düsenpropeller. Zum Abschluss werden aktuell gängige Reynoldszahlkorrekturverfahren für nicht ummantelte Propeller beispielhaft aufgeführt.

2.1. Hydrodynamische Grundlagen des Düsenpropellers

Ein Düsenpropeller ist ein zweiteiliges Propulsionssystem, welches neben gelegentlicher Anwendung in der Luftfahrt als Mantelpropeller [7] überwiegend im Schiffbau zum Einsatz kommt. Der Propeller wird hierbei je nach Einsatzbereich von einer Verzögerungs- oder Beschleunigungsdüse ummantelt (Abbildung 1). Propellerdüsen tragen in bestimmten Betriebspunkten zu einem erhöhten Systemwirkungsgrad bei gleichzeitig reduzierten Druckschwankungen bei. Darüber hinaus schützt die Düse den Propeller vor Beschädigungen, beispielsweise bei Grundberührung.

Durch den in der Düse arbeitenden Propeller wird in Abhängigkeit von der Schubbelastung des Propellers eine Zirkulation um die Düse induziert. Die dadurch entstehenden Strömungsbedingungen am Düsenprofil sorgen für einen Düsenschub sowie eine homogenisiertere Propelleranströmung.

Der Entwurf und die Berechnung der hydrodynamischen Kennwerte von Düsenpropellern sind auf Grund der Wechselwirkung von Propeller und Düse anspruchsvoller als beim nicht ummantelten Propeller. Zur Entwicklung und Optimierung von Düsenpropellersystemen mit rotationssymmetrischen Düsen wurden zahlreiche theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Der Vorentwurf von Düsenpropellern erfolgt häufig auf Basis von Serienversuchen. Für die Optimierung der Propellergeometrie und in begrenztem Maße auch der Düse werden überwiegend Traglinien- und Tragflächenmethoden eingesetzt, wobei diese allmählich von Berechnungsverfahren für viskose Strömungen abgelöst werden.

Grundsätzlich kommen zwei Düsentypen zum Einsatz. Die Beschleunigungsdüse (Abbildung 1 (a) und (b)) wirkt durch eine auf die Querschnittsfläche der Propellerebene bezogene größere Düseneintrittsfläche beschleunigend auf die Anströmgeschwindigkeit des Propellers und trägt damit, vor allem bei geringen Fortschrittsziffern, zu dessen Entlastung bei. Gleichzeitig verhindert der Düsenmantel die Propellerstrahlkontraktion. Düsenpropeller mit Beschleunigungsdüsen werden überwiegend bei Schubbelastungsgraden von $C_{Th} > 2$ eingesetzt. Soll eine Düse auch bei kleineren Schubbelastungsgraden eingesetzt werden, erhöht sich die Wirksamkeit mit Einführung eines geringen Öffnungswinkels ($2 \cdot 2.7^\circ$) des Düsenaustrittskanals [8].

Bei der Verzögerungsdüse (Abbildung 1 (c)) ist die Querschnittsfläche der Eintrittsöffnung in der Regel kleiner als die Querschnittsfläche in der Propellerebene. Der sich daraus ergebende Druckanstieg verringert die Kavitationsgefährdung. Diese Düsen werden überwiegend bei schnellen Schiffen eingesetzt.

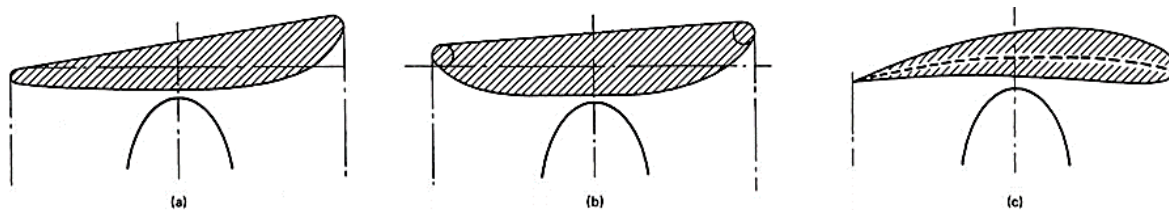


Abbildung 1: (a) Beschleunigungsdüse „Wag. 19A“; (b) Pull-Push-Beschleunigungsdüse „Wag. 37“; (c) Verzögerungsdüse [9]

2.1.1. Grundlegende Düsenauslegung

Erste Entwicklungen im Bereich des Düsenpropellers wurden von L. Kort durchgeführt und in [10] festgehalten. Des Weiteren hat sich u.a. F. Gutsche ausführlich mit dem Düsenpropeller befasst. In [11] hat dieser ein Näherungsverfahren für den Entwurf auf Grundlage von veröffentlichten Versuchsergebnissen [12], [13] entwickelt. Gutsche legt dar, dass sich schon mit der einfachen Strahltheorie (Abbildung 2) die Wirkungsweise des Düsenpropellers beschreiben lässt und liefert darüber eine Vorgehensweise für die grundlegende Auslegung eines Düsenpropellersystems.

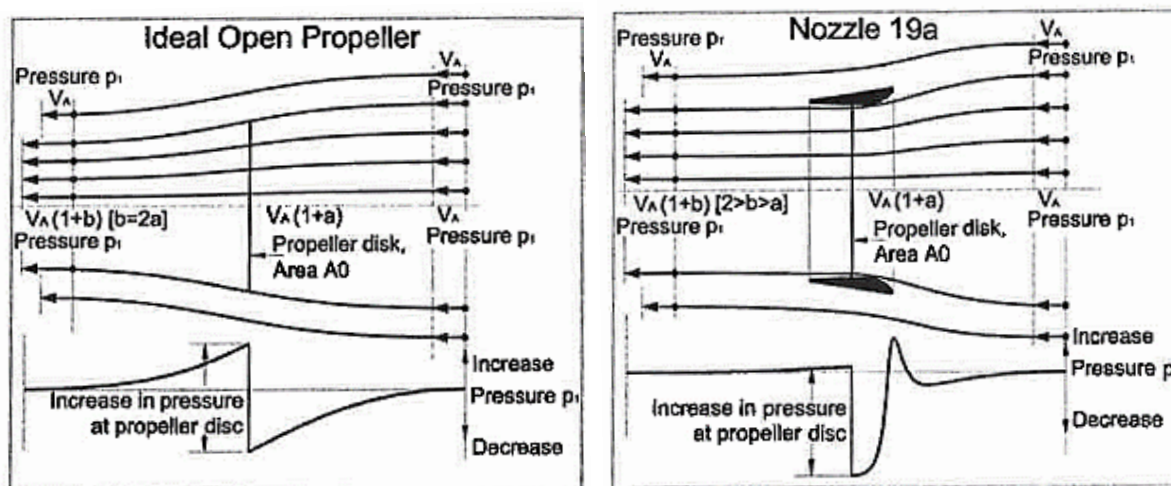


Abbildung 2: Vergleich der Wirkungsweise eines konventionellen Propellers und eines Düsenpropellers nach der Stahltheorie [14]

Der Propeller erzeugt eine induzierte Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Düse. Die Düse erzeugt durch die vom Propeller induzierte Strömungsgeschwindigkeit einen Schubanteil. Dieser kann über die Düsensoziffer in Abhängigkeit vom Öffnungsverhältnis und dem Schubbelastungsgrad nach [8] Abbildung 3 abgeschätzt werden, wobei für die Berechnung des Düsenschubs zusätzlich der Düsenwiderstand berücksichtigt werden muss:

$$U_D = \frac{V_0}{2} (1 + \sqrt{1 + 2C_{Ti}}) , \quad (1)$$

$$C_{Ti} = \frac{T_i}{\frac{\rho}{2} V_0^2 \cdot A_0} , \quad (2)$$

$$T_i = T_P \cdot (1 - t_{Di}) , \quad (3)$$

$$T_D = T_i - R_D \quad (4)$$

Der Düsenwiderstand R_D bzw. Düsenwiderstandsbeiwert C_D kann experimentell aus den Freifahrtversuchen bei $T_P = 0$ abgeschätzt werden:

$$R_D = C_D \cdot \frac{\rho}{2} V_0^2 \cdot A \quad (5)$$

Bei der gezeigten Grafik ist jedoch zu beachten, dass die Propellersteigung einen signifikanten Einfluss auf die Düsensogziffer hat.

Die Düsenwirksamkeit muss außerdem noch um die Einbaubedingung korrigiert werden. Die ideale Sogziffer reduziert sich hierbei entsprechend dem Verhältnis der unter der Einbaubedingung frei angeströmten Düsenkante zum vollen Umfang der Düsen Eintrittskante [8].

Es kann weiterhin davon ausgegangen werden, dass die Interaktion zwischen Propeller und Düse wesentlich vom Spitzenwirbel beeinflusst wird [15].

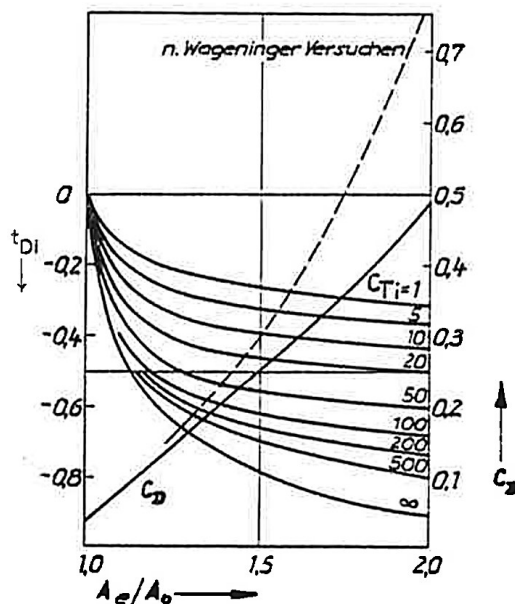


Abbildung 3: Ideale Sogziffer t_{DI} und Düsenwiderstandsbeiwert C_D in Abhängigkeit vom Düsenöffnungsverhältnis A_e/A_0 für einige Schubbelastungsgrade C_{Ti} bei einer Propellersteigung von $P/D = 1$ [8]

2.1.2. Düsenprofile

Die wohl wichtigsten systematischen Untersuchungen zu Düsenpropellerprofilen wurden von van Manen veröffentlicht [12], [13]. In seiner Arbeit wurde die Beschleunigungsdüse „Wageningen No. 19A“ (Wag. 19A) (Abbildung 1 (a)) auf Basis von systematischen, experimentellen Untersuchungen entworfen. Sie hat sich zu einer weitverbreiteten Düsenform im Schiffbau entwickelt. Für eine Düse mit verbesserten Eigenschaften bei Rückwärtsfahrt wurde in die „Wageningen No. 37“ (Abbildung 1 (b)) entwickelt. Der große Nachteil beider Düsen liegt im großen (Einlauf-) Anstellwinkel. Bei höheren Fortschrittsziffern führt dies im Zusammenspiel mit der großen Wölbung zur Strömungsablösung an der Außenseite der Düse. Hierdurch steigt der Eigenwiderstand und führt infolgedessen zu einem verminderten Wirkungsgrad in diesem Betriebszustand. Dieser Effekt wird im Modellversuch durch die geringe Reynoldszahl und die damit einhergehende teilweise laminare Grenzschichtströmung mit ihrer Neigung zur schnelleren Ablösung noch verstärkt.

Durch die Möglichkeiten der numerischen Berechnung der viskosen Umströmung von Propellersystemen (Kapitel 3.3) werden die allgemein bekannten Düsenformen von Seiten der Hersteller zunehmend durch eigene „High Efficiency Ducts (HE-Duct)“ bzw. „High Lift Duct“ (HL-Duct) ersetzt [16], [17], [18], [19]. Diese Düsen haben im Allgemeinen einen größeren Nasenradius und einen leicht größeren Diffusor-Öffnungs-Winkel (Abbildung 4). Die moderneren Düsenformen liefern je nach Schwerpunkt der Auslegung im Pfahlzug und/oder bei Fahrt höhere Düsenschübe. Bei der Bewertung moderner Düsenformen gilt es jedoch, auch den Außendurchmesser der Düsen mit einzubeziehen. Dieser ist teilweise größer als jener der Wag. 19A-Düse, wodurch es zu ungerechtfertigt großen Unterschieden bei einem Leistungsvergleich kommen kann.

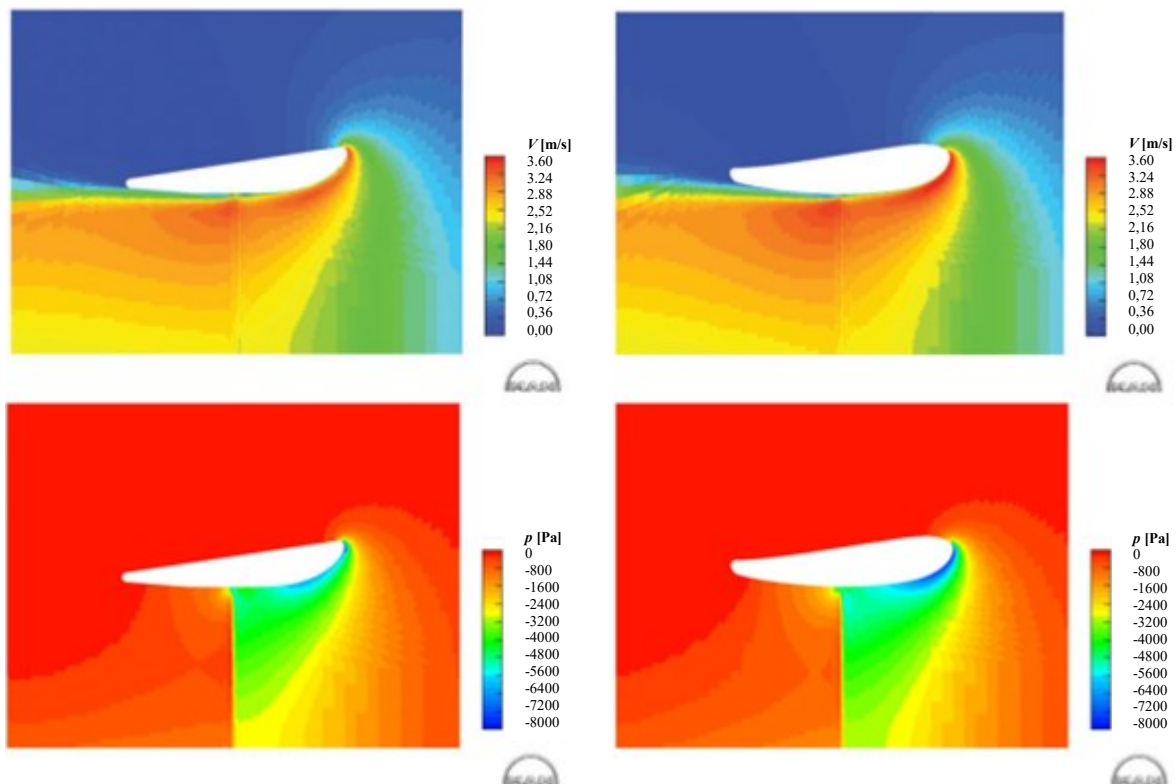


Abbildung 4: Druck- und Geschwindigkeitsverteilung um eine Wag. 19A-Düse (links) und eine HE-Düse von MAN (rechts) [18]

SVA HE Düse

In der vorliegenden Arbeit wurde eine eigene HE-Düse entworfen und mit Hilfe eines Parametermodells und CFD-Berechnungen für viskose Strömungen optimiert. Hierbei wurden die geometrischen Randbedingungen gemäß der typischerweise verbauten Wag. 19A-Düse mit einem Längenverhältnis von $L_D/D = 0,5$ bei gleichem Außendurchmesser festgelegt. Vorhandene Wag. 19A-Düsen könnten so ohne tiefgehende Umbauten am Schiffsrumpf durch diese modernere und leistungsfähigere Düsenform ersetzt werden. Das Drehmoment wird durch deren Nutzung leicht reduziert, sodass ein optimaler Betrieb gewährleistet werden kann, wenn das Schiff mit einem Verstellpropeller ausgerüstet ist. Die Entwicklung der Geometrie der Düsenform wird in Absatz 5.1 detailliert beschrieben.

2.1.3. Propellerkennwerte beim Düsenpropeller

Die Ummantelung der Propellerströmung durch die Düse ermöglicht anders als beim nicht ummantelten Propeller die Definition der Effizienz des Propellers über den Pumpenwirkungsgrad:

$$\eta_{\text{Pump}} = \frac{\rho g H Q}{P_D} = \frac{(p_{T2} - p_{T1}) \cdot Q}{P_D} . \quad (6)$$

Diese Definition hat den Vorteil, dass auch ein Wirkungsgrad unter Pfahlzugbedingungen bestimmt werden kann.

Für einen Vergleich von Propellern verschiedener Steigungsverhältnisse können die Ergebnisse über das Düsenbeschleunigungsverhältnis dargestellt werden:

$$\mu = \frac{v_{\text{in}}}{v_{\text{out}}} . \quad (7)$$

Dieses nimmt unter Pfahlzugbedingung den Wert $\mu = 0$ und beim Übergang zwischen Propeller- und Turbinenbetrieb den Wert $\mu = 1$ an. Eine weitere relevante Größe ist das Düsenaustrittsgeschwindigkeitsverhältnis. Über dieses kann die Wirksamkeit des Diffusors bestimmt werden:

$$\lambda = \frac{v_p}{v_{\text{out}}} , \quad (8)$$

womit sich der Schub ergibt:

$$T = \rho Q (v_{\text{out}} - v_{\text{in}}) = \rho Q v_p \left(\frac{1 - \mu}{\lambda} \right) . \quad (9)$$

Neben der Effizienz lassen sich verschiedene Verlustfaktoren bestimmen. Dazu werden die Drücke und die Geschwindigkeiten im Bereich der Düse benötigt, siehe Abbildung 5.

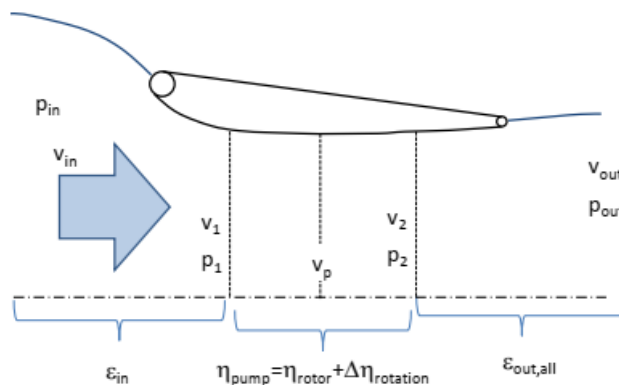


Abbildung 5: Parameter zur Bestimmung des Pumpenwirkungsgrads [20]

Der Einlassverlust ist wie folgt definiert:

$$\epsilon_{\text{in}} = \frac{p_{\text{in}} + \frac{1}{2} \rho v_{\text{in}}^2 - p_1 - \frac{1}{2} \rho v_1^2}{\frac{1}{2} \rho v_p^2} . \quad (10)$$

Für die Bestimmung des Auslassverlustes muss die Berechnung ohne und mit Rotationsgeschwindigkeitsanteil bestimmt werden:

$$\epsilon_{\text{out all}} = \frac{p_{\text{out}} + \frac{1}{2} \rho \cdot (v_{a \text{ out}}^2 + v_{r \text{ out}}^2 + v_{t \text{ out}}^2) - p_2 - \frac{1}{2} \rho (v_{a 2}^2 + v_{r 2}^2 + v_{t 2}^2)}{\frac{1}{2} \rho v_p^2}, \quad (11)$$

$$\epsilon_{\text{out axial}} = \frac{p_{\text{out}} + \frac{1}{2} \rho \cdot v_{a \text{ out}}^2 - p_2 - \frac{1}{2} \rho v_{a 2}^2}{\frac{1}{2} \rho v_p^2}. \quad (12)$$

In Abbildung 6 werden der Einlassverlust, in Abbildung 7 der Energieverlust durch die Strahlrotation und in Abbildung 8 der Pumpenwirkungsgrad für Propeller in einer Wag. 19A-Düse dargestellt. Zusammengefasst ergeben diese und weitere Faktoren die Gesamtleistung eines Düsenpropellersystems (Abbildung 9). [20]

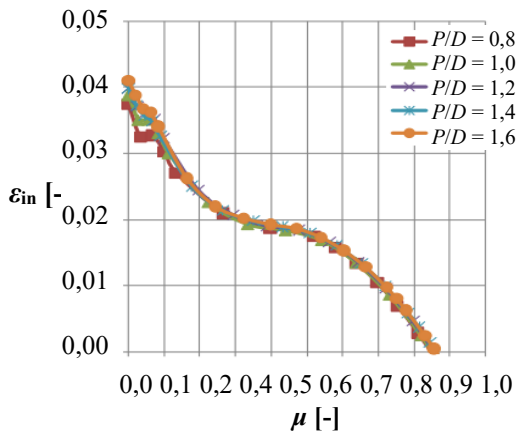


Abbildung 6: Einlassverlustkoeffizient für verschiedene Propellersteigungen [20]

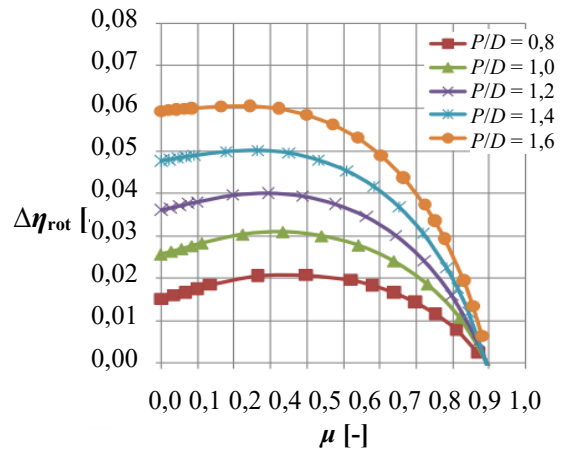


Abbildung 7: Rotationsverlust für verschiedene Propellersteigungen [20]

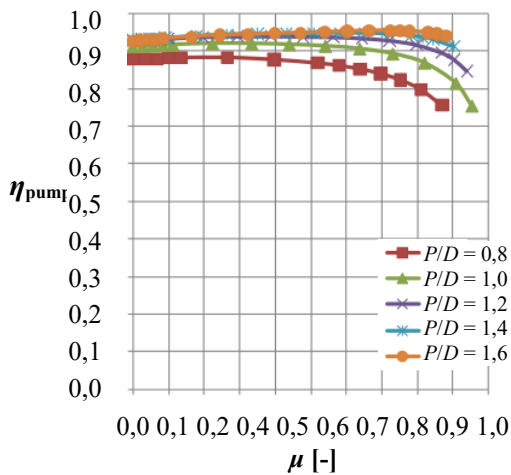


Abbildung 8: Pumpenwirkungsgrad für verschiedene Propellersteigungen [20]

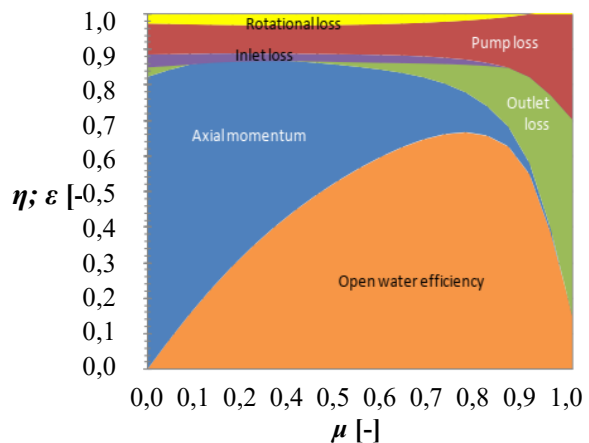


Abbildung 9: Überblick über die verschiedenen Energieanteile beim Düsenpropeller [20]

Da für Pfahlzugbedingungen kein „open water“-Wirkungsgrad definiert werden kann, wird für diesen Betriebspunkt (neben dem im Versuch nur schwer zu ermittelnden Pumpenwirkungsgrad) alternativ der „Merit Koeffizient“ für eine Bewertung der Güte herangezogen:

$$MC = \frac{(K_T/\pi)^{\frac{3}{2}}}{K_Q} = \frac{2(1-\mu)^{\frac{3}{2}} \cdot \lambda^{\frac{1}{2}} \cdot \eta_P}{1 - \mu^2 + \lambda^2(\varepsilon_{in} + \varepsilon_{out,all})}, \quad (13)$$

wonach sich zeigt, dass ein Düsenaustrittsgeschwindigkeitsverhältnis $\lambda > 1$ eine erhöhte Systemwirksamkeit erzeugen kann, wenn die Austrittsverluste klein genug bleiben, was bei einer im Diffusor anliegenden Strömung der Fall sein sollte.

2.2. Propellerinduzierte Kavitation

Als Kavitation wird die Bildung von Dampfblasen in Flüssigkeiten bezeichnet, welche beim Propeller aufgrund eines lokalen Drucks unterhalb des Dampfdrucks auftreten. Kavitation erzeugt durch die in der Regel plötzliche Volumenänderung beim Phasenübergang zwischen Wasser und Wasserdampf Druckimpulse. Diese sind als erhöhte Geräusch- und Vibrationsbelastung wahrnehmbar. Bei stärkerer Kavitation verringert sich u.U. der Wirkungsgrad eines Propellers.

Schlagartig zusammenfallende Wasserdampfblasen infolge steigenden Drucks können, wenn dies wandnah geschieht, zu erosiver Kavitation führen. Erosive Kavitation verursacht kurz oder mittelfristig die Zerstörung des Oberflächenmaterials des Propellerflügels. Die experimentelle Untersuchung von kavitationsinduzierter Erosion erfolgt in der Regel mithilfe von Farbabtragsversuchen. Eine numerische Bestimmung erosiver Kavitation ist derzeit Stand verschiedener Forschungsaktivitäten [21]. Im Propellerentwurf kann erosive Kavitation meist vermieden werden, indem stabile Schichtkavitation im Spitzenbereich erzeugt und Wurzelkavitation vermieden wird.

Beim Düsenpropeller beeinflusst Kavitation in entscheidendem Maß die hydrodynamischen Kennwerte des Propellers und der Düse. Durch Kavitation im Spalt zwischen Düse und Flügelspitze wird dieser unter Umständen geschlossen, was sich maßgeblich auf die Zirkulationsverteilung am Propeller und an der Düse auswirkt und im weiteren Verlauf zum Abfall des Düsenschubs führen kann. Hinzu kommt, dass ein kavitierender Spitzenwirbel unter Umständen für die Ablösung der Strömung im Diffusorbereich der Düse sorgt, wodurch die Düsenströmung negativ beeinflusst werden kann.

2.3. Reynoldszahleffekte im Propellerentwurf

Die Abhängigkeit der hydrodynamischen Kennwerte des Propellers von der Reynoldszahl stellt seit Beginn des schiffbaulichen Modellversuchswesens ein Problem dar. Daher wurden zahlreiche Forschungsarbeiten auf dem Gebiet durchgeführt. Während Schiffspropeller in der Regel im Reynoldszahlbereich von 10^7 bis 10^8 arbeiten, finden Modellversuche üblicherweise im Reynoldszahlbereich zwischen 10^5 und 10^6 , also im laminar-turbulenten Übergangsbereich der Grenzschicht, statt. Die reynoldszahlabhängige Umrechnung der Propellerkennwerte vom Modell auf die Großausführung ist von großer Wichtigkeit, um die Propellerkennwerte der Großausführung mit hinreichender Genauigkeit bestimmen zu können.

Die große Relevanz dieses Problems entsteht dadurch, dass im Schiffbau üblicherweise keine Serienfertigung vorkommt. In der Regel stellt jedes Schiff aufgrund der starken Spezialisierung einen eigenen Prototyp dar. Zur Erfüllung der Vertragsbedingungen und für die Gewährleistung einer optimalen Wirtschaftlichkeit werden im Entwurfsstadium häufig Modellversuche herangezogen. Basierend auf den Modellversuchsergebnissen wird oftmals über die Umsetzung eines Projektes sowie

über die Wahl des Antriebsherstellers entschieden. Hierbei sind die Leistungsparameter des Propellers im Großausführungsmaßstab von erheblicher Bedeutung. Sollten sich größere Abweichungen zwischen der Prognose aus Modellversuchsergebnissen und den mit dem Schiff tatsächlich erreichten Leistungsdaten ergeben, sind die wirtschaftlichen Folgen für die beteiligten Unternehmen oftmals schwerwiegend.

Für eine maßstabsgerechte Umrechnung von Kräften und Momenten werden verschiedene Umrechnungsverfahren verwendet, wobei die Genauigkeit solcher Verfahren nicht in jedem Fall ausreichend untersucht ist. Diese Verfahren beruhen in der Regel auf der Umrechnung nach Froude und der Korrektur der Reibungskraft auf Grundlage eines reynoldszahlabhängigen Reibungsbeiwerts. Obwohl der Einfluss der Reynoldszahl auf die Druckkraft bekannt ist, wird er jedoch in vielen Verfahren als sehr klein angenommen oder vernachlässigt. In den folgenden Absätzen werden die Abhängigkeiten der Kräfte und der daraus resultierenden Momente von der Reynoldszahl in Bezug auf die Kennwerte des Propellers erläutert.

2.3.1. Reibungsabhängigkeit

Die Reynoldszahl- bzw. Maßstabsabhängigkeit der Reibungskräfte kann anhand der Grenzschichttheorie erläutert werden. Diese wurde 1904 von Ludwig Prandtl mit dem Vortrag „Über Flüssigkeitsbewegungen bei sehr kleiner Reibung“ begründet [22]. Die Theorie kann hier aufgrund ihrer Komplexität nur grundlegend erläutert werden. Die Grenzschichttheorie teilt eine Strömung in der Umgebung eines Körpers in die Bereiche Außenströmung und Grenzschichtströmung auf. Die Außenströmung mit vernachlässigbarer Reibung zum Körper hin ist von einer Grenzschicht um den Körper begrenzt. In dieser wandnahen Schicht sind die viskosen Kräfte (Reibungskräfte) ausschlaggebend für das Strömungsverhalten. Die Dicke der Grenzschicht definiert sich durch die Stelle, an der 99% der Geschwindigkeit der Außenströmung erreicht werden. Die Grenzschichtdicke δ ist unter anderem von der Lauflänge der Strömung entlang eines Körpers, der Oberflächenbeschaffenheit, der Oberflächenkrümmung bzw. dem Druckverlauf und der Viskosität des Fluids abhängig. Die Geschwindigkeit an der Wand bezogen auf die Wand ist aufgrund der Haftbedingung immer $V = 0$ m/s. Das sich zwischen beiden Positionen ausbildende Geschwindigkeitsprofil ist die Grenzschicht. Diese lässt sich für bestimmte Fälle anhand von teilweise empirischen Grenzschichtgleichungen beschreiben [23]. Die charakteristische Lauflänge und Geschwindigkeit bezogen auf die Viskosität werden mit der Reynoldszahl dimensionslos beschrieben. Diese bildet die Grundlage für alle maßstabsabhängigen Korrekturen:

$$Re_L = \frac{u_\infty L}{\nu} \quad (14)$$

bzw.

$$Re_x = \frac{u_\infty x}{\nu} . \quad (15)$$

Bei der Umströmung einer längs angeströmten Platte kann bei relativ kleinen Reynoldszahlen $Re_x < 5 \cdot 10^5$ von einer überwiegend laminaren Grenzschicht ausgegangen werden. Ab Reynoldszahlen $Re_x > 1 \cdot 10^6$ wird dagegen eine überwiegend turbulente Grenzschichtausbildung erwartet. Dazwischen gibt es einen undefinierten und oftmals unstetigen Mischbereich. (Abbildung 10, Abbildung 11)

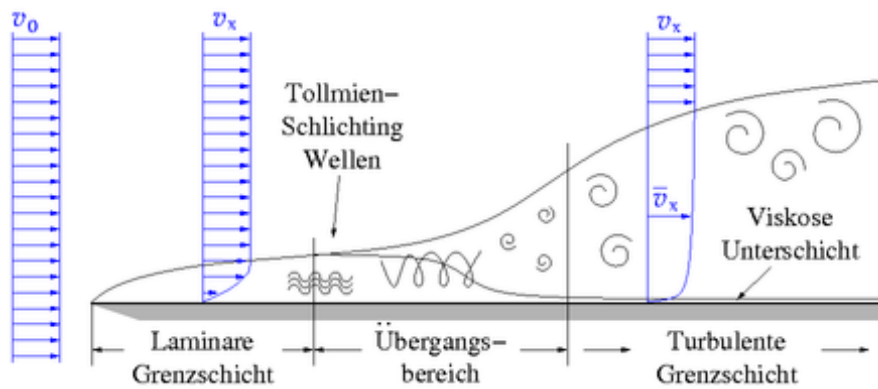


Abbildung 10: Grenzschichtverlauf an einer glatten Platte [24]

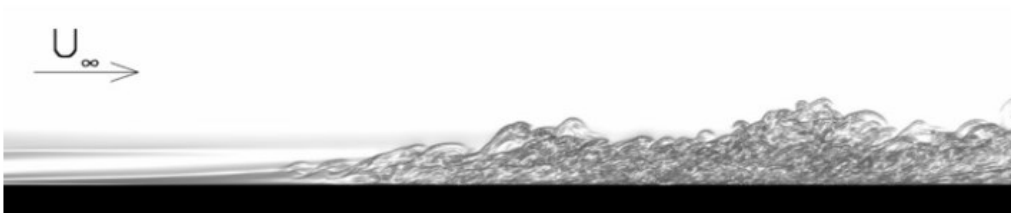


Abbildung 11: Aufnahme einer Grenzschichtströmung an einer ebenen Platte [25]

Grenzschichtgleichungen der laminaren Grenzschicht [26]

Für die Bildung der Grenzschichtgleichungen sind u.a. folgende Variablen relevant:

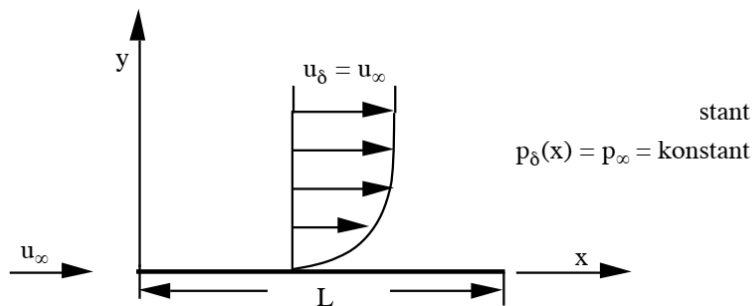


Abbildung 12: Variablen der Grenzschichtströmung entlang einer ebenen Platte [26]

Für den laminaren Bereich der Grenzschicht einer längs angeströmten, ebenen Platte hat Blasius 1908 die Grenzschicht-Gleichungen gelöst:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 , \tag{16}$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} . \tag{17}$$

Diese beiden partiellen Differentialgleichungen liefern zusammen mit einer Ähnlichkeits-Variablen

$$\eta(x, y) = y \sqrt{\frac{u_\infty}{\nu x}} \tag{18}$$

nach Überführung in eine gewöhnliche Differentialgleichung folgendes Geschwindigkeitsprofil:

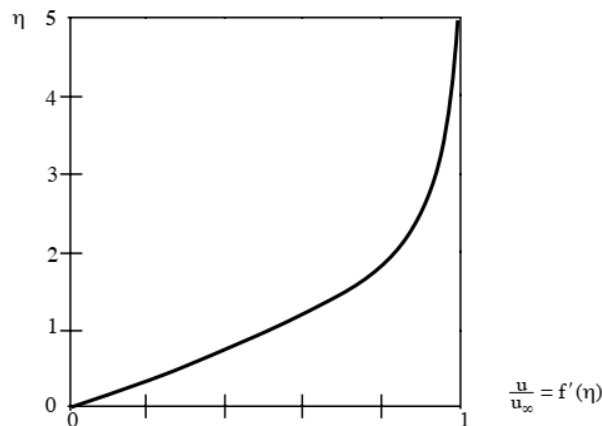


Abbildung 13: Geschwindigkeitsprofil in der laminaren Grenzschicht nach Blasius [26]

Die daraus resultierende Grenzschichtdicke kann überschlägig mit

$$\delta(x) \approx \frac{5}{\sqrt{Re_x}} \cdot x \quad (19)$$

abgeschätzt werden. Hieraus ergibt sich bei einer typischen technischen Reynoldszahl von $Re = 5 \cdot 10^5$ für eine Plattenlänge von $L = 1$ m eine laminare Grenzschichtdicke von etwa $\delta \approx 7$ mm.

Aus dieser Geschwindigkeitsverteilung kann über die Wandschubspannung der lokale Reibungsbeiwert hergeleitet werden:

$$C_f(x) = \frac{\tau_w(x)}{0,5 \cdot \rho u^2} = \frac{0,664}{\sqrt{Re_x}} \quad (20)$$

Daraus ergibt sich für eine eindimensionale Platte ein Reibungswiderstandsbeiwert von:

$$C_f = \frac{1,328}{\sqrt{Re_L}} \quad (21)$$

Dieser Reibungsbeiwert ist wie oben beschrieben nur für den Bereich mit laminarer Grenzschichtströmung gültig. Im Bereich turbulenter Strömung ist der Reibungswiderstand erheblich größer.

Laminar-turbulenter Strömungsumschlag [26]

Tollmien hat 1929 die erste erfolgreiche Stabilitätsrechnung einer Grenzschicht mit Blasius-Profil vorgelegt. In dieser wurde gezeigt, dass kleine Störungen innerhalb einer Grenzschicht bei mangelnder dämpfender Wirkung durch die Viskosität zu einem Anwachsen der Störung und damit zu einer nicht mehr laminaren Grenzschicht führen.

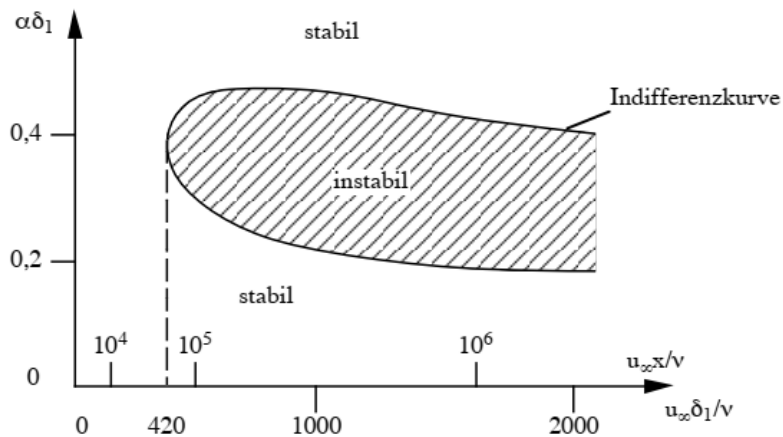


Abbildung 14: Stabilitätskarte nach Tollmien für eine ebene Plattengrenzschicht [26]

Die Abbildung 14 zeigt die von Tollmien berechnete Stabilitätskarte (mit $\delta_1 =$ Verdrängungsdicke; $\alpha = 2\pi/\lambda =$ Wellenzahl; $\lambda =$ Wellenlänge der Störung). Die darin gezeigte theoretisch über weite Bereiche stabile Strömung wird real jedoch nicht erreicht. Die Ursache hierfür liegt in einer breitbandigen Charakteristik von Störungswellen, welche durch eine geringe Grundturbulenz der Strömung, Geräusche, Vibrationen und minimalem Dichtegradienten erzeugt werden können. Die Berechnungen zeigen jedoch, dass die Grenzschichtströmung bei der glatten Platte unterhalb von $Re_x < 6 \cdot 10^4$ in der Regel laminar ist. Der Ort des beginnenden Strömungsumschlags wird Indifferenzpunkt genannt. Ab diesem Punkt beginnt der laminar-turbulente Übergangsbereich, der in etwa bei einer Reynoldszahl von $Re_x < 5 \cdot 10^5$ mit dem vollständigen turbulenten Strömungsumschlag abschließt. Schlichting hat diese Theorie in den 30er Jahren um den Einfluss eines Druckgradienten erweitert und gezeigt, dass beschleunigte Strömungen stabiler sind als verzögerte Strömungen, da das Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht in beschleunigten Strömungen völliger ist als in verzögerten Strömungen (Abbildung 15).

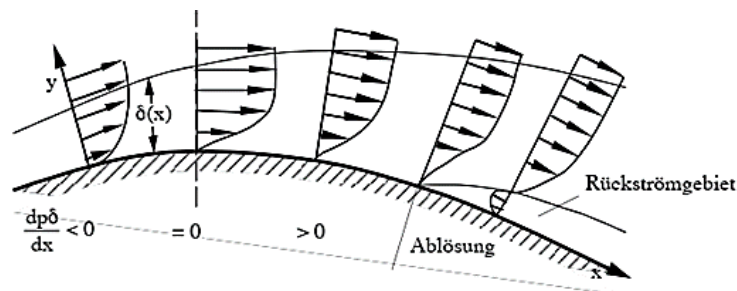


Abbildung 15: Darstellung einer beschleunigten und verzögerten Grenzschichtströmung [26]

Der Einfluss der Viskosität in unmittelbarer Wandnähe ist jedoch auch in einer vollturbulenten Strömung so groß, dass eine laminare bzw. viskose Unterschicht entsteht, in welcher die molekulare Viskosität die turbulente Viskosität überwiegt (vgl. Abbildung 10).

Grenzschichtgleichungen der turbulenten Grenzschicht [26]

Für die Beschreibung von turbulenten Grenzschichten gibt es bisher keine vollständig gelösten Gleichungen. Die Berechnungen erfolgen daher in der Regel mit empirischen oder halbempirischen Ansätzen. Turbulente Strömungen sind immer instationär, dreidimensional und wirbelbehaftet (siehe Abbildung 11). Der Übergang zwischen laminarer und turbulenter Strömung erfolgt aufgrund sich

steigender Instabilität der Grenzschicht, mit der Folge eines zunehmenden Druckverlusts bzw. Reibungswiderstands, sowie einer Zunahme der Grenzschichtdicke aufgrund turbulenter Diffusion. Für die Beschreibung einer turbulenten, jedoch im Mittel stationären (statistisch stationären) Strömung wird folgende Gleichung angenommen:

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z) + u'(x, y, z, t) \quad (22)$$

Momentanwert = zeitlicher Mittelwert + Schwankungswert,

wobei die Mittelwerte der zeitlichen Schwankungsgrößen jeweils null sind:

$$\bar{u}' = 0, \quad \bar{v}' = 0, \quad \bar{w}' = 0, \quad \bar{p}' = 0 . \quad (23)$$

Die Intensität der Schwankungen bzw. der quadratische Mittelwert (root-mean square, r.m.s.-Wert) ist wie folgt definiert:

$$\sqrt{\overline{v_j' v_j'}} = \sqrt{\overline{v_j'^2}} = \sqrt{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}} , \quad (24)$$

womit sich wiederum die kinetische Energie der Turbulenz berechnen lässt:

$$\bar{k} = \frac{1}{2} \overline{v_j'^2} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) . \quad (25)$$

Durch den Bezug auf den Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeit kann die relative Intensität, welche zumeist als Turbulenzgrad bezeichnet wird, bestimmt werden:

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \overline{v_j'^2}}}{|\bar{v}_j|} . \quad (26)$$

Der Turbulenzgrad kann auch in Bezug auf die Hauptströmungsrichtung definiert werden:

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}} . \quad (27)$$

Die Verteilung der Turbulenz ist wie folgt klassifiziert:

- Isotrope Turbulenz: die Turbulenz ist in jede Raumrichtung gleich verteilt $\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}$. Eine solche Turbulenz liegt beispielsweise hinter einem Turbulenzgitter vor.
- Homogene Turbulenz: Es gibt keine Abhängigkeit der Turbulenz vom Ort. Ein solche Turbulenz kann beispielsweise im Messbereich einer Schlepprinne oder eines Strömungskanals angenommen werden
- Anisotrope Turbulenz / Scherturbulenz: Dies ist der Normalfall, welcher bei allen Scherströmungen und turbulenten Grenzschichtströmungen vorliegt.

Während sowohl die isotrope als auch die homogene Turbulenz gut mit der statistischen Turbulenztheorie beschrieben werden können, werden für die Beschreibung anisotroper Turbulenz auf den jeweiligen Anwendungsfall angepasste halbempirische Lösungsansätze benötigt.

Geschwindigkeitsverteilung in einer turbulenten Grenzschicht

Grenzschichten sind zur einen Seite von festen Wänden und zur anderen Seite von nichtturbulenten Strömungsfeldern (Freistrah) begrenzt. Mit Annäherung an die feste Wand fallen die Geschwindigkeitsschwankungen und damit die Reynoldssche-Schubspannung auf Null ab:

$$\lim_{y \rightarrow 0} \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \tau_w . \quad (28)$$

Mit der Zugrundelegung einer Schichtenströmung mit dem Ansatz

$$dp_s/dx = 0 \quad (29)$$

werden alle statistischen Eigenschaften der Strömung nur von der Querkoordinate y abhängig. Mit diesen Randbedingungen kann die Schubspannungsgeschwindigkeit aus den Reynoldsschen Gleichungen hergeleitet werden [26]:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} . \quad (30)$$

Mit u_τ und ν können die dimensionslosen Größen

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (31)$$

gebildet werden, wobei durch die Haftbedingung an der Wand

$$u^+ = y^+ \quad (32)$$

als universelle Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der viskosen Unterschicht gilt. Mit zunehmendem Wandabstand y^+ nimmt die Reynoldssche Schubspannung in einem Maß zu, welches dazu führt, dass der Anteil der molekularen Schubspannung vergleichbar klein wird und vernachlässigt werden kann:

$$-\overline{u'v'} = \frac{\tau_w}{\rho} = u_\tau^2 . \quad (33)$$

Daraus kann mit Einführung einer Konstanten κ und den Gleichungen (28) und (31) eine dimensionsbehaftete Gleichung des Geschwindigkeitsgradienten aufgestellt werden:

$$\frac{d\bar{u}}{dy} = \frac{1}{\kappa} \frac{u_\tau}{y} , \quad (34)$$

aus welcher nach Integration und nach Einführung der dimensionslosen Variablen das logarithmische Wandgesetz folgt:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C . \quad (35)$$

Die Gleichung beschreibt die universelle Geschwindigkeitsverteilung im vollturbulenten Bereich der Grenzschicht. Die eingeführten Konstanten wurden experimentell mit $\kappa \sim 0,40$ und $C \sim 5,5$ für eine glatte Wand ermittelt. Für raue Wände gelten entsprechend andere Werte für C . Die Darstellung erfolgt in der Regel halb logarithmisch (Abbildung 16), wobei die Reynoldszahl die Bezugsgröße u_τ berücksichtigt.

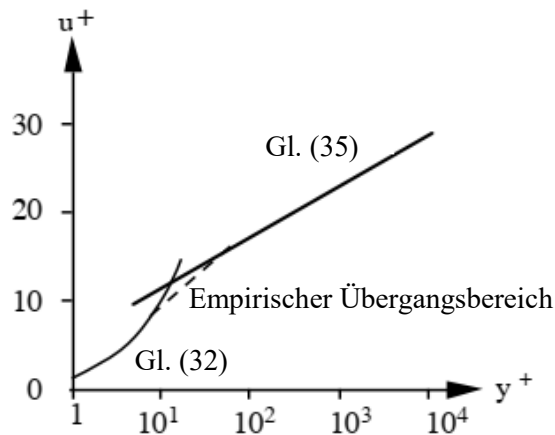


Abbildung 16: Universelle dimensionslose Geschwindigkeitsverteilung [26]

Die Einteilung der Geschwindigkeitsverteilung erfolgt wie dargestellt in drei Bereichen, deren Übergänge fließend sind:

$0 < y^+ < 5$: viskose Unterschicht;	$\tau_{\text{mol}} \gg \tau_{\text{tur}}$
$5 < y^+ < 60$: Übergangsbereich;	$\tau_{\text{mol}} \sim \tau_{\text{tur}}$
$y^+ > 60$: vollturbulente Schicht;	$\tau_{\text{mol}} \ll \tau_{\text{tur}}$

Reibungsbeiwerte

Aus der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht ergibt sich die im Zusammenhang mit dieser Arbeit stehende reynoldszahlabhängige Wandschubspannung. Aus dieser kann mit den oben gezeigten und weiteren Ansätzen [32] ein Reibungsbeiwert bestimmt werden, welcher sich vergleichsweise einfach im Rahmen von Reynoldszahl-Korrekturverfahren für die Umrechnung der Reibungskraft nutzen lässt. Die Anwendung eines Reynoldszahl-Korrekturverfahrens erfordert die Einführung von Ansätzen für die Berechnung des Reibungsbeiwerts, die in Abhängigkeit von dem Anwendungsfall eingesetzt werden können. Die Definitionen enthalten hierbei Faktoren, welche bestimmte geometrische Eigenschaften im typischen Anwendungsfall berücksichtigen sollen. Allerdings ist zu beachten, dass durch die verschiedenen Ansätze auch verschiedene reynoldszahlabhängige Reibungskräfte berechnet werden. Im Folgenden werden beispielhaft einige Definitionen dargestellt:

$$C_{f \text{ lokal}} = \frac{\tau_w \text{ lokal}}{0,5 \cdot \rho \cdot U_\infty^2} ; \quad (20)$$

- nach Blasius für eine laminare Grenzschicht auf einer ebenen Platte:

$$C_f = \frac{1,328}{\sqrt{Re_x}} ; \quad (21)$$

- nach Prandtl –Schlichting für eine turbulente Grenzschicht auf einer ebenen Platte:

$$C_f = 0,455 \cdot [\log_{10}(Re_x)]^{-2,58} ; \quad (36)$$

- nach ITTC 1957 mit geringem Formfaktor für turbulente Grenzschichten auf gekrümmten Flächen:

$$C_f = 0,075[\log(Re_x) - 2]^{-2} \quad ; \quad (37)$$

- oder mit Fallunterscheidung nach SVA für Propeller [27]:

$$C_f = 0,3 \cdot Re^{-\frac{1}{3}} \quad ; Re < 10^6 \quad , \quad (38)$$

$$C_f = 0,003 \quad ; 10^6 \leq Re \leq 1,7 \cdot 10^6 \quad , \quad (39)$$

$$C_f = \frac{3,913}{[\ln(Re)]^{2,58}} - \frac{1700}{Re} \quad ; 1,7 \cdot 10^6 < Re \quad . \quad (40)$$

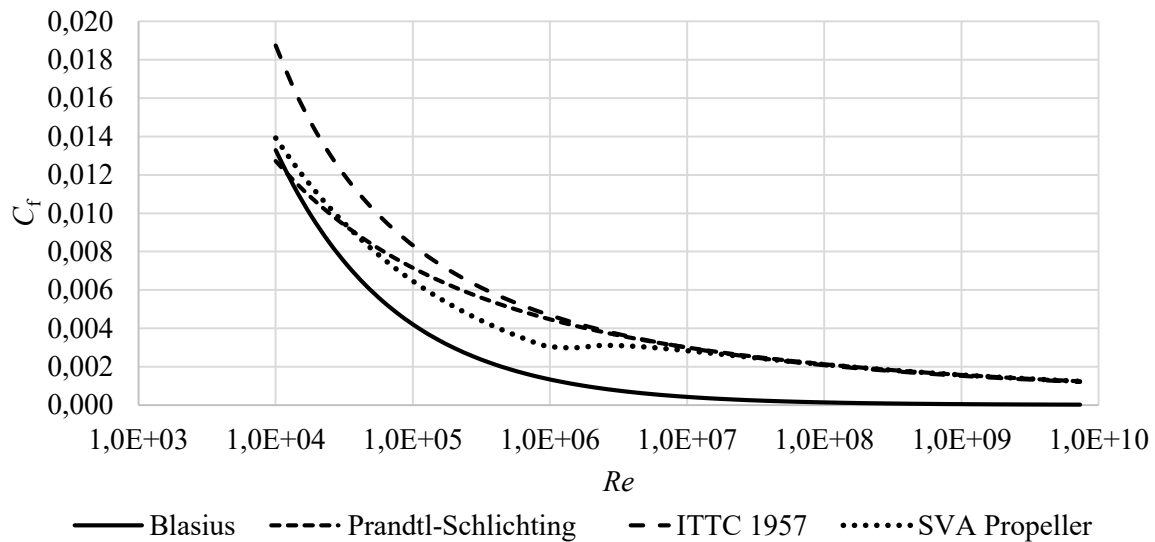


Abbildung 17: Reynoldszahlabhängigkeit verschiedener Cf Definitionen

Der Reibungswiderstand ist naturgemäß von der Oberflächenrauigkeit der umströmten Fläche abhängig. Abbildung 18 zeigt den Reibungswiderstand einer Platte in Abhängigkeit von der Oberflächenrauigkeit. Es ist zu erkennen, dass die Korngröße den Reibungsbeiwert ab einer bestimmten Reynoldszahl konstant werden lässt.

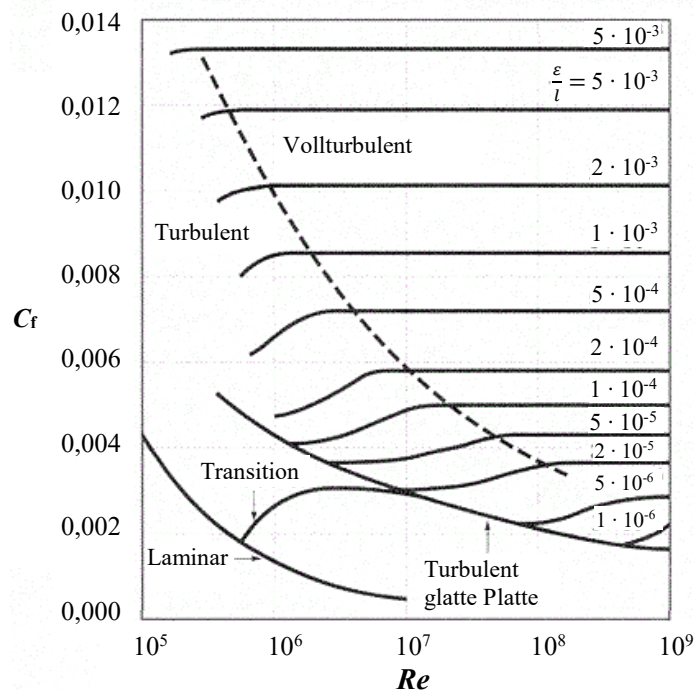


Abbildung 18: Reibungsbeiwert in Abhängigkeit von der Oberflächenrauigkeit [28]

2.3.2. Druckabhängigkeit

Während allgemein bekannt ist, dass der Maximalauftrieb, der Maximalauftriebswinkel α_{\max} und die Gleitzahl ε von Profilen mit steigender Reynoldszahl bei idealisierter Betrachtung zunehmen, wird nur selten auf die Reynoldszahlabhängigkeit des Auftriebsanstiegs und damit des Druckbeiwertes eingegangen. Oftmals wird dieser Effekt als zu klein bewertet, um einen wesentlichen Einfluss auf die Umrechnung von Modellversuchen auf die Großausführung zu haben [29], [30]. Aufgrund der großen Reynoldszahlunterschiede zwischen Schiffsmodell und Großausführung $Re_S/Re_M < 100$ kann dieser Effekt unter Umständen nicht vernachlässigt werden. Die Ursache für den Reynoldszahleinfluss des Drucks wird in [30] folgendermaßen beschrieben:

Der Auftriebsanstieg

$$\frac{dC_a}{d\alpha} = 2\pi \quad (\alpha \text{ in Bogenmaß}) \quad (41)$$

wird von der Grenzschichtdicke der Strömung um ein Profil und dem Ablöseverhalten der Strömung beeinflusst. Die Steigung des Auftriebsanstiegs ist proportional zur Grenzschichtdicke und damit auch proportional zur Reibungskraft. So zeigen Profile mit geringerer Dickenrücklagen bzw. höherer Oberflächenrauigkeit bzw. größerer Profildicke eine verminderte Steigung des Auftriebsanstiegs. Zu beachten ist jedoch, dass bei unterkritischen Reynoldszahlen bei Profilen mit großer Dickenrücklage oftmals ein laminarer Ablösebereich auftritt, welcher die Profilbeiwerte für den Auftrieb und für die Reibung negativ beeinflusst. Werden Profile vollständig laminar umströmt, kann von einer sehr dünnen Grenzschicht ausgegangen werden. Da der Effekt der Reynoldszahlabhängigkeit des Drucks in üblichen Versuchsanordnungen durch einen oftmals nur geringen untersuchten Reynoldszahlbereich meist nicht sicher nachgewiesen werden kann, hat McCroskey [31] Untersuchungen verschiedener Windkanäle zusammengefasst und so eine deutliche Reynoldszahlabhängigkeit des Auftriebsanstiegs und damit des Druckbeiwertes nachgewiesen (Abbildung 19).

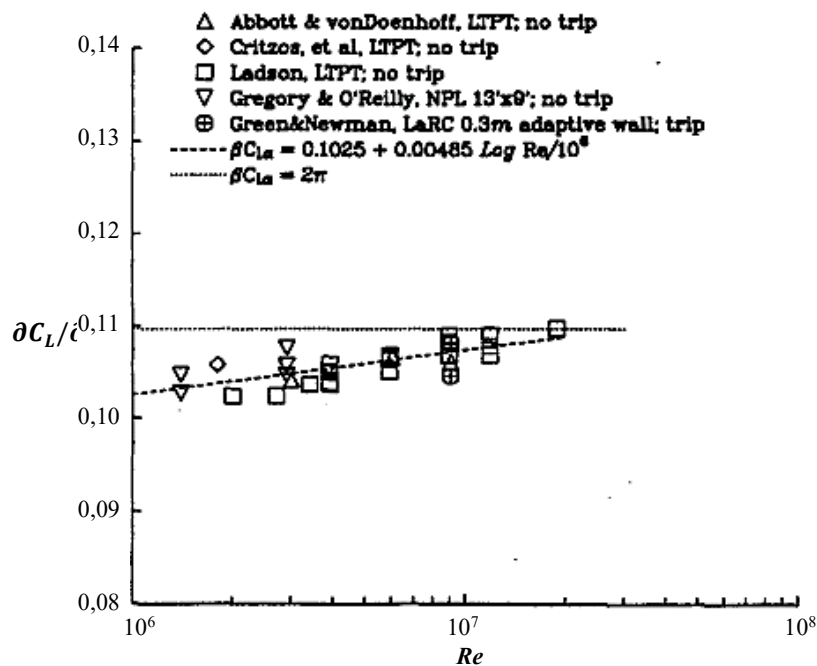


Abbildung 19: Auftriebsanstieg bei Nullauftrieb des NACA 0012 bei unterschiedlichen Reynoldszahlen [31]

Da die Geschwindigkeit nach der Bernoulli-Gleichung

$$e = \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = \text{konst.} \quad (42)$$

für einen Stromfaden vom Druck abhängt, hat die Reynoldszahlabhängigkeit des Drucks einen besonderen Einfluss auf jene eines Düsenpropellers, da der Reynoldszahlfluss des Propellers zusätzlich von dem der Düse und der daraus resultierenden Interaktion überlagert wird.

2.3.3. Einfluss der Grenzschichtausbildung auf die Reynoldszahleffekte am Propeller

In den vorherigen Abschnitten wurde einführend der Aufbau der Grenzschicht, vor allem am Beispiel einer ebenen Platte, betrachtet. Wird die einfache Betrachtung der ebenen Platte auf ein zweidimensionales Profil erweitert, wird schnell deutlich, dass die kritische Reynoldszahl aufgrund des negativen Druckgradienten im vorderen Profildbereich deutlich höher liegt als die der ebenen Platte. Die Grenzschicht eines Propellers und im Besonderen von Modellpropellern ist jedoch komplexer. Neben einer vorliegenden Dreidimensionalität der Strömung arbeiten Modellpropeller üblicherweise im transkritischen Reynoldszahlbereich zwischen $10^5 < Re < 10^6$. Dies hat zur Folge, dass die Grenzschichtausbildung sehr stark vom Betriebspunkt abhängt und im Vorfeld nicht bekannt ist. Ein möglicher laminar-turbulenter Strömungsumschlag wird zusätzlich durch externe Einflüsse wie die Turbulenz der Anströmung, Vibrationen am Messsystem und nicht zuletzt durch die Propellergeometrie beeinflusst. Eine qualitativ sichere Aussage über die Beschaffenheit der Grenzschichtausbildung kann üblicherweise nur mit aufwendigen CFD-Berechnungen oder vergleichsweise einfachen Farbanstrichversuchen getroffen werden. Aus Farbanstrichversuchen ist erkennbar, dass der laminar-turbulente Strömungsumschlag an einer Propellergeometrie bei lokalen Reynoldszahlen auftritt, die höher sind als im zweidimensionalen Fall. Die Corioliskraft sorgt für eine zusätzliche Beschleunigung der Strömung, welche sich stabilisierend auf die Grenzschicht auswirkt. Druckmessungen an ruhenden und rotierenden Profilen zeigen, dass bei Untersuchungen mit gleicher Reynoldszahl unterschiedliche

Profileigenschaften nachgewiesen werden können [32]. Meyne [32] hat den Zusammenhang zwischen der Strömungsrichtung der wandnahen Strömung und der Grenzschichtart (laminar/turbulent) für Propeller hergeleitet. Auf Grundlage seiner Arbeit ist die Auswertung von Farbanstrichversuchen in Bezug auf die Grenzschichtart möglich. So ergibt sich, dass sich bei einer laminaren Grenzschicht, aufgrund der geringen Reibungskräfte im Zusammenwirken mit der Zentrifugalkraft des rotierenden Propellers, eine deutlich nach außen gerichtete wandnahe Strömung (ca. 40° zur Kreisbahn bei der Kreisscheibe) ausbildet, während sich die wandnahen Stromlinien bei einer turbulenten und damit stärker reibungsbehafteten Grenzschicht deutlich in Umfangsrichtung (ca. 11° zur Kreisbahn bei der Kreisscheibe) entwickeln. Allerdings stößt dieses optisch/empirische Verfahren der Grenzschichtbestimmung bei Propellern mit sehr großen Skewwinkeln aufgrund der starken dreidimensionalen Effekte an die Grenze der eindeutigen Interpretierbarkeit. Evtl. vorhandene Ablösegebiete werden bei rotierenden Propellern in radialer Richtung abtransportiert. Der Strömungsumschlag kann meist zuerst auf der Saugseite beobachtet werden ($Re > 3 \cdot 10^5$). Die Ausdehnung der turbulenten Strömung wächst bei gleicher Reynoldszahl und fallender Fortschrittsziffer und wandert von der Blattspitze nach innen. Die Grenzschicht der Druckseite bleibt auch bei höheren Reynoldszahlen ($8 \cdot 10^5 > Re > 1 \cdot 10^6$) weitgehend laminar. Insgesamt sorgt dies dafür, dass im Falle laminarer Grenzschichtströmung unterkritische Effekte, gekennzeichnet durch erhöhten Druckwiderstand und Auftriebsminderung aufgrund von Strömungsablösungen, nicht zwangsläufig zu erwarten sind [32].

2.3.4. Einfluss der Versuchsanlage auf Reynoldszahleffekte

Als Versuchsanlagen für Untersuchungen an Modellpropellern können im Wesentlichen Schlepprinnen und Umlaufkanäle ohne und mit freier Wasseroberfläche genutzt werden. Während die Versuchsobjekte in Schlepprinnen durch stehendes Wasser bewegt werden, umströmt das Wasser in Umlaufkanälen die fixierten Versuchsobjekte. Durch die vergleichsweise große Dissipation von kleinskaligen Turbulenzen in stehendem Wasser ist die Grundturbulenz in Schlepprinnen nur minimal. Allerdings sorgen stabilere großflächige Turbulenzen für Sekundärströmungen. In Umlaufkanälen muss dem Wasser permanent Energie zugeführt werden, um eine kontinuierliche Strömung zu erzeugen. Die dadurch induzierte Grundturbulenz wird zwar durch die vor den Messstrecken vorhandenen Düsen verringert, bleibt gegenüber dem Turbulenzgrad einer Schlepprinne aber erhöht. In Umlaufkanälen ist daher im Vergleich zu Schlepprinnen systembedingt eine wesentlich größere Grundturbulenz in der Strömung vorhanden. Diese kann die Fläche der turbulenten Grenzschichtströmung an einem Propeller erhöhen [4]. Daher sind in Schlepprinnen ermittelte Reynoldszahleffekte, vor allem, wenn sie Transitionseffekte beinhalten, nicht im gleichen Maße in Umlaufkanälen zu beobachten. Hinzu kommt, dass Modellversuche meist in Umlaufkanälen ohne freie Wasseroberfläche erfolgen, was ihre Realisierung bei größeren Reynoldszahlen zulässt. Daher lassen sich Versuchsergebnisse aus Schlepprinnen und solche aus Kavitationstunneln unter Umständen nicht direkt vergleichen.

2.3.5. Bekannte Reynoldszahlabhängigkeiten von Propellern und Düsenpropellern

Allgemeine Reynoldszahleffekte

Zur Bestimmung der Reynoldszahleffekte wurden für einen Düsenpropeller in [6] mithilfe des CFD-RANS-Verfahrens unterschiedliche Berechnungen für vollturbulente Umströmung mit dem $k-\omega$ -SST-Modell durchgeführt. Im Vergleich dazu erfolgte die Berechnung unter Berücksichtigung des Grenzschichtumschlags mit dem γ - Re_θ -Modell. Zusätzlich wurden vergleichbare Untersuchungen für eine ebene Platte durchgeführt und die Ergebnisse mit den üblichen Reibungskennlinien verglichen,

wobei eine gute Übereinstimmung festgestellt wurde. Die Anwendung des Transitionsmodells am freifahrenden Propeller führt neben der verringerten Reibungskomponente aufgrund höherer Drücke auf der Propellerfläche, zu einem höheren Schub- und Drehmomentenbeiwert. Hierdurch werden die berechneten Reynoldszahleffekte bei Berücksichtigung der Transition deutlich gegenüber jenen einer ausschließlich vollturbulenten berechneten Umströmung reduziert. Beim Düsenpropeller kommt es mit steigender Reynoldszahl zu einer Reduzierung des Propellerschubs und Drehmoments bei gleichzeitiger Steigerung des Düsenchubs, wobei dieser unter Verwendung eines Transitionsmodells deutlicher zunimmt (Abbildung 20). Der Vergleich der berechneten Grenzschichtströmung mit Farbanstrichversuchen zeigte eine gute Übereinstimmung. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen auch andere Untersuchungen mit viskosen CFD-Verfahren [33], [19], [19], [5], welche überwiegend im Bereich des in Absatz 2.4.4 beschriebenen Reynoldszahlkorrekturverfahrens von Heinke und Abdel-Maksoud [2] liegen.

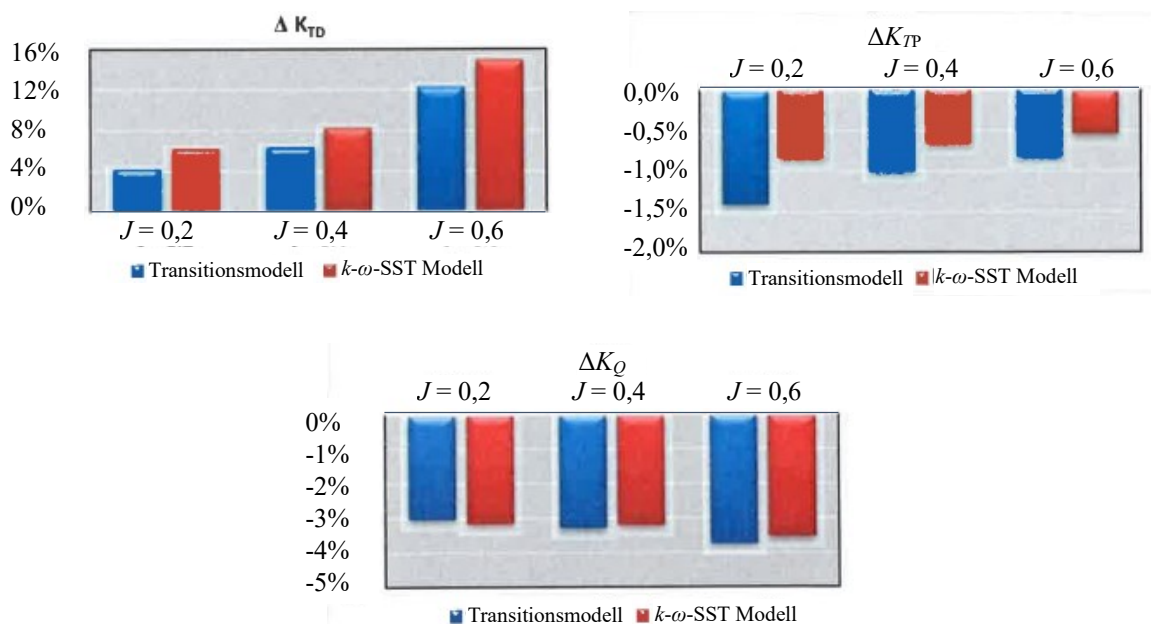


Abbildung 20: Vergleich des Reynoldszahleffekts ohne und mit Transitionsmodell [6]

In [34] wird gezeigt, dass der Reibungsbeiwert von verschiedenen Propellern bei radialer Betrachtung (Streifenmethode vgl. Absatz 2.4.3) der laminaren Reibungskennlinie nach Blasius bis zu einer Reynoldszahl von $Re \approx 3 \cdot 10^5$ folgt. (Abbildung 21 und Abbildung 22).

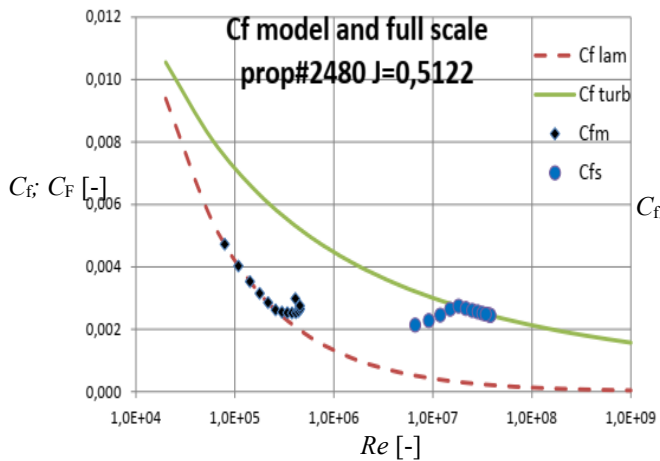


Abbildung 21: Verstellpropeller, CONV-2480 [34]

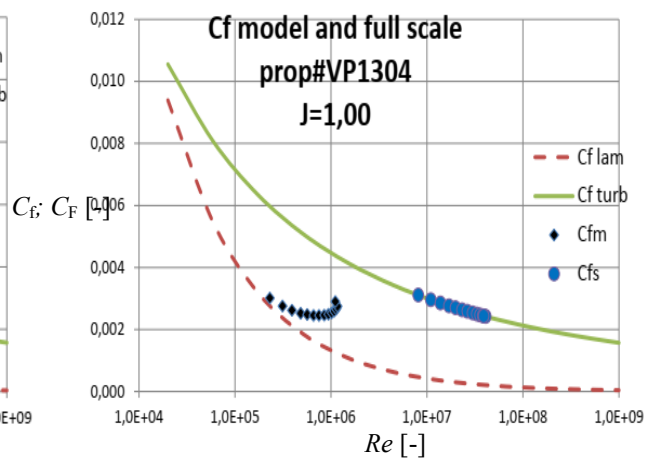


Abbildung 22: Verstellpropeller, VP1304, [34]

Ein weiterer Reynoldszahleinfluss ergibt sich bei Propellerdüsen aufgrund des Vermögens der Strömung, der Geometrie bei steigendem Druckgradienten zu folgen. In [2] wird gezeigt, dass die Strömung an der Austrittskante einer Düse maßgeblich von der Grenzschichtausbildung beeinflusst wird (Abbildung 23). So lässt sich erkennen, dass die Strömung dem Diffusor einer 19A-Düse mit steigender Reynoldszahl deutlich länger folgen kann, wodurch sich der Strahldurchmesser hinter der Düse vergrößert. Dies beeinflusst die Durchströmung der Düse und damit die Anströmgeschwindigkeit des Propellers. In der Arbeit wurde weiterhin dargestellt, dass die Grenzschichtdicke im Bereich der Blattspitze einen deutlichen Einfluss auf den sich im Spalt ausbildenden Wirbel hat. So reduziert sich dieser mit der Zunahme der Reynoldszahl aufgrund der dünner werdenden Grenzschicht, was zu einer geringeren lokalen Belastung der Flügelspitze führt.

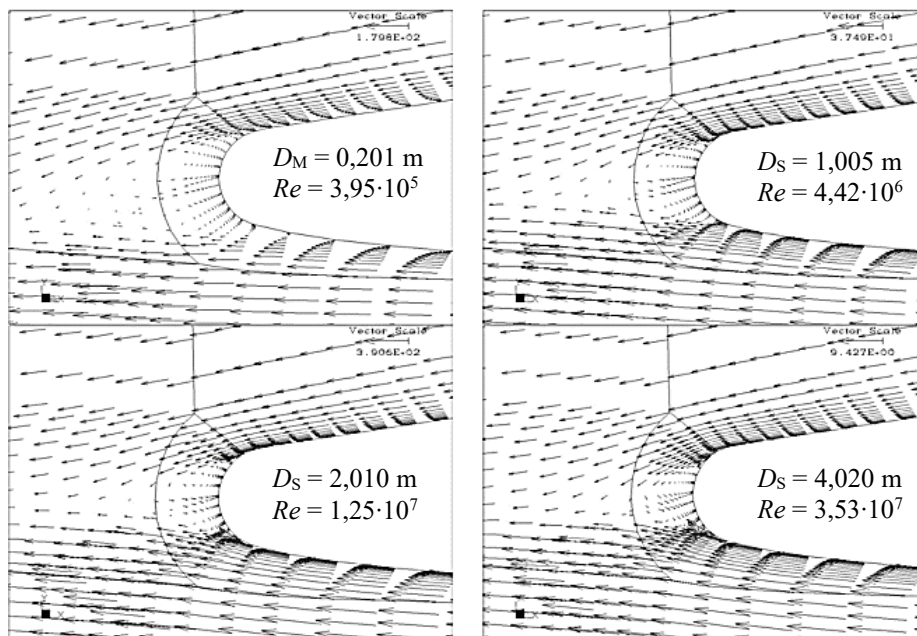


Abbildung 23: Geschwindigkeitsvektoren an einer Düsenaustrittskante bei $C_{TH} = 4,25$ [2]

Einfluss der Propellersteigung auf die Reynoldszahleffekte bei Düsenpropellern

In [5] wurde gezeigt, dass zwei unterschiedliche Düsenformen einen ähnlichen Einfluss auf die Reynoldszahleffekte eines Düsenpropellers bei einer veränderter Steigung aufweisen ($A_E/A_0 = 0,64$; $P_{0,7}/D = 1,000$; $P_{0,7}/D = 1,236$; $P_{0,7}/D = 1,5$). Die Studie zeigt, dass der Propellerschub bei großer Steigung mit der Reynoldszahl eher zunimmt und mit kleiner werdender Steigung geringer wird. Dies hat auch Auswirkungen auf den Gesamtschub (Abbildung 24, Abbildung 25).

Einfluss des Schubbelastungsgrads auf die Reynoldszahleffekte bei Düsenpropellern

In [5] wird der Einfluss des Schubbelastungsgrads auf die Reynoldszahleffekte eines Düsenpropellers ($A_E/A_0 = 0,64$) bei verschiedenen Propellersteigungen untersucht. Es zeigt sich, dass für unterschiedliche Schubbelastungsgrade in Abhängigkeit vom Düsenprofil unterschiedlich starke Reynoldszahleffekte feststellbar sind. So zeigt sich beispielsweise bei einer Wag. 19A-Düse aufgrund der Neigung zur Ablösung im Modellmaßstab ein wesentlich größerer Einfluss des Schubbelastungsgrads als bei moderneren HE-Düsen (hier InnoDuct10 genannt) (Abbildung 24, Abbildung 25).

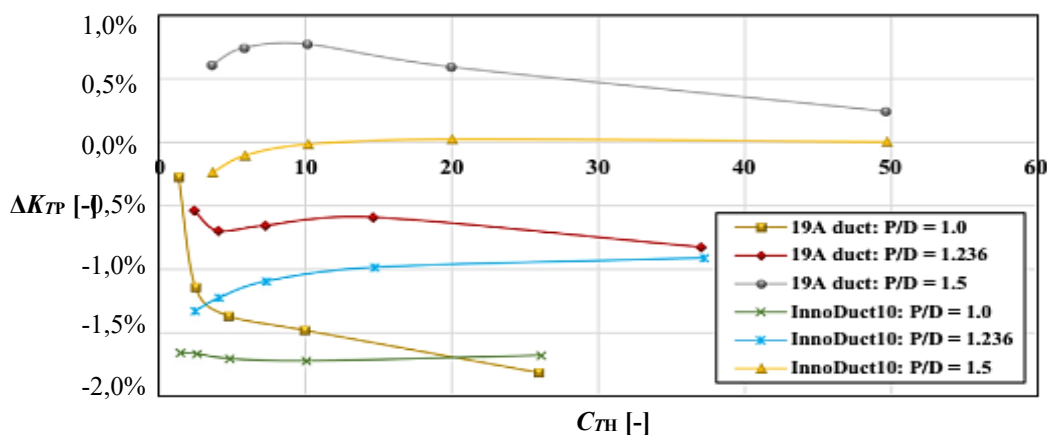


Abbildung 24: Maßstabseinfluss auf den Propellerschub bei unterschiedlichen Steigungen und Schubbelastungsgraden [5]

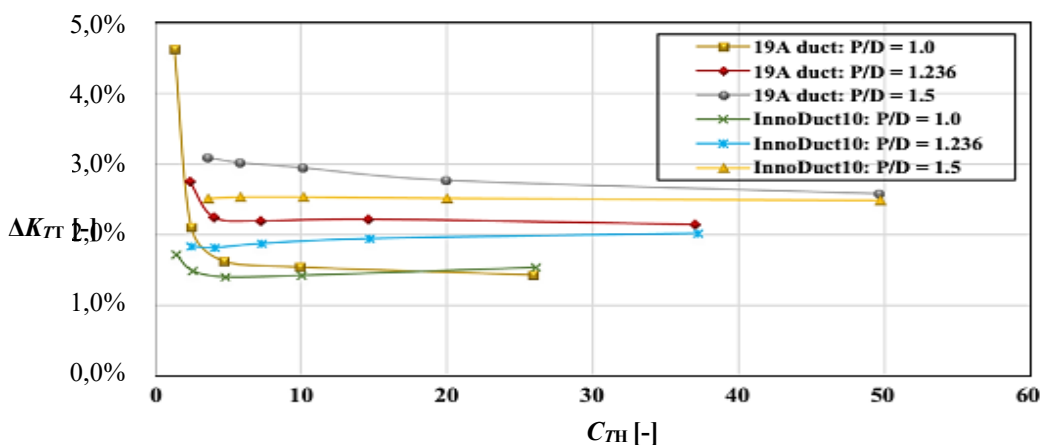


Abbildung 25: Maßstabseinfluss auf den Gesamtschub bei unterschiedlichen Steigungen und Schubbelastungsgraden [32]

Einfluss des Flächenverhältnisses auf den Reynoldszahleffekt

Basierend auf RANS-Berechnungen für vollturbulente Umströmungen von konventionellen Propellern zeigt Chen [35], dass die Reynoldszahleffekte bei Propellern mit kleinem Flächenverhältnis stärker sind als bei Propellern mit großem Flächenverhältnis (Abbildung 26). Dies wird teilweise auf stärkere Ablösungen an der Propellerhinterkante bei kurzen Sehnenlängen zurückgeführt, welche in der Großausführung reynoldszahlbedingt geringer sind.

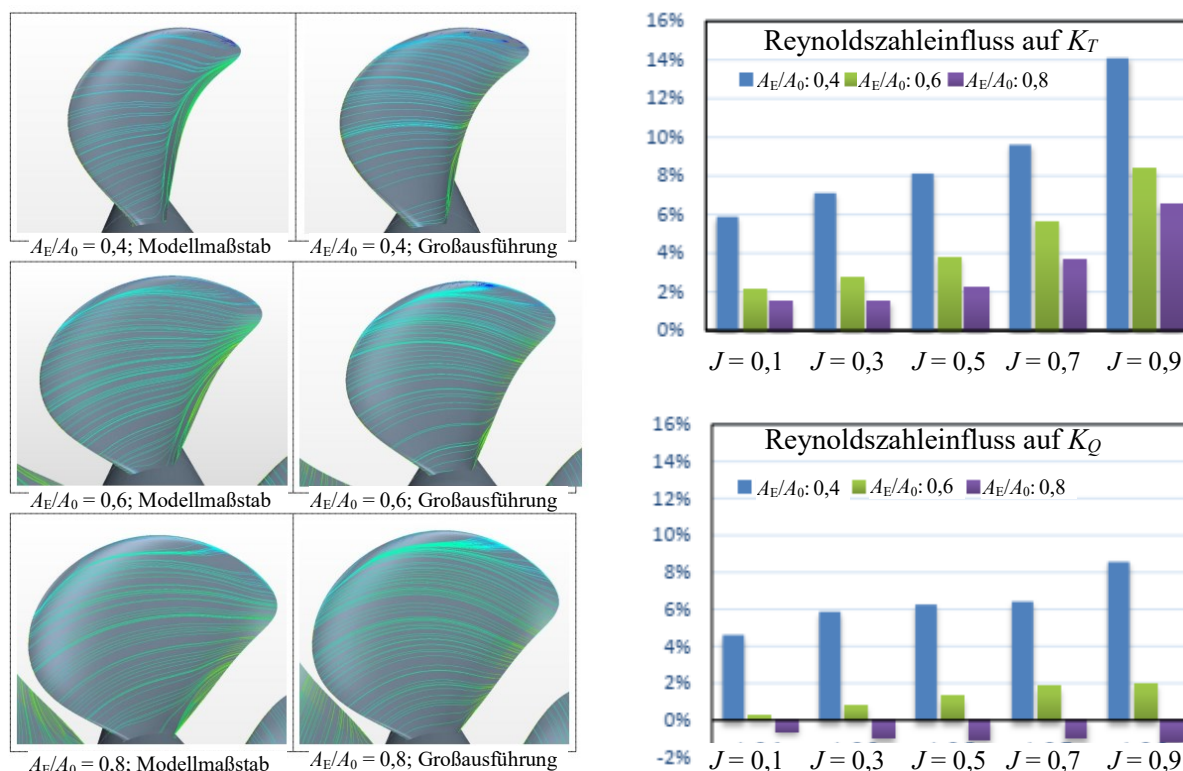


Abbildung 26: Reynoldszeleinfluss des Flächenverhältnisses auf die Umströmung (links) und die Kräfte (rechts), Berechnung für vollturbulente Strömung [35]

Einfluss der Spitzenbelastung auf die Reynoldszehleffekte bei Düsenpropellern

Eine höhere Spitzenbelastung führt bei Düsenpropellern zu einer veränderten Düsenumströmung, wodurch sich der Wirkungsgrad des Gesamtsystems verbessern kann [36]. In [19] wird unter anderem der Einfluss der Propellerspitzensteigung auf die Reynoldszehleffekte eines Düsenpropellersystems untersucht, dafür wurden CFD-Berechnungen für eine voll-turbulente Strömung im Modellmaßstab und im Maßstab der Großausführung durchgeführt. Es zeigt sich bei verschiedenen Fortschrittsziffern ein deutlicher Einfluss der Spitzenbelastung auf die Reynoldszehleffekte des Düsenstubs, ein geringer Einfluss auf den Propellerschub sowie ein mäßiger Einfluss auf das Propellerdrehmoment. Die Abbildung 27 zeigt ausgewählte Einflüsse, wobei „Pf“ die relative Steigung der Blattspitze in Bezug auf die Steigung bei $0,7 \cdot r$ definiert.

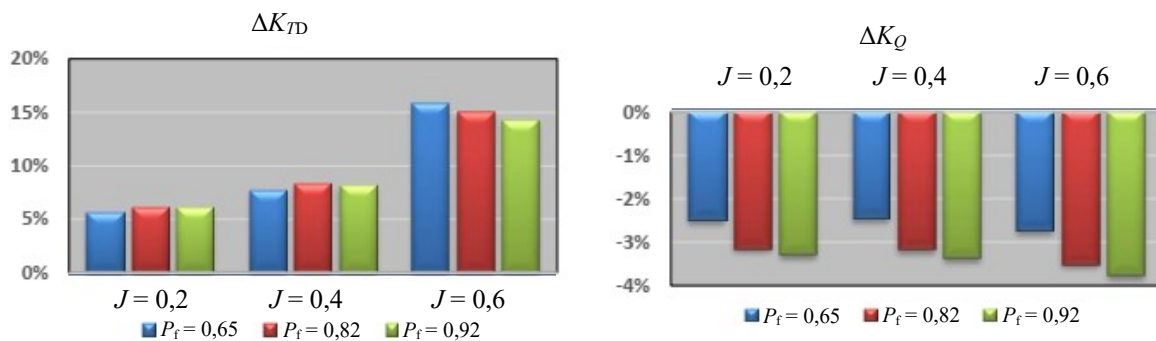


Abbildung 27: Einfluss der Spitzenentlastung auf die Reynoldszahleffekte eines Düsenpropellersystems, CFD-Berechnungen für voll-turbulente Strömung [19]

Einfluss des Spaltmaßes auf die Reynoldszahleffekte bei Düsenpropellern

Das optimale Spaltmaß für Düsenpropeller wird in [4] mit $\leq 0,5\%$ angegeben. In [37] wird der Einfluss des Spaltmaßes zwischen Düse und Propeller untersucht. Die Ergebnisse der Messungen und der CFD-Berechnungen zeigen hierbei einen unterschiedlichen Trend (Abbildung 28). In den Berechnungen wird eine Abnahme des Düsenstubs mit größer werdendem Spalt festgestellt. Hingegen nimmt der gemessene Düsenstubs bei einem $P/D = 1,1$ mit größer werdendem Spalt zu und bei $P/D = 1,3$ ab. Das Propellerdrehmoment sinkt mit zunehmendem Spaltmaß geringfügig. Bei größeren Fortschrittsziffern ist kein Einfluss auf den Propellerschubbeiwert erkennbar. Im Pfahlzug zeigt sich wiederum ein uneinheitliches Bild.

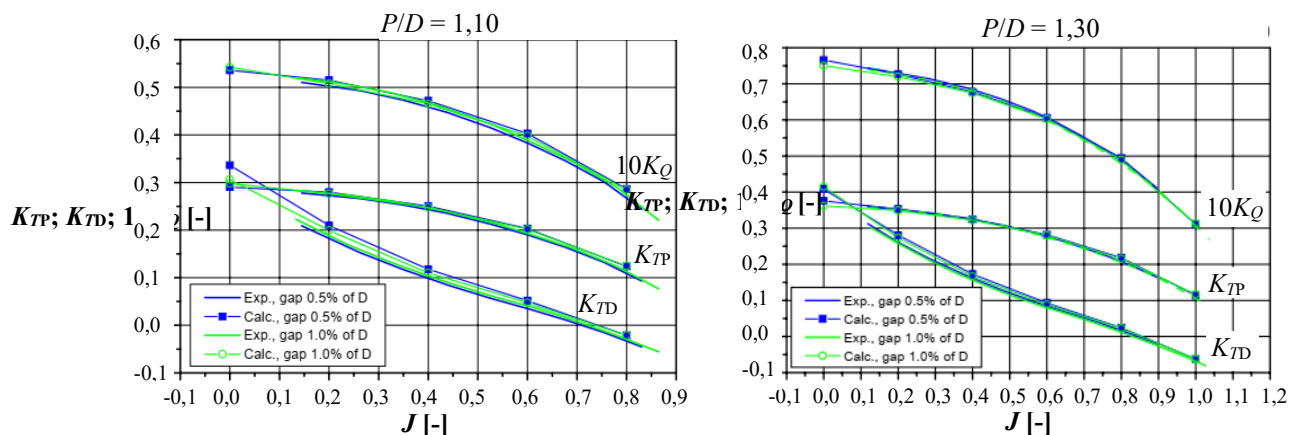


Abbildung 28: Einfluss des Spaltmaßes auf Düsenpropellerkennwerte bei unterschiedlichen Steigungen [37]

Einfluss des Spitzenwirbels auf den Reynoldszahleffekt

Durch die Begrenzung des Strömungsgebiets durch die Düse ist der Spitzenwirbel beim Düsenpropeller weniger stark ausgebildet als beim frei angeströmten Propeller [38]. Hierdurch können auch stärker spitzbelastete Propeller ohne deutliche Effizienzverluste durch den auftretenden Spitzenwirbel genutzt werden. Der Spitzenwirbel bei Propellern ist häufig kavitierend. Der Reynoldszahleinfluss auf die Kavitationseigenschaften des Spitzenwirbels wurde u.a. von McCormick [39] beziffert. Inwieweit ein stärker kavitierender Spitzenwirbel in Zusammenhang mit den Reynoldszahleffekten die Propellerbeiwerte beeinflusst, wurde bisher kaum untersucht.

Einfluss von Kavitation auf den Reynoldszahleffekt

In [40] wird darauf hingewiesen, dass im Transitionsbereich insbesondere in Bereichen mit laminarer Ablösung Fluktuationen der Geschwindigkeit und des Drucks auftreten, welche die Ausbildung von Kavitation begünstigen. Dieses Verhalten wurde anhand eines NACA 66A212-Profiles sowohl im Modellversuch als auch mittels DNS-Berechnung bei einer Reynoldszahl von $Re = 2,25 \cdot 10^5$ gezeigt.

Bei der Betrachtung des Einflusses der Kavitation auf die Reynoldszahleffekte muss wie schon oben erwähnt beachtet werden, dass die experimentellen Untersuchungen für Kavitation meist in Umlaufkanälen durchgeführt werden. In diesen ist systembedingt eine wesentlich größere Grundturbulenz der Strömung vorhanden, welche in der Regel zu einer großflächigeren, turbulenten Umströmung eines Propellers führt [4].

2.4. Reynoldszahlkorrekturverfahren für Propellerbeiwerte

Für die Umrechnung von Kennwerten für nicht ummantelte Propeller auf andere Maßstäbe wurden verschiedene Reynoldszahlkorrekturverfahren entwickelt. Da eine zuverlässige Messung für die Großausführung in der Regel nicht möglich ist, kann die Genauigkeit solcher Korrekturverfahren kaum spezifiziert werden. Außerdem sind die Korrekturverfahren nicht in der Lage, alle physikalisch wirksamen Effekte vollständig zu berücksichtigen. Aus diesem Grund konnte bisher kein Verfahren eine vollständige Akzeptanz finden.

Im Folgenden werden ausgewählte, aktuell gängige Reynoldszahlkorrekturverfahren für Propellerkennwerte grundlegend vorgestellt. Für eine vollständige Beschreibung der Korrekturverfahren wird auf die entsprechenden Veröffentlichungen verwiesen.

2.4.1. Reynoldszahlkorrekturverfahren nach ITTC für nicht ummantelte Propeller

Bei der Umrechnung von Propellerkennwerten von nicht ummantelten Propellern nach der ITTC-Methode [41] werden die K_{TM} - und K_{QM} -Werte unabhängig voneinander auf der Grundlage empirischer Formeln korrigiert und so auf eine andere Reynoldszahl umgerechnet. Bei der Berechnung des C_{DM} -Wertes wird eine teilweise laminare Grenzschichtströmung angenommen. Die in den Formeln empirisch festgelegten Faktoren beruhen auf einer nur geringen Datenbasis [42]. Das Verfahren ist weit verbreitet, jedoch nicht unumstritten, da nur wenige Propellerparameter berücksichtigt werden, was bei Propellern mit kurzen Sehnenlängen erfahrungsgemäß zu problematischen Umrechnungsergebnissen führt:

$$C_{DM} = 2 \left(1 + 2 \frac{t}{c_{0,75}} \right) \left[\frac{0,044}{(Re_{c0})^{\frac{1}{6}}} - \frac{5}{(Re_{c0})^{\frac{2}{3}}} \right], \quad (43)$$

$$C_{DS} = 2 \left(1 + 2 \frac{t}{c_{0,75}} \right) \left(1,89 + 1,62 \cdot \log \frac{c_{0,75}}{k_P} \right)^{-2,5}, \quad (44)$$

$$\Delta C_D = C_{DM} - C_{DS}, \quad (45)$$

$$\Delta K_T = -\Delta C_D \cdot 0,3 \cdot \frac{P}{D} \cdot \frac{c \cdot Z}{D}, \quad (46)$$

$$\Delta K_Q = \Delta C_D \cdot 0,25 \cdot \frac{c \cdot Z}{D}, \quad (47)$$

$$K_{TS} = K_{TM} - \Delta K_T , \quad (48)$$

$$K_{QS} = K_{QM} - \Delta K_Q . \quad (49)$$

2.4.2. Reynoldszahlkorrekturverfahren für nicht ummantelte Propeller mit Hilfe des äquivalenten Profils nach Lerbs

Das Verfahren nach Lerbs [43], [32] für nicht ummantelte Propeller geht davon aus, dass bei einer ähnlichen Geometrie und der Ähnlichkeit der Zuströmungsbedingungen überwiegend die Reibungskraft abhängig von der Reynoldszahl ist. Damit wird die Abhängigkeit des Gleitverhältnisses von der Reynoldszahl wie folgt definiert:

$$\varepsilon(Re) = \frac{C_D(Re)}{C_L} . \quad (50)$$

Aus den Messwerten von J , K_T , und K_Q wird das Gleitverhältnis für den Modellversuch bestimmt und dann auf die Großausführung umgerechnet. Das Verfahren beschränkt sich hierbei auf das äquivalente Profil am Radius $r_{0,7}$, da Lerbs nachgewiesen hat, dass sich das Gleitzahlverhältnis über den Radius bei mäßig belasteten Propellern ($C_{Th} < 4,5$) nur wenig ändert. Die Annahme ist jedoch nur für den Entwurfsfortschrittsgrad mit dem gegenüber der Anströmung optimalem Anstellwinkel bei homogener Anströmung und konstanter Propellersteigung exakt gültig. Nachstromfeldangepasste Propeller können mit diesem Verfahren aus diesem Grund nur mit einer einzelfallabhängigen Ungenauigkeit umgerechnet werden.

In dem Verfahren wird der Wirkungsgrad des Propellers unter Berücksichtigung geringster Energieverluste wie folgt ermittelt:

$$\eta = \eta_i \cdot \eta_e , \quad (51)$$

$$\eta_i = \frac{\lambda}{\lambda_i} , \quad (52)$$

wobei λ_i und η_i nach dem Kramer-Diagramm bestimmt werden.

$$\eta_e = \frac{1 - 2\bar{\varepsilon}_{0,7}\lambda_i}{1 + \frac{2}{3}\frac{\bar{\varepsilon}_{0,7}}{\lambda_i}} , \quad (53)$$

womit sich das Gleitverhältnis des äquivalenten Profils beim Radius $r_{0,7}$ bestimmen lässt:

$$\bar{\varepsilon}_{0,7} = \frac{1 - \eta_e}{\frac{2}{3}\frac{\eta_e}{\lambda_i} + 2\lambda_i} = \frac{1 - \frac{\eta}{\eta_i}}{\frac{2}{3}\frac{\eta}{\lambda} + 2\lambda_i} , \quad (54)$$

$$C_{S0} = \frac{C_S}{1 - 2\bar{\varepsilon}_{0,7}\lambda_i} \text{ mit } C_S = \frac{8}{\pi^3} \frac{K_T}{\lambda^2} = \frac{8}{\pi} \frac{K_T}{J^2} , \quad (55)$$

$$C_{N0} = \frac{C_N}{1 - \frac{2}{3}\frac{\bar{\varepsilon}_{0,7}}{\lambda_i}} \text{ mit } C_N = \frac{16}{\pi^3} \frac{K_Q}{\lambda^3} = 16 \frac{K_Q}{J^3} . \quad (56)$$

Mit den obigen Gleichungen können die ideale Fortschrittsziffer λ_i , der ideale Wirkungsgrad η_i und $\bar{\varepsilon}_{0,7}$ ermittelt werden. Mit diesen Werten und den Messwerten wird der Schubbelastungsgrad C_{SO} berechnet und aus dem Kramer-Diagramm wiederum der ideale Wirkungsgrad bestimmt. Liegt dieser nicht in einem Bereich von $\pm 0,001$ im Vergleich zur ideellen Fortschrittsziffer λ_i muss diese im iterativen Prozess neu angepasst werden. Im Ergebnis können der Anstellwinkel sowie der Auftriebs- und der Widerstandsbeiwert nach:

$$\varphi_{St0,7} = \operatorname{atan}\left(\frac{H}{D} \frac{1}{0,7\pi}\right), \quad (57)$$

$$\beta_{0,7} = \operatorname{atan}\left(\frac{\lambda}{0,7}\right), \quad (58)$$

$$\beta_{i0,7} = \operatorname{atan}\left(\frac{\lambda_i}{0,7}\right), \quad (59)$$

$$\alpha_{0,7} = \varphi_{St0,7} - \beta_{i0,7}, \quad (60)$$

$$C_{L0,7} = 4 \frac{\pi}{z} \left(\frac{D}{l}\right)_{0,7} 0,7 \alpha_{0,7} \sin \beta_{i0,7} \tan(\beta_{i0,7} - \beta_{0,7}), \quad (61)$$

$$C_{D0,7} = \bar{\varepsilon}_{0,7} C_{L0,7} \quad (62)$$

ermittelt werden, womit die angepassten Widerstandsbeiwerte bestimmt werden können:

$$C_{PLM} = C_{PLS}, \quad (63)$$

$$C_{DM} = C_{D \min M} + C_{PL}, \quad (64)$$

$$C_{DS} = C_{D \min S} + C_{PL}, \quad (65)$$

$$C_{D \min} = 2C_f \left[1 + 2 \left(\frac{t}{c}\right) + 60 \left(\frac{t}{c}\right)^4 \right], \quad (66)$$

$$C_{PL} = C_D - C_{D \min}, \quad (67)$$

$$C_{F \min} = \frac{C_{D \min}}{\left[1 + 2 \left(\frac{t}{c}\right) + 60 \left(\frac{t}{c}\right)^4 \right]}, \quad (68)$$

$$C_{F \min S} = 0,0060, \quad (69)$$

entsprechend $Re = 1 \cdot 10^7$ bei Propellern normaler Rauigkeit

$$C_{DS} = C_{F \min S} \left[1 + 2 \left(\frac{t}{c}\right) + 60 \left(\frac{t}{c}\right)^4 \right] + C_{PL}, \quad (70)$$

und folglich das Gleitverhältnis für die Großausführung bestimmt werden kann:

$$\bar{\varepsilon}_{0,7S} = \frac{C_{DS}}{C_L} . \quad (71)$$

Somit ist die Umrechnung der Propellerkennwerte auf die Großausführung in Abhängigkeit vom Fortschrittsgrad möglich, wobei folgende Beziehungen gelten:

$$\lambda_{iM} = \lambda_{iS} , \quad (72)$$

$$\eta_{iM} = \eta_{iS} , \quad (73)$$

$$C_{S0M} = C_{S0S} , \quad (74)$$

$$C_{N0M} = C_{N0S} . \quad (75)$$

Nach Gleichung (55) und (56) ergibt sich folgende Umrechnung:

$$K_{TS} = K_{TM} \frac{(1 - 2\bar{\varepsilon}_{0,7S}\lambda_i)}{(1 - 2\bar{\varepsilon}_{0,7M}\lambda_i)} , \quad (76)$$

$$K_{QS} = K_{QM} \frac{\left(1 - \frac{2}{3} \frac{\bar{\varepsilon}_{0,7S}}{\lambda_i}\right)}{\left(1 - \frac{2}{3} \frac{\bar{\varepsilon}_{0,7M}}{\lambda_i}\right)} , \quad (77)$$

$$\eta_S = \frac{J}{2\pi} \frac{K_{TS}}{K_{QS}} . \quad (78)$$

Nach der beschriebenen Methode steigt K_T mit sinkendem C_F , während K_Q abnimmt, wobei der Maßstabseffekt auf K_T deutlich geringer ausfällt (ca. $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$). Die Korrektur ist dabei weiterhin sehr stark vom Belastungsgrad des Propellers abhängig [32]. So fällt die Reynoldszahlkorrektur bei hohem Entwurfs-Schubbelastungsgrad (geringe Propellersteigung) wesentlich größer aus als bei einem geringen Entwurfs-Schubbelastungsgrad (hohe Propellersteigung).

2.4.3. Reynoldszahlkorrekturverfahren mit der Streifenmethode für nicht ummantelte Propeller

In die Entwicklung des Verfahrens sind sowohl Ergebnisse von Modellversuchen aus Schlepprinne und Kavitationstunneln, als auch von potentialtheoretischen Tragflächen-Panel-Methoden und CFD-Berechnungen für viskose Strömung eingeflossen. Die Streifenmethode betrachtet den Propeller in Radienschnitten (Abbildung 29), um sektionale Reynoldszahlkorrekturen vornehmen zu können [44]. Hierdurch können unterschiedliche Grenzschichten in den betrachteten Radienschnitten mit deutlich unterschiedlichen Reynoldszahlen unterschiedlich korrigiert werden. Anschließend werden die Korrekturen aufsummiert.

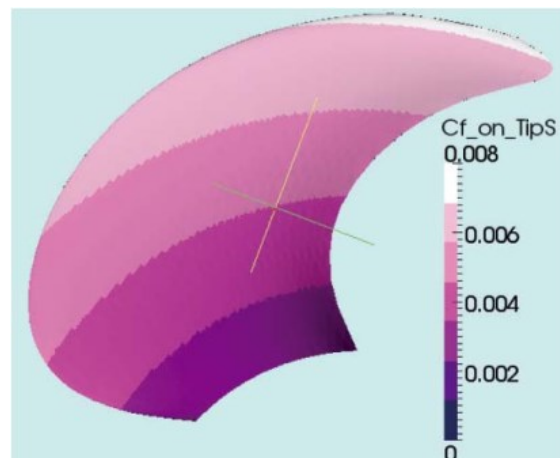


Abbildung 29: Prinzipielle Darstellung von Radienschnitten eines Propellers [44]

Lokal wird unter anderem das Verfahren von Lerbs (Absatz 2.4.2) angewendet, wobei jedoch verschiedene Reibungskennlinien im Freifahrt- und Propulsionsversuch genutzt werden, um die unterschiedlich turbulenten Eigenschaften der Propellerzuströmung zu berücksichtigen (Abbildung 30).

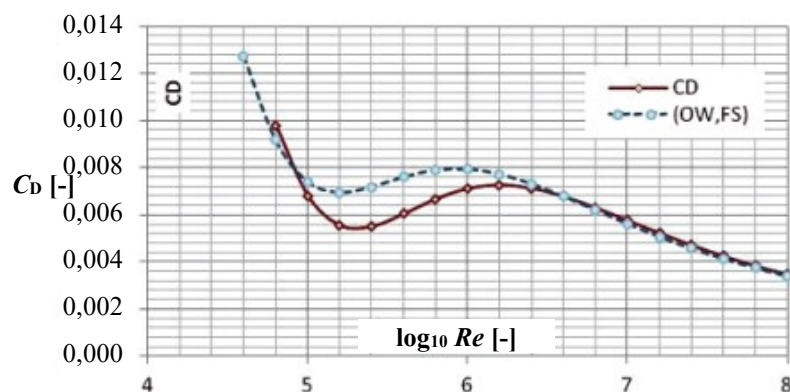


Abbildung 30: In der Streifenmethode verwendete Reibungskennlinien [44]

Das Verfahren wurde von der Hamburgischen-Schiffbau-Versuchsanstalt (HSVA) anhand von 112 Probefahrtergebnissen überprüft. Gegenüber dem Verfahren nach Lerbs konnte die mittlere Abweichung in der Leistungsprognose von 2,5% auf 1,6% reduziert werden [44].

In [34] wurde das Verfahren zur Umrechnung von unkonventionellen Propellern (CLT, Kappel, Tip Rake) weiterentwickelt, da diese in der Großausführung oft einen besseren Wirkungsgrad aufweisen, als mit der Prognose aus den Modellversuchen vorhergesagt wurde. Dies wird hier jedoch wegen des fehlenden Bezugs zum Düsenpropeller nicht weiter dargestellt.

2.4.4. Empirisches Reynoldszahlkorrekturverfahren für Düsenpropeller

Abdel-Maksoud und Heinke haben in [2] und [3] ein empirisches Verfahren für die Korrektur von Düsenpropellerkennwerten auf Grundlage von Modellversuchen und vollturbulenten CFD-Berechnungen veröffentlicht. Die Entwicklung erfolgte anhand der Untersuchungen für eine parallel angeströmte, kavitationsfreie Düsenpropellergeometrie. Dabei handelt es sich um den Propeller KA 5-75 in einer Wag. 19A-Düse mit $L_b/D = 0,5$ ohne Berücksichtigung von laminar-turbulenten

Grenzschichteffekten. Es zeigte sich im Vergleich zu Großausführungsmessungen, dass das Verfahren das K_{QS}/K_{QM} -Verhältnis für die Großausführung nicht richtig wiedergibt und der Schub im Großausführungsmaßstab nicht erreicht wird. Dies führte 2009 zu dem Hinweis, dass das Verfahren nur unter bestimmten Voraussetzungen angewendet werden sollte [45] und 2014 schließlich zur Rücknahme der Empfehlung zur Anwendung des Verfahrens insgesamt [46]:

„Calculations and measurements with ducted propellers or ship with ducted propellers show scale effects on the characteristic of the ducted propellers and the propulsion coefficients. The comparison of the results of trials with the prognoses shows mainly, that we should not use Reynolds number corrections in the prognosis.“

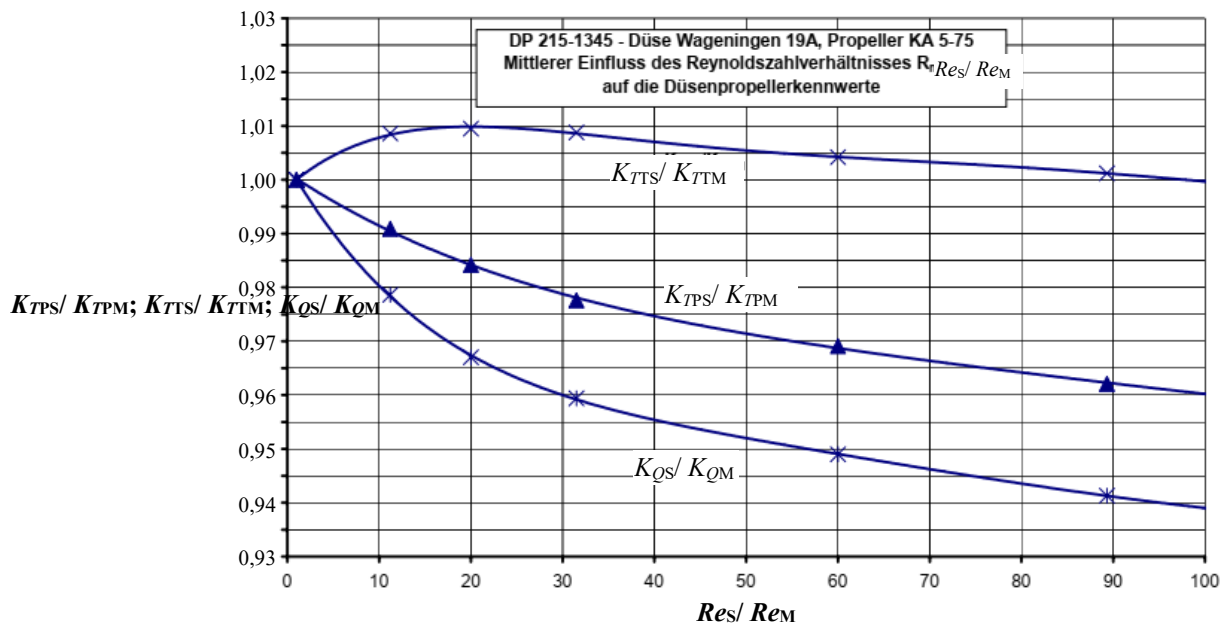


Abbildung 31: Empirisches Reynoldszahlkorrekturverfahren nach Heinke / Abdel-Maksoud [3]

2.4.5. Umrechnungsverfahren für Düsenpropeller nach ITTC

Für Düsenpropeller wird derzeit kein Reynoldszahlkorrekturverfahren für die Umrechnung der Modellversuchsergebnisse auf die Großausführung von der ITTC empfohlen. Die gemessenen Freifahrtkennwerte sind ohne Korrekturen nach Froude umzurechnen, obwohl bekannt ist, dass dies bei unterschiedlichen Reynoldszahlen zu unterschiedlichen Ergebnissen führt.

“Given the scale factor λ , the full-scale bollard/rawl pull, propeller revolutions and power can be calculated by the following equations:

$$F_{PS} = F_{PM} \rho_S / \rho_M \lambda^3 , \quad (79)$$

$$n_S = n_M \cdot \lambda^{0,5} , \quad (80)$$

$$P_{DS} = \rho_S / \rho_M \cdot \lambda^{3,5} 2\pi n_M Q_M . \quad (81)$$

Note that in the proposed correlation procedure, no correction for scale effect on the propeller open water characteristics, neither scale effect on the nozzle drag is applied.” [1]

2.5. Zusammenfassung des Stands der Technik

Der Reynoldszahleinfluss beim Düsenpropeller ist wesentlich komplexer als bei nicht ummantelten Propellern, da sich die Reynoldszahleffekte der Düse mit denen des Propellers überlagern. Es ist davon auszugehen, dass das Düsenprofil einen deutlichen Einfluss auf die sich ausbildenden Maßstabeffekte hat. Beim Düsenpropeller kommt im Bereich des Düsenaustritts zusätzlich das sich mit der Grenzschichtdicke ändernde Vermögen der Strömung, dem Profil zu folgen, zum Tragen. So führen verschiedene Reynoldszahlen zu unterschiedlicher Grenzschichtausbildung und damit zu einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Düse. Mit steigender Reynoldszahl erhöht ebenfalls der Druckgradient, und damit der bei einer Beschleunigungsdüse der Unterdruck innerhalb der Düse. Dies erschwert die Untersuchung der Reynoldszahleffekte. Verstärkend wirkt sich hierbei der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag bei typischen Reynoldszahlen im Modellversuch aus, da dieser zu einer vergleichsweise abrupten Änderung der Grenzschichtdicke führt. Der Grenzschicht-Strömungsumschlag hängt nicht nur von der Reynoldszahl allein, sondern auch von der Turbulenz der Anströmung, der umströmten Profilgeometrie und dem Anstellwinkel ab. Die bei Düsenpropellern vorkommende Spaltströmung zwischen Propellerblattspitze und Düseninnenseite interagiert mit der Grenzschichtausbildung der Düse. So lassen sich in allen bekannten Untersuchungen erhebliche Reynoldszahleffekte auf die Kennwerte von Düsenpropellern feststellen. Es zeigt sich hierbei mit steigender Reynoldszahl überwiegend eine Verringerung des Drehmomentenbeiwerts sowie des Propellerschubbeiwerts. Der Düsenschub nimmt deutlich zu, was so überwiegend zu einer leichten Zunahme des Gesamtschubs führt. Die Stärke der Reynoldszahleffekte hängt mit geometrischen Propellerparametern wie Flächenverhältnis, Spitzenbelastung und Spaltmaß zusammen. Es ist bisher keine Untersuchung bekannt, bei der diese Effekte zusammenfassend betrachtet werden. Die vorliegende Arbeit wird diese Effekte erstmals gemeinsam betrachten.

Aufgrund der Reynoldszahleffekte der Düse, welche die Reynoldszahleffekte der Propeller überlagern, wird davon ausgegangen, dass die für nicht ummantelte Propeller entwickelten Reynoldszahlkorrekturverfahren bei Düsenpropellern nicht zielführend angewendet werden können. Berechnungen und Verfahren, die davon ausgehen, dass sich im Modellmaßstab eine voll turbulente Grenzschichtströmung an der Düse und am Propeller ausbildet, zeigen unter Umständen Abweichungen zu Reynoldszahleffekten, welche in Modellversuchen festgestellt werden können, da diese Bedingung überwiegend nicht gewährleistet ist. Von der Verwendung solcher Verfahren zur Bestimmung der Reynoldszahleinflüsse ist abzuraten.

3. Verfahren zur Berechnung der Umströmung und der Freifahrtkennwerte von Propellern

Verschiedene Verfahren für die Berechnung der Freifahrtkennwerte von Propellern und Düsenpropellersystemen werden nachfolgend dargestellt. Die einfachsten Berechnungsverfahren für Freifahrtkennwerte beruhen auf Formeln von empirischen Auswertungen von Versuchen mit Propellerserien. Nach einer kurzen Darstellung von potentialtheoretischen Verfahren, um deren notwendige Zwangsbedingungen für das Erläutern bestimmter Strömungsphänomene nutzen zu können, folgt eine Beschreibung von Rechenverfahren für viskose Strömung, da diese für die Durchführung der numerischen Untersuchungen innerhalb der vorliegenden Arbeit angewendet werden.

3.1. Empirisches Berechnungsverfahren der Freifahrtkennwerte für Düsenpropellersysteme

Es gibt verschiedene Serienuntersuchungen zur Bestimmung von Düsenpropellerkennwerten auf Basis von empirischen Regressionsgleichungen. Beispiele hierfür sind die von MARIN in [42] zusammengefassten Ergebnisse für die *Ka*-Serienpropeller und die *CP*-Serienpropeller in verschiedenen Düsen (Profile: 19A; 22; 24; 37; 38). Für Propeller in *OST*-Düsen wurden Polynomkoeffizienten von der SVA-Potsdam in [47] veröffentlicht. Solche Serien eignen sich gut zum Vorentwurf bei komplexen Anforderungen an die Antriebe oder auch zur Auswahl von Finalpropellern für Schiffe mit unkritischen Randbedingungen.

3.2. Potentialtheoretische Verfahren zur Strömungsberechnung

Potentialtheoretische Verfahren sind im Propellerentwurf nach wie vor weit verbreitet [48], [49] [50] [51]. Der Vorteil dieser Methoden liegt in der kurzen Rechenzeit, welche eine schnelle Anpassung des Entwurfsproblems an gegebene Randbedingungen ermöglicht. Die Berechnungen erfolgen grundsätzlich für reibungsfreie Strömung. Eine Berücksichtigung der Reibungskraft ist mittels Korrektur der berechneten Werte möglich. Eine genaue Berechnung der lokalen Wandschubspannungen lassen die Verfahren nicht zu.

Die Rechenverfahren für potentialtheoretische Strömung können in verschiedene Kategorien aufgeteilt werden. Diese umfassen u.a. Paneel-Verfahren, in denen die Oberfläche der Propellergeometrie in einzelne Flächenelemente, d.h. Paneele, aufgeteilt wird. Jedes Paneel wird sowohl mit einer Quellbelegung zur Berücksichtigung der Verdrängungswirkung des Paneels als auch mit einer Wirbel- bzw. Dipol-Belegung versehen, um die Auftriebskraft berechnen zu können. Auf der jeweiligen Paneeloberfläche müssen die berechneten Stärken der Quell- und Wirbel- bzw. Dipolbelegung die Körper- und Abflussrandbedingung (keine Durchströmung der Oberfläche) und die Kutta-Bedingung (siehe folgender Absatz) erfüllen, dies erfolgt durch die Lösung des aufgestellten linearen Gleichungssystems. Eine andere Kategorie stellen die Wirbelgitterverfahren dar. Dabei wird auf die Berücksichtigung der Verdrängungswirkung des Flügels verzichtet. Für den Propellerentwurf ist die Verwendung solcher Verfahren aufgrund der kurzen Rechenzeit von Vorteil, insbesondere bei der Auslegung von Propellerflügeln mit sehr dünnen Profilen [50].

Bei Düsenpropellern mit dicken Austrittskanten der Düse bzw. der Flügel besteht insbesondere die Schwierigkeit, den Geschwindigkeitssprung zwischen der Innen- und Außenströmung der Düse bzw. zwischen der Druck- und der Saugseite an der Propellerhinterkante mit potentialtheoretischen Methoden abzubilden, da hier die Kutta-Bedingung nicht mehr uneingeschränkt anwendbar ist. Des Weiteren bestehen Unsicherheiten bei der Abbildung der viskosen Effekte im Spalt zwischen Düsen und

Flügelspitze. Um beide genannten nicht potentialtheoretisch beschreibbaren Effekte dennoch zu berücksichtigen, sind mathematische Erweiterungen der Potentialtheorie notwendig, wie in [15], [50] beschrieben.

Durch die mathematisch bedingte Vernachlässigung von viskosen Effekten eignen sich potentialtheoretische Verfahren nicht für die Berechnungen von Reynoldszahleinflüssen und werden daher in dieser Arbeit nur kurz dargestellt. Für das Verständnis der in den nachfolgenden Absätzen beschriebenen speziellen Strömungsphänomene des Düsenpropellers liefert die Potentialtheorie dennoch wertvolle Erkenntnisse.

3.2.1. Einfluss der Beschreibung der Hinterkantenströmung am Düsenaustritt

Bei einem vorgegebenen Profil stellt sich die Zirkulation gerade so ein, dass die Strömung die Hinterkante "glatt" verlässt [52]. Wenn der Öffnungswinkel an der Hinterkante endlich ist, liegt dort ein Staupunkt vor. Läuft die Hinterkante spitz zu, dann sind die Geschwindigkeiten an der Hinterkante endlich und in Richtung sowie in Betrag gleich. Dies zeigt Abbildung 32 exemplarisch. Neben der Geschwindigkeitskomponente muss in Berechnungen auch der gleiche Druck an der Hinterkante für die jeweils gegenüberliegenden letzten Flächenelemente an Ober- und Unterseite der Hinterkante vorherrschen, um eine physikalisch mögliche Profilmströmung sicherzustellen [50].

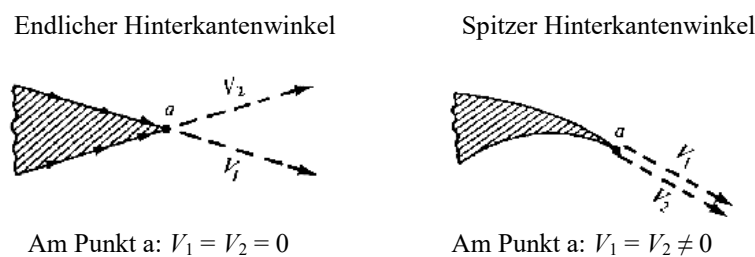


Abbildung 32: Kutta-Bedingung an unterschiedlichen Hinterkanten [52]

Die Düsenpropellerbeiwerte sind deutlich von der Position der „Druckgleichheit“ zwischen Außen- und Innenströmung an der Düsenaustrittskante abhängig [50], [48], [38], [51] (Abbildung 33, Abbildung 34).

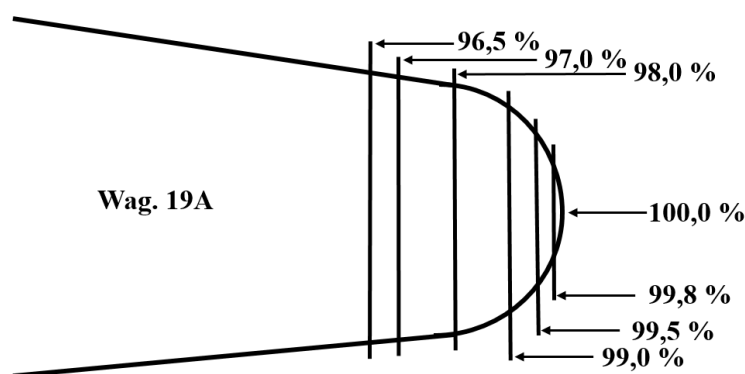


Abbildung 33: Hinterkante einer Wag. 19A-Düse, Positionen der Druckgleichheit zwischen Außen- und Innenströmung der Düse [50]

Der Einfluss der Hinterkantenströmung auf die berechneten Kennwerte eines KA-4-70-Propellers mit einem Steigungsverhältnis von $P/D = 1,0$ in einer 19A-Düse wird in Abbildung 34 im Vergleich gezeigt. Es lässt sich erkennen, dass der Einfluss der korrekten Hinterkantenumströmung mit steigendem Propeller- und Düsen Schub zunimmt. Bei Betriebspunkten mit geringer Düsenbelastung ($K_{TP} \approx 0,2$) zeigt sich dagegen eine von der Definition der Hinterkantenumströmung vergleichsweise unabhängige gute Übereinstimmung zwischen potentialtheoretischer Berechnung und Modellversuch.

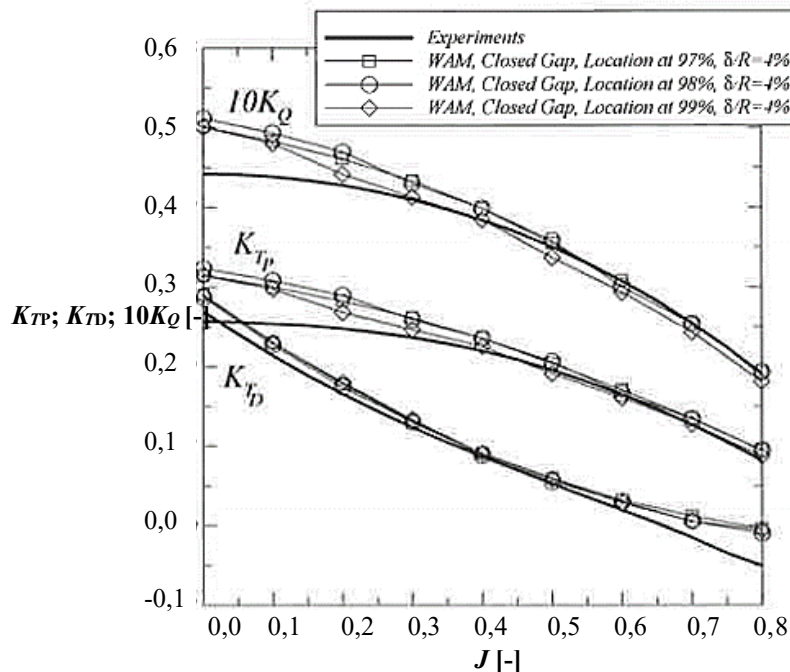


Abbildung 34: Einfluss der Position der Druckgleichheit auf die Düsenpropellerbeiwerte [50]

Eine erweiterte Möglichkeit bietet die Kopplung mit einem Rechenverfahren für viskose Strömung oder das 2D-Verfahren (z.B. XFOIL [53]), um die Ablöseposition und die Größe des Ablösegebiets an einer Profilhinterkante zu bestimmen und die potentialtheoretischen Randbedingungen entsprechend anzupassen, wodurch eine scheinbar spitze Hinterkante erzeugt wird [54]. Hierbei werden die Strömungspunkte bestimmt, an denen sich die Innen- und Außenstromlinien nähern, und die bis dorthin extrudierte Hinterkante so berechnet, dass kein zusätzlicher Auftrieb erzeugt wird.

3.2.2. Einfluss der Beschreibung der Spaltströmung

In [48] wird der Einfluss unterschiedlicher Dämpfungskoeffizienten für die Beschreibung der Spaltströmung untersucht. So beschreibt der Koeffizient $C_Q = 0$, dass der Spalt vollständig geschlossen ist. Demgegenüber wird ein vollkommen offener Spalt durch $C_Q = 1$ beschrieben. Eine Erhöhung auf $C_Q > 1$ sorgt für eine reibungsfreie Strömung mit künstlich erhöhter Spaltströmung (numerisch vergrößerter Spalt) und führt damit zu einer deutlich reduzierten Zirkulation im Spitzenbereich. Abbildung 35 zeigt den Einfluss der Spaltdurchlässigkeit auf die Lastverteilung eines Düsenpropellers. Hier lässt sich erkennen, dass die Spitzenbelastung mit zunehmender Durchlässigkeit des Spalts und damit steigender Strömungsgeschwindigkeit im Spalt [50] abnimmt. Der Einfluss der Modellierung der Spaltströmung in Bezug auf die integralen Werte eines Düsenpropellers ist nach [48] vernachlässigbar gering, sodass hier aufgrund der einfacheren Modellierung der geschlossene Spalt empfohlen wird; es verschiebt sich jedoch die Aufteilung zwischen Propeller- und Düsen Schub.

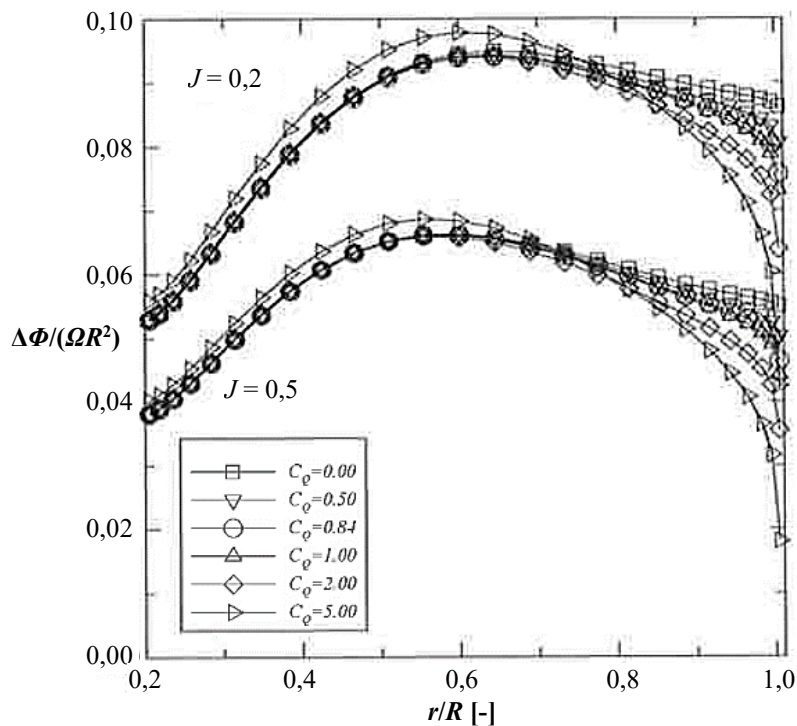


Abbildung 35: Einfluss der Spaltdurchlässigkeit auf die Zirkulationsverteilung eines Düsenpropellers [48]

3.2.3. Einfluss der Propellernachstrommodellierung

Neben der Modellierung des reinen Propellernachstroms mittels empirischem „rigid wake model“ bietet ein „wake alignment model“ die Möglichkeit, auch den Nachstrom der Düse mit zu modellieren [48], [38], [54]. Bei diesem Modell bildet der Nachstrom der Düse eines Düsenpropellers eine Randbedingung für die Strahlkontraktion (Abbildung 36). Hierdurch wird die Geschwindigkeit im Spitzenbereich des Propellers bzw. im Interaktionsbereich mit der Düse aufgrund eines reduzierten induzierten Anstellwinkels deutlich vermindert (Abbildung 37). Weiterhin werden der Propellerschub und das Propellerdrehmoment wesentlich reduziert [48]. Infolgedessen verändert sich die Strömungsgeschwindigkeit im Propellerstrahl.

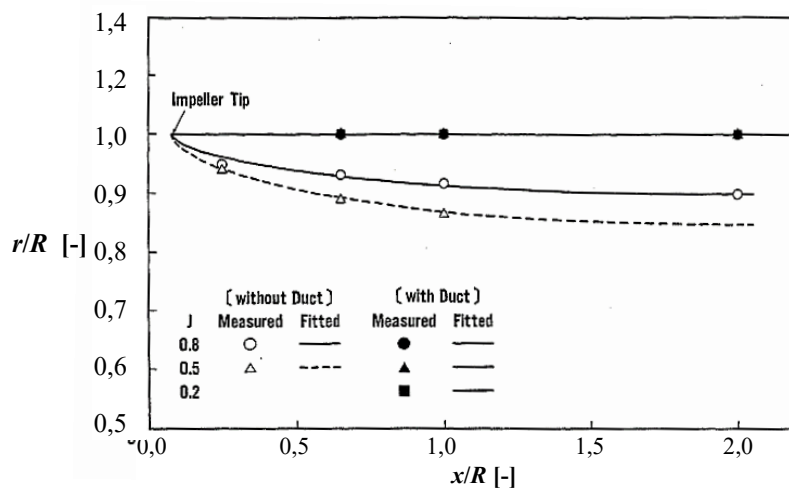


Abbildung 36: Strahlkontraktion beim nicht ummantelten Propeller und beim Düsenpropeller [38]

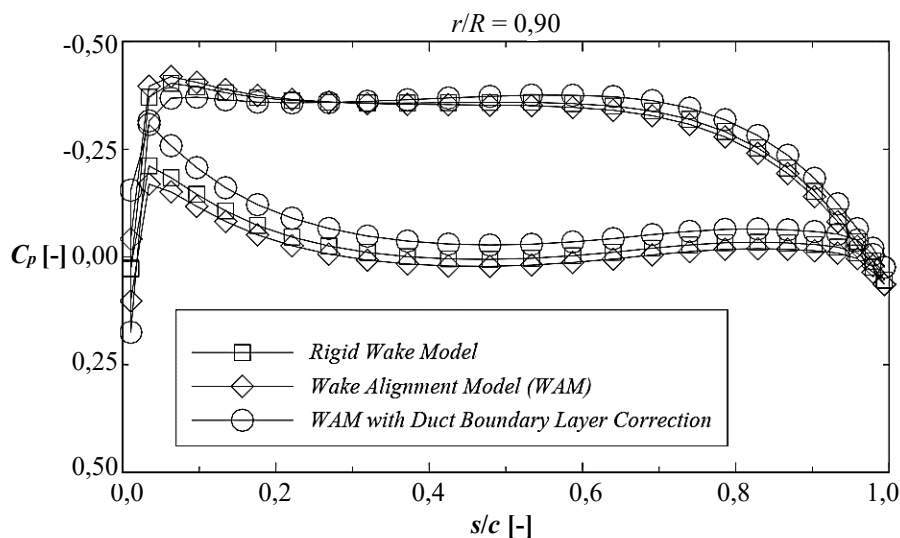


Abbildung 37: Einfluss verschiedener Propellernachstromsimulierungen auf die Druckverteilung im Spitzenbereich eines spitzenentlasteten Düsenpropellers in einer neutralen Düse [15]

3.3. Rechenverfahren für viskose Strömung

Aufgrund stetig weiterentwickelter Simulationsverfahren für viskose Strömung und steigender Rechenleistung kommen solche Verfahren häufig zum Einsatz. Aktuell werden nahezu alle hydrodynamischen Untersuchungen von CFD-Berechnungen begleitet. Diese Untersuchungen ermöglichen die Betrachtung von viskosen Effekten und dadurch die Bestimmung der Reynoldszahleinflüsse. Bei den numerischen Simulationen können verschiedene Phasen und Aggregatzustände berücksichtigt werden. So kann die Verformung der Wasseroberfläche, d. h. die Interaktion zwischen Luft und Wasser im Zusammenspiel mit Gravitation unter Einbeziehung von Bildung des Wasserdampfs aufgrund von Kavitation errechnet werden.

Die in diesem Absatz beschriebenen Gleichungen bilden die Grundlage für einen RANSE-Löser. In der vorliegenden Arbeit wurde das kommerziell erhältliche Programm ANSYS CFX für die Durchführung der numerischen Strömungsberechnungen eingesetzt. Die beschriebenen Grundlagen können nur eine kurze Übersicht geben. Für weiterreichende Informationen ist entsprechende Literatur heranzuziehen [55], [56], [57].

3.3.1. Grundlagen der viskosen Strömungsberechnung

Grundgleichungen

Die Rechenverfahren für viskose Strömung berücksichtigen die durch die Viskosität entstehende Turbulenz und beruhen auf dem Prinzip physikalischer Erhaltungsgleichungen in einem Kontrollvolumen. Hierzu werden die Massenerhaltung, die Impulserhaltung und die Energieerhaltung in Integral-Bilanzgleichungen überführt. Die Massen- und Impulsgleichungen liefern ein Gleichungssystem partieller, gekoppelter, nichtlinearer Differentialgleichungen mit variablen Koeffizienten für die Berechnung der unbekanntenen Geschwindigkeiten U , V , und W sowie des Drucks P – die *Navier-Stokes-Gleichungen*. Eine analytische Lösung dieses Gleichungssystems ist nur unter großen Vereinfachungen möglich. Daher wird für komplexe Strömungen eine numerische Lösung angestrebt. So ermöglichen die Einbindung des *Reynolds'schen Spannungstensors* und die damit zusammenhängende empirische Turbulenzmodellierung die Berechnung der viskosen Spannungen und die Beschreibung einer viskosen Strömung [55].

3D-Massenerhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho W)}{\partial z} = 0, \quad (82)$$

wobei sich die Gleichung bei inkompressiblen Fluiden mit $\rho = \text{konstant}$ vereinfacht:

$$\frac{\partial(U)}{\partial x} + \frac{\partial(V)}{\partial y} + \frac{\partial(W)}{\partial z} = 0. \quad (83)$$

Impulserhaltungsgleichung in 3D:

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V U)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho W U)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + \rho g_x \quad (84)$$

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U V)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho W V)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + \rho g_y \quad (85)$$

$$\frac{\partial(\rho W)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U W)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V W)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho W^2)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho g_z \quad (86)$$

bzw. n Indexschreibweise:

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j U_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i, \quad (87)$$

wobei nach dem Gesetz von Stokes folgender Zusammenhang zwischen Schubspannungen und Geschwindigkeiten besteht:

Normalspannungen

$$\tau_{xx} = -2\mu \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{2}{3}\mu \operatorname{div}(\vec{U}), \quad (88)$$

$$\tau_{yy} = -2\mu \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{2}{3}\mu \operatorname{div}(\vec{U}), \quad (90)$$

$$\tau_{zz} = -2\mu \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{2}{3}\mu \operatorname{div}(\vec{U}), \quad (92)$$

Schubspannungen

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right), \quad (89)$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = -\mu \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right), \quad (91)$$

$$\tau_{zy} = \tau_{yz} = -\mu \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right). \quad (93)$$

Zur Vervollständigung der Gleichungssystems wird die Energieerhaltung benötigt:

in Indeschreibweise:

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j E)}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} - \frac{\partial(U_j P)}{\partial x_j} - \frac{\partial(U_i \tau_{ij})}{\partial x_j} + \rho g U_j . \quad (94)$$

Die oben gezeigten Gleichungen beschreiben einen zeitabhängigen Ist-Zustand von Strömungen, wodurch eine direkte numerische Simulation (DNS) ermöglicht wird. Eine solche ist mit dem aktuellen Stand der Technik jedoch nur für sehr einfache Berechnungen möglich. Daher werden die Variablen zu Mittelwerten und Schwankungswerten vereinfacht:

$$U_i = \bar{U}_i + u'_i , \quad (95)$$

$$P = \bar{P} + p' . \quad (96)$$

Durch Einsetzen der Mittelwerte und Schwankungswerte in die Impulsgleichung und nach Zusammenfassen ergibt sich die gemittelte Impulsgleichung

$$\frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_j \bar{U}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial(\tau_{ij} + \overline{\rho u'_i u'_j})}{\partial x_j} \rho g_i . \quad (97)$$

Die in der Gleichung durch turbulente Schwankungsbewegungen entstehenden turbulenten Spannungen werden Reynoldsspannungen genannt und sind in einer voll-turbulenten Strömung deutlich größer als die rein molekularen Spannungen.

Die ungleichen Indizes des Reynolds'schen Spannungstensors bilden die Schubspannungen, gleiche Indizes bilden die Normalspannungen

$$\overline{\rho u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \overline{\rho u'_1 u'_1} & \overline{\rho u'_1 u'_2} & \overline{\rho u'_1 u'_3} \\ \overline{\rho u'_2 u'_1} & \overline{\rho u'_2 u'_2} & \overline{\rho u'_2 u'_3} \\ \overline{\rho u'_3 u'_1} & \overline{\rho u'_3 u'_2} & \overline{\rho u'_3 u'_3} \end{bmatrix} . \quad (98)$$

Die halbe Summe der Normalspannungen dividiert durch die Dichte ist die turbulente kinetische Energie

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}) . \quad (99)$$

Die durch die Mittelung entstandenen zusätzlichen Unbekannten werden durch empirische Turbulenzmodelle mit bekannten Größen in Verbindung gebracht und können dann mit vertretbarem numerischem Aufwand bestimmt werden. Durch diese Vereinfachungen reduzieren sich die Rechenzeiten gegenüber einer direkten numerischen Simulation um Größenordnungen und lassen so eine effiziente Anwendung zu. Diese derzeit gebräuchlichsten Rechenverfahren für viskose Strömung werden Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Verfahren „Reynolds Averaged Navier Stokes“ - RANS genannt.

Turbulenzmodelle

Bei der Turbulenzmodellierung werden die Reynoldsspannungen mit Hilfe von Gleichungen, die das komplexe Verhalten der Turbulenz aufgrund empirischer Informationen abbilden, in vereinfachter Weise approximiert. Nur zusammen mit Turbulenzmodellgleichungen können die oben gezeigten Erhaltungsgleichungen in ein geschlossenes und damit lösbares Gleichungssystem überführt werden.

Idealerweise soll ein Turbulenzmodell für verschiedene Strömungsfälle gültig sein, möglichst wenig empirische Konstanten beinhalten, eine numerisch stabile Anwendung erlauben und aus wenigen Gleichungen bestehen. Typisch für die Beschreibung der Turbulenz sind die Schwankungsintensität im Geschwindigkeitsmaßstab \hat{V} und die Größe der Turbulenzelemente L sowie die Wirbelviskosität μ_t und die kinetische Energie k . Die turbulente Wirbelviskosität erhöht hierbei die tatsächliche Viskosität des Fluids proportional zu turbulenten Schwankungen bzw. zur turbulenten kinetischen Energie. Wesentlicher Bestandteil von Turbulenzmodellen ist weiterhin die Wirbeldiffusivität Γ_t . Der numerische Aufwand steigt mit jeder Gleichung zur Bestimmung der oben genannten Parameter. 2-Gleichungsmodelle haben sich aufgrund des günstigen Verhältnisses zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand durchgesetzt. Diese Modelle haben jedoch Einschränkungen bei der Berechnung komplexer Geschwindigkeitsfelder mit ausgeprägter Anisotropie der Turbulenz und bei stark rotierenden Strömungen. Für solche Berechnungsfälle werden zunehmend auch Reynolds-Spannungs-Modelle genutzt, welche die Reynoldsspannungen $\overline{u_i u_j}$ und die turbulenten Stofftransportglieder $\overline{u_i \varphi}$ mit Hilfe von Modellannahmen herleiten und so die physikalischen Turbulenzvorgänge realistischer beschreiben. [58]

In dieser Arbeit wurde neben dem bekannten k - ω SST-Modell vor allem das „Baseline k-omega Model“ (BSL) mit „Explicit Algebraic Reynolds Stress Model“ (EARSM)-Erweiterung genutzt. Das BSL-Modell kann, wie auch das k - ω SST-Modell, durch Einführung eines Blending-Faktors wandern das k - ω -Turbulenzmodell verwenden und außerhalb der Grenzschicht in das k - ε -Modell übergehen. Durch die EARSM-Erweiterung werden nichtlineare Beziehungen zwischen den Reynoldsspannungen und Transportgleichungen gebildet, sodass sich ein anisotroper Spannungstensor ergibt. Hierdurch ergeben sich Vorteile bei der Berechnung von Sekundärströmungen und stark gekrümmten Stromlinien (Wirbeln) sowie bei Rotationsströmungen, ohne dass zusätzliche Transportgleichungen eingeführt werden müssen. Weiterführende Informationen können [56] entnommen werden.

Transitionsmodell

Es zeigt sich bei CFD-Berechnungen und Farbanstrichversuchen von Modellpropellern, dass eine vollturbulente Propellerströmung erst bei höheren Reynoldszahlen erreicht wird und daher bei üblichen Modellpropellern ein „Transitionsmodell“ zur numerischen Berechnung der sich einstellenden Grenzschicht und des darin auftretenden laminar-turbulenten Strömungsumschlags benötigt wird.

In den in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungen wurde das „Intermittency Transition Model“ genutzt, welches eine Erweiterung des γ - Re_θ Transitionsmodells darstellt [56]:

$$\theta = \int_0^\delta \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (100)$$

$$Re_\theta = \frac{\rho U \theta}{\mu} . \quad (101)$$

Das Intermittency Transitionsmodell löst nur eine Transportgleichung zur Ermittlung der Turbulenzeigenschaften, wodurch sich der Rechenaufwand reduziert. Das Modell berücksichtigt außerdem Instabilitäten, die aufgrund von Querströmungen induziert werden, und kann durch Änderungen von Konstanten für den eigenen Anwendungsfall kalibriert werden. Die Konstante C_{TU1} definiert hierbei den minimalen Wert der kritischen Transitions-Reynoldszahl Re_{θ_c} , die Summe aus C_{TU1} und C_{TU2} legt den maximalen Wert der kritischen Transitions-Reynoldszahl Re_{θ_c} fest. In den

durchgeführten Berechnungen wurden diese Konstanten anhand von Farbanstrichversuchen an Propellern kalibriert (siehe Absatz 5.4.2) und daher zu $C_{TU1} = 50$ und $C_{TU2} = 300$ angepasst.

3.3.2. Berechnungsgitter

Neben dem Modellfehler, welcher aus den Vereinfachungen der Navier-Stokes-Gleichungen resultiert, hat die Auflösung des Rechengebiets einen wesentlichen Einfluss auf die Genauigkeit von numerischen Berechnungen. Weiterhin haben auch die Gitterwinkel, das Expansionsverhältnis benachbarter Zellen, das Längen-Seiten-Verhältnis, die Verwindung von Zellen sowie der Winkel zwischen Strömungsrichtung und Gitterflächen eine unmittelbare Auswirkung auf die numerische Konvergenz und Genauigkeit von numerischen Berechnungen. Besondere Bedeutung hat die Gitterauflösung in Bereichen mit starken Gradienten, da hiervon die Stärke der minimalen und maximalen Drücke und das daraus resultierende Geschwindigkeitsfeld abhängen. Dies beeinflusst direkt die Ausbildung von Wirbeln und Strömungsablösungen. Bei den Berechnungsgittern muss immer ein Kompromiss zwischen einer numerisch möglichst exakten Lösung auf der einen Seite und der Rechenzeit und dem Speicherbedarf auf der anderen Seite gefunden werden. Eine Gitterstudie gibt darüber Auskunft, wie fein ein Berechnungsgitter sein muss, um für die gegebene Aufgabe unter Berücksichtigung der vorhandenen Spezifikation der Hardware und der verfügbaren Rechenzeit Ergebnisse mit einem vertretbaren numerischen Fehler zu erzeugen. Unter Berücksichtigung von Kavitation nimmt der Einfluss der Feinheit des Berechnungsgitters auf die numerische Lösung zu. So kann die Interaktion zwischen Wasser und Wasserdampf eine Gitterabhängigkeit und somit einen Einfluss des Berechnungsgitters auf die Propellerbeiwerte erzeugen, obwohl ohne Betrachtung der Kavitation kein signifikanter Einfluss eines feineren Berechnungsgitters auf die Propellerbeiwerte mehr festgestellt werden kann [59].

Beim Erstellen eines Berechnungsgitters müssen die zu erwartenden Eigenschaften der Strömung ungefähr bekannt sein. Alternativ wird oft eine adaptive Gitterverfeinerung als geeignetes Verfahren zur Anpassung des Gitters an sich ausbildende Strömungsgradienten vorgeschlagen. Dies funktioniert jedoch nur, wenn der Verfeinerungsalgorithmus mit der zugrundeliegenden Geometrie verknüpft ist. Anderenfalls kann eine solche Gitterverfeinerung zu einer erheblichen Verfälschung der Geometrie und damit zu einer unrichtigen Berechnungslösung im Sinne der Zielstellung führen (Abbildung 38).

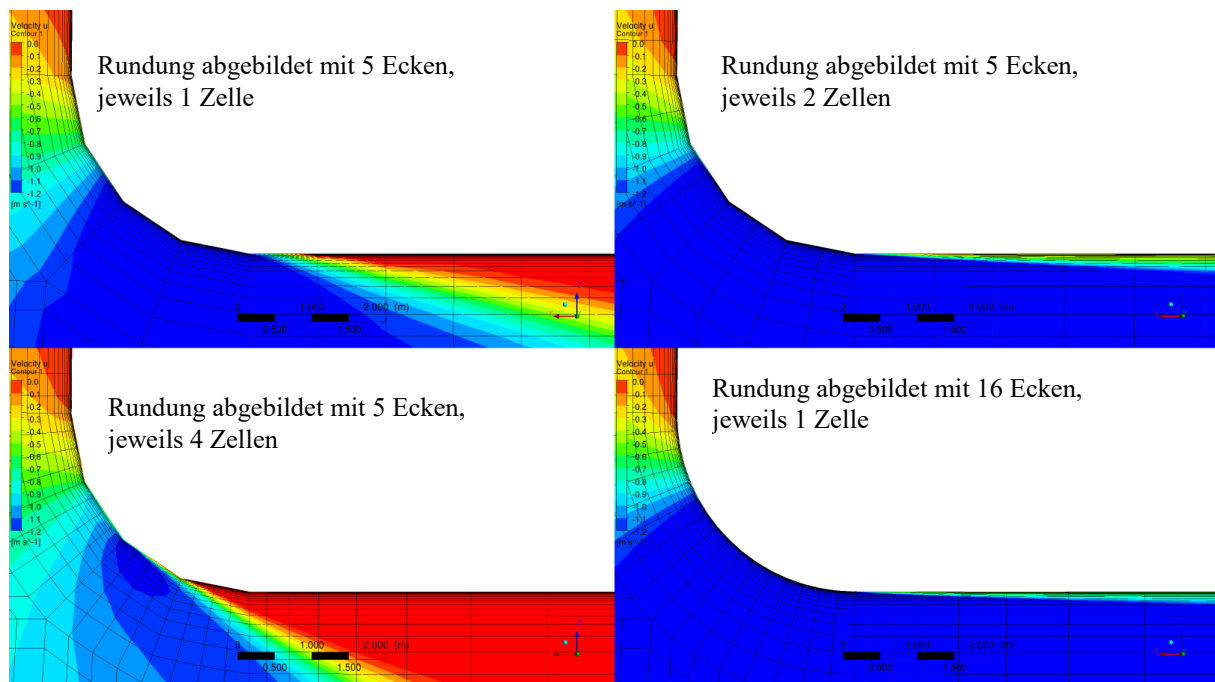


Abbildung 38: Einfluss der Gitterverfeinerung einer Kantenumströmung ohne Geometrienverknüpfung auf die Strömungsbildung

In dieser Arbeit wurden sowohl strukturierte Hexaeder-Gitter als auch unstrukturierte Tetraeder-Prismen-Gitter in Abhängigkeit von den Anforderungen verwendet. Den Düsenpropellerberechnungen (Absatz 5.4) ging eine Gitterstudie voraus. Für die Voruntersuchungen (Absatz 4) wurden keine Gitterstudien durchgeführt, sondern entweder ein sehr feines Gitter genutzt (2D Testfall) oder die Berechnungsgitter auf Grundlage jahrelanger persönlicher Berufserfahrung aufgebaut.

3.4. Vergleichende Zusammenfassung der Berechnungsverfahren

Mit auf Propellerserien beruhenden empirischen Berechnungsverfahren für bestimmte Propellerformen können deren Freifahrtkennwerte schnell und einfach bestimmt werden; dies gilt jedoch nur für Geometrien, die eine große Ähnlichkeit zu den in den Versuchsserien untersuchten Geometrien aufweisen. Für die Berechnung der Freifahrtkennwerte beliebiger Propellergeometrien können potentialtheoretische Verfahren eingesetzt werden, wobei die Genauigkeit der Ergebnisse für Düsenpropeller aufgrund des hohen Schubbelastungsgrades nicht immer zufriedenstellend ist.

Rechenverfahren für viskose Strömung sind diesen Einschränkungen nicht unterworfen und liefern zumeist zuverlässige Ergebnisse, die Aussagen über die Abhängigkeit des Strömungsverhaltens von der Reynoldszahl ermöglichen.

4. CFD-Berechnungen isolierter Reynoldszahleffekte

Die Grundlagen für die Berechnung viskoser Strömung wurden im Kapitel 3.3 beschrieben. Die Anwendung von RANS-Verfahren ermöglicht die Erfassung von Reynoldszahleffekten für ausgewählte Fälle. Zur Untersuchung dieser Effekte werden Widerstands- und Auftriebsbeiwerte eines 2D- und 3D-Profiles bei verschiedenen Reynoldszahlen/Maßstäben numerisch bestimmt und verglichen. Weiterhin erfolgt dies für Düsen mit zwei unterschiedlichen Profilformen unter Verwendung des Aktuator-Disk-Modells zur Simulation der Propellerwirkung. Das Aktuator-Disk-Modell hat den Vorteil, dass eine definierte Verteilung der propellerinduzierten Kräfte auf die Strömung innerhalb der Düse aufgebracht werden kann. Dies ermöglicht, die Reynoldszahleffekte, die auf die Düse wirken, isoliert zu bestimmen und liefert damit wichtige Ansatzpunkte für nachfolgende Arbeitsschritte.

4.1. CFD-Berechnungen von Reynoldszahl- und Maßstabseffekten am Profil

4.1.1. 2D-Berechnung

Für ein typisches Profil eines Propellers (Abbildung 39) wurden 2D-Berechnungen mit dem BSL-EARSM-Turbulenzmodell ohne und mit Intermittency-Transitionsmodell durchgeführt. Die Anzahl der Zellen in Strömungsrichtung auf dem Profil ist > 100 , um den laminar-turbulenten Strömungsumschlag genau erfassen zu können. Der Mittelwert des dimensionslosen Wandabstands der ersten Zelle beträgt $y^+ < 1$. Senkrecht zur Wand wurde ein Zell-Expansionsfaktor von 1,2 definiert. Die Anzahl von Gitterpunkten variierte in Abhängigkeit von der Reynoldszahl zwischen 170 und 220 Tausend.

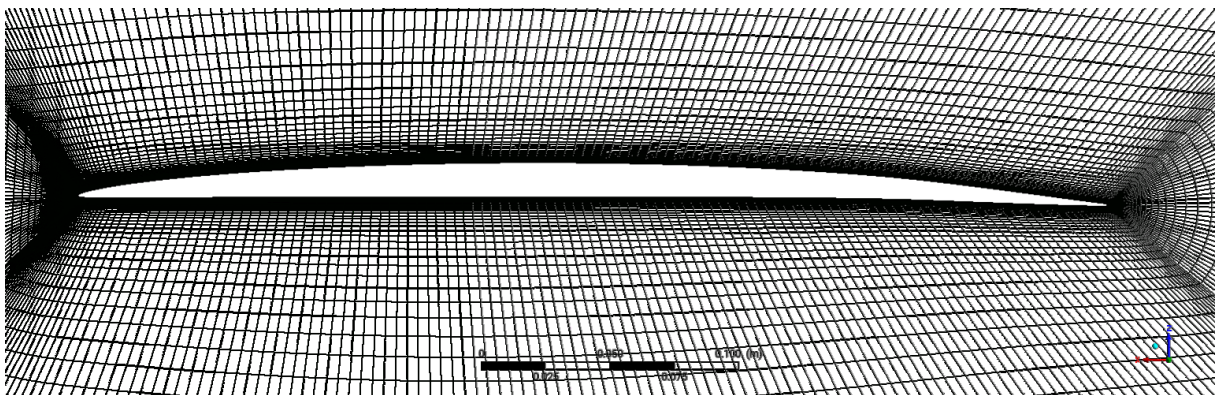


Abbildung 39: Profil NACA66Amod, $f = 2,0\%$; $t = 3,5\%$; $\alpha = 0,5^\circ$

Die Ergebnisse der Berechnungen für voll turbulente Strömung zeigen, dass eine Erhöhung der Reynoldszahl zu einer stetigen Zunahme des Auftriebs und einer Abnahme des Widerstands führt. Komplexer ist der Verlauf der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte unter Berücksichtigung des laminar turbulenten Strömungsumschlags (Abbildung 40).

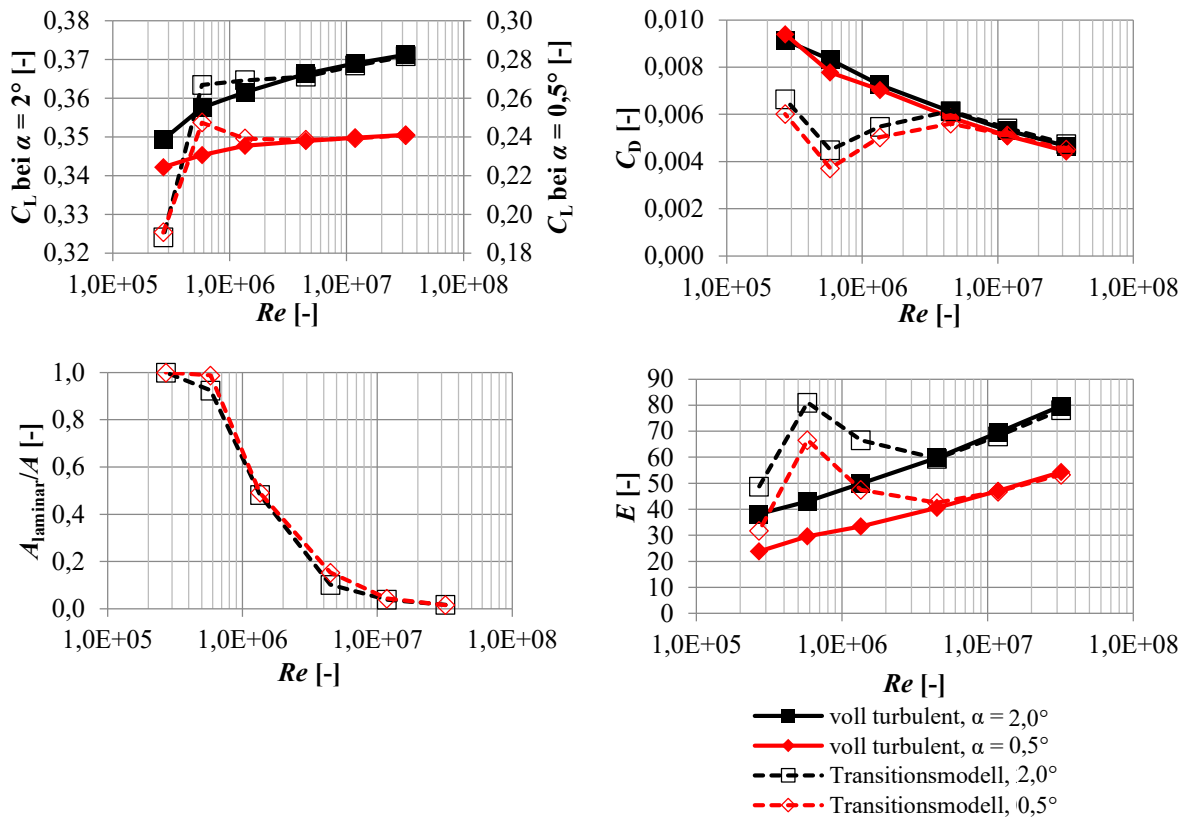


Abbildung 40: Reynoldszahleffekte auf Auftrieb und Widerstand eines 2D NACA66Amod-Profiles

$$Re = \frac{v_\infty \cdot l}{\nu}, \quad (102)$$

$$C_F = \frac{F_{fx}}{\frac{\rho}{2} \cdot v_\infty^2 \cdot A}, \quad (103)$$

$$C_L = \frac{F_z}{\frac{\rho}{2} \cdot v_\infty^2 \cdot A}, \quad (104)$$

$$E = \frac{C_L}{C_D}, \quad (105)$$

$$C_D = \frac{F_x}{\frac{\rho}{2} \cdot v_\infty^2 \cdot A}. \quad (106)$$

Wie Abbildung 41 zu entnehmen ist, sind das Strömungsfeld und damit die Reynoldszahlcharakteristik stark von der Ausdehnung der laminaren Grenzschicht und der Grenzschichtdicke abhängig. Bei $Re = 3 \cdot 10^5$ führt die laminare Grenzschicht zu einer laminaren Strömungsablösung, definiert durch Rückströmungsgebiete, im Hinterkantenbereich der Saugseite. Dies sorgt für eine signifikante Beeinflussung von Auftrieb und Widerstand. Bis $Re < 6 \cdot 10^5$ kann diese Ablösung noch vorhanden sein, aber ihr Einfluss auf Auftrieb und Widerstand nimmt ab. Bei größer werdender Reynoldszahl kommt es dann zum laminar-turbulenten Umschlag der Grenzschicht entsprechend den Ausführungen in Absatz 2.3.1.

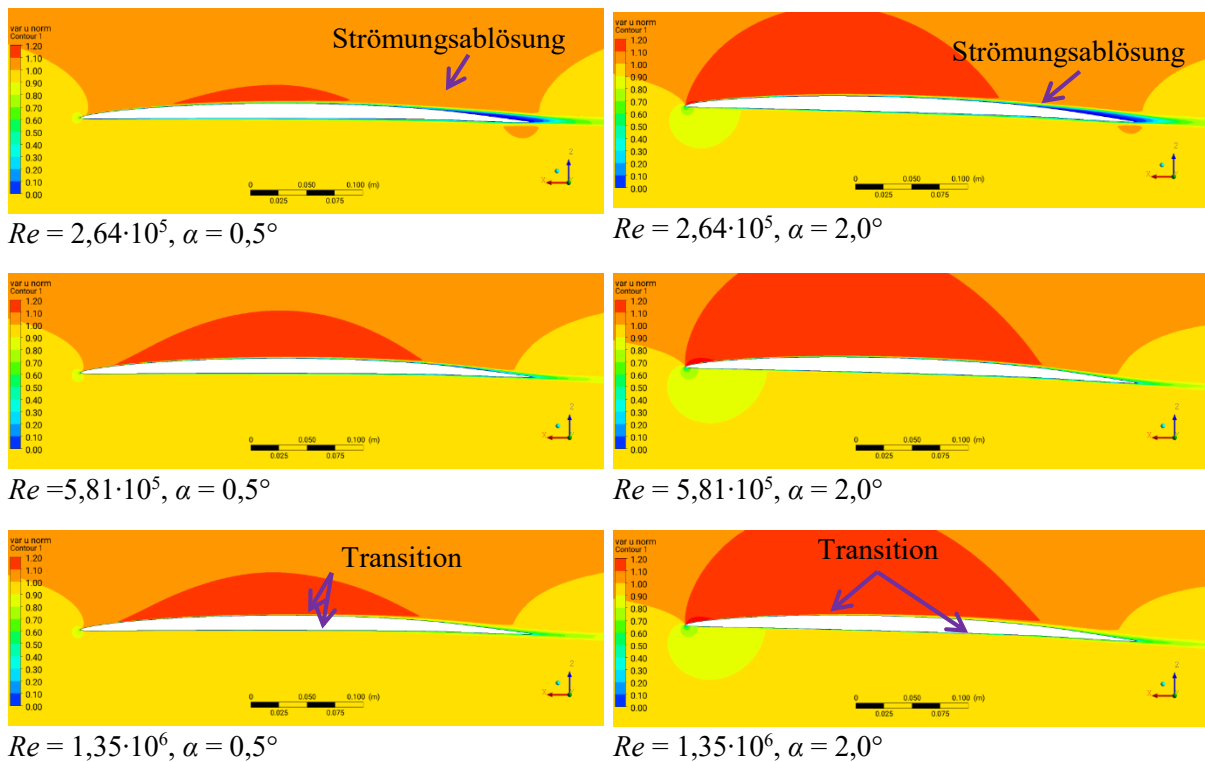


Abbildung 41: normierte Geschwindigkeitsverteilung für verschiedene Reynoldszahlen und Anstellwinkel, mit Transitionsmodell

Das höchste Verhältnis von Auftrieb zu Widerstand wird bei einem Zustand maximierter laminarer Grenzschichtausdehnung ohne signifikante Strömungsablösung erreicht. Für die untersuchte Geometrie liegt diese Bedingung je nach Anstellwinkel um $Re \approx 6 \cdot 10^5$. Bei $Re > 8 \cdot 10^5$ beginnt die Grenzschicht turbulenter zu werden, und der Wirkungsgrad des Tragflügels nimmt im Vergleich zum vorherigen Zustand ab, steigt mit einer weiteren Erhöhung der Reynoldszahl jedoch wieder. Der Einfluss des Druckgradienten auf die Länge der laminaren Grenzschicht ist zwar vorhanden, über einen weiten Reynoldszahlbereich betrachtet jedoch gering, sodass der Anteil der laminaren Lauflänge mit der bekannten Plattenreibung abgeschätzt werden kann (Abbildung 42). Der Verlauf im Bereich der Transition entspricht in etwa dem der Prandtl-Schlichting-Transitions Kurve. Ein verbesserte Abbildung des Verlaufs kann durch eine Modifizierung der in [27] entwickelten Reibungskurve auf Grundlage der hier erzielten Ergebnisse erreicht werden. Die entwickelte Reibungskurve „SVA angepasst“ wird nachfolgend und in Abbildung 42 dargestellt.

Definition der Reibungskurve „SVA angepasst“ für Profile

$$C_{f \text{ SVA angepasst}} = Re^{-\frac{1}{2,1}} \quad ; Re < 5 \cdot 10^5, \quad (107)$$

$$C_{f \text{ SVA angepasst}} = 0,0019 \quad ; 5 \cdot 10^5 \leq Re \leq 6,5 \cdot 10^5, \quad (108)$$

$$C_{f \text{ SVA angepasst}} = \frac{4,5}{[\ln(Re)]^{2,62}} - \frac{2000}{Re} \quad ; 6,5 \cdot 10^5 < Re. \quad (109)$$

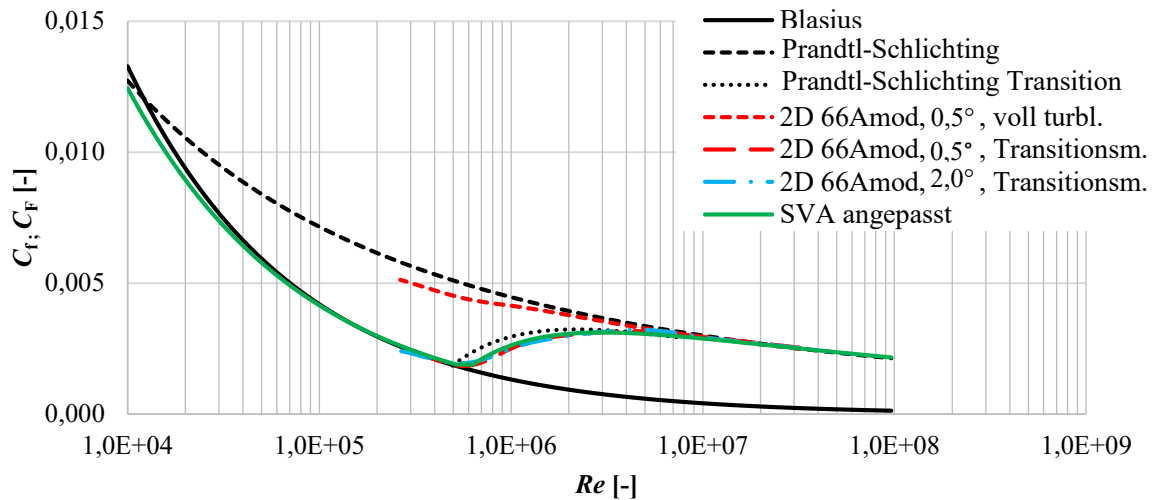


Abbildung 42: Vergleich Plattenreibung und 2D-Profil-Reibung eines NACA66Amod-Profiles

Werden die Profilbeiwerte auf $Re = 1 \cdot 10^6$ normiert, zeigt sich, dass der Profilwiderstand bei kleinen Anstellwinkeln mit dem Reibungswiderstand korreliert und die angepasste SVA-Reibungskurve für Reynoldszahlen oberhalb von $Re > 1 \cdot 10^6$ gut wiedergegeben werden kann. Bei kleineren Reynoldszahlen gibt es eine starke Abhängigkeit von der sich ausbildenden Ablösung. Eine Abhängigkeit des Auftriebs- bzw. Druckbeiwertes vom Reibungsbeiwert der Profile kann für Reynoldszahlen über $Re > 1 \cdot 10^6$ über eine entsprechende Korrelation mit

$$\frac{C_L}{C_{L Re=1 \cdot 10^6}} \sim \frac{1}{(c_{f SVA \text{ angepasst}} / c_{f SVA \text{ angepasst } Re=1 \cdot 10^6})^{0,07}} \quad (110)$$

gebildet werden (Abbildung 43). Es ist jedoch zu beachten, dass diese Abhängigkeit für andere Profile (Dicke, Wölbung, ...) leicht anders ausgeprägt sein kann, wodurch eine verallgemeinernde Aussage für Propeller schwierig ist.

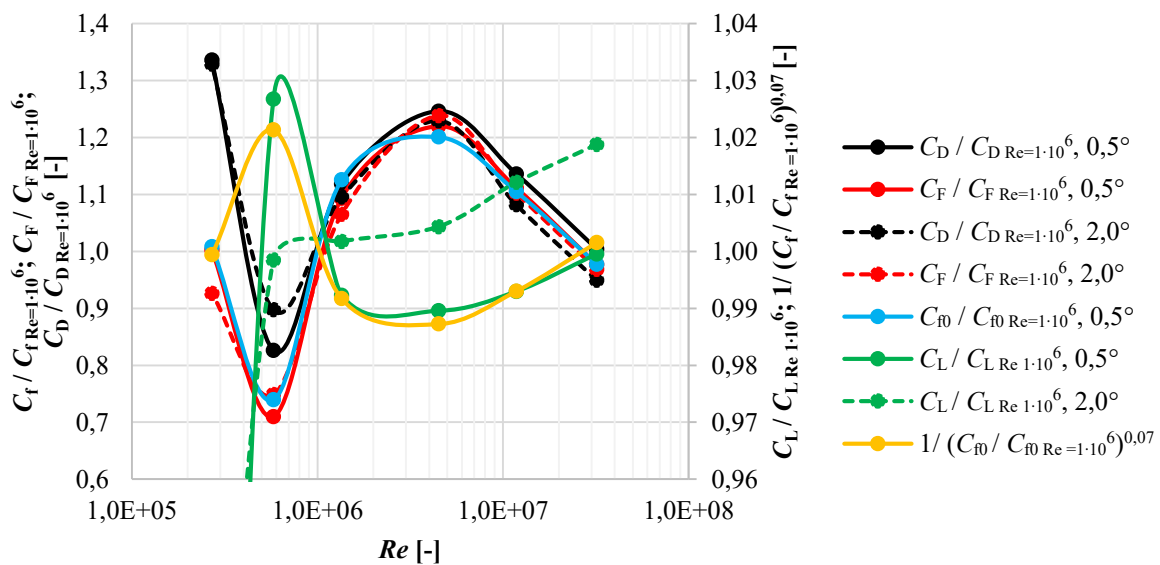


Abbildung 43: auf $Re = 1 \cdot 10^6$ normierte Profilbeiwerte

4.1.2. 3D-Berechnung

Die hydrodynamischen Eigenschaften von Propellern, wie die jeder Tragfläche, sind druckdominiert. Darüber hinaus induziert die Propellerrotation Zentrifugal- und Corioliskräfte in die Strömung, die einen geringen zusätzlichen Einfluss auf das Strömungsverhalten und den laminar-turbulenten Umschlag der Grenzschicht haben.

Die Berechnungen des rotierenden 3D-Falls wurden mit dem schon oben genutzten NACA 66Amod-Profil einer neutralen, reibungsfreien Düse durchgeführt. Die Düse erzeugt eine axiale Anströmung im Spitzenbereich, die Begrenzung des Spitzenwirbels und die Unterdrückung der Propellerstrahlkontraktion ohne eigenen Reynoldszahleffekt. Die Drehzahl und Anströmgeschwindigkeit des 3D-Profiles wurde so gewählt, dass der gewünschte typische effektive Profil-Anstellwinkel von $\alpha \approx 1^\circ$ erreicht wird. Für die Berechnung des Reynoldszahleinflusses im 3D-Fall wurden vorab Untersuchungen zum Turbulenzmodell durchgeführt. Ziel war es, ein Turbulenzmodell zu verwenden, welches einen Strömungsumschlag und einen Spitzenwirbel mit hinreichender Genauigkeit berechnen kann. Es zeigte sich, dass das BSL-EARSM-Turbulenzmodell (Absatz 3.3.1) hierfür am geeignetsten ist (Abbildung 44), da mit diesem Turbulenzmodell die Länge des Spitzenwirbels maximiert wird und gleichzeitig plausible Strömungsverhältnisse und Kräfte berechnet werden (vgl. Absatz 5.4.3).

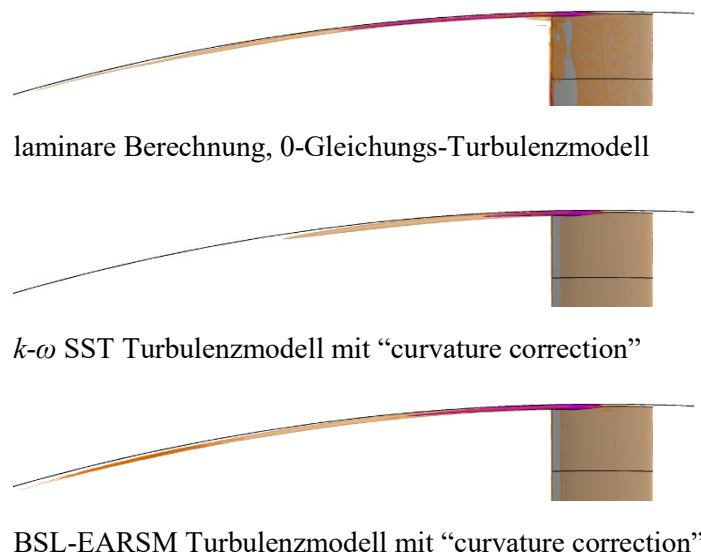


Abbildung 44: Wirbel- und Druckzonen, 3D-Profil in einer neutralen Düse,
(orange: Vorticity $\lambda \approx 1850$ 1/s, violett: Druck $C_p = -0,25$)

Die Berechnungen wurden ohne und mit Intermittency-Transitionsmodell durchgeführt. Die Anzahl der Zellen in Strömungsrichtung auf dem Profil ist $n > 100$, um den laminar-turbulenten Strömungsumschlag genau erfassen zu können. In radialer Richtung sind die Gitter in den für die Auswertung relevanten Bereichen stark verfeinert (Abbildung 45). Der Mittelwert des dimensionslosen Wandabstandes der ersten Zelle beträgt $y^+ < 1$. Senkrecht zur Wand wurde ein Expansionsfaktor von 1,2 gesetzt. Die Anzahl von Gitterpunkten variierte in Abhängigkeit von der Reynoldszahl zwischen 28,5 und 29,5 Mio Gitterpunkten.

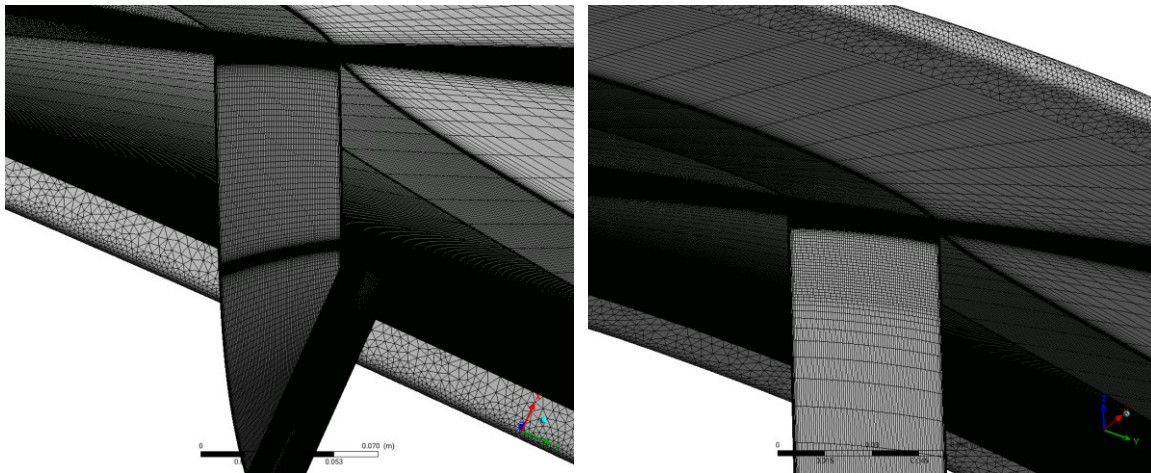


Abbildung 45: Berechnungsgitter, rotierendes Profil in Düse

Der Schubbeiwert in x -Richtung und der Drehmomentenbeiwert um die x -Achse werden an zwei radialen Zonen, an der Spitze ($0,97 \leq r/R \leq 1,0$) und im Mittelteil ($0,49 \leq r/R \leq 0,51$), unter Verwendung der lokalen Reynoldszahl ausgewertet.

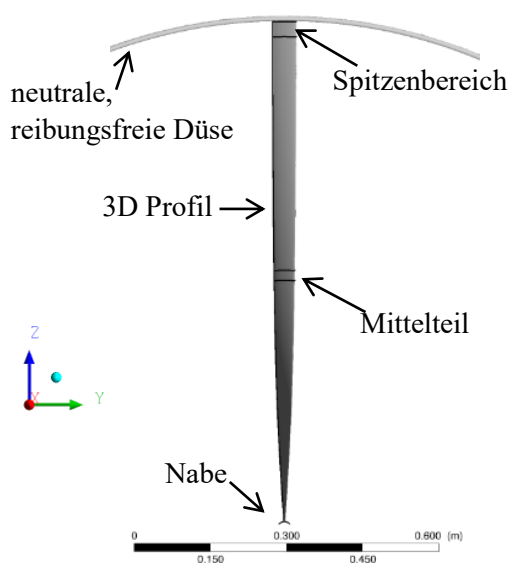


Abbildung 46: Geometrie 3D Profil in neutraler Düse

$$v_{\text{lok}} = \sqrt{v_{\infty}^2 + (\pi \cdot r \cdot n)^2} , \quad (111)$$

$$C_{Fx} = \frac{F_x}{\frac{\rho}{2} \cdot v_{\text{lok}}^2 \cdot A} \cdot 10^3 , \quad (112)$$

$$C_{Mx} = \frac{M_x}{\frac{\rho}{2} \cdot v_{\text{lok}}^2 \cdot A \cdot r} \cdot 10^3 , \quad (113)$$

$$Re = \frac{v_{\text{lok}} \cdot c}{\vartheta} . \quad (114)$$

Die Berechnungsergebnisse zeigen, dass bei der Betrachtung des Reynoldszahleffekts auf die Propellereigenschaften die reynoldszahlabhängige Druckkraft nicht vernachlässigt werden darf und diesen teilweise dominiert (Abbildung 47). Bei den Berechnungen mit voll turbulenter Strömung erhöht sich der Schubbeiwert mit steigender Reynoldszahl (vgl. Absatz 2.3.2). Der Drehmomentkoeffizient im Mittelteil ist durch die Überlagerung sich ändernder Druck- und Reibungskräfte nahezu unabhängig von der Reynoldszahl. Im Spitzenbereich nimmt der Drehmomentkoeffizient aufgrund der steigungsabhängigen Ausrichtung der Fläche in überwiegend tangentialer Richtung leicht ab, da der Anstieg der Druckkräfte zum größten Teil in axialer Richtung wirkt.

Bei den Berechnungen mit Transitionsmodell erreichen Schub- und Drehmomentenbeiwerte ihre Maximal- und Minimalwerte um $Re \approx 6 \cdot 10^5$ (Abbildung 48). Unterhalb dieser Reynoldszahl führt ein Strömungsabriss an der Hinterkante der Saugseite zu Druckverlusten. Oberhalb dieser Reynoldszahl erzeugt die teilweise oder überwiegend turbulente Grenzschicht eine, im Vergleich mit der laminaren Grenzschicht, verringerte Druckkraft auf das Profil (vgl. Absatz 4.1.1), welche mit weiter steigender Reynoldszahl dann wieder leicht zunimmt.

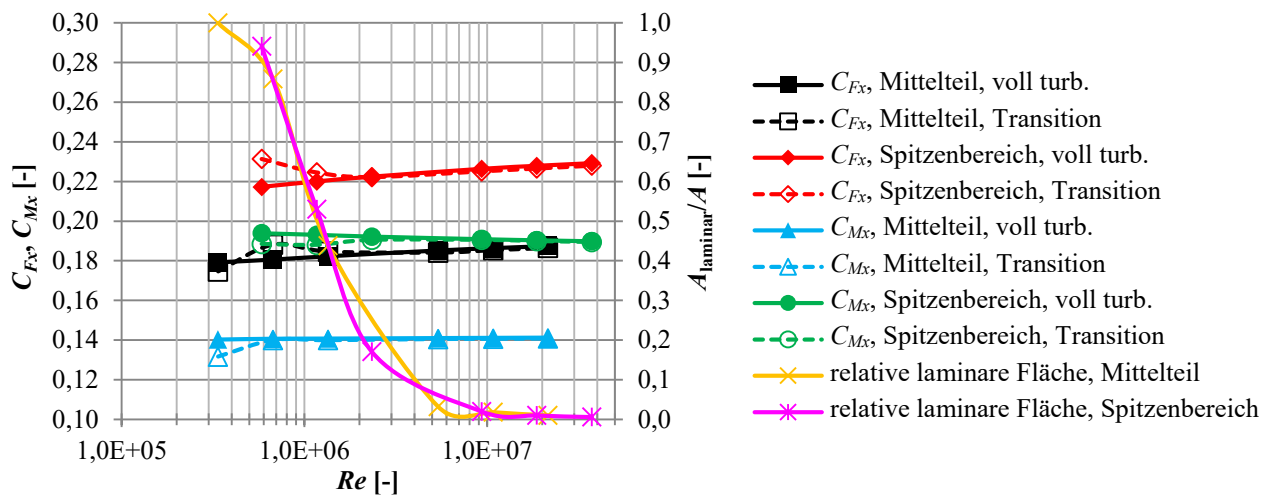


Abbildung 47: Einfluss der Reynoldszahl auf Schub- und Drehmomentenbeiwert im 3D-Testfall

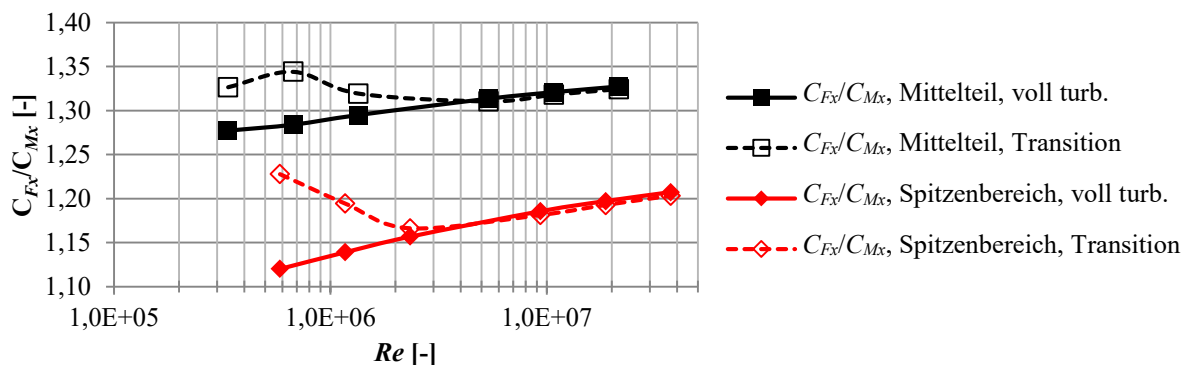


Abbildung 48: Einfluss der Reynoldszahl auf das Schub-/Moment-Verhältnis im 3D-Testfall

4.1.3. Vergleich von 2D- und 3D-Testfall

Die Ergebnisse beider Testfälle zeigen ein ähnliches reynoldszahlabhängiges Verhalten und bestätigen den erheblichen Einfluss der Grenzschichtausbildung auf den Reynoldszahleffekt. Für den 3D-Fall ist jedoch der starke Reibungseinfluss, der im 2D-Testfall bestimmt werden konnte, im Vergleich zum druckdominierten Effekt, der im 3D-Testfall zu beobachten ist, teilweise vernachlässigbar. Abbildung 49 zeigt das Verhältnis der laminaren Strömungsfläche zur gesamten benetzten Fläche in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für verschiedene Anstellwinkel des 2D-Tragflügels und zwei Positionen des 3D-Profiles. Das maximale Verhältnis von Auftrieb zu Widerstand bzw. Schub zu Drehmoment wird für beide Fälle bei Re um $6 \cdot 10^5$ erreicht, was dem Strömungsübergangsverhalten der Grenzschicht entspricht. Dies führt zu der Annahme, dass ein moderner hydraulisch glatter Modellpropeller, der bei $Re \approx 6 \cdot 10^5$ getestet wurde, keine deutliche Wirkungsgrenz Zunahme in der Großausführung erwarten lässt.

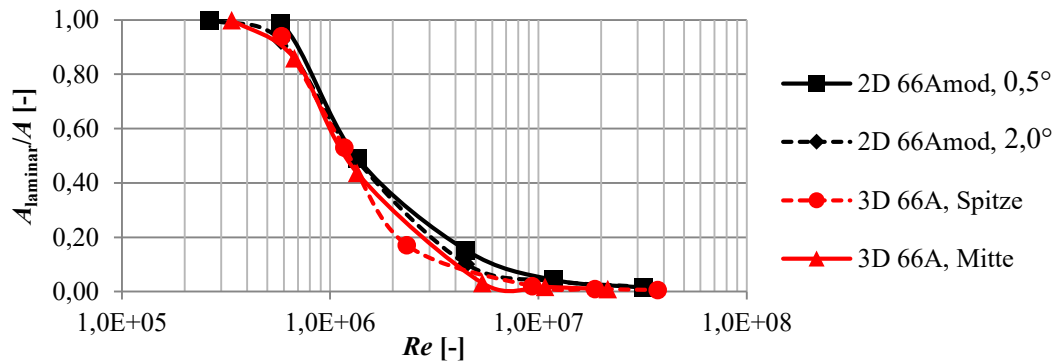


Abbildung 49: relative laminare Lauflänge im 2D- und 3D-Testfall

4.2. CFD-Berechnungen von Reynoldszahl- und Maßstabeffekten für Propellerdüsen

4.2.1. Allgemeines

Um den Einfluss der Reynoldszahl auf die hydrodynamische Leistung von Propellerdüsen zu untersuchen, wurden Berechnungen für die Wageningen 19A- und die SVA HE 1-Düse mit dem Aktuator-Disk-Modell durchgeführt (Abbildung 50). Das Aktuator-Disk-Modell wurde verwendet, um nach Froude umgerechnete, konstante induzierte Kräfte als Propellerersatz in verschiedenen Maßstäben zu erzeugen. Die Schubkraft und das Drehmoment wurden entsprechend einem berechneten Düsenpropeller ($P_{0,7}/D = 1,2$; $A_E/A_0 = 0,625$; Wag. 19A-Düse) induziert. Die Kraft- und Momentenverteilungen waren in radialer und tangentialer Richtung aus Gründen der numerischen Stabilität konstant. Indem die RANS-Simulationen mit und ohne Spalt durchgeführt wurden, wurde der Einfluss des Spalts zwischen der Innenwand der Düse und dem Außendurchmesser des Aktuators untersucht. Zur Unterstützung der Vergleichbarkeit der ausgewerteten Ergebnisse wurde eine für die Düse schubunabhängige Referenzgeschwindigkeit

$$v_D = P_{0,7}/D \cdot n \cdot D \quad (115)$$

basierend auf dem $P_{0,7}/D$ -Verhältnis des Propellers berechnet. Mit dieser Geschwindigkeit wurden ein eine spezifische Reynoldszahl und ein spezifischer Reibungskoeffizient bestimmt:

$$Re_D = \frac{v_D \cdot L_D}{\vartheta} \quad (116)$$

$$C_{FD} = \frac{F_F}{\frac{\rho}{2} \cdot v_D^2 \cdot A} \quad (117)$$

Um den Reibungskoeffizienten unabhängig vom Betriebspunkt interpretieren zu können, müssen einige Aspekte berücksichtigt werden. Während die Strömungsgeschwindigkeit auf der Düsenaußenseite mit zunehmender Fortschrittsziffer J deutlich ansteigt, nimmt die Strömungsgeschwindigkeit auf der Düseninnenseite relativ dazu nur geringfügig zu. Die höhere Strömungsgeschwindigkeit innerhalb und außerhalb der Düse führt zu erhöhten Reibungskräften bei gleichbleibender Referenzgeschwindigkeit.

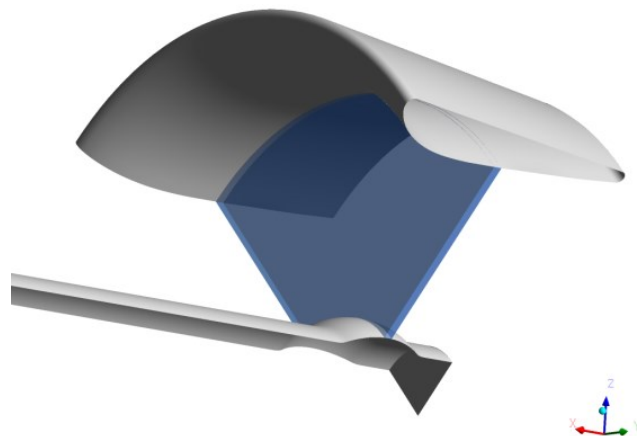


Abbildung 50: Wag. 19A-Segment mit Aktuator

4.2.2. Berechnungsergebnisse Wag. 19A-Düse

Die Ergebnisse der Berechnungen für voll turbulente Strömung zeigen für die Wag. 19A-Düse eine Reynoldszahlabhängigkeit ähnlich der des 2D- und 3D-Profiles in Absatz 4.1. Die Erhöhung der Reynoldszahl führt zu einem abnehmenden Reibungsbeiwert und einem zunehmenden Düsen Schubbeiwert (Abbildung 51).

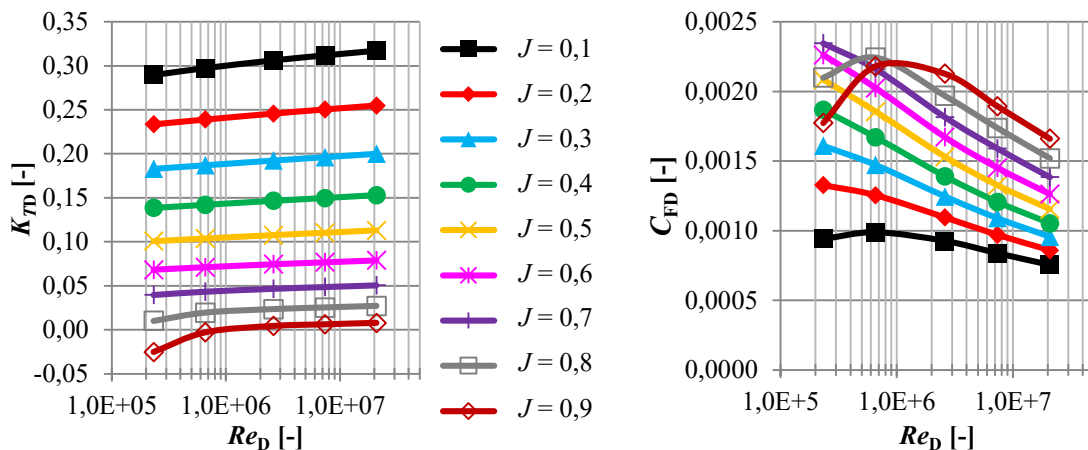


Abbildung 51: Reynoldszahleffekt, vollturbulent, Wag. 19A, Aktuator, ohne Spalt

Unter Berücksichtigung des laminar-turbulenten Strömungsumschlags zeigen die berechneten Reibungskoeffizienten der Düse ohne Spalt zwischen Aktuator und Düse keine einheitlichen Tendenzen (Abbildung 52). Grund hierfür ist die Strömungsablösung, die in Abhängigkeit von der Fortschrittsziffer und der Reynoldszahl direkt im Bereich der Vorderkante sowie an der Innenseite der Düse im mittleren Bereich zwischen Eintrittskante und Propellerebene und zusätzlich im Diffusorbereich stattfindet. Auch an der Außenfläche kommt es bei mittleren und hohen Fortschrittsziffern zur Strömungsablösung. Die Düsenkräfte werden so vor allem bei kleineren Fortschrittsziffern von den Druckkräften dominiert, sodass die Reibung hier nur geringfügig zur Gesamtkraft und somit zu den Reynoldszahleffekten beiträgt.

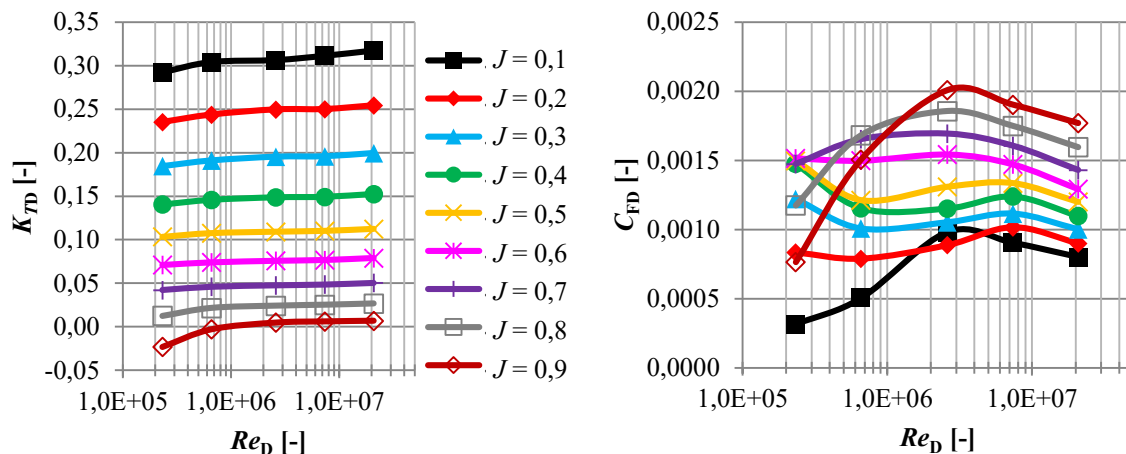


Abbildung 52: Reynoldszahleffekt, Transitionsmodell, Wag. 19A, Aktuator, ohne Spalt

Die Einführung eines Spalts von $s = 0,005 \cdot D$ zwischen der Innenwand der Düse und der Aktuator-Disk führt zu anderen Reynoldszahleffekten. Generell werden die Düsenkräfte durch Einführung des Spalts reduziert. Durch die Wechselwirkung der Düsenrenzschicht mit der Spaltströmung erzeugt die Aktuator-Disk im Spaltbereich einen reynoldszahlabhängigen Wirbel und folgend eine vollturbulente Strömung. Hierdurch wird eine Ablösung im Diffusor vermieden. Die Stärke des Wirbels wird erheblich von der Dicke der Grenzschicht beeinflusst. Mit steigender Grenzschichtdicke erhöht sich die Wirbelstärke. Eine hohe Wirbelstärke im Spaltbereich führt im Düsenbereich zu einer stärker gestörten Strömung hinter dem Aktuator und dadurch zu einer Reduzierung des Düsenstubs in Kombination mit reduzierten Reibungskräften (Abbildung 53).

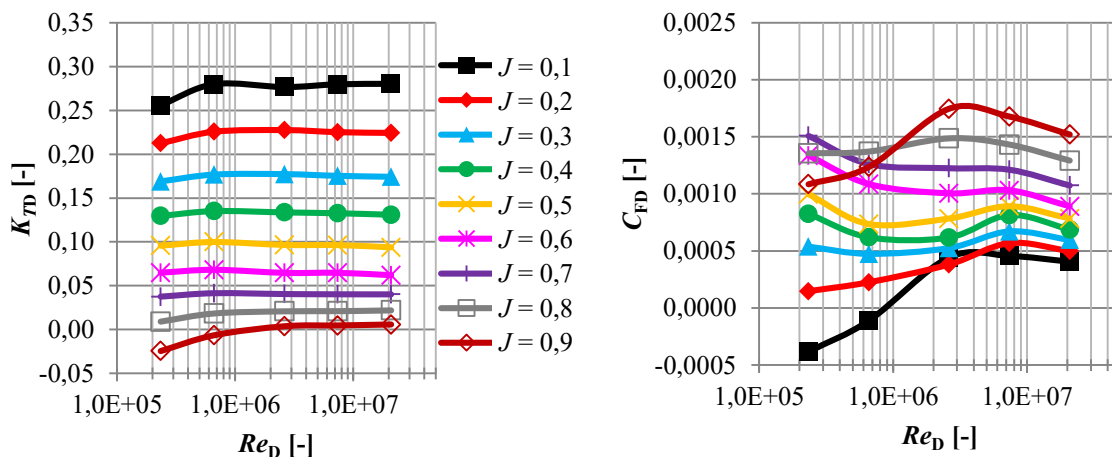


Abbildung 53: Reynoldszahleffekt, Transitionsmodell, Wag. 19A, Aktuator, mit Spalt

Bei $Re < 4 \cdot 10^5$ zeigt sich eine laminare Ablösung im Bereich des Düseneinlaufs. In der Folge vergrößert sich der Spaltwirbel und reduziert so die Diffusorwirkung und damit den Düsenstubs. Mit steigender Reynoldszahl ($4 \cdot 10^5 < Re < 1 \cdot 10^6$) lässt die laminare Strömung ab, und eine laminare Grenzschicht dominiert. Eine minimale Dicke der Grenzschicht führt zu einer reduzierten Spaltwirbelstärke und damit zu einem maximierten Düsenstubs. Bei $Re \geq 2 \cdot 10^6$ wird die Grenzschicht

turbulent. Daher nimmt ihre Dicke gegenüber der laminaren Grenzschicht zu, wodurch es wieder zu einem verstärkten Spitzenwirbel und reduzierter Diffusorwirkung kommt (Abbildung 54).

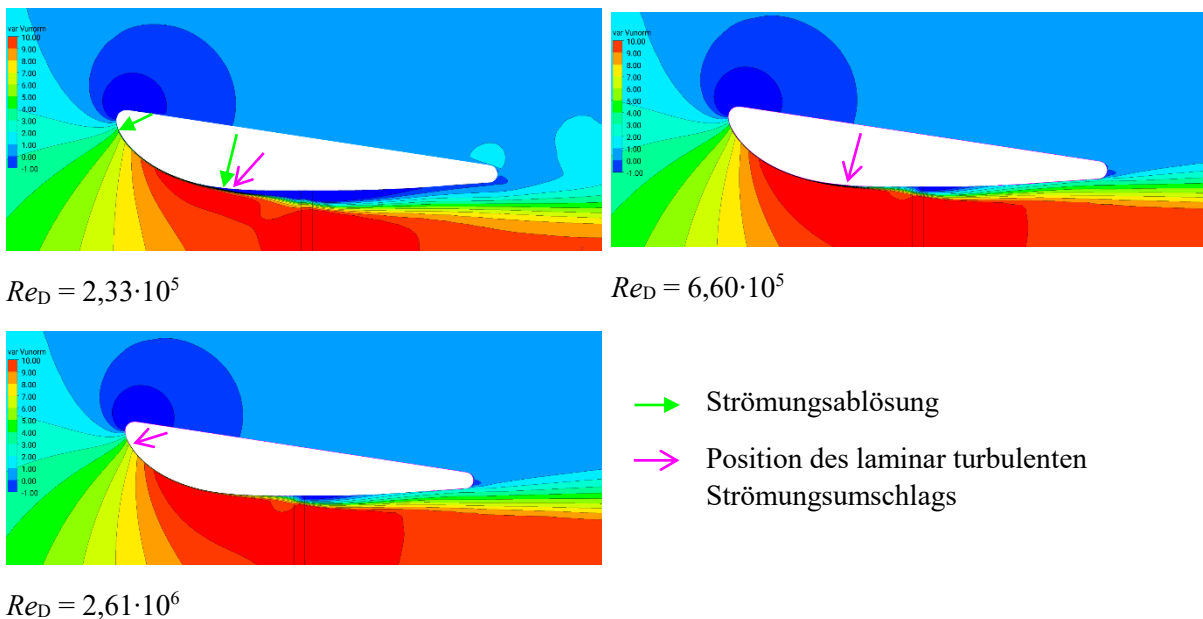


Abbildung 54: Normierte Strömungsgeschwindigkeit um eine Wag. 19A-Düse, Aktuator-Disk mit Spalt, $J = 0,1$

4.2.3. Berechnungsergebnisse SVA HE 1-Düse

Entwicklung einer zweiten Düsenform

Es wurde eine zweite Düsenform die „High Efficiency“-Düse „SVA HE 1“ (Abbildung 55), unter Berücksichtigung folgender Randbedingungen entwickelt:

- gleiche Abmessungen wie die Wag. 19A-Düse
- Gesamtschub unter Pfahlzugbedingungen gleich oder größer als mit Wag. 19A-Düse
- Propellerdrehmoment unter Pfahlzugbedingungen gleich oder geringer als mit Wag. 19A-Düse
- Gesamtwirkungsgrad bei Marschfahrtbedingung höher als mit Wag. 19A-Düse

Die unter diesen Randbedingungen mittels des CAE-Programms CAESES und einer CFD-basierten Optimierung entwickelte Düse weist im Vergleich zur Wag. 19A-Düse einen deutlich größeren Nasenradius auf. So werden Ablösungen sowohl im Stand als auch bei hohen Fortschrittsziffern vermieden. Ein leicht vergrößerter Öffnungswinkel am Diffusor erhöht die Effizienz.



Abbildung 55: Vergleich Wag. 19A-Düse und SVA HE 1-Düse

Für den bei der Optimierung genutzten Propeller ($P_{0,7}/D = 1,2$; $A_E/A_0 = 0,65$, leicht spitzentlastet) liefert das Düsenpropellersystem mit SVA HE 1-Düse im Stand im Vergleich zum Propeller mit Wag. 19A-Düse einen ähnlichen Schub bei geringerem Drehmoment. Der Wirkungsgrad mit SVA HE 1-Düse ist über den gesamten Einsatzbereich geringfügig größer (Abbildung 56).

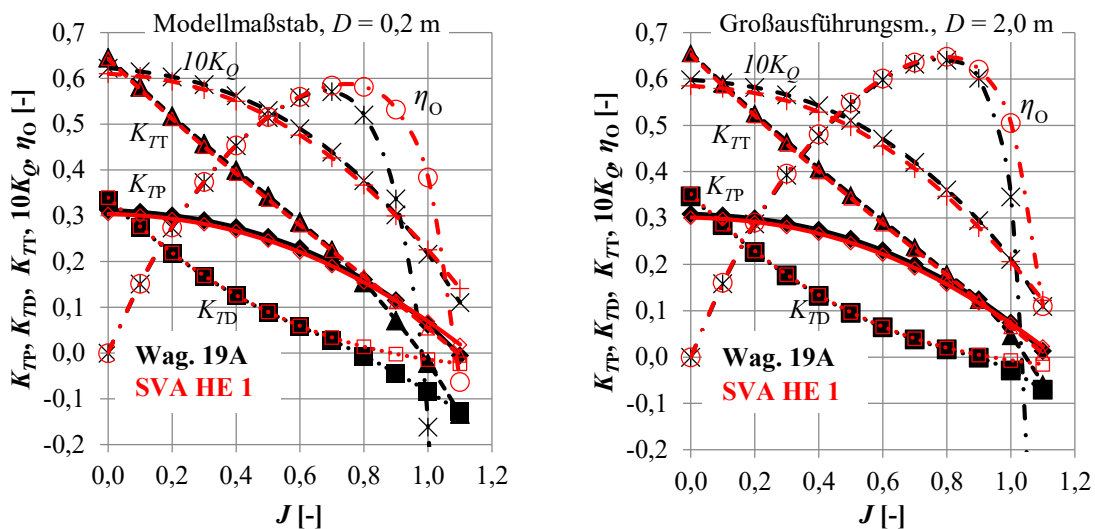


Abbildung 56: Berechnete Freifahrtkennwerte im Modell- und Großausführungsmaßstab

Die numerischen Berechnungen der viskosen Umströmung für die SVA HE 1-Düse erfolgten analog zu jenen für die Wag. 19A-Düse. Es traten im Wesentlichen ähnliche Effekte auf, wobei der Effekt des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags bei mittleren Fortschrittsziffern einen etwas größeren Einfluss aufweist (Abbildung 57, vgl. Abbildung 53).

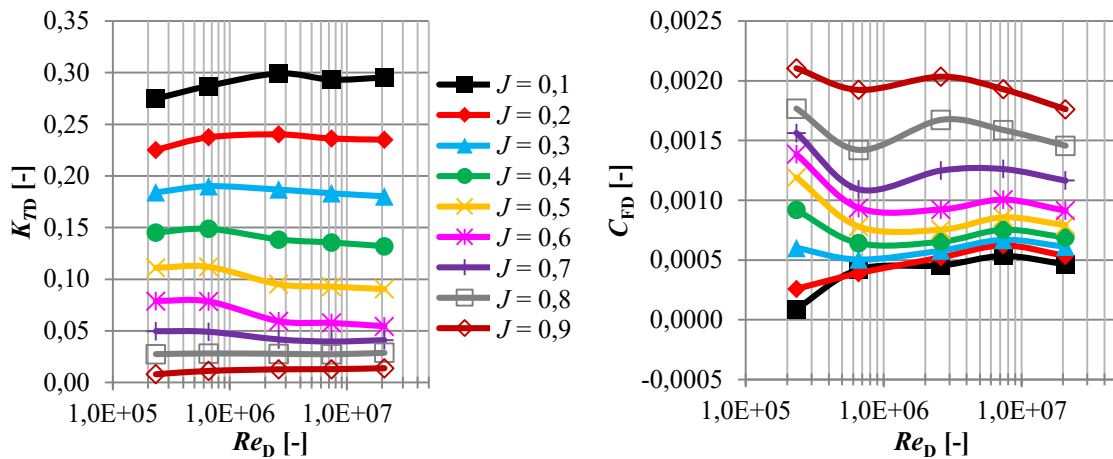


Abbildung 57: Reynoldszahleffekt, Transitionsmodell, SVA HE 1, Aktuator, mit Spalt

Bei $Re < 4 \cdot 10^5$ zeigt sich bei kleinen Fortschrittsziffern eine laminare Ablösung im Bereich des Düseninlaufs. In der Folge vergrößern sich die Grenzschichtdicke und der Spaltwirbel und reduzieren so die Diffusorwirkung und damit den Düsenschub. Mit steigender Reynoldszahl ($4 \cdot 10^5 < Re < 1 \cdot 10^6$) lässt die laminare Strömungsbilung nach, und eine laminare Grenzschicht dominiert. Eine minimale Dicke der Grenzschicht führt zu einer reduzierten Spaltwirbelstärke und damit zu einem maximierten Düsenschub. Bei $Re \geq 2 \cdot 10^6$ wird die Grenzschicht überwiegend turbulent. Daher nimmt ihre Dicke gegenüber der laminaren Grenzschicht zu, wodurch es wieder zu einem verstärkten Spitzenwirbel und reduzierter Diffusorwirkung kommt (Abbildung 58).

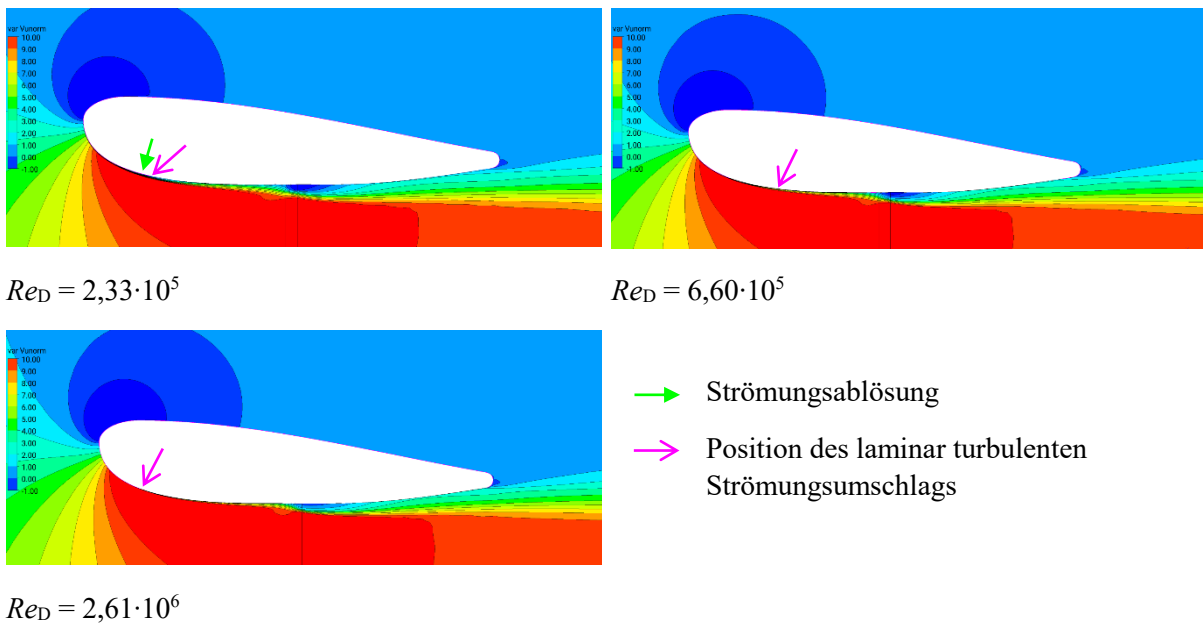


Abbildung 58: normierte Strömungsgeschwindigkeit um eine SVA HE 1-Düse, Aktuator-Disk mit Spalt, $J = 0,1$

4.3. Zusammenfassung der CFD-Berechnungen isolierter Reynoldszahleffekte

Die Berechnungen am 2D- und 3D-Profil zeigen, dass die Reynoldszahleffekte in diesen Fällen von der Grenzschichtausbildung (laminar-turbulent) dominiert werden, wobei es bei kleinen Reynoldszahlen

zusätzlich zur Strömungsablösung im Bereich der Hinterkante kommt. Die Eigenschaften der Grenzschicht haben somit einen wesentlichen Einfluss auf den sich über einen weiten Bereich ausbildenden Reynoldszahleffekt. Ebenso zeigt sich ein mit der Grenzschichtausbildung korrelierender Einfluss auf den Druck bzw. Druckgradienten. Eine Zunahme der Grenzschichtdicke führt zu einem verminderten Druckgradienten bei gleichzeitig steigendem Widerstand des Profils. Infolgedessen nimmt die Gleitzahl eines Profils von der typischen Reynoldszahl des Modells zur Reynoldszahl der Großausführung nicht zwangsläufig zu. Die Berechnungen zeigen, dass die größte Effizienz des untersuchten Profils bei minimaler Reibung bzw. geringster Grenzschichtdicke bzw. bei maximaler laminarer Laufstrecke ohne Ablösung im Reynoldszahlbereich um $Re \approx 6 \cdot 10^5$ erreicht wird.

Auch im Fall der Düsenumströmung führt eine minimale Dicke der Grenzschicht zu den größten Druckgradienten und zu einer reduzierten Spaltwirbelstärke und damit zu einem maximierten Düsen Schub. Bei $Re \geq 2 \cdot 10^6$ wird die Grenzschicht für die betrachteten Beschleunigungsdüsen überwiegend turbulent. Daher nimmt ihre Dicke ab dieser Re gegenüber der laminaren Grenzschicht erst einmal zu, wodurch es zu einem verstärkten Spaltwirbel und reduzierter Diffusorwirkung kommt. Erst bei sehr großen Reynoldszahlen entwickelt sich eine vollturbulente Grenzschicht mit dann zunehmend geringerer Grenzschichtdicke. Bei typischen Reynoldszahlen in den Modellversuchen wird der Reynoldszahleinfluss vor allem von (laminarer) Ablösung und der daraus folgenden aufgedickten Grenzschicht mit nachfolgend verstärkter Ausbildung des Spaltwirbels dominiert. Des Weiteren bestehen Abhängigkeiten des Spitzenwirbels beim Propeller von der Spitzenbelastung, der Sehnenlänge an der Blattspitze und ggf. von der Reynoldszahl selbst sowie von sich einstellender Kavitation. Außerdem sind das Spaltmaß und die Grenzschichtdicke bei der Großausführung stark von der Bauweise und Oberflächengüte der Düse abhängig.

5. Experimentelle und numerische Untersuchungen von Düsenpropellersystemen

Um die Reynoldszahleffekte für Düsenpropeller ermitteln zu können, wird nachfolgend der Aufbau eines parametrischen Modells zur Erzeugung von definierten Propellergeometrien beschrieben, die für die Serienberechnungen mit dem Verfahren ANSYS CFX verwendet werden. Mit dem Parametermodell wurden vier systematisch unterschiedliche Propellergeometrien erstellt und für die experimentellen Untersuchungen in zwei unterschiedlichen Größen mit jeweils zwei verschiedenen dazugehörigen Düsen als Modelle gebaut. Für eine verbesserte Versuchsdurchführung und höhere Qualität der Messungen wurde ein neuer Versuchsaufbau entwickelt. Die damit durchgeführten umfangreichen Freifahrtmodellversuche in der Schlepprinne werden beschrieben. Zusätzlich erfolgten Versuchsserien zur Untersuchung des Reynoldszahleinflusses im Kavitationstunnel der SVA. Auf die Herausforderung bei der Auswertung der Kavitationsversuche wird eingegangen. Die durch die Modellversuche erzeugten Daten bilden die Grundlage für die Validierung der CFD-Berechnungen. Hierbei wurde durch den Vergleich mit Farbanstrichversuchen besonderes Augenmerk auf die Grenzschichtausbildung (laminar-turbulent) und das Erreichen der notwendigen Sensitivität der CFD-Berechnungen bei der Erfassung der Einflüsse durch die Variation der Reynoldszahl und der Propellergeometrie gelegt. Auf dieser Basis wurden CFD-Serienberechnungen mit geometrisch unterschiedlichen Propellern in Verbindung mit der Wag. 19A-Düse realisiert. Diese bei jeweils 5 verschiedenen Reynoldszahlen durchgeführten Berechnungen bilden neben den Modellversuchen die Grundlage für das entwickelte Reynoldszahlkorrekturverfahren für Düsenpropeller.

5.1. Aufbau des Propellermodells

Für die Erzeugung einer systematischen Propellerserie wurde ein parametrisches Propellermodell mit dem Programm CAESES auf Grundlage der Anforderungen entwickelt. Durch die Verwendung von CAESES wird das optimale Zusammenspiel zwischen automatisierter Geometrieerstellung und teilautomatisierter Gittererstellung, CFD-Berechnung und Datenauswertung ermöglicht. Die Erzeugung der Propellerblätter basiert auf „Meta Surface“-Flächen. Eine Meta Surface-Fläche entsteht durch eine Basiskurve (hier das 2D-Profil), deren Parameter über eine „Curve Engine“ über einen definierten Laufparameter (hier den Radius) eindeutig beschrieben sind. So werden dem Profil für jeden Radius bestimmte Eigenschaften (Dicke, Wölbung, Sehnenlänge, Skew, usw.) zugeordnet. Die Zuordnung geschieht üblicherweise über Kurven, die jeweils einen Parameter in Abhängigkeit vom Radius repräsentieren. Durch das Aufziehen des veränderlichen Profils in die dritte Dimension kann die so entstandene Fläche an jedem Punkt eindeutig definiert werden.

5.1.1. Propellerprofildefinition

Für die genutzten Propeller wurden innerhalb eines Blattes zwei verschiedene Profildefinitionen verwendet. An der Nabe ($r_{\text{Nabe}}/R = 0,28$) wird ein NACA 4-digit-Profil definiert. Durch den größeren Nasenradius und die geringe Dickenrücklage wird die Kavitations- und Ablösegefahr in diesem Bereich verringert. Ab dem Radius $r/R > 0,5$ wird ein Profil auf Basis der NACA 66A-Serie (66Amod) verwendet. Im Zwischenbereich geht das NACA 4-digit-Profil linear in das NACA 66Amod-Profil über. Zur Gewährleistung einer hohen Fertigungsqualität im Modellmaßstab und für eine verbesserte Qualität der numerischen Berechnungsgitter wird die Austrittskante beidseitig zu gleichen Teilen aufgedickt, Abbildung 59 (ca. 2,5% Austrittskantendicke bezogen auf die Länge bei $r/R = 0,3$; ca. 0,4% Austrittskantendicke bezogen auf die Länge bei $r/R = 0,99$ bzw. ca. 1 mm bis ca. 0,19 mm im Modellmaßstab).



Abbildung 59: 66Amod Profil ohne Aufdickung der Hinterkante (oben)
und mit aufgedickter Hinterkante (unten)

5.1.2. Propellerflächendefinition

Bei der Propellerdefinition wurden folgende parameterbasierte Änderungsmöglichkeiten verwendet:

- Flächenverhältnis
- Steigung (definiert bei $r/R = 0,7$)
- relative Sehnenlänge bei $r/R = 0,975$ in Bezug auf $c_{ref} \approx 0,8 \cdot c_{0,7}$
- Spitzenbelastung durch Anpassung der Steigung in Bezug auf $r/R = 0,7$
- relatives Spaltmaß, über geringe Positionsänderungen der Propellerblätter
- Rücklage „Skew“ durch skalierbare Rücklagenverteilung

Im Wurzelbereich wurde die Sehnenlänge aufgrund der verwendeten Kugelnabe fest vorgegeben. Über das Flächenverhältnis und die relative Sehnenlänge im Spitzenbereich ergibt sich so eine Verteilung der Sehnenlänge über den Radius. Ab $r/R > 0,975$ wird die Sehnenlänge leicht zurückgenommen, um Kanten bei $r/R = 1,0$ zu vermeiden. Die Dickenverteilung wurde in Anlehnung an die „Wageningen B-Series“ definiert [42]. Um eine präzise Fertigung zu erleichtern, ist die relative Dicke im Spitzenbereich leicht erhöht. Die Wölbungsverteilung ist bis zum Radius $r/R = 0,9$ mit $f/c = 0,02$ konstant und wird dann auf eine Wölbung von $f/c = 0,01$ zur Spitze hin reduziert. Der radienabhängige Verlauf der einzelnen Parameter und die daraus resultierenden Geometrien werden beispielhaft für drei Propeller in Abbildung 60 dargestellt.

Das entwickelte Propellermodell ermöglicht die Verwendung von 2 verschiedenen Düsen: die Wag. 19A-Düse, welche wegen eines guten Wirkungsgrades und günstigen Fertigungsaufwands aktuell dem Industriestandard entspricht und die durch CFD-Optimierung entwickelte „High Efficiency“-Düse „SVA HE 1“.

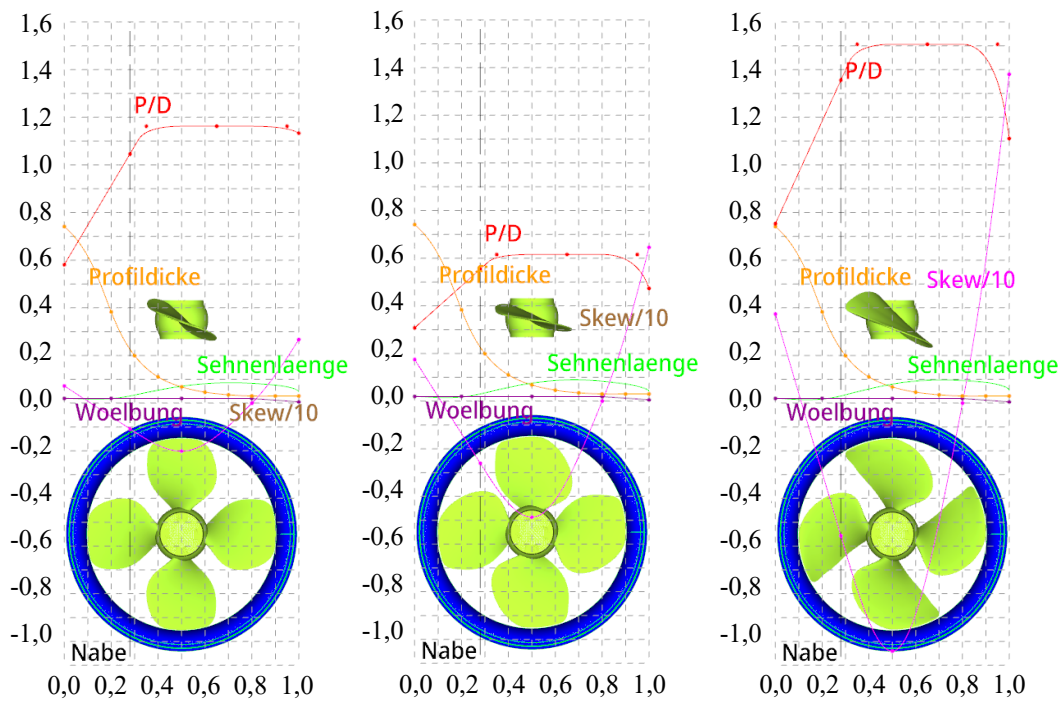


Abbildung 60: Beispiele von Geometrievarianten des Propellermodells

5.2. Fertigung der Düsenpropeller und der Düsen

Aus dem Parameterraum des Propellermodells wurden 4 Propeller ausgewählt, welche in je zwei Maßstäben gefertigt wurden. Die jeweiligen Schwesterpropeller unterscheiden sich in der Verteilung der Sehnenlänge und im Skew bzw. im Steigungsverhältnis an der Blattspitze. Die Wag. 19A-Düse und die SVA HE 1-Düse wurden in jeweils zwei Maßstäben aus Acrylglas gefertigt. Die gebauten Propeller und Düsen werden in Tabelle 1 bis Tabelle 3 zusammengefasst und in Abbildung 61 gezeigt.

			VP1869	VP1870	VP1871	VP1872
Propellerdurchmesser	D	[mm]	200,0	200,0	200,0	200,0
Konstruktionssteigungsverhältnis	$P_{0,7}/D$	[-]	1,2	1,2	1,2	1,2
Flächenverhältnis	A_E/A_0	[-]	0,675	0,675	0,675	0,675
Blattschnittlänge $r/R = 0,7$	$c_{0,7}$	[mm]	89,30	89,30	93,25	93,25
Skewwinkel	θ_{EXT}	[°]	0,0	0,0	25,0	25,0
Nabendurchmesser Verhältnis	d_h/D	[-]	0,230	0,230	0,230	0,230
Flügelzahl	z	[-]	4	4	4	4
Drehrichtung			links	links	links	links
Spitzenentlastung			nein	ja	nein	ja

Tabelle 1: Modellpropellerdaten, Propeller $D = 200$ mm

			VP1873	VP1874	VP1875	VP1876
Propellerdurchmesser	D	[mm]	350,0	350,0	350,0	350,0
Konstruktionssteigungsverhältnis	$P_{0,7}/D$	[-]	1,2	1,2	1,2	1,2
Flächenverhältnis	A_E/A_0	[-]	0,675	0,675	0,675	0,675
Blattschnittlänge $r/R = 0,7$	$c_{0,7}$	[mm]	156,28	156,28	163,19	163,19
Skewwinkel	θ_{EXT}	[°]	0,0	0,0	25,0	25,0
Nabendurchmesserverhältnis	d_i/D	[-]	0,230	0,230	0,230	0,230
Flügelzahl	z	[-]	4	4	4	4
Drehrichtung			links	links	links	links
Spitzenentlastung			nein	ja	nein	ja

 Tabelle 2: Modellpropellerdaten, Propeller $D = 350$ mm

			D287	D288	D289	D290
Düsenlänge	L_D	[mm]	100,000	175,000	100,000	175,000
Innendurchmesser	D_i	[mm]	201,500	352,625	201,500	352,625
Eintrittsdurchmesser	D_e	[mm]	214,528	375,424	234,183	409,820
Austrittsdurchmesser	D_a	[mm]	210,272	367,976	214,799	375,898
Fläche am Ort des Propellers	A_i	[cm ²]	318,889	976,599	318,889	976,599
Fläche am Eintrittsquerschnitt	A_e	[cm ²]	361,458	1106,965	430,726	1319,097
Fläche am Austrittsquerschnitt	A_a	[cm ²]	347,258	1063,479	362,372	1109,764
Eintritts-Öffnungs-Verhältnis	A_e/A_i	[-]	1,133	1,133	1,351	1,351
Austritts-Öffnungs-Verhältnis	A_a/A_i	[-]	1,089	1,089	1,136	1,136
Propellerebene	x_P/L_D	[-]	0,500	0,500	0,500	0,500
Düsenprofil			Wag.19A	Wag.19A	SVAHE1	SVAHE1

Tabelle 3: Düsendaten



Abbildung 61: VP1869 – VP1876 und D287 – D290

5.3. Systematische Messungen mit den Düsenpropellern

Modellversuche mit Düsenpropellern sind wesentlich komplexer als mit nicht ummantelten Propellern. Die Genauigkeitsanforderungen an den Versuchsaufbau sind wegen der Interaktion zwischen Düse und Propeller deutlich höher. Es gilt, sowohl den Spalt als auch die Position der Düse zum Propeller genau einzuhalten, um reproduzierbare und belastbare Versuchsergebnisse zu erhalten. Kleine Ungenauigkeiten können bereits größere Abweichungen der Messergebnisse erzeugen, wodurch beispielsweise Reynoldszahleffekte aus Geosim-Versuchen möglicherweise über- oder unterbewertet werden können [50].

5.3.1. Untersuchte Düsenpropeller

Untersucht wurden die in Absatz 5.2 beschriebenen Propeller. Die Steigung der Propeller wurde für die Modellversuche im Bereich von $P_{0,7}/D = 1,0$ bis $P_{0,7}/D = 1,42$ variiert. Das Spaltmaß zwischen Propeller und Düse wurde durch geringe Veränderungen der Propellerdurchmesser mit Hilfe von Distanzscheiben zwischen Propellernabe und Propellerblatt im Bereich von $s = 0,0055 \cdot D$ bis $s = 0,0095 \cdot D$ variiert.

5.3.2. Versuchsaufbau

Da die Ablaufkappe einen Einfluss auf die Düsenkräfte hat, wurden die Düsenpropeller in der Druckanordnung untersucht (Propeller hinter dem Dynamometer). Im Vorfeld durchgeführte CFD-Berechnungen bei verschiedenen Geschwindigkeiten zeigen eine konstante Nachstromziffer (Abbildung 62). Im Sinne der gesuchten Reynoldszahleinflüsse kann diese geringe Verschiebung der Anströmgeschwindigkeit als gering bewertet und vernachlässigt werden.

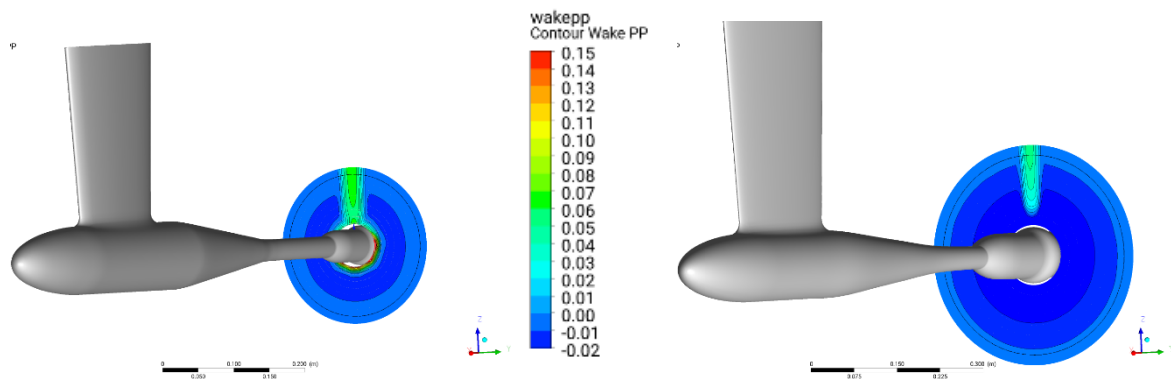


Abbildung 62: Nachstromfeld H29, $w_{N,D=200 \text{ mm}} = -0,002$ (links),
Nachstromfeld H39, $w_{N,D=350 \text{ mm}} = -0,024$ (rechts)

In der Schlepprinne der SVA kam für die $D = 200 \text{ mm}$ -Düsenpropeller das H29 und für die $D = 350 \text{ mm}$ -Propeller das H39 zum Einsatz. Ein Element über dem Mantelrohr sorgte für die Anpassung des Mantelrohrdurchmessers auf den Nabendurchmesser (Abbildung 62).

Im Kavitationstunnel wurden die $D = 200 \text{ mm}$ -Düsenpropeller mit dem H36 untersucht. Der Durchmesser des Mantelrohrs entspricht hier dem Durchmesser der Nabe.

Die Messung der Düsenkräfte erfolgte mit der 1-Komponentenwaage R35x bzw. einem von der SVA neu entwickelten Düsenmesssystem mit Wägezelle (Abbildung 63). Zur Entwicklung der neuen Düsenanbindung wurde das in der SVA bis dahin bestehende R35x-System analysiert. So wurde beispielsweise die Verformung des Messsystems unter Last mittels eines photometrischen Verfahrens bestimmt. Es wurde festgestellt, dass sich das R35x-Düsenmesssystem vor allem in den Verbindungspunkten deutlich unter Last verformt (Abbildung 63, links). Das neue Messsystem wurde daher so entworfen, dass durch eine massive Auslegung mit minimaler Anzahl von Verbindungspunkten eine minimale Verformung erreicht wird (Abbildung 63, rechts). Die Nutzung einer Plattformwägezelle ermöglicht das Anpassen des neuen Messsystems an die zu erwartenden Kräfte, wodurch eine Steigerung der Messgenauigkeit und ein erweiterter Messbereich ermöglicht wird.

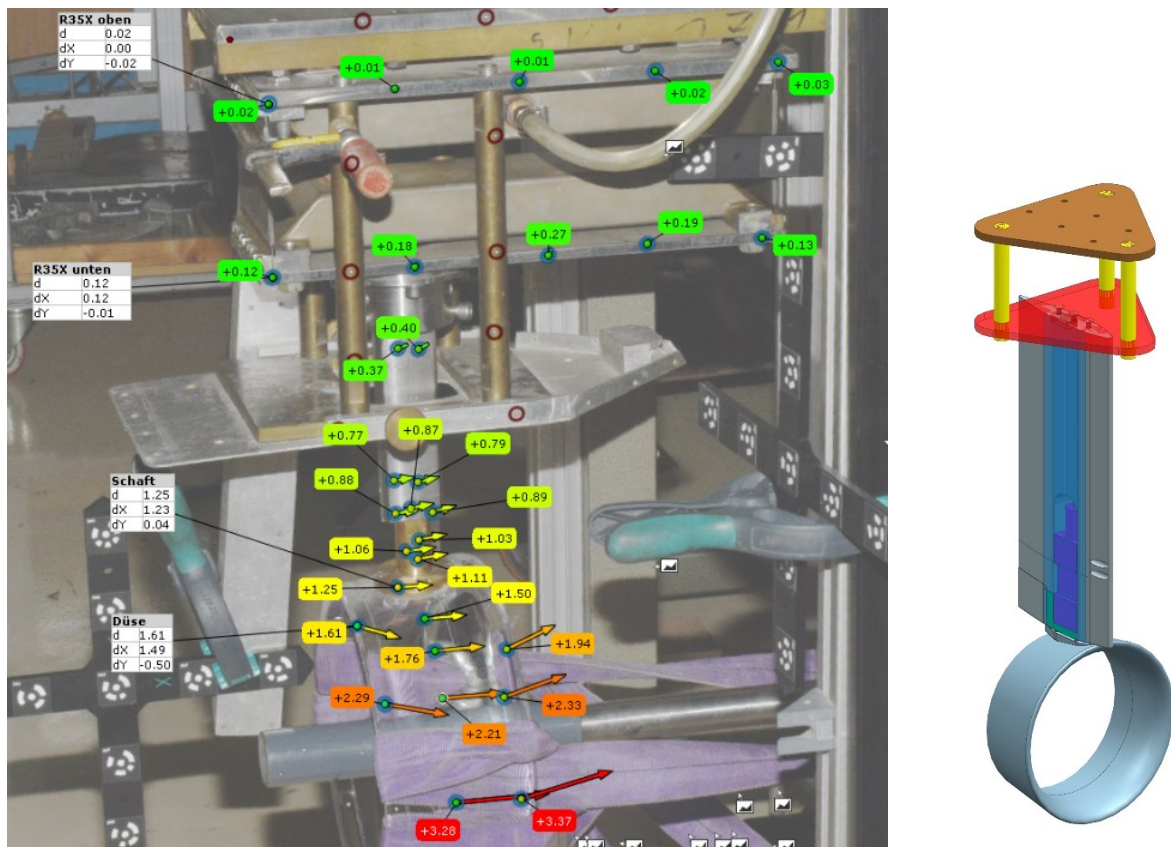


Abbildung 63: Düsenmesssystem R35x mit photometrisch bestimmter Verformung unter Last (links) und neue Düsenanbindung mit Plattformwägezelle (rechts)

Die Verformung einer Düse aus Acrylglas unter Last wurde mittels Fluid-Struktur-Kopplung berechnet. Dabei wurde der Propeller durch das Aktuator-Disk-Modell ersetzt und der Düsen Schub für alle Fortschrittsziffern als konstant angenommen. Wie Abbildung 64 zu entnehmen ist, findet eine deutliche Verformung der Düse unter Last vor allem in x -Richtung statt. Jedoch eignet sich das Acrylglas-Material hervorragend für Kavitationsbeobachtungen im Kavitationstunnel. Die Berechnungen zeigen weiterhin, dass das so wichtige Spaltmaß nicht wesentlich von einer Verformung betroffen (Abbildung 65) und der Einfluss der Verformung auf die Düsenkräfte nicht signifikant ist (Abbildung 66). Außerdem ist zu beachten, dass durch die Annahme des konstanten Düsen Schubs über alle Fortschrittsziffern von einer maximalen Belastung ausgegangen wird. Dies entspricht aber nicht der Realität, da die Schubbelastung und somit die Verformung mit zunehmender Fortschrittsziffer abnimmt.

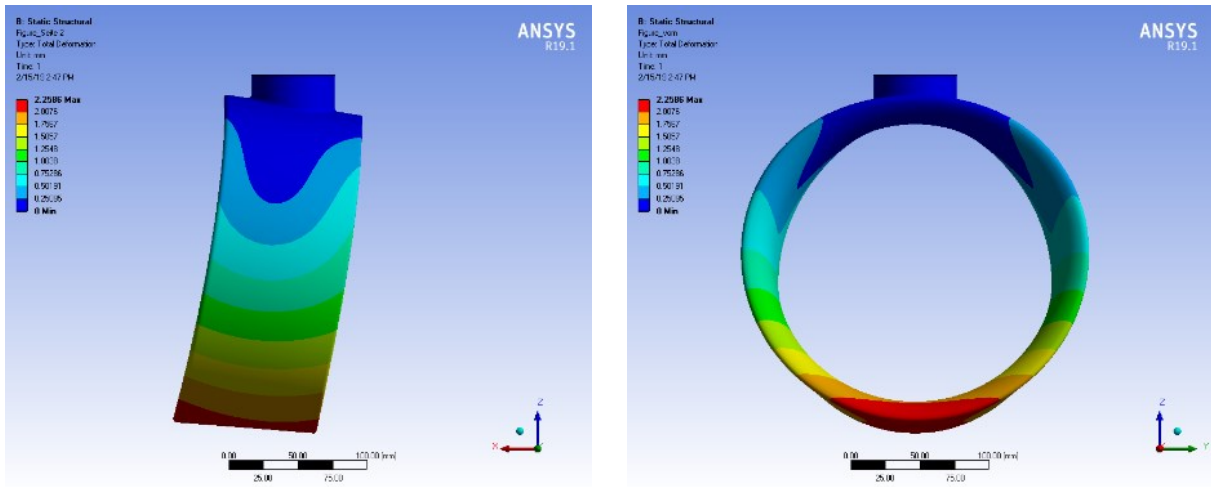


Abbildung 64: 3D-Verformung der Wag. 19A-Düse bei $T_D = 400$ N Düsen Schub, überzeichnet

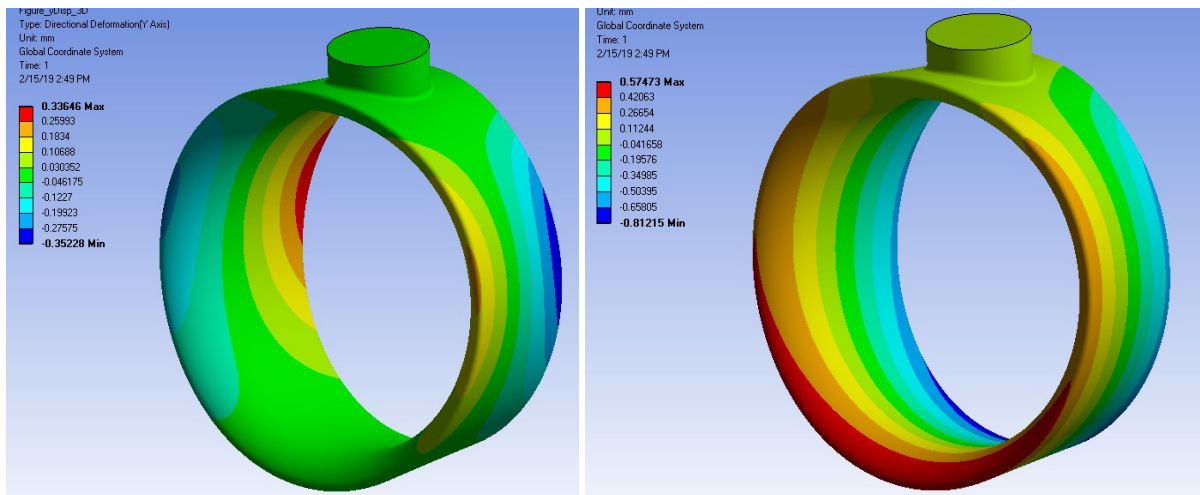


Abbildung 65: 1D-Verformung der Wag. 19A-Düse bei $T_D = 400$ N Düsen Schub in y-Richtung (links) und z-Richtung (rechts), überzeichnet

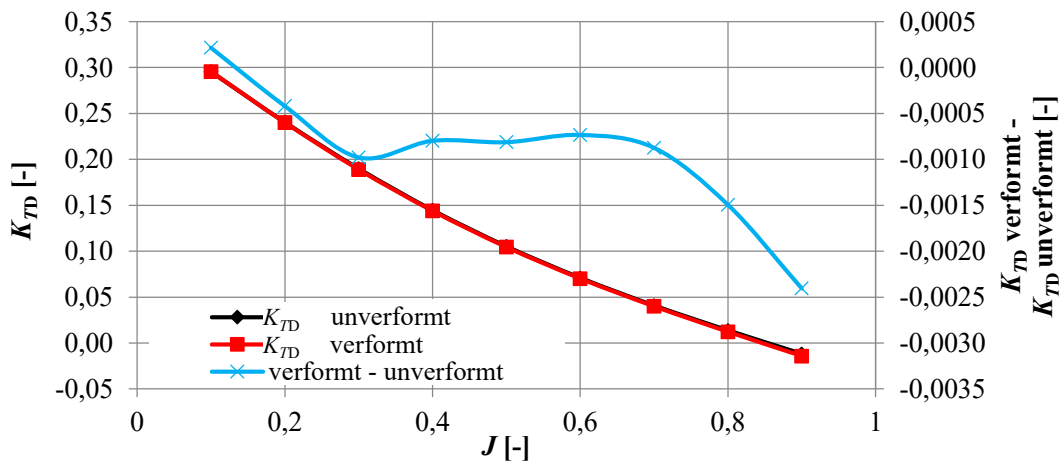


Abbildung 66: Einfluss der Verformung auf K_{TD} , Wag. 19A-Düse bei $T_D = 400$ N Düsen Schub

5.3.3. Modellversuche in der Schlepprinne

Es wurden systematische Messungen mit den Düsenpropellern in der Schlepprinne durchgeführt. Ausführliche Daten der Messungen können [60] entnommen werden. Die Versuche erfolgten im Re -Bereich von $0,5 \cdot 10^6 < Re < 1,6 \cdot 10^6$. Mit dem Dynamometer wurden die Propellerkennwerte Drehzahl n , Schub T_P und Drehmoment Q gemessen. Die Düsenwaage maß den Düsenschub T_D . Die Anströmgeschwindigkeit wurde über die Schleppwagengeschwindigkeit ermittelt. Die Freifahrtkurven der Propeller wurden durch Geschwindigkeitsvariation bei konstanter Drehzahl bestimmt. Anschließend wurden die Leerlaufreibung und die Kräfte an der Nabe mit Blindnabe erfasst und von den Messwerten abgezogen. An ausgewählten Propellern wurden für einige Betriebspunkte Farbanstrichversuche durchgeführt.

Die Versuche dienten vor allem der Validierung der CFD-Berechnungen (Absatz 5.4.3) und des entwickelten Reynoldszahlkorrekturverfahrens (Absatz 5.6). Daher werden ausgewählte Ergebnisse der Freifahrtmessungen und Farbanstrichversuche nachfolgend in den jeweiligen Absätzen vergleichend dargestellt.

5.3.4. Modellversuche im Kavitationstunnel

Die Kavitationsversuche wurden in der großen Messstrecke des Kavitationstunnels K15A der SVA durchgeführt. Detaillierte Messergebnisse sind [60] zu entnehmen. Das Dynamometer wurde für den Antrieb des Propellers und für die Messung von Schub, Drehmoment und Drehzahl verwendet. Die Düsenkraft wurde mit der R35x bestimmt. Die Geschwindigkeit wurde indirekt über Drucksensoren in der Messtrecke ermittelt. Die Freifahrtkurven des Propellers wurden durch Geschwindigkeitsvariation bei konstanter Drehzahl bestimmt. Anschließend wurden die Leerlaufreibung und die Kräfte an der Nabe mit Blindnabe ermittelt und von den Messwerten abgezogen. Die systematischen Versuche mit den schon zuvor genannten $D = 200$ mm-Düsenpropellern und deren Variationen wurden im Re -Bereich von $0,8 \cdot 10^6 < Re < 1,6 \cdot 10^6$ durchgeführt.

Im Kavitationstunnel waren Farbanstrichversuche am Propeller nicht durchführbar. Aufgrund dieser Einschränkung ist keine Aussage über die Entwicklung der Grenzschichtströmung am Modellpropeller im Kavitationstunnel möglich. Dies sorgt für eine Unsicherheit bei der Interpretation der Ergebnisse, da diesbezüglich kein direkter Vergleich mit CFD-Berechnungen erfolgen kann.

Im Kavitationstunnel stand der Einfluss der Reynoldszahl auf den Spitzenwirbel und den kavitationsbedingten Abfall der Propellerbeiwerte im Fokus. Allerdings wurde bei der durchgeführten Versuchsserie festgestellt, dass keine generellen Aussagen über den Einfluss der Reynoldszahl auf die Kavitationseigenschaften aufgrund der Komplexität der Kavitationsphänomene möglich sind. Die in diesem Zusammenhang gewonnenen Erkenntnisse sowie die offenen Fragestellungen werden nachfolgend kurz dargestellt.

Auswertung der Messungen

Um die Kavitationszahl für das Abfallen der Schub- und Momentbeiwerte zu bestimmen, wurde ein Rückgang bei Propellerbeiwerten $< 98,5\%$ in Bezug auf den kavitationsfreien Fall definiert. Bei den untersuchten Propellern führte dies jedoch teilweise zu nicht einfach interpretierbaren Ergebnissen. So ist in Abbildung 67 zu sehen, dass die Beiwerte aufgrund der Kavitation nicht monoton verlaufen und den jeweiligen Grenzwert tangieren oder mehrfach kreuzen können. Hierdurch wird die eigentliche Definition des Beiwerteabfalls verkompliziert, und es musste ggf. eine Nebenbedingung „dauerhafter Beiwerteabfall“ eingeführt werden. Dies führt im gezeigten Diagramm zu dem Umstand, dass der

Propellerschubbeiwert K_{TP} bei $\sigma_n = 2,05$ und der Düsen Schubbeiwert K_{TD} bei $\sigma_n = 2,8$ abfällt, aber der Gesamtschubbeiwert K_{TT} schon deutlich früher bei $\sigma_n = 3,15$ seinen Grenzwert unterschreitet.

Für diesen Verlauf können verschiedene Ursachen, wie die nicht monotone Interaktion des Spitzenwirbels des Propellers mit der Zirkulationsverteilung der Düse, verantwortlich sein. So stört ein kavitierender Spitzenwirbel die Strömung im Spaltbereich, wodurch der Propellerschub und das davon abhängige Propellerdrehmoment abnehmen. Eine weitere Ausdehnung der Kavitation bei sinkender Kavitationszahl führt zum kompletten Verschluss des Spalts zwischen Düse und Propeller. Infolge dessen steigt der Propellerschub aufgrund der stark verminderten Spitzenumströmung. Gleichzeitig wird die Düsenströmung so stark gestört, dass es zum Schubabfall an der Düse kommt. Bei weiter sinkender Kavitationszahl und damit steigender Kavitationsausdehnung kommt es dann zum Schubabfall am Propeller.

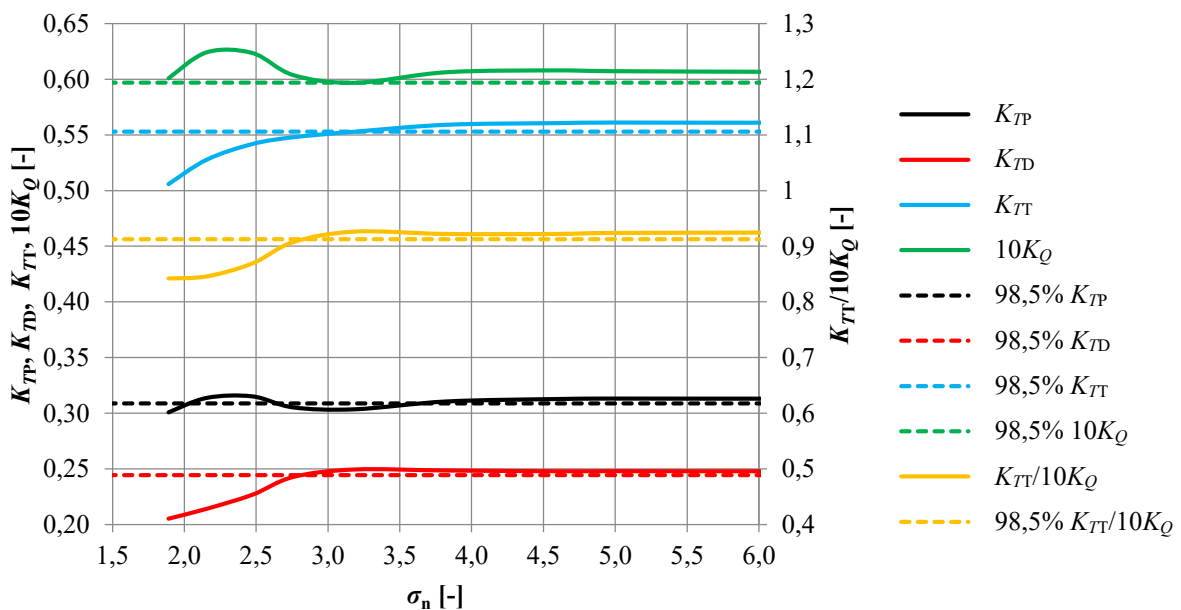
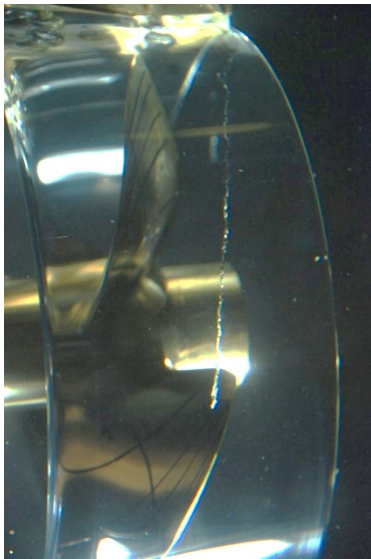


Abbildung 67: Abhängigkeit der Schub- und Drehmomentenbeiwerte von der Kavitationszahl, VP1872-D289; $P/D = 1,20$; $s = 1,5$ mm; $J = 0,15$

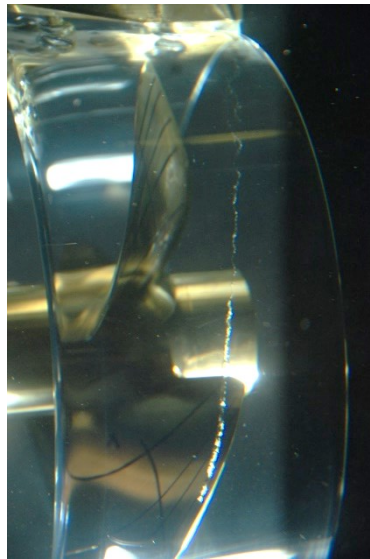
Für die Bewertung der Kavitationseigenschaften wurden folgende Kavitationsgrenzen betrachtet, welche in Abbildung 68 beispielhaft dargestellt sind:

- Einsatz der Spitzenwirbelkavitation im Nachlauf, intermittierend (SWN)
- Einsatz der Spitzenwirbelkavitation auf der Saugseite, anliegend, intermittierend (SWS int)
- Spitzenwirbelkavitation auf der Saugseite, anliegend, stabil (SWS stabil)
- Flächenkavitation auf der Saugseite bis einschließlich $r/R = 0,9$ (SSK09)
- Kavitationsbedingter Abfall des Düsen Schubs

SWN, $\sigma_n = 6,48$



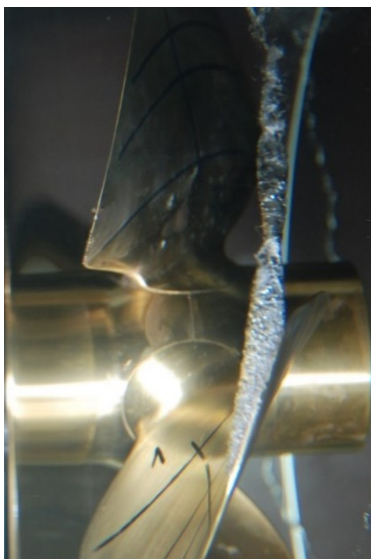
SWS int, $\sigma_n = 5,05$



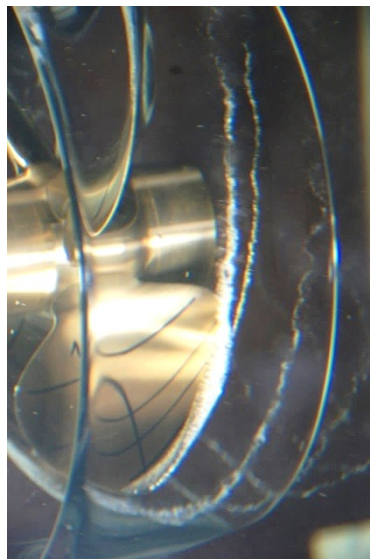
SWS stab, $\sigma_n = 4,42$



Kavitation bei
Düsenschubabfall, $\sigma_n = 3,13$



SSK09 Saugseite, $\sigma_n = 3,01$



SSK09 Druckseite, $\sigma_n = 3,01$



Abbildung 68: Beispielhafte Kavitationsfotos VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,20$; $s = 1,5$ mm;
 $J = 0,15$; $n = 28$ 1/s; $Re \approx 1,2 \cdot 10^6$

Ergebnisse

Die Ergebnisse der Kavitationsuntersuchungen werden hier nur grundlegend dargestellt, da die schon oben erwähnte Komplexität nur eine eingeschränkte Analyse auf Basis der vorhandenen Versuchsdaten [60] zulässt.

In den Ergebnissen ist zwar eine Reynoldszahlabhängigkeit festzustellen, aber sie zeigen keinen eindeutigen allgemeinen Zusammenhang mit den Kavitationseigenschaften. Die untersuchten Propeller verhalten sich trotz der relativ großen geometrischen Ähnlichkeit in Bezug auf die

Reynoldszahlabhängigkeit nicht einheitlich. Bei einzelnen Propellern ist eine starke Abhängigkeit der Kavitationseigenschaften von der Reynoldszahl feststellbar, andere zeigen nur eine geringe oder gegensätzliche Abhängigkeit. Zur Verdeutlichung werden in Abbildung 69 und auf Seite A.1 der Einsatz stabiler Spitzenwirbelkavitation und der Einsatz des Schubabfalls in Abhängigkeit von der Reynoldszahl verschiedener Propeller bei unterschiedlichen Betriebspunkten dargestellt.

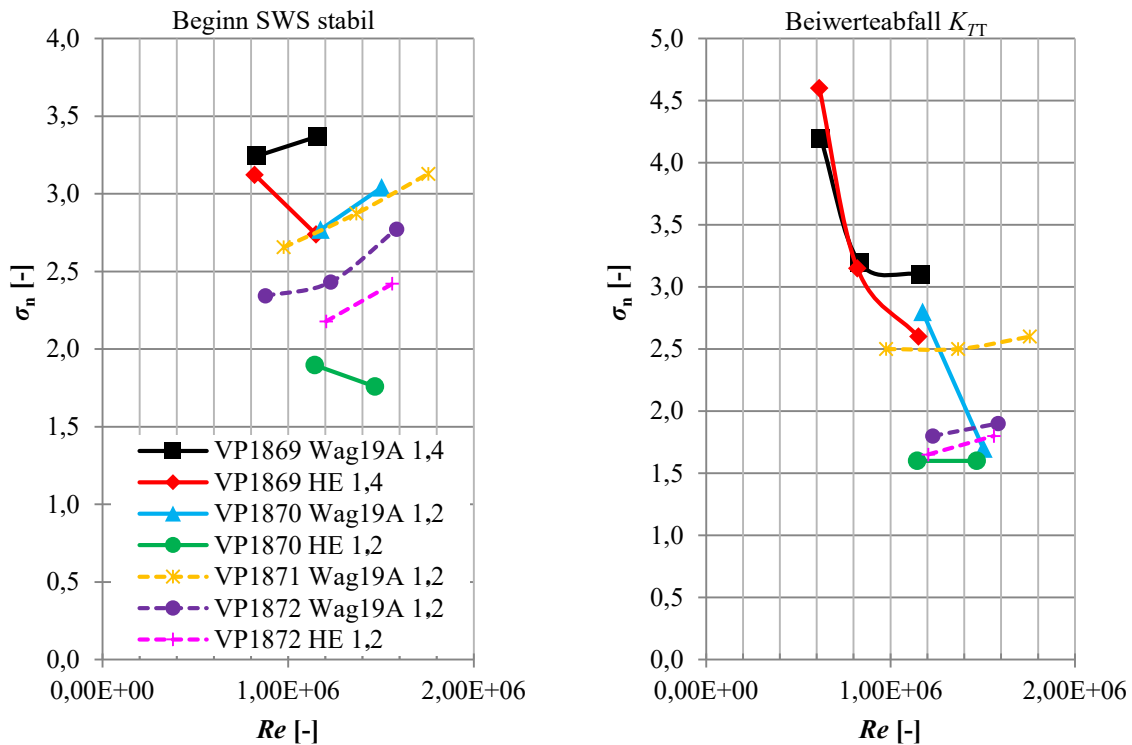


Abbildung 69: Abhängigkeit des Kavitationseinsatzes und des Schubabfalls bei $J = 4/8 \cdot P_{0,7}/D$ (Marschfahrtbedingung) von der Reynoldszahl

Die Ergebnisse der Messungen führten zu der Fragestellung, inwieweit der sich innerhalb einer Messserie geringfügig ändernde Sauerstoffgehalt im Wasser der Messstrecke, als ein Indikator für die Anzahl der Kavitationskeime, einen Einfluss auf die Kavitationserscheinungen und den Abfall der Propellerbeiwerte in Zusammenhang mit der Reynoldszahl hat. Die Versuche mit zwei Propellern zeigen, dass ein Einfluss des Sauerstoffgehalts auf den Reynoldszahleinfluss im Kavitationstunnel nicht vernachlässigbar ist. Wie den folgenden Diagrammen (Abbildung 70, Abbildung 71) zu entnehmen ist, unterscheiden sich die Kavitationszahlen für den Schubabfall in den betrachteten Fällen bei kleinen Drehzahlen deutlich im Trendverlauf von jenen bei höheren Drehzahlen, und eine Änderung der Sauerstoffsättigung führt zu unterschiedlichen Ergebnissen. Aufgrund der nur geringen Datenbasis ist jedoch keine allgemeine Schlussfolgerung möglich.

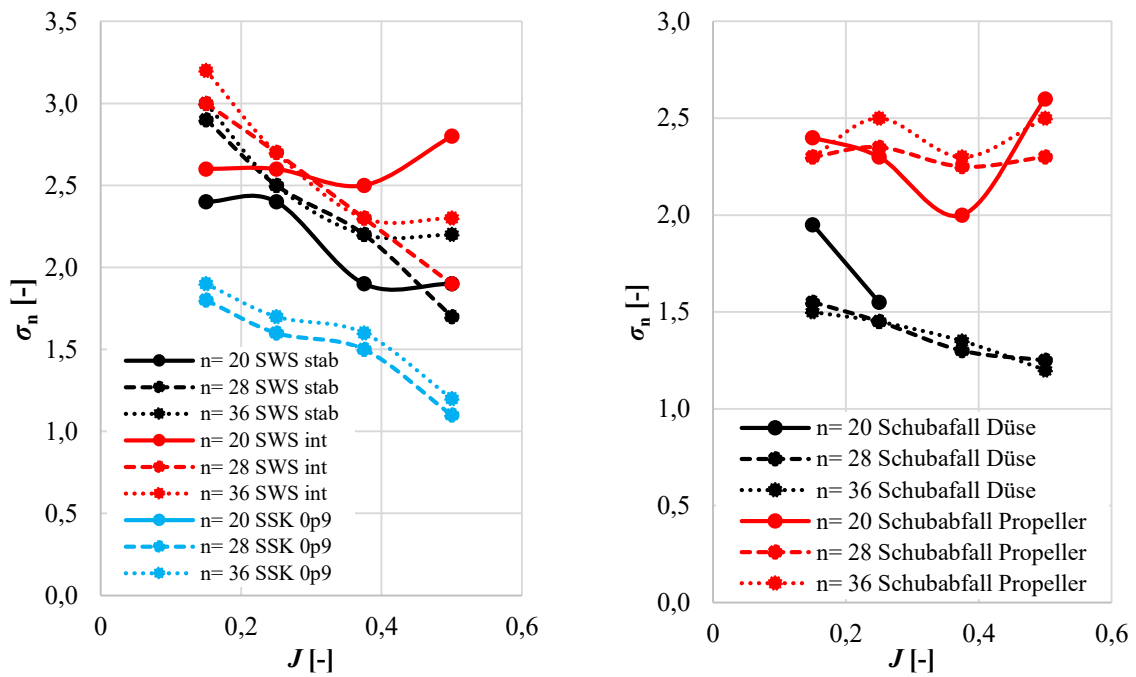


Abbildung 70: Kavitationseinsatz und Beiwerteabfall, VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,0$; 30% Sauerstoffsättigung

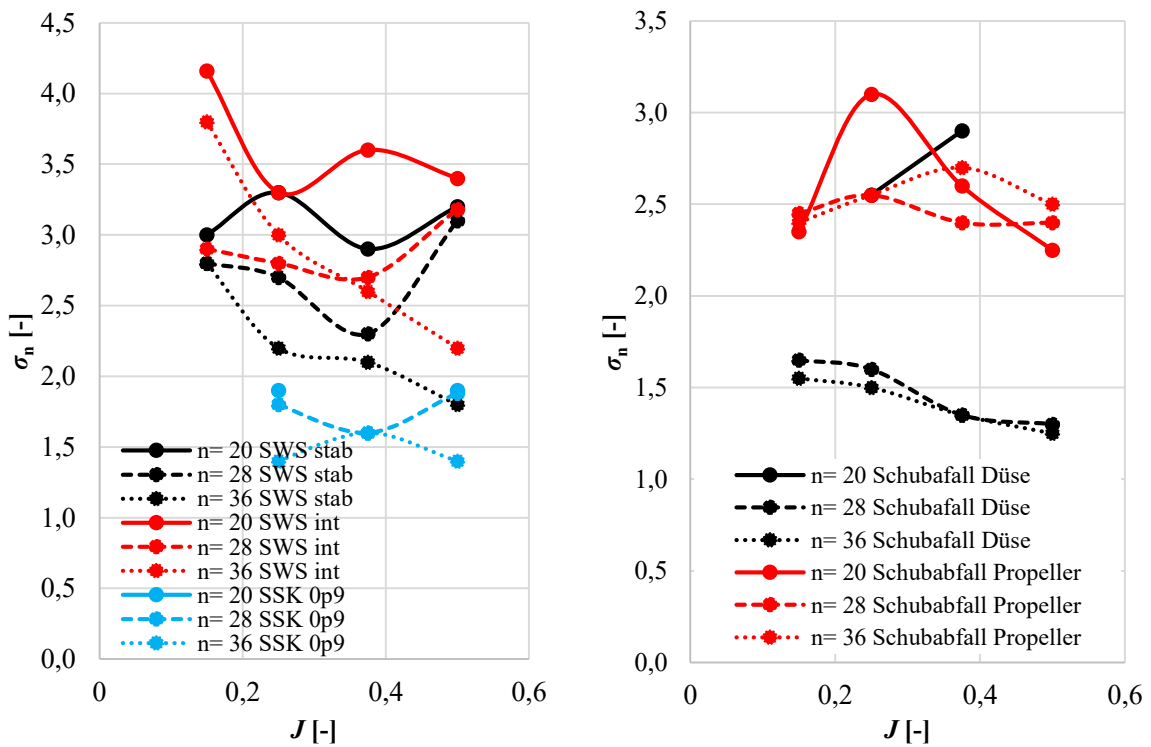


Abbildung 71: Kavitationseinsatz und Beiwerteabfall, VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,0$; 70% Sauerstoffsättigung

Schlussfolgerungen aus den Modellversuchen im Kavitationstunnel

Der Grund für die starke Streuung der Ergebnisse der Kavitationsversuche bei veränderlichen Reynoldszahlen kann nicht allein auf die Reynoldszahl zurückgeführt werden. Eine Ursache stellen die nicht vollständig stabilen Versuchsbedingungen und die nicht konstanten Wassereigenschaften bei der Durchführung der Modellversuche dar. Hierdurch ist Reproduzierbarkeit der Versuchsergebnisse nicht immer gegeben. Geringe Variationen in den Versuchsbedingungen können dazu führen, dass sich die Wassereigenschaften und die Turbulenz der Strömung und damit die sich an der Düse und am Propeller ausbildende Grenzschichtströmung ändert. Dies führt wiederum deutlich zur Überlagerung der beiden interagierenden Phänomene: der keimzahlabhängigen Kavitationsausbildung und dem zu untersuchenden Reynoldszahleffekt.

Um die daraus resultierenden Unsicherheiten nicht in das zu entwickelnde Reynoldszahlkorrekturverfahren einfließen zu lassen, wurde die Reynoldszahlabhängigkeit der Kavitation nicht in die weiteren Betrachtungen einbezogen. Dies lässt Raum für nachfolgende Arbeiten.

5.4. Auswahl der CFD-Randbedingungen und Validierung am Modellversuch

Vor der eigentlichen Berechnung der Freifahrtkennwerte entsprechend den Modellversuchen wurden umfangreiche Voruntersuchungen zur optimalen Gittertopologie und Gitterfeinheit, zum Turbulenzmodell sowie zu erforderlichen Anpassungen für ein darauf aufbauendes Transitionsmodell durchgeführt. Die Validierung erfolgte anhand einer Vielzahl von Versuchsergebnissen. Die finalen Randbedingungen wurden so festgelegt, dass über alle Varianten eine möglichst gute Übereinstimmung mit den Modellversuchsergebnissen erzielt werden konnte.

5.4.1. Berechnungsgitter und Randbedingungen

Da die Nabenablaufhaube beim Düsenpropeller einen Einfluss auf die Freifahrtkennwerte hat, wurden die Propeller entsprechend den Modellversuchen in der Druckkonfiguration berechnet, siehe Abschnitt 5.3.2. Aufgrund der Rotationssymmetrie wurde nur eine Propellerblatt-Sektion berücksichtigt.

Das Berechnungsgitter besteht topologisch aus einem inneren, quasi rotierenden Gebiet und einem großen Außengebiet. Beide Gebiete sind durch ein „General Grid Interface“ (GGI) verbunden. Gegenüber den üblichen Domaingrenzen der inneren Domain im Einlauf und im Diffusor der Düse wird hier ein die Düse vollständig umfassendes Innengebiet verwendet. Dies hat den Vorteil, dass die Grenzschicht in der Düse und der Spitzenwirbel nicht durch GGI's gestört bzw. beeinflusst werden.

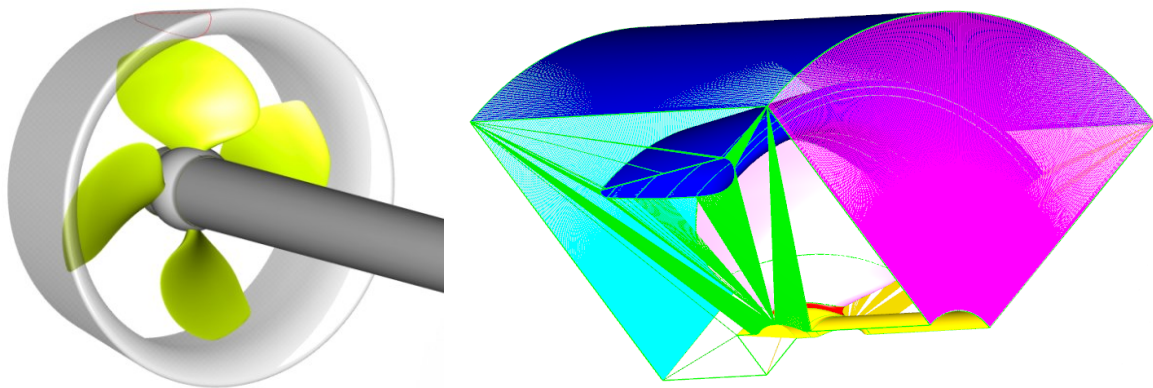


Abbildung 72: Anordnung von Propeller, Düse, Welle (links); quasi-rotierendes Innengebiet (rechts)

Die Anzahl von Gitterpunkten der final verwendeten unstrukturierten Berechnungsnetze variierte je nach Maßstab und Flächenverhältnis der Propeller zwischen 5,1 und 7,6 Millionen. Die Anzahl der Zellen in Strömungsrichtung auf dem Propellerblatt ist $n > 80$, um den laminar-turbulenten Strömungsumschlag genau erfassen zu können. Der Mittelwert des dimensionslosen Wandabstandes der ersten Zelle beträgt $y^+ < 1$. Senkrecht zur Wand wurde ein Expansionsfaktor von 1,2 gesetzt. Der Bereich der Blattspitze und des Diffusors wurde verfeinert, um einen ausreichend aufgelösten Spitzenwirbel und dessen Einfluss berechnen zu können (Abbildung 73).

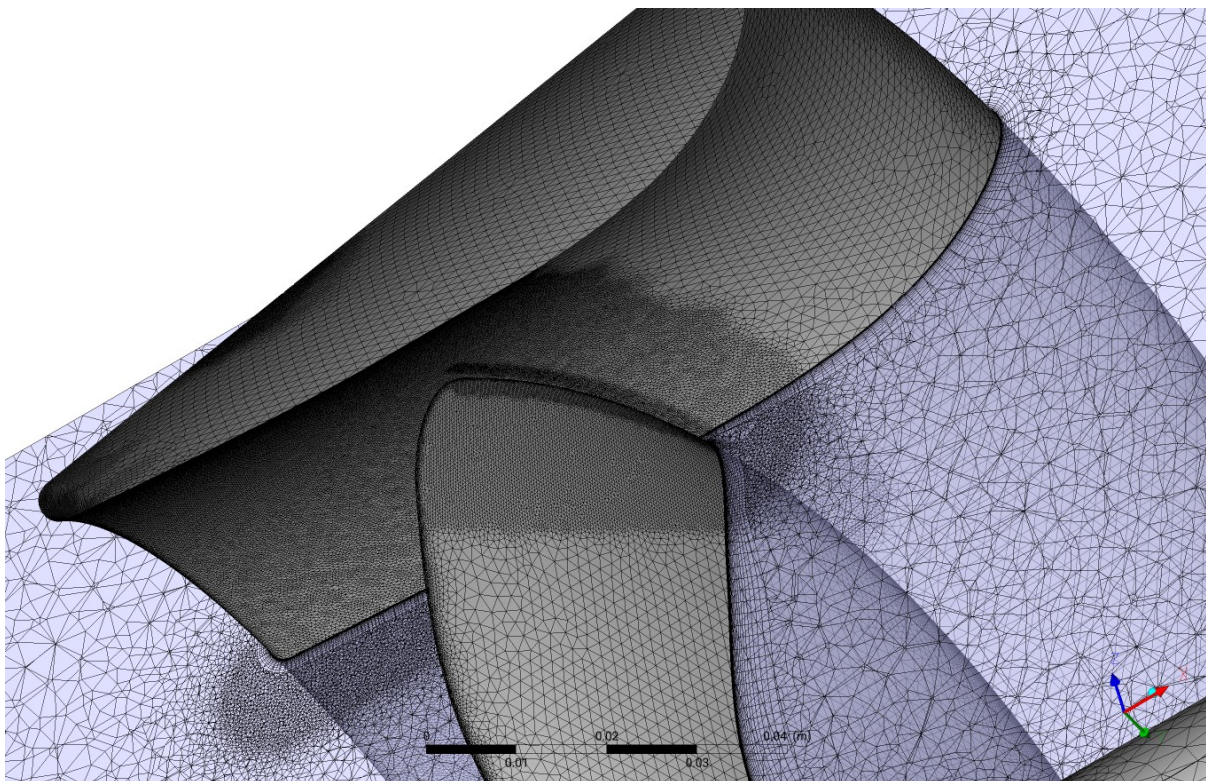


Abbildung 73: Topologie eines Berechnungsgitters

Die Propellerwellenoberfläche wurde als reibungsfreie Wand definiert, um den Einfluss einer ankommenden Grenzschicht zu vermeiden. Die Berechnungen wurden für ein Propellerblatt stationär

mit dem „Frozen Rotor Model“ durchgeführt. Bei den finalen Berechnungen wurde das BSL-EARSM-Turbulenzmodell mit dem „Intermittency Model“ – Transitionsmodell - mit angepassten Koeffizienten ($C_{TU1} = 50$; $C_{TU2} = 300$; $C_{TU3} = 1$) genutzt, da hiermit die beste Übereinstimmung zwischen Modellversuchen und CFD-Berechnungen erreicht werden konnte. Bei den für einzelne Betriebspunkte durchgeführten Kavitationsberechnungen wurde das „Rayleigh-Plesset“- Kavitationsmodell verwendet.

5.4.2. Berechnung des laminar-turbulenten Übergangs der Grenzschichtströmung

Sowohl am Propeller als auch an der Düse wurden Farbanstrichversuche im Modellversuch zur Validierung der CFD-Berechnungen durchgeführt.

Propeller

In Abbildung 74 und Abbildung 75 sowie im Anhang ab Seite A.2 werden beispielhaft die Ergebnisse von Farbanstrichversuchen und den entsprechenden CFD-Berechnungen für verschiedene Propeller vergleichend dargestellt. Radial nach außen gerichtete Stromlinien sind hierbei ein Merkmal von laminarer Grenzschichtströmung, tangentiale Stromlinien kennzeichnen eine turbulente Grenzschichtströmung (vgl. Absatz 2.3.5.) Die Trennung der beiden Bereiche ist zur besseren Unterscheidung durch eine magentafarbige Linie kenntlich gemacht. In den CFD-Berechnungen kann der turbulente Teil zusätzlich anhand der berechneten „Turbulenten kinetischen Energie“ unterschieden werden (blau – laminare Grenzschichtströmung, rot – turbulente Grenzschichtströmung mit $k > 0,0005 \text{ m}^2/\text{s}^2$).

Die Auswertung der Versuche und CFD-Berechnungen zeigt, dass die Lage des Strömungsumschlags am Propellerflügel mit entsprechenden angepassten empirischen Konstanten in dem Rechenverfahren qualitativ sehr gut wiedergegeben werden kann. Während die berechnete Grenze des Umschlags von laminar zu turbulent einen stetigen Verlauf zeigt, nimmt sie in Modellversuchen teilweise eine unstetige Form an. Eine Ursache hierfür können in den Vereinfachungen und den Annahmen der numerischen Turbulenzmodellierung liegen. Als weitere Ursache kommen Fertigungstoleranzen in Betracht.

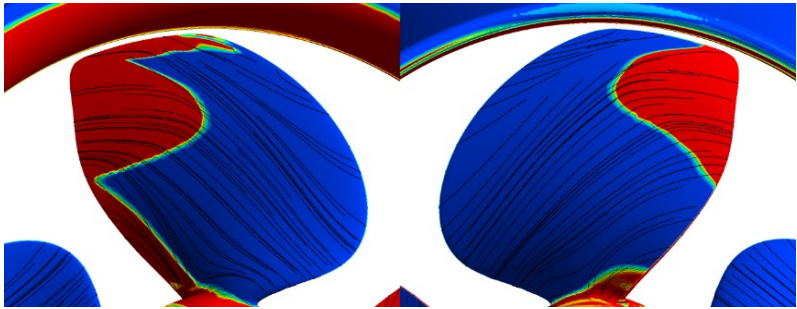


Abbildung 74: Stromlinien VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s

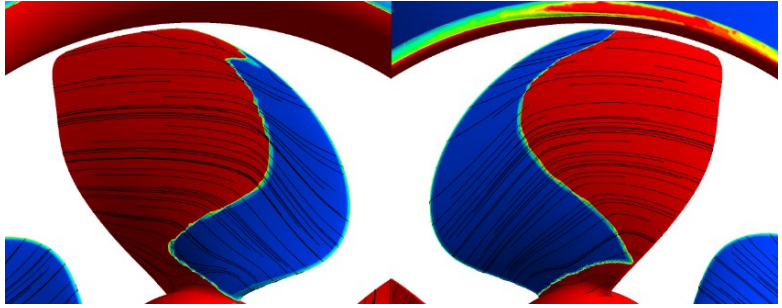


Abbildung 75: Stromlinien VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 26$ 1/s

Düse

Zwar lässt sich die Art der Grenzschichtströmung an der Düse nicht ohne Weiteres mit Farbanstrichversuchen kenntlich machen, dies gilt auch für die Strömungsrichtung, aber die Farbanstrichversuche erlauben, den Einfluss der Reynoldszahl und des Betriebspunktes auf Strömungsgeschwindigkeit bzw. Ablösungen der Düsengrenzschicht zu bestimmen. Farbandsammlungen deuten auf eine geringe Strömungsgeschwindigkeit bzw. Rückströmung hin. Eine geringe Strömungsgeschwindigkeit im Düsenbereich hat, wie schon im Absatz 4.2 gezeigt, einen signifikanten Einfluss auf den Schubbeiwert der Düsenpropellerkennwerte.

Es ist zu beachten, dass der Farbanstrichversuch ein gemittelttes Bild des Strömungsverhaltens am Modell wiedergibt, die CFD-Berechnungen jedoch ein instationäres bzw. quasistatisches Strömungsbild zeigen. Diese Tatsache erschwert zwar den direkten Vergleich, aber relevante Tendenzen sind trotzdem erkennbar. In Abbildung 76 bis Abbildung 78 sowie im Anhang ab Seite A.6 werden Farbanstrichversuche und CFD-Berechnungen an den Düsen gegenübergestellt. Bei den CFD-Berechnungen wird die Wandschubspannung farblich dargestellt. Rückströmung ist hierbei durch rote Bereiche gekennzeichnet ($\tau_{wx} < 0$ Pa), grüne Bereiche zeigen eine geringe positive Wandschubspannung bzw. Strömungsgeschwindigkeit und blaue Bereiche nicht ablösegefährdete Strömung ($\tau_{wx} > 5$ Pa).

Der Vergleich der Ergebnisse der CFD-Berechnungen mit jenen der Farbanstrichversuche am Modell zeigt, dass die Düse in den Berechnungen insbesondere bei kleineren Drehzahlen etwas geringere Strömungablösungen und kleinere Rückströmgebiete produziert. Das verwendete Turbulenz- und Transitionsmodell, welches für den Strömungsumschlag am Propeller angepasst wurde, konnte den Strömungsumschlag an der Düse nicht ebenso genau reproduzieren.



Abbildung 76: Farbanstrichversuch, D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s



Abbildung 77: Farbanstrichversuch, D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 25$ 1/s

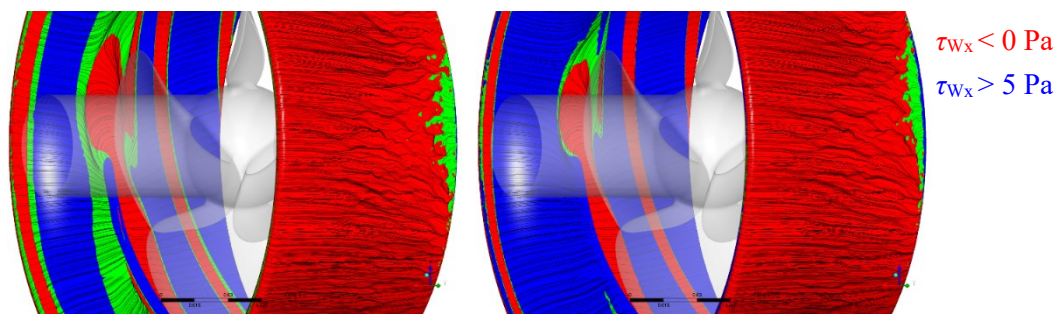


Abbildung 78: CFD-Berechnung, Stromlinien und Wandschubspannung, D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$

5.4.3. Vergleich der Mess- und Berechnungsergebnisse des Freifahrtversuchs

Der Vergleich der Freifahrtkennwerte aus den Berechnungen mit jenen aus den Modellversuchen zeigt überwiegend gute Übereinstimmung. Dies gilt sowohl für die einzelnen Propeller als auch für den Vergleich verschiedener Propeller untereinander. Eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Einflüsse von geometrischen Parametern erfolgt in Zusammenhang mit dem entwickelten Reynoldszahlkorrekturverfahren in Abschnitt 6.

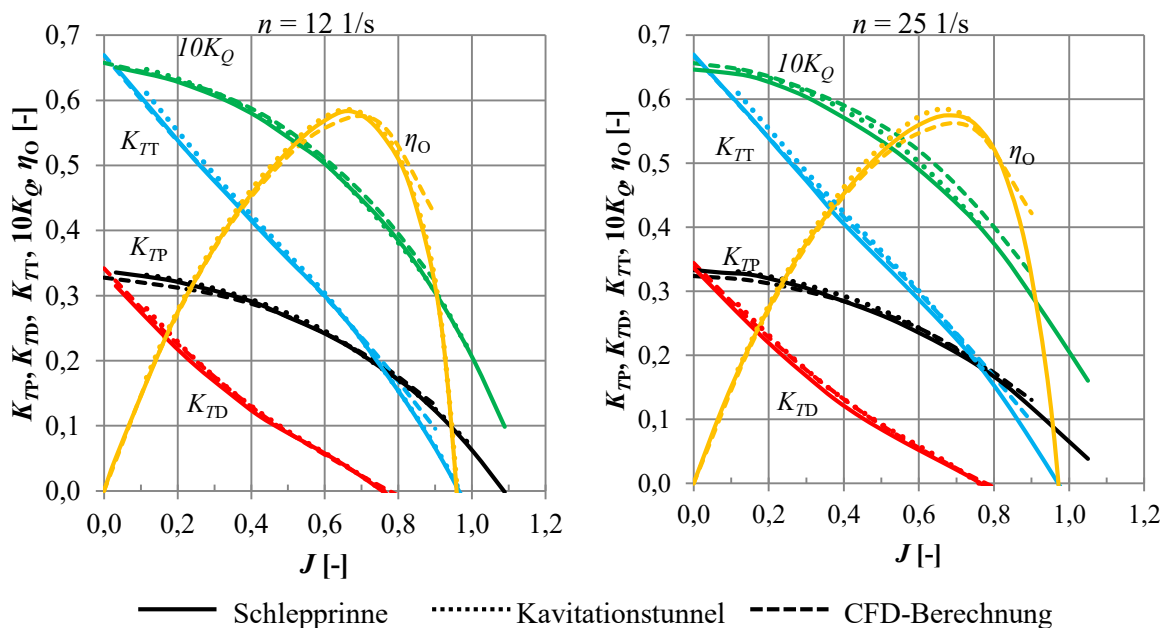


Abbildung 79: Freifahrtkennwerte VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,2$; $s = 0,0075 \cdot D$

Beim Vergleich zwischen der Messung in der Schlepprinne und im Kavitationstunnel mit den CFD-Berechnungen (Abbildung 79) werden zwar geringe Unterschiede sichtbar, diese lassen sich jedoch teilweise physikalisch erklären. So sorgt die Anbindung der Düse bei den Messungen für eine geringe Abdeckung der wirksamen Fläche an der Düsenaußenseite, was im Modellversuch zu geringerem Düsen Schub bei kleineren Fortschrittsziffern führt. Die Unsicherheit bei der CFD-Berechnung des Propellerschubs im Stand ist deutlich höher als bei anderen Betriebspunkten. Beim Pfahlzug sorgt die stationäre Berechnungsweise mit zunehmender Anzahl von Iterationen für eine geringe, aber dennoch signifikante Zuströmgeschwindigkeit im Rechengebiet (Abbildung 80). Diese ist in den Berechnungen ausgeprägter als in Modellversuchen im Stand, da hier nur sehr kurzzeitige Messungen durchgeführt werden.

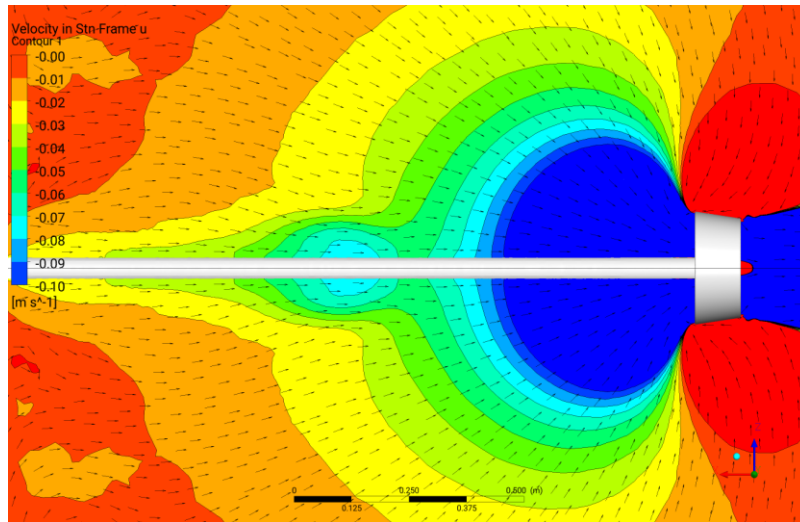


Abbildung 80: Sekundärströmung bei einer CFD-Berechnung bei $V_{A\text{ soll}} = 0,0$ m/s

Die Berechnung des Propellermoments mit RANS-Methoden ist immer mit Ungenauigkeiten verbunden. Grund hierfür ist die nicht ausreichende Abbildung viskoser Effekte im Grenzschicht- und Spitzenwirbelbereich. Geringe Abweichungen bei der Berechnung des Druckfeldes im Außenbereich des Propellers können wegen des großen Hebelarms zu einer merklichen Abweichung beim Drehmoment führen. Dieses Problem ist beim Düsenpropeller angesichts des Spalts zwischen Düse und Propellerspitze sowie möglicher Ablösungen in der Düse und deren Einfluss auf die Propellerbelastung besonders ausgeprägt, sodass beim Vergleich mit größeren Abweichungen zu rechnen ist als bei nicht ummantelten Propellern.

Abbildung 81 zeigt den gemessenen und numerisch bestimmten Einfluss des Spaltmaßes auf die Freifahrtkennwerte. Sowohl die absoluten Werte als auch der Trend werden in den CFD-Berechnungen korrekt reproduziert.

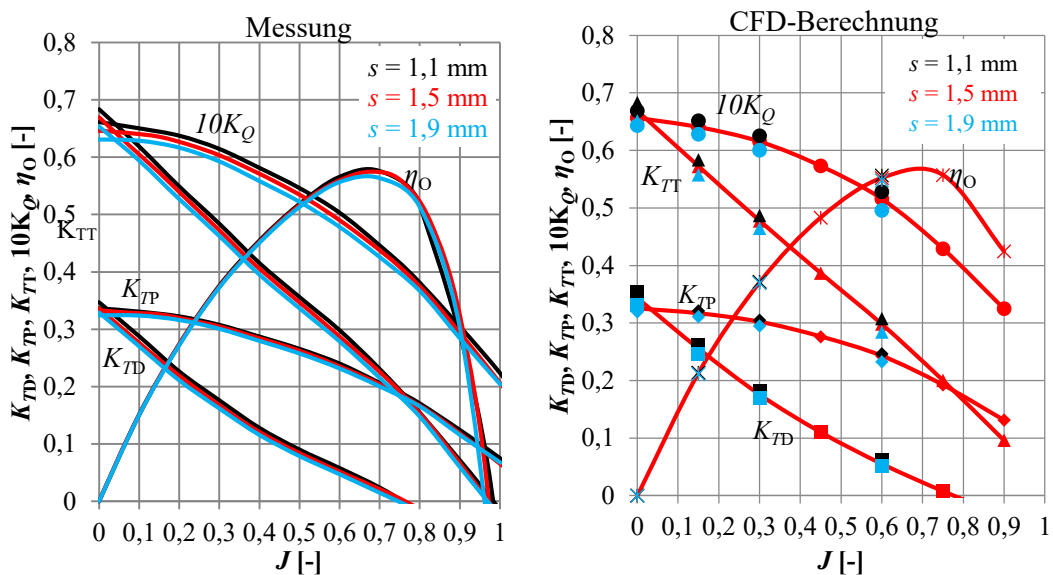


Abbildung 81: Einfluss des Spaltmaßes, VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,2$

Abbildung 82 zeigt den Vergleich zwischen Messung und Berechnung für verschiedene Steigungsverhältnisse. Wie den Abbildungen zu entnehmen ist, stimmen die Mess- und Rechenwerte gut überein.

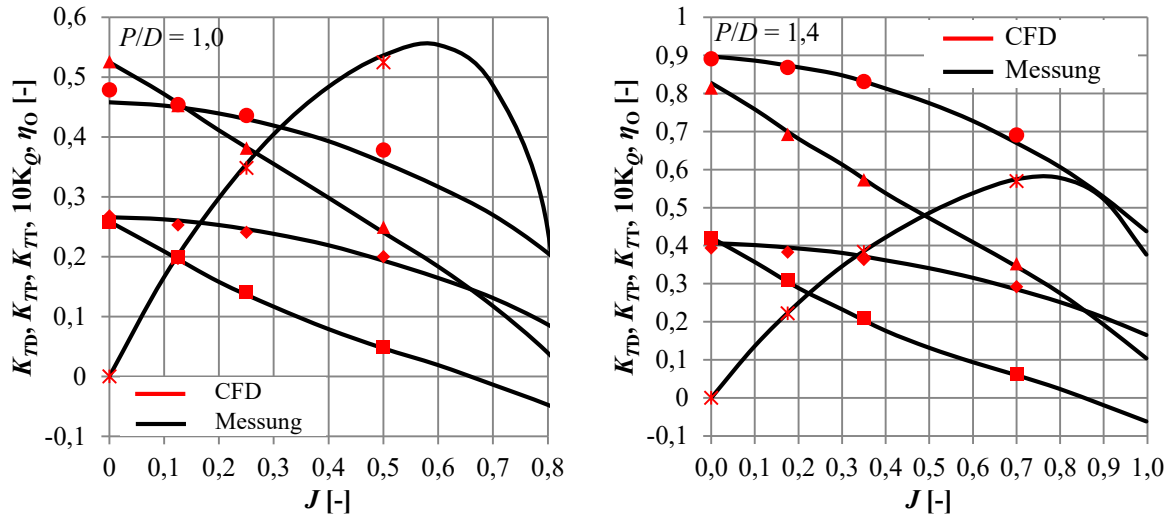


Abbildung 82: VP1871-D287, $s = 0,0075 \cdot D$; $n = 20$ 1/s

5.4.4. Schlussfolgerungen aus den CFD-Berechnungen der Freifahrtkurven

- Für eine genaue Berechnung der Freifahrtkennwerte ist die Berücksichtigung des laminar-turbulenten Strömungsumschlags notwendig.
 - Die Verwendung des BSL-EARSM-Turbulenzmodells mit dem „Intermittency Model“ (Transitionsmodell) mit angepassten Koeffizienten ($C_{TU1} = 50$; $C_{TU2} = 300$; $C_{TU3} = 1$) hat sich als vorteilhaft erwiesen.
 - Die Position des laminar-turbulenten Übergangs der Grenzschichtströmung kann qualitativ gut bestimmt werden.
 - Mit steigender Reynoldszahl verringert sich die laminare Lauflänge der Grenzschicht.
 - Bei kleinen Drehzahlen ist eine nahezu vollständig laminare Grenzschicht vorhanden.
 - Mit steigender Fortschrittsziffer vergrößert sich, aufgrund des geringeren effektiven Anstellwinkels des Propellers, die laminare Lauflänge der Grenzschicht.
 - Die laminare Lauflänge der Grenzschicht nimmt mit steigendem $P_{0,7}/D$ auf der Druckseite zu.
 - Die laminare Lauflänge der Grenzschicht auf der Saugseite ist nicht eindeutig von $P_{0,7}/D$ abhängig.
- Bei der Wag. 19A-Düse kommt es zur Ablösung an der Eintrittskante und auf der Innen- und Außenseite.
 - Die Ablösung an der Düse hat Auswirkungen auf die Freifahrtkennwerte und Kavitationsausbildung.
 - Der Vergleich der Ergebnisse der CFD-Berechnungen mit jenen der Farbanstrichversuche im Modellmaßstab zeigt, dass die berechnete Grenzschicht an der Düse teilweise deutlich kleinere Rückströmgebiete erzeugt.
- Es wurde eine überwiegend gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Freifahrtkennwerten erzielt.
 - Geringe Abweichungen des Druckfeldes im Außenbereich des Propellers sorgen aufgrund des großen Hebelarms für eine merkbare Abweichung beim Drehmoment. Dieses

Verhalten ist beim Düsenpropeller aufgrund des vorhandenen Spalts zwischen Düse und Propellerspitze sowie möglicher Ablösungen in der Düse und deren Einfluss auf die lokale Propellerbelastung besonders ausgeprägt, sodass hier bei Vergleichen immer mit der größten Abweichung zwischen Messung und Berechnung zu rechnen ist.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass aufgrund des laminar-turbulenten Übergangs der Grenzschichtströmung sowie Ablösungen an der Düse Modellversuche allein nicht zur Einschätzung der Reynoldszahlabhängigkeit der Düsenpropellerfreifahrtkennwerte über weite Reynoldszahlbereiche geeignet sind. Für Reynoldszahlbereiche, welche nicht im Modellversuch realisiert werden können, sind CFD-Berechnungen zur Bestimmung von Reynoldszahleinflüssen notwendig.

5.5. CFD-Serienberechnung der Reynoldszahleffekte von Düsenpropellern

Die bisherigen Ergebnisse lassen aufgrund des starken Einflusses einer laminaren Grenzschicht und Strömungablösungen darauf schließen, dass es eine signifikante Abhängigkeit der Düsengeometrie von den zu ermittelnden Reynoldszahleffekten gibt. Dennoch musste von den angedachten Serienberechnungen mit verschiedenen Düsen Abstand genommen werden, da dies zu einem stark vergrößerten Parameterraum geführt hätte.

Die Berechnungen aus Absatz 5.4 zeigen, dass eine feine Gitterauflösung notwendig ist, um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Nur bei Betrachtung einer Düsenform (Wag. 19A) konnte innerhalb eines vertretbaren Zeitraums eine statistisch ausreichende Menge an Berechnungen durchgeführt werden [61], um somit zuverlässige Aussagen über den Reynoldszahleinfluss verschiedener geometrischer Einflussfaktoren des Propellers gewinnen zu können. Bei den Serienberechnungen wurden folgende geometrische Variationen berücksichtigt:

- Flächenverhältnis
- Steigung
- Spitzenbelastung durch Anpassung des Pitchverhältnisses in Bezug auf $r/R = 0,7$
- Spitzenbelastung durch relative Sehnenlänge bei $r/R = 0,975$ in Bezug auf $c_{ref} \approx 0,8 \cdot c_{0,7}$
- relatives Spaltmaß, über geringe Durchmesseränderungen
- Rücklage durch skalierbare Skewverteilung

Es wurden 50 Propellergeometrien in einer Wageningen 19A-Düse durch eine quasi zufällige „Sobol-Verteilung“ erzeugt. Die Grenzen des Parameterraums sind in Tabelle 4 aufgelistet.

Parameter	untere Grenze	obere Grenze
A_E/A_0	0,55	0,85
$P_{0,7}/D$	0,60	1,60
$(P_{1,0}/D) / (P_{0,7}/D)$	0,60	1,00
$(c_{0,975}/0,8)/c_{0,7}$	0,60	1,00
s/D	0,0025	0,0095
θ_{EXT}	0	25

Tabelle 4: Grenzen des Parameterraums für Propellergeometrien

Um die Auswertung zu erleichtern, wurde die zu berechnende Fortschrittsziffer mit dem Steigungsverhältnis normiert. So wurde jeder Propeller bei 3 Betriebspunkten ($J = 0,00 \cdot P_{0,7}/D$; $J = 0,25 \cdot P_{0,7}/D$; $J = 0,50 \cdot P_{0,7}/D$) bei vorgegebener Drehzahl berechnet. Diese drei Punkte repräsentieren die Pfahlzugbedingung, die Trossenzugbedingung und die Marschfahrtbedingung der Düsenpropeller. Es wurde angenommen, dass die Propeller in der Großausführung einen Durchmesser von $D = 4,0$ m haben und mit einer Drehzahl von $n = 160$ U/min betrieben werden. Um eine homogene Verteilung über alle möglichen Propellergrößen zu erhalten, wurden 5 Maßstäbe festgelegt (Tabelle 5) und die Drehzahlen nach Froude umgerechnet. So konnte ein weiterer Reynoldszahlbereich detailliert abgedeckt werden. Insgesamt wurden 750 Berechnungen teilautomatisiert durchgeführt.

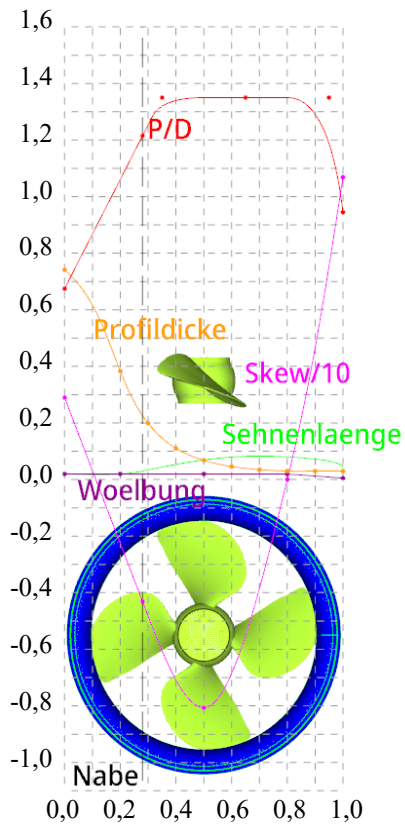
Maßstab	Durchmesser	Drehzahl	$Re_{c0,7}$ gemittelt	$\text{Log}_{10}(Re_{c0,7})$
[-]	[m]	[1/min]; [1/s]	[-]	[-]
1	4,0	160; 2,67	$4,42 \cdot 10^7$	7,65
2	2,0	226; 3,77	$1,56 \cdot 10^7$	7,19
4	1,0	320; 5,33	$5,53 \cdot 10^6$	6,74
10	0,4	506; 8,43	$1,40 \cdot 10^6$	6,15
20	0,2	716; 11,93	$4,94 \cdot 10^5$	5,69

Tabelle 5: Durchmesser, Drehzahlen, und Reynoldszahlen der Serienberechnungen

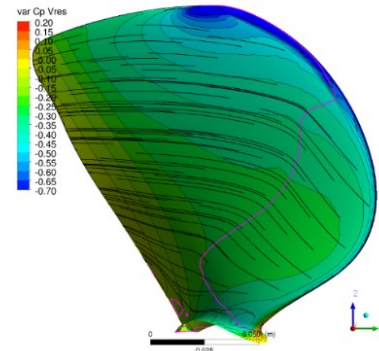
Neben den berechneten hydrodynamischen Propellerbeiwerten wurden zur Einschätzung der Kavitationseigenschaften weitere druckbasierende Daten aus den Berechnungsergebnissen gesammelt. Zusätzlich zu den nominellen Werten wurden zur nachträglichen Kontrolle und Bewertung diverse Abbildungen standardisiert gespeichert (Abbildung 83).

Sämtliche Berechnungsergebnisse sind [62] zu entnehmen.

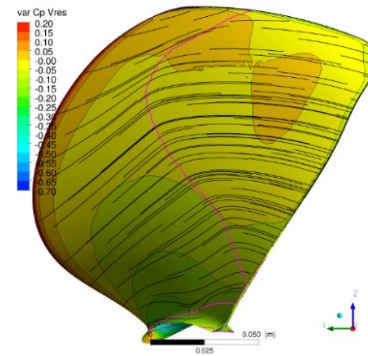
Geometrie



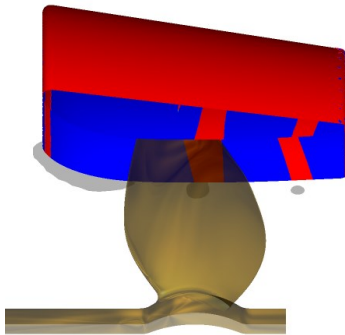
Druckverteilung und Stromlinien Saugseite



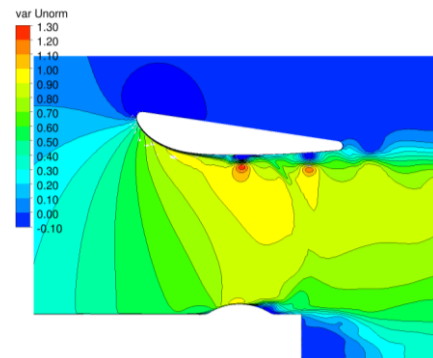
Druckverteilung und Stromlinien Druckseite



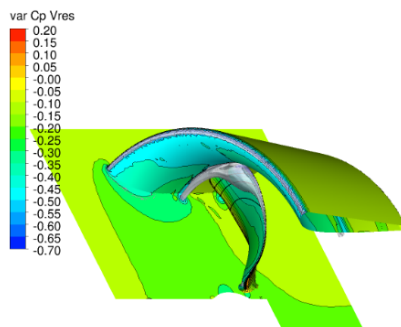
Rückströmung Düse und Fläche $C_p = -0,2$



Geschwindigkeitsverteilung Schnittebene



Druckverteilung mit Grenzfläche $C_p = -0,4$



Druckverteilung mit Grenzfläche $C_p = -0,8$

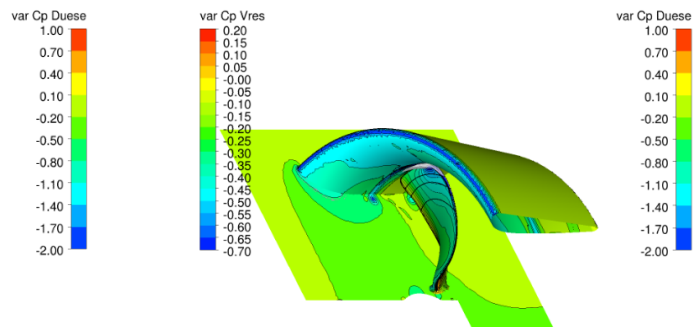


Abbildung 83: Standardbilder aus Serienberechnung, Propeller 2, $\lambda = 10$, $J = 0,0$

5.6. Zusammenfassung der Modellversuche und CFD-Berechnungen

Durch ein eigens entwickeltes parametrisches Propellermodell konnten mathematisch auswertbare Geometrien erzeugt werden. Dieses Modell wurde zur Bereitstellung von Geometrien für den Modellbau und für Serienberechnungen mit geometrisch verschiedensten Propellern genutzt. Vier systematisch ausgewählte Propeller und zwei Düsen wurden in jeweils zwei Maßstäben gebaut. Diese Propeller wurden in Modellversuchen für Freifahrt-, Farbanstrich- und Kavitationsversuche genutzt. Die in den Versuchen gewonnenen Daten bildeten die Grundlage für die Validierung der viskosen CFD-Berechnungen und dienten der Entwicklung des Reynoldszahlkorrekturmodells.

Die CFD-Berechnungen der Düsenpropeller konnten erfolgreich mithilfe der Modellversuche validiert werden. So spiegeln die wandnahen Stromlinien der Berechnungen die Ergebnisse der Farbanstrichversuche über den untersuchten Reynoldszahlbereich wider. Quantitative Übereinstimmungen eignen sich auch beim Vergleich der berechneten und gemessenen Freifahrtkennwerte bei verschiedenen Geometrien, Steigungen und Spaltmaßen. Die so entwickelten optimalen Gitter und Einstellungen des RANSE-Lösers wurden für die nachfolgenden Serienberechnungen eingesetzt. Die untersuchten Propeller umfassen hierbei einen großen geometrischen Bereich. Die aus den Berechnungen ermittelten Freifahrtkennwerte bei fünf gleichmäßig verteilten Reynoldszahlen bildeten die wesentliche Grundlage für das entwickelte Reynoldszahlkorrekturverfahren.

6. Entwicklung eines empirischen Reynoldszahlkorrekturverfahrens für Düsenpropeller

Auf Grundlage der Ergebnisse und der Erkenntnisse der vorangegangenen Kapitel werden nachfolgend die Entwicklung eines empirischen, auf Regressionsgleichungen basierenden Reynoldszahlkorrekturverfahrens und dessen Gültigkeitsbereich erläutert. Hierzu wird die Herangehensweise zur Erstellung des Verfahrens beschrieben. Die entstandenen Regressionsgleichungen mit den dazugehörigen Polynomkoeffizientenmatrizen zur Berechnung des Reynoldszahleinflusses und deren Gültigkeitsbereich werden beschrieben. Anschließend wird die Genauigkeit im Vergleich zum Modellversuch und zu den CFD-Berechnungen untersucht. Schließlich erfolgt die Darstellung des Einflusses einzelner geometrischer Parameter sowie des Einflusses einer anderen Düsenform auf die Reynoldszahleffekte.

6.1. Grundlagen der Verfahrensentwicklung

Das neu entwickelte Reynoldszahlkorrekturverfahren basiert vor allem auf den Ergebnissen der CFD-Serienberechnungen (Absatz 5.5), wobei zusätzlich Anpassungen auf Grundlage der Messergebnisse (Absatz 5.3) eingeflossen sind. Das Verfahren berücksichtigt keine Kavitation. Es basiert auf Regressionsgleichungen, in welche geometrische Propellerparameter einfließen und deren Faktoren durch reynoldszahlabhängige Polynome dritten Grades abgebildet werden. Die Entwicklung erfolgte schrittweise:

1. Für jeden Maßstab wurde eine lineare Regressionsanalyse der Berechnungsergebnisse durchgeführt. Es zeigte sich, dass der Einfluss des Skewwinkels auf die Beiwerte eine nicht signifikante Größenordnung aufweist und daher vernachlässigt werden kann.
2. Die lineare Regression wurde um zusätzliche lineare und quadratische Terme erweitert, um die Abhängigkeiten von $P_{0,7}/D$ und von J genauer abbilden zu können. Die notwendigen Faktoren innerhalb der zusätzlichen Terme wurden auf Grundlage einer repräsentativen Auswahl von Berechnungsergebnissen bestimmt.
3. Die Faktoren wurden über die Reynoldszahl aufgetragen und jeweils über Polynome dritten Grades approximiert.
4. Die Koeffizienten dieser Polynome wurden wiederum angepasst, um statt einem „Best fit“-Ansatz einen möglichst passenden „reynoldszahlabhängigen Verlauf“ der einzelnen Beiwerte abbilden zu können. Dies führte jedoch bei einigen Propellern zu höheren absoluten Abweichungen in Bezug auf die tatsächlichen Freifahrtkennwerte. Dies ist im Sinne einer genauen Reynoldszahlkorrektur jedoch tolerierbar.

Anhand der Regressionsgleichungen und der Koeffizienten für die Polynome der Faktoren können die Beiwerte K_{TP} , K_{TD} und $10K_Q$ in Abhängigkeit von geometrischen Größen und für jede Reynoldszahl bestimmt werden, wobei jedoch nicht alle Abhängigkeiten physikalisch ausreichend erfasst werden. Daher können sich Abweichungen zwischen mit diesem Verfahren ermittelten und gemessenen oder berechneten Freifahrtkennwerten ergeben. Die gesuchten Reynoldszahleffekte werden aus der Delta-Werte-Berechnung der Freifahrtkennwerte bei der Modell- und Großausführungsreynoldszahl mit dem entwickelten Verfahren dennoch mit hinreichender Genauigkeit wiedergegeben.

6.2. Gültigkeitsbereich des entwickelten Reynoldszahlkorrekturverfahrens

Das Verfahren wurde aus Berechnungen mit der Wag. 19A-Düse entwickelt. Bei Verwendung mit anderen Düsen können Abweichungen nicht ausgeschlossen werden. Das Verfahren gilt nur für den kavitationsfreien Fall. Als Gültigkeitsbereich für das Korrekturverfahren gelten die definierten Grenzen aus Tabelle 6:

Parameter		untere Grenze	obere Grenze
Re	[-]	$4 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^7$
$J/(P_{0,7}/D)$	[-]	0,00	0,60
Düsenprofil		Wageningen 19A-Düse	
A_E/A_0	[-]	0,55	0,85
$P_{0,7}/D$	[-]	0,80	1,40
$(P_{1,0}/D) / (P_{0,7}/D)$	[-]	0,60	1,00
$(c_{0,975}/0,8)/c_{0,7}$	[-]	0,60	1,20
s/D	[-]	0,002	0,01
θ_{EXT}	[°]	0,0	25,0

Tabelle 6: Gültigkeitsbereich des Reynoldszahlkorrekturverfahrens

Das Verfahren kann relative Werte, aber keine Absolutwerte wiedergeben. Ursache hierfür ist die Vernachlässigung einiger Interaktionsparameter zwischen geometrischen Größen. Hier ist insbesondere der Einfluss der Reynoldszahl auf die Belastung der Flügelspitze zu nennen. Zur Berücksichtigung dieser und weiterer Interaktionen wäre eine wesentlich aufwändigere Rechenmatrix notwendig, um komplexere Regressionsgleichungen zu entwickeln. Des Weiteren ist mit dem Polynom-Ansatz nicht jeder berechnete Kurvenverlauf der Beiwerte in Abhängigkeit von der Reynoldszahl darstellbar, da in einigen Berechnungsfällen deutliche Unstetigkeiten auftraten. Bei der Variation einzelner Parameter wird der Trend überwiegend quantitativ gut wiedergegeben. So kann beispielsweise eine Anpassung der Steigung an die Reynoldszahl für einen vorgegebenen Drehmomentenbeiwert erfolgen oder der Einfluss des Spaltmaßes auf die Freifahrtkennwerte abgeschätzt werden. Für die Umrechnung von der Modell- auf die Großausführungs-Reynoldszahl ist eine möglichst hohe Reynoldszahl im Modellversuch anzustreben, um so nicht abbildbare Modelleffekte wie beispielsweise den Einfluss der Ablösung am Düseneinlauf zu minimieren.

6.3. Regressionsgleichung und Polynomkoeffizienten

Die für jeden Beiwert (K_{TP} , K_{TD} , $10K_Q$) geltende Regressionsgleichung und Koeffizientenmatrix werden nachfolgend aufgelistet. Zur Bestimmung des Reynoldszahleffekts zwischen Modell und Großausführung muss der entsprechende Beiwert jeweils für die Reynoldszahl des Modells und der Großausführung berechnet werden. Die Differenz aus beiden Berechnungen entspricht der anzuwendenden Reynoldszahlkorrektur.

6.3.1. Schubbeiwert K_{TP}

Anzuwendende Reynoldszahlkorrektur:

$$\Delta K_{TP} = K_{TPS} - K_{TPM} \quad (118)$$

Regressionsgleichung:

$$K_{TP} = C_1 \cdot \frac{A_E}{A_0} + C_2 \cdot \frac{P_{0,7}}{D} + C_3 \cdot \frac{c_{0,95}/0,8}{c_{0,7}} + C_4 \cdot \frac{P_{1,0}/D}{P_{0,7}/D} + C_5 \cdot \frac{s}{D} + \left[\left(C_6 \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_7 \right) \cdot \frac{P_{0,7}}{D} + \left(C_8 \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_9 \right) \right] \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_{10} \quad (119)$$

mit den Polynomkoeffizienten

$$C_i = a_3 \cdot \log(Re)^3 + a_2 \cdot \log(Re)^2 + a_1 \cdot \log(Re) + a_0 \quad (120)$$

Polynomkoeffizientenmatrix K_{TP} :

	a_3	a_2	a_1	a_0
C_1	0,0085	-0,1890	1,3735	-3,2004
C_2	0,0030	-0,0648	0,4539	-0,6917
C_3	0,0028	-0,0593	0,4159	-0,9741
C_4	-0,0028	0,0600	-0,4287	1,0335
C_5	0,0453	-0,9942	7,2491	17,6370
C_6	0,0275	-0,6062	4,4895	-11,3421
C_7	-0,0029	0,0860	-0,8110	2,3568
C_8	-0,0601	1,2980	-9,3450	22,4450
C_9	0,0221	-0,4959	3,7159	-9,2269
C_{10}	-0,0097	0,2168	-1,5760	3,6001

Tabelle 7: Polynomkoeffizientenmatrix der Faktoren für K_{TP} -Berechnung

6.3.2. Schubbeiwert K_{TD}

Die Regressionsgleichung für K_{TD} entspricht der für K_{TP} , es sind jedoch andere Faktoren für die Polynomkoeffizienten notwendig.

Anzuwendende Reynoldszahlkorrektur:

$$\Delta K_{TD} = K_{TDS} - K_{TDM} \quad (121)$$

Regressionsgleichung:

$$K_{TD} = C_1 \cdot \frac{A_E}{A_0} + C_2 \cdot \frac{P_{0,7}}{D} + C_3 \cdot \frac{c_{0,95}/0,8}{c_{0,7}} + C_4 \cdot \frac{P_{1,0}/D}{P_{0,7}/D} + C_5 \cdot \frac{s}{D} + \left[\left(C_6 \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_7 \right) \cdot \frac{P_{0,7}}{D} + \left(C_8 \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_9 \right) \right] \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_{10} \quad (122)$$

mit den Polynomkoeffizienten

$$C_i = a_3 \cdot \log(Re)^3 + a_2 \cdot \log(Re)^2 + a_1 \cdot \log(Re) + a_0 \quad (123)$$

Polynomkoeffizientenmatrix K_{TD}

	a_3	a_2	a_1	a_0
C_1	-0,0025	0,0551	-0,4061	0,9956
C_2	-0,0011	0,0172	-0,0719	0,4644
C_3	0,0003	-0,0053	0,0302	0,0072
C_4	-0,0013	0,0260	-0,1647	0,4048
C_5	0,0969	-2,0975	14,7910	-37,0240
C_6	-0,0357	0,7560	-5,3511	13,1770
C_7	0,0242	-0,4893	3,2950	-8,3937
C_8	-0,0261	0,4935	-2,9895	5,4971
C_9	0,0107	-0,2139	1,3754	-2,4152
C_{10}	0,0003	-0,0046	0,0154	-0,2369

Tabelle 8: Polynomkoeffizientenmatrix der Faktoren für K_{TD} -Berechnung

6.3.3. Drehmomentenbeiwert $10K_Q$

Anzuwendende Reynoldszahlkorrektur:

$$\Delta 10K_Q = 10K_{QS} - 10K_{QM} \quad (124)$$

Regressionsgleichung:

$$\begin{aligned} 10K_Q = & C_1 \cdot \frac{A_E}{A_0} + C_2 \cdot \frac{P_{0,7}}{D} + C_3 \cdot \frac{c_{0,95}/0,8}{c_{0,7}} + C_4 \cdot \frac{P_{1,0}/D}{P_{0,7}/D} + C_5 \cdot \frac{s}{D} \\ & + \left[\left(C_6 \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_7 \right) \cdot \frac{P_{0,7}}{D} + \left(C_8 \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_9 \right) \right] \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} \\ & + \left(C_{10} \cdot \frac{J}{P_{0,7}/D} + C_{11} \right) \cdot \left(\frac{P_{0,7}}{D} \right)^2 + C_{12} \end{aligned} \quad (125)$$

mit den Polynomkoeffizienten

$$C_i = a_3 \cdot \log(Re)^3 + a_2 \cdot \log(Re)^2 + a_1 \cdot \log(Re) + a_0 \quad (126)$$

Polynomkoeffizientenmatrix $10K_Q$

	a_3	a_2	a_1	a_0
C_1	0,0246	-0,5220	3,6434	-8,1323
C_2	-0,0125	0,2602	-1,7576	3,7693
C_3	0,0042	-0,0925	0,6816	-1,6501
C_4	-0,0019	0,0420	-0,3151	0,8745
C_5	0,0600	-1,1819	7,4000	-17,5780
C_6	0,0273	-0,5970	4,4200	-11,4050
C_7	-0,0562	1,2520	-9,3361	23,4950
C_8	-0,0624	1,4258	-10,7770	27,0325
C_9	0,0902	-1,9485	14,0220	-33,6540
C_{10}	0,0168	-0,3945	3,0628	-8,0713
C_{11}	0,0060	-0,1239	0,8260	-1,3076
C_{12}	-0,0160	0,3390	-2,3798	5,3593

Tabelle 9: Polynomkoeffizientenmatrix der Faktoren für $10K_Q$ -Berechnung

6.3.4. Reynoldszahlabhängigkeit des Drucks

Da davon ausgegangen werden kann, dass auch die Kavitation einen Einfluss auf die Reynoldszahleffekte hat, hier jedoch nicht betrachtet wurde, ist bei kavitationsreichen Zuständen zu erwarten, dass weitere Korrekturen erforderlich sind. Im Rahmen der Serienberechnungen wurden verschiedene Druckbeiwerte sowie Flächen und Volumina gleichen Drucks in normierter Weise bestimmt (vgl. Abbildung 83). Es zeigte sich eine deutliche Abhängigkeit des Drucks von der Reynoldszahl. Um die Größe des Einflusses zu untersuchen, wurden alle Ergebnisse eines Maßstabs gemittelt und mit der jeweils mittleren Reynoldszahl aufgetragen. Die Druckbeiwerte wurden so ausgewählt, dass für alle Propeller in allen Betriebspunkten eine Fläche (entsprechend einem Durchmesser des Spitzenwirbels) und ein Volumen (entsprechend einem Kavitationsvolumen) mit > 0 bestimmt werden konnte. Die Abhängigkeit wird in den folgenden Diagrammen für verschiedene normierte Fortschrittsgrade dargestellt.

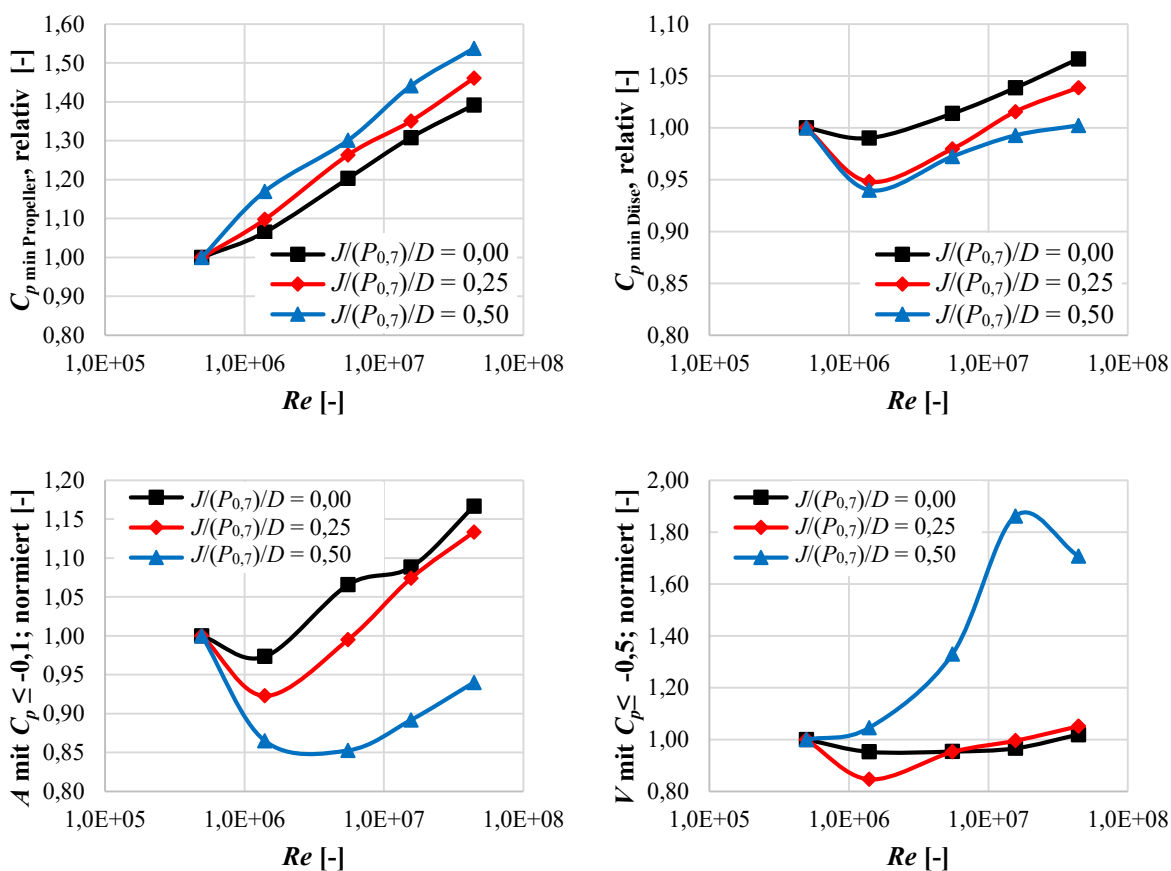


Abbildung 84: Reynoldszahlabhängigkeit des Drucks für verschiedene Bezugsgrößen

Die Diagramme in Abbildung 84 zeigen, dass es beim minimalen Druckbeiwert am Propeller und an der Düse sowie der Fläche unterhalb eines Druckbeiwerts bei $Re > 1 \cdot 10^6$ eine nahezu logarithmisch lineare Abhängigkeit des Druckbeiwerts von der Reynoldszahl gibt. Bei dem normierten Volumen gleichen Druckbeiwerts ist dagegen keine gleichmäßige Abhängigkeit erkennbar. Zur Berechnung der logarithmisch-linearen Abhängigkeiten des Drucks von der Reynoldszahl kann die bekannte von McCormick entwickelte Formel für den Einsatz des Spitzenwirbels [42] mit entsprechend angepassten Koeffizienten für eine hinreichend genaue Bestimmung der Druckabhängigkeit für Reynoldszahlen bei Modellversuche bei $Re > 1 \cdot 10^6$ genutzt werden.

Abhängigkeit des minimalen Drucks am Propeller von der Reynoldszahl:

$$\frac{C_{p \text{ min Propeller}_S}}{C_{p \text{ min Propeller}_M}} = \left(\frac{Re_S}{Re_M}\right)^{0,07} \quad (127)$$

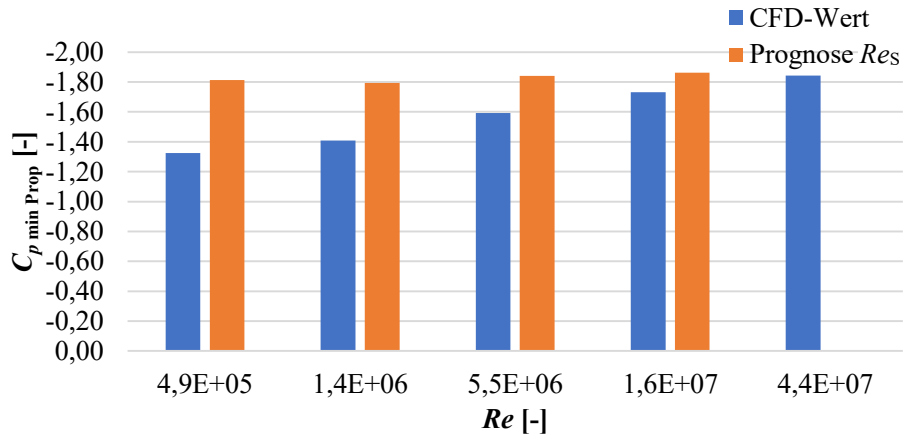


Abbildung 85: $C_{p \text{ min Prop}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$

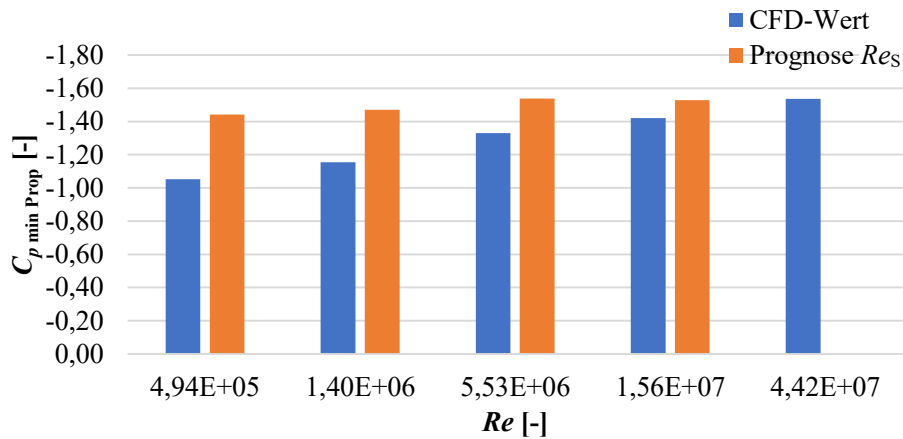


Abbildung 86: $C_{p \text{ min Prop}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$

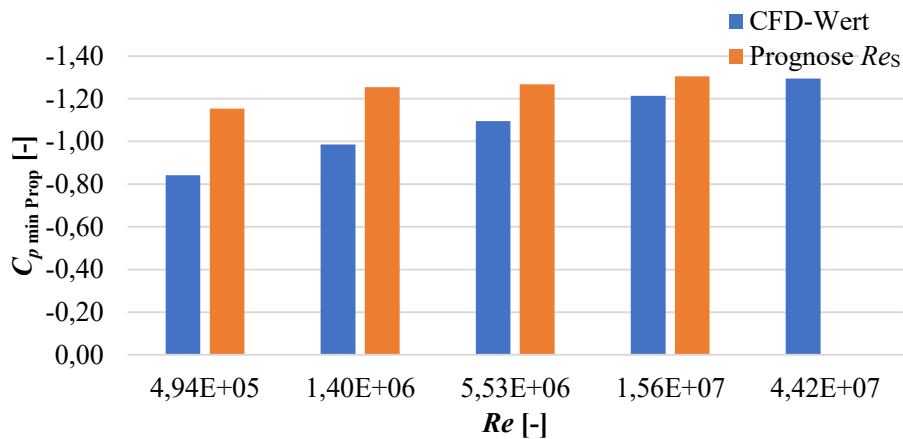


Abbildung 87: $C_{p \text{ min Prop}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$

Abhängigkeit des minimalen Drucks an der Düse von der Reynoldszahl:

$$\frac{C_{p \min \text{ Düse}_S}}{C_{p \min \text{ Düse}_M}} = \left(\frac{Re_S}{Re_M} \right)^{0,02} \quad (128)$$

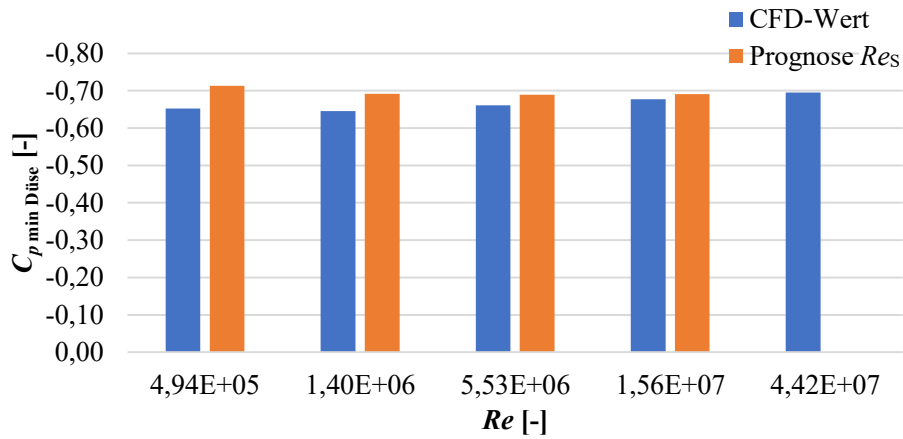


Abbildung 88: $C_{p \min \text{ Düse}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$

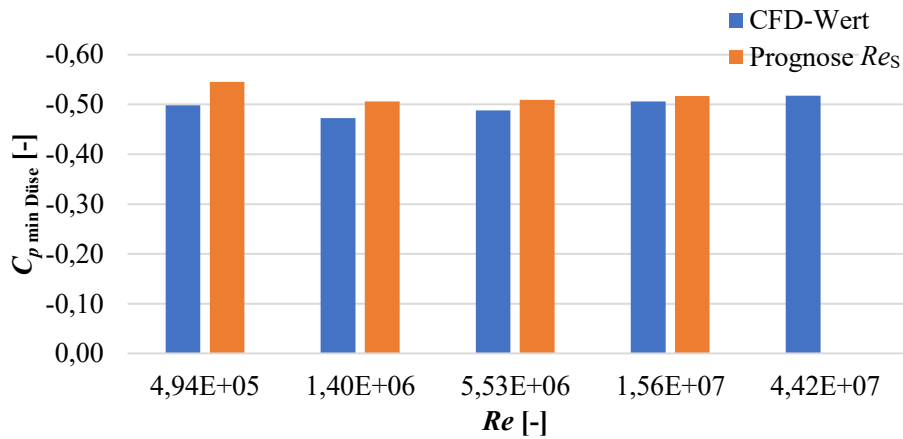


Abbildung 89: $C_{p \min \text{ Düse}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$

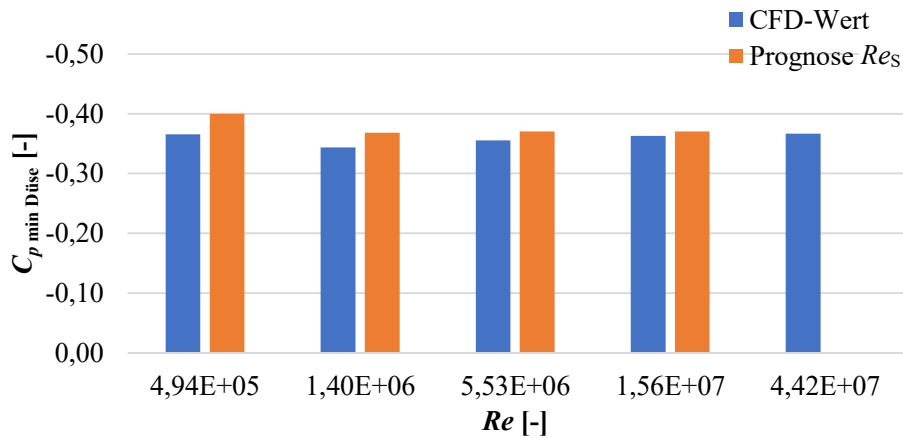


Abbildung 90: $C_{p \min \text{ Düse}}$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$

Abhängigkeit der normierten Fläche unterhalb eines Druckbeiwerts von der Reynoldszahl (Durchmesser des Spitzenwirbels):

$$\frac{A_S \text{ bei } \leq C_p[-0,1]}{A_M \text{ bei } \leq C_p[-0,1]} = \left(\frac{Re_S}{Re_M}\right)^{0,04} \quad (129)$$

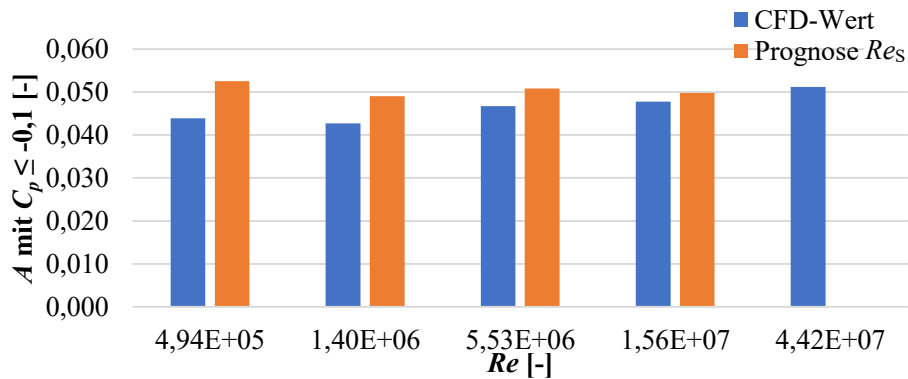


Abbildung 91: A mit $C_{p \min} \leq -0,1$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$

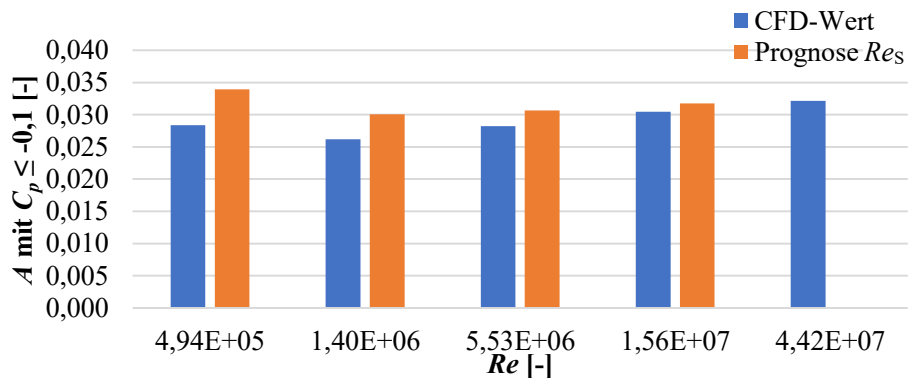


Abbildung 92: A mit $C_{p \min} \leq -0,1$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$

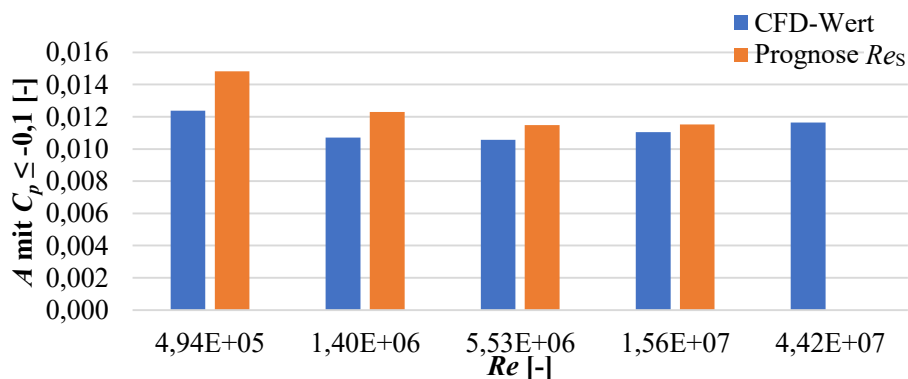


Abbildung 93: A mit $C_{p \min} \leq 0,1$, Berechnung und Umrechnung auf $Re_S = 4,42 \cdot 10^7$, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$

Solche Korrekturen könnte in Kavitationsversuche als Korrekturfaktor der Kavitationszahl einfließen. Die Anwendbarkeit muss jedoch in nachfolgenden Arbeiten überprüft werden.

6.4. Darstellung von Ergebnissen des Reynoldszahlkorrekturverfahrens

6.4.1. Genauigkeit des empirischen Verfahrens bei Wag. 19A-Düsen

Zur Abschätzung der Genauigkeit des Verfahrens bei Wag. 19A-Düsen wurden für alle berechneten Propeller die Reynoldszahleffekte von einer gemittelten Reynoldszahl von $Re = 4,9 \cdot 10^5$ auf eine gemittelte Reynoldszahl von $Re = 1,6 \cdot 10^7$ aus den CFD-Berechnungen mit den Ergebnissen des empirischen Verfahrens verglichen, siehe Tabelle 10. Der berechnete Mittelwert der Abweichung und die Standardabweichung zeigen geringe Streuung. Die Abweichungen sind zusätzlich in den Histogrammen in Abbildung 95 dargestellt, um auch die maximalen zu erwartenden Abweichungen zu zeigen.

	$\Delta K_{TP\text{ CFD}} - \Delta K_{TP\text{ emp.}}$	$\Delta K_{TD\text{ CFD}} - \Delta K_{TD\text{ emp.}}$	$\Delta K_{TT\text{ CFD}} - \Delta K_{TT\text{ emp.}}$	$\Delta 10K_Q\text{ CFD} - \Delta 10K_Q\text{ emp.}$
Mittelwert	-0,001	0,000	0,000	0,000
Standardabweichung	0,007	0,003	0,007	0,011

Tabelle 10: Mittelwert und Standardabweichungen der Δ -Beiwerte, Umrechnung von $Re_M = 4,9 \cdot 10^5$ auf $Re_S = 1,6 \cdot 10^7$

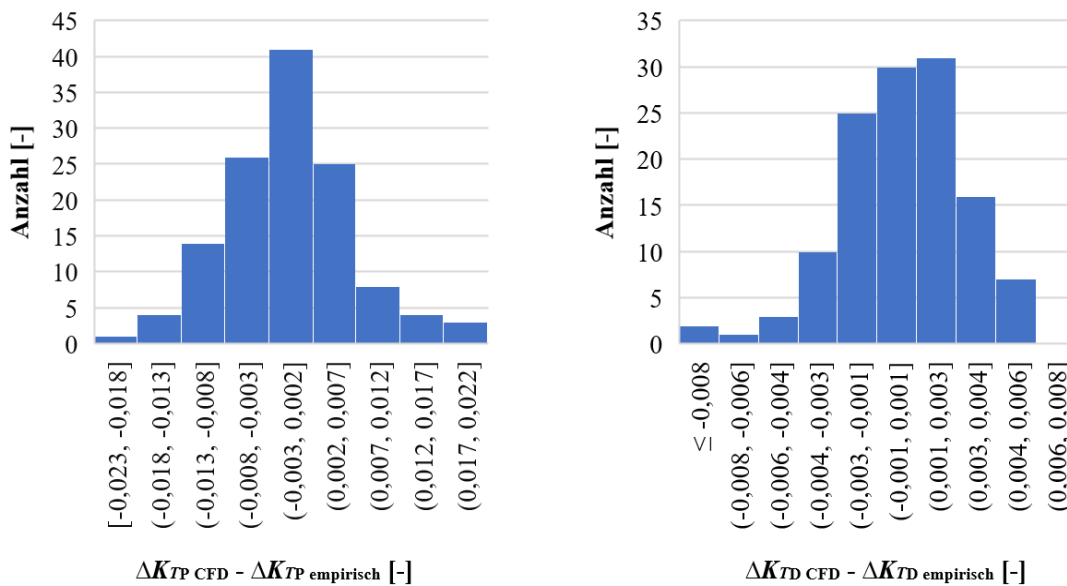


Abbildung 94: Histogramme der Abweichung des empirischen Verfahrens vom CFD-Verfahren (a)

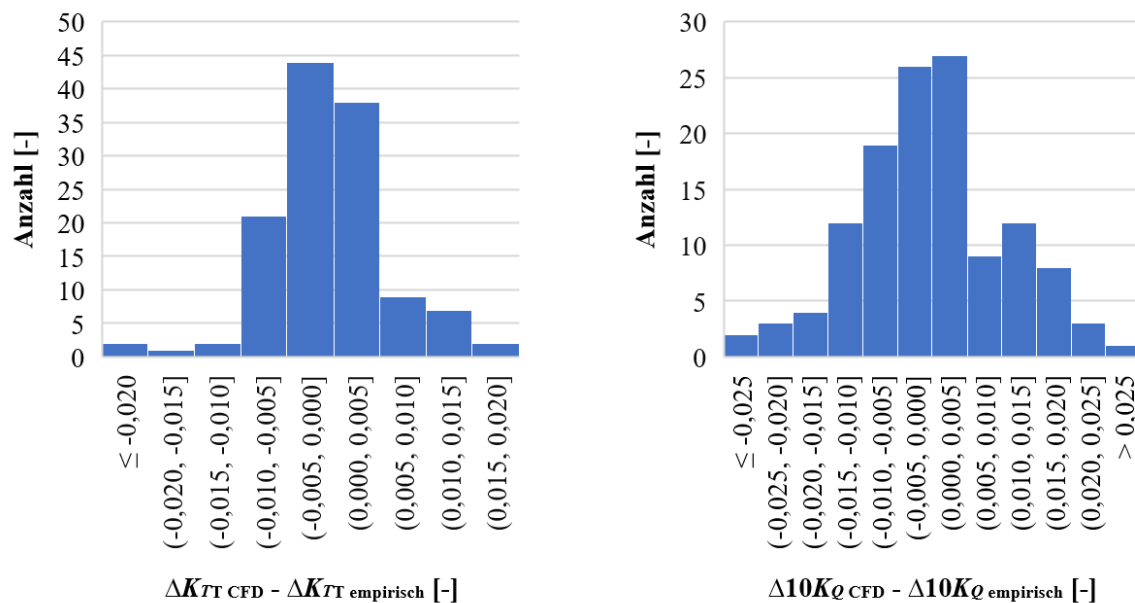
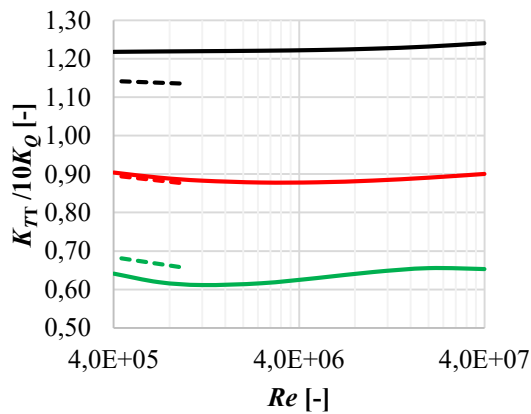
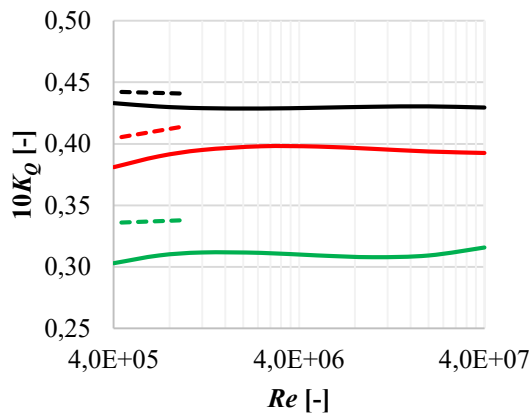
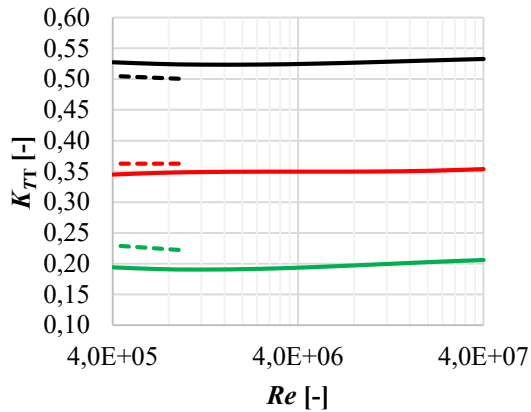


Abbildung 95: Histogramme der Abweichung des empirischen Verfahrens vom CFD-Verfahren (b)

6.4.2. Vergleich des empirischen Modells mit Modellversuchen

Das empirische Verfahren wurde mit einigen Ergebnissen aus den Modellversuchen verglichen. Der Vergleich in Abbildung 96 und Abbildung 97 zeigt recht deutlich, dass das Rechenverfahren die Reynoldszahleffekte im Reynoldszahlbereich der Modellversuche, wie schon im Absatz 4.3 dargestellt, mit Einschränkungen wiedergeben kann. Für die Umrechnung von der Modell- auf die Großausführungs-Reynoldszahl ist daher eine möglichst hohe Reynoldszahl im Modellversuch anzustreben, um so nicht abbildbare Modelleffekte wie beispielsweise den Einfluss der Ablösung am Düseninlauf, zu minimieren.

VP1870-D287, $P_{0,7}/D = 1,0$; $s = 0,0055 \cdot D$



VP1870-D287, $P_{0,7}/D = 1,4$; $s = 0,0055 \cdot D$

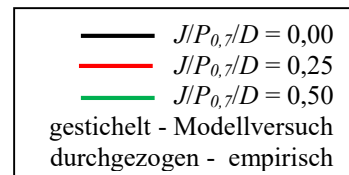
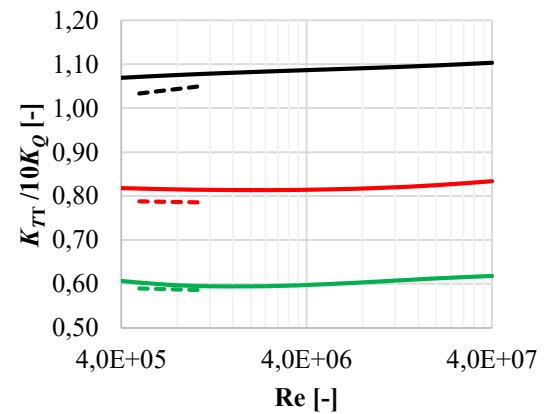
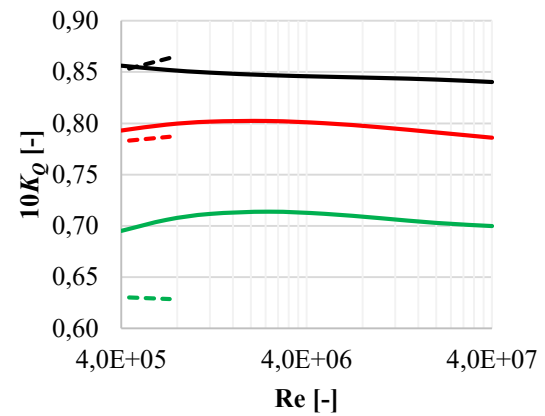
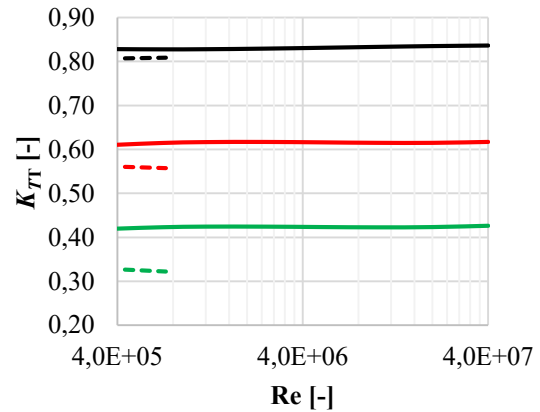


Abbildung 96: Vergleich von Modellversuchsergebnissen mit dem empirischen Prognoseverfahren, VP1870-D287 bei verschiedenen Steigungen

VP1871-D287, $P_{0,7}/D = 1,2$; $s = 0,0055 \cdot D$

VP1872-D287, $P_{0,7}/D = 1,2$, $s = 0,0055 \cdot D$

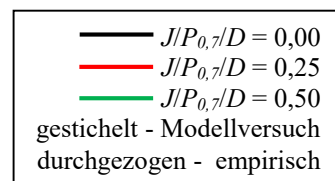
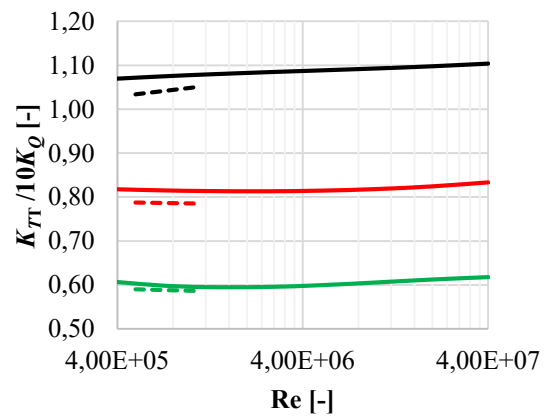
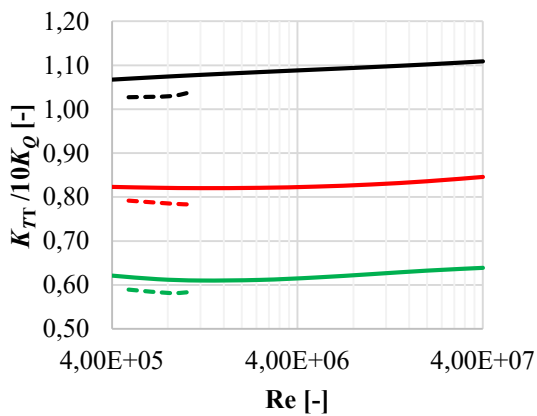
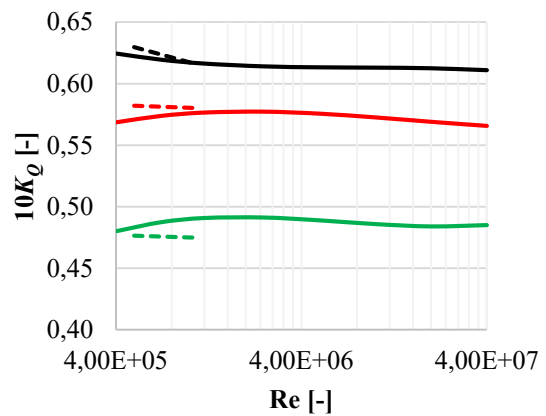
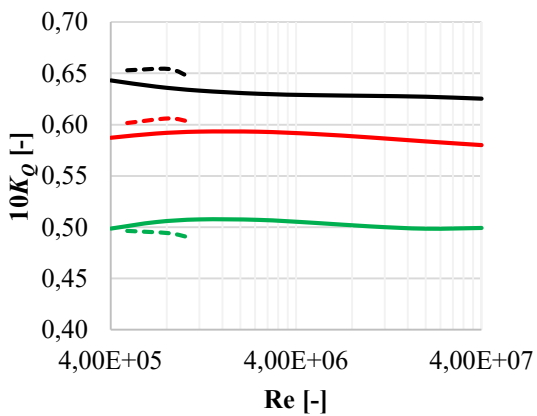
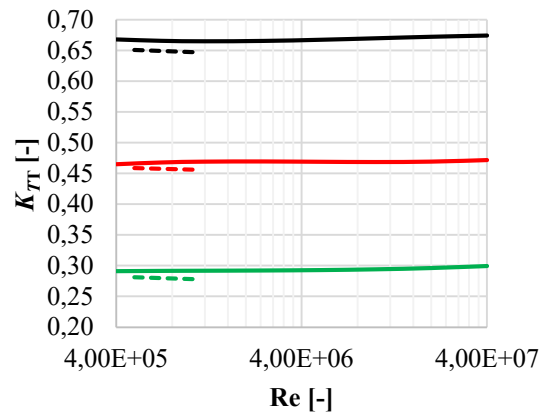
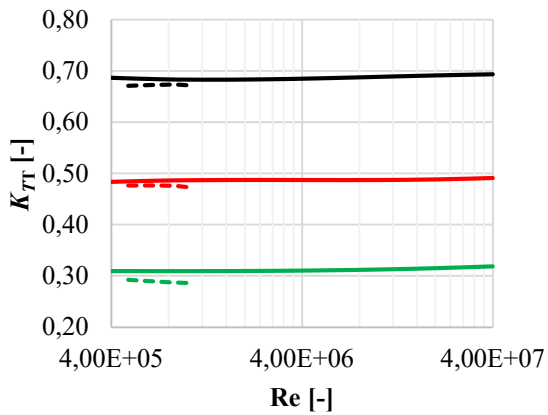


Abbildung 97: Vergleich von Modellversuchsergebnissen mit dem empirischen Prognoseverfahren VP1871-D287 und VP1872-D287

6.4.3. Vergleich verschiedener Propeller aus dem Parameterbereich

Abbildung 98 bis Abbildung 100 zeigen den Verlauf einzelner Beiwerte für ausgewählte Propeller (Tabelle 11) mit verschiedenem Steigungsverhältnis über den gesamten Reynoldszahlbereich bei ausgewählten relativen Fortschrittsziffern.

Die Beiwerte der einzelnen Propeller weisen einen unterschiedlichen Verlauf über die Reynoldszahl auf. Es ist erkennbar, dass der Trend der Reynoldszahlabhängigkeit überwiegend gut wiedergegeben wird. Der durch das empirische Verfahren bestimmte Trendverlauf ist jedoch etwas unflexibel, so dass sich insbesondere bei kleineren Reynoldszahlen abweichende Trendverläufe zeigen, da die komplexen Interaktionen zwischen Grenzschichtausbildung, Ablösungen und Wirbeln durch das entwickelte Verfahren nicht ausreichend wiedergegeben werden können.

Propeller	A_E/A_0 [-]	$P_{0,7}/D$ [-]	$(P_{1,0}/D)/(P_{0,7}/D)$ [-]	$(c_{0,975}/0,8)/c_{0,7}$ [-]	s/D [-]	θ_{EXT} [°]
P26	0,672	0,694	0,713	0,913	0,008	22,656
P40	0,770	1,241	0,500	0,719	0,008	14,453
P44	0,808	1,116	0,808	0,969	0,006	23,828
P45	0,733	0,866	0,546	0,869	0,005	5,078
P46	0,583	1,366	0,742	0,669	0,008	17,578
P48	0,723	1,084	0,645	0,906	0,007	18,359
P49	0,798	1,334	0,729	0,806	0,006	12,109

Tabelle 11: Geometrieparameter ausgewählter berechneter Propeller

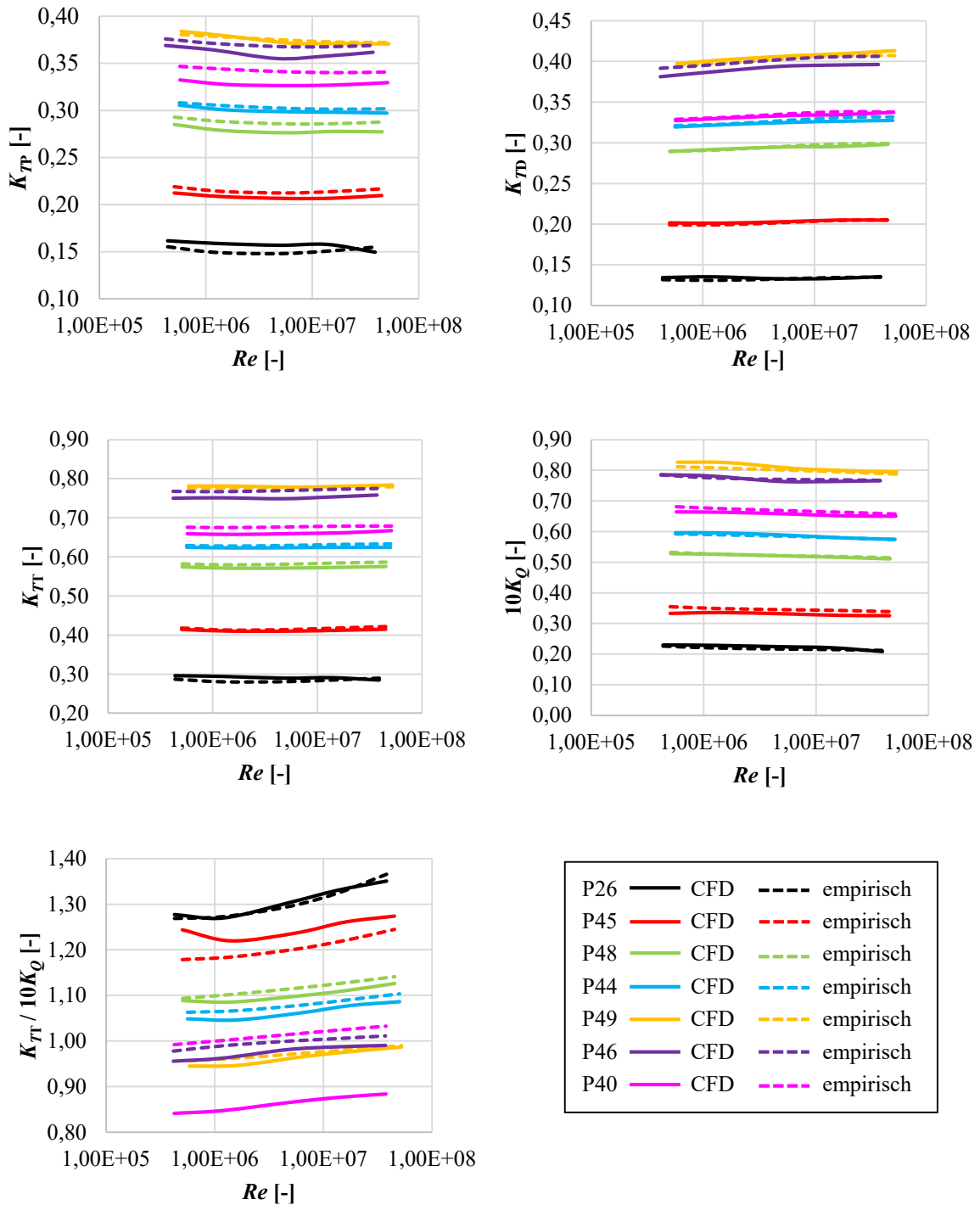


Abbildung 98: Vergleich CFD-Berechnung und empirische Prognose über einen weiten Reynoldszahlbereich bei $J/P_{0,7}/D = 0,00$

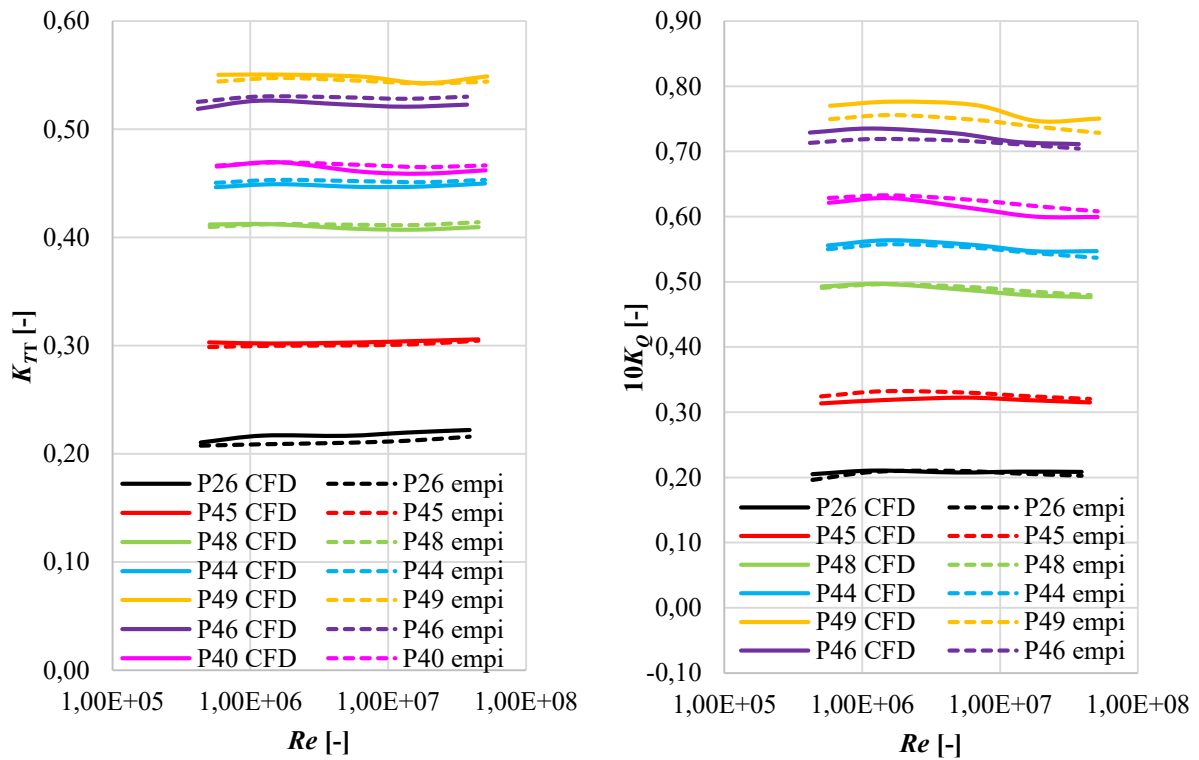


Abbildung 99: Vergleich K_{TT} und $10K_Q$, CFD-Berechnung und empirische Prognose über einen weiten Reynoldszahlbereich, $J/P_{0,7}/D = 0,25$

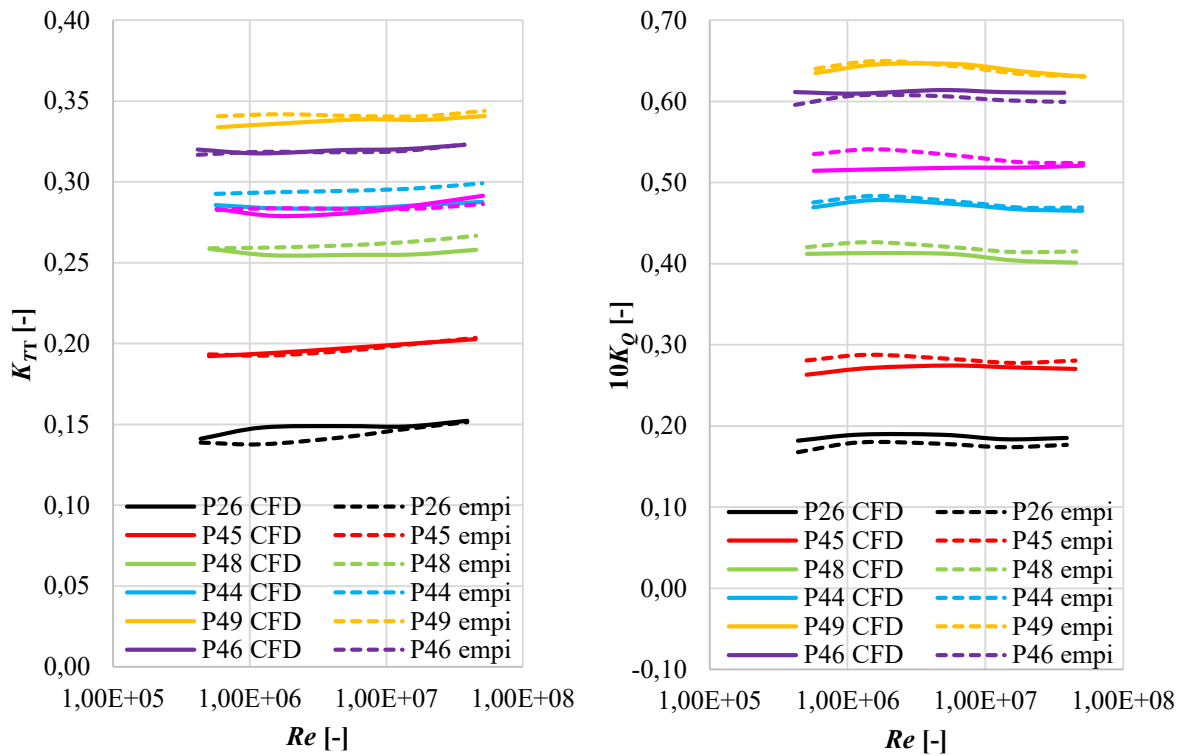


Abbildung 100: Vergleich K_{TT} und $10K_Q$, CFD-Berechnung und empirische Prognose über einen weiten Reynoldszahlbereich, $J/P_{0,7}/D = 0,50$

6.4.4. Einfluss einzelner Parameter auf den Reynoldszahleffekt

Für einen exemplarischen Propeller (Tabelle 12) werden die Einflüsse von geometrischen Kennwerten auf den Reynoldszahleinfluss der Beiwerte quantifiziert. Es zeigt sich, dass das empirische Prognoseverfahren die Einflüsse aller Parameter berücksichtigt und dass der Einfluss der Reynoldszahl auf den Trend der Beiwerte vor allem vom P/D -Verhältnis und von der Fortschrittsziffer J abhängt.

A_E/A_0	$P_{0,7}/D$	$(P_{1,0}/D)/(P_{0,7}/D)$	$(c_{0,975}/0,8)/c_{0,7}$	s/D
[-]	[-]	[-]	[-]	[-]
0,70	1,00	0,90	0,90	0,0055

Tabelle 12: Geometrieparameter des Basispropellers

Die Änderungen der Beiwerte aufgrund der Reynoldszahlabhängigkeiten werden für eine übliche Modellreynoldszahl ($Re_M = 7 \cdot 10^5$) bei der Umrechnung auf eine typische Großausführungsreynoldszahl ($Re_S = 2 \cdot 10^7$) in Tabelle 13 bis Tabelle 15 für verschiedene P/D -Verhältnisse aufgelistet, um einen Eindruck über die Größenordnung der Reynoldszahlkorrektur zu bekommen. Es zeigen sich nichtlineare Abhängigkeiten.

$P_{0,7}/D$	ΔK_{TP}	ΔK_{TD}	ΔK_{TI}	$\Delta 10K_Q$	$\Delta K_{TI} / \Delta 10K_Q$
0,80	-0,001	0,005	0,004	-0,004	0,030
1,00	-0,004	0,008	0,005	-0,005	0,024
1,20	-0,006	0,012	0,006	-0,009	0,023

Tabelle 13: Δ -Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$, Umrechnung von $Re_M = 7 \cdot 10^5$ auf $Re_S = 2 \cdot 10^7$

$P_{0,7}/D$	ΔK_{TP}	ΔK_{TD}	ΔK_{TI}	$\Delta 10K_Q$	$\Delta K_{TI} / \Delta 10K_Q$
0,80	0,006	-0,002	0,004	0,003	0,003
1,00	0,002	0,001	0,002	-0,001	0,008
1,20	-0,003	0,004	0,001	-0,006	0,010

Tabelle 14: Δ -Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$, Umrechnung von $Re_M = 7 \cdot 10^5$ auf $Re_S = 2 \cdot 10^7$

$P_{0,7}/D$	ΔK_{TP}	ΔK_{TD}	ΔK_{TI}	$\Delta 10K_Q$	$\Delta K_{TI} / \Delta 10K_Q$
0,80	0,009	0,000	0,010	0,000	0,038
1,00	0,006	0,001	0,007	-0,003	0,024
1,20	0,002	0,001	0,004	-0,005	0,014

Tabelle 15: Δ -Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$, Umrechnung von $Re_M = 7 \cdot 10^5$ auf $Re_S = 2 \cdot 10^7$

Der Einfluss einzelner Parameter auf die Reynoldszahlabhängigkeit wird im Anhang auf den Seiten A.7 bis A.21 dargestellt. Die Abbildungen liefern einen Überblick über die Auswirkungen einzelner geometrischer Änderungen auf den reynoldszahlabhängigen Trendverlauf der Beiwerte.

Auf Seite A.22 ist der Vergleich mit dem bekannten Verfahren nach Maksoud/Heinke [2] dargestellt. Aufgrund des im neuen Verfahren berücksichtigten Ablöseverhaltens und der Grenzschichtausbildung gibt es deutliche Unterschiede, wobei die Bezugsreynoldszahl einen maßgeblichen Effekt auf die dargestellten Ergebnisse hat.

6.4.5. Einfluss der Düsengeometrie, Wag. 19A-Düse im Vergleich zur SVA HE 1-Düse

Wie in Absatz 4.2 beschrieben, werden die Reynoldszahleffekte bei Propellerdüsen im Modellmaßstab vor allem von sich ausbildender Strömungsablösung dominiert. Da eine solche von der Düsengeometrie abhängt, ist davon auszugehen, dass im Modellreynoldszahlbereich unterschiedliche Düsen unterschiedlich starke Reynoldszahleffekte im Zusammenspiel mit dem Propeller aufweisen. Das entwickelte Verfahren beruht überwiegend auf Berechnungen mit der Wag. 19A-Düse (siehe Absatz 5.5). Bei Verwendung anderer Düsengeometrien muss das Verfahren auf Anwendbarkeit überprüft werden.

Für die SVA HE 1-Düse wurde das Verfahren für verschiedene ausgewählte Propeller (Tabelle 16) geprüft. Für diese Propeller werden in den Diagrammen in Abbildung 101 die empirisch bestimmten Änderungen der Beiwerte mit den durch CFD-Berechnungen bestimmten Korrekturen zwischen Modell- und Großausführungsreynoldszahl im Vergleich mit der SVA HE 1-Düse und Wag. 19A-Düse gezeigt. Es lässt sich für die dargestellten Propeller erkennen, dass für beide Düsen ein unterschiedlicher Reynoldszahleinfluss berechnet wird. So zeigt sich, dass das empirische Verfahren für die Wag. 19A-Düse eine überwiegend gute Übereinstimmung ergibt. Bei der SVA HE 1-Düse zeigen sich zwar ähnliche Trends, jedoch mit deutlich höheren Abweichungen. Dies bestätigt, dass bei anderen Düsenformen gegebenenfalls mit einer signifikanten Abweichung gerechnet werden muss. Dies trifft insbesondere auf Düsenformen zu, die sich deutlich von der Wag. 19A-Düse unterscheiden.

Propeller	A_E/A_0 [-]	$P_{0,7}/D$ [-]	$(P_{1,0}/D)/(P_{0,7}/D)$ [-]	$(c_{0,975}/0,8)/c_{0,7}$ [-]	s/D [-]	θ_{EXT} [°]
P0	0,700	1,100	0,800	0,653	0,0015	12,500
P2	0,625	1,350	0,700	0,753	0,0012	18,750
P3	0,663	0,725	0,850	0,795	0,0019	9,375
P4	0,813	1,225	0,650	0,600	0,0014	21,875
P5	0,738	0,975	0,750	0,695	0,0011	3,125
P6	0,587	1,475	0,950	0,531	0,0017	15,625
P7	0,606	1,288	0,725	0,551	0,0016	7,813
P8	0,756	0,788	0,925	0,716	0,0010	20,312
P9	0,831	1,538	0,825	0,621	0,0013	1,563

Tabelle 16: Geometrieparameter ausgewählter Propeller für den Vergleich des Düseneinflusses

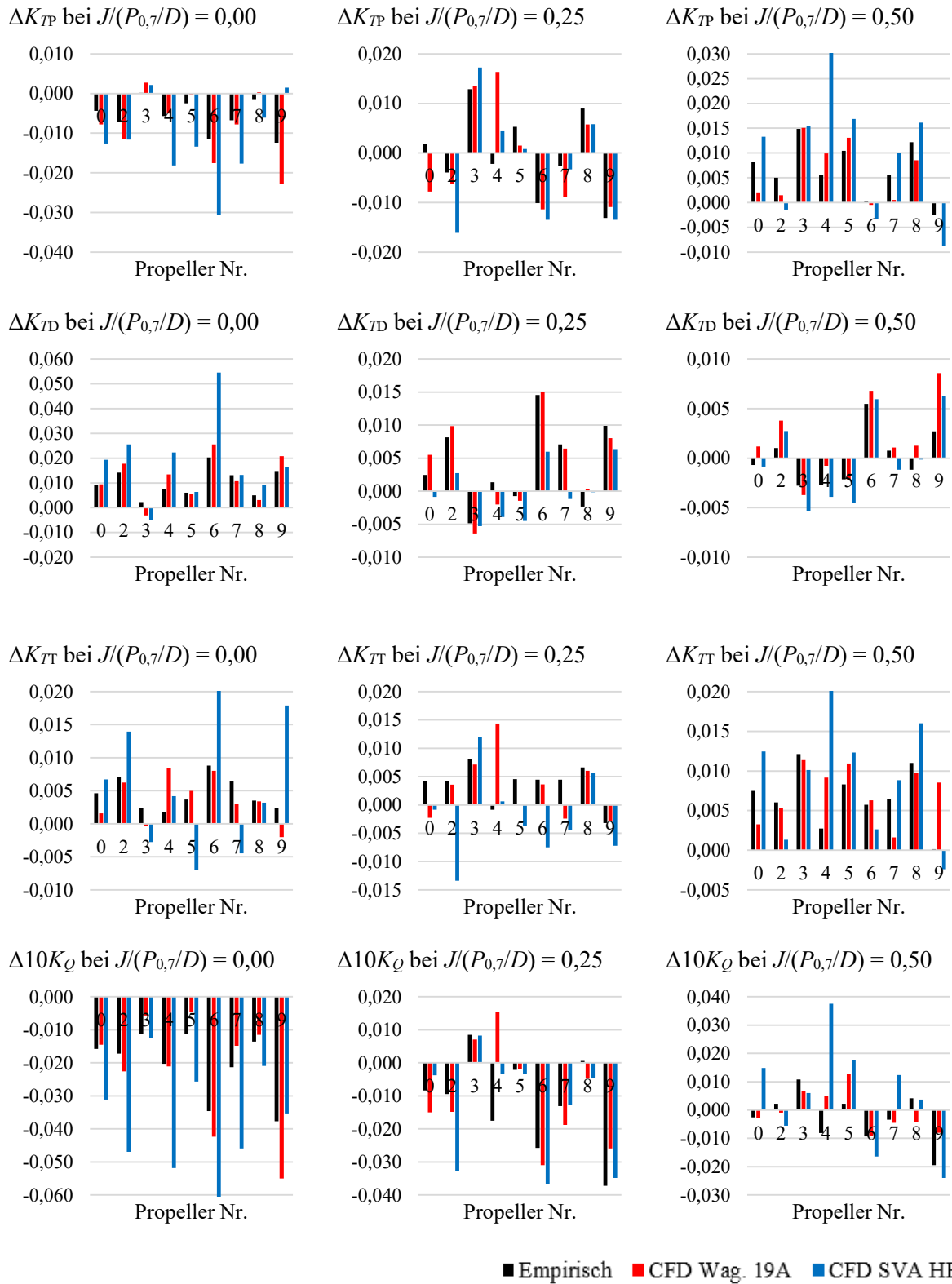


Abbildung 101: Vergleich der Reynoldszahlkorrekturen mit dem empirischen Verfahren und aus CFD-Berechnungen mit Wag. 19A-Düse und SVA HE 1-Düse, $Re_M \approx 5 \cdot 10^5$ auf $Re_S \approx 4 \cdot 10^7$

6.5. Schlussfolgerungen aus der Entwicklung des empirischen Reynoldszahlkorrekturmodells

Es wurde ein empirisches Reynoldszahlkorrekturverfahren für Düsenpropeller basierend auf CFD-Berechnungen und zusätzlichen Anpassungen auf Grundlage von umfangreichen Messergebnissen entwickelt. Die Eigenschaften des Verfahrens werden wie folgt zusammengefasst:

- Das Verfahren basiert auf Regressionsgleichungen, deren reynoldszahlabhängige Faktoren durch Polynome dritten Grades abgebildet werden
- Das Verfahren berücksichtigt keine Kavitation.
- Das Verfahren wurde anhand der Wag. 19A-Düse entwickelt. Bei Verwendung mit anderen Düsen können signifikante Abweichungen nicht ausgeschlossen werden.
- Anhand der Regressionsgleichung und der Polynomkoeffizienten für die Polynome der reynoldszahlabhängigen Faktoren können die Änderungen der Beiwerte für K_{TP} , K_{TD} und $10K_Q$ in Abhängigkeit von verschiedenen geometrischen Größen für jede Reynoldszahl bestimmt werden.
- Die Änderung des Beiwerts bei der Modell- und Großausführungs-Reynoldszahl entspricht der anzuwendenden Reynoldszahlkorrektur
 - Die Beiwerte geometrisch unterschiedlicher Propeller weisen einen unterschiedlichen Verlauf über die Reynoldszahl auf
 - Der Einfluss der Reynoldszahl auf den Trend der Beiwerte hängt vor allem von dem $P_{0,7}/D$ -Verhältnis und der Fortschrittsziffer J ab
 - Die mittels CFD berechneten Reynoldszahleffekte werden bei der Delta-Werte-Berechnung zweier Reynoldszahlen mit dem entwickelten Verfahren gut wiedergegeben.
- Das Verfahren kann die Änderung der Beiwerte, aber nicht den absoluten Wert wiedergeben.
- Das Verfahren kann die teilweise ablösebedingten Reynoldszahleffekte im Reynoldszahlbereich der Modelle teilweise nicht ausreichend detailliert wiedergeben. Deshalb empfiehlt es sich, eine möglichst hohe Reynoldszahl im Modellversuch für die Umrechnung auf die Großausführung anzustreben.

7. Zusammenfassung und Ausblick

In der Arbeit wurden die auf Düsenpropellersysteme wirkenden Reynoldszahleffekte systematisch experimentell und numerisch untersucht und quantifiziert.

Der aktuelle Wissensstand zu den Reynoldszahleffekten bei Propellern und Düsenpropellen wurde aufgezeigt und anhand von Beispielen erläutert. Es wurden kurz aktuell verfügbare Berechnungsverfahren für Düsenpropeller vorgestellt. Auf Grundlage dieser Betrachtungen ergaben sich verschiedene Fragestellungen und Lösungsansätze, die innerhalb dieser Arbeit unter Zuhilfenahme viskoser CFD-Berechnungen und Modellversuche untersucht wurden.

Zur Isolation und zum besseren Verständnis der wirkenden physikalischen Effekte wurden Voruntersuchungen durchgeführt. An einem 2D- und einem rotierendem 3D-Profil in einer neutralen, reibungsfreien Düse konnten der Einfluss der Reynoldszahl auf die laminar/turbulente Grenzschichtausbildung und deren Wirkung auf die Widerstands- und Auftriebskräfte und die daraus abgeleiteten Verhältnisse zwischen Auftrieb und Widerstand bzw. Vortriebskraft und Drehmoment mittels CFD-Berechnungen bestimmt werden. Es wurde gezeigt, dass die Grenzschichtausbildung einen unmittelbaren Einfluss auf die Reibungs- aber auch die Druckkräfte ausübt. Dies hat zur Folge, dass das Verhältnis zwischen Widerstands- und Auftriebskräften bei üblichen Modellreynoldszahlen nicht kleiner als bei typischen Reynoldszahlen einer Großausführung sein kann. So ergibt sich, dass die größte Effizienz der berechneten 2D- und 3D-Profile bei minimaler Reibung bzw. geringster Grenzschichtdicke, also bei maximaler laminarer Laufstrecke ohne Ablösung, bei Reynoldszahlen im Bereich von $Re \approx 6 \cdot 10^5$ zu erwarten ist.

CFD-Berechnungen von isoliert betrachteten Propellerdüsen bei verschiedenen Reynoldszahlen, bei welchen eine Propellerwirkung mittels Aktuator-Disk eindeutig definiert erzeugt wurde, lieferten Erkenntnisse zu den Reynoldszahleffekten der Düsen und deren Folgen für den Propeller. So wurde ermittelt, dass die Reynoldszahleffekte bei den zwei untersuchten Propellerdüsen (Wag. 19 und SVA HE 1) im Modellmaßstab vor allem von (laminaren) Ablösungen im Düseneinlauf und deren Folge für die Grenzschichtdicke beeinflusst werden. Die Unterschiede in der Grenzschichtströmung sorgen für eine veränderte Spitzenbelastung des Propellers und dadurch für eine unterschiedliche Ausbildung des Spitzenwirbels. Dies hat wiederum Folgen für die Strömungsbildung im Diffusorbereich der Propellerdüse. Des Weiteren besteht eine Reynoldszahlabhängigkeit des Spitzenwirbels selbst, sowie eine Reynoldszahlabhängigkeit der gegebenenfalls auftretenden Kavitation. So zeigen sich insgesamt starke Reynoldszahleffekte der Propellerdüsen.

Die Erkenntnisse aus den vorangegangenen Untersuchungen wurden in dieser Arbeit für unterschiedliche Propellergeometrien quantifiziert. Für die Erzeugung einer einheitlichen Datenbasis wurde ein parametrisches Propellermodell entwickelt. Dieses ermöglicht eindeutig definierte Propellergeometrievariationen.

Aus dem vom Propellermodell aufgespannten Parameterraum wurden 4 Propeller systematisch ausgewählt und in jeweils zwei Maßstäben ($D = 200$ mm und $D = 350$ mm) als Verstellpropeller gefertigt. Die Propellernabe wurde so konstruiert, dass mit Hilfe von Distanzscheiben unterschiedliche Propellerdurchmesser und somit bei konstantem Düsendurchmesser unterschiedliche Spaltmaße zwischen Propellerspitze und Düseninnenseite realisiert werden konnten. Um den durch die Messungen abgedeckten Reynoldszahlbereich zu erweitern und die Genauigkeit der Messungen zu erhöhen, wurde ein neues Düsenmesssystem mit Plattformwägezelle entwickelt. So konnten mit den Propellern umfangreiche Freifahrt- und Farbanstrichversuche mit unterschiedlichen Steigungen, Spaltmaßen und Reynoldszahlen in der Schlepprinne der SVA-Potsdam durchgeführt werden. Die Versuche dienten vor

allem der Kalibrierung und Validierung der CFD-Berechnungen und des entwickelten Reynoldszahlkorrekturverfahrens.

In ausführlichen Modellversuchen im Kavitationstunnel der SVA-Potsdam wurde vor allem versucht, den Einfluss der Reynoldszahl auf den Kavitationseinsatz und den daraus resultierenden kavitierenden Spitzenwirbel und den kavitationsbedingten Abfall der Propellerbeiwerte zu bestimmen. Mit jeder durchgeführten Versuchsserie ergaben sich zusätzliche Fragestellungen, die in weiteren Versuchsserien beleuchtet wurden. Es konnte jedoch kein allgemeiner Zusammenhang für die Reynoldszahl-abhängigkeit der Kavitationseigenschaften und des daraus resultierenden Abfalls der Propellerbeiwerte ermittelt werden. Eine Schwierigkeit stellten die nicht vollständig reproduzierbaren Versuchsbedingungen in Bezug auf Temperatur, Sauerstoffgehalt und Turbulenzgrad und die damit zusammenhängenden nicht konstanten Kavitationseigenschaften der Strömung bei der Durchführung der Modellversuche dar. Letztendlich musste festgestellt werden, dass die Bestimmung des Einflusses der Reynoldszahl auf die Kavitationseigenschaften aufgrund der Komplexität der Kavitation und der Kavitationsversuche nicht erfasst werden konnte. Daher erfolgte keine weitere Berücksichtigung der Kavitation in dieser Arbeit.

Da in Modellversuchen nur ein kleiner Reynoldszahlbereich abgedeckt werden kann, wurden umfassende CFD-Berechnungen mit freifahrenden Düsenpropellern für einen weiten Reynoldszahlbereich durchgeführt. Zur Validierung des numerischen Verfahrens wurden Untersuchungen zur notwendigen Gittertopologie, der Gitterfeinheit, zum Turbulenzmodell sowie zu notwendigen Anpassungen für ein darauf aufbauendes Transitionsmodell durchgeführt. Die Validierung der CFD-Berechnungen erfolgte anhand einer Vielzahl von Versuchsergebnissen. Die finalen numerischen Randbedingungen wurden so ausgewählt, dass über alle betrachteten Varianten eine möglichst genaue Übereinstimmung mit den Modellversuchsergebnissen hergestellt werden konnte. Die Ergebnisse zeigen, dass eine feine Gitterauflösung und somit erhebliche Berechnungskapazitäten notwendig sind, um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Der Vergleich der Freifahrtkennwerte aus den CFD-Berechnungen mit jenen aus den Modellversuchen zeigt so eine qualitative und quantitative Übereinstimmung in Bezug auf die integralen Kräfte und die Ausbildung der Grenzschicht. Der Vergleich der Farbanstrichversuche und CFD-Berechnungen ergibt eindeutig, dass der Strömungsumschlag am Propeller mit entsprechend kalibriertem Rechenverfahren wiedergegeben werden kann. Beim berechneten Strömungsumschlag an der Düse kommt es zu sichtbaren, aber tolerierbaren Abweichungen.

Die Ergebnisse zeigen aufgrund des starken Einflusses einer gegebenenfalls laminaren Grenzschicht und damit zusammenhängenden Strömungsablösungen, dass es eine signifikante große Abhängigkeit der Düsengeometrie auf die Reynoldszahleffekte gibt. Aus diesem Grund musste von den ursprünglich angedachten Serienberechnungen mit verschiedenen Düsen Abstand genommen werden, da unterschiedliche Düsen zu einem stark vergrößerten, nicht mehr sinnvoll darstellbaren, Parameterraum geführt hätten. Nur bei Betrachtung einer Düsenform konnte eine statistisch ausreichende Menge an Berechnungen durchgeführt werden, um zuverlässige Aussagen über den Reynoldszahleinfluss verschiedener geometrischer Einflussfaktoren des Propellers gewinnen zu können.

Serienberechnungen von frei angeströmten geometrisch unterschiedlichen Propellern in der Wag. 19A-Düse über einen weiten Reynoldszahlbereich erzeugten eine Datengrundlage zur Entwicklung eines empirischen Reynoldszahlkorrekturmodells. So konnten die Reynoldszahleffekte für 50 Propeller mit unterschiedlichem Flächenverhältnissen, Steigungen, Spitzenbelastungen durch Steigung und Sehnenlänge, Spaltmaßen und Skewverteilungen bestimmt werden. Um die Auswertung zu erleichtern, wurden die berechneten Fortschrittsziffern mit dem Steigungsverhältnis normiert. So wurde jeder Propeller bei 3 Betriebspunkten ($J = 0,00 \cdot P_{0,7}/D$; $J = 0,25 \cdot P_{0,7}/D$; $J = 0,50 \cdot P_{0,7}/D$) berechnet. Diese drei Punkte repräsentieren die Pfahlzugbedingung, die Trossenzugbedingung und die

Marschfahrtbedingung von Düsenpropellern. Es wurde angenommen, dass die Propeller in der Großausführung einen Durchmesser von $D = 4,0$ m haben und mit einer Drehzahl von $n = 160$ U/min betrieben werden. Um eine homogene Verteilung über alle möglichen Propellergrößen zu erhalten, wurden 5 Maßstäbe festgelegt und die Drehzahlen nach Froude umgerechnet. So konnte ein weiterer Reynoldszahlbereich detailliert abgedeckt werden. Insgesamt wurden 750 Berechnungen teilautomatisiert durchgeführt. Neben der Ausgabe der üblichen Propellerbeiwerte wurden zur Einschätzung der Kavitationseigenschaften weitere druckbasierende Daten aus den Berechnungen analysiert.

Die Berechnungsergebnisse zeigen, dass sich die berechneten Reynoldszahleffekte aus den Untersuchungen am 2D- und 3D-Profil sowie aus der Betrachtung der isolierten Düsen auch vollständig beim Düsenpropeller wiederfinden. Dies führt unter anderem zu der Erkenntnis, dass die Effizienz eines Düsenpropellers in der Großausführung nicht zwangsläufig höher ist als die im Modellversuch, wenn im Modellversuch eine überwiegend laminare Grenzschicht ohne Ablösung besteht. So lässt sich der Umstand erklären, dass für kleine Reynoldszahlen zwar die in der Literatur beschriebene und auch selbst gemessenen und berechneten starken Reynoldszahleinflüsse festgestellt werden können, aber die derzeitige Methode der ITTC der Nicht-Reynoldszahlkorrektur von Düsenpropellersystemen oftmals zu den passenden Propulsionsprognosen für die Großausführung führt.

Die große Datenbasis aus umfangreichen Modellversuchen und CFD-Berechnungen mit unterschiedlichsten Propellergeometrien erlaubte die Bestimmung der Reynoldszahleffekte unter Berücksichtigung verschiedener geometrischer Propellerparameter. Es zeigte sich eindeutig, dass der Trend der Reynoldszahleinflüsse auf die Propellerbeiwerte aus den Modellversuchsergebnissen nicht dem weitläufigen Trend bis zur Großausführung entspricht und daher nicht zur Extrapolation geeignet ist. Das entwickelte Reynoldszahlkorrekturverfahren basiert vor allem bei höheren Reynoldszahlen auf den Ergebnissen der CFD-Serienberechnungen; in den unteren Reynoldszahlbereich sind Anpassungen auf Grundlage der Modellversuchsergebnisse eingeflossen. Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse und Daten wurde ein Reynoldszahlkorrekturverfahren für Düsenpropellersysteme entwickelt, mit dem sich der Einfluss der Propellergeometrie auf die Reynoldszahleffekte von Düsenpropellern empirisch bestimmen lässt. Basierend auf Regressionsgleichungen, deren Reynoldszahlabhängige Faktoren durch Polynome dritten Grades abgebildet werden, werden die Änderungen der Beiwerte K_{TP} , K_{TD} und $10K_Q$ in Abhängigkeit von verschiedenen geometrischen Größen bestimmt. Die gesuchten Reynoldszahleffekte können so aus der Differenz der berechneten Werte bei der Modell- und Großausführungsreynoldszahl bestimmt werden. Das empirische Reynoldszahlkorrekturmodell kann mit dem gewählten Ansatz der Regressionsgleichungen zwar nicht alle geometrischen Einflussfaktoren und deren Interaktion exakt erfassen, der Trend der Reynoldszahlabhängigkeit wird jedoch ausreichend genau wiedergeben. Unter anderem zeigt sich, dass der Einfluss der Reynoldszahl auf den Trend der Beiwerte vor allem vom P/D -Verhältnis und von der Fortschrittsziffer J abhängt. Die weiteren untersuchten geometrischen Größen wie Flächenverhältnis und Spaltmaß sowie Steigung und Sehnenlänge im Spitzenbereich haben einen signifikant kleineren Einfluss auf den Reynoldszahleffekt. Der Einfluss des Skews kann für den kavitationsfreien Fall ganz vernachlässigt werden.

Wie beschrieben, werden die Reynoldszahleffekte bei Propellerdüsen im Modellmaßstab vor allem von sich ausbildender Strömungsablösung an der Düse dominiert. Bei der SVA HE 1-Düse zeigen sich beim Vergleich mit der für die Entwicklung genutzten Wag. 19A-Düse zwar ähnliche Trends des Reynoldszahleinflusses, jedoch mit wesentlich anderer Ausprägung. Bei Verwendung von unterschiedlichen Düsenprofilen muss das entwickelte empirische Verfahren aus diesem Grund auf Anwendbarkeit überprüft werden. Dies trifft insbesondere auf Düsenformen zu, die sich deutlich von der Wag. 19A-Düse unterscheiden.

Ausblick

Zukünftig können weitere Untersuchungen zur Einbeziehung von zusätzlichen Geometrieparametern von Propellern und Düsen in das Umrechnungsverfahren durchgeführt werden, um dessen Verwendung für beliebige Düsenpropellerformen zu ermöglichen.

Außerdem sind umfangreiche Untersuchungen der Abhängigkeit des Kavitationseinsatzes von der Reynoldszahl erforderlich, um die Auswirkungen der Kavitation auf die Propellerbeiwerte bei verschiedenen Reynoldszahlen bestimmen zu können. Da davon ausgegangen werden kann, dass auch die Kavitation einen Einfluss auf die Reynoldzahleffekte hat, diese im entwickelten Korrekturverfahren jedoch nicht betrachtet wurde, müssen bei kavitationsreichen Zuständen voraussichtlich weitere Korrekturen einfließen. Im Rahmen der Serienberechnungen wurden verschiedene Druckbeiwerte sowie Flächen und Volumen gleichen Drucks in normierter Weise bestimmt. Aus den CFD-Berechnungen ergibt sich eine deutliche Abhängigkeit des Drucks von der Reynoldszahl. Bei den minimalen Druckbeiwerten am Propeller und an der Düse sowie der normierten Fläche gleichen Druckbeiwerts ergibt sich bei $Re > 1 \cdot 10^6$ eine nahezu logarithmisch-lineare Abhängigkeit des Druckbeiwerts von der Reynoldszahl. Hierfür wurden Korrekturen vorgeschlagen. Eine solche Korrektur könnte in Kavitationsversuche als Korrekturfaktor der Kavitationszahl einfließen.

8. Literaturverzeichnis

- [1] ITTC - Recommended Procedures and Guidelines, „7.5-02-03-01.1 Propulsion/Bollard Pull Test“, ITTC, 2011 Revision 04.
- [2] M. Abdel-Maksoud und H.-J. Heinke, „Scale Effects on Ducted Propellers“, in *24th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Fukuoka, Japan, 2002.
- [3] H. Heinke, M. Abdel-Maksoud und M. Pierzynski, „Korrelation Z-Antrieb mit Düsenpropeller“, in *Schiff & Hafen, Heft 5*, 2006.
- [4] N. Bulten und P. Stoltenkamp, „Full scale CFD: the end of the Froude-Reynolds battle“, in *Fifth International Symposium on Marine Propulsion*, Espoo, Finnland, 2017.
- [5] A. Bhattacharyya, V. Krasilnikov und S. Steen, „Scale effects on open water characteristics of a controllable pitch propeller working within different duct designs“, in *Ocean Engineering 112*, pp. 226-242, 2016.
- [6] A. Bhattacharyya, J. C. Neitzel, S. Steen, M. Abdel-Maksoud und V. Krasilnikov, „Influence of Flow Transition on Open and Ducted Propeller Characteristics“, Fourth International Symposium on Marine Propulsors, smp'15, Austin, Texas, 2015.
- [7] „Wikipedia“, [Online]: <https://de.wikipedia.org/wiki/Mantelpropeller>, [Zugriff am 12 September 2018].
- [8] F. Gutsche, „Probleme des Düsenpropellerantriebs von Schiffen“, in *Schiff und Hafen 11*, pp. 748-754, 1967.
- [9] J. Carlton, *Marine Propellers and Propulsion*, Elsevier Ltd., 2007.
- [10] L. Kort, „Der neue Düsen-schraubenantrieb“, in *Werft Reederei Hafen 15*, 1934.
- [11] F. Gutsche, „Düsenpropeller in Theorie und Experiment“, in *Jahrbuch STG Band 53*, STG, 1959, pp. 145 - 167.
- [12] J. van Manen, „Open-water test series with propellers in nozzles“, in *International Shipbuilding Progress, vol 1*, 1954.
- [13] J. van Manen, „Recent research on propellers in nozzles“, in *International Shipbuilding Progress Vol. 4*, 1957, p. S. 395.
- [14] J. Gruzling, „The Development and Application of High Efficiency Nozzles and Rudders“, 2004.
- [15] J. Baltazar, D. Rijpkema, J. Falcao de Campos und J. Bosschers, „A Comparison of Panel Method and RANS Calculations for a Ducted Propeller System in Open-Water“, in *Third International Symposium on Marine Propulsors*, Launceston, Tasmanien, 2013.

- [16] D. M. Components, [Online], <https://www.vdvelden.com/en/products>. [Zugriff am 22.10.2018].
- [17] Wärtsilä, *High Performance Nozzle*, 2017.
- [18] MAN Diesel and Turbo, „Propulsion of Offshore Support Vessels“, Frederikshavn.
- [19] A. Bhattacharyya, V. Krasilnikov und S. Steen, „Scale Effects on a 4-Bladed Propeller Operating in Ducts of Different Design in Open Water“, in *4th International Symposium on Marine Propulsors*, Austin, Texas, 2015.
- [20] N. Bulten und M. Nijland, „On the Development of a Full-Scale Numerical Towing Tank, Reynolds Scaling Effects on Ducted Propellers and Wakefields“, in *Second International Symposium on Marine Propulsors*, Hamburg, Deutschland, 2011.
- [21] O. Usta, B. Aktas, M. Maasch, O. Tura, M. Altar und E. Korkut, „A study on the numerical prediction of cavitation erosion for propellers“, in *Fifth International Symposium on Marine Propulsion*, Espoo, Finland, 2017.
- [22] L. Prandtl, „Über Flüssigkeitsbewegungen bei sehr kleiner Reibung“, in *Verhandlungen des III. Internationalen Mathematiker-Kongresses*, Leipzig, B. G. Teubener, 2005, pp. 484 - 491.
- [23] H. Schlichting und K. Gersten, „Grenzschicht-Theorie“, Springer, 2006.
- [24] „Wikipedia“, [Online], https://de.wikipedia.org/wiki/Fluiddynamische_Grenzschicht. [Zugriff am 03.11.2018].
- [25] C. Meyer, „Einfluss von Grenzschichten auf das Strömungsverhalten“, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2013.
- [26] Aerodynamisches Institut RWTH Aachen, *Skript Strömungs- und Temperaturgrenzschichten*, Aachen: RWTH Aachen, 2006.
- [27] R. Schulze, „A new friction correction method for the open water characteristics of propellers“, STG Jahrbuch, Hamburg, 2017.
- [28] „<https://aviation.stackexchange.com>“, [Online], <https://aviation.stackexchange.com/questions/70792/can-surface-roughing-effects-on-an-airfoil-reynolds-number-be-quantified>. [Zugriff am 06.05.2022].
- [29] I. H. Abbott und A. E. Doenhoff, *Theory of Wing Sections*, New York: Dover Publications, 1959.
- [30] F. W. Riegels, *Aerodynamische Profile*, München: R. Oldenburg, 1958.
- [31] W. J. McCroskey, „A Critical Assessment of Wind Tunnel Results for the NACA 0012 Airfoil“, US Army Aviation System Command, Moffett Field, 1987.
- [32] K. Meyne, „Untersuchung der Propeller Grenzschichtströmung und der Einfluss der Reibung auf die Propellerkenngrößen“, in *STG Jahrbuch*, Hamburg, Schiffbau-Technische-Gesellschaft, 1972, pp. 318-399.

- [33] H. Haimov, J. Vicario und J. DelCorral, „Ranse Code Application for Ducted and Endplate Propellers in Open Water“, in *Second International Symposium on Marine Propulsors*, Hamburg, 2011.
- [34] M. Pérez-Sobrino, J. González-Adalis, Q. Ramón, C. Soriano, A. Morán und G. Gennaro, „A new Performance Prediction Procedure for Propellers with Unconventional Tip Shape“, 12th International Conference on Hydrodynamics, Delft, 2016.
- [35] Z. Chen, „CFD Investigation in Scale Effects on Propellers with Different Blade Area Ratio“, Aalesund University College, Aalesund, 2015.
- [36] T. Taketani, K. Kimura, N. Ishii, M. Matasuura und Y. Tamura, „Advanced Design of a Ducted Propeller with High Bollard Pull Performance“, in *First International Symposium on Marine Propulsors*, Trondheim, Norwegen, 2009.
- [37] V. I. Krasilnikov, J. Ying Sun, Z. Zhang und F. Hong, „Mesh Generation Technique for the Analysis of Ducted Propellers Using a Commercial RANSE Solver and its Application to Scale Effect Study“, in *10th Numerical Towing Tank Symposium*, Hamburg, 2007.
- [38] C. Kawakita, „A Surface Panel Method for Ducted Propellers with New Wake Model Based on Velocity Measurements“, in *Journal of The Society of Naval Architects of Japan Vol. 172*, Nagasaki, Japan, The Society of Naval Architects of Japan, 1992, pp. 187-202.
- [39] B. McCormick, „On Cavitation Produced by a Vortex Trailing from a Lifting Surface“, *Journal of Basic Engineering*, 1962.
- [40] A. Ducoin, J. A. Astolfi und S. Sharma, „Direct Numerical Simulation of Transitional Flow over a NACA66 Propeller Section“, in *Fifth International Symposium on Marine Propulsors*, Espoo, Finnland, 2017.
- [41] ITTC - Recommended Procedures and Guidelines, „7.5-02-03-01.4; 1978 ITTC Performance Prediction Method“, ITTC, 2017.
- [42] G. Kuiper, *The Wageningen Propeller Series*, Wageningen: Maritime Research Institute Netherlands, 1992.
- [43] H. W. Lerbs, „On the Effects of Scale and Roughness on Free Running Propellers“, in *Journal of the American Society of Naval Engineers*, 1951.
- [44] T. Bulgalski, H. Streckwall und J. Szantyr, „Critical review of propeller performance scaling methods, based on model experiments and numerical calculations“, in *Polish Maritime Research Vol. 20*, pp. 71-79, 2013.
- [45] H.-J. Heinke und K. Hellwig, „Aspekte der Pfahlzugprognose für Schlepper großer Leistung“, in *STG Hauptversammlung*, Berlin, 2009.
- [46] H. Heinke und R. Grabert, „Influence of the Reynolds number on the characteristics of ducted propellers“, in *68. Sitzung des Fachausschusses "Schiffshydrodynamik", der STG*, Hamburg, 2014.

- [47] R. Schulze und H. Manke, „Propellersysteme mit Ostdüsen“, in *HANSA: International Maritime Journal: 2000, 137. Jahrgang*, 2000.
- [48] J. Baltazar, J. Falcao de Campos und J. Bosschers, „Potential Flow Modelling of Ducted Propellers With a Panel Method“, in *Fourth International Symposium on Marine Propulsors*, Austin, Texas, 2015.
- [49] M. Bijlard und N. Bulten, „RANS simulations of cavitating azimuthing thrusters“, in *Fourth International Symposium on Marine Propulsors*, Austin, Texas, 2015.
- [50] J. Kerwin, S. Kinnas, J. Lee und W.-Z. Shih, „A Surface Panel Method for the Hydrodynamic Analysis of Ducted Propellers“, in *SNAME Transactions, Vol. 95*, 1987, pp. 93-122.
- [51] P. D. Cruz da Ponte, "Effect of the duct trailing edge geometry on the calculation of a ducted propeller with a Boundary Element Method", Lissabon, Portugal: Universidade Técnica de Lisboa, 2011.
- [52] S. Rill, „Aerodynamik des Flugzeugs, Die Kutta Bedingung“, Hochschule Bremen, [Online], <http://homepages.hs-bremen.de/~kortenfr/Aerodynamik/script/node35.html>. [Zugriff am 14.01.2019].
- [53] M. Drela, „XFOIL Subsonic Airfoil Development System“, [Online], <http://web.mit.edu/drela/Public/web/xfoil/>. [Zugriff am 22.02.2022].
- [54] S. A. Kinnas, Y. Su, W. Du und S. Kim, „A Viscous/Inviscid Interactive Method Applied to Ducted Propellers with Ducts of Sharp or Blunt Trailing Edge“, in *31st Symposium on Naval Hydrodynamics*, Monterey, Californien, USA, 2016.
- [55] D. Terzi, „Grundgleichungen zur Berechnung turbulenter Strömungen“, in *Numerische Berechnung turbulenter Strömungen in Forschung und Praxis*, Dresden, Institut für Strömungsmechanik der TU Dresden, 2012.
- [56] I. ANSYS, „ANSYS CFX-Solver Theory Guide“, Ansys, 2022.
- [57] J. H. Ferziger, M. Perić und R. L. Street, "Numerische Strömungsmechanik", Springer Vieweg, 2020.
- [58] J. Fröhlich, „Einführung in die Turbulenzmodellierung“, in *Numerische Berechnung turbulenter Strömungen in Forschung und Praxis*, Dresden, Institut für Strömungsmechanik der TU Dresden, 2012.
- [59] N. Berchiche und C.-E. Janson, „Numerical Error and Uncertainty Analysis for a Propeller in Open Water“, in *10th Numerical Towing Tank Symposium*, Hamburg, 2007.

- [60] E. Schomburg, „SVA Bericht 5091, Freifahrt Geosim Versuche mit Düsenpropellern, Teilbericht zum FuE Vorhaben "ReProDuct"", SVA-Potsdam GmbH, unveröffentlicht, Potsdam, 2021.
https://1drv.ms/f/c/e85a524c00bd38b0/ElrT_WiY9vFHg8efAAWDcXsBzcFUUBMOcYBSYjuocSsxcw?e=IJaxyV
- [61] S. B. G., „How Many Subjects Does It Take To Do A Regression Analysis“, *Multivariate Behavioral Research*, pp. 499-510, 26:3 1991.
- [62] E. Schomburg, „SVA Bericht 5090, Entwurf von Düsenpropellersystem und CFD-Berechnungen, Teilbericht zum FuE-Vorhaben "ReProDuct"", SVA-Potsdam GmbH, unveröffentlicht, Potsdam, 2021.
https://1drv.ms/f/c/e85a524c00bd38b0/ElrT_WiY9vFHg8efAAWDcXsBzcFUUBMOcYBSYjuocSsxcw?e=IJaxyV
- [63] E. Schomburg, M. Abdel-Maksoud, "Scale Effect on the Hydrodynamic Performance of a Ducted Propeller under Consideration of Flow Transition and Cavitation", in 11th International Workshop on Ship and Marine Hydrodynamics, Hamburg, 2019.

Anhang

Kavitationseinsatz und Schubabfall im Kavitationstunnel

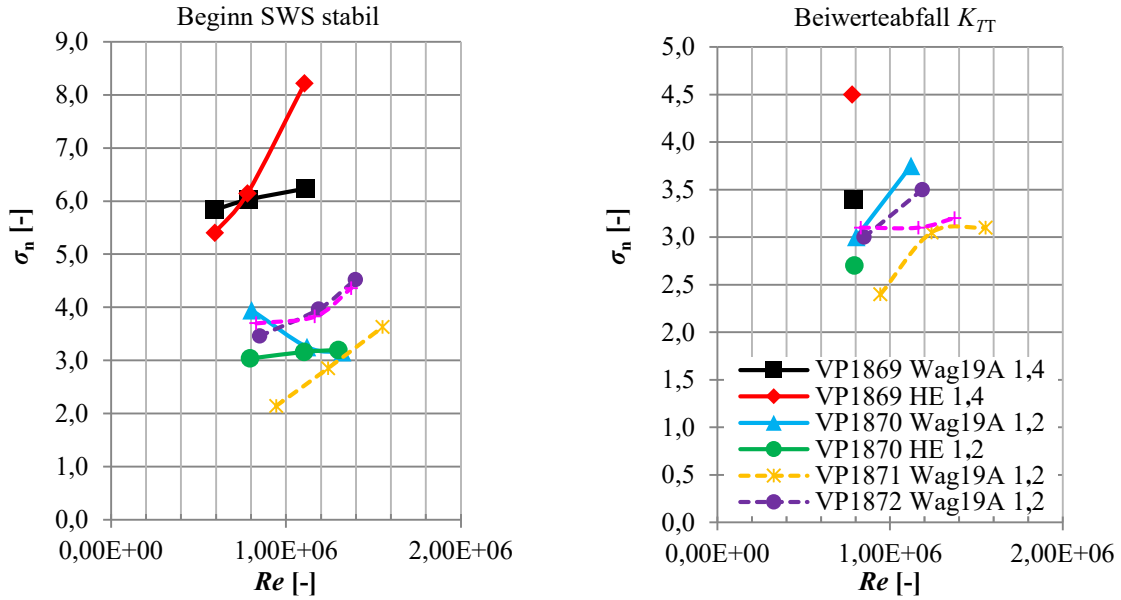


Abbildung 102: Reynoldszahlabhängigkeit des Kavitationseinsatzes und des Schubabfalls bei $J = 0,15$

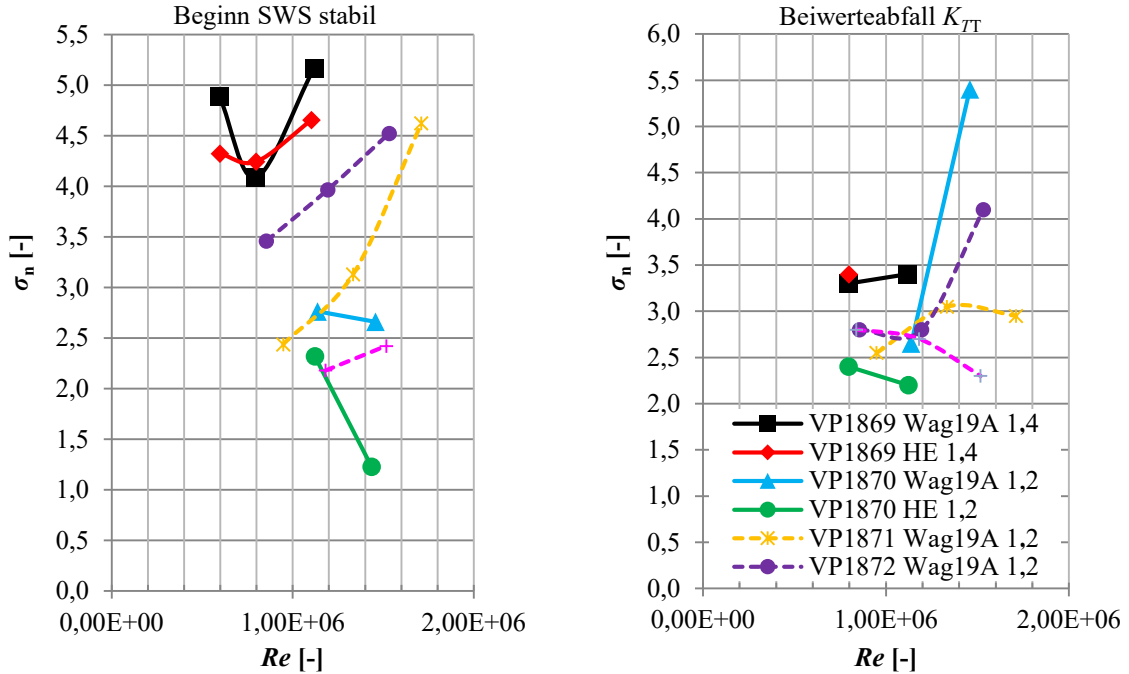


Abbildung 103: Reynoldszahlabhängigkeit des Kavitationseinsatzes und des Schubabfalls bei $J = \frac{1}{4} \cdot J(P_{0,7}/D)$

Vergleich der Stromlinien am Propeller, Farbanstrichversuch – CFD-Berechnung

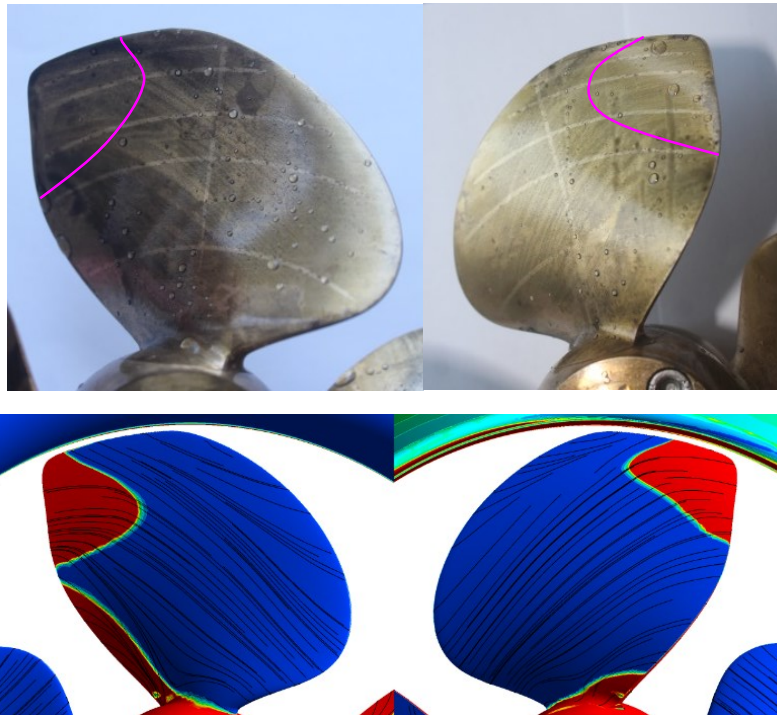


Abbildung 104: Stromlinien VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,6$; $n = 12$ 1/s

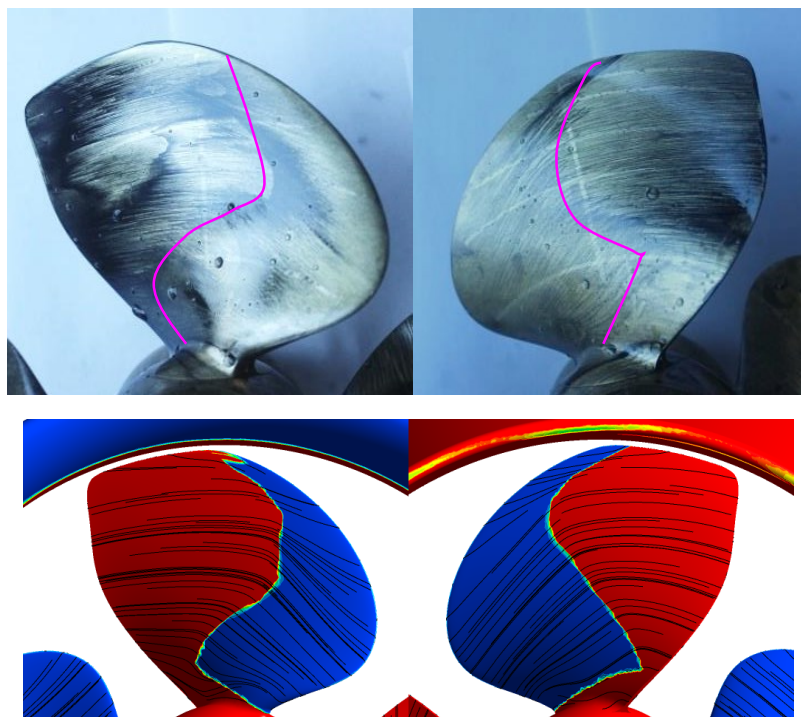


Abbildung 105: Stromlinien VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,6$; $n = 26$ 1/s

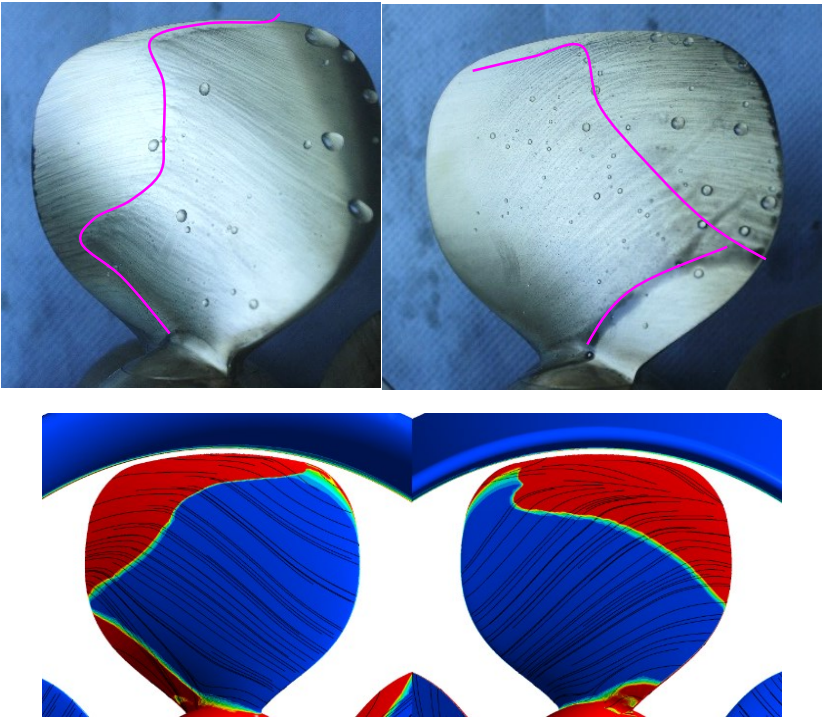


Abbildung 106: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,0$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s

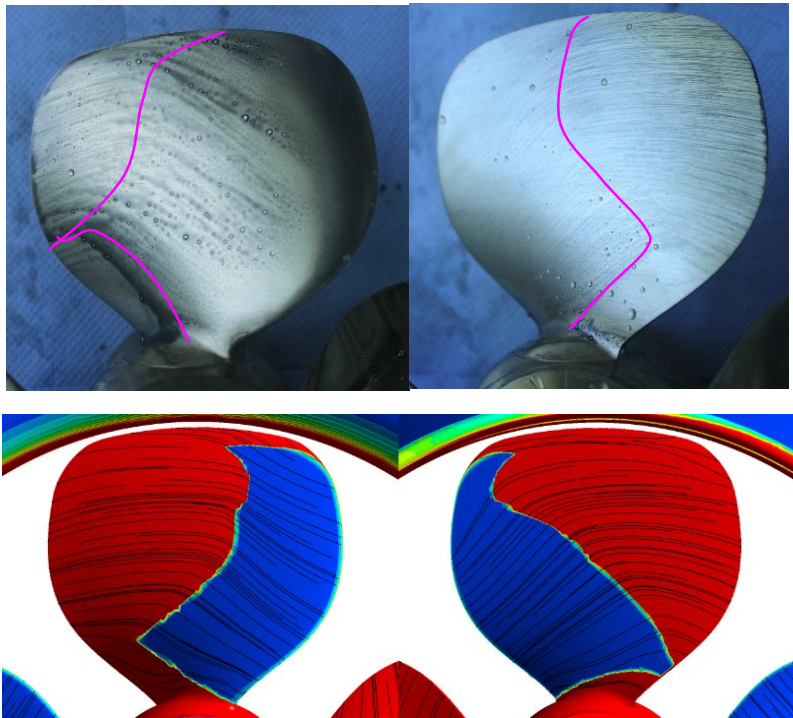


Abbildung 107: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,0$; $J = 0,0$; $n = 26$ 1/s

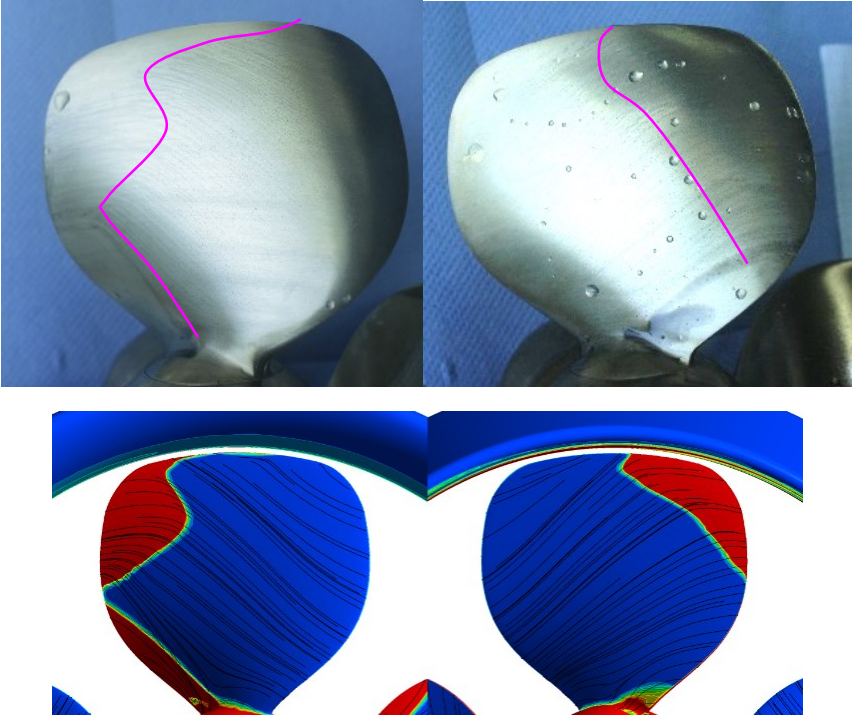


Abbildung 108: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s

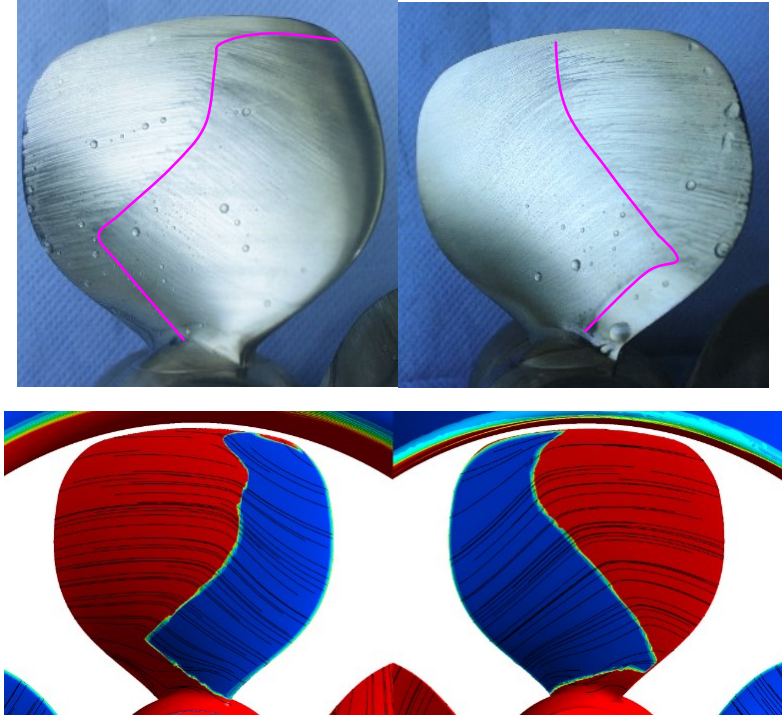


Abbildung 109: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,0$; $n = 26$ 1/s

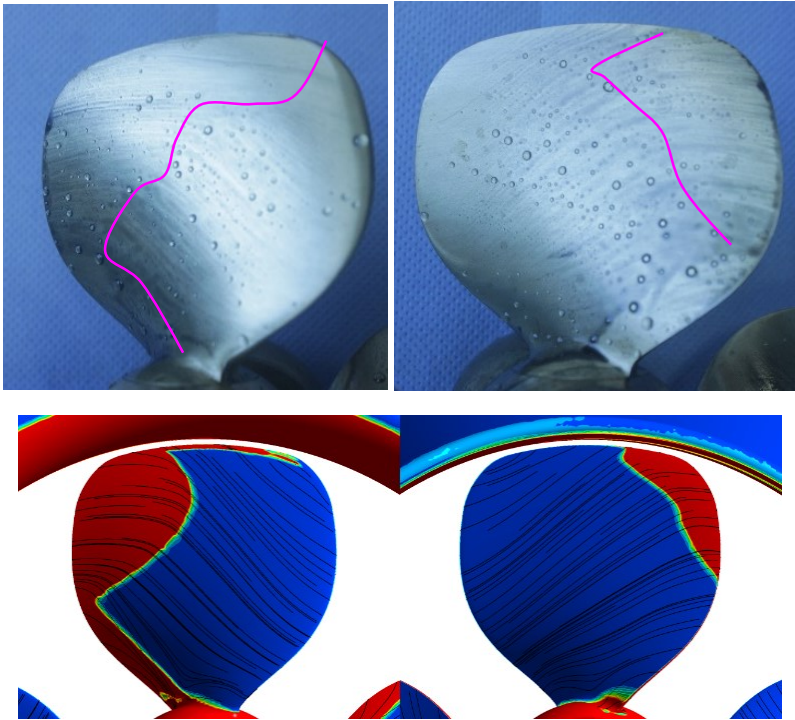


Abbildung 110: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,4$; $J = 0,0$; $n = 12$ 1/s

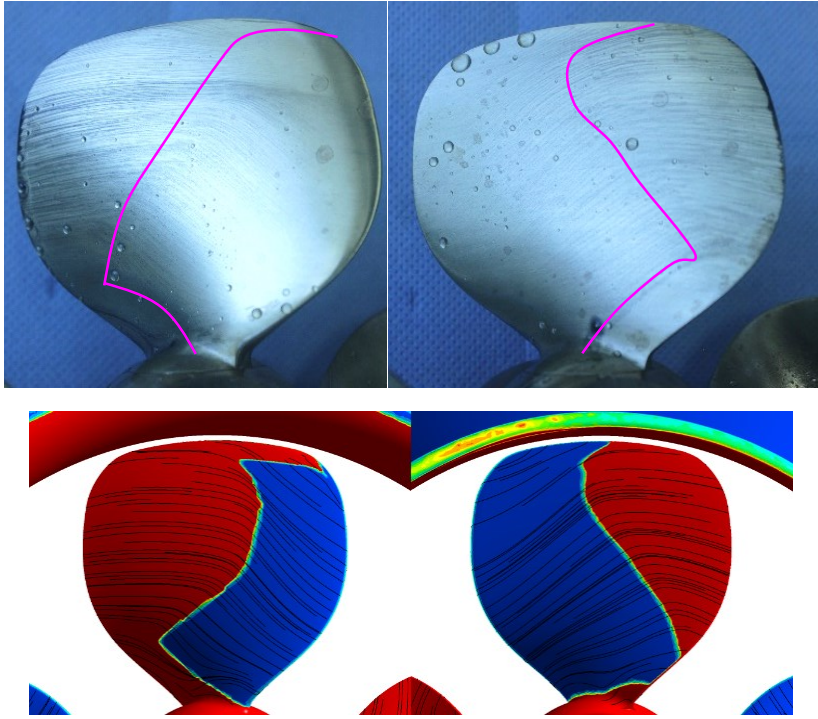


Abbildung 111: Stromlinien VP1869, $P_{0,7}/D = 1,4$; $J = 0,0$; $n = 20$ 1/s

Vergleich der Stromlinien an der Düse, Farbanstrichversuch – CFD- Berechnung

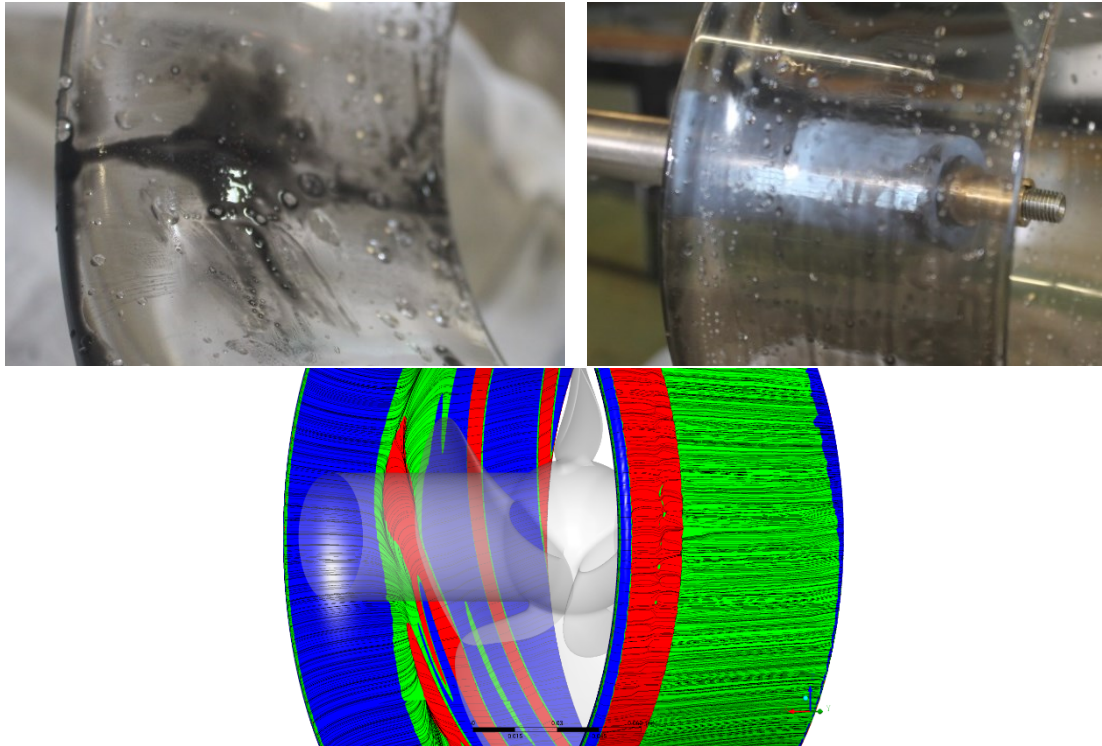


Abbildung 112: Farbanstrichversuch und Stromlinien, D287 mit VP1871,
 $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,6$; $n = 12$ 1/s

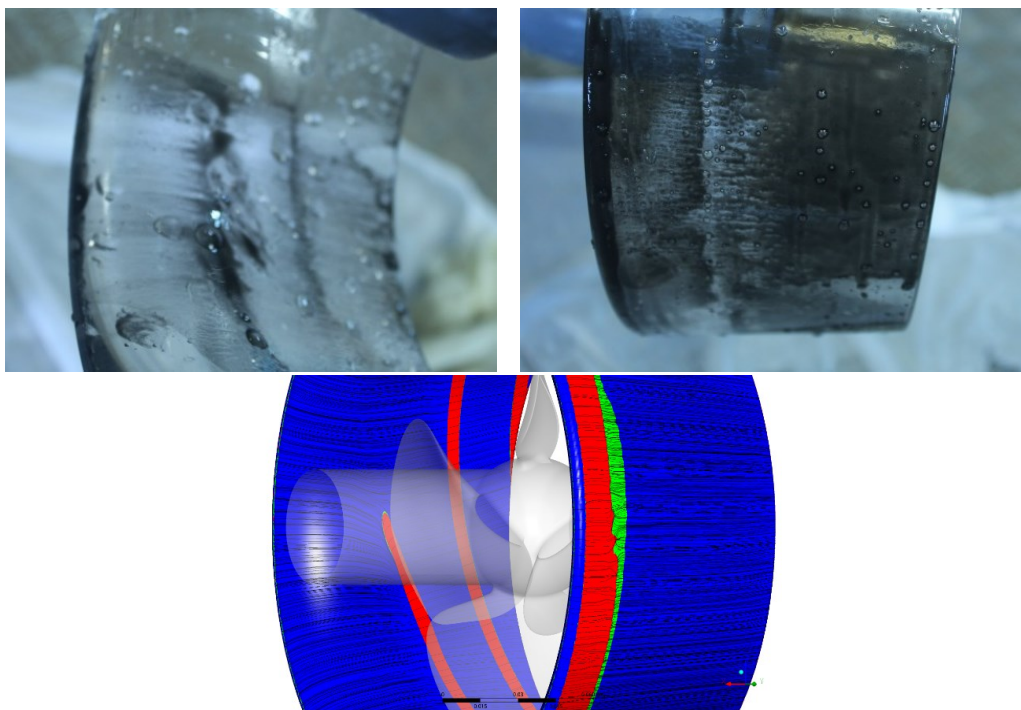
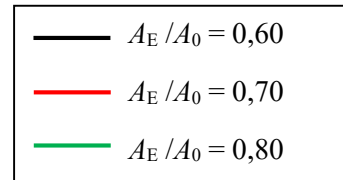
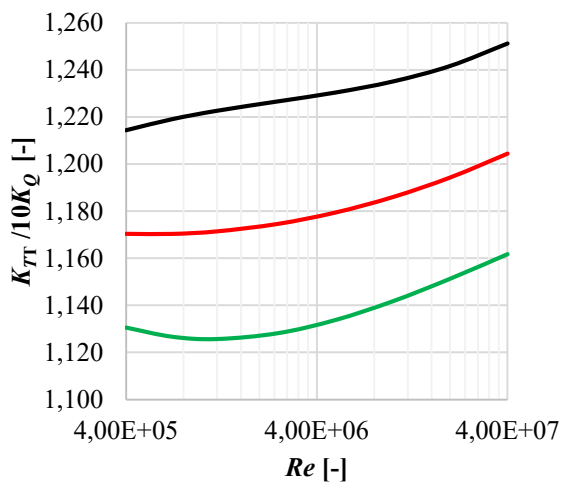
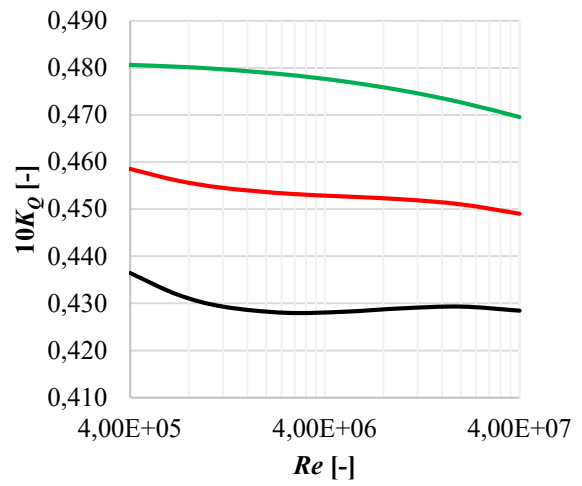
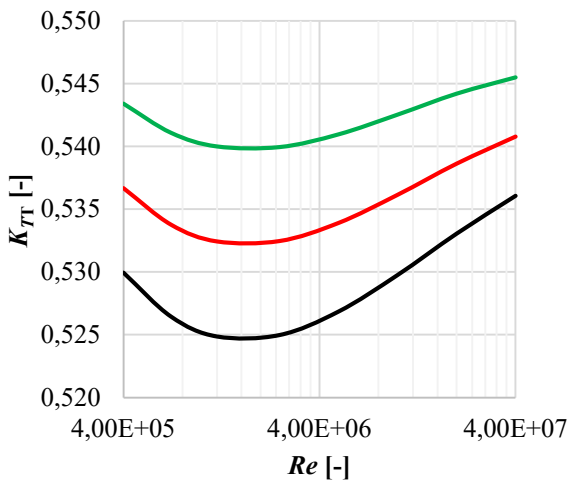
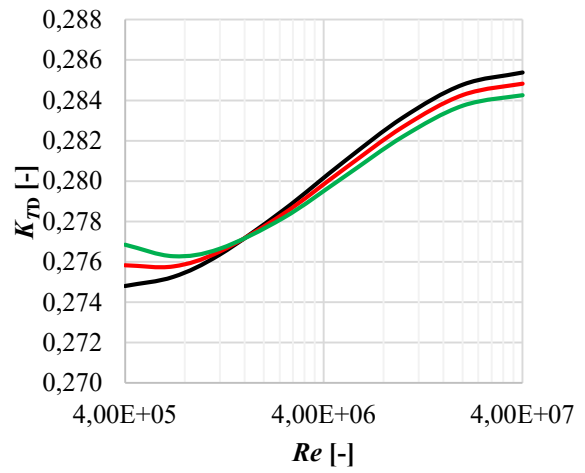
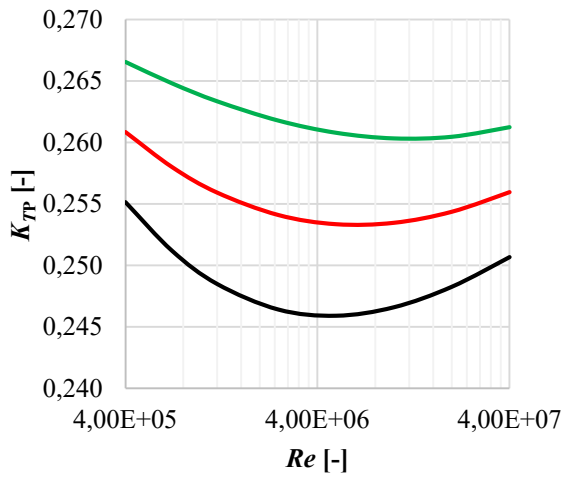
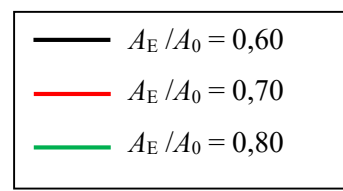
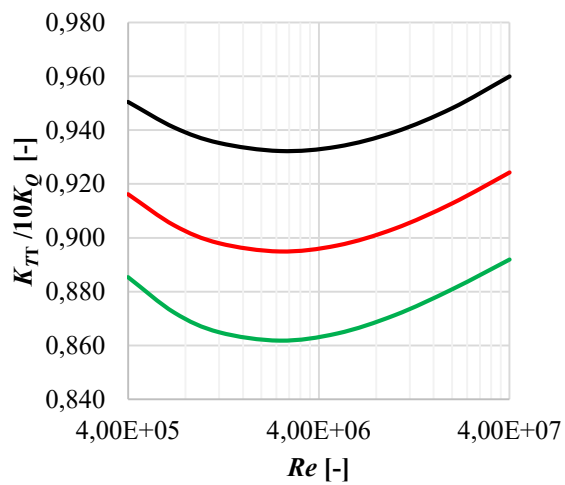
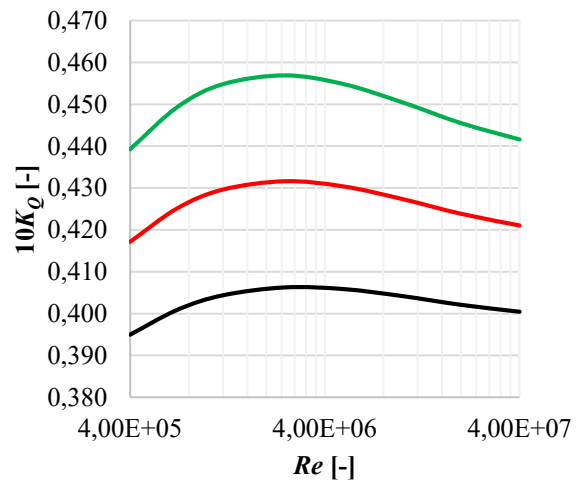
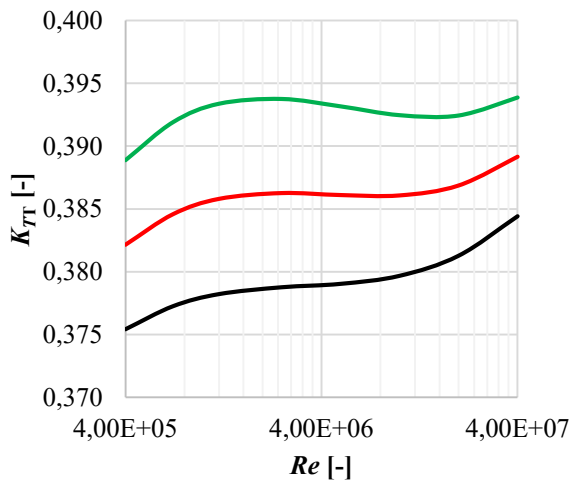
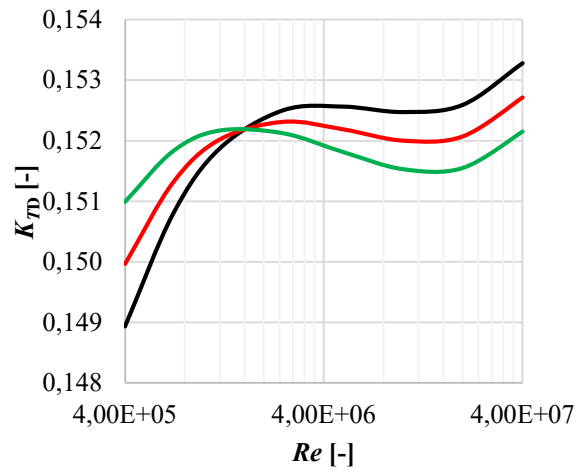
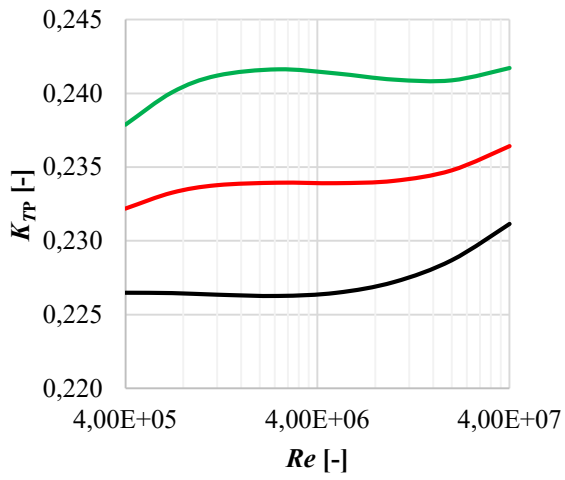


Abbildung 113: Farbanstrichversuch und Stromlinien,
D287 mit VP1871, $P_{0,7}/D = 1,2$; $J = 0,6$; $n \approx 25$ 1/s

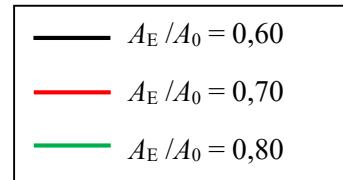
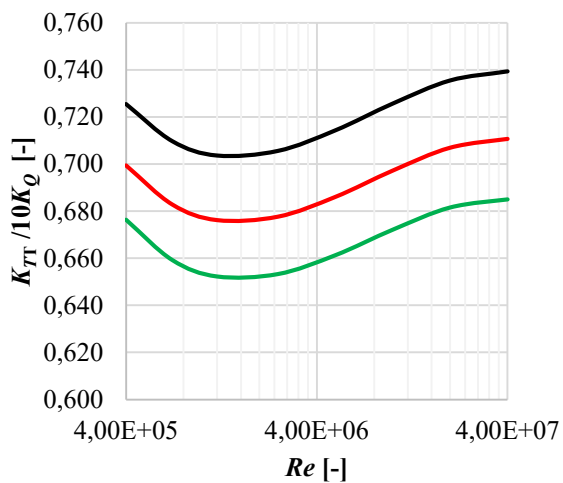
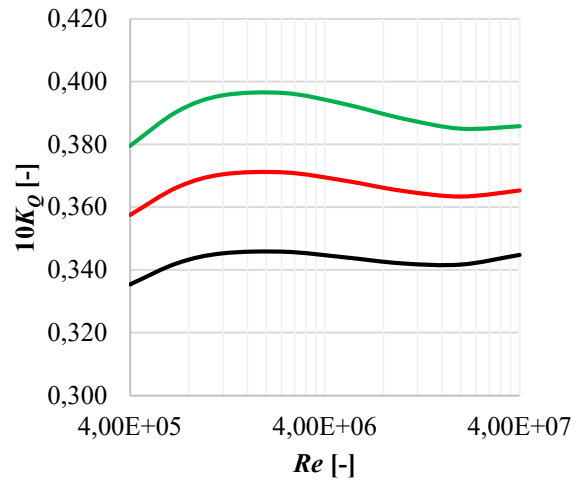
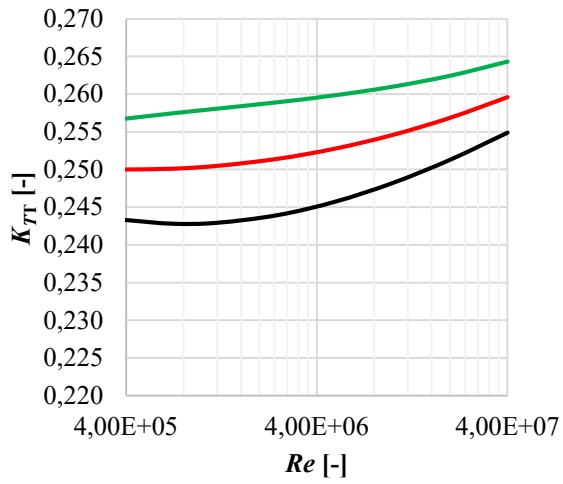
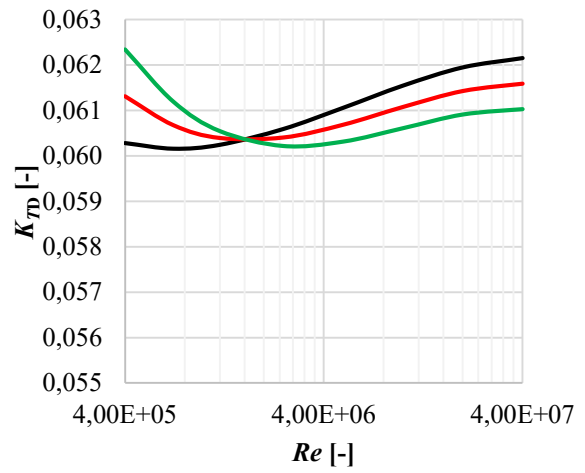
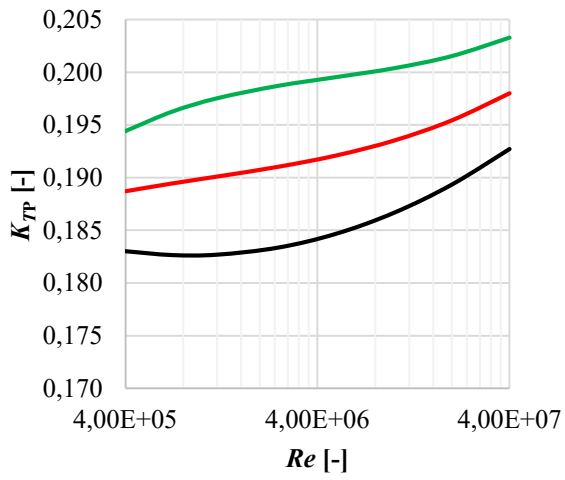
Einfluss der Variation A_E/A_0 auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$



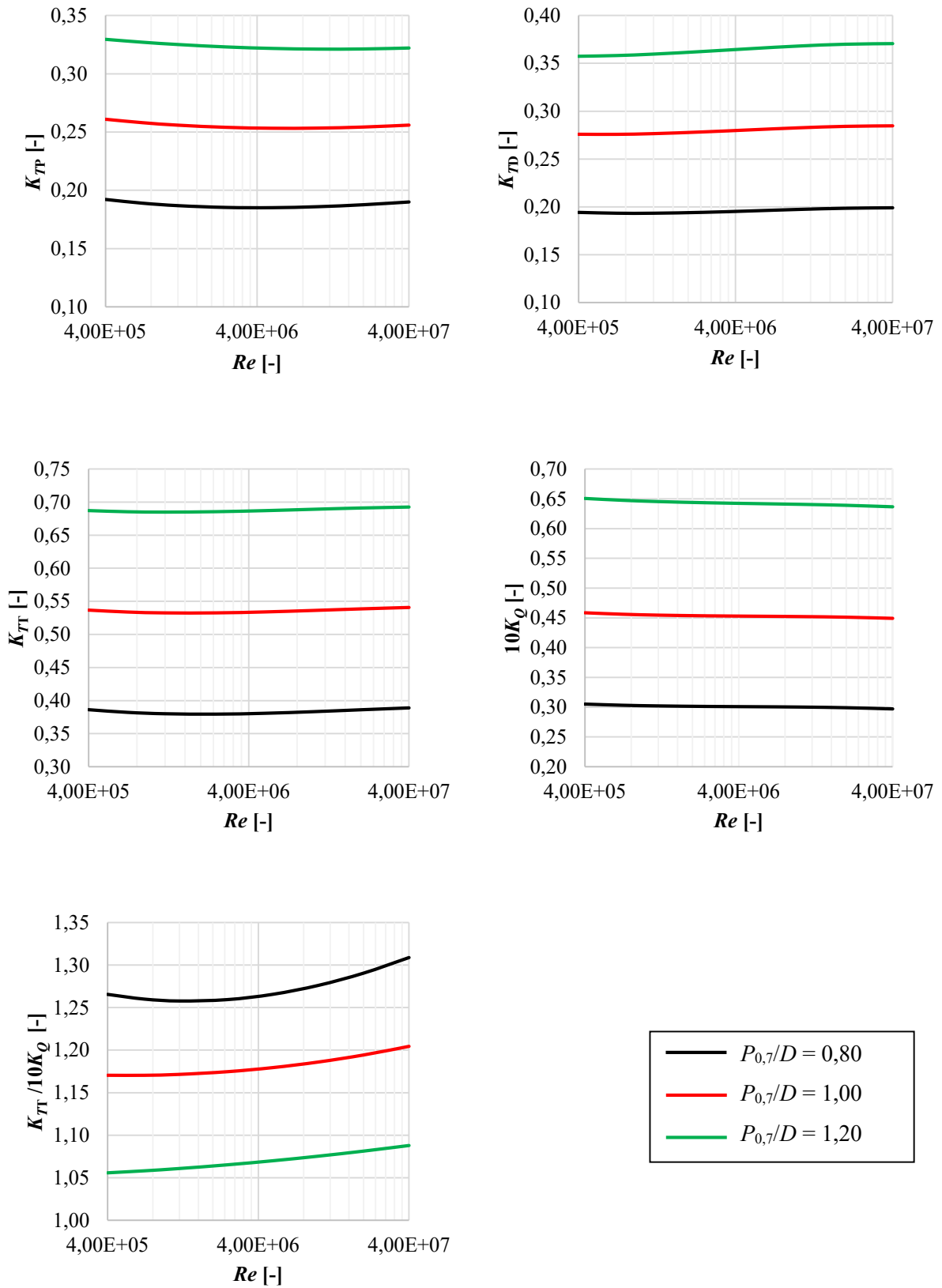
Einfluss der Variation A_E/A_0 auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$



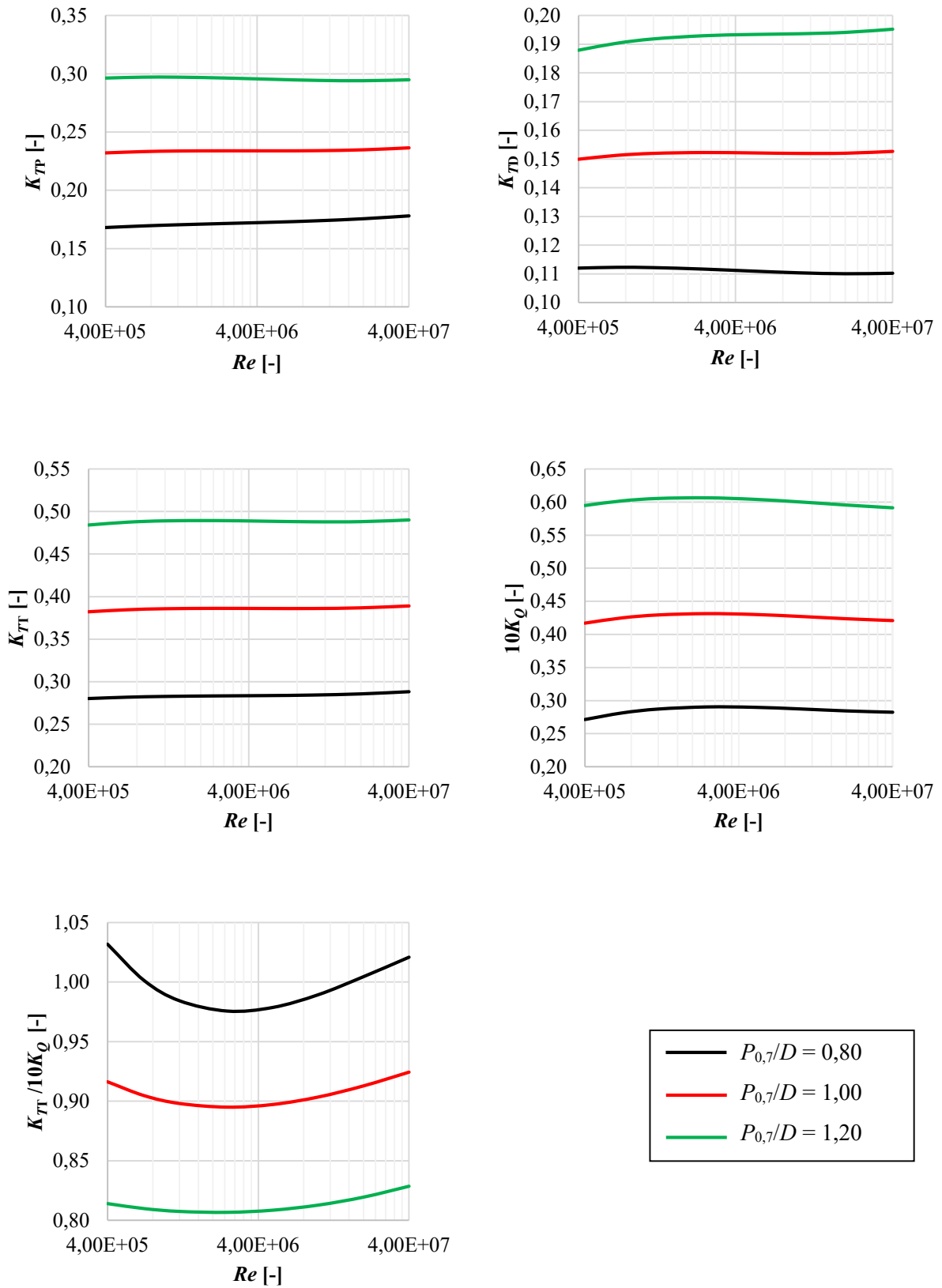
Einfluss der Variation A_E/A_0 auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$



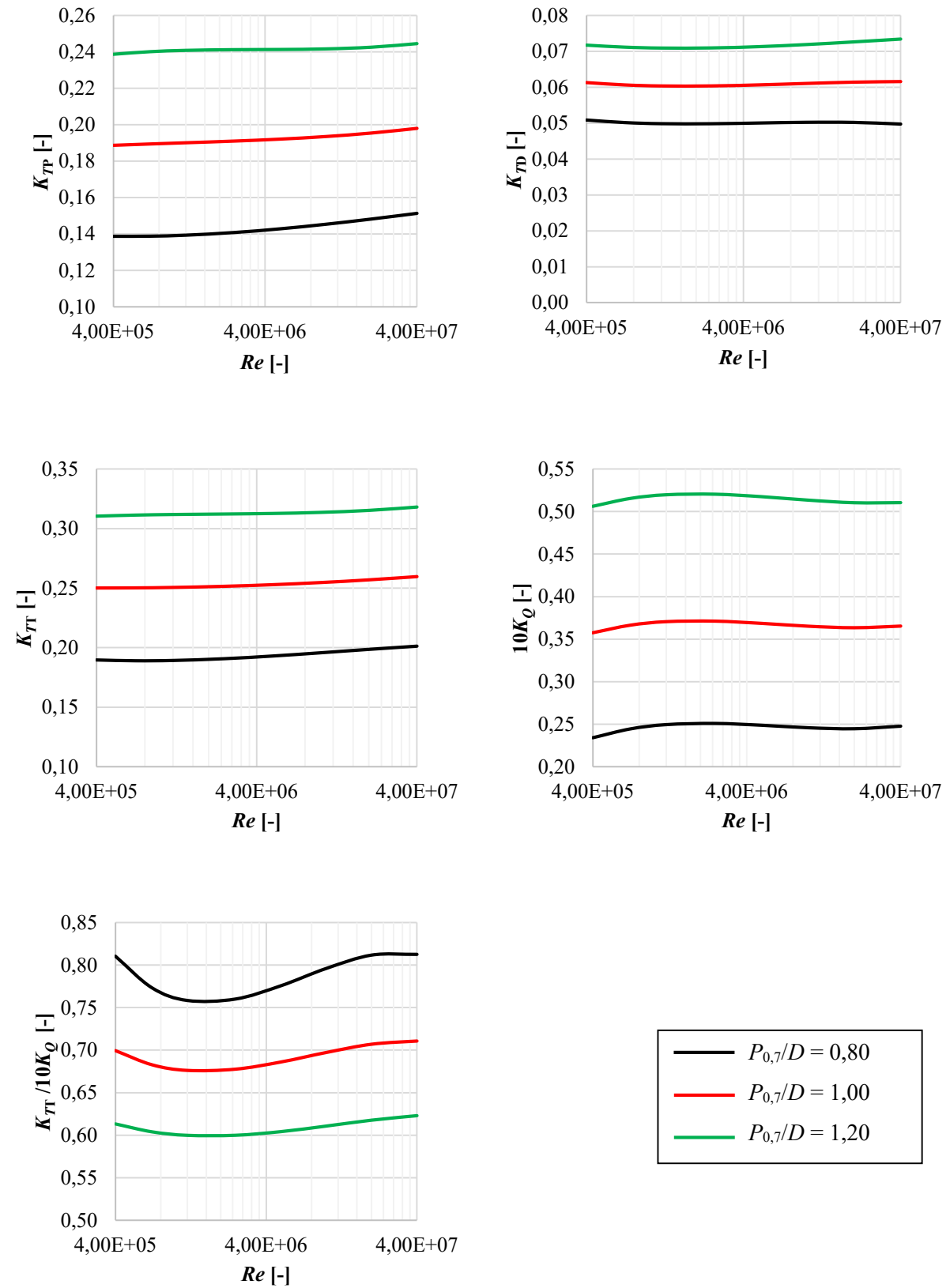
Einfluss der Variation $P_{0,7}/D$ auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,00$



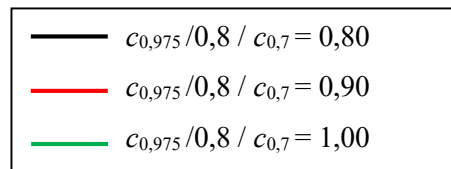
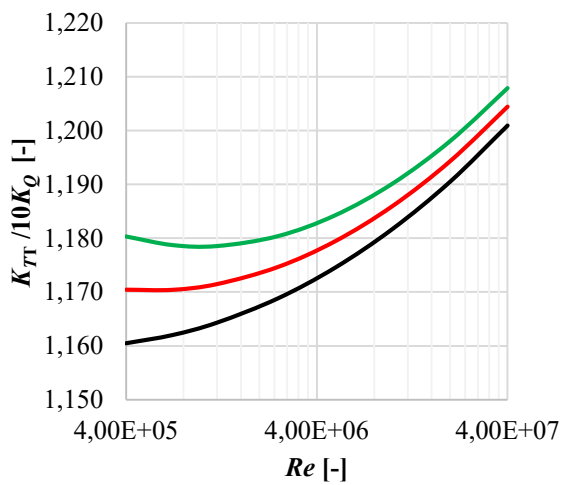
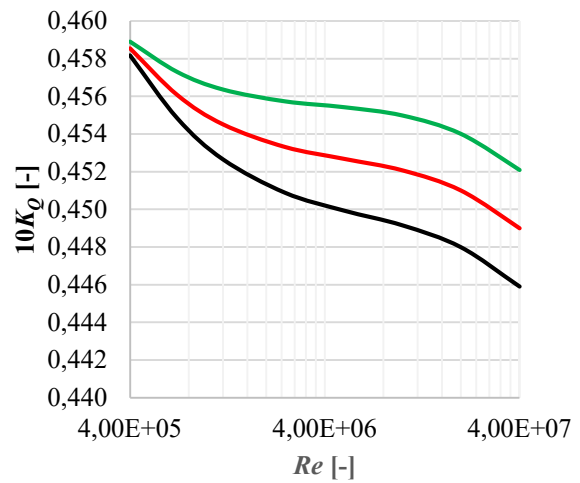
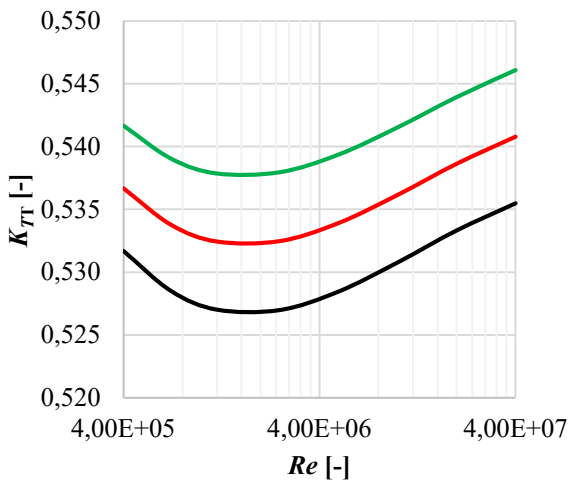
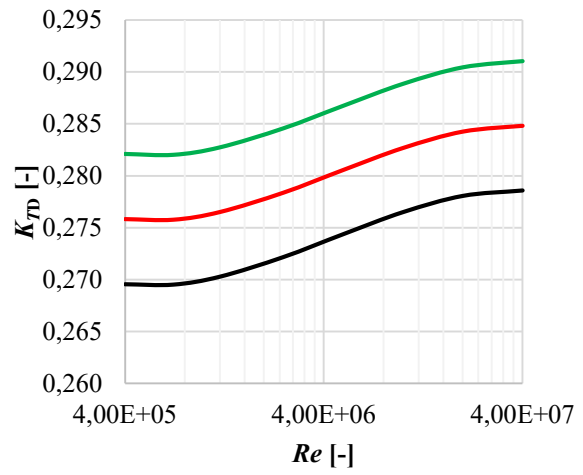
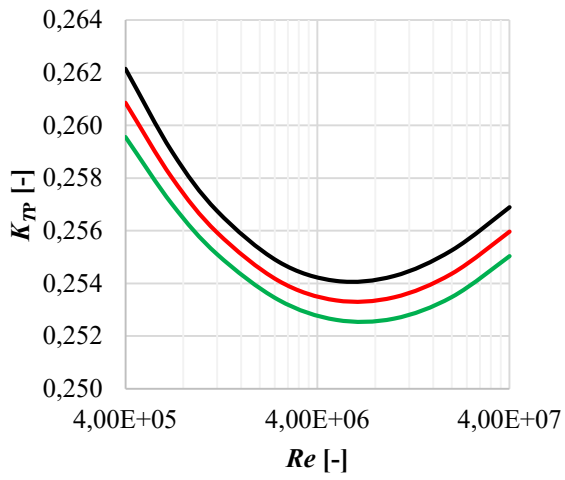
Einfluss der Variation $P_{0,7}/D$ auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,25$



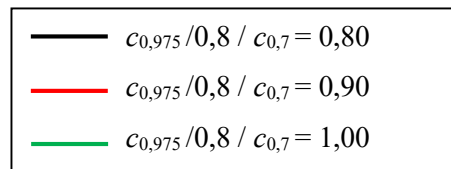
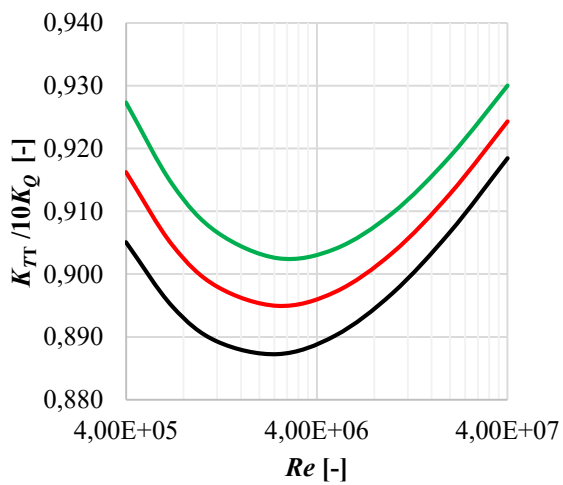
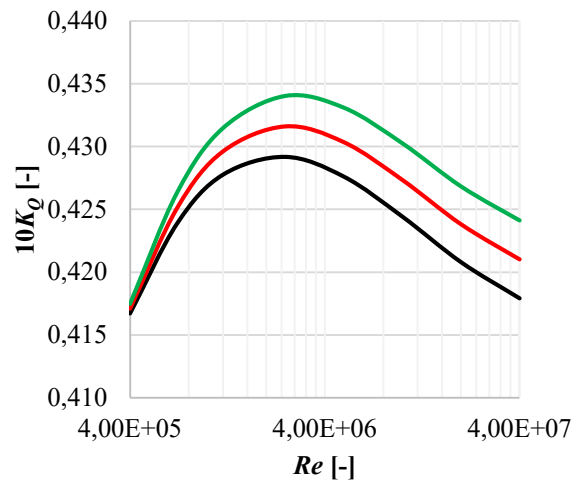
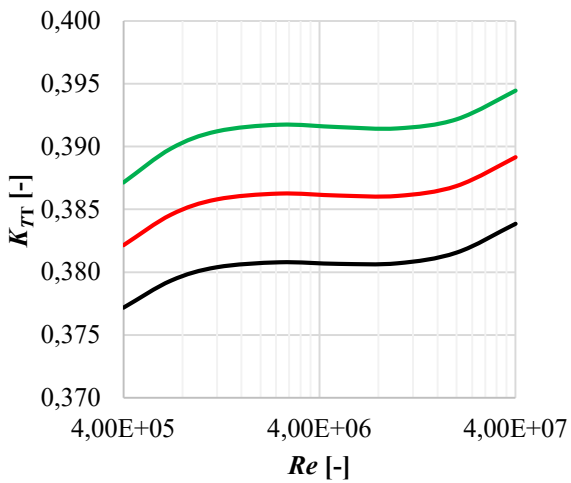
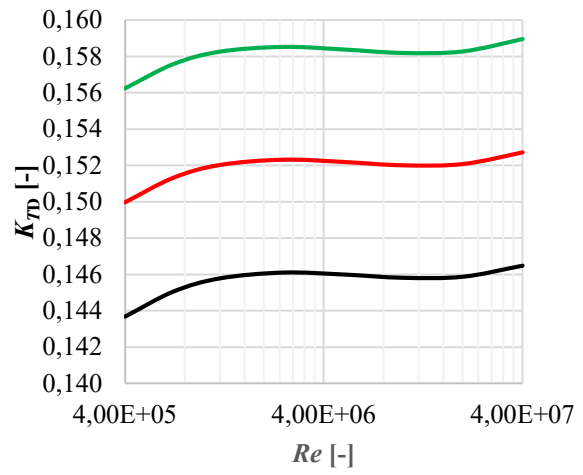
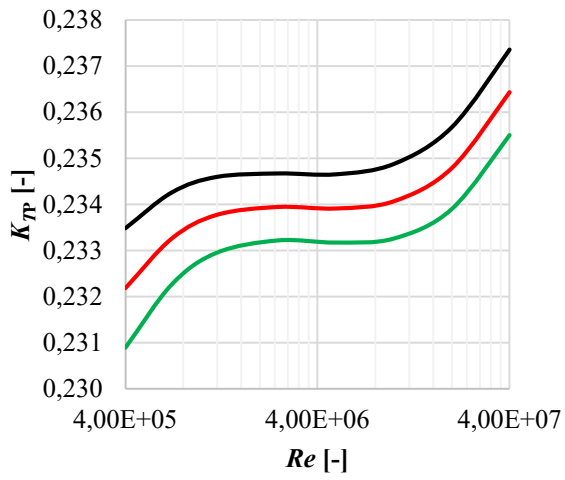
Einfluss der Variation $P_{0,7}/D$ auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte, $J/(P_{0,7}/D) = 0,50$



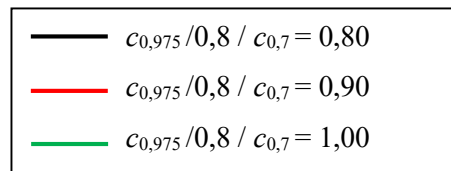
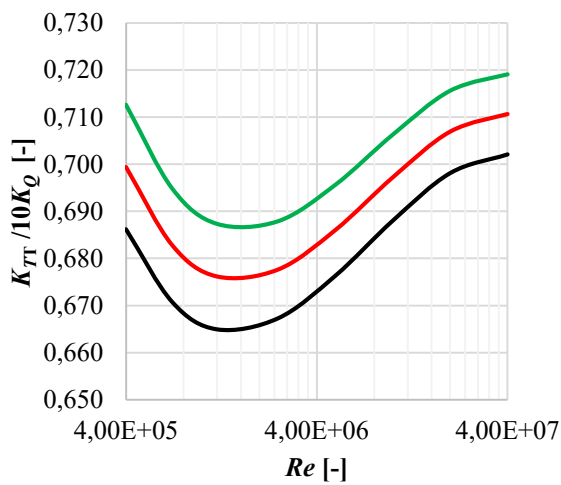
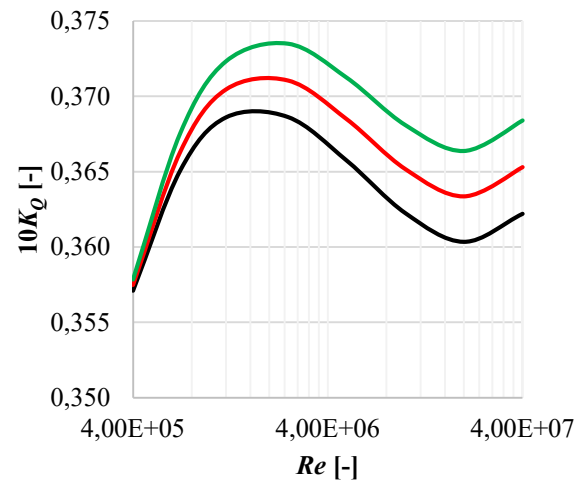
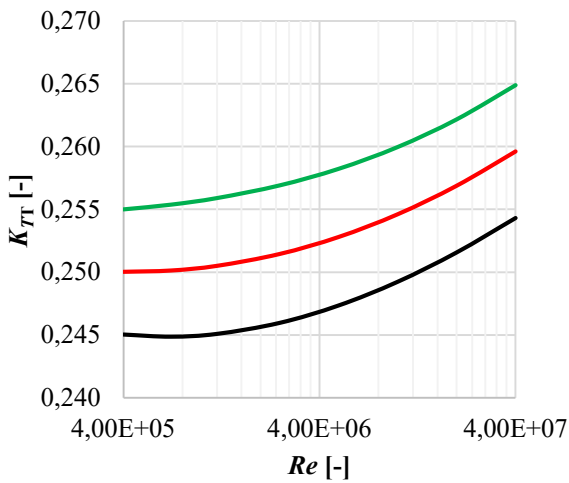
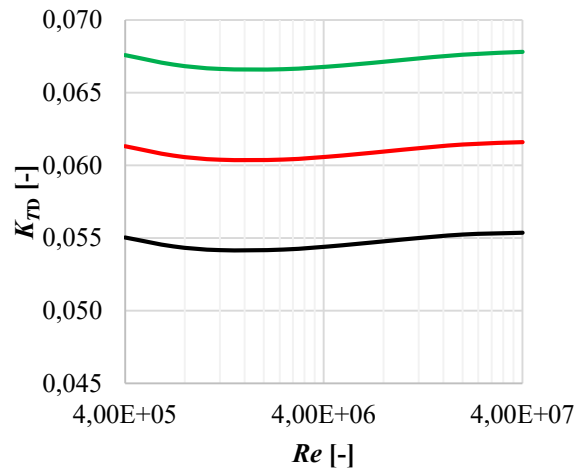
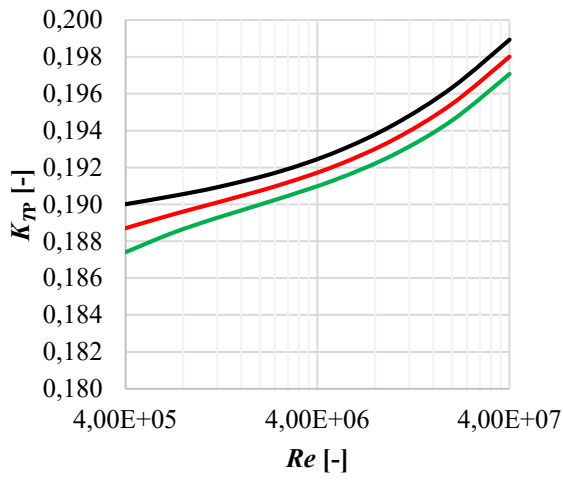
**Einfluss der Variation des Sehnenlängenverhältnisses auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,00$**



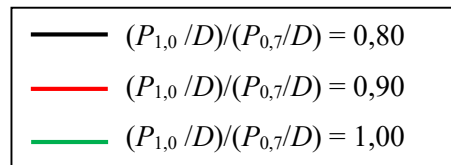
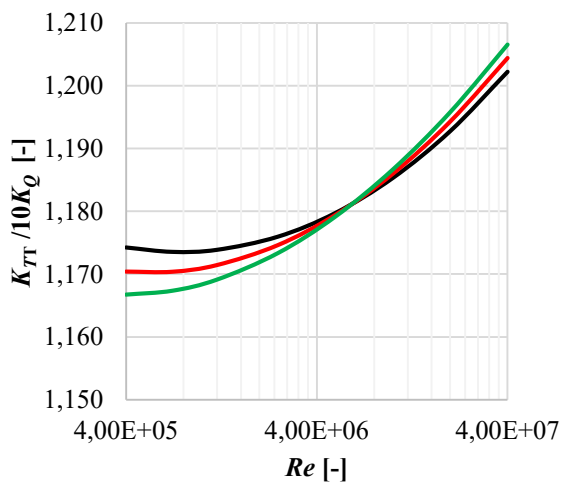
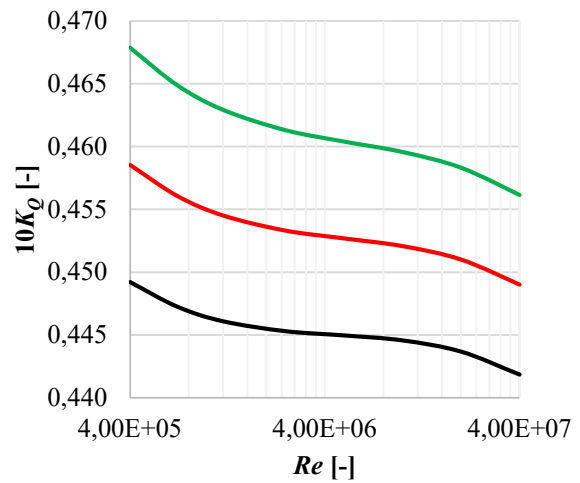
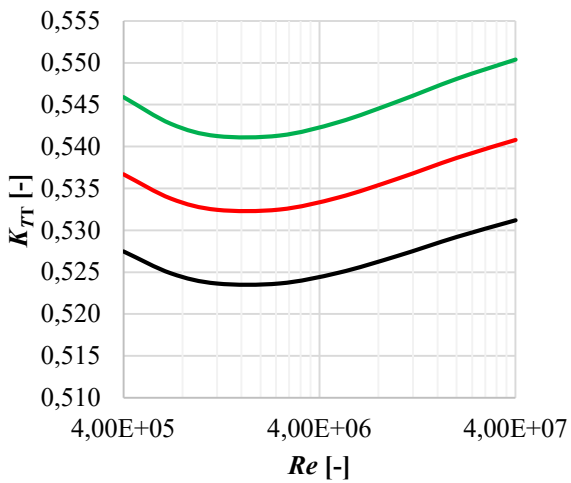
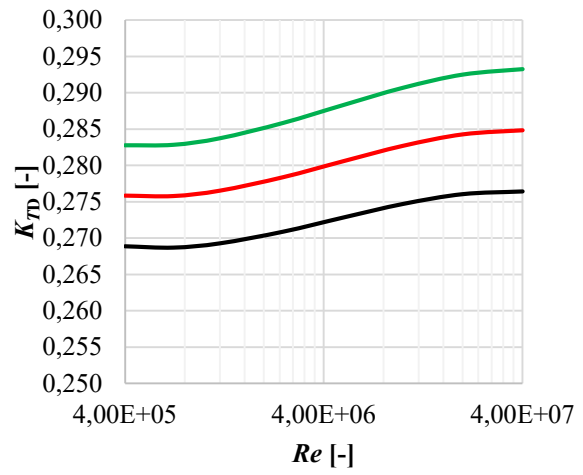
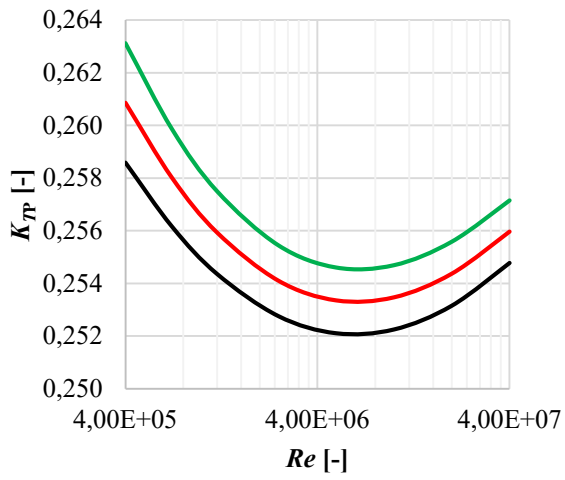
**Einfluss der Variation des Sehnenlängenverhältnisses auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,25$**



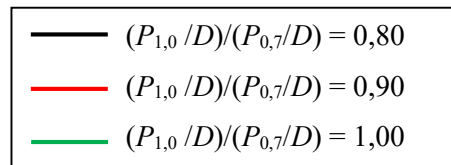
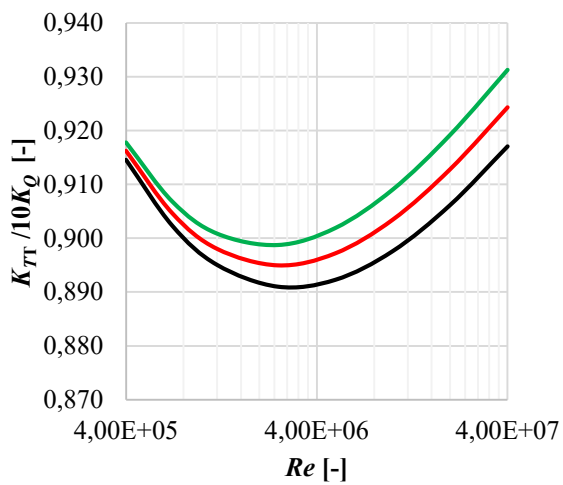
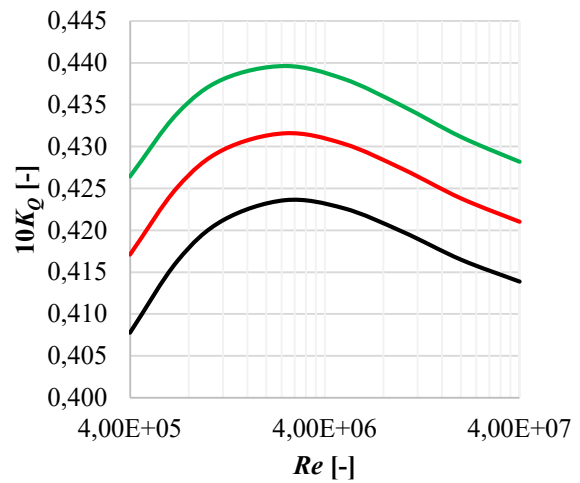
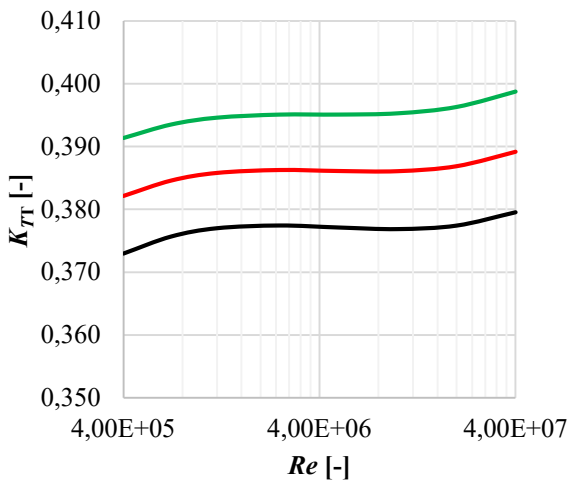
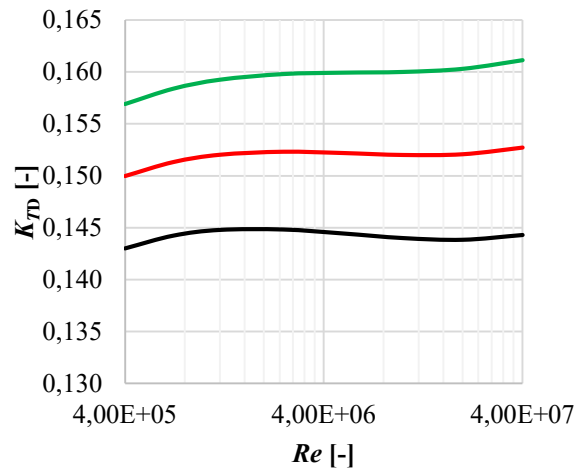
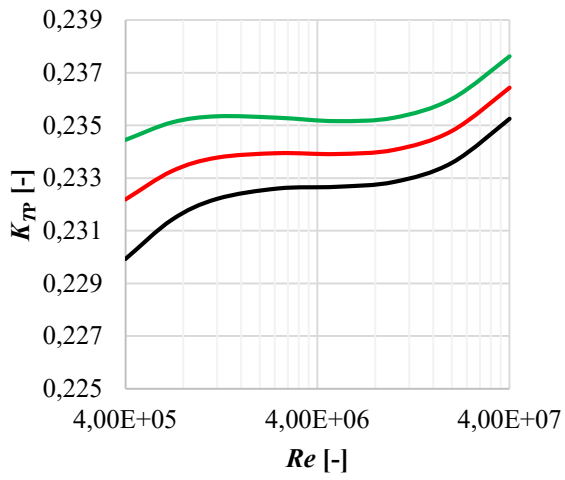
**Einfluss der Variation des Sehnenlängenverhältnisses auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,50$**



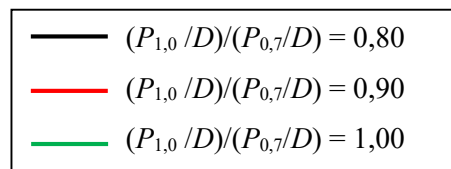
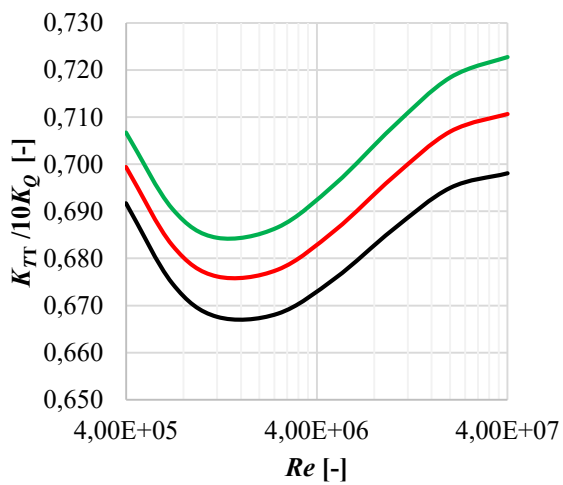
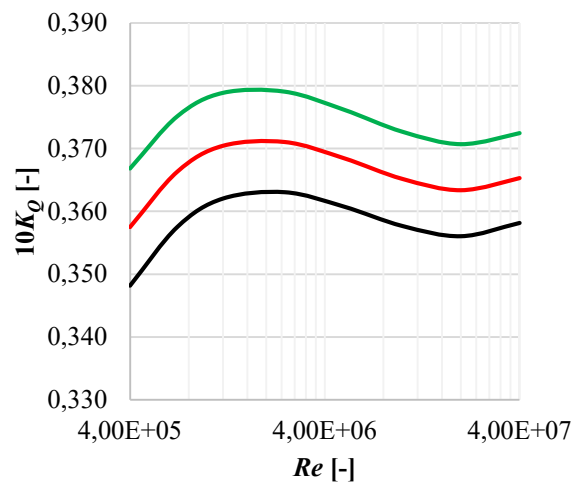
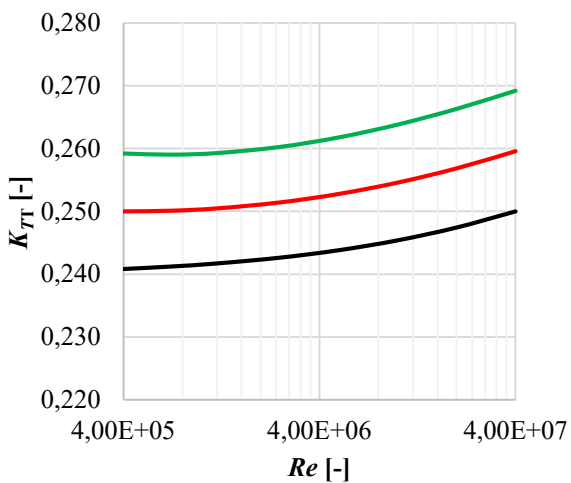
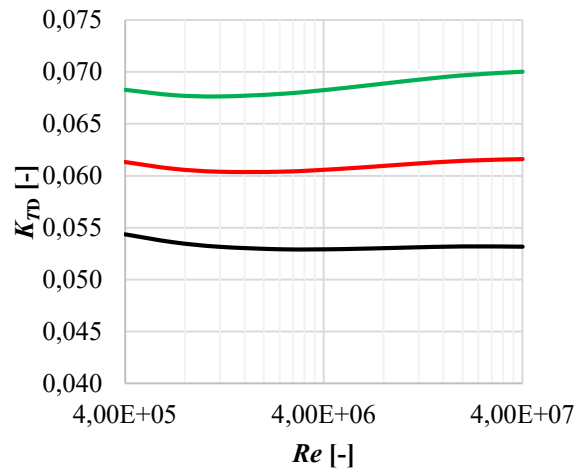
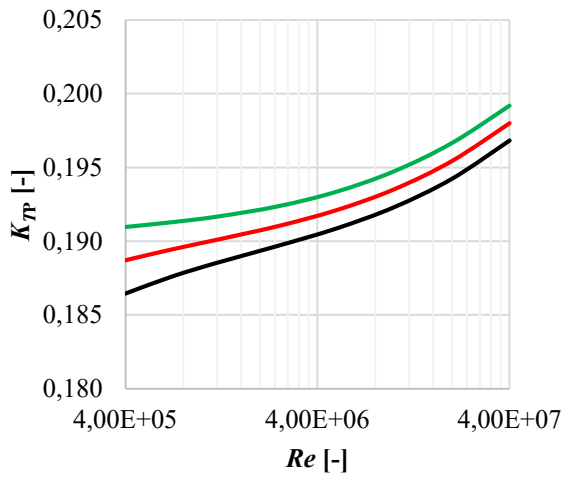
**Einfluss der Variation der Spitzenbelastung auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,00$**



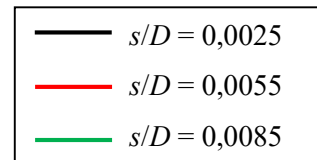
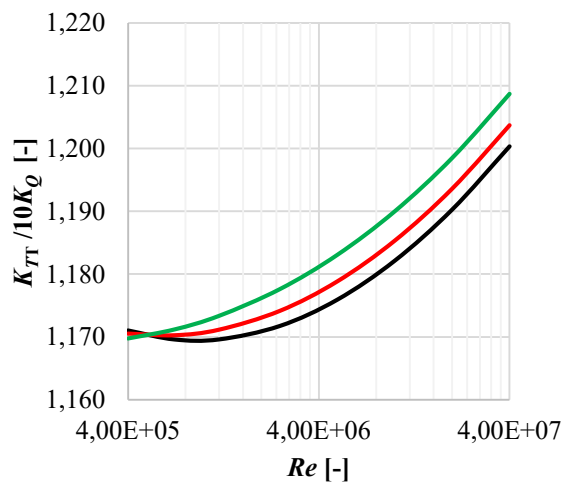
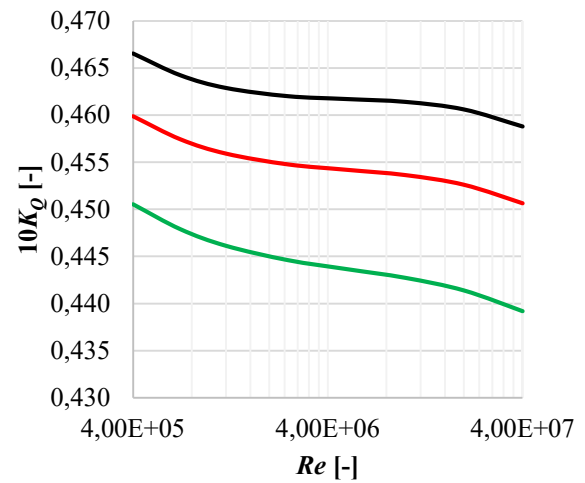
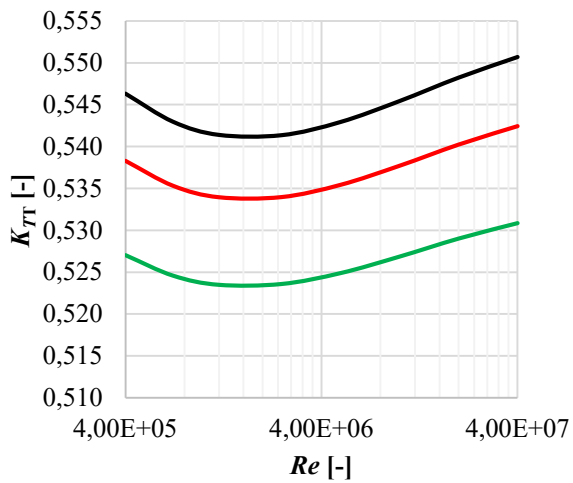
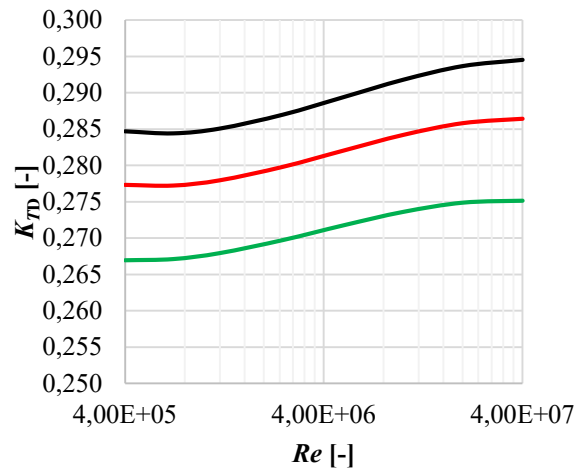
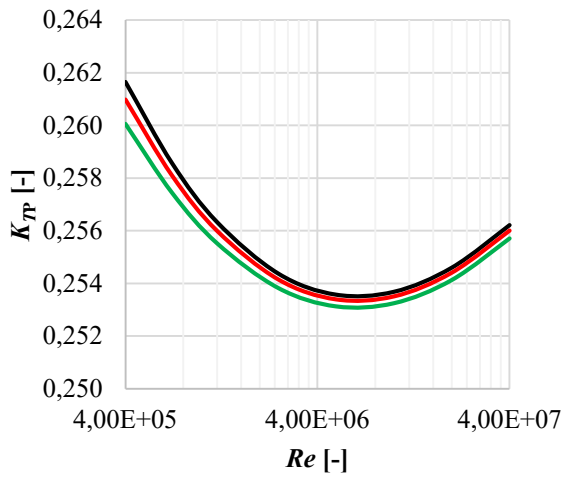
**Einfluss der Variation der Spitzenbelastung auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,25$**



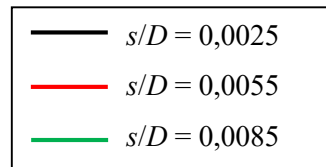
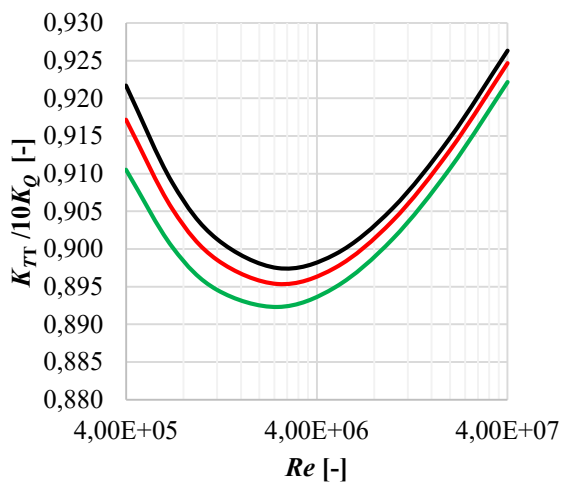
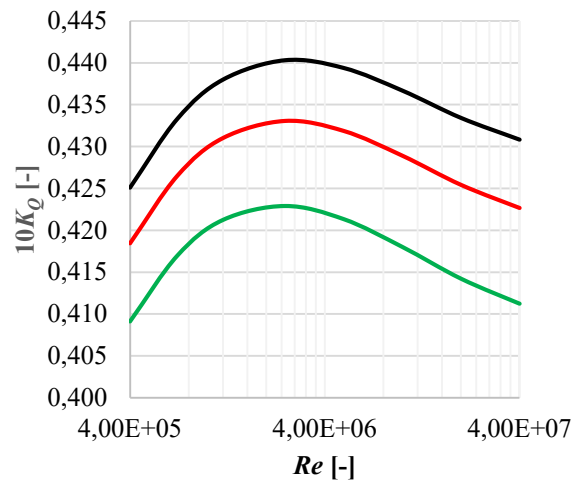
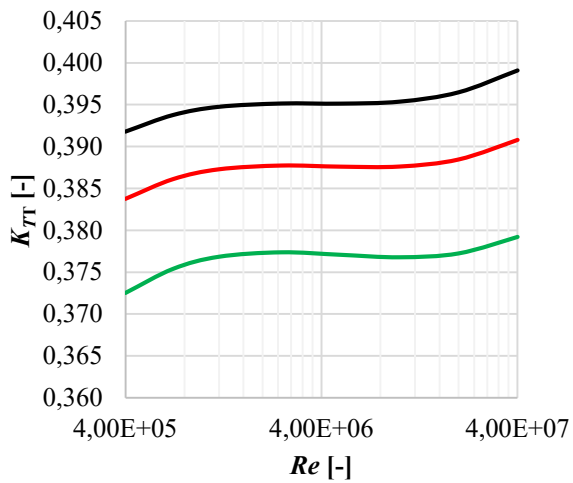
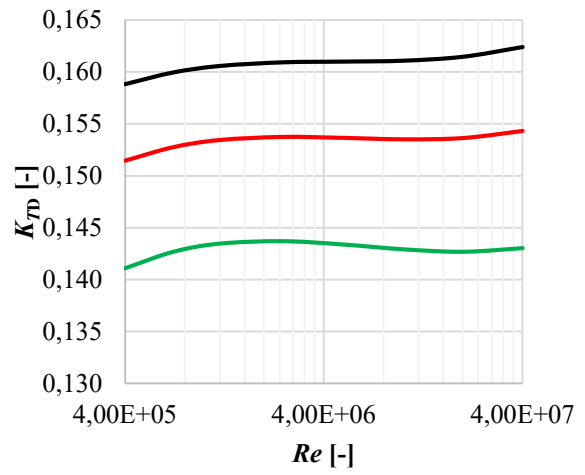
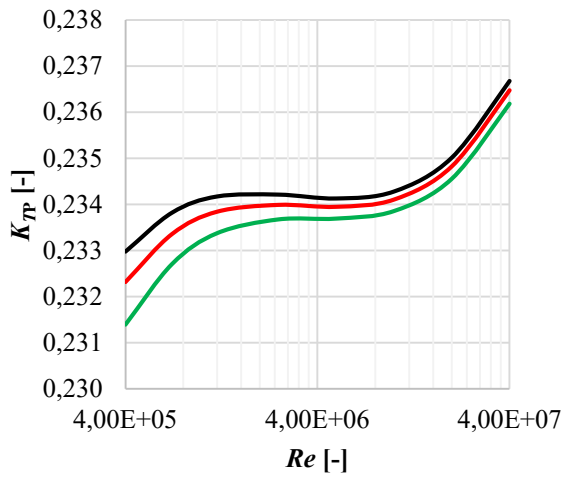
**Einfluss der Variation der Spitzenbelastung auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,50$**



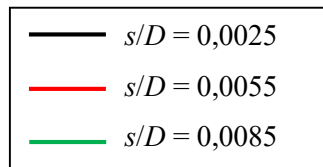
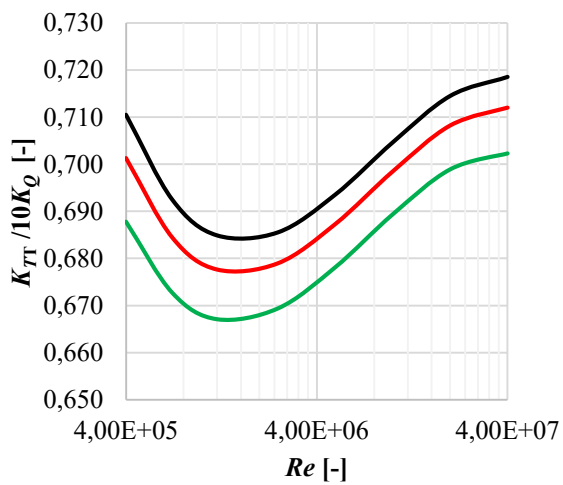
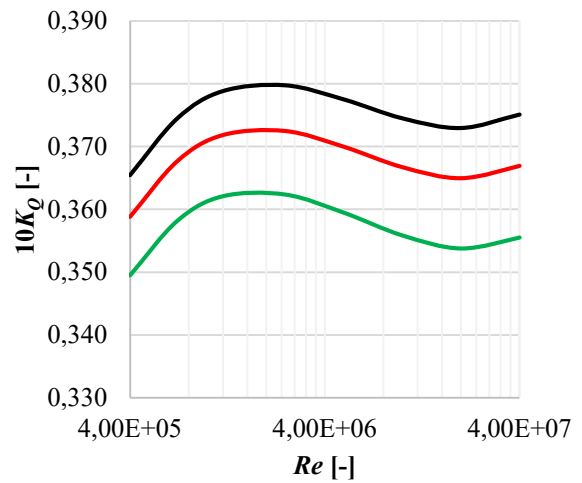
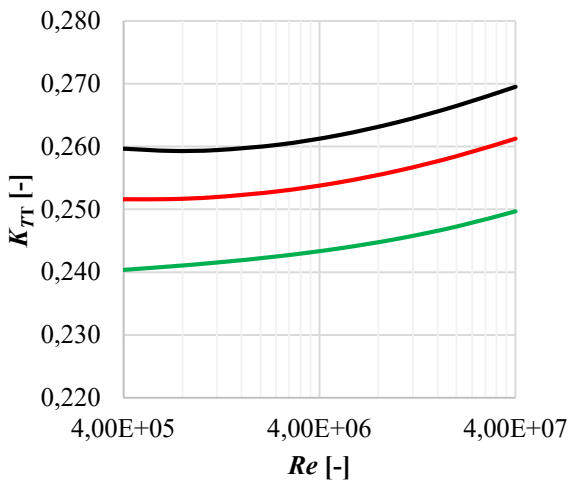
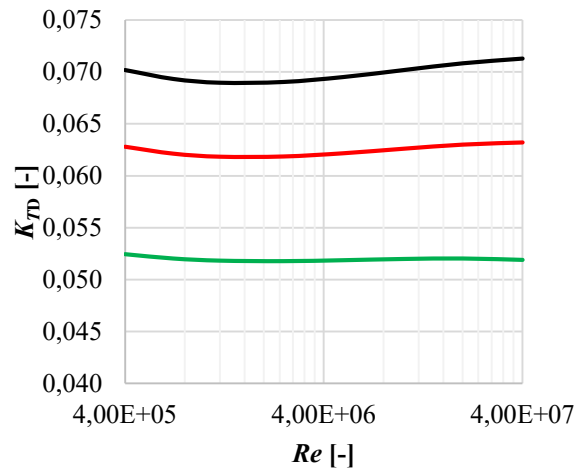
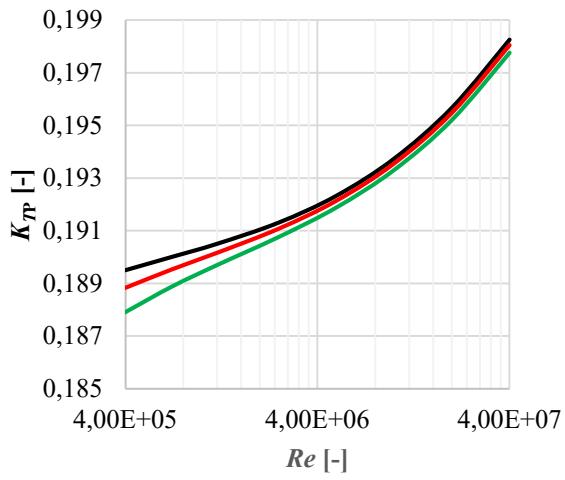
**Einfluss der Variation des Spaltmaßes auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,00$**



Einfluss der Variation des Spaltmaßes auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,25$



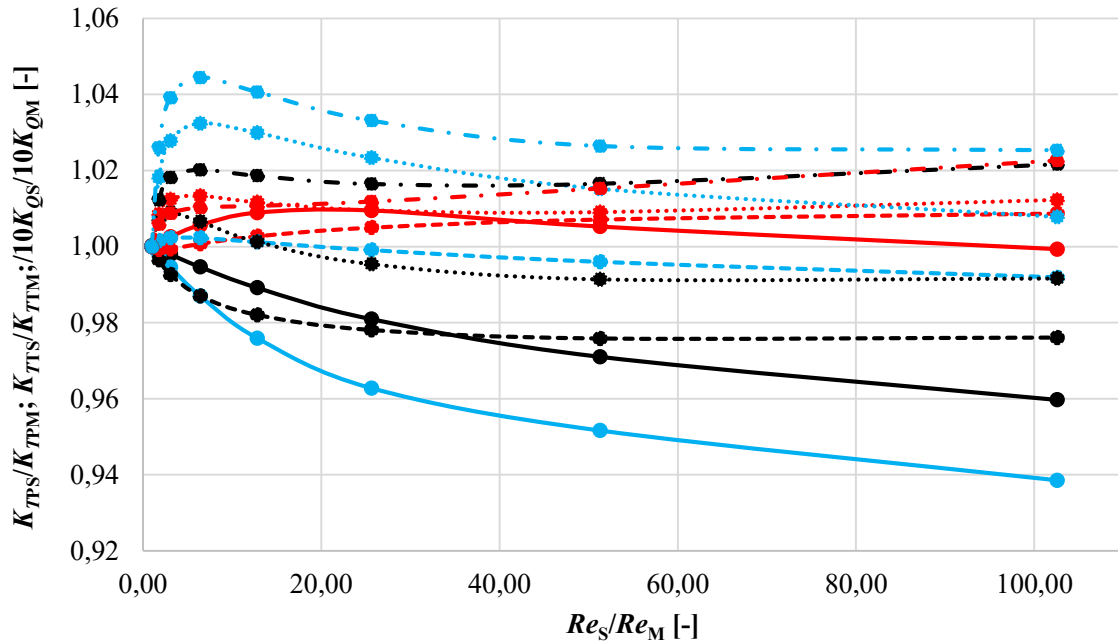
**Einfluss der Variation des Spaltmaßes auf die Reynoldszahleffekte der Beiwerte,
 $J(P_{0,7}/D) = 0,50$**



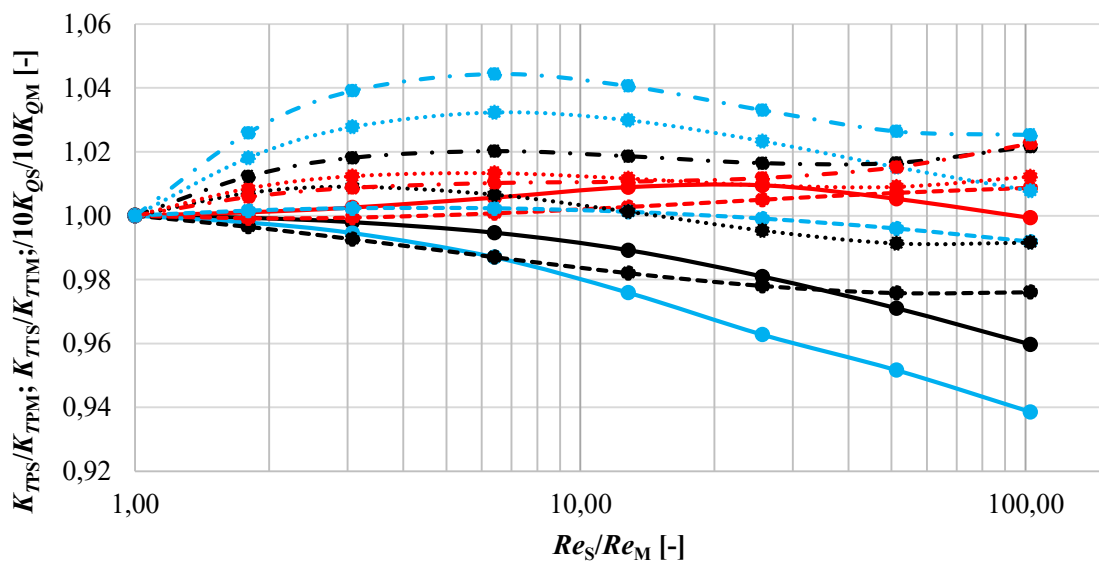
Vergleich des neuen Verfahrens mit dem Verfahren nach Maksoud/Heinke

Für Wageningen KA 75-5 Propeller mit Wageningen 19A-Düse mit $P_{0,7}/D = 1,2423$

Bezugsreynoldszahl $Re = 3,8 \cdot 10^5$ nach [2]



- K_{tP}/K_{tP} $Re_{3.8e5}$
- K_{tT}/K_{tT} $Re_{3.8e5}$
- $10K_Q/10K_Q$ $Re_{3.8e5}$
- Linie durchgezogen - Maksoud/Heinke
- Linie gestrichelt - $J = 0,00 \cdot P_{0,7}/D$
- Linie gepunktet - $J = 0,25 \cdot P_{0,7}/D$
- Linie Stricht-Punkt - $J = 0,00 \cdot P_{0,7}/D$



- K_{tP}/K_{tP} $Re_{3.8e5}$
- K_{tT}/K_{tT} $Re_{3.8e5}$
- $10K_Q/10K_Q$ $Re_{3.8e5}$