

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
INSTITUT FÜR ENERGIETECHNIK MW7

LEHRSTUHL FÜR FLUIDMECHANIK

**Numerische Simulation**  
**eines berührungsfrei gelagerten Rotors**  
**für eine Blutpumpe**

Christian Steinbrecher

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kau

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. R. Schilling
2. Univ.-Prof. Dr. med., Dr. med. habil. N. Mendler

Die Dissertation wurde am 24.05.2004 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 05.11.2004 angenommen.



# Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Fluidmechanik, vormals Lehrstuhl für Hydraulische Maschinen und Anlagen, der Technischen Universität München.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Rudolf Schilling, der mir diese Arbeit ermöglichte und wesentlich zu ihrem Gelingen beitrug. Seine wertvollen Hinweise waren mir stets eine große Hilfe.

Herrn Univ.-Prof. Dr. med. habil. Nikolaus Mendler vom Deutschen Herzzentrum München danke ich für die Möglichkeit an diesem Forschungsvorhaben zu arbeiten, für das Interesse das er meiner Arbeit entgegenbrachte und ferner für die Übernahme des Koreferates. Für den Vorsitz der Prüfungskommission darf ich Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hans-Peter Kau freundlich danken.

Für die außerordentlich gute Zusammenarbeit gebührt meinen Kollegen mein aufrichtiger Dank, die mich in einer ausgezeichneten Arbeitsatmosphäre während der Arbeit begleitet und unterstützt haben. Insbesondere seien hier Romuald Skoda, Stefan Krämer und Johannes Einzinger erwähnt. Meinem Nachfolger Stefan Herrmann wünsche ich viel Erfolg bei der weiteren Bearbeitung dieses Projektes.

Meine Eltern haben mich durch ihre vielfältige Unterstützung auf den Weg zur Promotion gebracht und beim Erreichen meiner beruflichen Ziele stets unterstützt. Meiner Frau Esther gilt mein besonderer Dank für ihre Geduld und Rücksichtnahme. Ihnen ist diese Arbeit gewidmet.

Bamberg, Dezember 2004

Christian Steinbrecher

# Inhaltsverzeichnis

<b>Verwendete Formelzeichen und Abkürzungen</b>	<b>V</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>IX</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Problemstellung . . . . .	1
1.2 Stand des Wissens . . . . .	3
1.2.1 Geschichte der Herzunterstützung . . . . .	3
1.2.2 Einsatzgebiete und Bauformen von Blutpumpen . . . . .	4
1.2.3 Einsatz von CFD bei der Entwicklung von Blutpumpen . . . . .	7
1.2.4 Physiologische Eigenschaften von Blut und Schädigung in einer Pumpe . . . . .	9
1.3 Zielsetzung . . . . .	11
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>13</b>
2.1 Grundgleichungen . . . . .	13
2.2 Mittelung der Grundgleichungen . . . . .	16
2.3 Rechenverfahren . . . . .	17
2.4 Turbulenzmodellierung . . . . .	18
<b>3 Numerische Verfahren</b>	<b>20</b>
3.1 Programmsystem . . . . .	20
3.2 Das Space Conservation Law . . . . .	22
3.3 Bestimmung der Oberflächenkräfte auf den Rotor . . . . .	26

3.4	Diskretisierung des zweiten Newton'schen Gesetzes . . . . .	27
3.5	Berechnung der skalaren Vergleichsspannung . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Validierung</b>	<b>30</b>
4.1	Laminare Zylinderumströmung . . . . .	30
4.2	Validierung des Space Conservation Laws (SCL) . . . . .	36
4.2.1	Kanal mit bewegten Netzlinien . . . . .	37
4.2.2	Laminar angeströmter Zylinder in einem teilweise rotierenden Rechengebiet . . . . .	38
4.3	Validierung der Hämolyseberechnung . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Modellbildung</b>	<b>45</b>
5.1	Stabilisierungseffekt . . . . .	45
5.2	Kraftübertragung auf den Rotor . . . . .	47
5.3	Hydrodynamische Auslegung . . . . .	49
5.3.1	Anforderungen . . . . .	49
5.3.2	Beschaufelung . . . . .	50
5.3.3	Spirale . . . . .	53
5.4	Numerische Modelle . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>62</b>
6.1	Stationäre Simulationen . . . . .	62
6.1.1	Stationäre Simulationen mit dem Modell A . . . . .	62
6.1.2	Stationäre Simulationen mit dem Modell B . . . . .	64
6.1.3	Stationäre Simulationen mit dem Modell C . . . . .	70
6.2	Instationäre Simulationen . . . . .	83
6.2.1	Instationäre Simulationen mit dem Modell A . . . . .	83
6.2.2	Instationäre Simulationen mit dem Modell B . . . . .	85
6.2.3	Instationäre Simulationen mit dem Modell C . . . . .	91
6.3	Analyse der Blutschädigung . . . . .	92

7	Bewertung und Ausblick	97
A	Kennfeld der Blutpumpe	99
	Literaturverzeichnis	99

# Verwendete Formelzeichen und Abkürzungen

## Abkürzungen

BVMed	Bundesverband Medizintechnologie
CAD	Computer Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
DHM	Deutsches Herzzentrum München
EWT	Fachgebiet Energiewandlungstechnik
FLM	Lehrstuhl für Fluidmechanik
IH	Hämolysegrad
NS3D	Navier-Stokes 3D
MINMOD	Verfahren nach HARTEN [28]
MPI	Message Passing Interface
QUICK	Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematic Schemes nach LEONARD [33]
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RTD	Real-Time Design
SIP	Strongly Implicit Procedure
UDS	Upwind Differencing Scheme

## Lateinische Zeichen

$A$	$[m^2]$	Fläche
$\vec{a}$		Beschleunigungsvektor
$c$		Beiwert
$\vec{c}$		Geschwindigkeitsvektor
$D$		Durchmesser
$\overline{D}$		Deformationstensor
$d$		Inkrement
$E, W, S, N, B, T$		Nachbarzellen
$e, w, s, n, b, t$		Zellflächenmittelpunkte
$F$		Kraft
$g$	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung
$H$	$[m]$	Höhe, Förderhöhe
$h$	$[m]$	Höhe

$\vec{I}$	$[kg\ m/s]$	Impuls
$\bar{I}$		Einheitstensor
$i$		Zählvariable
$\vec{i}$		Einheitsvektor
$j$		Zählvariable
$k$		Zählvariable
$k$	$[m^2/s^2]$	Turbulente Kinetische Energie
$l$	$[m]$	Länge
$M$	$[N\ m]$	Drehmoment
$M$		Zählvariable
$m$	$[kg]$	Masse
$\dot{m}$	$[kg/s]$	Zeitliche Änderung der Masse
$N$		Zählvariable
$N$	$[kg\ m/s^2]$	Newton
$\vec{n}$		Normalenvektor
$n$	$[1/min]$	Drehzahl
$P$	$[Watt]$	Leistung
$P$		Zellmittelpunkt
$p$	$[N/m^2]$	Druck
$Q$	$[m^3/s]$	Volumenstrom
$R, r$	$[m]$	Radius
$\vec{r}$		Ortsvektor
$S$	$[N\ s/m^2]$	Schädigung
$s$		Sekunde
$s$	$[m]$	Spaltweite an der Drosselstelle
$T$	$[s]$	Integrationszeit
$\bar{T}$		Spannungstensor
$t$	$[s]$	Zeit
$\vec{t}$		Tangentialvektor
$U, u$	$[m/s]$	Geschwindigkeitskomponente in $x$ -Richtung
$V$	$[m^3]$	Volumen
$v$	$[m/s]$	Geschwindigkeitskomponente in $y$ -Richtung
$\dot{V}$	$[m^3/s]$	Überstrichenes Volumen
Vol.		Volumen
$w$	$[m/s]$	Geschwindigkeitskomponente in $z$ -Richtung
$x$	$[m]$	Ortskoordinate
$y$	$[m]$	Ortskoordinate
$y^+$		Dimensionsloser Wandabstand
$z$	$[m]$	Ortskoordinate

### Griechische Zeichen

$\alpha$	$[^\circ]$	Drehwinkel um die $x$ -Achse
$\beta$	$[^\circ]$	Schaufelwinkel, Drehwinkel um die $y$ -Achse

$\Delta$		Differenzwert
$\delta$		Differenzwert
$\zeta$		Dimensionslose Länge
$\eta$		Wirkungsgrad
$\mu$	$[kg/(m\ s)]$	Dynamische Viskosität
$\nu$	$[m^2/s]$	Kinematische Viskosität
$\rho$	$[kg/m^3]$	Dichte
$\sigma$	$[N/m^2]$	Spannung
$\tau$	$[N/m^2]$	Schubspannung
$\varphi$	$[^\circ]$	Umschlingungswinkel, Umfangswinkel
$\varphi$		Durchflußzahl
$\phi, \bar{\phi}, \phi'$		Momentangröße, Mittelwert, Schwankungsanteil
$\psi$		Totaldruckzahl
$\omega$	$[1/s]$	Winkelgeschwindigkeit, Spezifische Dissipationsrate

### Hochgestellte Zeichen

$T$	Transponierte
$n + 1$	Neuer Zeitpunkt
$n$	Aktueller Zeitpunkt
$n - 1$	Alter Zeitpunkt

### Tiefgestellte Zeichen

0	Referenzgröße
1	Index
2	Index
$\infty$	Unendlich
A	Auftrieb
a	Berandung
b	Gittergeschwindigkeit
bez	Bezogen
D	Eintritt-Austritt
EA	Gittergeschwindigkeit
$e, w, s, n$	Zellflächenmittelpunkte
ein	Eintritt
exp	Exposure, Experiment
GA	Gewicht-Auftrieb
g	Gehäuse
ges	Gesamt
hydr.	Hydraulisch
i	Zählvariable
j	Zählvariable
krit	Kritisch

Mag	Magnetisch
m	Minus, Mittel
max	Maximal
n	Normal
num	Numerisch
o	Oben
p	Plus
Q	Volumenstrom
q	Spezifische Drehzahl
R	Reibung
r	Radial
ref	Referenz
s	Spalt
t	Tangential, Total
th	Theoretisch
u	Umfang, Unten
v	Vergleich
vol	Volumetrisch
W	Widerstand
x	$x$ -Richtung
y	$y$ -Richtung
z	$z$ -Richtung

**Sonstige**

$\frac{\partial}{\partial t}$	Partielle Ableitung nach der Zeit
-------------------------------	-----------------------------------

# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine neuartige Blutpumpe für ein Herzunterstützungssystem entwickelt, die ohne Lager betrieben werden kann. Dabei schwebt der Rotor frei in einem Gehäuse und wird nur durch hydrodynamische und magnetische Kräfte stabilisiert.

Mit Hilfe von numerischen Strömungssimulationen werden die Fluid-Struktur Wechselwirkungen zwischen dem Fördermedium Blut und dem Rotor zeitecht simuliert. Das zur Simulation der Rotorstabilisierung entwickelte Programmsystem kann Konfigurationen behandeln, bei denen sich der Rotor in axialer und radialer Richtung bewegen oder im Gehäuse um die zwei Achsen normal zur Rotationsachse kippen kann. Der am Lehrstuhl für Fluidmechanik vorhandene Strömungslöser NS3D wird soweit modifiziert, daß numerische Strömungssimulationen auch auf bewegten Rechengittern durchgeführt werden können. Die Berechnung der resultierenden Verschiebung des Rotors aufgrund der angreifenden Kräfte erfolgt mit dem zweiten Newton'schen Gesetz.

Mittels stationärer Strömungssimulationen wird ein erster Prototyp der Blutpumpe entworfen und im Hinblick auf hydraulische Effizienz und hohe hydrodynamische Kräfte zur Rotorstabilisierung optimiert. Außerdem wird der Einfluß von verschiedenen Betriebsparametern und geometrischen Abmessungen auf das Stabilisierungsverhalten des Rotors untersucht. Der Vergleich von numerisch und experimentell gewonnenen Leistungsdaten der Blutpumpe zeigt eine gute Übereinstimmung.

Dies gilt auch für die instationären Strömungsrechnungen, mit denen die Rotorstabilisierung zeitecht simuliert wird. Für den Fall rein axialer Verschiebungen stimmt die numerisch bestimmte, stationäre Endposition des Rotors mit der im Experiment ermittelten überein. Instationäre Simulationen, bei denen der Rotor auch in radialer Richtung verschiebbar ist, zeigen ebenfalls physikalisch sinnvolle Ergebnisse.

Um das Ausmaß an Blutschädigung durch ein virtuelles Blutpumpendesign beurteilen zu können, wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem aus den Ergebnisdaten numerischer Strömungssimulationen die Belastung von Blutzellen auf dem Weg durch die Pumpe ermittelt werden kann. Der Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Pumpe mit bestehenden Systemen zeigt, daß die Pumpe sehr blutschonend arbeitet.

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Problemstellung

In den westlichen Industrienationen sind die Herz-, Gefäß- und Kreislauferkrankungen die derzeit häufigste krankheitsbedingte Todesursache; sie stellen etwa 50% aller Krankheitsfälle mit tödlichem Ausgang. Risikofaktoren für diese Erkrankungen sind hauptsächlich falsche Ernährung, Mangel an Bewegung und übermäßiger Genuß von Konsumgiften. Jährlich erleiden allein in Deutschland circa 150.000 Menschen einen Herzinfarkt, mit steigender Tendenz. Ebenfalls steigend ist die Zahl der Menschen mit chronischen Herzkrankheiten, weltweit sind etwa 15-20 Millionen davon betroffen.

Eine krankheitsbedingte Schädigung des Herzens führt im Allgemeinen zu einer Herabsetzung der Pumpleistung, hervorgerufen beispielsweise durch Erkrankung der Herzkranzgefäße oder defekte Herzklappen. Während ein gesundes Herz bei maximaler Leistung bis zu 25 Liter Blut pro Minute durch den Körper pumpen kann, schafft ein krankes meist nur noch 4-5 Liter pro Minute, was nicht einmal für entspanntes Spazierengehen ausreicht. Sollte diese Herzinsuffizienz nicht mehr mit Medikamenten oder einer Operation zu beheben sein, bleiben als letzte Möglichkeiten noch die Herztransplantation oder der Einsatz von künstlichen Herzunterstützungssystemen. Grundsätzlich ist die Alternative der Herztransplantation der bessere Weg. Trotz des enormen Fortschritts, den die Herzunterstützungssysteme in den letzten Jahren gemacht haben, wird, speziell bei langfristigem Einsatz, das Blut in diesen mechanischen Pumpen zu sehr geschädigt.

Bei der Herztransplantation tritt aber das Problem der Organknappheit deutlich zutage. Weltweit stehen 4.000 bis 5.000 Spenderherzen zur Verfügung, aber weit über 20.000 Patienten aller Altersgruppen stehen auf der Warteliste, von denen die Hälfte innerhalb von 5 Jahren stirbt, FRANKE [24]. Im Jahr 2002 wurden in Deutschland 395 Herztransplantationen durchgeführt, gleichzeitig verstarben aber 2.500 Patienten, die durch eine Transplantation hätten gerettet werden können.

Große Hoffnungen werden daher auf die künstlichen Herzunterstützungssysteme gesetzt. Dabei handelt es sich um mechanische Systeme für die Herzkreislaufunterstüt-

zung, die partiell oder vollständig implantiert werden, wobei das natürliche Herz meist im Körper verbleibt. Anders als beispielsweise beim Herzschrittmacher, der lediglich einen elektrischen Impuls gibt, um die Kontraktion des Herzmuskels anzuregen, übernehmen diese Systeme die Pumpfunktion der linken oder beider Herzkammern. Der Kreislauf wird stabilisiert und alle lebenswichtigen Organe werden weiterhin mit Sauerstoff versorgt.

Beim Einsatz dieser Herzunterstützungssysteme unterscheidet man grundsätzlich drei Anwendungsgebiete, zum ersten die Überbrückung der Zeit bis zur Herztransplantation (bridge to transplantation), zum zweiten die Entlastung bis zur möglichen Erholung des Herzens (bridge to recovery) und zum dritten den Einsatz des Systems als Dauerimplantat und damit als Alternative zur Herztransplantation (alternative to transplantation).

Der Markt für Herzunterstützungssysteme wurde bisher maßgeblich durch das erstgenannte Anwendungsgebiet bridge to transplantation bestimmt. Durch die gemachten Verbesserungen, wie höhere Lebensdauer, bessere Verträglichkeit und höhere Lebensqualität, werden die beiden letztgenannten Anwendungsgebiete bridge to recovery und alternative to transplantation in Zukunft an Bedeutung gewinnen, da hierin die Lösung für das Problem der knappen Spenderherzen liegt. Nach Schätzungen des US-amerikanischen Heart, Blood and Lung Institute gibt es in den USA 35.000 bis 105.000 Patienten die in diese beiden Kategorien eingeordnet werden können. Das weltweite Marktvolumen für Herzunterstützungssysteme lag im Jahr 2001 bei 150 Millionen US-Dollar, allerdings schätzen Analysten das Potential für diesen Markt um ein Vielfaches höher ein, KOBER [32]. Für Deutschland gibt der Bundesverband Medizintechnologie die Anzahl potentieller Nutzer dieser Systeme mit jährlich 5.000 bis 7.500 Patienten an. Bei einem Durchschnittspreis von 75.000 Euro pro System ergäbe sich ein Marktvolumen von 470 Millionen Euro, s. BV MED [14].

Aufgrund der physiologischen Eigenschaften von Blut müssen bei der Konstruktion der Blutpumpe eines Herzunterstützungssystems Zonen mit lokaler Erwärmung und Totwassergebiete unbedingt vermieden werden. Genau dies tritt aber in den Lagern einer konventionellen Pumpe auf; durch die Lagerreibung kommt es zur Erwärmung und infolge der Dichtvorrichtungen zu Totwassergebieten. Des Weiteren sind die Dichtspalte zwischen Rotor und Gehäuse meist sehr eng, folglich treten dort hohe Schubspannungen auf, die wiederum zu Hämolyse<sup>1</sup> führen.

Diese Probleme können durch die Verwendung eines aktiv berührungsfrei gelagerten Rotors umgangen werden. Dies bedeutet, daß die Position des Rotors ständig gemessen und durch Ändern eines Magnetfeldes geregelt wird. Der Nachteil bei aktiv gelagerten Systemen ist, daß gegenwärtig mindestens ein Viertel des Gesamtenergiebedarfs für die Rotorlagerung aufgewendet werden muß. Dies hat einen höheren Energieeintrag ins Blut und eine Einschränkung der Lebensqualität des Patienten zur Folge, da die mitgeführten Batterien schneller entladen werden. Auch die Kosten für die Elektronik und der höhere Platzbedarf sind in diesem Zusammenhang zu nennen. Der bei weitem wichtigste Nachteil einer aktiven magnetischen Lagerung ist, daß eine komplizierte Meß- und Regelelektronik auch immer störanfällig ist. Ein

---

<sup>1</sup>Hämolyse=Schädigung der roten Blutzellen

Versagen der aktiven magnetischen Lagerung hat aber immer auch einen Totalausfall der Blutpumpe zur Folge, was unmittelbar zum Tod des Patienten führen kann.

Die numerische Simulation der Strömung in einer Blutpumpe mittels CFD<sup>2</sup>-Verfahren stellt besondere Anforderungen an die Auswahl des Rechenverfahrens. Aufgrund der geringen Abmessungen, der engen Spalte und der niedrigen spezifischen Drehzahl einer Blutpumpe, sollte bei der Turbulenzmodellierung auf ein Low-Reynolds Turbulenzmodell zurückgegriffen werden. Wenn sich zudem wie bei einer berührungsfrei gelagerten Blutpumpe ständig die Position des Rotors ändert, erfordert die numerische Simulation der Strömungsvorgänge in der Pumpe eine zeitechte Lösung und die Verwendung von bewegten Rechengittern. Falls die Zellen des Rechengitters außerdem während eines Zeitschrittes in mehrere Richtungen verformt werden, muß parallel zu den Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls noch die Raumerhaltungsgleichung, das sogenannte Space Conservation Law (SCL), gelöst werden, s. SCHUSTER [55] und YUAN [69].

## 1.2 Stand des Wissens

### 1.2.1 Geschichte der Herzunterstützung

Die Ursprünge der Idee, mit Hilfe einer Blutpumpe den Kreislauf aufrecht zu erhalten, gehen auf den französischen Arzt Julien-Jean Le Gallois im Jahr 1812 zurück. Er wollte das Herz durch einen Mechanismus zur Injektion von Blut ersetzen, um so bestimmte Organe am Leben zu erhalten. Vladimir Demikhov ersetzte 1937 die Herzen von Hunden durch mechanische Blutpumpen; er konnte die Tiere bis zu 7 Stunden am Leben erhalten. Einer der wichtigsten Schritte auf dem Weg zu den heutigen Herzunterstützungssystemen war die Entwicklung der Herz-Lungen Maschine durch John H. Gibbon und ihr erster erfolgreicher Einsatz am 6. Mai 1953. Hiermit wurden erstmals in der Geschichte Operationen am stillstehenden Herzen möglich. Die Herz-Lungen Maschine besteht bis heute im wesentlichen aus einer Blutpumpe, die als Herzersatz fungiert und einem Oxygenator, der die Funktion der Lunge übernimmt, s. Bild 1.1.

Da bei herzkranken Patienten in der Regel eine ausreichende Lungenfunktion besteht, konnte in der Folgezeit bei der Entwicklung von Herzunterstützungssystemen auf den Oxygenator zur Übernahme der Lungenfunktion verzichtet werden. Die Hersteller widmeten sich verstärkt der Entwicklung von Blutpumpen, die dauerhaft die Pumpleistung des Herzens ersetzen können. Am 4. April 1969 ersetzte der amerikanische Herzchirurg Denton Cooley das versagende Herz eines Patienten durch eine Plastikpumpe, um ihn für zweieinhalb Tage bis zur rettenden Herztransplantation am Leben zu erhalten. Der Eingriff gelang, dennoch verstarb der Patient einen Tag nach der Herztransplantation, da das Kunstherz das Blut zwar gepumpt, aber auch zu sehr geschädigt hatte. Am 2. Dezember 1982 wurde von William DeVries dem 61-jährigen Patienten Barney Clarke erstmals ein künstliches Herz eingesetzt,

---

<sup>2</sup>CFD=Computational Fluid Dynamics

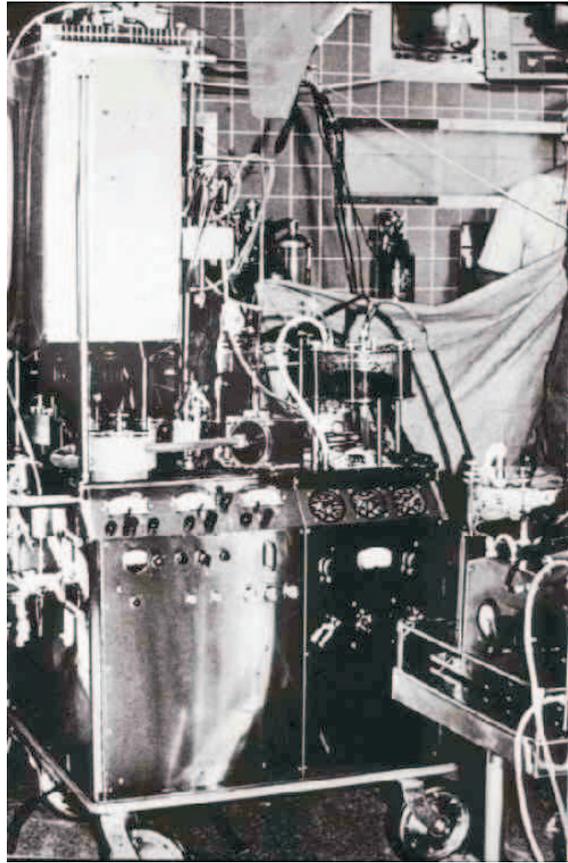


Bild 1.1: Herz-Lungen Maschine, Baujahr 1953

das nicht nur eine kurze Zeitspanne bis zur Herztransplantation überbrücken sollte, sondern das auf unbestimmte Zeit dessen durch einen Virus schwer geschädigtes Herz ersetzen sollte. Clarke war zu alt und bereits zu sehr geschwächt, um für eine Herztransplantation in Frage zu kommen. Clarke lebte 112 Tage mit dem künstlichen Herzen, wenn auch mit sehr eingeschränkter Lebensqualität, da er an eine Vielzahl von Schläuchen und Kabeln angeschlossen war. In Deutschland begann die Kunstherzforschung in den späten 60er Jahren am Klinikum Charlottenburg der Freien Universität Berlin unter Emil Bücherl. 1987 wurde erstmals ein von Bücherl entwickeltes Kunstherz am Deutschen Herzzentrum Berlin erfolgreich implantiert.

### 1.2.2 Einsatzgebiete und Bauformen von Blutpumpen

Die Einsatzgebiete für Blutpumpen können in Anwendungen am Herzen einerseits und in alle übrigen Anwendungen andererseits unterteilt werden. Zu den Letztgenannten zählt in erster Linie die Dialyse, die in technischer Hinsicht klar von den Anwendungen am Herzen zu trennen ist. Bei der Dialyse betragen die Durchflußraten 150-200 ml/min bei einem Druck von 13-27 kPa. Bei den Anwendungen am Herzen liegen die Durchflußraten im Bereich von 3-8 l/min, bei einem Druck von 13-40 kPa und erfordern daher in der Regel andere Pumpentypen, s. WESTPHAL [65]. Die Einsatzgebiete am Herz, die in dieser Arbeit ausschließlich betrachtet werden, umfassen in erster Linie den kardiopulmonalen Bypass während Operationen am

offengelegten Herzen, die Herzunterstützung bei bestimmten Indikationen und den temporären Herzersatz. Aufgrund der Vielzahl von Systemen zur Herzunterstützung ist eine sinnvolle Klassifizierung nach Bauformen schwierig; eine Möglichkeit stellt die Unterteilung in extra- und intrakorporale Blutpumpen dar.

### **Extrakorporale Blutpumpen**

Bei extrakorporalen Herzunterstützungssystemen befindet sich die Blutpumpe entweder direkt am Körper (parakorporal), oder in einiger Entfernung und ist durch Blutschläuche mit dem Patienten verbunden. Bei extrakorporalen Blutpumpen ist die Versorgung mit Antriebsenergie relativ leicht realisierbar und die Größe des mechanischen Antriebs nicht durch anatomische Verhältnisse limitiert. Des Weiteren ist die Biokompatibilität der verwendeten Werkstoffe auf die Bereiche beschränkt, in denen unmittelbarer Blutkontakt besteht. In den meisten Fällen ist eine perkutane Kanülierung, d. h. ein Anschluß des Systems durch Leistengefäße, möglich und somit ein Öffnen des Thorax nicht erforderlich. Haupteinsatzgebiete sind der kardiopulmonale Bypass während und nach Herzoperationen zur kurzzeitigen Unterstützung des Herzens und der Notfalleinsatz bei akutem Herzversagen zur Aufrechterhaltung des Kreislaufs. Die Einsatzzeit beträgt meist nur einige Stunden oder wenige Tage. Die Pumpeinheiten der meisten extrakorporalen Herzunterstützungssysteme sind entweder als Roller- oder Radialpumpen ausgeführt.

### **Intrakorporale Blutpumpen**

Bei intrakorporalen Systemen wird die Blutpumpe in den Körper implantiert. Die Steuerung des Systems, bestehend aus Controller, Batterien oder Antriebskonsole, kann entweder mit implantiert werden oder befindet sich außerhalb des Körpers. Systeme dieser Kategorie bieten dem Patienten viele Vorteile, wie erhöhte Mobilität und weitgehende Unabhängigkeit von einer Intensivpflege. Einsatzgebiete sind die mittel- und langfristige Herzunterstützung und der totale Herzersatz. Die geplante Einsatzdauer liegt meist im Bereich einiger Wochen, hat in einigen Fällen aber auch schon über 2 Jahre betragen. Die intrakorporalen Systeme lassen sich je nach Prinzip der Blutförderung in Verdränger-, Axiale-, und Radiale Blutpumpen einteilen, von denen im Folgenden jeweils ein Beispiel kurz diskutiert wird.

Ein Beispiel für intrakorporale Blutpumpen, die nach dem Verdrängerprinzip arbeiten, ist das Herzunterstützungssystem Novacor der Firma WorldHeart. Das System wurde im Jahr 1984 erstmals implantiert. Die in Bild 1.2a dargestellte Blutpumpe besteht aus einem nahtlosen Polyurethansack. Über eine Einflußprothese, die an der Herzspitze angeschlossen ist, fließt über eine biologische Herzklappe das Blut in die Pumpe. Die Pumparbeit erfolgt durch einen elektromagnetischen Antrieb, das Blut fließt anschließend über eine Ausflußklappe und eine Ausflußprothese zurück zur Aorta. Die Blutpumpe mit der elektromagnetischen Antriebseinheit wird in die linke vordere Bauchwand implantiert, wo zuvor eine entsprechende Tasche präpariert wird. Über eine Leitung wird die Pumpe mit dem externen Controller verbunden. Dieses Kabel wird auf der rechten Seite aus der Bauchwand herausgeleitet. Neben den elektrischen Leitungen dient das Kabel auch zum Luftaustausch zwischen Blutsack und Motorgehäuse.

Als Beispiel für axiale Blutpumpen sei hier das von der Firma BerlinHeart entwi-

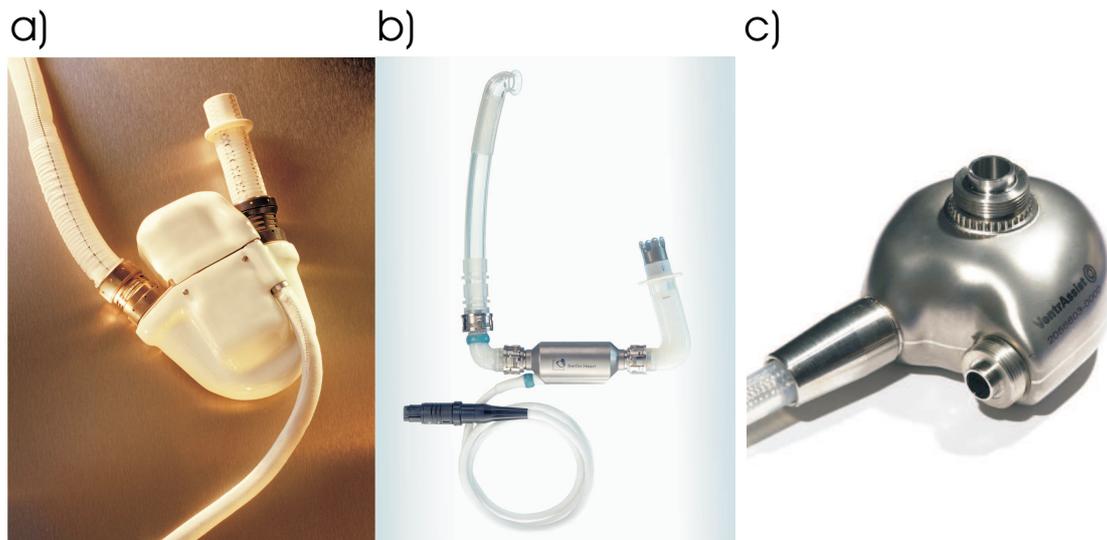


Bild 1.2: Blutpumpen von Herzunterstützungssystemen; a) Verdrängerpumpe Novacor b) Axialpumpe Incor und c) Radialpumpe Ventrassist

ckelte Herzunterstützungssystem Incor aufgezeigt, über das in den letzten 2 Jahren häufiger in der deutschen Presse berichtet wurde, s. Bild 1.2b. Der erste klinische Einsatz fand im Juni 2002 im Deutschen Herzzentrum Berlin statt. Diese Blutpumpe ist klein und leicht und somit auch bei Kindern einsetzbar. Das Laufrad der Pumpe ist aktiv berührungsfrei gelagert, die schwebende Lagerung des Rotors verhindert die Entwicklung von Reibungswärme. Dies reduziert den Verschleiß einzelner Bauteile und erhöht die Lebensdauer des Systems. Der Rotor dreht sich aufgrund der kompakten Bauweise mit bis zu 12.000 Umdrehungen pro Minute. Gegenwärtig erfolgt die Energie- und Datenübertragung noch über ein Kabel, das durch die Bauchdecke geht, allerdings wird die Vollimplantierbarkeit aller Komponenten angestrebt. Verbindungen vom Körperinneren nach außen sind dann nicht mehr notwendig, die benötigte Energie zum Betrieb wird durch die geschlossene Hautoberfläche per Induktion über Spulen übertragen.

Ein Beispiel für radiale Blutpumpen ist in Bild 1.2c dargestellt. Es handelt sich dabei um die Pumpeinheit des Ventrassist Herzunterstützungssystem der Firma Ventracor. Das System wurde im Juni 2003 erstmals am Menschen eingesetzt und ist insbesondere vor dem Hintergrund der hier vorliegenden Arbeit interessant, da der Rotor hydrodynamisch gelagert ist. Der Rotor besteht aus einem offenen Laufrad, dessen relativ breite Schaufeln an der Außenseite angeschrägt sind. Durch sehr enge, verjüngte Spalte zwischen Schaufeloberseite und Gehäusewand läuft der Rotor auf hydrodynamischen Gleitlagern. In den Schaufeln sind Magnete integriert, durch die der Rotor angetrieben wird. Die passive hydrodynamische Lagerung des Rotors hat zum einen den Vorteil, daß keine störanfällige Elektronik verwendet werden muß, zum anderen muß keine Energie für die Messung und Regelung der Rotorposition aufgebracht werden.

### 1.2.3 Einsatz von CFD bei der Entwicklung von Blutpumpen

Seit Mitte des vorigen Jahrhunderts werden beim Entwurf von Strömungsmaschinen, zu denen auch Blutpumpen zählen, zunehmend CFD-Verfahren eingesetzt. Aus Mangel an Rechenleistung wurden anfänglich quasi-dreidimensionale Verfahren verwendet. Diese nähern nach der Theorie von WU [67] die tatsächlich dreidimensionale Strömung durch Superposition von drei zweidimensionalen Strömungen an. SCHILLING [52, 53] wendet diese Verfahren an, wobei hier der Vorschlag gemacht wird, aus Rechenzeitgründen nur eine repräsentative Meridianebene zu verwenden. Aufgrund der sehr geringen Rechenzeiten werden diese Verfahren auch heute noch bei der mathematischen Optimierung von Turbomaschinen, in der die Strömungssimulation als extrem zeitkritisch zu bewerten ist, verwendet, s. THUM UND SCHILLING [60] und SCHILLING ET AL. [54]. Mit steigender Rechnerleistung wurden für die Nachrechnung von Strömungsmaschinen voll-dreidimensionale Verfahren auf Basis der Euler- bzw. Navier-Stokes Gleichungen herangezogen. Die numerische Berechnung dieser Strömungen basiert auf der Lösung der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie.

Seit etwa 10 Jahren werden CFD-Verfahren auch in der Medizintechnik eingesetzt. Sie sind bei der Entwicklung von nahezu allen medizinischen Geräten, die von Blut durchströmt werden, einsetzbar wie Blutpumpen, Herzklappen, Stents, Oxygenatoren und Dialysegeräten. Bei der hier betrachteten Entwicklung von Blutpumpen wird CFD vor allem zur Designoptimierung, in letzter Zeit aber auch zur Berechnung des Hämolysegrades aufgrund der mechanischen Beanspruchung, verwendet.

BLUDSZUWEIT [8] simuliert die Strömung in einer kompletten Radialblutpumpe, bestehend aus Laufrad, Spirale und Radseitenraum. Aus den Ergebnisdaten der Strömungssimulation berechnet sie eine skalare Vergleichsspannung nach von Mises s. HAHN [27], aus den Komponenten des Spannungstensors. Anschließend ermittelt sie aus den Strombahnen von Partikeln mit der Größe und dem Gewicht einer roten Blutzelle durch Aufintegrieren die mechanische Belastung einer Blutzelle auf dem Weg durch die Pumpe. Sie stellt fest, daß durch Halbieren der Spaltweite zwischen Rotor und Gehäuse zwar die Förderhöhe steigt, allerdings auch die maximale Vergleichsspannung. Des Weiteren schlägt BLUDSZUWEIT [7] eine Formel zur Berechnung des Hämolysegrads aus der Vergleichsspannung vor.

MITOH ET AL. [40] simulieren die Strömung in einer Axialpumpe und vergleichen die berechnete Förderhöhe mit Ergebnissen aus Messungen. Sie finden eine gute Übereinstimmung von Messung und Simulation bei niedrigen Nenndurchflußraten, was auch von WOOD [66] beobachtet wird. Außerdem berechnen sie aus den CFD Ergebnissen den Hämolysegrad von vier verschiedenen Laufraddesigns und vergleichen den berechneten Wert mit in vitro Messungen. Sie finden bei drei Designs eine zufriedenstellende Übereinstimmung, beim vierten eine sehr schlechte. Die Abweichungen begründen sie damit, daß die empirische Formel zur Berechnung des Hämolysegrads von GIERSEIPEN [26] nicht für die in ihrer Axialpumpe auftretenden hohen Spannungen geeignet ist.

APEL ET AL. [4] berechnen das Strömungsfeld in der Impella Intracardiac Axialpumpe, einer intrakorporalen Blutpumpe zur linksseitigen Herzunterstützung. Sie

stellen das turbulente Spannungsfeld dem viskosen gegenüber und stellen fest, daß bei der von ihnen eingestellten Reynoldszahl die viskosen Spannungen nicht gegenüber den turbulenten vernachlässigt werden können. Außerdem ist die Auswahl von Turbulenzmodell und Wandfunktion für eine akkurate Vorhersage der Spannungsaufnahme sehr wichtig, da die Blutzellen vor allem in Wandnähe hohen Spannungen ausgesetzt sind.

WATANABE ET AL. [64] simulieren die Strömung in der Medtronic BP-80 Blutpumpe. Diese extrakorporale Blutpumpe ist eine der ersten Radialblutpumpen und besitzt keine Schaufeln. Das Blut wird mittels Reibung an drei rotierenden Kernen gefördert. Sie vergleichen die aus CFD-Ergebnissen berechnete Förderhöhe mit experimentell gewonnenen Daten und finden eine schlechte Übereinstimmung. Sie untersuchen den Einfluß der Netzfeinheit und der Turbulenzmodellierung auf die Simulationsergebnisse, können aber nur geringfügige Verbesserungen erzielen.

OKAMOTO ET AL. [45] optimieren mittels CFD die Blutkammer einer Verdrängerpumpe. Sie simulieren die Strömung in der Blutkammer der Pumpe während des Füll- und des Auswurfvorgangs. Anschließend berechnen sie die turbulenten Reynoldsspannungen und daraus den Hämolysegrad. Durch ein verbessertes Design der Blutkammer können sie den aus numerischen Simulationen bestimmten Hämolysegrad um ein Vielfaches senken.

NAKAMURA UND YANO [44] berechnen die Strömung in einer Radialpumpe mit Spirale und Diffusor. Anschließend variieren sie den Abstand zwischen Schaufelhinterkante und Spiraleneintritt. Durch diese Maßnahme können sie die Förderhöhe geringfügig steigern und die Druckverteilung in der Spirale und im Diffusor glätten.

CHAN ET AL. [19] versuchen mit Hilfe von CFD die Zuströmung bei Radialpumpen mit ungekrümmten Schaufeln zu optimieren. Sie plazieren Vorleitschaufeln im Saugstutzen und stellen fest, daß durch den erzeugten Vordrall die Anströmung der Schaufeln verbessert und damit die Schubspannung im Laufrad gesenkt wird. Allerdings sinkt durch diese Maßnahme auch die Förderhöhe und Blutzellen sind statt dessen auf dem Weg durch den Saugstutzen höheren Spannungen ausgesetzt. In [18] studieren sie den Einfluß der Schaufelgeometrie auf die erzielbare Förderhöhe in einer Radialpumpe. Sie vergleichen fünf verschiedene Schaufeldesigns, sowohl vorwärts- und rückwärts-, als auch ungekrümmt. Anschließend ermitteln sie anhand der Strombahnen von Partikeln mit dem Durchmesser und den Stoffeigenschaften einer roten Blutzelle den Hämolysegrad des jeweiligen Schaufeldesigns. Sie stellen fest, daß eine hohe Anzahl von kurzen Schaufeln die Strömung am besten führt und demzufolge auch den Hämolysegrad reduziert.

MIYAZOE ET AL. [43, 42, 41] optimieren mittels CFD die Nikkiso HPM-15 Radialblutpumpe mit offenem Laufrad. In [43] variieren sie die Form des Saugstutzens. Sie finden, daß bei einem konisch zulaufenden Stutzen die Laufschaufeln besser angeströmt werden als bei einer geraden Form und an der Eintrittskante keine Ablösungen mehr auftreten. Dadurch kann die Blutschädigung in der Pumpe reduziert werden. In [42] untersuchen sie, wie die Weite des radialen und axialen Spalts zwischen Laufrad und Gehäuse die maximalen Spannungen in der Pumpe beeinflusst. Sie stellen fest, daß die Spannungsspitzen bei engen Spaltweiten größer sind und daß der Einfluß der axialen Spaltweite dominanter ist, als der der radialen an der

Rotorhinterkante. Auch in [41] untersuchen sie den Einfluß der radialen und axialen Spaltweiten. Da bei Blutpumpen mit offenen Laufrädern der Radseitenraum zwischen Tragscheibe und Gehäuse nur unzureichend mit Blut gespült wird, ist dort die Gefahr von Thrombenbildungen am Höchsten. Deshalb verwenden sie einen Rotor mit Löchern in der Tragscheibe, durch die Blut vom Laufrad in den Radseitenraum gelangen kann. Dieser perforierte Rotor wird auch von TSUKAMOTO ET AL. [62] verwendet. Anhand der Streichbahnen von masselosen Partikeln stellen sie fest, daß der Radseitenraum besser gespült wird, ignorieren aber die damit einhergehenden höheren Spannungen oder die Einbuße an Förderhöhe.

ANDERSON ET AL. [1, 2] setzen CFD ein, um den Radseitenraum des Prototypen einer Radialblutpumpe zu optimieren. Zuerst simulieren sie die Strömung durch einen Laufradkanal und extrahieren aus den Ergebnisdaten der Strömungssimulation die Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt in den Radseitenraum. Anschließend verwenden sie diese Druckdifferenz als Randbedingung für Simulationen an Modellen des oberen und unteren Radseitenraums. Sie vergleichen die numerisch berechnete Förderhöhe mit Messungen und stellen eine zufriedenstellende Übereinstimmung fest. Anschließend verringern sie in ihrem numerischen Modell die Spaltweite zwischen Rotor und Gehäuse und erreichen damit einen höheren Gesamtwirkungsgrad der Pumpe. Mit den so gewonnenen Erkenntnissen wird der nächste, verkleinerte Prototyp der Blutpumpe gebaut.

BERTRAM [6], QUIAN [49] und TRANSLEY [59] verwenden CFD zur Entwicklung der Ventrassist Radialblutpumpe, die im vorigen Abschnitt kurz vorgestellt wurde, s. Bild 1.2c. In [6] und [49] berechnen sie die hydrodynamischen Lagerkräfte auf den Rotor für verschiedene Schaufeldesigns. Außerdem lenken sie den Rotor axial aus und verändern so die Spaltweiten im Radseitenraum. Anschließend vergleichen sie die aus den Ergebnisdaten der Strömungssimulationen berechnete Nettoaxialkraft mit Ergebnissen einer einfachen, theoretischen Betrachtung. Sie stellen fest, daß die Theorie bei mittleren und größeren Spaltweiten mit den Simulationen übereinstimmt, bei kleinen Spaltweiten jedoch unrealistische Ergebnisse liefert.

Außer zur Designoptimierung und Hämolysegradberechnung wird CFD als willkommenes Mittel zur Visualisierung der Strömungsverhältnisse verwendet, da die meisten Blutpumpen aufgrund ihrer Baugröße für optische Strömungsmessungen ungeeignet sind und erst in einem vergrößerten Maßstab nachgebaut werden müßten. Eine gute Übersicht über die Bedeutung von CFD beim Design künstlicher Organe liefert VERDONCK [63].

#### 1.2.4 Physiologische Eigenschaften von Blut und Schädigung in einer Pumpe

Während man im konventionellen Pumpenbau bereits Wirkungsgrade von über 90% erzielt, betragen die von Blutpumpen selten mehr als 40%. Dies liegt an den besonderen Randbedingungen, die bei der Konstruktion von Pumpen zur Förderung von Blut zu beachten sind. Hierbei kommt es weniger auf hohe Wirkungsgrade, sondern vor allem auf eine möglichst schonende Förderung des Fluids an. Die Schwierigkeiten

bei der schonenden Förderung liegen zum einen in den physiologischen Eigenschaften von Blut, zum anderen in der Zirkulation in einem geschlossenen Kreislauf. Die ununterbrochene Förderung derselben Blutmenge im geschlossenen Körperkreislauf läßt alle blutschädigenden Einflüsse anwachsen, bis die tolerierbare Schwelle überschritten wird. Die physiologischen Eigenschaften von Blut und die beiden wichtigsten Schädigungsmechanismen, Hämolyse und Blutgerinnung, werden im Folgenden kurz beschrieben:

Blut besteht zu ca. 45 Vol.-% aus festen Bestandteilen, dem Hämatokrit. Diese Formelemente lassen sich in die folgenden Einzelemente differenzieren:

- Thrombocyten (Blutplättchen): ca. 300 pro  $\text{mm}^3$
- Erythrocyten (rote Blutzellen): ca. 4.5 bis 5 Millionen pro  $\text{mm}^3$
- Leukocyten (weiße Blutzellen): ca. 6000 bis 8000 pro  $\text{mm}^3$

Die restlichen 55 Vol.-% sind das Blutplasma, das wiederum Blutserum und Fibrinogen enthält. Das Flüssigkeitsverhalten von Blut ist daher vergleichbar mit dem einer Suspension, d. h. unterschiedliche Dichte und Möglichkeit der Trennung durch Zentrifugieren. Blut verhält sich in den feinen Kapillaren, in denen der Gasaustausch stattfindet, wie eine nicht-Newton'sche Flüssigkeit; die Viskosität hängt von der Schubspannung ab. Außerdem ist die Viskosität bei Männern größer als bei Frauen, sie wächst mit steigendem Lebensalter und hängt stark vom Hämatokritwert ab. Da sich die numerischen Untersuchungen in dieser Arbeit aber auf die relativ großen Gefäße am Herzen beziehen, wird Blut als ein homogenes Fluid mit Newton'schem Fließverhalten, einer Dichte von  $1010 \text{ kg/m}^3$  und einer dynamischen Viskosität von  $0.004 \text{ Ns/m}^2$ , betrachtet.

Die Hämolyse beschreibt die irreversible Schädigung der Zellmembranen der Erythrocyten, was zur Freisetzung des in den Zellen enthaltenen Hämoglobins führt. Hämolyse tritt in Blutpumpen vor allem durch Quetschen der Erythrocyten in Schläuchen oder engen Spalten und durch hohe laminare und turbulente Spannungen in der Strömung auf. Diese Schädigung von Blut durch mechanische Einflüsse ist Gegenstand einer Vielzahl von experimentellen Untersuchungen, mit denen der genaue Schädigungsmechanismus geklärt werden soll, s. GIERSEIPEN ET AL. [26, 25] und WURZINGER ET AL. [68]. Die quantitativen Ergebnisse erscheinen allerdings bei einem Vergleich nicht ganz unabhängig vom Instrumentarium, mit Hilfe dessen beispielsweise Scherspannungen in das Blut eingebracht wurden, BRAMM [11]. Einigkeit herrscht jedoch über die Tatsache, daß der Hämolysegrad im Wesentlichen davon abhängt, wie hoch die Spannung war, der eine rote Blutzelle ausgesetzt und wie lange sie dieser Spannung ausgesetzt war. GIERSEIPEN ET AL. [26] geben eine empirische Formel zur Bestimmung des Hämolysegrades an:

$$IH(\%) = 3.62 \cdot 10^5 \cdot \sigma^{2.416} \cdot t_{exp}^{0.785} \quad (1.1)$$

Die aktuellsten experimentellen Untersuchungen von PAUL ET AL. [47] zeigen allerdings, daß die dem Blut maximal zumutbaren Spannungen bisher weit unterschätzt

wurden. Sie finden, daß eine meßbare Hämolyse erst bei einer Schubspannung von über  $\sigma_{v,krit}=420 \text{ N/m}^2$  einsetzt, unabhängig von der Einwirkzeit, die in einem Bereich von 25 bis 1250 ms variiert wird. Unterhalb dieser Grenze kann keine detektierbare Schädigung nachgewiesen werden.

Die Gerinnung des Blutes und die damit meist verbundene Entstehung von Thromben wird durch die Aktivierung eines für das Überleben des Gesamtorganismus notwendigen Mechanismus hervorgerufen, der bei Gefäßverletzungen die Blutungen stillt. Mit diesem lebenswichtigen Gerinnungsmechanismus sind jedoch auch Gefahren verbunden, die beim Pumpen von Blut besonders hervortreten. Setzt der Gerinnungsvorgang nämlich ohne Notwendigkeit im Kreislauf ein, so können die mitgeführten thrombotischen Ansammlungen in den feinen Gefäßen des Gehirns, der Lunge oder der Nieren zu Verschlüssen führen und unter Umständen einen vollständigen Ausfall dieses Organs bewirken. Deshalb muß bei der Konstruktion von Blutpumpen peinlichst darauf geachtet werden, Zonen in denen es zur Blutgerinnung kommen kann, zu vermeiden. Dazu zählen in erster Linie Bereiche mit lokaler Erwärmung und Bereiche ohne Blutaustausch. Bei letzteren kann es sich sowohl um Zonen ohne Strömung als auch um Rezirkulationsgebiete handeln. Es reichen bereits Erhebungen oder Vertiefungen von Bruchteilen eines Millimeters aus, um thrombotische Ansammlungen auszulösen.

## 1.3 Zielsetzung

Diese Arbeit ist ein Beitrag zum von der Bayerischen Forschungsförderung unterstützten Forschungsvorhaben "Implantierbare Zentrifugalpumpe zur Herzunterstützung" und beschreibt die hydrodynamische Entwicklung der Blutpumpe. Die vorgestellten Ergebnisse entsprechen dem Wissensstand nach zwei Jahren. Das Ziel dieses Forschungsvorhabens ist die Entwicklung einer Blutpumpe, die ohne Lager betrieben werden kann.

Bei Berücksichtigung der in Abschnitt 1.1 aufgeführten Nachteile von aktiv berührungsfrei gelagerten Blutpumpen scheint der bessere Weg eine passive magnetische Lagerung zu sein, wie sie in der Blutpumpe des Ventrikelassistenzsystems bereits mit Erfolg eingesetzt wird.

In dieser Arbeit soll ein neuer Ansatz für eine passive, hydrodynamische Rotorlagerung entwickelt werden. Die Vorteile dieses neuen Systems gegenüber der Ventrikelassistenz Blutpumpe sind der sehr viel höhere hydraulische Wirkungsgrad, durch Verwendung eines geschlossenen anstelle eines offenen Laufrads, und die voraussichtlich schonendere Blutförderung aufgrund der breiteren Spalte zwischen Rotor und Gehäuse. Dazu wird eine komplette Blutpumpe mit Rotor, Radseitenraum und Spirale entworfen und der bei Pumpen unweigerlich auftretende Kurzschlußvolumenstrom zwischen Rotor und Gehäuse genützt, um den Rotor zu stabilisieren; es wird also aus der Not eine Tugend gemacht. Um die Rotorstabilisierung numerisch simulieren zu können, muß ein entsprechendes Programmsystem entwickelt und validiert werden. Das Programmsystem soll die Fluid-Struktur Wechselwirkungen zwischen dem Fördermedium Blut und einem, innerhalb des Pumpengehäuses frei bewegli-

chen, starren Rotor erfassen und die resultierende Verschiebung aufgrund der am Rotor angreifenden hydrodynamischen und magnetischen Kräfte berechnen können. Dazu muß für jeden Zeitschritt ein neues Rechengitter erzeugt werden, eine instationäre Strömungssimulation durchgeführt und die am Rotor angreifenden Kräfte bestimmt werden. Auf die weitaus komplexere Einbeziehung der Momente auf die Rotorstabilisierung wird zu diesem Zeitpunkt noch verzichtet. Mit dem entwickelten Programmsystem sollen numerische Simulationen der Rotorbewegung auf verschiedenen stark vereinfachten Modellen der Blutpumpe durchgeführt und die Ergebnisse durch Messungen, die am Deutschen Herzzentrum München (DHM) durchgeführt werden, überprüft werden.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wesentlichen theoretischen Grundlagen zur Berechnung inkompressibler, instationärer und turbulenter Strömungen behandelt. Die numerischen Simulationen müssen zudem auf bewegten Netzen durchgeführt werden, da die Bewegung des Rotors nicht a priori bekannt ist. Wegen der nicht einfachen Netzbewegung, bei der die Zellen des Rechengitters auch verformt werden können, muß noch eine Erhaltungsgleichung für den Raum simultan zu denen für Masse und Impuls gelöst werden. Nach der Vorstellung der Grundgleichungen wird noch auf die zeitlich gemittelten Gleichungen eingegangen und die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Rechenverfahren werden kurz vorgestellt. Abschließend wird die Schließung der zeitlich gemittelten Gleichungen mit den in dieser Arbeit ausgewählten Turbulenzmodellen aufgezeigt.

### 2.1 Grundgleichungen

Den Ausgangspunkt zur Berechnung einer dreidimensionalen, instationären, reibungsbehafteten Strömung bilden die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls. Für ein absolutes, stehendes System lauten sie in integraler Schreibweise, s. FERZIGER UND PERIĆ [23]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_A \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{c} dV + \int_A \rho \vec{c} \vec{c} \cdot \vec{n} dA = \int_A \overline{T} \vec{n} dA \quad (2.2)$$

Darin ist  $\overline{T}$  der Spannungstensor:

$$\overline{T} = - \left( p + \frac{2}{3} \mu \cdot \text{div} \vec{c} \right) \overline{I} + 2 \mu \overline{D} \quad (2.3)$$

wobei  $\bar{I}$  der Einheitstensor ist und  $\bar{D}$  der Deformationstensor:

$$\bar{D} = \frac{1}{2} [\text{grad } \vec{c} + (\text{grad } \vec{c})^T] \quad (2.4)$$

Durch Normieren der Gleichungen, s. YUAN [69], und die Anwendung des Divergenztheorems nach Gauß, lassen sich die Oberflächenintegrale in Volumenintegrale umwandeln. Weiterhin gilt für inkompressible Fluide, daß die Dichte konstant ist und man erhält die äquivalenten partiellen Differentialgleichungen:

$$\text{div } \vec{c} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \text{div}(\vec{c}\vec{c} + p\bar{I}) = 2\nu \text{div } \bar{D} \quad (2.6)$$

bzw. in kartesischen Koordinaten:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} + \frac{\partial(uw)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(vw)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial(uw)}{\partial x} + \frac{\partial(vw)}{\partial y} + \frac{\partial(w^2)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (2.10)$$

Die Gleichungen 2.7-2.10 stellen die instationären Navier-Stokes Gleichungen in konservativer Form für den Fall eines zeitlich unverändert im Raum stehenden Kontrollvolumens dar. Bei vielen hydrodynamischen Problemen ändert sich jedoch das Strömungsgebiet mit der Zeit, da sich die Ränder relativ zu einem absoluten Koordinatensystem bewegen. Die Bewegung wird entweder durch einen externen Einfluß vorgeschrieben, z. B. von einem Kolben erzwungen, oder sie muß, wie im vorliegenden Fall, aus der Rotorkinematik berechnet werden. In beiden Fällen muß das Rechnernetz den bewegten Rändern folgen. Wenn die Bewegung von einem ortsfesten Koordinatensystem aus betrachtet wird und kartesische Koordinaten verwendet werden, müssen die Erhaltungsgleichungen lediglich um die Geschwindigkeit des Rechnernetzes erweitert werden. Im Folgenden werden wie bei FERZIGER UND PERIĆ [23] die Gleichungen für ein bewegtes Gittersystem hergeleitet.

Die Kontinuitätsgleichung für eine 1D Strömung lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c)}{\partial x} = 0 \quad (2.11)$$

Durch Integrieren der Gleichung über ein Kontrollvolumen, dessen Ränder sich zeitlich ändern, erhält man:

$$\int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \frac{\partial \rho}{\partial t} dx + \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \frac{\partial(\rho c)}{\partial x} dx = 0 \quad (2.12)$$

Nach Anwenden der Leibniz-Regel auf den ersten Term ergibt sich:

$$\frac{d}{dt} \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \rho dx - \rho \left[ \frac{dx_2}{dt} - \frac{dx_1}{dt} \right] + \rho (c_2 - c_1) = 0 \quad (2.13)$$

Der Ausdruck  $\frac{dx}{dt}$  ist die Geschwindigkeit, mit der sich das Rechnetz bewegt und wird mit  $c_b$  bezeichnet. Damit ergibt sich nach FERZIGER UND PERIĆ [23]:

$$\rho \frac{d}{dt} \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} dx + \rho \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \frac{\partial}{\partial x} (c - c_b) dx = 0 \quad (2.14)$$

Die Kontinuitätsgleichung für eine 3D-Strömung ergibt sich wie bei einer 1D-Strömung unter Verwendung der 3D Leibniz-Regel:

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \int \int \rho dV - \int_{A(t)} \int \rho \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{n} dA + \int_{A(t)} \int \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (2.15)$$

beziehungsweise

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \int \int \rho dV + \int_{A(t)} \int \rho (\vec{c} - \vec{c}_b) \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (2.16)$$

Analog zur Herleitung der Kontinuitätsgleichung erhält man die instationären Impulsgleichungen für zeitabhängige Randbedingungen in integraler Form:

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \int \int \rho c_i dV + \int_{A(t)} \int \rho c_i [(\vec{c} - \vec{c}_b) \cdot \vec{n}] dA = \int_{A(t)} \int (\tau_{ij} \vec{i}_j - p \vec{i}_i) \cdot \vec{n} dA \quad (2.17)$$

mit  $i = 1, 2, 3$  und  $j = 1, 2, 3$ . Dabei entspricht 1 der  $x$ -, 2 der  $y$ - und 3 der  $z$ -Raumrichtung in kartesischen Koordinaten.

Für den Fall, daß sich das Rechnetz mit der gleichen Geschwindigkeit wie das Fluid bewegt, sind die zweiten Integrale der linken Seite der Gleichungen Null und es ergeben sich die Erhaltungsgleichungen in Lagrang'scher Form. Bewegen sich die Ränder nicht, haben die Erhaltungsgleichungen 2.1 und 2.2 die Euler'sche Form.

Um die Massenkonservativität des Verfahrens zu gewährleisten, muß parallel zu den Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls noch die Raumerhaltungsgleichung, das sogenannte Space Conservation Law, gelöst werden. Man kann letztere als die Kontinuitätsgleichung im Fall von verschwindender Fluidgeschwindigkeit betrachten.

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \int \int dV - \int_{A(t)} \int \vec{c}_b \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (2.18)$$

Zur genauen Diskussion dieser Gleichung sei auf Kapitel 3.2 verwiesen.

## 2.2 Mittelung der Grundgleichungen

Das Gleichungssystem 2.7-2.10 ist ein System gekoppelter, nichtlinearer Gleichungen, das nur in wenigen Ausnahmefällen analytisch lösbar ist. Bei der Berechnung laminarer und turbulenter Strömungen müssen deshalb zur Lösung numerische Verfahren herangezogen werden. Grundsätzlich ist die Lösung mit der Direkten Numerischen Simulation möglich, wobei keine weitere Modellierung nötig ist. Um die Energieverluste durch Reibung bei der Direkten Numerischen Simulation korrekt zu erfassen, müssen allerdings auch die kleinsten Wirbel räumlich und zeitlich ausreichend genau aufgelöst werden. Die dazu notwendige Rechenleistung für technische Problemstellungen kann mit heute verfügbaren Computern nicht bereitgestellt werden.

Der Aufwand bei der Lösung des Gleichungssystems 2.7-2.10 läßt sich durch eine zeitliche Mittelung der Strömungsgrößen wesentlich reduzieren. Dazu führt man nach REYNOLDS [50] in die Navier-Stokes Gleichungen eine Aufteilung der Momentangröße  $\phi$  in einen Mittelwert  $\bar{\phi}$  und einen Schwankungsanteil  $\phi'$  ein:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (2.19)$$

Die zeitlich gemittelte Größe  $\bar{\phi}(x_i)$  ergibt sich durch Mittelung über einen ausreichend langen Zeitraum  $T$ :

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(x_i, t) dt \quad (2.20)$$

Der zeitliche Mittelwert des Schwankungsanteils verschwindet:

$$\bar{\phi}'(x_i, t) = 0 \quad (2.21)$$

Diese Vorgehensweise läßt sich auch auf instationäre Strömungen anwenden, solange die Voraussetzung erfüllt ist, daß die globale zeitliche Änderung der Strömung wesentlich langsamer verläuft, als die turbulenten Schwankungen. Dabei muß die

Integrationszeit  $T$  groß genug sein, um einen repräsentativen Mittelwert zu bestimmen, jedoch klein gegenüber der globalen Zeitskala.

Führt man den Separationsansatz nach Gleichung 2.19 in die inkompressiblen Navier-Stokes Gleichungen 2.7-2.10 für die Geschwindigkeiten und den statischen Druck ein und mittelt diese zeitlich, so erhält man die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (2.23)$$

Die Gleichungen 2.22 und 2.23 beschreiben im Gegensatz zu den originären Erhaltungsgleichungen den Transport der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit und des Drucks. Sie enthalten zusätzlich den Reynolds-Spannungstensor  $\overline{u'_i u'_j}$ , der aus der Mittelung der konvektiven Terme stammt und a priori unbekannt ist. Das betrachtete Gleichungssystem ist somit unterbestimmt und muß durch ein Turbulenzmodell geschlossen werden.

## 2.3 Rechenverfahren

Für die numerischen Strömungssimulationen wird in erster Linie der am Lehrstuhl für Fluidmechanik (FLM) zur Simulation inkompressibler Strömungen vorhandene CFD-Code NS3D verwendet, der im Wesentlichen von SKODA [56] entwickelt wurde. NS3D ist ein Finite-Volumen-Navier-Stokes-Verfahren, das auf nichtversetzten, nichtüberlappenden, blockstrukturierten Gittern arbeitet. Dabei wird das zu analysierende Stromfeld durch ein geeignetes Rechennetz zuerst in kleine Teilvolumina aufgeteilt. Auf jedes dieser Teilvolumina werden die Erhaltungsgleichungen in integraler Form angewendet, wodurch für jede Zelle eine Bilanzgleichung entsteht. Diese setzt die lokale Änderung einer Erhaltungsgröße in Beziehung zu den über die Berandungsflächen ein- und austretenden Flüsse und den im Volumen wirkenden Quellen und Senken. Als Ergebnis dieser Umformung erhält man für jedes betrachtete Kontrollvolumen eine linearisierte, algebraische Gleichung, die die Erhaltungsgröße am betrachteten Punkt mit den Nachbarwerten und weiteren Einflußgrößen korreliert. Das resultierende Gleichungssystem wird anschließend durch die SIP<sup>1</sup> gelöst, s. STONE [58]. NS3D ist ein blockstrukturierter Strömungslöser, der außerdem mit Hilfe von MPI<sup>2</sup>-Bibliotheken parallelisiert ist, was ein hohes Maß an Flexibilität gewährleistet. Die zeitliche Diskretisierung erfolgt mit dem zweiter Ordnung genauen impliziten 3-Level Verfahren. Eine detaillierte Beschreibung von NS3D findet sich bei SKODA [56].

---

<sup>1</sup>SIP=Strongly Implicit Procedure

<sup>2</sup>MPI=Message Passing Interface

Bei zwei Anwendungen in dieser Arbeit wird anstelle von NS3D das kommerzielle Softwarepaket TASCFLOW [17] verwendet. Tascflow kommt zum einen beim Entwurfsprozeß der Beschaukelung und der Spirale der Blutpumpe zum Einsatz, weil dort ein hohes Maß an Flexibilität vom CFD-Code gefordert ist. Zum anderen wird Tascflow verwendet, wenn das Ausmaß an Blutschädigung in der Pumpe untersucht werden soll, wozu ein Partikel-Tracking Modul benötigt wird. Dabei werden die Bahnlinien von Partikeln mit der Größe und den Stoffeigenschaften von roten Blutzellen mittels vorwärtsgerichteter Euler-Integration aus den Komponenten der lokalen Strömungsgeschwindigkeit berechnet. Das Partikel-Tracking wird nur als Post-processing auf eine auskonvergierte Strömungslösung aufgesetzt und ist nicht Teil der Strömungslösung.

Die verwendeten Rechenetze werden von einem selbstentwickelten, algebraischen Netzgenerator erzeugt, lediglich beim Entwurf der Spirale wird das kommerzielle Programm ICEMCFD [30] verwendet. Der selbstentwickelte Netzgenerator vernetzt je nach verwendetem Geometriemodell vollautomatisch entweder einen periodischen Ausschnitt oder den gesamten fluidgefüllten Raum der Pumpe. Dabei werden die Verschiebungen in die drei Raumrichtungen und gegebenenfalls die Drehwinkel um die beiden Raumachsen normal zur Rotationsachse über eine Steuerdatei eingelesen.

## 2.4 Turbulenzmodellierung

Turbulenzmodelle die auf den RANS-Gleichungen basieren, lassen sich gemäß ihrer Beschreibung der unbekanntenen Reynolds-Spannungen in zwei Hauptgruppen unterteilen, s. THURSO [61]:

- *Wirbelviskositätsmodelle* gehen von einer von den Strömungsgrößen abhängigen, turbulenten Viskosität aus und erlauben die direkte Modellierung des Reynolds-Spannungstensors.
- *Reynolds-Spannungs Modelle* basieren auf der Lösung der Transportgleichungen des Reynolds-Spannungstensors und erfordern die Modellierung der in diesen Gleichungen auftretenden Korrelationen.

Ein wichtiges Kriterium bei der Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodells ist die Behandlung der wandnahen Strömung. Die meisten Turbulenzmodelle gehen bei der Modellierung der unbekanntenen Terme des Reynolds-Spannungstensors von Strömungen fernab fester Wände und hohen turbulenten Reynoldszahlen aus. Der Existenz von Wänden wird in diesen Modellen dadurch Rechnung getragen, daß in diesen Bereichen von voll entwickelten, turbulenten Grenzschichten ausgegangen wird, ungeachtet des tatsächlichen Zustands. Unter Zuhilfenahme von Wandfunktionen überbrückt die wandnächste Zelle des verwendeten Rechengitters somit die viskose Unterschicht und die Übergangsschicht der Grenzschicht. Der eigentliche Gültigkeitsbereich von Wandfunktionen beschränkt sich auf Strömungen, deren Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht einer universellen Verteilung folgen. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen ist die Verwendung

von Wandfunktionen nicht gerechtfertigt. Aufgrund der kleinen Baugröße und den sehr engen Spalten ist es kaum möglich, die Netzverzerrung so zu wählen, daß für die wandnächste Zelle der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  im Geltungsbereich der Wandfunktionen liegt. Für die Fluid-Struktur Wechselwirkungen ist es aber essentiell wichtig, die wandnahen, viskosen Strömungsvorgänge korrekt zu erfassen. Daher wird zur Turbulenzmodellierung ein Low-Reynolds-Number Turbulenzmodell verwendet. Bei diesen Modellen wird die Integration der Gleichungen bis in die viskose Wandschicht hinein fortgesetzt, was zwar den Rechenaufwand deutlich erhöht, aber einen höherwertigen Modellierungsansatz darstellt. In dieser Arbeit wird daher für turbulente Strömungssimulationen das nichtlineare Low-Reynolds-Number Turbulenzmodell von LIEN ET AL. [35] verwendet, das in NS3D implementiert ist und dessen Leistungsfähigkeit von SKODA [56] und THURSO [61] nachgewiesen wird.

Bei turbulenten Strömungssimulationen mit dem kommerziellen Softwarepaket Tascflow, wird zur Turbulenzmodellierung das  $k - \omega$  basierte Shear-Stress Transport Modell nach MENTER [39] verwendet. Bei diesem Modell wird automatisch zwischen einer Low-Reynolds Formulierung und einer Wandfunktion gewechselt, wenn es die Strömungsverhältnisse in Wandnähe erfordern. Eine Beschreibung ist in TASCFLOW [17] und TASCFLOW [16] enthalten.

# Kapitel 3

## Numerische Verfahren

In diesem Kapitel wird zuerst das entwickelte Programmsystem, mit dem die Rotorstabilisierung zeitecht simuliert wird, in Form eines Ablaufdiagramms vorgestellt.

Numerische Simulationen, bei denen die Zellen des Rechengitters verformt werden, verlangen parallel zu der Lösung der Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls noch die Raumerhaltungsgleichung. Die Lösung dieser Gleichung wird im zweiten Abschnitt diskutiert.

Bei der numerischen Simulation des berührungsfrei gelagerten Rotors der Blutpumpe handelt es sich um ein Problem aus dem Bereich der Fluid-Struktur Wechselwirkungen. Hierbei wird allerdings nicht eine Geometrie unter dem Einfluß von hydrodynamischen Kräften verformt, vielmehr wird ein starrer Rotor durch diese Kräfte verschoben. Um die Bewegung des Rotors vorhersagen zu können, müssen die auf den Rotor wirkenden Kräfte genau erfaßt werden. Deshalb wird im dritten Abschnitt auf die numerische Berechnung der hydrodynamischen Kräfte aus der Lösung der Strömungsgleichungen eingegangen.

Aus der Summe aller an dem Rotor angreifenden Kräfte wird mit Hilfe des Zweiten Newton'schen Axioms die resultierende Verschiebung des Rotors berechnet; die zeitliche Diskretisierung dieses Gesetzes wird im vierten Abschnitt vorgestellt.

Um ein virtuelles Design einer Blutpumpe unter dem Gesichtspunkt der Blutschädigung zu beurteilen, kann aus den Ergebnisdaten einer numerischen Strömungssimulation die Spannungsaufnahme einer Blutzelle auf dem Weg durch die Pumpe berechnet werden. Zur besseren Verarbeitung der komplexen Spannungszustände im Fluid, werden die im Strömungsfeld auftretenden Normal- und Schubspannungen auf eine skalare Vergleichsspannung zurückgerechnet. Die Berechnung dieser Vergleichsspannung wird im letzten Abschnitt aufgezeigt.

### 3.1 Programmsystem

Für die instationäre, numerische Simulation der Rotorstabilisierung wird ein Programmsystem entwickelt, das im Wesentlichen aus den drei Modulen Netzgenerator,

CFD-Code NS3D und Postprocessing besteht. Die drei Programmodule sind über eine übergeordnete Steuerungsroutine miteinander verbunden und werden nacheinander aufgerufen. In Bild 3.1 ist das Ablaufdiagramm des entwickelten Programmsystems dargestellt, wenn der Rotor im Raum  $\vec{x} = \vec{x}(x, y, z)$  verschiebbar ist.

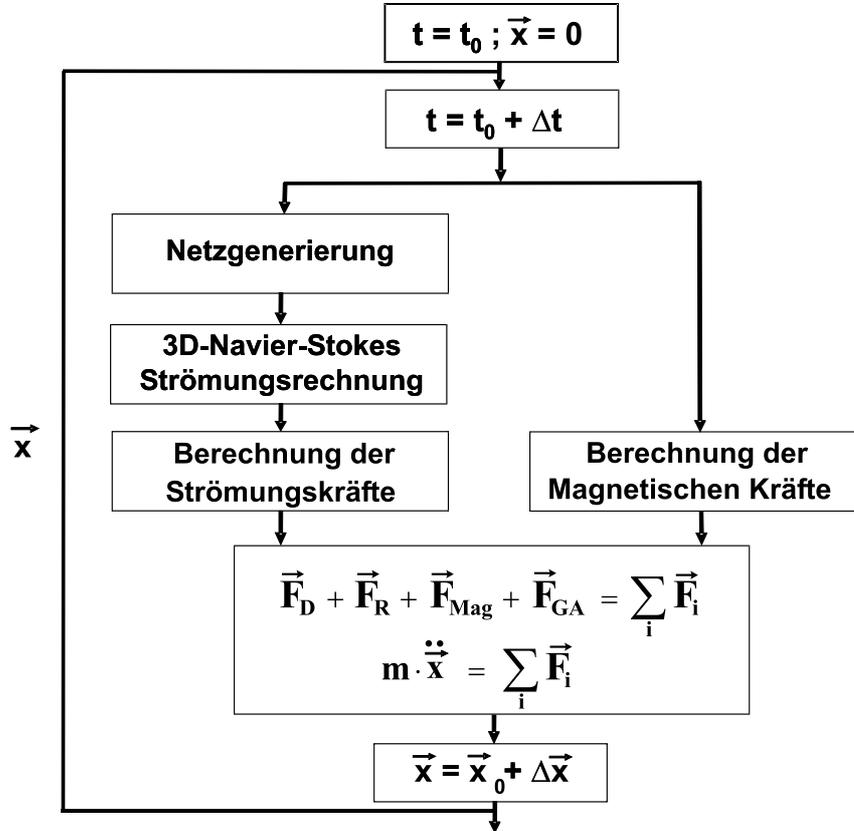


Bild 3.1: Ablaufdiagramm des Programms zur Rotorstabilisierung

Ausgehend von einer stationären Startlösung zum Zeitpunkt  $t = t_0$  befindet sich der Rotor an der Ausgangsposition  $\vec{x} = 0$ , in der Mitte zwischen den beiden Gehäusenhälften. Nun wird in Zeitrichtung ein Schritt vorangegangen, d. h.  $t = t_0 + \Delta t$ , und der Netzgenerator generiert ein Rechennetz für die numerische Strömungssimulation. Auf dem erzeugten Rechennetz wird ein Zeitschritt einer instationären, dreidimensionalen Navier-Stokes Strömungssimulation durchgeführt. Nachdem die Strömungssimulation auskonvergiert ist, werden im Postprocessing Modul die hydrodynamischen Strömungskräfte, die auf die benetzten Oberflächen des Rotors wirken, aus den Ergebnisdaten der Strömungssimulation berechnet. Parallel werden die magnetischen Kräfte auf den Rotor berechnet, s. Abschnitt 5.2. Aus der Summe aller an dem Rotor angreifenden Kräfte wird anschließend mit Hilfe des zweiten Newton'schen Gesetzes die resultierende Verschiebung  $\Delta\vec{x}$  berechnet.

Die Summe der angreifenden Kräfte setzt sich aus der Druckkraft  $F_D$ , der Reibungskraft  $F_R$ , der magnetischen Kraft  $F_{Mag}$  und der um den Auftrieb reduzierten Gewichtskraft  $F_{GA}$  zusammen. Letztere muß in die Kräftebilanz einbezogen werden, weil bei Simulationen mit NS3D nur dynamische Druckdifferenzen berücksichtigt werden. Dies ist für Strömungen in geschlossenen Systemen gerechtfertigt, bei denen weder die Gewichtskraft noch die Auftriebskraft in die Berechnung der Strömung

eingehen. Im vorliegenden Fall soll aber die Verschiebung eines von Fluid umgebenen Körpers aufgrund der angreifenden Kräfte bestimmt werden. Deshalb muß hier die um den Auftrieb reduzierte Gewichtskraft des Rotors in die Kräftebilanz mit eingerechnet werden.

Mit der neuen Rotorposition wird ein weiterer Schritt in Zeitrichtung vorangeschritten und ein neues Rechenetz generiert, auf dem wieder ein Zeitschritt einer numerischen Strömungssimulation durchgeführt wird. Anschließend werden erneut die Kräfte auf den Rotor und die daraus resultierende Verschiebung berechnet. Diese Schleife wird solange durchlaufen, bis der Rotor eine stationäre Position erlangt oder an dem Gehäuse anstößt.

## 3.2 Das Space Conservation Law

Für eine numerische Strömungssimulation wird das Rechengebiet in eine Anzahl hexaederförmiger Kontrollvolumina aufgeteilt, deren Eckpunkte durch Geraden verbunden und in deren Mittelpunkten die Lösungsvariablen definiert werden. Ein solches Kontrollvolumen ist in Bild 3.2 dargestellt. Um den Zellmittelpunkt, der als arithmetisches Mittel der Koordinaten der Eckpunkte ermittelt und mit  $P$  bezeichnet wird, ist das Zellvolumen  $\Delta V$  angeordnet. Diese zellzentrierte Anordnung wird in der sogenannten Kompaßnotation bezeichnet, d. h. die Nachbarzellen sind in  $i$ -Indexrichtung mit *West* und *East*, in  $j$ -Indexrichtung mit *South* und *North*, und in  $k$ -Indexrichtung mit *Bottom* und *Top* benannt. Die zwei benachbarten Zellen gemeinsamen Zellflächenmittelpunkte werden entsprechend mit Kleinbuchstaben  $w, e, s, n, b$  und  $t$  bezeichnet. Die zwei benachbarten Zellen gemeinsame Zellfläche hat den Flächeninhalt  $A$ .

In vielen Anwendungsbereichen von numerischen Strömungssimulationen ändert sich das Rechengebiet mit der Zeit, weil sich die Berandungen bewegen. Wenn die Netzlinien des Rechenetzes dabei nicht verformt werden, können die Massenströme an den Zellgrenzflächen mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Rechenetz gebildet werden. Wenn sich aber die Netzlinien mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen, weil die Zellen verformt werden, ist nach FERZIGER UND PERIĆ [23] die Massenkonservativität des Verfahrens nicht notwendigerweise gewährleistet. Dies soll im Folgenden anhand des Beispiels in Bild 3.3 verdeutlicht werden. Dargestellt ist ein rechteckiges, zweidimensionales Kontrollvolumen, dessen Seiten sich mit konstanten, aber unterschiedlichen, Geschwindigkeiten  $u_b = \frac{\delta x}{\Delta t}$  und  $v_b = \frac{\delta y}{\Delta t}$  bewegen, so daß die Größe des Kontrollvolumens mit der Zeit zunimmt. Weiterhin wird angenommen, daß das Fluid inkompressibel ist und sich mit einer konstanten Geschwindigkeit bewegt.

Die implizit, in Zeitrichtung erster Ordnung genau diskretisierte Kontinuitätsgleichung lautet:

$$\frac{\rho [(\Delta V)^{n+1} - (\Delta V)^n]}{\Delta t} + \rho [(u - u_b)_e - (u - u_b)_w]^{n+1} (\Delta y)^{n+1} +$$



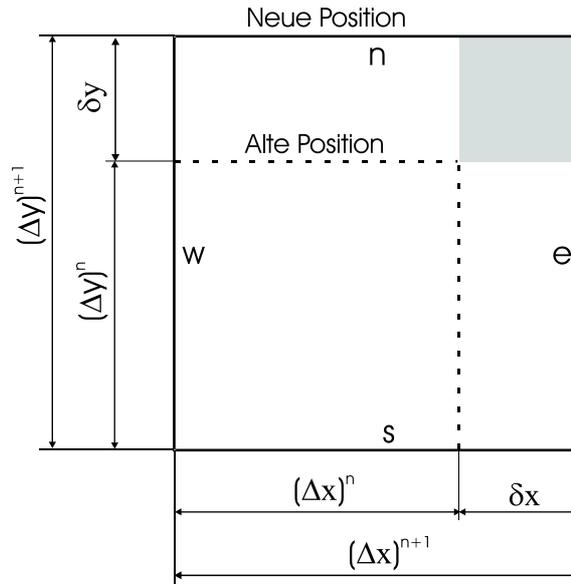


Bild 3.3: Rechteckiges Kontrollvolumen, dessen Größe mit der Zeit anwächst, aufgrund der unterschiedlichen Gittergeschwindigkeiten an den Rändern

$$\delta \dot{m} = \frac{\rho \delta x \delta y}{\Delta t} = \rho (u_{b,e} - u_{b,w}) (v_{b,n} - v_{b,s}) \Delta t \quad (3.5)$$

Im Fall einer expliziten Diskretisierung ergibt sich der gleiche Fehler mit umgekehrten Vorzeichen. Obwohl dieser Diskretisierungsfehler nur erster Ordnung in Zeitrichtung ist, kann er die Stabilität und die Genauigkeit des Verfahrens beeinträchtigen, da sich die Massenfehler mit der Zeit summieren. Dieser Fehler kann nicht durch Verfeinern des Rechengitters verringert werden, sondern lediglich durch Verkleinern des Zeitschritts, s. DEMIRDŽIĆ UND PERIĆ [20]. Der Fehler verschwindet, wenn sich entweder die Kontrollvolumenseiten nur in eine Richtung bewegen, oder wenn sich gegenüberliegende Seiten mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen.

Die Massenerhaltung kann durch das bereits in Abschnitt 2.1 vorgestellte Space Conservation Law gewährleistet werden.

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \int \int dV - \int_{A(t)} \vec{c}_b \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (3.6)$$

Diese Gleichung beschreibt die Erhaltung des Raums, wenn das Kontrollvolumen mit der Zeit seine Größe und/oder Position verändert. Wenn man Gleichung 3.6 in Zeitrichtung mit dem impliziten Euler Verfahren diskretisiert, ergibt sich:

$$\frac{(\Delta V)^{n+1} - (\Delta V)^n}{\Delta t} = \sum_i (c_b \cdot n)_i A_i, \quad i = e, w, n, s \dots \quad (3.7)$$

Der Unterschied zwischen dem Kontrollvolumen zum neuen Zeitpunkt  $(\Delta V)^{n+1}$  und dem zum alten Zeitpunkt  $(\Delta V)^n$  kann durch die Summe der von den Seitenflächen

des Kontrollvolumens überstrichenen Volumina ausgedrückt werden. Dies ist am Beispiel der east-Seite in Bild 3.4 dargestellt:

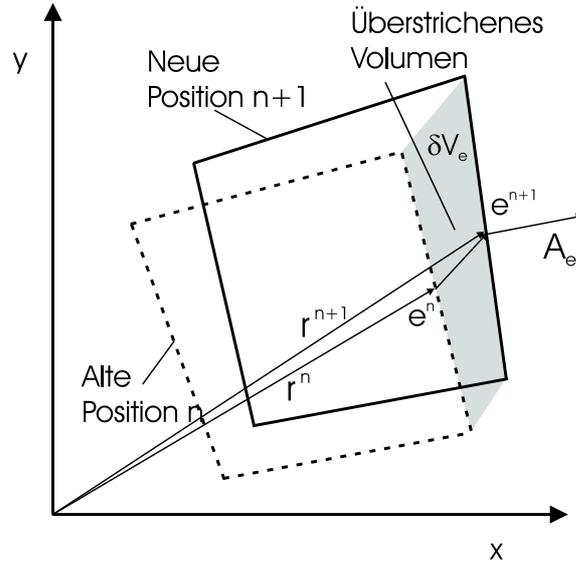


Bild 3.4: Kontrollvolumen, dessen Position und Größe sich während eines Zeitschritts ändert, und von der east-Seite überstrichenen Volumen

Die Summe aller während eines Zeitschritts überstrichenen Seitenflächen ist demzufolge gleich der zeitlichen Änderung des Kontrollvolumens:

$$\frac{(\Delta V)^{n+1} - (\Delta V)^n}{\Delta t} = \frac{\sum_i \delta V_i}{\Delta t}, \quad i = e, w, n, s... \quad (3.8)$$

Setzt man Gleichung 3.7 in Gleichung 3.8 ein, so ergibt sich das von der east-Zellfläche überstrichene Volumen.

$$\dot{V}_e = (c_b \cdot n)_e A_e = \frac{\delta V_e}{\Delta t} \quad (3.9)$$

Wenn die Position des Gitters bereits vorab bekannt ist und es sich um eine einfache Bewegung handelt, wie z. B. die Rotation um eine feste Drehachse, kann die Geschwindigkeit einer Zellfläche direkt berechnet werden

$$c_{b,e} \approx \frac{r_e^{n+1} - r_e^n}{\Delta t} \quad (3.10)$$

und damit der gesuchte Massenstrom durch die Zellfläche, s. DEMIRDŽIĆ UND PERIĆ [21]:

$$\dot{m}_e = \int_{A_e} \rho (c - c_b)_e \cdot n \, dA \quad (3.11)$$

Dieser Ansatz ist allerdings nicht mehr zulässig, wenn sich das Gitter in mehr als nur eine Richtung bewegt. In diesem Fall ergeben sich künstliche Massenquellen, wie von

DEMIRDŽIĆ UND PERIĆ [20] nachgewiesen. Der bessere Ansatz zur Berechnung des Massenstroms durch eine Zellfläche ist daher das von der Zellfläche überstrichene Volumen zu verwenden:

$$\dot{m}_e \approx \rho(c \cdot n)_e A_e - \rho \dot{V}_e \quad (3.12)$$

In NS3D wird ein gitterindizierter Massenstrom aus dem von einer Seite überstrichenen Zellvolumen berechnet, um den der mit der Fluidgeschwindigkeit gebildete Massenstrom durch eine Zellseite korrigiert wird.

### 3.3 Bestimmung der Oberflächenkräfte auf den Rotor

Die Verschiebung des Rotors wird durch die angreifenden Oberflächen- und Volumenkräfte bestimmt. Während die Volumenkräfte entweder konstant, oder im Fall der magnetischen Kraft eine Funktion der Rotorposition sind, s. Abschnitt 5.2, werden die Oberflächenkräfte nach jedem Zeitschritt aus den Ergebnisdaten der numerischen Strömungssimulationen bestimmt. Als hydrodynamische Oberflächenkräfte treten Druckkräfte und Reibungskräfte an den benetzten Oberflächen des Rotors auf, deren numerische Berechnung im Folgenden beschrieben wird. Die Druck- und Reibungskräfte auf eine benetzte Oberfläche des Rotors ergeben sich zu:

$$\sum_{m=1}^{m=M} \vec{F}_p = p \cdot \vec{n}_0 A \quad (3.13)$$

$$\sum_{m=1}^{m=M} \vec{F}_r = \tau \cdot \vec{t}_0 A \quad (3.14)$$

Dabei bezeichnet  $M$  die Gesamtzahl aller auf der Körperwand liegenden Zellflächen. Der Flächeninhalt  $A$  jeder einzelnen Zellfläche wird aus dem Kreuzprodukt der Diagonalen ihrer Eckpunkte ermittelt.

$$\vec{n} = \frac{1}{2} (\vec{r}_1 \times \vec{r}_2), \quad A = |\vec{n}|, \quad \vec{n}_0 = \frac{\vec{n}}{A} \quad (3.15)$$

Zur Bestimmung der Wandschubspannung  $\tau$  an der Körperoberfläche wird die Relativgeschwindigkeit  $\vec{c}_P$  zwischen Wandgeschwindigkeit im Punkt  $w$  und Fluidgeschwindigkeit im wandnächsten Zellmittelpunkt  $P$  berechnet, s. Bild 3.5.

Die Tangentialkomponente der Relativgeschwindigkeit  $\vec{c}_{P,t}$  wird durch Subtraktion der Normalkomponente  $\vec{c}_{P,n}$  vom Geschwindigkeitsvektor  $\vec{c}_P$  ermittelt.

$$\vec{c}_{P,t} = \vec{c}_P - \vec{c}_{P,n} \quad (3.16)$$



Wenn die Masse des Körpers sich wie im vorliegenden Fall nicht ändert, geht Gleichung 3.19 in die Gleichung 3.18 über. Betrachtet man eine translatorische Bewegung in  $\vec{x}$ -Richtung, so ist:

$$F = m \cdot a = m \cdot \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} \quad (3.20)$$

Die diskretisierte Form der zweiten Ableitung in Zeitrichtung lautet:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{d\vec{x}}{dt} \right) = \frac{\left( \frac{\vec{x}^{n+1} - \vec{x}^n}{\Delta t} \right) - \left( \frac{\vec{x}^n - \vec{x}^{n-1}}{\Delta t} \right)}{\Delta t} = \frac{\vec{x}^{n+1} - 2\vec{x}^n + \vec{x}^{n-1}}{(\Delta t)^2} \quad (3.21)$$

und damit die diskretisierte Form von Gleichung 3.20:

$$\frac{\vec{x}^{n+1} - 2\vec{x}^n + \vec{x}^{n-1}}{(\Delta t)^2} = \frac{F}{m} \quad (3.22)$$

Daraus ergibt sich die Position des Rotors zum neuen Zeitschritt  $\vec{x}^{n+1}$  aufgrund der angreifenden Kraft  $F$  während des Zeitschritts  $\Delta t$  zu:

$$\vec{x}^{n+1} = 2\vec{x}^n - \vec{x}^{n-1} + \frac{F \cdot (\Delta t)^2}{m} \quad (3.23)$$

### 3.5 Berechnung der skalaren Vergleichsspannung

Bei dem Entwurfsprozeß einer Blutpumpe kommt es nicht so sehr auf einen möglichst hohen hydraulischen Wirkungsgrad an. Vielmehr ist es wichtig, die Pumpe auf gute Verträglichkeit und damit möglichst geringe Blutschädigung durch mechanische Beanspruchung auszulegen. Der hydraulische Wirkungsgrad einer Pumpe läßt sich bereits seit langem mit numerischen Methoden ausreichend genau vorhersagen, s. RICHTER [51]. Allerdings muß eine Pumpe mit hohem Wirkungsgrad noch lange nicht auch blutverträglich arbeiten. Beispielsweise vermindern enge Spalte zwischen Rotor und Gehäuse den Leckagevolumenstrom und erhöhen somit den Wirkungsgrad, andererseits treten in engen Spalten hohe Scherspannungen auf, die die roten Blutzellen nachhaltig schädigen.

Ein Weg, um eine am Computer entworfene Blutpumpe auf Blutschädigung zu überprüfen und ggf. zu optimieren besteht darin, den Weg von Partikeln durch die Pumpe zu verfolgen. Anhand der Spannungen, denen diese Partikel ausgesetzt sind und ihrer Verweilzeit in der Pumpe, läßt sich das Ausmaß an Blutschädigung beurteilen. Um die komplexen Spannungszustände im Fluid besser verarbeiten zu können, werden die im Strömungsfeld auftretenden Normalspannungen  $\sigma$  und Schubspannungen  $\tau$  auf eine skalare Vergleichsspannung zurückgerechnet. Der symmetrische Spannungstensor lautet in kartesischen Koordinaten:

$$\bar{T} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

wobei  $\tau_{xy} = \tau_{yx}$  und  $\tau_{yz} = \tau_{zy}$  und  $\tau_{xz} = \tau_{zx}$  ist.

Durch Verwendung des Stoke'schen Gesetzes können für den Fall eines inkompressiblen Fluids die Spannungsanteile durch die Geschwindigkeitsgradienten ersetzt werden.

$$\bar{T} = -2\mu \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix}$$

Um den tatsächlichen dreidimensionalen Spannungszustand auf eine eindimensionale, skalare Größe zurückzurechnen, wird der Ansatz von BLUDSZUWEIT [8] verwendet, der von der Festigkeitshypothese der maximalen Gestaltänderungsenergie nach von Mises abgeleitet ist, s. HAHN [27]. Dabei wird davon ausgegangen, daß der Anteil der Volumenänderungsenergie an der Gesamtenergie gleich Null ist, da es sich um ein inkompressibles Fluid handelt. Somit verbleibt der Anteil der Gestaltänderungsenergie, womit die viskose, skalare Vergleichsspannung  $\sigma_v$  wie folgt lautet:

$$\sigma_v = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 + \sigma_{zz}^2 - \sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{yy}\sigma_{zz} - \sigma_{xx}\sigma_{zz} + 3(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{xz}^2)} \quad (3.24)$$

Die turbulente, skalare Vergleichsspannung wird analog aus den Komponenten des turbulenten Spannungstensors gebildet. Dieser entsteht aufgrund der zeitlichen Mittelung der Impulsgleichungen, vgl. Abschnitt 2.2.

# Kapitel 4

## Validierung

In diesem Kapitel werden die vorgestellten numerischen Verfahren einer Validierung unterzogen. Als erstes wird die laminare, stationäre und die laminare, instationäre Umströmung eines Zylinders betrachtet. Hiermit soll untersucht werden, wie gut NS3D zeitabhängige Strömungen simulieren kann. Bisherige Anwendungen von NS3D haben sich im Wesentlichen auf stationäre Simulationen beschränkt, s. SKODA [56]. Parallel wird anhand dieser Testfälle durch Vergleich mit Literaturdaten überprüft, ob die vorgestellte Berechnung der Druck- und Reibungskräfte richtige Ergebnisse liefert.

Im zweiten Abschnitt wird die Implementierung des Space Conservation Laws in NS3D überprüft. Dies ist notwendig, da bislang noch keine numerischen Strömungssimulationen mit NS3D auf bewegten Gittern, die kontrahieren und expandieren können, durchgeführt wurden.

Im dritten Abschnitt wird das Verfahren, mit dem die Blutschädigung in einer Blutpumpe beurteilt werden soll, anhand eines Testfalls validiert.

### 4.1 Laminare Zylinderumströmung

Mit den in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnissen soll gezeigt werden, daß NS3D instationäre Strömungszustände genau vorhersagen kann. Als Testfall wird dazu die laminare, zweidimensionale Umströmung eines Zylinders verwendet, da sich damit auch die in Abschnitt 3.3 vorgestellte Berechnung der Druck- und Reibungskräfte an festen Wänden verifizieren läßt. Als Referenzdaten liegen sowohl Ergebnisse aus numerischen Simulationen, s. FERZIGER UND PERIĆ [23] und LILEK ET AL. [36], als auch LDA<sup>1</sup>- Meßergebnisse vor, s. DURST ET AL. [22].

Die verwendeten Rechengebiete sind in Bild 4.1 dargestellt. Das in Bild 4.1a gezeigte Rechengebiet ist aus FERZIGER UND PERIĆ [23] entnommen und unterscheidet sich durch einen vierfach längeren Einlauf und einen auf einer Seite etwas geringeren Abstand zwischen Zylindermittelpunkt und Wand von dem in Bild 4.1b, das von

---

<sup>1</sup>LDA=Laser-Doppler Anemometrie

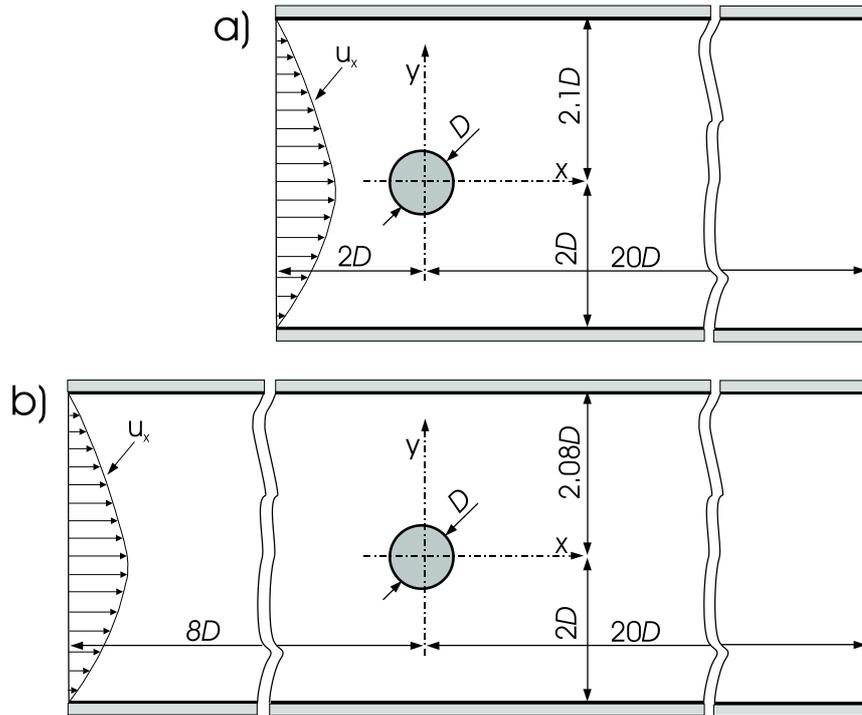


Bild 4.1: Geometrie und Randbedingungen für eine laminare Strömung um einen Zylinder in einem ebenen Kanal; a) Geometrie nach FERZIGER UND PERIĆ [23] und b) Geometrie nach LILEK ET AL. [36]

LILEK ET AL. [36] verwendet wird. Bei beiden Gebieten wird ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil am Eintritt vorgeschrieben:

$$u_x = 6U \left[ \frac{(y - y_a)}{H} - \left( \frac{y - y_a}{H} \right)^2 \right] ; \quad u_y = 0 \quad (4.1)$$

Hierbei bezeichnet  $U$  die mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Einlaß,  $H$  die Kanalhöhe und  $y_a = -2D$  den Abstand in  $y$ -Richtung von der Zylinderachse zur unteren Kanalwand. Die Zylinderachse liegt nicht in der horizontalen Symmetrieebene des Kanals, so daß die Strömung leicht asymmetrisch ist. Die Fluidichte beträgt  $1 \text{ kg/m}^3$  und die dynamische Viskosität  $0.01 \text{ Ns/m}^2$ .

Im Fall des Rechengebietes nach FERZIGER UND PERIĆ [23], s. Bild 4.1a, werden die numerischen Simulationen auf vier, systematisch verfeinerten, Rechengittern durchgeführt. Das größte Gitter ist mit *Level 1* bezeichnet und hat 1160 Knoten, die drei feineren Gitter sind *Level 2* mit 5390 Knoten, *Level 3* mit 15940 Knoten und *Level 4* mit 42540 Knoten. Ein Ausschnitt des *Level 2* Gitters ist in Bild 4.2 dargestellt. Die räumliche Diskretisierung wird mit dem zweiter Ordnung genauen MINMOD-Verfahren durchgeführt, s. SKODA [56].

Zur Auswertung der Strömungssimulationen werden der Widerstandsbeiwert  $c_w$  und der Auftriebsbeiwert  $c_A$  des Zylinders mit einer axialen Erstreckung  $\Delta z = 1 \text{ m}$  herangezogen:

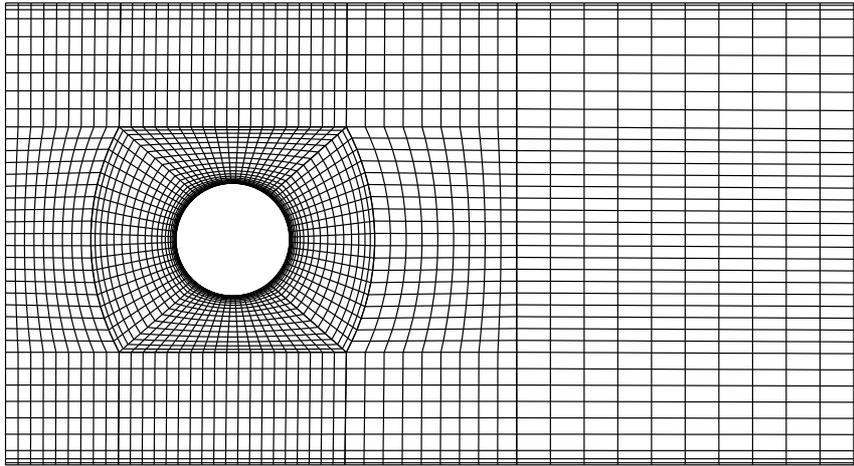


Bild 4.2: Das *Level 2*-Gitter nach FERZIGER UND PERIĆ [23], bestehend aus 5390 Knoten; es ist nur ein Ausschnitt des Gitters dargestellt

$$c_W = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho U^2 D} \quad ; \quad c_A = \frac{F_y}{\frac{1}{2} \rho U^2 D} \quad (4.2)$$

Dabei sind  $F_x$  und  $F_y$  die  $x$ - bzw.  $y$ -Komponente der Kraft, die das Fluid auf den Zylinder ausübt. Sie setzen sich aus der Druck- und der Reibungskraft zusammen.

Zuerst wird auf jedem der vier Gitter eine stationäre Simulation bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 20$ , gebildet mit der mittleren Eintrittsgeschwindigkeit  $U$  und dem Zylinderdurchmesser  $D$ , durchgeführt und der Widerstandsbeiwert als Funktion der Netzfeinheit aufgetragen, s. Bild 4.3a. Die mit *Literatur* bezeichnete Kurve repräsentiert die von FERZIGER UND PERIĆ[23] angegebenen Ergebnisse. Das Bild zeigt, daß die Ergebnisse mit NS3D auf dem Netz *Level 1* um ca. 3% von denen bei FERZIGER UND PERIĆ abweichen. Dies dürfte darin begründet sein, daß die Netzfeinheit nicht exakt identisch ist und ebenso nicht die Verzerrung zur Wand hin. Mit steigender Netzfeinheit nähern sich jedoch die Ergebnisse beider Rechencodes an. Auf dem feinsten Netz *Level 4* beträgt die Abweichung der berechneten Widerstandsbeiwerte weniger als 0.03%. Gleiches gilt für die berechneten Auftriebsbeiwerte.

Um zu überprüfen wie gut instationäre Strömungen mit NS3D simuliert werden können, wird die Reynolds-Zahl auf  $Re=100$  erhöht. Wenn die Reynolds-Zahl über einen kritischen Wert steigt, der bei einem freistehenden Zylinder laut FERZIGER UND PERIĆ [23]  $Re \approx 40$  beträgt, wird die Strömung instationär. Es kann keine stationäre Lösung mehr erzielt werden, da am Zylinder beidseitig Wirbel, mit einer von der Reynolds-Zahl abhängigen Frequenz, ablösen. Bild 4.3b zeigt die zeitlich gemittelten maximalen Widerstandsbeiwerte für eine periodische, instationäre Strömung bei  $Re=100$ . Die mit NS3D erzielten Ergebnisse stimmen sehr gut mit denen in FERZIGER UND PERIĆ[23] angegebenen überein, unabhängig vom Netzlevel auf dem die Simulation durchgeführt wird. Die maximale Abweichung zwischen den beiden Kurven ist bei Netzlevel 2 zu finden und beträgt weniger als 0.1%.

Die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse werden mit der in Bild 4.1b angegebenen Geometrie nach LILEK ET AL. [36] durchgeführt. Es werden drei unterschiedlich fei-

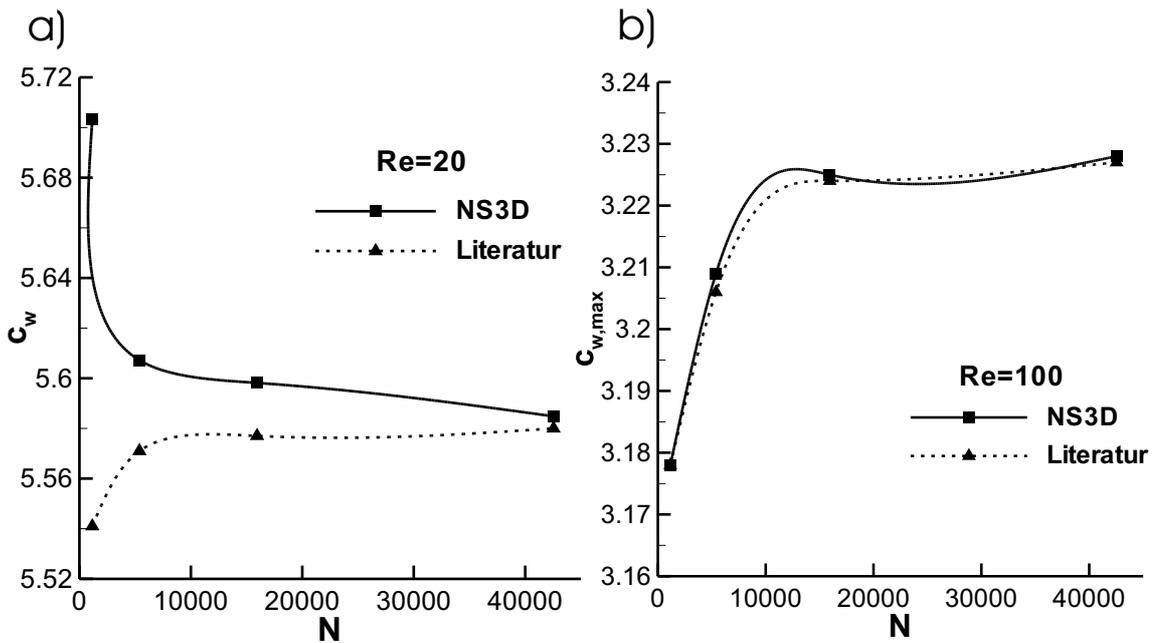


Bild 4.3: Widerstandsbeiwert eines laminar umströmten Zylinders in einem Kanal als Funktion der Anzahl der Knoten; a) Stationäre Strömung bei  $Re=20$  und b) Maximale Widerstandsbeiwerte für eine periodische, instationäre Strömung bei  $Re=100$

ne Gitter verwendet, das größte hat 4.890 Knoten und ist mit *Level 1* bezeichnet. Das *Level 2* Gitter hat 15.000 Knoten und das feinste Gitter *Level 3* 51.600 Knoten. Bei dem *Level 3* Gitter sind 260 Knoten auf dem Zylinderumfang verteilt und im Bereich der beiden Ablösegebiete verdichtet. Für die räumliche Diskretisierung wird das zweite Ordnung genaue QUICK-Verfahren verwendet, die zeitliche Diskretisierung ist mit dem ebenfalls zweiten Ordnung genauen impliziten 3-Level Schema durchgeführt, s. SKODA [56].

Zuerst wird untersucht, wie groß der räumliche Diskretisierungsfehler gegenüber dem zeitlichen ist. Dazu werden auf den drei Gittern instationäre Simulationen bei  $Re=100$  durchgeführt, wobei eine Schwingungsperiode des Widerstandsbeiwerts mit 85 Zeitschritten aufgelöst wird. In Bild 4.4a ist der Widerstandsbeiwert während einer Oszillationsperiode dargestellt, wenn sich die Strömung bereits in einem eingeschwungenen Zustand befindet. Das Bild zeigt, daß der Unterschied zwischen der Lösung auf dem groben Gitter und der auf dem feinen Gitter etwa doppelt so groß ist, wie der Unterschied zwischen der Lösung auf dem mittleren und der auf dem feinen Gitter. Bei einer zweiten Ordnung genauen räumlichen Diskretisierung sollte der Unterschied sogar viermal so groß sein, s. LILEK ET AL. [36]. In Bild 4.4b ist die Änderung des Auftriebsbeiwerts während einer Schwingungsperiode aufgezeigt. Wie bei dem Widerstandsbeiwert ist der räumliche Diskretisierungsfehler auf dem groben Gitter etwa doppelt so groß, wie der auf dem mittleren Gitter. Außerdem zeigt der Vergleich von Bild 4.4a und 4.4b, daß die Frequenz mit der der Widerstandsbeiwert schwingt, doppelt so hoch ist wie die Frequenz des Auftriebsbeiwerts. Die Kraft in  $x$ -Richtung, mit der der Widerstandsbeiwert gebildet wird, hat ein Maximum und ein Minimum während der Phase zwischen Wachstum und Ablösen jedes Wirbels. Das Vorzeichen der Kraft in  $y$ -Richtung, hängt hingegen davon ab, wo der Wirbel

ablöst, d.h. an der Ober- oder an der Unterseite des Zylinders.

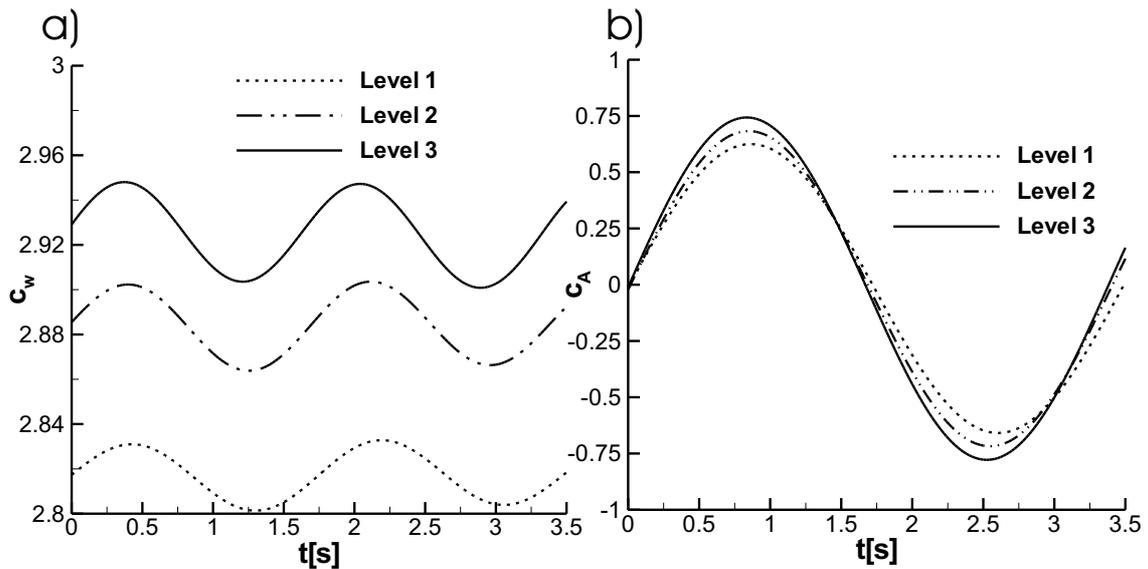


Bild 4.4: Zylinderumströmung bei  $Re=100$  und 85 Zeitschritten pro Schwingungsperiode; a) Widerstandsbeiwert und b) Auftriebsbeiwert

In Tabelle 4.1 sind die aus den Ergebnisdaten der Strömungssimulationen berechneten mittleren Widerstandsbeiwerte, der maximale und der minimale Auftriebsbeiwert und die Strouhal-Zahl für die Simulationen auf allen drei Rechengittern angegeben. Dabei werden die mit NS3D erzielten Ergebnisse denen in LILEK ET AL. [36] gegenübergestellt. Die Strouhal-Zahl wird wie folgt gebildet:

$$St = \frac{D}{UT} \quad (4.3)$$

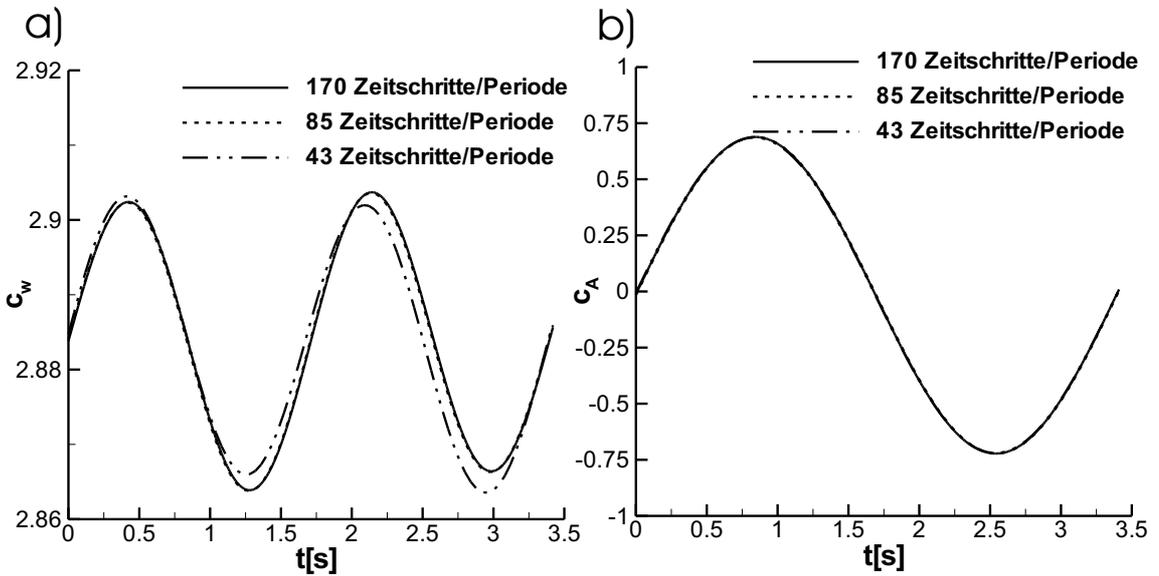
Dabei bezeichnet  $T$  die Dauer einer Schwingungsperiode des Auftriebskoeffizienten. Aus Tabelle 4.1 geht hervor, daß auf dem feinen Gitter *Level 3* die Unterschiede zwischen den mit NS3D berechneten und den in LILEK ET AL. [36] angegebenen Werten sehr gering sind. Die maximale Abweichung ist bei dem mittleren Widerstandsbeiwert zu finden und beträgt weniger als 0.5%. Der räumliche Diskretisierungsfehler zwischen den mit NS3D auf dem *Level 1*-Gitter und den auf dem *Level 3*-Gitter erzielten Ergebnisse beträgt für die Strouhal-Zahl 3.1%, für den mittleren Widerstandsbeiwert 0.35%, für den maximalen, bzw. minimalen Auftriebsbeiwert circa 17% und ist ähnlich groß, wie der von LILEK ET AL. [36] bestimmte.

Nach der Analyse des räumlichen Diskretisierungsfehlers wird im Folgenden noch auf den Einfluß des Zeitschritts auf das Ergebnis der Strömungslösung eingegangen. Dazu werden auf dem *Level 2*-Gitter instationäre Strömungslösungen bei einer Reynolds-Zahl von  $Re=100$  durchgeführt, bei denen eine Schwingungsperiode des Widerstandsbeiwerts mit 43, 85 und 170 Zeitschritten aufgelöst wird. Bild 4.5a gibt die Änderung des Widerstandsbeiwerts während einer Oszillationsperiode an und Bild 4.5b die Änderung des Auftriebsbeiwerts. Die Bilder zeigen, daß der zeitliche Diskretisierungsfehler sehr viel kleiner ist, als der räumliche. Die maximale

Tabelle 4.1: Vergleich der Ergebnisse von Strömungssimulationen mit NS3D und Literaturdaten

Level	$St$		$c_w$		$c_{A,max}$		$c_{A,min}$	
	NS3D	Literat.	NS3D	Literat.	NS3D	Literat.	NS3D	Literat.
1	0.286	0.283	2.820	2.846	0.625	0.635	-0.658	-0.660
2	0.294	0.293	2.885	2.893	0.683	0.713	-0.718	-0.739
3	0.295	0.294	2.920	2.908	0.743	0.742	-0.770	-0.767

Abweichung zwischen der mit 170 Zeitschritten/Periode und der mit 43 Zeitschritten/Periode erzielten Lösung beträgt beim Widerstandsbeiwert etwa 0.1%. Beim Auftriebsbeiwert kann bereits kein Unterschied mehr festgestellt werden und demzufolge auch nicht bei der Strouhal-Zahl. Dies überrascht nicht, da die von LILEK ET AL. [36] gewählte größte zeitliche Auflösung von 43 Zeitschritten/Periode bereits relativ fein ist.

Bild 4.5: Zylinderumströmung bei  $Re=100$  auf dem *Level 2*-Gitter für verschiedene Zeitschritte; a) Widerstandsbeiwert und b) Auftriebsbeiwert

Abschließend wird die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts und der Strouhal-Zahl von der Reynolds-Zahl untersucht. In Bild 4.6a ist der Verlauf des Widerstandsbeiwerts als Funktion der Reynolds-Zahl dargestellt. Ausgewählt wird hierfür das *Level 2*-Gitter und eine zeitliche Auflösung von 85 Zeitschritten pro Schwingungsperiode des Widerstandsbeiwerts. In dem hier untersuchten Bereich mit Reynolds-Zahlen kleiner als 250 verhält sich der Widerstandsbeiwert proportional zu  $c_w \sim \frac{1}{\sqrt{Re}}$ , s. BOHRMANN ET AL. [10].

In Bild 4.6b ist die aus den Ergebnissen der Strömungslösungen berechnete Strouhal-Zahl in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl aufgetragen. Die mit NS3D ermittelten Daten stimmen sehr gut mit denen von LILEK ET AL. [36] gefundenen überein. Der

maximale Fehler beträgt 0.6% bei  $Re=150$ . Die mittels Laser-Doppler Anemometrie gefundenen experimentellen Daten in Bild 4.6b sind aus DURST ET AL. [22] entnommen. Die numerisch bestimmten und die gemessenen Daten stimmen bis zu einer Reynolds-Zahl von  $Re=100$  gut überein, der maximale Fehler beträgt weniger als 2%. Die experimentell ermittelten Daten zeigen, daß ab dieser Reynolds-Zahl die Strömung dreidimensional wird, trotz eines sehr großen Verhältnisses von Zylinderlänge zu Kanalhöhe in dem Meßaufbau. Aus diesem Grund weichen die experimentellen und die, unter Voraussetzung von zweidimensionalen Strömungsverhältnissen ermittelten, numerischen Ergebnisse bei weiter ansteigender Reynolds-Zahl immer stärker von einander ab, s. LILEK ET AL. [36].

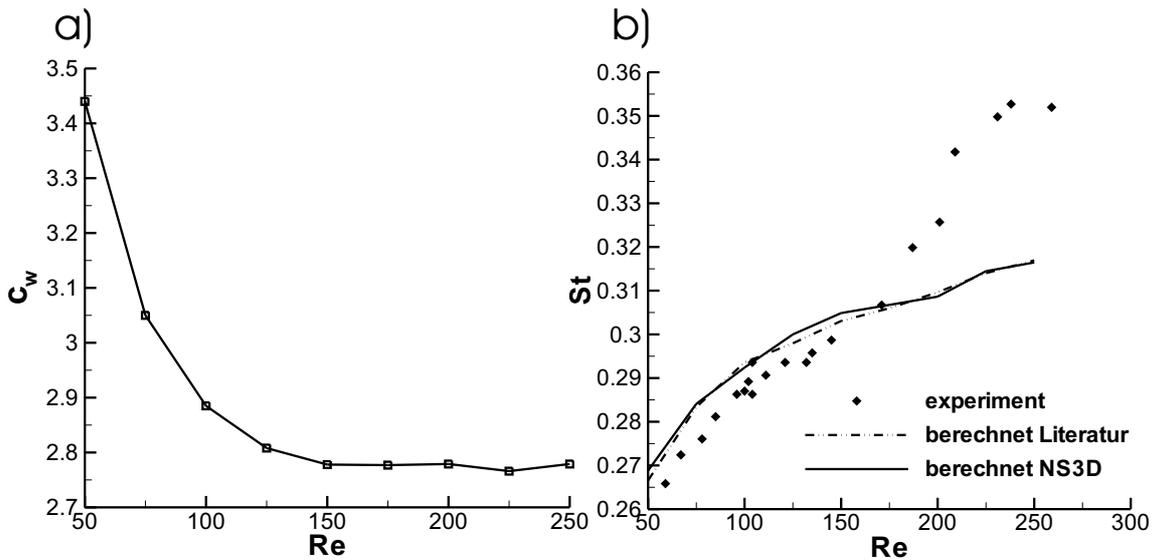


Bild 4.6: Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl bei der Zylinderumströmung; a) Widerstandsbeiwert und b) Strouhal-Zahl

Die vorgestellten Untersuchungen haben gezeigt, daß NS3D ein stabiles Verfahren zur genauen Vorhersage von stationären und instationären Strömungsvorgängen ist. Ebenso kann der Transitionsbereich zwischen stationären und instationären Strömungen erfaßt werden. Es wurde gezeigt, daß eine sowohl von der zeitlichen als auch von der räumlichen Auflösung unabhängige Lösung erzielt werden kann. Der Vergleich mit Literaturdaten zeigt außerdem, daß die auf eine Berandung wirkenden Druck- und Reibungskräfte genau berechnet werden können.

## 4.2 Validierung des Space Conservation Laws (SCL)

Zur Überprüfung des Space Conservation Laws in NS3D werden zwei Testfälle verwendet. Der erste Anwendungsfall ist ein Kanal, bei dem die Berandungen unverändert bleiben, bei dem sich aber die Netzlinien so bewegen, daß sich die Zellvolumina zeitlich ändern. Hiermit soll gezeigt werden, daß durch das Eingreifen des SCL keine

künstlichen Massenquellen innerhalb des Rechengebietes auftreten. Der zweite Testfall ist ein laminar angeströmter Zylinder in einem Rechengebiet, bei dem sich außer den Netzlinien im Rechengebiet auch die Blockränder in unterschiedliche Richtungen bewegen; damit soll zusätzlich die Implementierung des SCL an den Rändern der Rechengebietes überprüft werden.

### 4.2.1 Kanal mit bewegten Netzlinien

Der erste Testfall ist aus DEMIRDŽIĆ UND PERIĆ [20] entnommen. Dabei handelt es sich um ein ruhendes Fluid in einem dreidimensionalen Rechengebiet, das mit 20 Knoten in  $x$ -Richtung, 5 Knoten in  $y$ -Richtung und 20 Knoten in  $z$ -Richtung orthogonal aufgelöst ist. Das Rechengitter verändert sich innerhalb der Zeitspanne  $\Delta t$  von einer äquidistanten Startposition zu einer, in allen 3 Raumrichtungen unterschiedlich stark verzerrten Endposition. Die Ansicht der Start- und Endposition des Rechengebietes in der  $x$ - $z$ -Ebene ist in Bild 4.7 dargestellt.

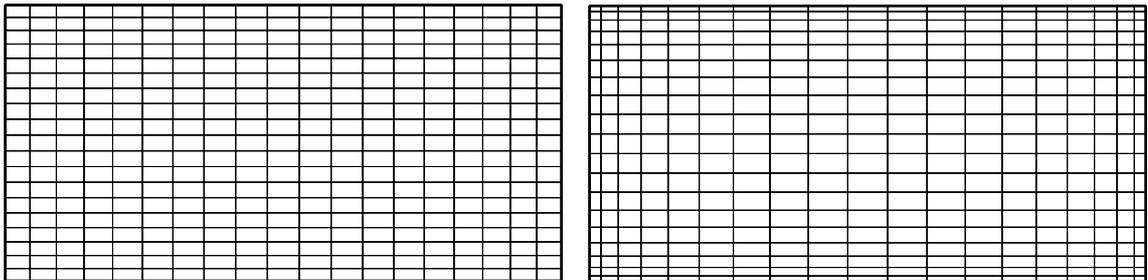


Bild 4.7: Kanal mit bewegten Netzlinien; Start- und Endposition des Rechengebietes

Die Gitterbewegung ist linear, d.h. jede Gitterlinie hat eine konstante, aber unterschiedliche Geschwindigkeit. Lediglich die Mittellinien und die Umrandungslinien bleiben fest, das Problem ist somit symmetrisch. Die Gittergeschwindigkeiten haben auf der einen Seite der Mittellinien positive, auf der anderen Seite der Mittellinien negative Werte. An allen Berandungen des Rechengebietes werden ruhende Wände angenommen, so daß die Lösung des Strömungsfelds für alle Geschwindigkeiten und Drücke gleich null sein muß. Dies wird auch als Startlösung vorgegeben. Das Fluid hat eine Dichte von  $10 \text{ kg/m}^3$  und eine dynamische Viskosität von  $1 \text{ Ns/m}^2$ . DEMIRDŽIĆ UND PERIĆ [20] zeigen für diesen Testfall, daß sich aufgrund der Gitterbewegung, wenn das SCL nicht korrekt implementiert ist, Geschwindigkeits- und Druckgradienten im Rechengebiet einstellen. Sie untersuchen detailliert, welchen Einfluß der Zeitschritt und die Netzfeinheit auf den maximalen Fehler haben und finden eine direkte Proportionalität zwischen dem Fehler und dem Zeitschritt, mit dem die Bewegung einer Gitterlinie aufgelöst ist. Durch Verfeinern des Netzes kann der Fehler nicht reduziert werden. Wenn NS3D auf diesen Testfall angewendet wird, bleibt die Startlösung unverändert, was zeigt, daß das SCL korrekt implementiert ist. Auch eine Variation des Zeitschritts oder der Netzfeinheit hat keine Auswirkungen auf die Lösung.

### 4.2.2 Laminar angeströmter Zylinder in einem teilweise rotierenden Rechengebiet

Bei dem zweiten Testfall zur Validierung des Space Conservation Laws handelt es sich um einen laminar angeströmten Zylinder in einem teilweise rotierenden Rechengebiet, s. Bild 4.8a. Das Rechennetz besteht aus zwei rotationssymmetrischen Blöcken, wobei der innere Block den Zylinder umschließt. Der äußere stehende Block hat an seiner Außenseite zwei feste Wände sowie die Eintritts- und die Austrittsrandbedingung. Die beiden Blöcke können über ein nonmatching-interface Daten austauschen. Der innere Block ist mit  $35 \times 10 \times 5$  Knoten vernetzt, der äußere mit  $25 \times 10 \times 5$  Knoten. Für die räumliche Diskretisierung wird das zweite Ordnung genaue QUICK-Verfahren verwendet. Die zeitliche Diskretisierung wird mit dem ebenfalls zweiten Ordnung genauen impliziten 3-Level Schema durchgeführt s. SKODA [56]. Die Reynolds-Zahl, gebildet mit der Einströmgeschwindigkeit  $U$  und dem Zylinderdurchmesser  $D$ , beträgt  $Re=2$ . Bei dieser Reynolds-Zahl wird der Zylinder laminar, stationär umströmt und die Strömung löst nicht an der Zylinderrückseite ab.

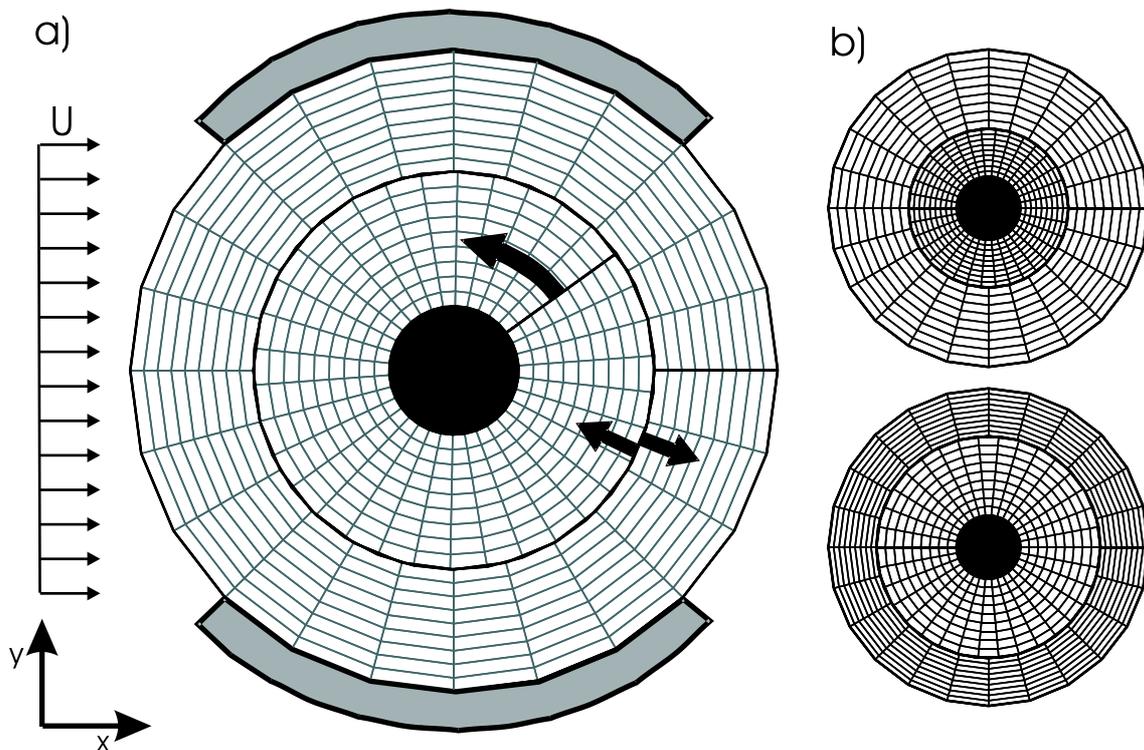


Bild 4.8: Laminar angeströmter Zylinder in einem teilweise rotierenden Rechengebiet; a) Geometrie und Rechennetze und b) Rechennetze mit maximal gestauchten (oben) und maximal gestreckten (unten) inneren Block

Für die Simulationen werden die Rechennetze vorab erzeugt und während der numerischen Simulation zum jeweiligen Zeitschritt eingelesen. Die Gittergeschwindigkeiten werden in NS3D aus der Differenz der Positionen einer Zellfläche zu zwei Zeitpunkten und dem Zeitschritt berechnet. Es werden zwei unterschiedliche Bewegungsfälle unterschieden. Im ersten Fall bewegt sich der innere Block in einer

Rotationsbewegung um den Zylinder mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega = \pi \text{ s}^{-1}$ . Im zweiten Fall bewegt sich zuzüglich zur Rotation des inneren Blocks das nonmatching-interface zwischen den Blöcken in radialer Richtung. Die Netzzellen in beiden Blöcken werden dadurch um bis zu 50% in radialer- und Umfangsrichtung gestaucht oder gestreckt; die beiden Extrempositionen sind in Bild 4.8b dargestellt. Die Frequenz mit der das nonmatching-interface radial oszilliert ist  $\pi/2 \text{ s}^{-1}$ . Wenn das SCL korrekt implementiert ist, sollte sich für beide Bewegungsfälle die gleiche Strömungslösung einstellen.

Als erstes wird untersucht, ob eine vom Zeitschritt unabhängige Lösung erzielt werden kann. Dazu werden für den ersten Bewegungsfall, bei dem der innere Block nur rotiert, numerische Simulationen mit unterschiedlichen Zeitschritten durchgeführt. Eine Umdrehung des inneren Blocks wird dabei mit 10, 20, 40, 80 oder 320 Zeitschritten aufgelöst. Zur Auswertung der Strömungssimulationen wird der Widerstandsbeiwert  $c_w$  herangezogen, gebildet mit der axialen Erstreckung  $H$  des Zylinders.

$$c_w = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho U^2 D H} \quad (4.4)$$

$F_x$  ist die  $x$ -Komponente der Kraft, die das Fluid auf den Zylinder ausübt und setzt sich aus der Druck- und der Reibungskraft zusammen.

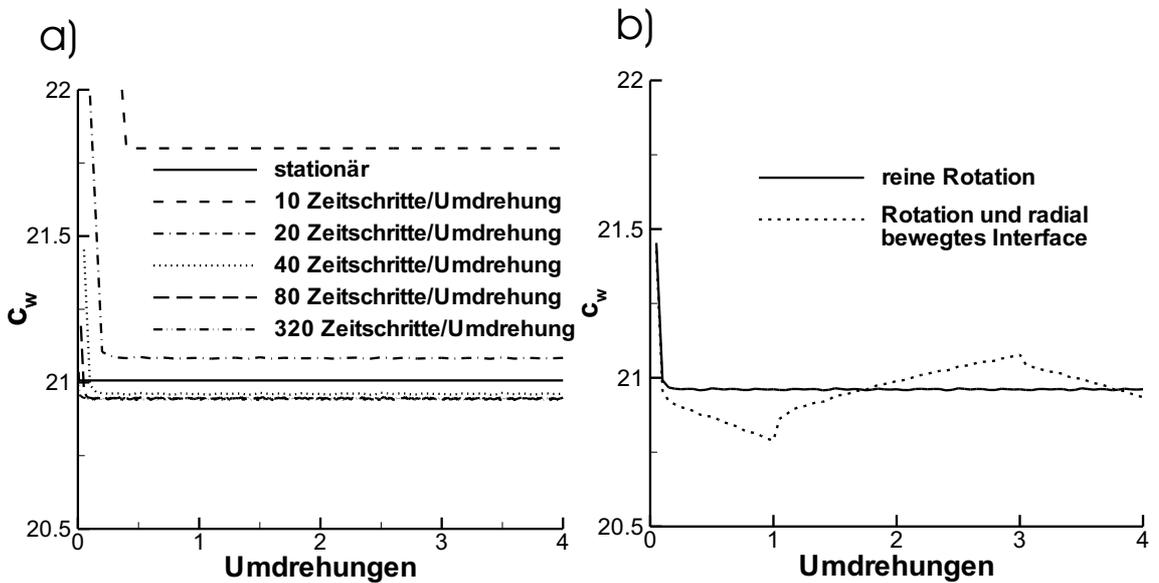


Bild 4.9: Laminar angeströmter Zylinder in einem teilweise rotierenden Rechengebiet; a) Widerstandsbeiwert in Abhängigkeit des Zeitschritts und b) Widerstandsbeiwert in Abhängigkeit der Gitterbewegung

Das Bild 4.9a zeigt, daß ab einer zeitlichen Auflösung von 80 Zeitschritten pro Rotation des inneren Zylinders die Lösung unabhängig vom Zeitschritt ist. Dies wird durch SKODA [56] bestätigt. Mit dieser ausreichend feinen zeitlichen Auflösung werden numerische Strömungssimulationen für den anderen Bewegungsfall durchgeführt

und die Ergebnisse miteinander verglichen. Für die beiden Bewegungsfälle sollten sich bei korrekt implementierten SCL ähnliche Lösungen ergeben. Daß dies der Fall ist, zeigt Bild 4.9b, die maximale Abweichung zwischen den beiden Kurven beträgt weniger als 0.3% und dürfte durch numerische Ungenauigkeiten begründet sein.

### 4.3 Validierung der Hämolyseberechnung

Um ein Blutpumpendesign auf mögliche Blutschädigung zu untersuchen, soll die mechanische Belastung, der eine rote Blutzelle auf ihrem Weg durch die Blutpumpe ausgesetzt ist, ermittelt werden. Als Bewertungskriterien werden dabei die nach Gleichung 3.24 bestimmte Vergleichsspannung im Strömungsgebiet und die Zeit, der eine Blutzelle dieser Spannung ausgesetzt ist, herangezogen, da diese beiden Faktoren das Maß an Blutschädigung bestimmen. Die numerischen Strömungssimulationen werden mit dem kommerziellen CFD-Softwarepaket Tascflow durchgeführt, in dem ein Partikel-Tracking Modul enthalten ist. Grundsätzlich ist das Verfahren noch zu ungenau, um damit quantitative Aussagen über den zu erwartenden Hämolysegrad zu machen, s. MITOH ET AL. [40]. Allerdings ist es durchaus geeignet, beim direkten Vergleich unterschiedlicher Pumpendesigns eine qualitative Aussage darüber zu treffen, welche Bauform das Blut schonender fördert, s. APEL ET AL. [4] oder CHAN ET AL. [19]. Im Folgenden wird dieses Verfahren auf einen Testfall angewendet und die Ergebnisse auf Plausibilität überprüft.

Als Testgeometrie dient ein laminar, in  $z$ -Richtung durchströmtes zylindrisches Rohr, mit dem Durchmesser  $2R$ , das in drei Abschnitte unterteilt ist. Der vordere und der hintere Abschnitt haben stehende Wände der Länge  $4R$ , die Wände des mittleren Abschnitts mit der Länge  $2R$  rotieren mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ . Der Rohrquerschnitt wird mit  $50 \times 50$  Knoten vernetzt, die Knotenanzahl in Strömungsrichtung beträgt 70 und die räumliche Diskretisierung ist zweiter Ordnung genau. Die Abmessungen des Rechengebietes sind in Bild 4.10 dargestellt.

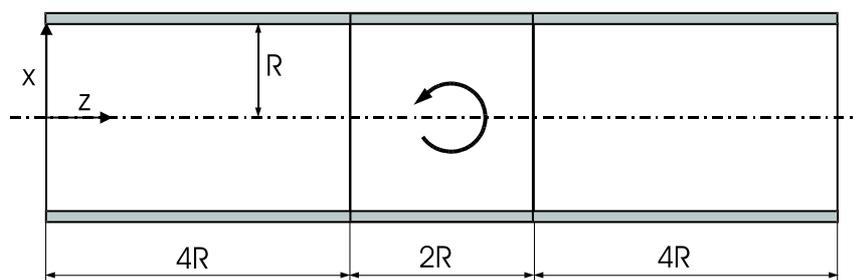


Bild 4.10: Zylindrisches Rohr mit abschnittsweise rotierenden Wänden

Es werden numerische Strömungssimulationen bei Reynolds-Zahlen von  $Re=12.5$ , 25, 50, 75 und 125 durchgeführt, wobei die Reynolds-Zahl mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ , dem Rohrrinnenradius  $R$ , der Fluidichte  $\rho$  und der dynamischen Viskosität  $\mu$  zu  $Re = \frac{\omega R^2 \rho}{\mu}$  gebildet wird.

Aus den Ergebnisdaten der Strömungssimulationen wird die skalare Vergleichsspannung im gesamten Strömungsgebiet nach Gleichung 3.24 berechnet. Um eine

Aussage darüber zu treffen, welcher Anteil des geförderten Blutvolumens welcher Beanspruchung unterliegt, wird für die Vergleichsspannung im Strömungsgebiet die kumulierte Häufigkeit ihres Auftretens bestimmt und in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl dargestellt s. Bild 4.11a. Das Bild zeigt, daß mit steigender Reynolds-Zahl in einer größeren Anzahl von Kontrollvolumina die Vergleichsspannung unterhalb einer bestimmten Schranke liegt. Setzt man als Schranke z. B. eine Spannung von  $100 \text{ N/m}^2$  an, so beträgt bei einer Reynolds-Zahl von 12.5 in über 95% der Kontrollvolumina die skalare Vergleichsspannung weniger als  $100 \text{ N/m}^2$ , bei einer Reynolds-Zahl von 50 in 85% und bei einer Reynolds-Zahl von 125 in nur noch 73% der Volumina.

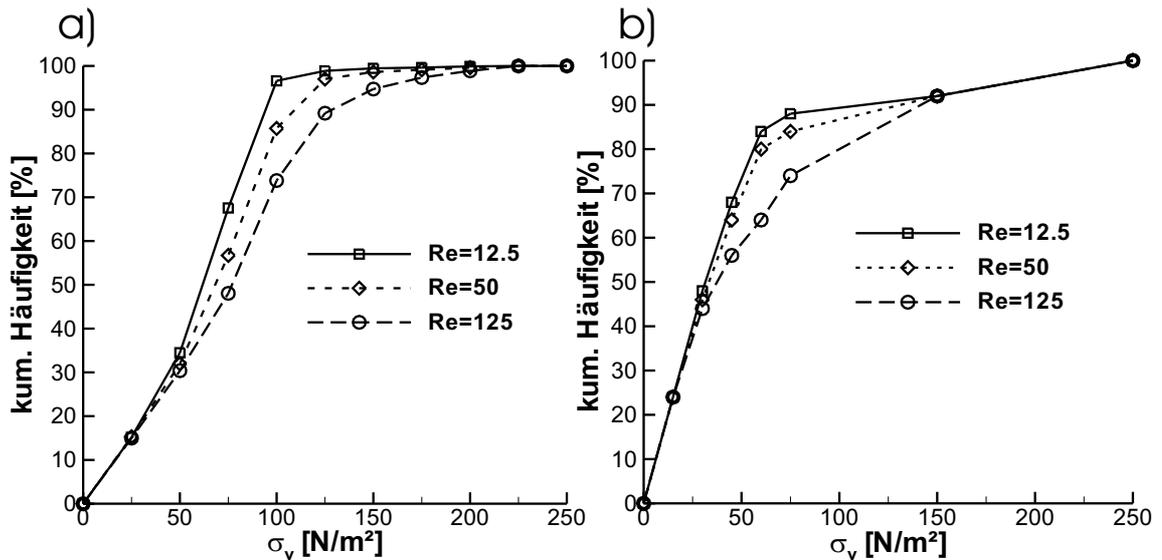


Bild 4.11: Zylindrisches Rohr mit abschnittsweise rotierenden Wänden; a) Kumulierte Häufigkeit der Vergleichsspannung im gesamten Strömungsgebiet und b) Kumulierte Häufigkeit der Vergleichsspannung bei 50 Partikeln

Diese Form der Analyse erlaubt eine Bewertung der Belastungsverteilung im Strömungsgebiet, aber nur unter der Voraussetzung, daß die Belastungsdauer keinen Einfluß auf die Schädigung ausübt. Zur Ermittlung der Belastungsdauer werden deshalb die Bahnlinien von 50 Partikeln mit der Größe und den Stoffeigenschaften von roten Blutzellen berechnet, die äquidistant entlang des Rohrdurchmessers emittiert werden. Die Koordinaten jeder Bahnlinie werden explizit mittels vorwärtsgerichteter Euler-Integration der lokalen Strömungsgeschwindigkeit bestimmt, s. TASCFLOW [16]. Entlang dieser Bahnlinien werden die zurückgelegte Wegstrecke, die Zeit sowie die zu den Ortsvektoren korrespondierenden Vergleichsspannungen ermittelt und aufgezeichnet. Die Partikel durchlaufen zunächst den vorderen, stehenden Bereich in axialer Richtung. Sobald sie in den Bereich mit der rotierenden Wand gelangen, werden sie, je nachdem wie weit die Startposition  $x$  von der Mittelachse entfernt war, unterschiedlich stark in Umfangsrichtung umgelenkt. In Bild 4.12 sind die Partikelbahnen bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen dargestellt. Das jeweils linke Bild zeigt die Bahnen projiziert in eine Ebene normal zur Hauptströmungsrichtung, das rechte Bild zeigt die Partikelbahnen in der Draufsicht. Mit steigender Umdrehungszahl werden die weiter außen gestarteten Partikel stärker umgelenkt, ab einer Reynolds-Zahl von 75 ist zudem zu beobachten, daß einige Partikel in einer

Spiralbewegung gefangen bleiben, die sie erst nach längerer Zeit wieder verlassen. Außerdem werden aufgrund der Fluidreibung zunehmend auch Partikel, die in Nähe der Mittelachse gestartet sind, in Rotation versetzt.

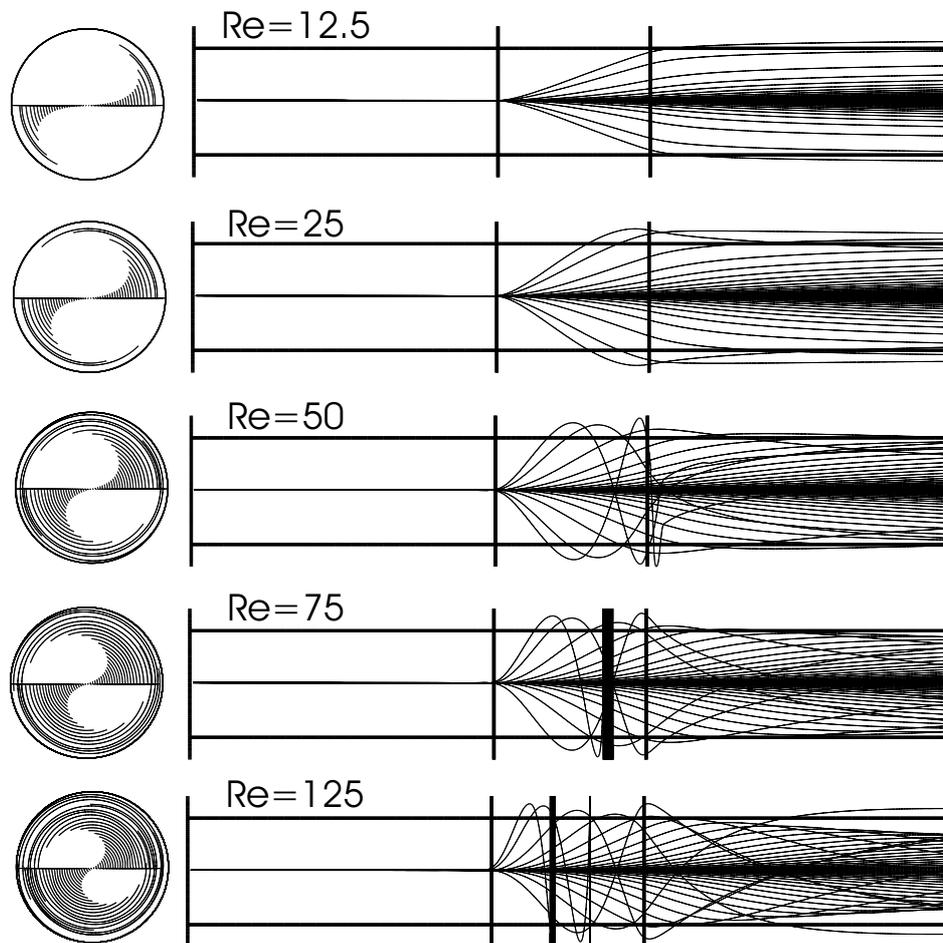


Bild 4.12: Partikelbahnen in einem zylindrischen Rohr mit abschnittsweise rotierenden der Wand bei verschiedenen Reynolds-Zahlen

Bild 4.11b zeigt für die 50 Partikel die kumulierte Häufigkeit der Vergleichsspannung, der die Partikel ausgesetzt waren, für verschiedene Reynolds-Zahlen. Die Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die in Bild 4.11a für das gesamte, rotationssymmetrische Strömungsgebiet, da die Partikel äquidistant entlang des Zylinderdurchmessers emittiert werden. In Bild 4.13a ist der Verlauf der bezogenen Vergleichsspannung, der die Partikel ausgesetzt waren, als Funktion der bezogenen radialen Startposition abgebildet.  $\sigma_0$  ist das Produkt der dynamischen Viskosität  $\mu$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $w$ , geteilt durch die Zylinderlänge  $5R$ . Im Kernbereich der Strömung zwischen  $-0.25 < x/R < 0.25$  ist die bezogene Vergleichsspannung unabhängig von der Reynolds-Zahl. In den Randbereichen ist der Einfluß steigender Reynolds-Zahlen, und damit steigender Umdrehungszahl, gut erkennbar. Mit steigender Umdrehungszahl wird der Geschwindigkeitsgradient zwischen rotierender Wand und ungestörter Kernströmung größer. Dies äußert sich in einer höheren Vergleichsspannung, so daß das Spannungsprofil im Randbereich bei zunehmender Reynolds-Zahl immer steiler wird. In Bild 4.13b ist die bezogene Partikeldurchgangszeit als Funktion der dimensionslosen, radialen Startposition dargestellt. Die Bezugsgröße  $t_0$  wird

mit der Strömungsgeschwindigkeit am Einströmrand  $w$  und dem Zylinderradius  $R$  gebildet. In einem Bereich von  $-0.7 < x/R < 0.7$  beträgt die bezogene Durchgangszeit etwa 0.7, unabhängig von der Reynolds-Zahl und der radialen Startposition. Dies bedeutet, daß in diesem Bereich alle Partikel gleich schnell durch das Rechengebiet laufen. In den Randbereichen  $-1.0 < x/R < -0.7$  und  $0.7 < x/R < 1.0$  werden die Partikel mit steigender Reynolds-Zahl stärker umgelenkt und haben deshalb einen weiteren Weg bis zum Auslaß zurückzulegen. Für diesen längeren Weg ist die Laufzeit größer, was sich in einem steileren Anstieg der Kurven äußert.

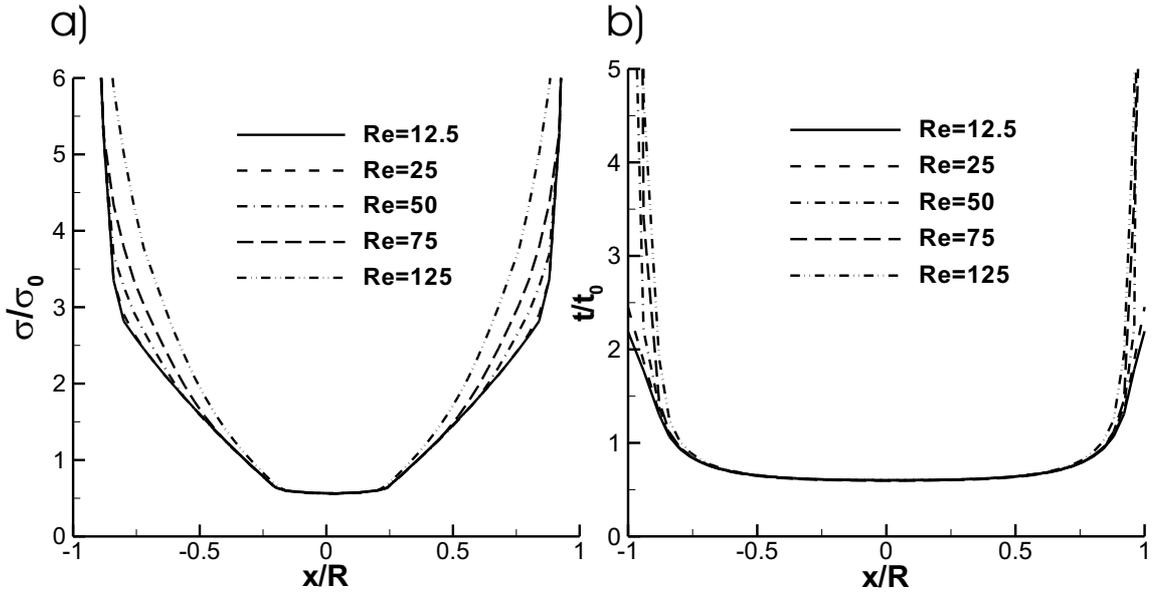


Bild 4.13: Partikelbahnen in einem zylindrischen Rohr mit abschnittsweise rotierenden Wand; a) Vergleichsspannung und b) Partikeldurchgangszeit

Die mechanische Beanspruchung, der eine Blutzelle im vorliegenden Fall ausgesetzt ist, ergibt sich aus der Höhe der Vergleichsspannung und der Zeit, der sie dieser Spannung ausgesetzt ist. In dieser Arbeit wird die Summe aus den Produkten von Vergleichsspannung und Einwirkzeit zur quantitativen Beurteilung der Blutschädigung verwendet; beide Faktoren werden somit gleich stark gewichtet. Die Schädigung eines einzelnen Partikels  $S_n$  ergibt sich somit zu:

$$S_n = \sum_{n=1}^{n=N} \sigma_n \cdot (t^{n+1} - t^n) \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnet  $(t^{n+1} - t^n)$  das Zeitintervall zwischen zwei Integrationsschritten einer Partikelbahn die mit  $N$  Integrationsschritten aufgelöst wird und  $\sigma_n$  die skalare Vergleichsspannung an Punkt  $n$ . Die normierte Gesamtschädigung  $S$  ist die Summe der Schädigung aller emittierten Partikel geteilt durch die Partikelanzahl  $M$ :

$$S = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{m=M} S_n \quad (4.6)$$

In Bild 4.14 ist die normierte Gesamtschädigung  $S$  als Funktion der Reynolds-Zahl dargestellt. Als Vergleich ist zusätzlich noch die resultierende Schädigung bei einer Reynolds-Zahl von 0 eingetragen, d.h. die Wände im mittleren Zylinderabschnitt rotieren nicht. Das Bild verdeutlicht, welchen Einfluß die Rotationsbewegung auf die Schädigung hat. Im Bereich zwischen  $Re=0$  und  $Re=25$  ist nur ein moderates Anwachsen der Schädigung zu beobachten, anschließend steigt die Kurve deutlich an. Dies ist auf eine geringe Steigung der Vergleichsspannung und vor allem auf eine längere Verweilzeit der Partikel im Strömungsgebiet zurückzuführen.

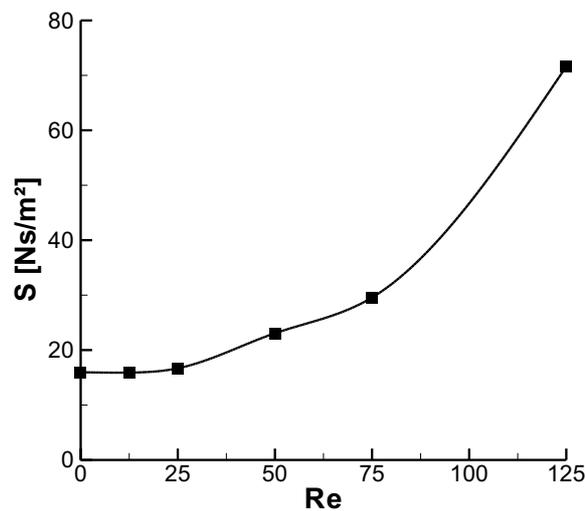


Bild 4.14: Normierte Gesamtschädigung  $S$  als Funktion der Reynolds-Zahl

Dieser Testfall zeigt, daß das vorgestellte Verfahren zur Beurteilung der Blutschädigung aufgrund mechanischer Beanspruchung in einer Geometrie sinnvolle Ergebnisse liefert. Dabei werden sowohl die Höhe der Spannung als auch die Verweilzeit im Spannungsfeld in die Berechnung der Blutschädigung einbezogen.

# Kapitel 5

## Modellbildung

In diesem Kapitel wird zuerst der für die Rotorstabilisierung verantwortliche Effekt detailliert beschrieben. Im Weiteren wird auf die magnetischen Kräfte, durch die die Antriebsenergie auf den Rotor übertragen wird und die einen Einfluß auf die Rotorstabilisierung haben, eingegangen. Anschließend wird die hydrodynamische Auslegung der Blutpumpe beschrieben. Dazu zählen der Entwurf einer Beschaukelung und einer Spirale. Aufgrund der sehr hohen Rechenzeiten werden drei unterschiedlich stark vereinfachte numerische Modelle der Blutpumpe gebildet und für die numerischen Strömungssimulationen herangezogen. Die drei Modelle, die getroffenen Vereinfachungen und die verwendeten Randbedingungen werden einzeln vorgestellt.

### 5.1 Stabilisierungseffekt

Seit etwa vier Jahren werden Herzunterstützungssysteme entwickelt, bei denen der Rotor der Blutpumpe aktiv berührungsfrei gelagert ist (Incor, Duraheart, Heart Mate III). Die Nachteile dieser Systeme sind in Abschnitt 1.1 diskutiert worden. Die im Rahmen dieses Forschungsvorhabens zu entwickelnde Blutpumpe soll einen passiv gelagerten Rotor haben, der durch einen Effekt stabilisiert wird, der seit langem bekannt ist und z. B. bei der Durchflußmessung mit einem Schwebekörper, mit Erfolg genutzt wird. Dabei wird ein meist kegelförmiger Körper in einem durchsichtigen Rohr durch einen Fluidstrom in der Schwebelage gehalten. Dieses Prinzip soll auf den Rotor einer Radialpumpe übertragen werden, wobei der Leckagestrom zwischen Rotor und Gehäuse zur Rotorstabilisierung ausgenutzt wird. In Bild 5.1a ist ein Querschnitt durch eine einfache Radialpumpe dargestellt. Das Fluid strömt in negativer axialer Richtung durch den Saugstutzen und dann in positiver radialer Richtung in den beschaukelten Rotor. Dort wird das Fluid beschleunigt und strömt weiter radial in Richtung Auslaß. Durch die Dralländerung des Fluids wird eine Druckdifferenz im Rotor aufgebaut. Diese Druckdifferenz hat zur Folge, daß ein Teil des Fluids in negativer radialer Richtung durch die beiden Spalte zwischen Rotor und Gehäuse zurückströmt und von dort wieder in den Rotor gelangt. Dieser Spaltstrom wird in herkömmlichen Turbomaschinen durch Dichtvorrichtungen soweit wie möglich reduziert; im vorliegenden Fall soll der Spaltstrom zur Stabilisierung des

Rotors verwendet werden.

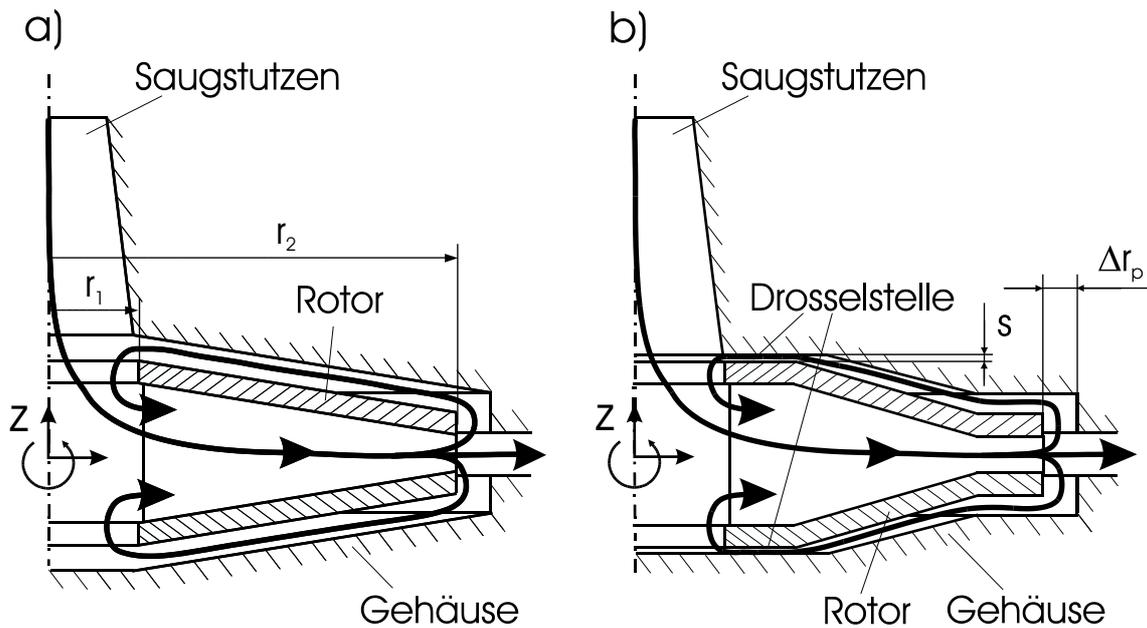


Bild 5.1: Schnitt durch eine Radialpumpe; a) Meridiankontur mit parallelen Spalten zwischen Rotor und Gehäuse und b) Meridiankontur mit Drosselstellen in den Spalten

Bei der in Bild 5.1a gezeigten Konfiguration ist die Meridiankontur der Rotoraußenseite parallel zu der Kontur der Gehäuseinnenseite. Der gezeigte Rotor hat zwei Freiheitsgrade; er kann um die  $z$ -Achse rotieren und ist entlang dieser Achse verschiebbar, ähnlich einer Paßfederverbindung. Wenn der Rotor auf der  $z$ -Achse in Richtung der oberen Gehäuseseite verschoben wird, kontrahiert der obere Spalt auf der gesamten Länge. Durch die Kontraktion wird, unter Voraussetzung einer gleichbleibenden Druckdifferenz zwischen dem Rotoreintritt und dem Rotoraustritt, die Geschwindigkeit mit der das Fluid durch den oberen Spalt zurückströmt, zunehmen. Aufgrund der lokalen Beschleunigung fällt der statische Druck im oberen Spalt und es resultiert eine Druckdifferenz zwischen der Ober- und der Unterseite des Rotors. Diese Druckdifferenz bewirkt eine Kraft in positiver  $z$ -Richtung auf den Rotor, d. h. der Rotor bewegt sich weiter in Richtung der oberen Gehäusewand, bis er dort anstößt. Das Gleiche geschieht, wenn der Rotor nach unten ausgelenkt wird. Der Rotor erfährt eine Kraft in negativer  $z$ -Richtung und bewegt sich weiter in Richtung der unteren Gehäuseseite. Es handelt sich somit um ein instabiles System, d. h. wenn der Rotor aus der Mittellage ausgelenkt wird, bewegt er sich weiter in Richtung der Auslenkung.

Dieses instabile Rotorverhalten kann durch eine Modifikation der Spaltgeometrie umgekehrt werden. Bei der in Bild 5.1b gezeigten Meridiankontur ist an der Innenseite der Spalte zwischen Rotor und Gehäuse eine Drosselstelle eingebaut. Wird nun der Rotor in positive  $z$ -Richtung verschoben, verschließt die Drosselstelle den oberen Spalt, bevor dieser auf ganzer Länge kontrahiert ist. Dadurch wird der obere Spaltstrom gedrosselt und, wiederum unter Annahme einer konstanten Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt des Rotors, mehr Fluid strömt durch den unteren

Spalt. Aufgrund des höheren Spaltmassenstroms durch den unteren Spalt wird das Fluid dort beschleunigt, wodurch der statische Druck an dieser Stelle sinkt. Auch in diesem Fall ergibt sich eine Druckdifferenz zwischen der Ober- und der Unterseite des Rotors, allerdings mit umgekehrten Vorzeichen. Das bedeutet, wenn der Rotor in Richtung der oberen Gehäusewand verschoben wird, ergibt sich aufgrund des Druckunterschieds in den beiden Spalten eine resultierende Kraft, die den Rotor zurück in Richtung der unteren Gehäusewand bewegt. Wird der Rotor in Richtung der unteren Gehäusewand ausgelenkt, ist die resultierende Kraft in Richtung der oberen Gehäusewand gerichtet, die den Rotor somit ebenfalls in eine stabile Mittellage zurückbringt.

## 5.2 Kraftübertragung auf den Rotor

Die zu entwickelnde Blutpumpe soll ohne konventionelle Lager auskommen und die Energie für die Rotation des Laufrads soll über ein rotierendes magnetisches Feld übertragen werden. Der Motor entspricht einer permanenten, zweisträngigen Scheibenläufer-Synchronmaschine und besteht aus zwei getrennten Statoren, von denen jeder einen Wicklungsstrang trägt. Die Nabe und die Deckscheibe des Rotors werden aus einem magnetischen Material hergestellt, das abwechselnd polarisiert ist. Eine detaillierte Beschreibung des Antriebs findet sich z. B. in HÖRZ [29].

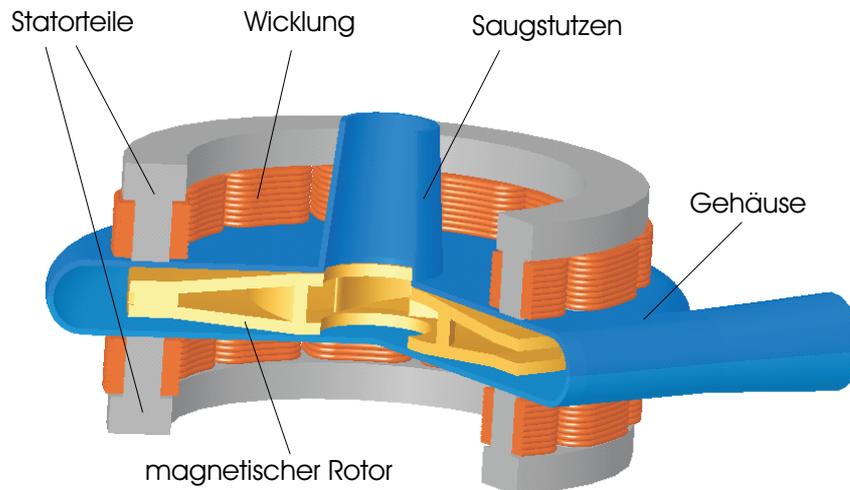


Bild 5.2: Erster Entwurf der Blutpumpe mit Antriebseinheit

Ein am DHM erstellter erster Entwurf der Blutpumpe, aus dem das Funktionsprinzip ersichtlich wird, ist in Bild 5.2 dargestellt. Das Bild zeigt die zentral angeordnete Pumpe, bestehend aus dem Gehäuse und dem Rotor. Ober- und unterhalb der Pumpe ist die elektrische Antriebseinheit angeordnet. Sie besteht aus jeweils einem Rückschlußring mit den Zähnen, um die Formspulen gewickelt sind. Diese Spulen werden im Betrieb abwechselnd bestromt, und durch das sich aufbauende magnetische Feld wird der Rotor angetrieben. Die axiale Anordnung der Pumpe und der Antriebseinheit ergeben eine sehr kompakte Bauweise.

Damit der Rotor stabil läuft, müssen die stabilisierend wirkenden Kräfte in jedem

Betriebszustand stets größer sein als die destabilisierenden. Wenn der Rotor in axialer Richtung auf der Rotationsachse verschoben wird, nähert er sich den Permanentmagneten auf der Ober- bzw. Unterseite des Gehäuses. Durch die magnetische Anziehung wird der Rotor weiter in Richtung der Auslenkung beschleunigt.

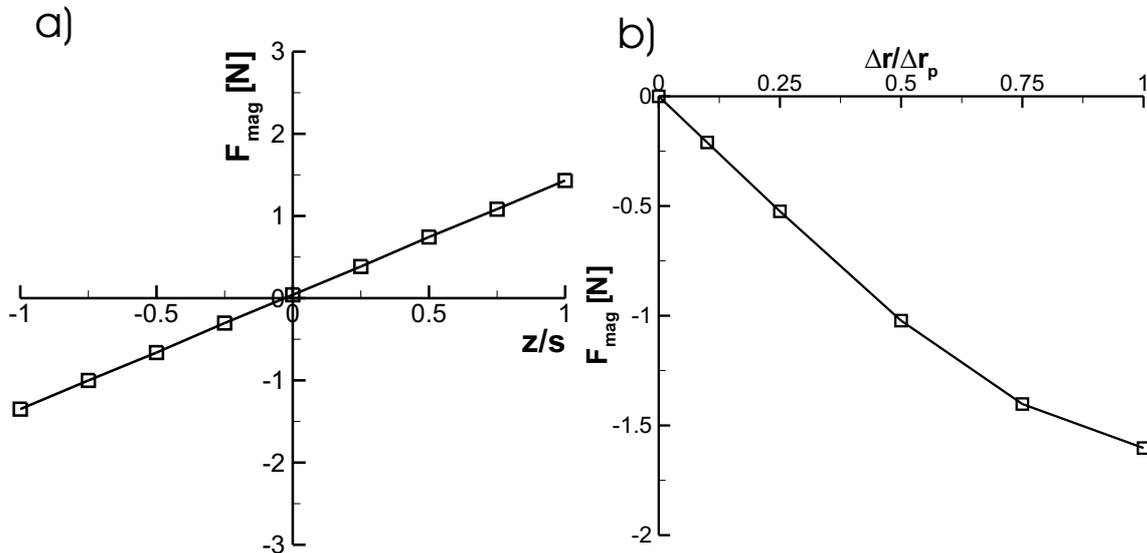


Bild 5.3: Magnetische Kräfte auf den Rotor als Funktion der bezogenen Rotorposition; a) Kraft in axialer Richtung und b) Kraft in radialer Richtung

In Bild 5.3a ist die magnetische Kraft auf den Rotor in axialer Richtung als Funktion der bezogenen axialen Position  $z/s$  dargestellt. Dabei bezeichnet  $z$  die axiale Auslenkung und  $s$  die Spaltweite an der Drosselstelle, wenn sich der Rotor in der neutralen Position befindet, s. Bild 5.1b. Somit bedeutet ein Wert von  $z/s = 0$ , daß sich der Rotor mittig zwischen den Gehäusehälften befindet. Bei einem Wert von  $z/s = 1$  stößt der Rotor im Bereich der oberen Drosselstelle an die obere Gehäusesseite an und bei einem Wert von  $z/s = -1$  an die untere Gehäusesseite. Das Bild zeigt, daß die magnetischen Kräfte in axialer Richtung destabilisierend wirken. Wird der Rotor um beispielsweise 50% des maximalen Verfahrenswegs nach oben verschoben, so ergibt sich eine magnetische Kraft von 0.74 N auf den Rotor. Eine positiv gezählte Kraft ist in Richtung der positiven  $z$ -Achse und somit in Richtung der oberen Gehäusesseite gerichtet. Diese magnetische Kraft muß daher im Betrieb von stabilisierend wirkenden hydrodynamischen Kräften kompensiert werden.

In Bild 5.3b ist die magnetische Kraft auf den Rotor in radialer Richtung als Funktion der bezogenen radialen Position  $\Delta r/\Delta r_p$  dargestellt.  $\Delta r_p$  bezeichnet dabei den maximalen radialen Verfahrensweg, bis der Rotor am Gehäuse anstößt, s. Bild 5.1b. Der Verlauf der dargestellten Kurve ist umgekehrt der in Bild 5.3a. Wird der Rotor in positiver radialer Richtung ausgelenkt, so wirkt auf ihn eine magnetische Kraft in negativer radialer Richtung. Diese Kraft zieht den Rotor zurück in Richtung der Rotationsachse und kann destabilisierend wirkende hydrodynamische Kräfte kompensieren. Der Grund dafür wird aus Bild 5.2 ersichtlich; der magnetische Rotor ist auf der gleichen Achse wie die beiden Statoren angeordnet.

Die in Bild 5.3 dargestellten Daten sind die Ergebnisse von dreidimensionalen nume-

rischen Magnetfeldrechnungen, die am Fachgebiet Energiewandlungstechnik (EWT) der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der TU München mit dem kommerziellen Softwarepaket Opera-3D der Firma Vectorfields durchgeführt wurden. Für die Magnetkraft sowohl in axialer als auch in radialer Richtung kann vereinfachend angenommen werden, daß Richtung und Betrag der Magnetkraft unabhängig von der Motordrehzahl sind.

## 5.3 Hydrodynamische Auslegung

### 5.3.1 Anforderungen

Beim Entwurf einer Blutpumpe für ein Herzunterstützungssystem müssen eine Vielzahl von Randbedingungen beachtet werden. Dazu zählen neben den normalen Leistungsdaten einer hydraulischen Strömungsmaschine auch eine möglichst kleine Baugröße und ein geringes Füllvolumen, damit die Pumpe auch bei Kindern eingesetzt werden kann sowie verschiedene sicherheitstechnische Aspekte, die ein Versagen der Pumpe zu jedem Zeitpunkt ausschließen. WESTPHAL [65] und KAUFMANN [31] geben eine gute Übersicht über die allgemeinen Anforderungen an implantierbare Blutpumpen zur Herzunterstützung.

Bei der hydrodynamischen Auslegung der im Rahmen dieser Arbeit zu entwickelnden Blutpumpe müssen gleichzeitig alle konstruktiven Merkmale, die eine Selbststabilisierung des Rotors möglich machen, in den Entwurfsprozeß einbezogen werden. Diese Anforderungen stehen teilweise im Gegensatz zu denen des klassischen Pumpenbaus. Beispielsweise steigt die Stabilität des Rotors bei hohen Spaltvolumenströmen, wohingegen der hydraulische Wirkungsgrad sinkt. Die geforderten Leistungsdaten der Blutpumpe sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt, wobei für die Dichte und die dynamische Viskosität des Blutes die in Abschnitt 1.2.4 angegebenen Werte zugrunde gelegt werden.

Tabelle 5.1: Leistungsdaten der Blutpumpe

	Minimum	Optimum	Maximum
Q (l/min)	4	6	8
$n_q$ (bei 6 l/min)	16.3	16.75	18.5
Re-Zahl	42300	50800	63500

Die in Tabelle 5.1 angegebene Reynolds-Zahl wird mit

$$Re = \frac{\omega D^2}{2\nu} \quad (5.1)$$

berechnet. Dabei entspricht  $D = 2 \cdot r_2$  dem Laufraddurchmesser, s. Bild 5.1a, und  $\nu = 4.96 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  ist die kinematische Viskosität von Blut. Die Blutpumpe soll mit

einem Rotordurchmesser von etwa 40 mm im Auslegungspunkt einen hydraulischen Wirkungsgrad, s. Gleichung 5.13, von mindestens 40% erreichen. Die Schaufelzahl soll möglichst gering sein, da an den Schaufeleintrittskanten mit erhöhter Hämolysegefahr zu rechnen ist. Die gesamte Blutpumpe, inklusive Antriebseinheit, soll einen maximalen Durchmesser von 50 mm und eine Höhe von 25 mm nicht überschreiten.

### 5.3.2 Beschau felung

Zur Erstauslegung des Laufrads wird das am FLM entwickelte Entwurfssystem Real-Time Design (RTD), s. LEPACH [34], zusammen mit der kommerziellen CFD Software Tascflow verwendet. Die Geometrie der Schaufel und die der Meridiankontur werden mit dem RTD entworfen und modifiziert. In Bild 5.4a ist die umfangsgemittelte, auf die Umfangsgeschwindigkeit bezogene Radialgeschwindigkeit am Eintritt eines Schaufelkanals als Funktion der bezogenen Kanalhöhe dargestellt. Diese Verteilung wird aus einer Rechnung mit einem Vorentwurf des Laufrads mit allen Schaufelkanälen und dem gesamten Radseitenraum extrahiert. Das Bild zeigt, daß eine stark ungleichförmige Zuströmung zum Laufrad vorliegt. Im Bereich der Nabe ist bei  $z/z_{max} = 0.125$  sogar eine Rückströmung vom Laufrad in den Saugstutzen zu erkennen. In Bild 5.4b ist die umfangsgemittelte bezogene Umfangsgeschwindigkeit am Eintritt eines Schaufelkanals als Funktion der bezogenen Kanalhöhe dargestellt. Die Umfangsgeschwindigkeit ändert sich ähnlich wie die Radialgeschwindigkeit über der Kanalhöhe und ist im Bereich der Nabe höher, als im Bereich der Deckscheibe.

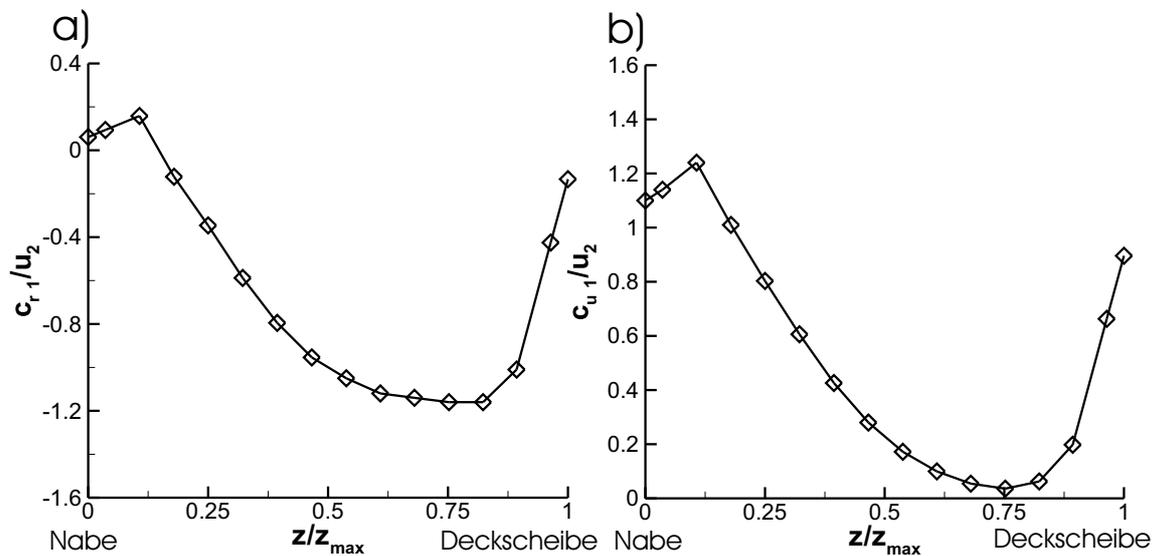


Bild 5.4: Umfangsgemittelte dimensionslose Geschwindigkeiten am Eintritt des Schaufelkanals; a) Radialgeschwindigkeit und b) Umfangsgeschwindigkeit

Ursache für die sehr ungleichmäßige Zuströmung zu den Schaufelkanälen sind die vergleichsweise hohen Spaltströme, die einen Mitdrall in der Laufradzuströmung erzeugen. Bei Blutpumpen müssen die Spalte zwischen Rotor und Gehäuse gut durchspült werden, um Totwassergebiete und damit Zonen mit Gefahr der Thrombenbildung zu vermeiden. Deshalb werden die Spaltabstände sehr großzügig bemessen und

auf Dichtvorrichtungen verzichtet. Aufgrund der ungleichmäßigen Zuströmung zum Rotor kann beim Entwurfsprozeß der Laufradbeschaufelung nicht von einer gleichförmigen und drallfreien Zuströmung ausgegangen werden, wie das bei Strömungsmaschinen üblicherweise angenommen wird. Bei der Schaufelauslegung wird daher erst eine Rechnung mit allen Schaufelkanälen des Laufrads und dem gesamten Radseitenraum durchgeführt. Aus dieser Rechnung werden das Geschwindigkeitsprofil am Eintritt und das Druckprofil am Austritt eines Schaufelkanals extrahiert und bei den folgenden Optimierungsrechnungen mit nur einem Schaufelkanal als Randbedingung vorgeschrieben. Auf diese Weise läßt sich die Rechenzeit für eine Optimierungsrechnung auf wenige Minuten reduzieren. Wenn im Zuge der Optimierung die Schaufelzahl variiert oder sich die Schaufelform zu sehr geändert hat, wird zur Kalibrierung erneut die ganze Pumpe nachgerechnet.

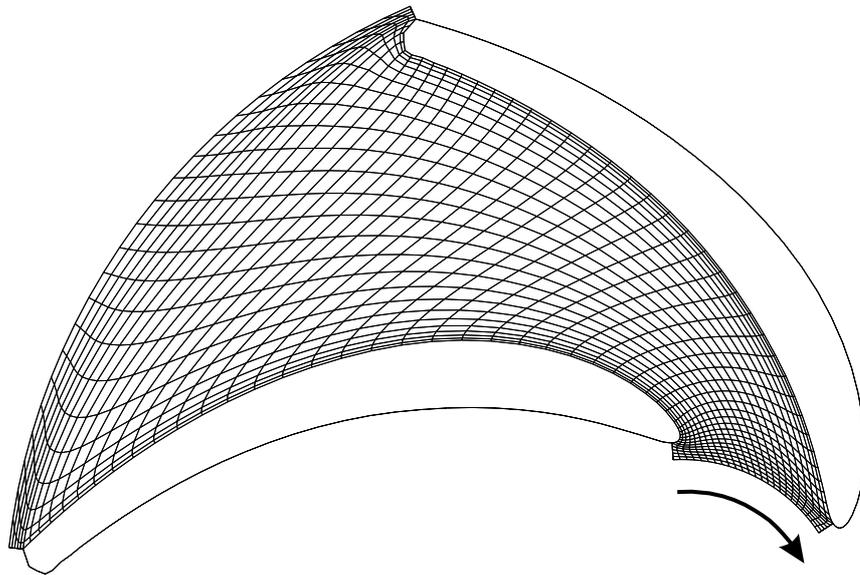


Bild 5.5: Rechennetz für einen Schaufelkanal; dargestellt ist die mittlere Strombahn

Als Auslegungspunkt wird entsprechend Tabelle 5.1 ein Volumenstrom von  $Q=6$  l/min und eine Drehzahl von  $n=2400$  U/min angenommen. Da die Blutpumpe später in einem relativ weiten Arbeitsbereich arbeiten soll, wird bei der Schaufelauslegung auf eine in dem gesamten Arbeitsbereich möglichst gute Strömungsführung geachtet. Die numerischen Strömungssimulationen werden stationär durchgeführt, als Koppelungsmodell zwischen dem bewegten Laufrad und dem stehenden Radseitenraum wird ein frozen-rotor interface verwendet, s. TASCFLOW [17]. In Bild 5.5 ist das Rechennetz für einen Schaufelkanal dargestellt. Die Auflösung in Strömungsrichtung beträgt 50 Knoten, davon liegen 42 auf der Schaufeloberfläche. Die Auflösung zwischen den Schaufeln beträgt 25 Knoten und die Anzahl der Strombahnen 15. Die räumliche Diskretisierung im Strömungsgebiet ist zweiter Ordnung genau. Damit keine zusätzlichen axialen Kräfte auf den Rotor ausgeübt werden, ist die Schaufel zweidimensional ausgeführt, d. h. die Schaufelkontur ändert sich nicht in axialer Richtung.

Als Bewertungskriterien für die Schaufeloptimierung in dem Betriebspunkt  $Q$  bzw. bei der Durchflußzahl  $\varphi$  werden die Förderhöhe  $H$  bzw. die Totaldruckzahl  $\Psi_t$ , die theoretische Totaldruckzahl  $\Psi_{t,th}$  und der hydraulische Wirkungsgrad  $\eta_h$  des

Laufrads herangezogen. Diese sind wie folgt definiert:

$$H = \frac{\Delta p_t}{\rho g}, \quad (5.2)$$

$$\varphi = \frac{4Q}{\pi D^2 u_2}, \quad (5.3)$$

$$\Psi_t = \frac{2gH}{u_2^2}, \quad (5.4)$$

$$\Psi_{t,th} = \frac{2\Delta(u c_u)}{u_2^2}, \quad (5.5)$$

$$\eta_h = \frac{\Psi_t}{\Psi_{t,th}}. \quad (5.6)$$

Tabelle 5.2 faßt die Ergebnisse der sieben besten Schaufelentwürfe zusammen. Dabei bezeichnet  $\Delta\varphi$  die Umschlingung,  $d_{max}$  die maximale Dicke des Schaufelprofils,  $\beta_{s1}$  den Schaufeleintrittswinkel und  $\beta_{s2}$  den Schaufelaustrittswinkel.

Tabelle 5.2: Vergleich der Ergebnisse von Rechnungen zum Entwurf einer Beschau-  
felung für  $\varphi=0.0127$ .

Nr.	Schaufeln	$\Delta\varphi$ [°]	$\beta_{s1}$ [°]	$\beta_{s2}$ [°]	$d_{max}$ [mm]	$H$ [m]	$\Psi_t$	$\Psi_{t,th}$	$\eta_h$ [%]
1	6	77.1	40.1	49.9	2.0	1.016	1.225	1.283	95.5
2	6	90.1	31.2	49.8	2.0	1.027	1.280	1.337	95.7
3	5	84.2	40.1	42.1	2.0	1.025	1.222	1.301	93.9
4	7	84.2	40.1	42.1	2.0	1.048	1.280	1.316	97.3
5	7	84.2	40.1	42.1	1.5	1.064	1.300	1.324	98.2
6	6	84.2	40.1	42.1	2.0	1.040	1.255	1.279	98.1
7	6	84.2	40.1	42.1	1.5	1.053	1.270	1.296	98.0

Die besten Ergebnisse werden mit den Variationen Nr. 5 und Nr. 6 erzielt, die beide einen hydraulischen Wirkungsgrad von über 98% erreichen. In Absprache mit dem DHM wird Variation Nr. 6 ausgewählt, da dieses Laufrad nur sechs Schaufeln aufweist und demnach die Hämolysegefahr geringer ist. In Bild 5.6 ist der Druckbeiwert  $c_p$  in Abhängigkeit von der bezogenen radialen Erstreckung  $r/r_2$  dieser Schaufelvariation dargestellt. Der Druckbeiwert ist definiert als:

$$c_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho \omega^2 r_2^2}. \quad (5.7)$$

Dabei bezeichnet  $p_{ref}$  den flächengemittelten Druck am Laufradeintritt.

Bild 5.6 zeigt, daß an der Schaufelnase noch eine Fehlanströmung vorliegt. Diese ist im Bereich der Nabe und in der Kanalmitte stärker ausgeprägt, als an der Deckscheibe. Grund hierfür ist die sehr ungleichförmige Zuströmung, vgl. Bild 5.4. Die

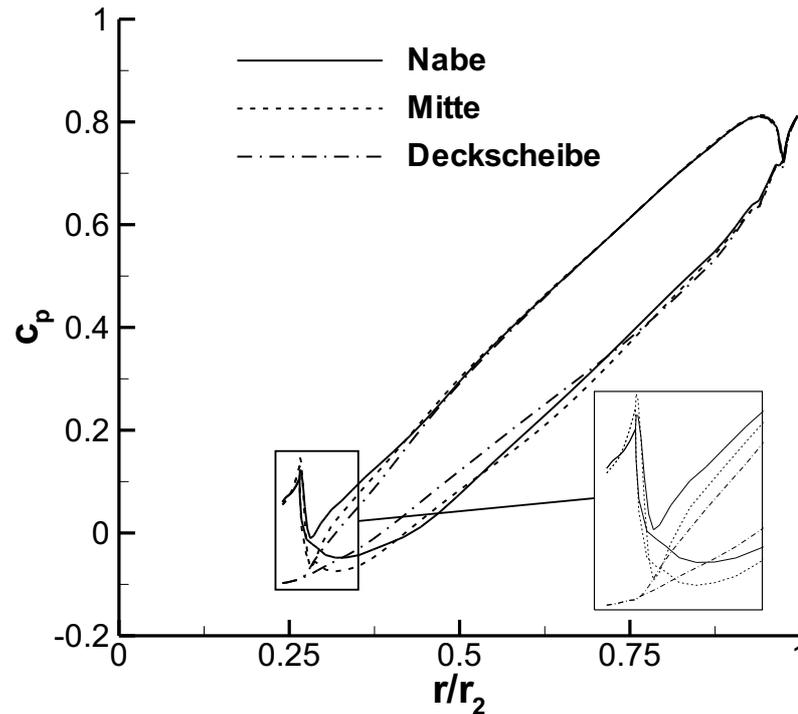


Bild 5.6: Verlauf der Druckbeiwerte als Funktion der bezogenen radialen Erstreckung für den Schaufelentwurf Nr. 6. Druckbeiwert für jeweils eine Strombahn in der Nähe der Nabe, der Kanalmitte und der Deckscheibe

Fehlanströmung könnte vermindert werden, indem man den Schaufeleintrittswinkel über der Schaufelhöhe variiert. Dieser Ansatz widerspricht jedoch der Vorgabe, daß die Schaufel eine zweidimensionale Form haben soll. In Bild 5.7a ist die umfangsgemittelte Radialgeschwindigkeit am Austritt eines Schaufelkanals als Funktion der bezogenen Kanalhöhe dargestellt. Die Verteilung ist, abgesehen von den Randbereichen nahe der Nabe und der Deckscheibe, zufriedenstellend gleichförmig. Gleiches gilt für die in Bild 5.7b dargestellte umfangsgemittelte Umfangsgeschwindigkeit am Austritt eines Schaufelkanals.

Die numerischen Simulationen zum Entwurf einer Beschauflung zeigen ferner, daß die im Auslegungspunkt geforderte Förderhöhe von 1.615 m bei 2400 U/min nicht erfüllbar ist. Diese Förderhöhe kann nur erreicht werden, wenn entweder der Laufraddurchmesser um ca. 25% vergrößert oder die Drehzahl erhöht wird. Da die Vorgabe einer kompakten Bauweise höher eingestuft wird als eine möglicherweise stärkere Blutschädigung, wird die Drehzahl für den Auslegungspunkt auf 3000 U/min erhöht.

### 5.3.3 Spirale

Beim Entwurf einer Spirale für eine Radialpumpe wird die Größe und die Form des Spiralenquerschnitts  $A_\varphi$  in Abhängigkeit des Umfangswinkels  $\varphi$  bestimmt. Für den Erstentwurf wird von einem linearen Zusammenhang zwischen den Spiralenquerschnitten und dem Umfangswinkel ausgegangen, d.h. konstante Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung. Dabei nimmt man an, daß die Geschwindigkeitsverteilung ähnlich ungleichförmig ist wie in einem geraden Rohr und rechnet mit

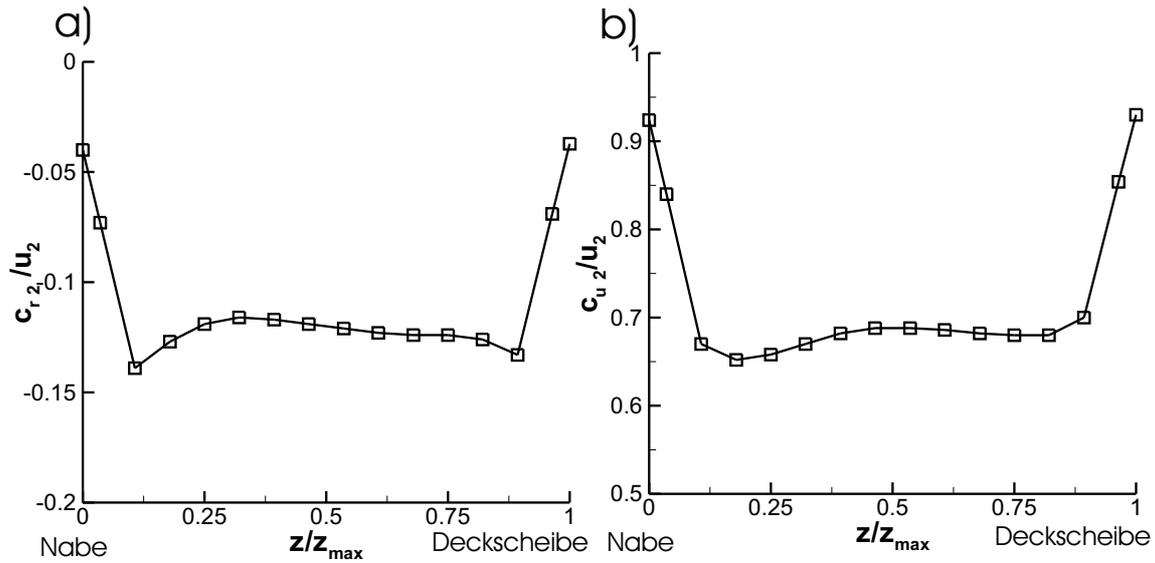


Bild 5.7: Bezogene umfangsgemittelte Geschwindigkeiten am Austritt des Schaufelkanals; a) Radialgeschwindigkeit und b) Umfangsgeschwindigkeit

einer mittleren Geschwindigkeit, die in jedem Querschnitt gleich ist. Damit ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Querschnitt  $A_0$  am Ende der Spirale einer Pumpe und einem beliebigen Querschnitt  $A_\varphi$ :

$$A_\varphi = A_0 \cdot \frac{\varphi}{360^\circ} \quad (5.8)$$

Der Querschnitt  $A_0$  wird nach BOHL [9] etwa 10% bis 20% kleiner, als der Querschnitt am Austritt des Spiralgehäuses gewählt. Die optimalen Größen der Spirale, d.h. Grundkreis, Spiralenhöhe und Form der Zunge, können letztlich nur durch Versuche oder numerische Simulationen ermittelt werden. Die Spiralegeometrie wird mit dem kommerziellen CAD<sup>1</sup> Softwarepaket CATIA [15] generiert und über ein Interface an den kommerziellen Netzgenerator ICEMCFD [30] übergeben. Das Rechengitter der Spirale wird anschließend in der CFD Software TASCFLOW [17] mit den Rechnetzen des Radseitenraums und des Laufrads verbunden. Die Verwendung dieser kommerziellen Programmsysteme ermöglicht ein hohes Maß an Flexibilität und das schnelle Generieren und Untersuchen einer Variation.

Bei der Auslegung der Spirale wurden zwei unterschiedliche Designs entworfen, die mit Design 1 und Design 2 bezeichnet werden. Von beiden Designs werden mehrere Variationen erzeugt und numerisch untersucht. Das Design 1 entspricht der klassischen Form einer Spirale mit einer Einschnürung zwischen Radseitenraum und Spirale und ist in Bild 5.8a dargestellt. Die Breite der Einschnürung entspricht der Schaufelhöhe am Laufradaustritt. Die Querschnitte der Spirale sind gegenwärtig noch rechteckig, was die Netzgenerierung und die Fertigung eines Prototyps vereinfacht. Zu einem späteren Zeitpunkt werden die Kanten der Spirale noch verrundet. Bei dem Design 2, s. Bild 5.8b, wird auf die Einschnürung verzichtet, die Spirale ist

<sup>1</sup>CAD=Computer Aided Design

somit ein Teil des Radseitenraums. Die Spiralenquerschnitte haben eine rechteckige Form mit einer konstanten Höhe. Die Änderung der Querschnittsflächen wird durch Ändern der radialen Ausdehnung bewirkt.

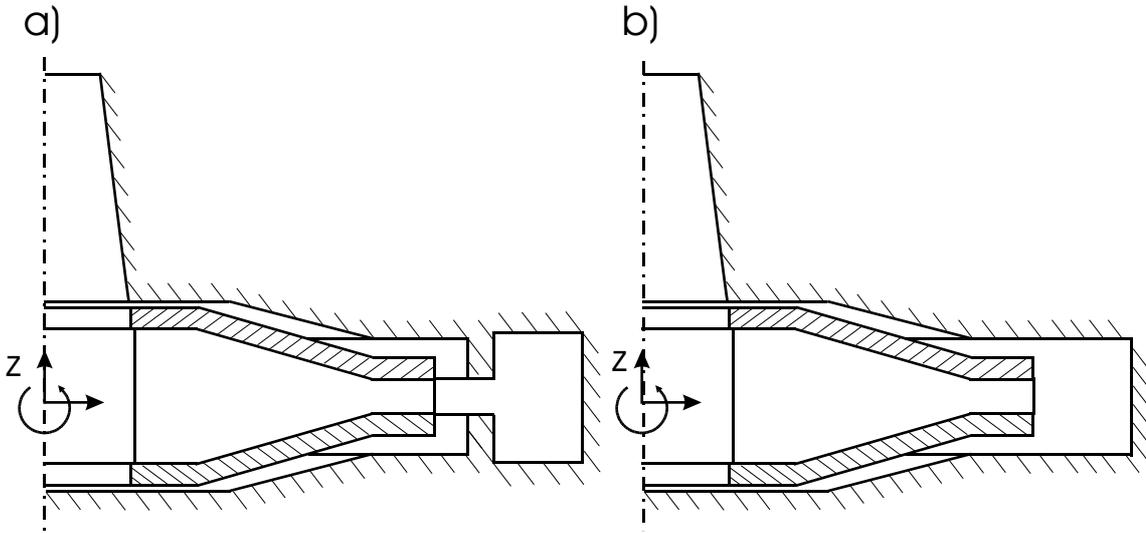


Bild 5.8: Prinzipskizzen der beiden Spiralendesigns; a) Design 1 mit Einschnürung zwischen Radseitenraum und Spirale und b) Design 2 ohne Einschnürung zwischen Radseitenraum und Spirale

Zur Konstruktion einer Spirale wird im CAD-System an neun über dem Umfang verteilten Positionen ein Querschnitt entlang des Grundkreises erzeugt und die Querschnitte anschließend verbunden. Der Durchmesser des Grundkreises, wie auch die Querschnittsfläche am Austritt des Spiralgehäuses, werden bei allen Variationen gleich belassen. Im Netzgenerator Icemcfd werden die Variationen des ersten Spiralendesigns mit ca. 130.000 Knoten vernetzt, die Variationen des zweiten Spiralendesigns mit ca. 160.000 Knoten. Die Radseitenraum- und Laufradnetze werden mit einem selbst entwickelten Netzgenerator erzeugt, wobei als Laufradbeschaukelung die Variation Nr. 6 aus Abschnitt 5.3.2 verwendet wird. Die numerischen Strömungsrechnungen werden stationär durchgeführt, zur Koppelung zwischen dem bewegtem Laufrad und dem stehendem Radseitenraum wird ein frozen-rotor interface verwendet. Als Betriebspunkt werden ein Volumenstrom von 6 l/min und eine Drehzahl von 3000 U/min angenommen. Zur Bewertung der verschiedenen Spiralenentwürfe werden außer der Förderhöhe  $H$  noch der auf den geförderten Volumenstrom  $Q$  bezogene Spaltvolumenstrom  $q_{spalte}$ , die hydraulische Leistung  $P_{hydr.}$  und die Wellenleistung  $P_{Welle}$  der Pumpe sowie der volumetrische Wirkungsgrad  $\eta_{vol}$  und der Gesamtwirkungsgrad  $\eta_{ges}$  herangezogen. Diese sind wie folgt definiert:

$$q_{spalte} = \frac{(Q_{Spalt,oben} + Q_{Spalt,unten})}{Q} \quad (5.9)$$

$$P_{hydr.} = \Delta p_{EA} \cdot Q \quad (5.10)$$

$$P_{Welle} = M \cdot \omega \quad (5.11)$$

$$\eta_{vol} = \frac{Q}{Q_{Rotor}} \quad (5.12)$$

$$\eta_{ges} = \frac{P_{hydr.}}{P_{Welle}} \quad (5.13)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta p_{EA}$  die statische Druckerhöhung zwischen Saugstutzeintritt und Spiralaustritt,  $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit und  $M$  das Antriebsmoment des Rotors. Letzteres wird gebildet aus der Summe der Kreuzprodukte aller auf die Rotoroberfläche wirkenden Druck- und Reibungskräfte und dem jeweiligen Abstand zur Rotationsachse. In Tabelle 5.3 und Tabelle 5.4 sind die Ergebnisse aller Variationen der beiden Spiralendesigns zusammengefaßt.

Für beide Spiralendesigns wird ein Erstentwurf erstellt und dann modifiziert. Bei Design 1 werden die Querschnitte der Spirale zuerst um 10% und 25% verkleinert, anschließend um 10% und 25% vergrößert. Außerdem wird noch eine Variation mit um 25% verkleinerten Querschnitten und einer weiter nach innen gezogenen Zunge erzeugt. Bei Design 2 werden die Querschnitte der Spirale zuerst um 10% und 25% verkleinert. Bei der anschließenden Variation 10 werden die Querschnitte des Erstentwurfs verwendet, aber die Zunge weiter nach außen gezogen, so daß der Abstand zwischen der Rotorhinterkante und der Zunge 5% des Laufraddurchmessers beträgt. Der Grund hierfür ist, daß sich der Rotor im Betrieb auch in radialer Richtung bewegen wird und deshalb der Abstand zur Zunge möglichst groß sein sollte, damit der Rotor nicht anstößt. Abschließend wird von dieser Version noch eine Variation mit verrundeten Kanten erzeugt.

Aus Tabelle 5.3 und Tabelle 5.4 geht hervor, daß die Form der Spirale nur einen geringen Einfluß auf die Leistungsdaten der Blutpumpe hat. Die Unterschiede zwischen den Variationen eines Designs liegen im Bereich der Rechengenauigkeit. Auch das Verrunden der Kanten von Variation 10 hat relativ geringe Auswirkungen, so daß man weiterhin mit der einfacher zu handhabenden eckigen Form arbeiten kann. Der Vergleich von Design 1 mit Design 2 zeigt, daß die erzielte Förderhöhe bei Design 2 etwas höher ist, als bei Design 1. Dies wird allerdings mit einer höheren Wellenleistung erkauft, so daß der Gesamtwirkungsgrad bei beiden Designs gleich bleibt. Schließlich wird die Spiralenvariante 10 gewählt, bei der der Abstand zwischen Rotoraußenseite und Zunge ausreichend groß und trotzdem noch eine kompakte Bauform möglich ist.

## 5.4 Numerische Modelle

Für die stationären und instationären numerischen Strömungssimulationen werden drei unterschiedlich stark abstrahierte Modelle der Blutpumpe verwendet. Es sind dies ein einfaches Modell des Radseitenraums (Modell A), bei dem der Rotor eine einfache Scheibe ist, ein Modell, das aus einem Schaufelkanal und der entsprechenden Teilung des Radseitenraums besteht (Modell B) und das komplette Modell der Blutpumpe, bestehend aus Radseitenraum, Laufrad und Spirale (Modell C). Der Grund für das Erstellen der beiden vereinfachten Geometriemodelle sind die Rechenzeiten. Tabelle 5.5 gibt eine Übersicht über den Rechenzeitbedarf bei stationären und instationären Simulationen für die drei numerischen Modelle. Für eine instationäre Simulation der Rotorstabilisierung sind etwa 1500 Zeitschritte erforderlich, bis sich

Tabelle 5.3: Vergleich der Ergebnisse von Rechnungen zum Entwurf einer Spirale; **Design 1** mit Einschnürung zwischen Radseitenraum und Spirale

<i>Nr.</i>	<i>Bemerkung</i>	$q_{spalte}$ [%]	$H$ [m]	$P_{hydr.}$ [W]	$P_{Welle}$ [W]	$\eta_{vol}$ [%]	$\eta_{ges}$ [%]
1	Erstentwurf	19.4	1.68	2.06	5.52	83.8	37.4
2	Querschnitte um 10% verkleinert	19.4	1.68	2.06	5.53	83.7	37.4
3	Querschnitte um 25% verkleinert	19.3	1.67	2.05	5.53	83.7	37.2
4	Querschnitte um 10% vergrößert	19.4	1.67	2.05	5.51	83.9	37.2
5	Querschnitte um 25% vergrößert	19.4	1.65	2.03	5.49	84.0	37.0
6	wie Nr.3 aber Zunge weiter nach innen	19.4	1.67	2.06	5.53	83.7	37.3

Tabelle 5.4: Vergleich der Ergebnisse von Rechnungen zum Entwurf einer Spirale; **Design 2** ohne Einschnürung zwischen Radseitenraum und Spirale

<i>Nr.</i>	<i>Bemerkung</i>	$q_{spalte}$ [%]	$H$ [m]	$P_{hydr.}$ [W]	$P_{Welle}$ [W]	$\eta_{vol}$ [%]	$\eta_{ges}$ [%]
7	Erstentwurf	20.1	1.75	2.13	5.54	82.8	38.6
8	Querschnitte um 10% verkleinert	19.8	1.73	2.12	5.62	83.6	37.7
9	Querschnitte um 25% verkleinert	19.7	1.66	2.05	5.59	84.7	36.6
10	wie Nr.7 aber Zunge weiter nach außen	20.1	1.72	3.43	5.63	83.4	37.4
11	wie Nr.10 aber Kanten verrundet	20.1	1.74	2.12	5.63	83.3	37.8

ein stationärer Zustand eingestellt hat. Die in Tabelle 5.5 gemachten Angaben beziehen sich auf einen Computer mit Pentium IV Prozessor und einer Taktfrequenz von 2.4 GHz, wobei die Rechenzeit für eine instationäre Simulation mit Modell C hochgerechnet wurde. Als Konvergenzkriterium wird eine Reduktion der Summennorm der Fehlerresiduen um mindestens vier Größenordnungen angenommen. Die konvektiven Terme in den Erhaltungsgleichungen werden bei allen Simulationen mit dem erster

Ordnung genauen UDS-Schema diskretisiert, siehe z.B. FERZIGER UND PERIĆ [23], da die numerischen Strömungssimulationen schlecht konvergieren.

Tabelle 5.5: Rechenzeiten für die drei numerischen Modelle

	Modell A	Modell B	Modell C
Anzahl Rechenknoten	24.800	83.590	510.000
stationäre Simulation (Tage)	0.2	0.5	1
instationäre Simulation (Tage)	3	60	400

Die Rechenzeiten lassen sich durch Aufteilen des Rechengebiets und Verteilen auf mehrere Prozessoren zwar deutlich reduzieren, betragen aber gegenwärtig noch mehrere Monate. Die drei Modelle werden im Folgenden kurz vorgestellt.

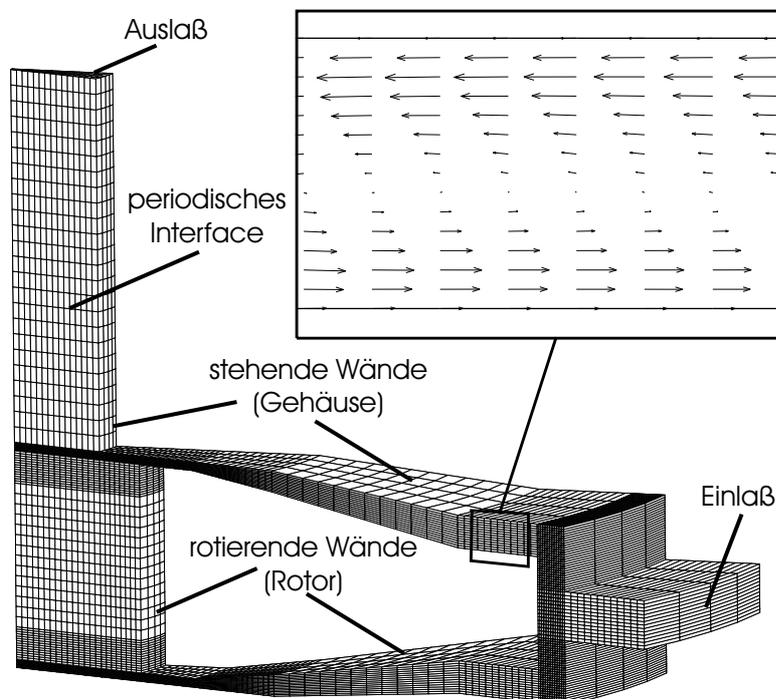


Bild 5.9: Rechennetz und verwendete Randbedingungen für das Modell A; der vergrößerte Ausschnitt zeigt die Strömungsvektoren im oberen Spalt

Bild 5.9 zeigt das Rechennetz von Modell A und die verwendeten Randbedingungen. Dieses Modell entspricht im Wesentlichen einer Tesla Pumpe, bei der Fluid nur durch Reibung an einer rotierenden Oberfläche gefördert wird. Um die für die Rotorstabilisierung entscheidende Strömung im Spalt richtig wiedergeben zu können, wird eine umgekehrte Strömungsrichtung vorgegeben. Das Fluid tritt in der mit Einlaß bezeichneten Fläche drallfrei ein, teilt sich dann in den oberen und den unteren Spaltstrom auf und verläßt das Rechengebiet durch den Saugstutzen. In den beiden Spalten wird Fluid durch die aufgeprägte Druckdifferenz in Nähe der stehenden Gehäusewand nach innen transportiert. Gleichzeitig wird Fluid in der Nähe der rotierenden Rotorwand aufgrund der Fliehkraft nach außen gefördert. In dem vergrößerten Ausschnitt in Bild 5.9 ist der Geschwindigkeitsverlauf im Spalt zu sehen. Der

Spaltvolumenstrom wird bei diesem Modell explizit am Einlaß vorgegeben. Da der Rotor als eine rotierende Scheibe modelliert wird, läßt sich die Rotationssymmetrie des Modells ausnützen und es genügt, einen Ausschnitt des Radseitenraums zu betrachten. Bei diesem einfachen numerischen Modell wäre auch eine zweidimensionale Betrachtung mit einem rotationssymmetrischen CFD-Code möglich, der aber am FLM nicht zur Verfügung steht. Mit diesem Modell lassen sich nur axiale Verschiebungen des Rotors untersuchen. Das Rechennetz besteht aus 24.800 Rechenknoten, wobei vor allem die beiden Spalte sehr fein aufgelöst werden. In vorangegangenen Untersuchungen zur Turbulenzmodellierung an diesem Modell hat sich gezeigt, daß alle eingesetzten Turbulenzmodelle ein sofortiges Laminarisieren der Strömung im Spalt vorhersagen, s. STEINBRECHER ET AL. [57]. Deshalb werden alle numerischen Simulationen mit diesem Modell unter laminaren Strömungsbedingungen durchgeführt.

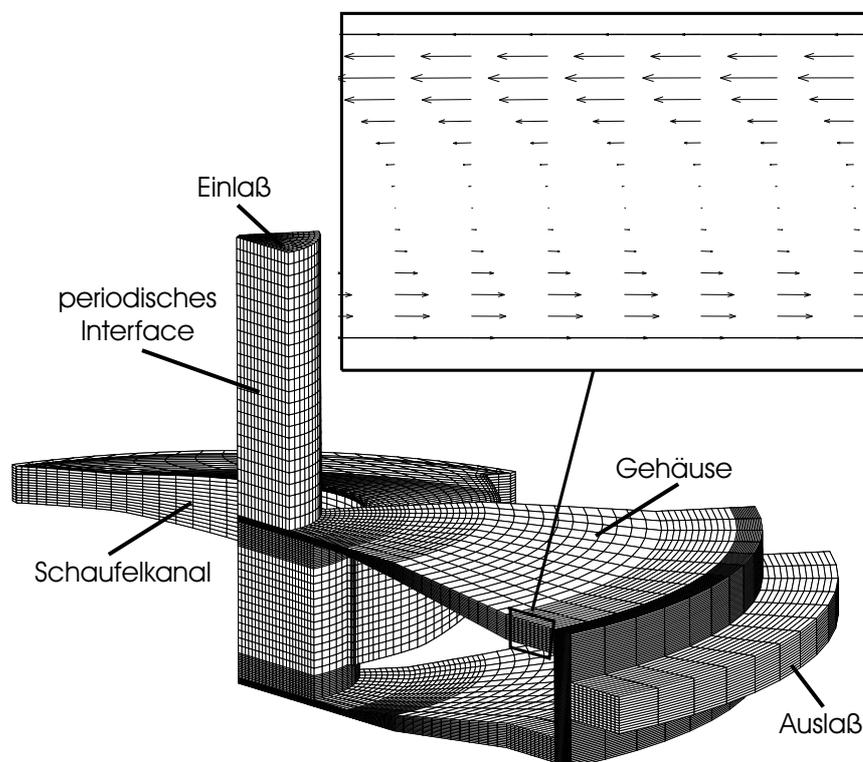


Bild 5.10: Rechennetz und verwendete Randbedingungen für das Modell B; der vergrößerte Ausschnitt zeigt die Strömungsvektoren im oberen Spalt

Bild 5.10 zeigt das Rechennetz und die Randbedingungen von Modell B, das aus einem Schaufelkanal und einer 60°-Teilung des Radseitenraums besteht. Bei diesem Modell wird der Spaltvolumenstrom nicht explizit vorgegeben, sondern ist eine Folge der im Schaufelkanal aufgebauten Druckdifferenz und somit abhängig von der Drehzahl des Rotors. Um die Rotationssymmetrie ausnützen zu können, wird anstelle der Spirale ein kurzer Radialdiffusor verwendet. Deshalb können auch mit diesem Modell nur axiale Verschiebungen des Rotors behandelt werden. Der Schaufelkanal ist mit 18.750 Rechenknoten aufgelöst, der Radseitenraum mit 64.840 Knoten. Bei den Strömungssimulationen mit diesem Modell wird zur Turbulenzmodellierung das nichtlineare Low-Reynolds-Number Turbulenzmodell von LIEN ET AL. [35] verwendet.

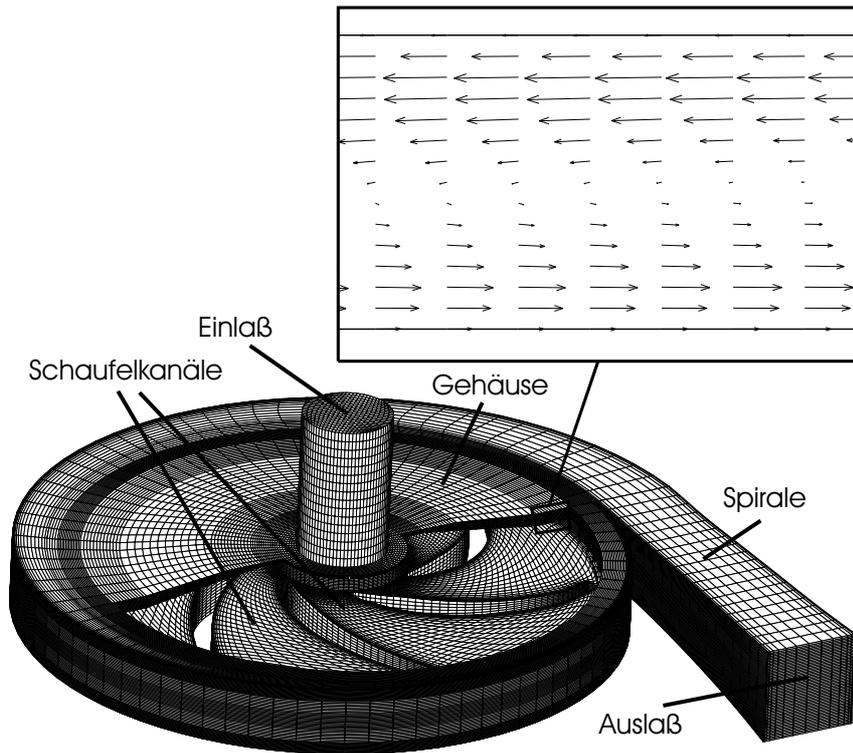


Bild 5.11: Rechennetz und verwendete Randbedingungen für das Modell C; der vergrößerte Ausschnitt zeigt die Strömungsvektoren im oberen Spalt

Bild 5.11 zeigt das Rechennetz und die Randbedingungen des unvereinfachten Gesamtmodells der Blutpumpe, das mit Modell C bezeichnet wird. Das Modell besteht aus dem gesamten Radseitenraum, der Laufradbeschaukelung mit allen sechs Schaufelkanälen und der Spirale. Zur besseren Visualisierung sind Teile des oberen und des unteren Spaltes nicht dargestellt. Auch bei diesem Modell ist der Spaltvolumenstrom abhängig von der Drehzahl des Rotors. Das Modell ist mit insgesamt 510.000 Knoten vernetzt; dabei entfallen 267.000 Knoten auf den Radseitenraum, 127.725 Knoten auf den Rotor und 115.275 Knoten auf die Spirale. Mit diesem Modell können sowohl axiale als auch radiale Verschiebungen und das Kippen des Rotors behandelt werden. Die Modellierung der Turbulenz erfolgt ebenfalls mit dem Modell nach LIEN ET AL. [35].

Die Auflösung in axialer und radialer Richtung im Radseitenraum ist bei allen drei Modellen gleich. Um die Modellierungsfehler der beiden vereinfachten Modelle abschätzen zu können, ist in Bild 5.12b für die drei Modelle die Differenz zwischen dem Druck im unteren Spalt  $p$  und dem Druck an der Innenseite der Drosselstelle  $p(r_1)$ , bezogen auf den Referenzdruck  $p_{ref}$ , dargestellt. Letzterer wird mit der Umfangsgeschwindigkeit  $u_2$  gebildet, s. Bild 5.12a.

$$p_{ref} = \frac{\rho}{2} u_2^2 \quad (5.14)$$

Die auf der Abszisse aufgetragene bezogene Lauflänge  $\zeta$  ist wie folgt definiert:

$$\zeta = \frac{r - r_1}{r_2 - r_1} \quad (5.15)$$

Die Drosselstelle im Spalt beginnt bei  $\zeta = 0$  und endet bei  $\zeta \approx 0.2$ . Die Spaltgeometrie ist bei allen drei Modellen identisch, der Gesamtvolumenstrom beim Modell A entspricht der Summe der Spaltvolumenströme aus einer Rechnung mit dem Modell C.

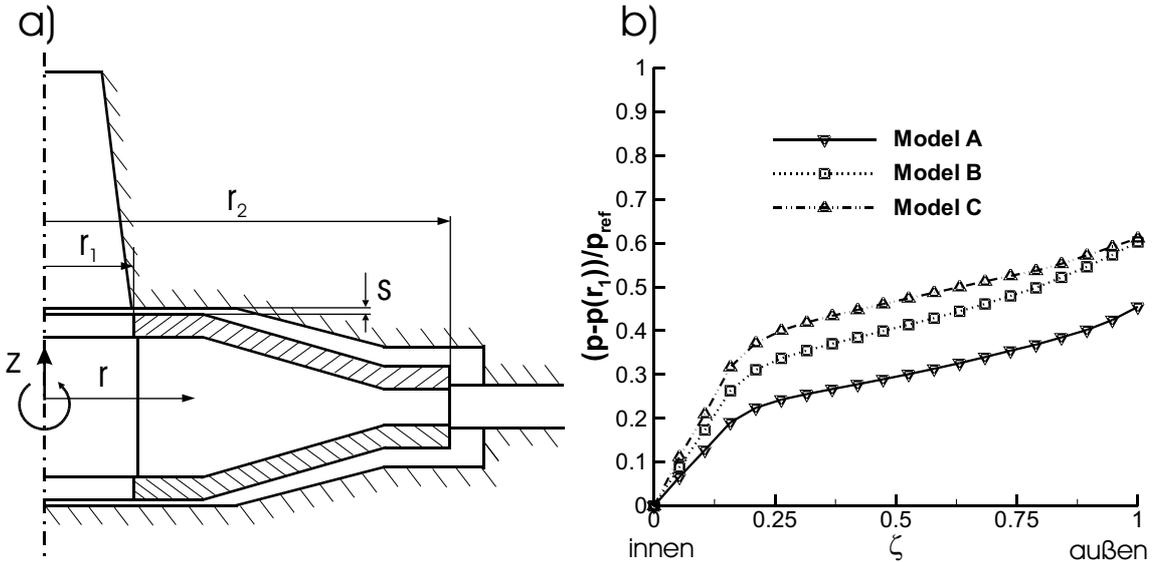


Bild 5.12: Vergleich der drei numerischen Modelle; a) Prinzipskizze mit den verwendeten Bezeichnungen und b) Druckabfall im unteren Spalt

Bild 5.12b zeigt, daß die Änderung des bezogenen statischen Drucks über der Spaltlänge von den beiden vereinfachten Modellen qualitativ richtig wiedergegeben wird. Quantitativ sind jedoch Unterschiede zwischen den Modellen erkennbar. Die maximalen Abweichungen sind bei  $\zeta \approx 0.5$  und betragen 37% zwischen dem Modell C und dem Modell A, bzw. 13% zwischen dem Modell C und dem Modell B. Ursachen für die Abweichungen zwischen den drei Modellen sind beispielsweise der durch das Laufrad erzeugte Drall, mit dem die Strömung in den Radseitenraum eintritt und der bei dem einfachen Radseitenraummodell fehlt. Außerdem ist die Spaltgeometrie an der Rotoraußenseite bei den beiden vereinfachten Modellen anders, da hier keine Spirale sondern ein kurzer Radialdiffusor verwendet wird. Somit ist das Modell A zwar für schnelle Parameterstudien geeignet, für eine sichere Beurteilung sollte jedoch eines der beiden höherwertigen Modelle verwendet werden.

# Kapitel 6

## Ergebnisse

Die Vorstellung der Ergebnisse gliedert sich in drei Abschnitte. Im ersten Abschnitt sind die Ergebnisse von stationären numerischen Strömungssimulationen mit NS3D zusammengefaßt. Das axiale Stabilisierungsverhalten des Rotors läßt sich durch ein geschicktes Design des Radseitenraums positiv beeinflussen. Deshalb wird der Radseitenraum in Hinblick auf hohe hydrodynamische Rückstellkräfte optimiert. Da sich der Rotor im späteren Betrieb frei innerhalb des Gehäuses bewegen soll, wird zudem überprüft, welche Auswirkungen das radiale Verschieben und das Kippen des Rotors auf das Stabilitätsverhalten haben. Auch die Variation einiger Betriebsparameter und deren Einfluß auf die Rotorstabilisierung werden untersucht.

Da die Rotorstabilisierung der Blutpumpe dynamisch untersucht werden soll, müssen die numerischen Strömungssimulationen zum Teil zeitecht durchgeführt werden. Für diese Simulationen wird das in Abschnitt 3.1 vorgestellte Programmsystem verwendet, die Ergebnisse werden im zweiten Abschnitt diskutiert. Die Rotorstabilisierung wird unter Verwendung aller drei Geometriemodelle numerisch simuliert und die Ergebnisse soweit möglich mit Messungen verglichen. In erster Linie werden axiale Verschiebungen des Rotors untersucht. Abschließend wird noch eine Simulation vorgestellt, bei der sich der Rotor auch in radialer Richtung bewegen kann.

Im dritten Abschnitt wird das Ausmaß an Blutschädigung in der entwickelten Pumpe aus den Ergebnisdaten numerischer Strömungssimulationen berechnet und die Belastung von Blutzellen auf dem Weg durch die Pumpe ermittelt.

### 6.1 Stationäre Simulationen

#### 6.1.1 Stationäre Simulationen mit dem Modell A

Bei den in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnissen von stationären numerischen Simulationen wird das in Bild 5.9 gezeigte Modell A verwendet und nur eine axiale Verschiebung des Rotors zugelassen. Bei den stationären Rechnungen zur Rotorstabilisierung wird der Rotor axial ausgelenkt und für jede Rotorposition eine stationäre

Strömungssimulation durchgeführt. Anschließend werden die Druck- und Reibungskräfte in axialer Richtung auf allen Rotorflächen aufintegriert und die resultierende hydrodynamische Kraft  $F$  berechnet. Bild 6.1a zeigt die bezogene axiale Kraft  $F/F_{ref}$  als Funktion der bezogenen axialen Position  $z/s$  für eine Geometrie, bei der die Meridiankontur der Rotoraußenseite parallel zur Kontur der Gehäuseinnenseite ist, s. Bild 5.1a, und für eine Geometrie mit einer Drosselstelle an der Innenseite der Spalte, s. Bild 5.1b. Als Referenzgröße wird die mit dem Referenzdruck und der Rotorquerschnittsfläche gebildete Kraft  $F_{ref}$

$$F_{ref} = p_{ref} \cdot A_{ref} = \frac{\rho}{2} u_2^2 \pi (r_2^2 - r_1^2) \quad (6.1)$$

verwendet, s. Bild 5.12a. Die numerisch oder experimentell bestimmten Kräfte beziehen sich immer auf eine volle  $360^\circ$  Teilung, auch wenn nur ein periodischer Ausschnitt gerechnet wurde.

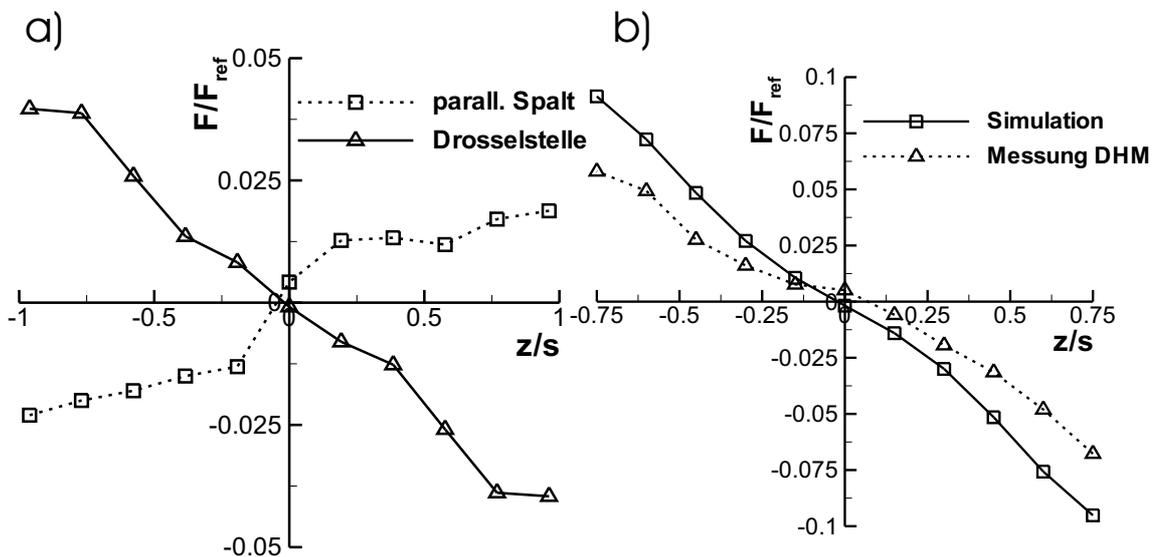


Bild 6.1: Stationäre Simulationen mit Modell A; a) Bezogene Axialkraft als Funktion der relativen Rotorposition und b) Vergleich von Meß- und Simulationsdaten für die Geometrie mit Drosselstelle

Zur Verifizierung des in Abschnitt 5.1 beschriebenen Stabilisierungseffektes werden jeweils eine Reihe stationärer numerischer Strömungssimulationen mit den beiden in Bild 5.1 angegebenen Geometrien und axial ausgelenktem Rotor durchgeführt. Das Bild 6.1a zeigt, daß bei einer Geometrie mit parallelem Spalt zwischen Rotor und Gehäuse eine Verschiebung des Rotors in positiver axialer Richtung eine positive Axialkraft hervorruft. Diese beschleunigt den Rotor weiter in Richtung der Auslenkung, d. h. es werden keine stabilisierenden hydrodynamischen Kräfte erzeugt, die den Rotor in die Ausgangslage zurückbringen könnten. Wird dagegen eine Geometrie mit einer Drosselstelle an der Innenseite des Rotors verwendet, so ergibt sich bei einer positiven axialen Verschiebung eine negative axiale Kraft. In diesem Fall bewirkt die hydrodynamische Kraft eine Rückstellung des Rotors in eine stabile Mittellage.

Begleitend zu den numerischen Untersuchungen wird der Stabilisierungseffekt mit dem Modell A am DHM auch experimentell untersucht. Der für die Rückströmung in der Nähe der Gehäusewand nötige Gegendruck wird von einer zweiten Pumpe aufgebracht. An dem Versuchsstand können der Volumenstrom, die Drehzahl, das Drehmoment, der statische Druck im Spalt an drei Positionen, die axiale Kraft auf den Rotor und die axiale Position des Rotors gemessen werden. Eine detaillierte Beschreibung des Meßaufbaus ist in ATTIA [5] und BREITENBACH [12] enthalten.

In Bild 6.1b ist die durch Messungen bestimmte bezogene Axialkraft auf den Rotor für die Geometrie mit Drosselstelle in Abhängigkeit der bezogenen axialen Auslenkung dargestellt. Diesen Daten sind Ergebnisse aus numerischen Simulationen gegenüber gestellt. Das Bild zeigt, daß die experimentellen und die numerischen Ergebnisse bei kleinen Auslenkungen noch relativ gut übereinstimmen, die Abweichungen zwischen den beiden Kurven bei größeren Auslenkungen aber immer größer werden. Die Ursachen für die Abweichungen können sowohl auf der numerischen als auch auf der experimentellen Seite liegen. So wird bei den numerischen Untersuchungen von einer gleichförmigen drallfreien Zuströmung ausgegangen, was nicht der Realität im Experiment entspricht. Vielmehr liegt hier eine sehr komplexe Zuströmung vor, die aber aus Rechenzeitgründen nicht aufgelöst wird. Als mögliche Fehlerursachen auf der experimentellen Seite sind zu nennen, daß die Betriebsvolumenströme i. d. R. wenige Liter pro Minute betragen und dementsprechend unsicher zu messen sind. Außerdem ist es schwierig, die axiale Position des Rotors exakt einzustellen, da die Verfaherweite zwischen  $z/s = 0$  und  $z/s = 1$  nur 0.2 mm beträgt. Dennoch geben sowohl die experimentellen als auch die numerischen Untersuchungen den Trend klar wieder. Eine axiale Verschiebung des Rotors ruft eine der Verschiebung entgegen gerichtete hydrodynamische Kraft hervor, die den Rotor wieder in seine stabile Mittellage zurück bringt.

### 6.1.2 Stationäre Simulationen mit dem Modell B

Für die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse von stationären numerischen Simulationen wird das in Bild 5.10 gezeigte Modell B verwendet. In Bild 6.2a ist die bezogene axiale Kraft auf den Rotor als Funktion der relativen axialen Position und der Drehzahl dargestellt. Der eingestellte Fördervolumenstrom beträgt 6 l/min. In dieser bezogenen Darstellung ist die Axialkraft kaum von der eingestellten Drehzahl abhängig. Wählt man dagegen eine dimensionsbehaftete Darstellung, so wird die Axialkraft mit zunehmender Auslenkung und Drehzahl größer. Dies wird von BREITENBACH [12] durch Messungen an einer ähnlichen Geometrie bestätigt.

Im Fall axialer Verschiebungen sind die stabilisierend wirkenden hydrodynamischen Kräfte auf den Rotor größer, als die in Bild 5.3a gezeigten destabilisierend wirkenden magnetischen Kräfte. Die Größe der hydrodynamischen Kräfte hängt außer von den Betriebsparametern Drehzahl und Fördervolumenstrom auch von der Spaltgeometrie des Radseitenraums ab. Durch Optimieren der Spaltgeometrie wird die Steifigkeit des Systems verbessert, d. h. möglichst hohe hydrodynamische Rückstellkräfte erzielt. Im Folgenden werden verschiedene Spaltabmessungen variiert und deren Einfluß auf die hydrodynamischen Kräfte ermittelt. Bei allen Simulationen wird ein

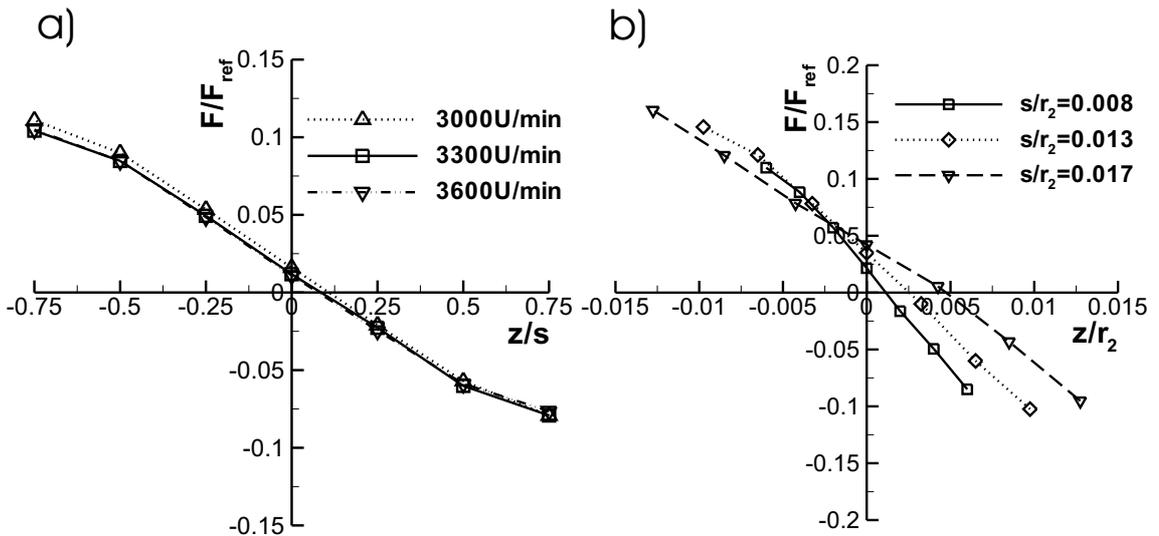


Bild 6.2: Stationäre Simulationen mit Modell B; a) Bezogene Axialkraft für verschiedene Drehzahlen über der relativen Spaltweite und b) Bezogene Axialkraft für verschiedene relative Spalthöhen an der Drosselstelle

Betriebsvolumenstrom von 6 l/min und eine Drehzahl von 3000 U/min angenommen und der Rotor in einem Bereich von  $-0.75 \leq z/s \leq 0.75$  axial ausgelenkt.

Die erste geometrische Größe, deren Einfluß auf die Rotorstabilisierung untersucht wird, ist die Spalthöhe  $s$  an der Drosselstelle. Es werden sieben Modelle mit unterschiedlichen Spalthöhen an der Drosselstelle erzeugt. Die Meridiankontur des Rotors wird nicht verändert und die Variation von  $s$  wird über ein Aufweiten des Gehäuses erzielt. In Bild 6.3a ist eine Prinzipskizze des Modells angegeben, aus der die Spalthöhe an der Drosselstelle und der Rotoraußenradius  $r_2$  hervorgehen. Bild 6.2b zeigt, wie sich die auf die Referenzkraft aus Gleichung 6.1 bezogene Axialkraft in Abhängigkeit der auf den Rotoraußenradius bezogenen axialen Auslenkung für verschiedene Spalthöhen an der Drosselstelle verhält. Mit abnehmender Spalthöhe an der Drosselstelle steigt bei einer bestimmten axialen Auslenkung die resultierende Kraft auf den Rotor. Um zu beurteilen, welche Geometrie die höchste Steifigkeit aufweist, wird der Gradient der Kurven aus Bild 6.2b, zwischen einer axialen Auslenkung um 50% des maximalen Verfahrwegs nach oben und 50% des maximalen Verfahrwegs nach unten, berechnet. In diesem Bereich ist der Verlauf der Kurven nahezu linear, außerdem soll sich der Rotor im späteren Betrieb vorzugsweise in diesem Gebiet bewegen. Wird der Gradient der Kurven in Abhängigkeit der auf den Rotoraußenradius bezogenen Spalthöhe im unausgelenkten Zustand aufgetragen, so ergibt sich der in Bild 6.3b gezeigte Verlauf. Die Kurve verläuft bis  $s/r_2 = 0.009$  noch relativ flach und fällt anschließend mit zunehmender Spalthöhe linear ab. Messungen am DHM zeigen ebenfalls, daß bei moderaten axialen Auslenkungen bei einer Konfiguration mit einer geringen Spaltweite an der Drosselstelle größere hydrodynamische Rückstellkräfte erzielt werden können, als mit einer großen Spaltweite.

Die zweite geometrische Abmessung, die in Zusammenhang mit der axialen Rotorstabilisierung untersucht wird, ist die radiale Länge der Drosselstelle. Hierfür werden fünf Geometriemodelle generiert, wobei der Eintrittsradius des Rotors und die

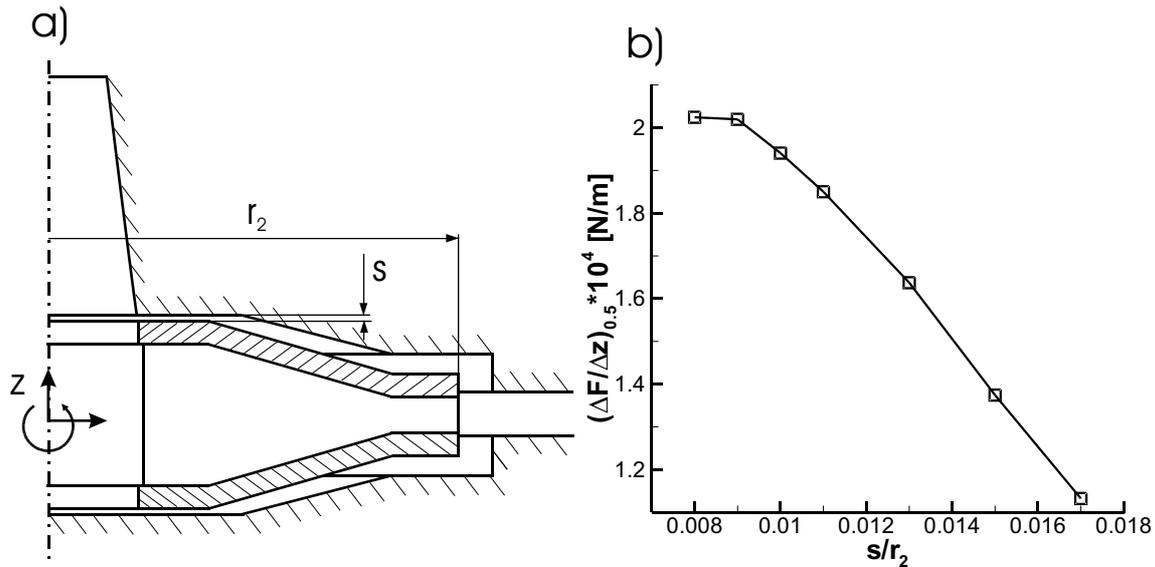


Bild 6.3: Stationäre Simulationen mit Modell B; a) Prinzipskizze der Spalthöhe  $s$  an der Drosselstelle und b) Axiale Steifigkeit als Funktion der relativen Spaltweite

Grundform des Radseitenraums beibehalten und der Abstand  $l$  in Bild 6.4a variiert wird. In Bild 6.4b ist aufgezeigt, wie sich die hydrodynamischen Kräfte auf den Rotor in Abhängigkeit von der auf den Rotorausradius bezogenen radialen Erstreckung der Drosselstelle verändern. Wieder wird die Steigung der Kraft-Verschiebung Kurven zwischen einer axialen Auslenkung um 50% des maximalen Verfahrwegs nach oben und 50% des maximalen Verfahrwegs nach unten berechnet und als Funktion der relativen Spaltlänge  $l/r_2$  aufgetragen. Bild 6.4b zeigt, daß die Länge der Drosselstelle einen sehr viel geringeren Einfluß auf die hydrodynamischen Kräfte hat, als die Spalthöhe. Die Kurve fällt mit steigender Spaltlänge an der Drosselstelle leicht ab, wobei die Abnahme weniger als 5% beträgt. Für die hydrodynamischen Kräfte auf den Rotor ist es somit unerheblich, wie lang die radiale Erstreckung der Drosselstelle ist. In Hinblick auf möglichst geringe Blutschädigung sollte deshalb die radiale Erstreckung der Drosselstelle möglichst klein gewählt werden.

Die dritte geometrische Größe, die Auswirkungen auf das Stabilisierungsverhalten des Rotors hat, ist die radiale Positionierung der Drosselstelle im Spalt. In Bild 6.5a ist der innere Radius der Drosselstelle  $r_{D1}$  und der Rotoreintrittsradius  $r_1$  dargestellt. Bei dieser Versuchsreihe ist die radiale Erstreckung der Drosselstelle konstant, wie auch die Spalthöhe an der Drosselstelle. Variiert wird der Radius  $r_{D1}$  so, daß die Drosselstelle radial nach außen verschoben wird. Damit trotz des Verschiebens der Drosselstelle im Spalt die Länge der Drosselstelle konstant bleibt, wird am Rotoreintritt eine Fase vorgegeben, so daß sich der Spalt nach der Drosselstelle wieder aufweitet, s. Bild 6.5a. Bild 6.5b zeigt, daß die Position der Drosselstelle im Spalt Auswirkungen auf die hydrodynamischen Kräfte auf den Rotor hat. Bei einem Verhältnis von  $r_{D1}/r_1 = 1$  befindet sich die Drosselstelle direkt am Rotoreintritt. Wird die Drosselstelle im Spalt radial nach außen verschoben, wird die Steifigkeit größer und erreicht bei  $r_{D1}/r_1 = 1.25$  ein Maximum. Das radiale Verschieben der Drosselstelle im Spalt hat, außer der Erhöhung der Axialkräfte auf den Rotor, einen

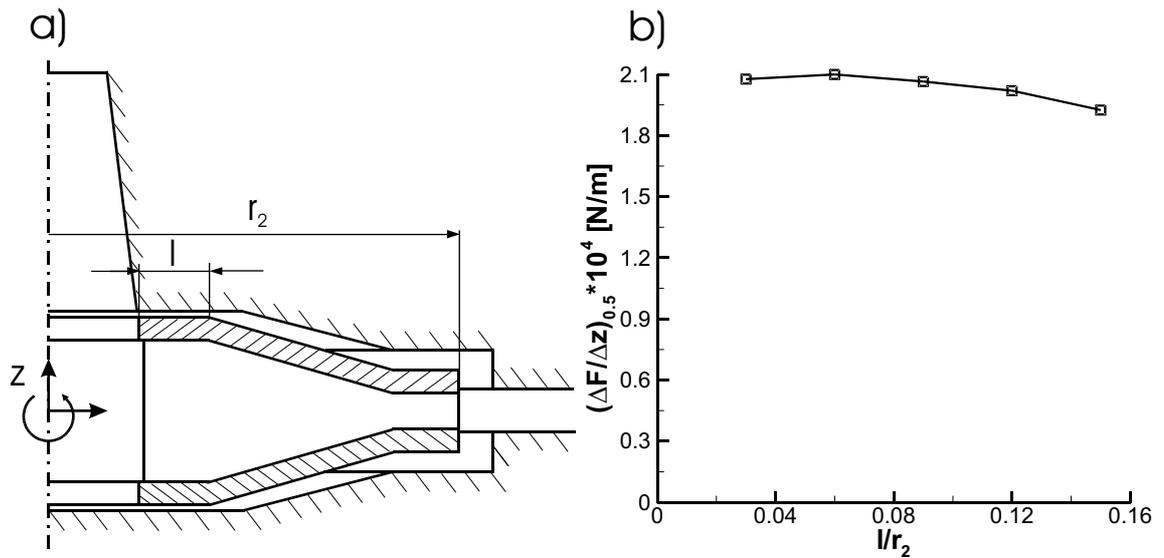


Bild 6.4: Stationäre Simulationen mit Modell B; a) Prinzipskizze der Spaltlänge  $l$  der Drosselstelle und b) Axiale Steifigkeit als Funktion der relativen Spaltlänge

weiteren positiven Effekt, auf den an dieser Stelle bereits hingewiesen werden soll. Der Rotor soll sich im späteren Betrieb vollkommen frei im Gehäuse bewegen können, d. h. er kann sich auch um eine Achse senkrecht zur Rotationsachse drehen. Wird dieser Drehwinkel zu groß, kann es passieren, daß die Magneten an der Außenseite des Rotors an den Permanentmagneten auf der Ober- und Unterseite des Gehäuses haften. Dieses unerwünschte Verkappen des Rotors wird reduziert, wenn die Drosselstelle weiter außen im Spalt liegt, weil der Rotor dann im Bereich der Drosselstelle am Gehäuse anstößt.

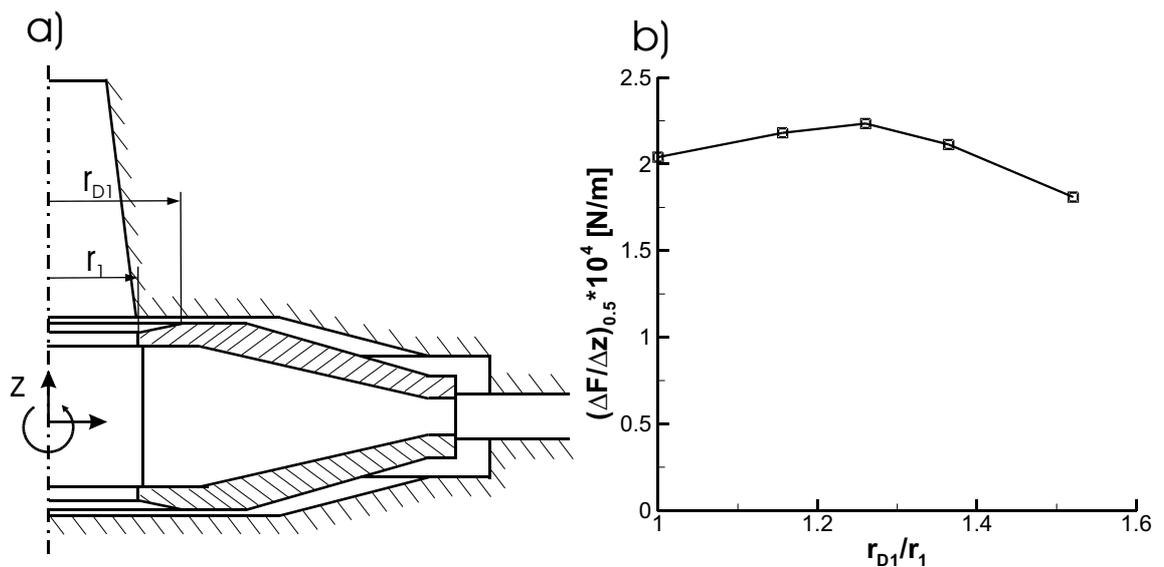


Bild 6.5: Stationäre Simulationen mit Modell B; a) Prinzipskizze der radialen Positionierung der Drosselstelle  $r_{D1}$  und b) Axiale Steifigkeit als Funktion der relativen Positionierung

Die vierte geometrische Abmessung, die untersucht wird, ist die Spalthöhe  $h$  am Außendurchmesser des Rotors. Bei dieser Versuchsreihe bleibt die Geometrie der Drosselstelle konstant, und an der Rotorhinterkante wird das Gehäuse axial aufgeweitet, s. Bild 6.6a. Der Einfluß der Spalthöhe am Rotorausendurchmesser auf die Steifigkeit ist in Bild 6.6b dargestellt. Das Bild zeigt, daß eine Variation von  $h$  nur einen geringen Einfluß auf die hydrodynamischen Kräfte auf den Rotor hat. Nach einem leichten Anstieg bis  $h/r_2 = 0.05$  flacht die Kurve wieder ab. Ein Vergrößern der Spalthöhe an der Rotorhinterkante hat zwar kaum Einfluß auf die hydrodynamischen Axialkräfte, dafür aber einen großen Einfluß auf die magnetischen Kräfte. Je größer die relative Spaltweite  $h/r_2$  ist, desto weiter ist der magnetische Rotor von den Permanentmagneten auf der Gehäuseober- und Unterseite entfernt und desto geringer sind die destabilisierend wirkenden magnetischen Axialkräfte. Allerdings hat ein Vergrößern des Spalts zwischen dem Rotor und den Magneten negative Auswirkungen auf den Motorwirkungsgrad. Aus diesem Grund sollte die Spalthöhe  $h$  primär durch die Anforderungen an den elektrischen Antrieb des Motors bestimmt werden.

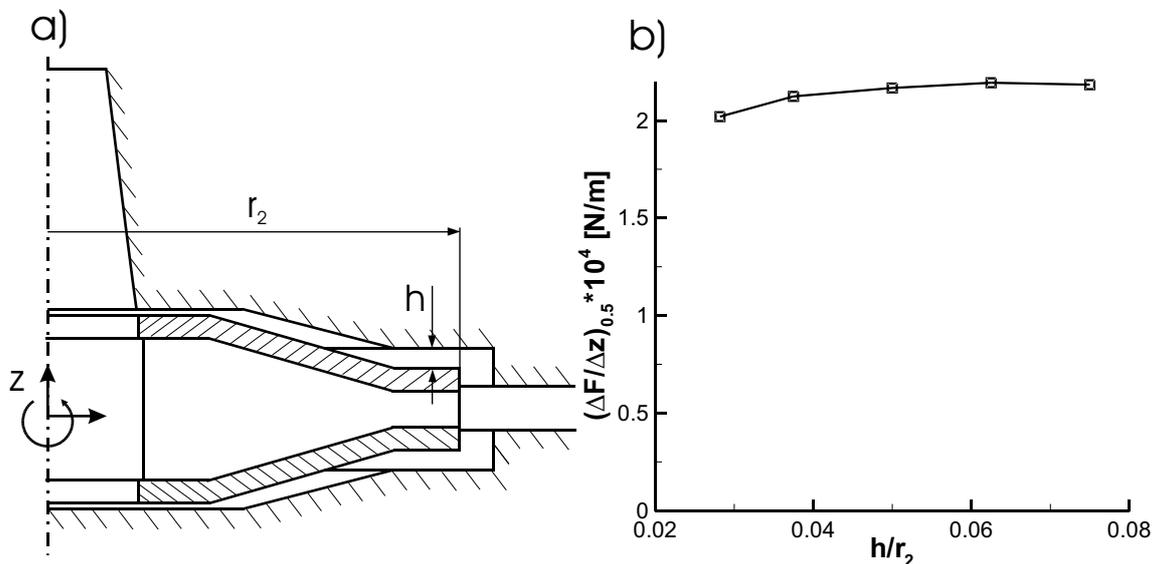


Bild 6.6: Stationäre Simulationen mit Modell B; a) Prinzipskizze der Spalthöhe am Rotorausendurchmesser und b) Axiale Steifigkeit als Funktion der relativen Spalthöhe

Als fünfter und letzter Parameter wird untersucht, welche Auswirkungen es hat, wenn der obere und der untere Drosselspalt eine unterschiedliche radiale Erstreckung haben. Der Hintergrund dieser Studie ist, daß sich der Rotor im Normalbetrieb nicht in der Mitte zwischen den Gehäusewänden stabilisieren wird. Die Ursache hierfür ist die Unsymmetrie des Gehäuses, denn der Saugstutzen befindet sich auf der Oberseite des Gehäuses. Durch unterschiedlich lange Drosselstellen kann der Rotor so justiert werden, daß er sich im Normalbetrieb in der Gehäusemitte befindet und bei auftretenden Störungen, z. B. plötzlichen Beschleunigungen durch Bewegungen des Patienten, ausreichend Spielraum hat. Bild 6.7a zeigt eine Prinzipskizze der Geometrie, in der der obere Drosselspalt länger ist als der untere. Die radiale Erstreckung der oberen Drosselstelle wird mit  $l_o$  bezeichnet, die der unteren mit  $l_u$  und  $l$  ist die

Länge, wenn beide Drosselstellen gleich lang sind, vgl. Bild 6.4. Das Bild 6.7b zeigt den Verlauf der bezogenen Axialkraft, wenn der Rotor in der Mitte des Gehäuses ist, als Funktion der bezogenen Differenz der Spaltlängen an der unteren und der oberen Drosselstelle. Die Kurve zeigt, daß bei einer symmetrischen Rotorgeometrie,  $(l_u - l_o)/l = 0$ , auf den Rotor eine positive Axialkraft wirkt, wenn er sich in der Mitte des Gehäuses befindet. Der Rotor wird sich im Betrieb somit etwas oberhalb der Gehäusemitte einstellen. Wenn die Länge der oberen Drosselstelle beibehalten und die untere Drosselstelle verkürzt wird, d. h.  $(l_u - l_o)/l < 0$ , wird die Axialkraft in der Mittellage geringer und der Rotor wird sich etwas weiter in der Gehäusemitte stabilisieren. Wird umgekehrt die Länge der unteren Drosselstelle beibehalten und die obere Drosselstelle verkürzt, d. h.  $(l_u - l_o)/l > 0$ , so wird die Axialkraft in der Mittellage größer.

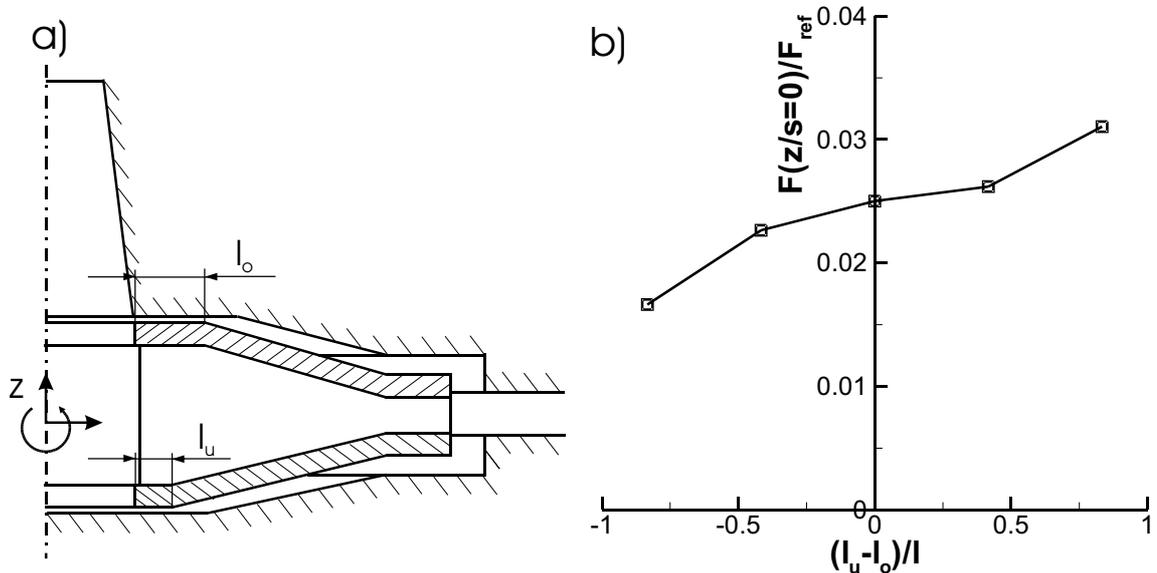


Bild 6.7: Stationäre Simulationen mit Modell B; a) Prinzipskizze bei unterschiedlichen Längen der Drosselstellen und b) Bezogene Axialkraft bei mittiger Lage des Rotors  $z/s = 0$

Zusammenfassend läßt sich zu den in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnissen sagen, daß für eine axiale Rotorstabilisierung die hydrodynamischen Kräfte auf den Rotor möglichst groß sein müssen. Diese Kräfte können durch ein intelligentes Design des Radseitenraums deutlich gesteigert werden. Bei diesen Untersuchungen wurde, ausgehend von der ursprünglichen Geometrie, jede Einflußgröße einzeln variiert und die anderen konstant gehalten. Wenn allerdings abschließend eine Geometrie mit allen aufgezeigten optimalen Abmessungen untersucht wird, fällt die Erhöhung der hydrodynamischen Kräfte weit geringer aus, als erwartet. Für ein optimales Design des Radseitenraums sollten daher die einzelnen Einflußgrößen nicht getrennt betrachtet, sondern in einem globalen Optimierungsprozeß untersucht werden.

### 6.1.3 Stationäre Simulationen mit dem Modell C

Bei den in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnissen von stationären numerischen Strömungssimulationen wird das in Bild 5.11 gezeigte Modell C verwendet. Im Vordergrund der Untersuchungen steht die Stabilisierung des Rotors, d. h. die Frage wie sich die hydrodynamischen Kräfte auf den Rotor bei Variation verschiedener Einflußgrößen verändern. Hierzu zählen geometrische Modifikationen des Radseitenraums und der Meridiankontur, axiale und radiale Verschiebungen des Rotors sowie dessen Kippen im Gehäuse.

#### 6.1.3.1 Kräfte in axialer Richtung

In Bild 6.8a ist das durch numerische Strömungssimulationen bestimmte Kennfeld der Blutpumpe in dimensionsloser Darstellung angegeben. Das Feld ist eine Kombination aus zehn Fördervolumenströmen  $Q = 1..10$  l/min und fünf Drehzahlen  $n = 2400, 2700, 3000, 3300, 3600$  U/min. Die in Bild 6.8a verwendeten Größen Durchflußzahl  $\varphi$  und Totaldruckziffer  $\psi_t$  wurden in den Gleichungen 5.3 und 5.4 bereits definiert. Bei der in Bild 6.8a gewählten dimensionslosen Darstellung sollten aufgrund der Ähnlichkeitstheorie alle Drosselkurven, unabhängig von der Drehzahl, zu einer Kurve zusammenfallen, s. PFLEIDERER [48]. Diese Forderung wird bei kleinen Fördervolumenströmen sehr gut erfüllt, bei größeren Volumenströmen weichen die Kurven etwas von einander ab, jedoch beträgt die Abweichung stets weniger als 7%. Dieses Bild ist im Anhang A auch in dimensionsbehafteter Darstellung angegeben. Die im Anhang verwendeten Einheiten entsprechen dabei den in der Medizintechnik üblichen Einheiten für den Differenzdruck in Millimeter Quecksilbersäule und für den Volumenstrom in Liter pro Minute. In Bild 6.8b sind für die Auslegungsdrehzahl von 3000 U/min den numerisch ermittelten Werten Ergebnisse aus Messungen am DHM gegenüber gestellt. Bei kleinen Volumenströmen liegen die numerisch ermittelten Werte etwas oberhalb der experimentellen Kurve, was durch Probleme beim Messen kleiner Volumenströme begründet sein kann. Bei einer Durchflußzahl von  $\varphi = 0.004$  überschneiden sich die Kurven, im anschließenden Verlauf liegt die numerisch ermittelte Kurve um etwa 6% unterhalb der experimentell ermittelten. Ursache für diese Abweichungen können numerische Ungenauigkeiten sein; da die Simulationen nur schlecht konvergieren, werden die konvektiven Terme in den Navier-Stokes Gleichungen nur erster Ordnung genau approximiert.

Im Auslegungspunkt bei einer Drehzahl von 3000 U/min und einem Fördervolumenstrom von 6 l/min liegt der numerisch ermittelte Gesamtwirkungsgrad der Pumpe bei  $\eta_{ges} = 37.5\%$ , der am DHM gemessene bei 40%. In diesem Betriebspunkt beträgt die berechnete spezifische Drehzahl der Pumpe  $n_q = 19$  1/min.

Bei den numerischen Simulationen der einzelnen Betriebspunkte, aus denen sich das Kennfeld zusammensetzt, befindet sich der Rotor auf der Rotationsachse mittig im Gehäuse. An dieser Position erfährt er eine Axialkraft, die von den eingestellten Betriebsparametern, in erster Linie aber vom Fördervolumenstrom abhängt. In Bild 6.9a ist die bezogene Axialkraft auf den Rotor in mittiger Position in Abhängigkeit des Fördervolumenstroms und der Drehzahl dargestellt. Die Axialkraft auf den Rotor

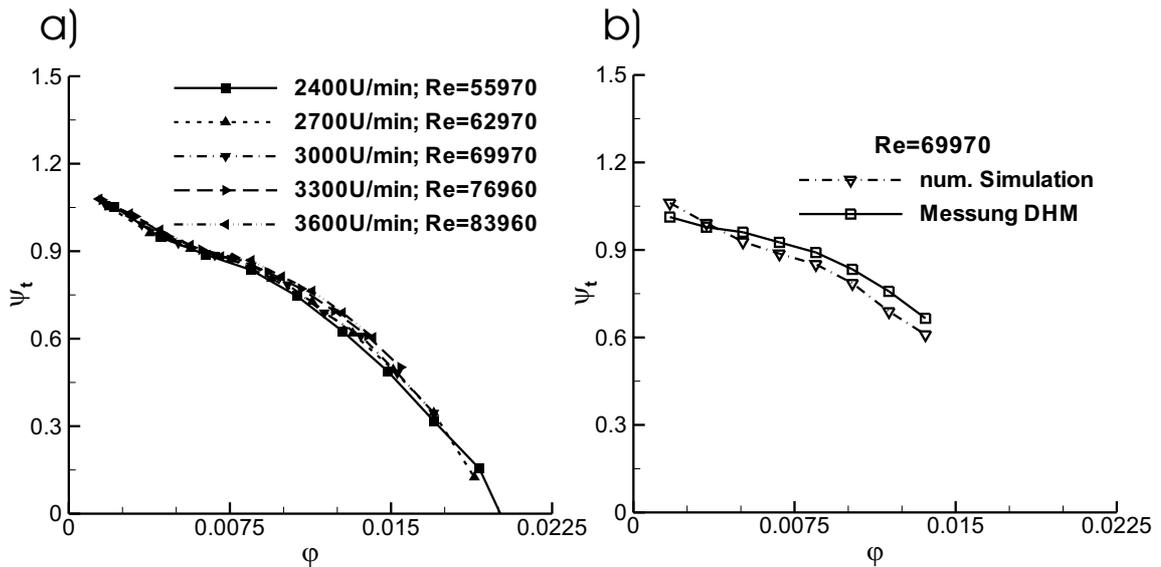


Bild 6.8: Stationäre Simulationen mit dem Modell C; a) Kennlinien in dimensionsloser Darstellung und b) Vergleich von Simulationsergebnissen mit Messungen am DHM

hat bis zu einem Volumenstrom von 4 l/min noch keine Vorzugsrichtung und weist je nach Drehzahl in die positive oder in die negative axiale Richtung. Mit steigendem Volumenstrom ist die Axialkraft zunehmend in Richtung der oberen Gehäuseseite gerichtet. BREITENBACH [13] untersucht diesen Vorgang anhand von Messungen an einer ähnlich aufgebauten, extrakorporalen Blutpumpe. Auch er findet, daß mit steigendem Volumenstrom eine nach oben gerichtete Kraft in axialer Richtung auf den Rotor wirkt.

Die axialen Kräfte auf den Rotor werden außerdem durch die Form des Übergangs zwischen Radseitenraum und Spirale beeinflusst. Die beiden in Bild 5.8 gezeigten Spiraldesigns unterscheiden sich nur geringfügig in den Leistungsdaten der Blutpumpe, jedoch deutlich bei den hydrodynamischen Kräften auf den Rotor. Um zu überprüfen, wie sich die axialen Kräfte auf den Rotor bei den beiden Designs verhalten, wird der radiale Abstand zwischen der Außenkante des Rotors und der Innenkante der Spirale variiert. In Bild 6.9b ist dieser Abstand mit  $\Delta r_p$  bezeichnet. Die Prinzipskizze zeigt eine Geometrie mit dem Spiraldesign 1, das eine Einschnürung zwischen Radseitenraum und Spirale hat. Wird  $\Delta r_p$  verändert, wobei die Querschnittsflächen der Spirale gleich bleiben, so ändert sich die bezogene Axialkraft auf den Rotor wie in Bild 6.10a dargestellt. Das Bild zeigt, daß mit wachsender radialer Spaltweite die Steifigkeit abnimmt, was ungünstig für die Rotorstabilisierung in axialer Richtung ist. Zum Vergleich ist eine Rechnung mit einer Geometrie mit Spiraldesign 2, ohne die Einschnürung zwischen Radseitenraum und Spirale, angegeben. Der Unterschied der Steifigkeit zwischen dieser Geometrie und der Geometrie mit dem größten Gradienten und Spiraldesign 1, bei  $\Delta r_p/r_2 = 0.025$ , beträgt 36%. Bei der letztgenannten Geometrie beträgt der radiale Verfahrweg des Rotors aber nur noch 0.5 mm, so daß der Rotor im Betrieb ständig am Gehäuse anstoßen würde. Außerdem wäre aufgrund der hohen Umfangsgeschwindigkeiten am Außendurchmesser des Rotors und der geringen radialen Spaltweite mit einem ho-

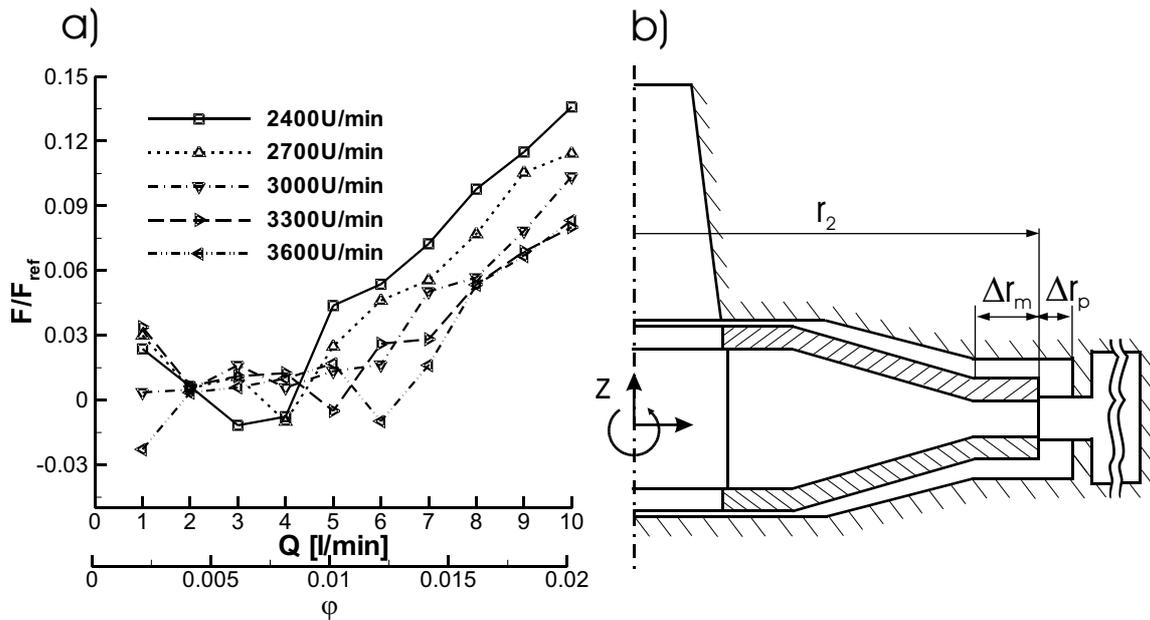


Bild 6.9: Stationäre Simulationen mit dem Modell C; a) Bezogene Axialkraft als Funktion des Volumenstroms oder der Durchflußzahl und b) Prinzipskizze der Geometrie

hen Maß an Blutschädigung zu rechnen. Deshalb wird weiterhin mit Spiralendesign 2 gearbeitet, da dies eine kleinere Bauform ermöglicht und zudem einen ausreichend großen radialen Verfahrensweg von mindestens 2 mm aufweist.

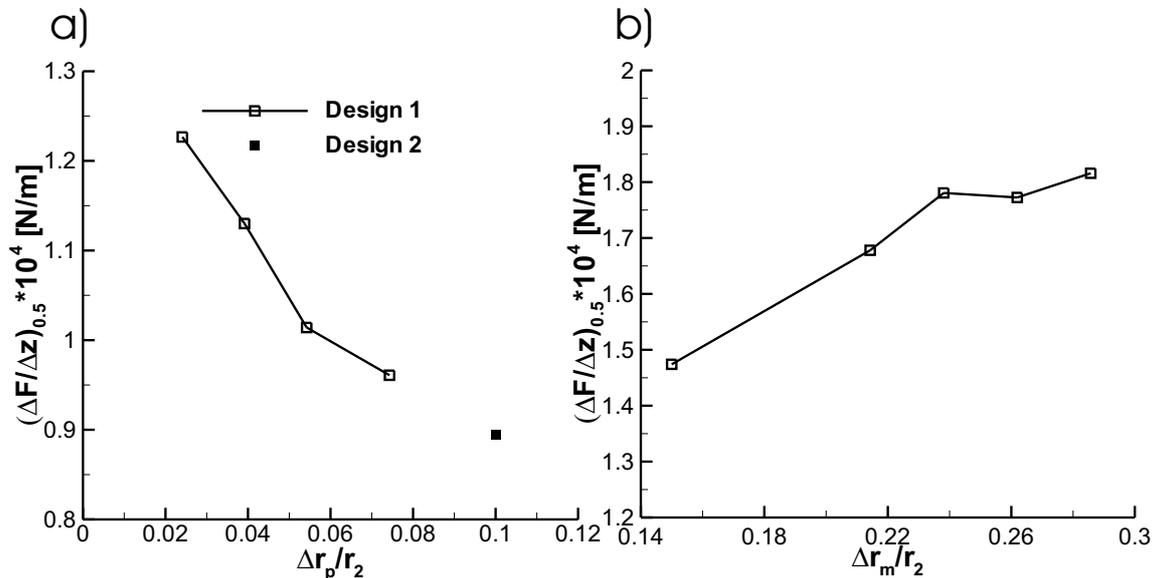


Bild 6.10: Stationäre Simulationen mit dem Modell C; a) Axiale Steifigkeit als Funktion von  $r_p/r_2$  und b) Axiale Steifigkeit als Funktion von  $r_m/r_2$

Eine weitere geometrische Abmessung die im Zusammenhang mit der axialen Rotorstabilisierung untersucht wird, ist die radiale Erstreckung des äußeren, horizontalen Teils der Meridiankontur, die in Bild 6.9b mit  $\Delta r_m$  bezeichnet ist. Der Hintergrund

für diese Untersuchung ist, daß für einen hohen Motorwirkungsgrad die Rotorfläche, auf die die magnetischen Kräfte einwirken, ausreichend groß sein sollte. Deshalb wird der magnetisierte Bereich des Rotors, welcher in dem äußeren, horizontalen Teil der Meridiankontur untergebracht ist, in seiner radialen Ausdehnung verändert. Um zu überprüfen, welchen Einfluß diese geometrische Abmessung auf die Rotorstabilisierung hat, werden fünf Modelle mit dem gleichen Laufradaußenradius  $r_2$  und unterschiedlichen Längen des magnetisierten Bereichs des Rotors  $\Delta r_m$  untersucht. Bild 6.10b zeigt, daß durch Vergrößern der Länge des magnetisierten Bereichs die axiale Steifigkeit zunimmt. In Absprache mit dem EWT und dem DHM wird für die weiteren Untersuchungen die Geometrie mit  $\Delta r_m/r_2 = 0.215$  verwendet.

Für die Geometrie mit der bezogenen Abmessung von  $\Delta r_m/r_2 = 0.238$  in Bild 6.10b sind außerdem Meßdaten verfügbar, die in Bild 6.11 den Ergebnissen aus numerischen Strömungssimulationen gegenüber gestellt sind. Das Bild zeigt die bezogene Axialkraft auf den Rotor in Abhängigkeit der bezogenen axialen Auslenkung, wobei eine sehr gute Übereinstimmung erzielt werden konnte. Die numerisch bestimmten Werte liegen weitestgehend innerhalb der Meßunsicherheit der experimentellen Daten. Außerdem ist die Spaltweite an der Drosselstelle bei den untersuchten Geometrien nicht genau gleich, sie ist bei der für die numerischen Simulationen verwendeten Geometrie um 4% kleiner als bei der Geometrie, die für die Messungen verwendet wurde.

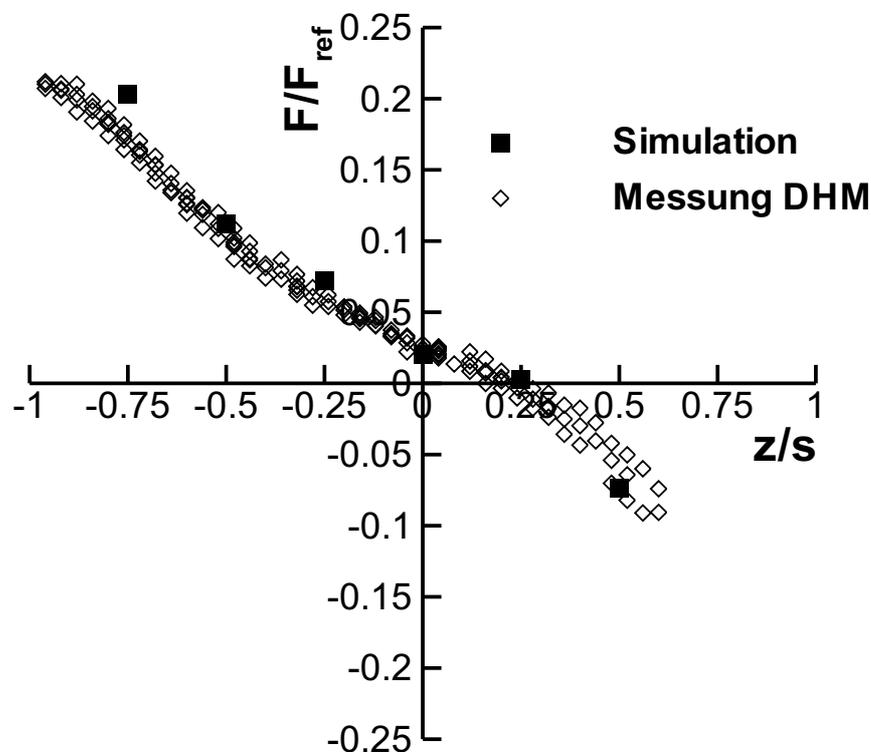


Bild 6.11: Bezogene Axialkraft in Abhängigkeit der axialen Auslenkung; Vergleich von Messungen des DHM mit numerischen Simulationen

### 6.1.3.2 Kräfte in radialer Richtung

In diesem Abschnitt werden hydrodynamische Kräfte, die während des Betriebs der Blutpumpe in radialer Richtung auf den Rotor wirken, untersucht. Diese hängen zum einen von den Betriebsparametern Förderstrom und Drehzahl ab, zum anderen aber auch von der radialen Position des Rotors im Gehäuse.

In Bild 6.12 ist die Lage des Rotors und der gesamten Blutpumpe in Bezug auf ein willkürlich gewähltes kartesisches Koordinatensystem dargestellt. Das Bild 6.12 zeigt einen Schnitt durch das Rechennetz der Blutpumpe wenn der Rotor nicht in axialer Richtung, aber um 50% der maximalen Verschiebung in Richtung der Position 4 ausgelenkt ist. Die maximale Verschiebung ist die Distanz, die sich der Rotor in radialer Richtung bewegen kann, ohne an der Spiralenzunge anzustoßen und wird mit  $\Delta R$  bezeichnet. Der obere Ausschnitt in Bild 6.12 zeigt zum Vergleich das Rechennetz, wenn der Rotor nicht radial ausgelenkt ist. Der Rotor wird zu acht Position mit konstantem Abstand von der Rotationsachse bewegt, die in Bild 6.12 mit den Zahlen eins bis acht bezeichnet sind. An jeder Position wird eine stationäre Strömungssimulation durchgeführt und aus den Ergebnisdaten werden die Kräfte in radialer Richtung ermittelt.

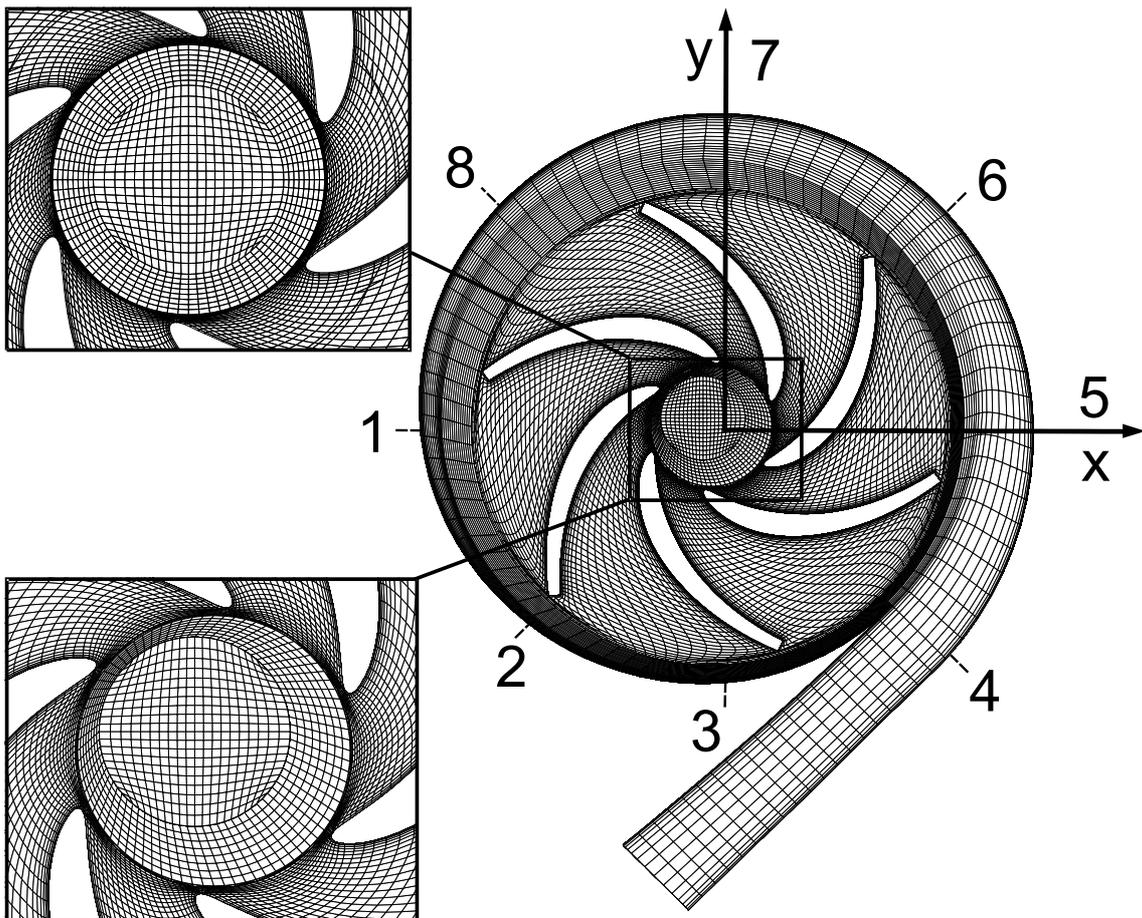


Bild 6.12: Schnitt durch das Gesamtmodell der Blutpumpe bei  $z/s = 0$

In Bild 6.13 ist die bezogene hydrodynamische Kraft in die beiden Raumrichtun-

gen normal zur Rotationsachse dargestellt. Die gezeigten Ergebnisse sind aus den Ergebnisdaten der Kennlinienrechnungen entnommen, d. h. der Rotor befindet sich auf der Rotationsachse und ist auch nicht in axialer Richtung ausgelenkt. Als Bezugsgröße  $F_{ref}$  wird auch für die Kräfte in radialer Richtung die in Gleichung 6.1 angegebene Referenzkraft verwendet. Das Bild 6.13a zeigt, daß die bezogene Kraft in  $x$ -Richtung sowohl von der Drehzahl als auch vom Betriebsvolumenstrom abhängt. Wenn man die Kurve mit der Auslegungsdrehzahl von 3000 U/min als Bezug annimmt, ergibt sich bei einer niedrigeren Drehzahl eine Verschiebung in Richtung positiver bezogener Kräfte in  $x$ -Richtung. Umgekehrt sind bei einer höheren Drehzahl als die Auslegungsdrehzahl die Kurven in Richtung negativer bezogener Kräfte verschoben. Das Bild zeigt außerdem den Einfluß des Fördervolumenstroms auf die bezogene Kraft in  $x$ -Richtung. Wird der Volumenstrom der Pumpe bei einer konstanten Drehzahl gedrosselt, so verringert sich die bezogene Kraft in  $x$ -Richtung und wirkt je nach Drehzahl in einem Bereich von  $Q=5-7$  l/min in negativer  $x$ -Richtung.

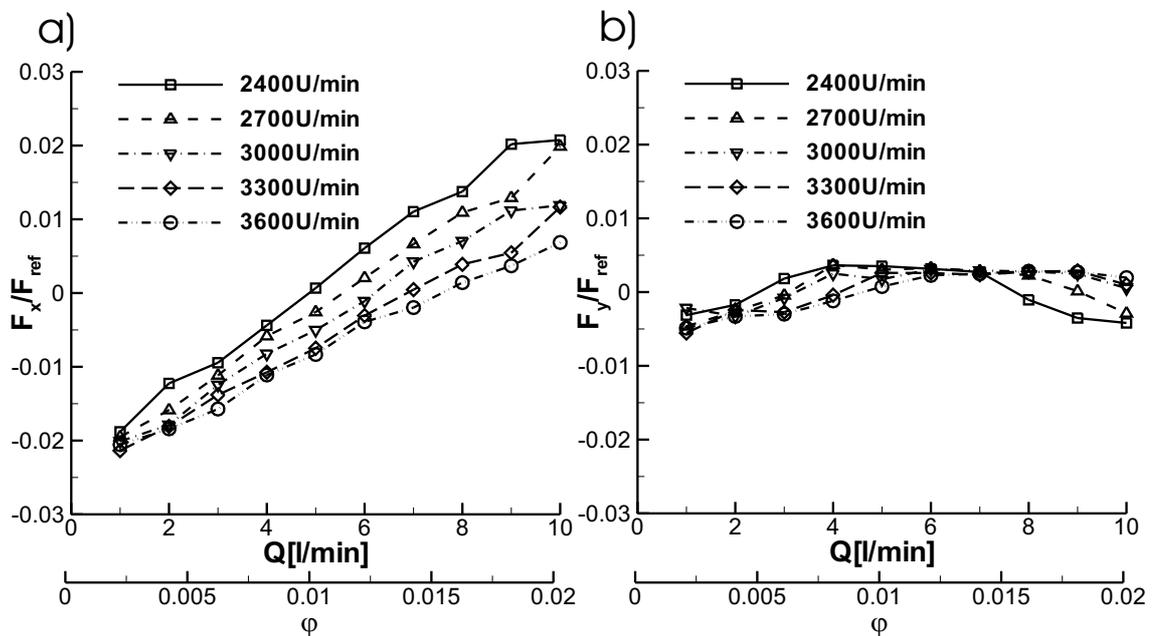


Bild 6.13: Bezogene Kräfte auf den Rotor in  $x$ - und  $y$ -Richtung als Funktion des Betriebsvolumenstroms und der Drehzahl; a)  $F_x/F_{ref}$  und b)  $F_y/F_{ref}$

Es zeigt sich, daß im Auslegungspunkt bei 3000 U/min und 6 l/min die bezogene Kraft in  $x$ -Richtung nahezu null ist, so daß in diesem Punkt nur geringe, in radialer Richtung destabilisierend wirkende, hydrodynamische Kräfte am Rotor angreifen. Insgesamt ist die Kraft in  $x$ -Richtung betragsmäßig kleiner, als die Kraft in axialer, d. h. in  $z$ -Richtung. Im gleichen Betriebspunkt und bei unausgelenktem Rotor beträgt sie nur etwa 25% der Kraft in axialer Richtung, vgl. Bild 6.9a. In Bild 6.13b ist die bezogene Axialkraft in  $y$ -Richtung dargestellt. Das Bild zeigt, daß die Kraft in  $y$ -Richtung kaum von der Drehzahl und vom Fördervolumenstrom abhängt und auch betragsmäßig kleiner ist, als die Kräfte in die anderen beiden Raumrichtungen. Da das Laufrad und der Radseitenraum rotationssymmetrisch sind, muß der Grund für die unterschiedlich großen Kräfte in  $x$ - und  $y$ -Richtung die Form

der Spirale sein. Um dies zu überprüfen, wird eine Testrechnung mit einer um  $90^\circ$  gedrehten Spirale durchgeführt, wobei die Laufradstellung beibehalten und nur das Rechengbiet der Spirale gedreht wird. Wie erwartet, sind die Kräfte in radialer Richtung betragsmäßig gleich groß, allerdings ist nun die Kraft in  $x$ - und die Kraft in  $y$ -Richtung vertauscht.

Die bis hierhin vorgestellten Ergebnisse von Kräften, die in radialer Richtung auf den Rotor wirken, beziehen sich auf einen Rotor, der sich auf seiner Rotationsachse befindet und nicht axial ausgelenkt ist. Die Kräfte in radialer Richtung ändern sich aber auch, wenn der Rotor bereits radial verschoben ist. Um den Einfluß der Position des Rotors im Gehäuse zu überprüfen, wird eine Reihe von numerischen Strömungssimulationen durchgeführt, bei denen sich der Rotor bereits von der ursprünglichen Rotationsachse entfernt hat. Als Betriebspunkt wird für alle Simulationen der Auslegungspunkt mit einem Fördervolumenstrom von  $6 \text{ l/min}$  und einer Drehzahl von  $3000 \text{ U/min}$  zugrunde gelegt.

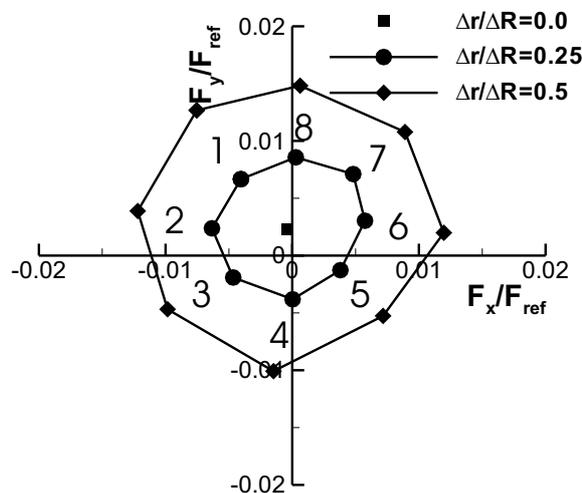


Bild 6.14: Kraft in  $x$ - und  $y$ -Richtung auf den Rotor bei  $z/s = 0$

Das Bild 6.14 zeigt die Änderung der bezogenen Kräfte in  $x$ - und  $y$ -Richtung auf den Rotor, wenn sich dieser in einem Kreis um die Rotationsachse bewegt. Der Radius des Kreises wird dabei so gewählt, daß die radiale Verschiebung  $\Delta r$  einmal 25% und einmal 50% des maximal möglichen Fahrweges  $\Delta R$  entspricht. Zum Vergleich sind außerdem die Kräfte dargestellt, wenn sich der Rotor auf der Rotationsachse befindet, d. h.  $\Delta r/\Delta R = 0$ . Die Zahlen eins bis acht in Bild 6.14 dienen zur Verdeutlichung, bei welcher Rotorposition welche Kräfte in  $x$ - und  $y$ -Richtung wirken und entsprechen denen in Bild 6.12. Aus Bild 6.14 geht hervor, daß die hydrodynamischen Kräfte in radialer Richtung destabilisierend wirken. Wird der Rotor beispielsweise um  $\Delta r/\Delta R = 0.25$  in Richtung der Spiralenzunge, entspricht Position 4, ausgelenkt, so ist die bezogene Kraft in  $x$ -Richtung an dieser Stelle näherungsweise null und die bezogene Kraft in  $y$ -Richtung beträgt  $F_y/F_{ref} = -0.0037$ . Eine Kraft mit negativem Vorzeichen ist entgegen der  $y$ -Achse in Bild 6.12 gerichtet, somit wird diese Kraft den Rotor weiter in Richtung der Spiralenzunge beschleunigen. Wird der Rotor noch einmal um die gleiche Distanz bis  $\Delta r/\Delta R = 0.5$  ausgelenkt, so ist die  $y$ -Komponente der bezogenen Kraft in radialer Richtung etwa doppelt so groß, wie bei  $\Delta r/\Delta R = 0.25$ .

Da die hydrodynamischen Kräfte in radialer Richtung destabilisierend wirken, müssen sie im Betrieb durch umgekehrt gerichtete und betragsmäßig größere magnetische Kräfte kompensiert werden, vgl. Abschnitt 5.2. In der in Bild 6.14 gewählten dimensionslosen Darstellung bei einer Drehzahl von 3000 U/min entsprechen die magnetischen Kräfte bei einer Auslenkung von  $\Delta r/\Delta R = 0.25$  einem Kreis um den Ursprung mit einem Radius von 0.0183 und bei einer Auslenkung von  $\Delta r/\Delta R = 0.5$  mit einem Radius von 0.0356. Damit sind die magnetischen Kräfte im Auslegungspunkt ausreichend groß, um die hydrodynamischen Kräfte auch bei größeren radialen Auslenkungen des Rotors zu kompensieren.

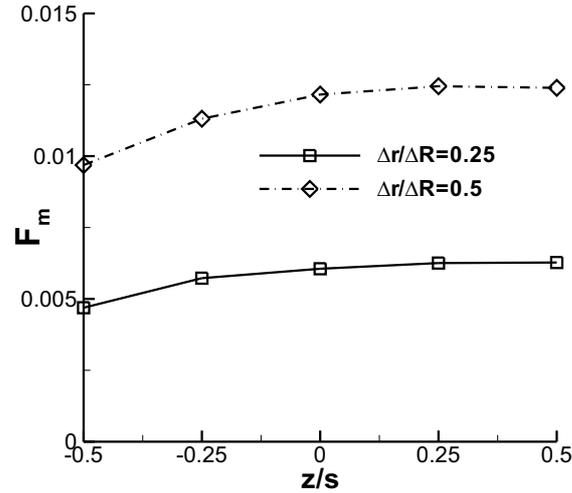


Bild 6.15: Mittlere bezogene Kraft auf den Rotor als Funktion der axialen Verschiebung

Um zu überprüfen, in wieweit die axiale Position des Rotors die hydrodynamischen Kräfte in radialer Richtung beeinflusst, wird für fünf axiale Positionen im Bereich von  $z/s = -0.5$  bis  $z/s = 0.5$  ein Kräftediagramm wie in Bild 6.14 aufgenommen, wozu insgesamt 85 stationäre, numerische Strömungsrechnungen notwendig sind. Um die Ergebnisdaten möglichst kompakt darzustellen, wird eine mittlere bezogene Kraft  $F_m$  eingeführt:

$$F_m = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^{i=8} \sqrt{\left[ \frac{F_x(r, i) - F_{x0}}{F_{ref}} \right]^2 + \left[ \frac{F_y(r, i) - F_{y0}}{F_{ref}} \right]^2} \quad (6.2)$$

Dabei bezeichnen  $F_{x0}$  und  $F_{y0}$  die Kräfte wenn der Rotor in der zentralen Mittellage ist, d. h.  $\Delta r/\Delta R = 0$ , was dem Mittelpunkt der Kreise in einem Kräftediagramm wie in Bild 6.14 entspricht. Die Variable  $r$  steht für den Kreisradius, auf dem sich der Rotor bewegt, also entweder  $\Delta r/\Delta R = 0.25$  oder  $\Delta r/\Delta R = 0.5$ . Die Variable  $i$  läuft von eins bis acht und bezeichnet die acht Positionen, mit denen ein Kreis aufgelöst ist. Die mittlere bezogene Kraft  $F_m$  gibt also an, wie groß der mittlere Radius eines Kreises im Kräftediagramm um den Ursprung bei  $\Delta r/\Delta R = 0$  ist. In Bild 6.15 ist  $F_m$  in Abhängigkeit von der bezogenen axialen Auslenkung  $z/s$  dargestellt. Die mittlere bezogene Kraft steigt im Bereich  $-0.5 < z/s < 0$  zunächst noch an und bleibt im Bereich positiver axialer Verschiebungen  $0 < z/s < 0.5$  konstant. Die maximale Differenz zwischen Minimum und Maximum beträgt bei beiden Kurven

etwa 25%. Dies zeigt, daß die Kräfte in radialer Richtung nur in einem geringen Maße von der axialen Position des Rotors abhängen.

Die bisher vorgestellten Ergebnisse haben gezeigt, daß die in radialer Richtung auf den Rotor wirkenden Kräfte zum einen von den Betriebsparametern Fördervolumenstrom und Drehzahl und zum anderen von der radialen Position des Rotors abhängen. Im Folgenden werden deshalb diese Parameter miteinander kombiniert, um zu überprüfen, ob sich der Rotor auch bei ungünstigen Kombinationen noch stabil bewegt. Da gezeigt wurde, daß die Kräfte in radialer Richtung nur in einem geringen Maße von der axialen Position des Rotors abhängen, werden diese Untersuchungen für nur eine repräsentative axiale Auslenkung, bei  $z/s = 0$ , durchgeführt.

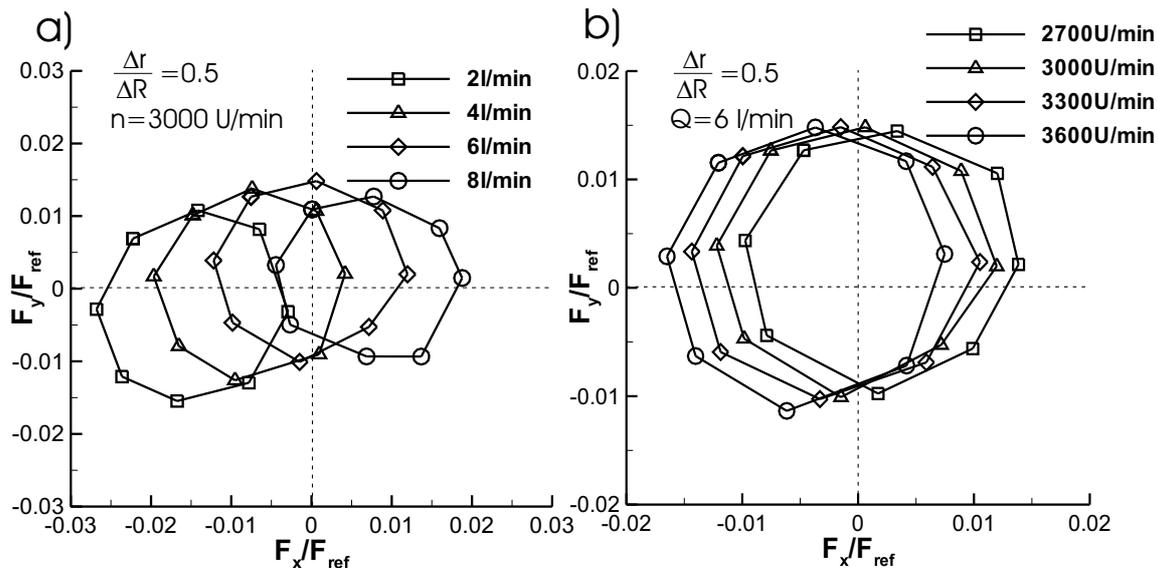


Bild 6.16: Stationäre Simulationen mit dem Modell C; a) Bezogene Kraft in  $x$ - und  $y$ -Richtung auf den Rotor als Funktion des Fördervolumenstroms und b) Bezogene Kraft in  $x$ - und  $y$ -Richtung auf den Rotor als Funktion der Drehzahl

In Bild 6.16a ist die bezogene Kraft in  $x$ - und  $y$ -Richtung auf den Rotor bei einer bezogenen radialen Auslenkung von  $\Delta r/\Delta R = 0.5$  als Funktion des Fördervolumenstroms dargestellt. Der Fördervolumenstrom wird dabei in einem Bereich von zwei bis acht Liter pro Minute variiert, dem Bereich, in dem die Pumpe später arbeiten soll. Die Drehzahl beträgt 3000 U/min. Das Bild zeigt, daß sich bei Drosselung der Pumpe die bezogene Kraft in  $x$ -Richtung verringert, während die bezogene Kraft in  $y$ -Richtung näherungsweise konstant bleibt. Dies bestätigt die in Bild 6.13 vorgestellten Ergebnisse für einen radial nicht ausgelenkten Rotor. Die größten hydrodynamischen Kräfte auf den Rotor treten bei dem niedrigsten Fördervolumenstrom von 2 l/min auf. Da die magnetischen Kräfte in dieser dimensionslosen Darstellung unabhängig vom Fördervolumenstrom einem Kreis um den Ursprung mit dem Radius von 0.0356 entsprechen, kann davon ausgegangen werden, daß der Rotor sich für alle dargestellten Kombinationen in einem stabilen Bereich bewegt.

Bild 6.16b zeigt die bezogene Kraft in  $x$ - und  $y$ -Richtung bei einer bezogenen radialen Auslenkung von  $\Delta r/\Delta R = 0.5$  als Funktion der Drehzahl. Der Fördervolumenstrom beträgt bei allen Simulationen 6 l/min. Die Radien der Kreise im

Kräfte diagramm bleiben konstant, nur die Mittelpunkte der Kreise verschieben sich etwas in Richtung der negativen  $x$ - Achse.

Der Einfluß der Drehzahl auf die Kräfte in radialer Richtung ist geringer, als der Einfluß des Fördervolumenstroms. Dies gilt sowohl für den Fall der konzentrischen Rotation  $\frac{\Delta r}{\Delta R} = 0$ , als auch für die in radialer Richtung ausgelenkte Rotation  $\frac{\Delta r}{\Delta R} > 0$ . Bei diesen Untersuchungen mit moderaten Betriebsparametern und radialen Auslenkungen sind die destabilisierenden hydrodynamischen Kräfte stets kleiner, als die stabilisierend wirkenden magnetischen Kräfte.

### 6.1.3.3 Kräfte bei Kippen des Rotors

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse von stationären numerischen Strömungssimulationen vorgestellt, bei denen der Rotor um eine Achse normal zur ursprünglichen Rotationsachse gedreht ist. In Bild 6.17 ist ein Schnitt durch das Gesamtmodell der Blutpumpe dargestellt, wenn sich der Rotor in axialer Richtung mittig im Gehäuse befindet, d. h.  $z/s = 0$ , und um  $+2^\circ$  um die  $x$ -Achse gedreht ist. Ein Winkel von  $2^\circ$  stellt bei der gegenwärtig verwendeten Geometrie den maximal möglichen Kippwinkel dar, da der Rotor ansonsten im Bereich der Drosselstelle am Gehäuse anstößt. Bei allen Simulationen werden als Betriebsparameter ein Fördervolumenstrom von 6 l/min und eine Drehzahl von 3000 U/min angenommen. Der Winkel um die  $x$ -Achse wird mit  $\alpha$ , der Winkel um die  $y$ -Achse mit  $\beta$  bezeichnet.

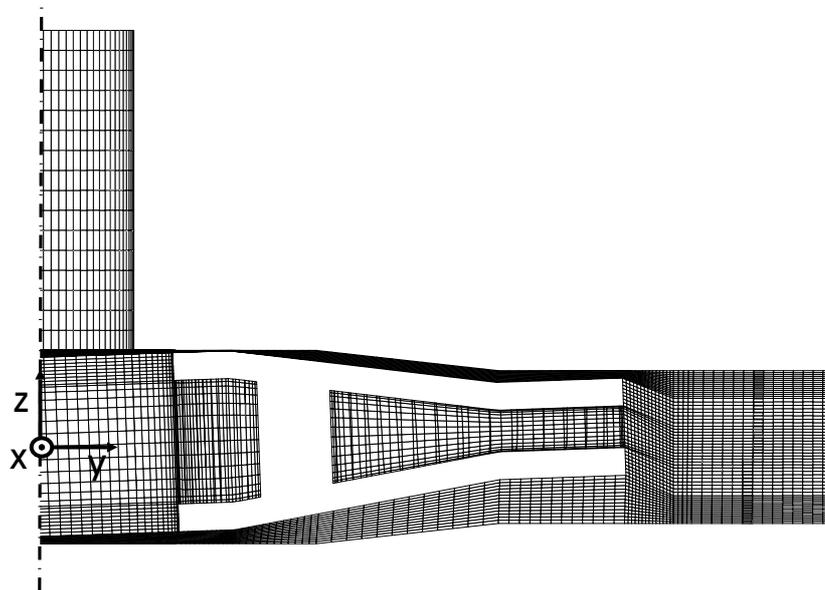


Bild 6.17: Schnitt durch das Modell C bei  $x = 0$ ; dargestellt ist das Rechennetz, wenn der Rotor um  $+2^\circ$  um die  $x$ -Achse gedreht ist

In Bild 6.18 sind die Ergebnisdaten von numerischen Strömungssimulationen dargestellt, bei denen der Rotor um die  $x$ -Achse gekippt ist. Bild 6.18a zeigt die bezogene Axialkraft  $F = F_{Spalt} + F_{Rotor}$  als Funktion des Drehwinkels  $\alpha$ . Außerdem sind die

beiden Komponenten der Axialkraft dargestellt, zum einen alle Druck- und Reibungskräfte  $F_{Spalt}$ , die auf die Außenseite des Rotors wirken, und zum anderen alle Druck- und Reibungskräfte  $F_{Rotor}$ , die auf die Innenseiten des Rotors wirken. Das Bild zeigt, daß die axiale Kraft auf den Rotor nahezu ausschließlich durch die Druckdifferenz zwischen dem oberen und dem unteren Spalt hervorgerufen wird. Die resultierende Kraft auf die Innenseiten des Rotors, d. h. auf die Deck- und Tragscheibe des Laufrads, ist aufgrund der symmetrischen Bauweise des Rotors vernachlässigbar. Die Axialkraft auf den Rotor ändert sich mit dem Drehwinkel  $\alpha$ . Eine Drehung um die  $x$ -Achse in negativer Richtung,  $\alpha < 0$ , bewirkt eine Axialkraft in Richtung der oberen Gehäuseseite, die mit steigendem Drehwinkel anwächst. Wird der Rotor in positiver Richtung um die  $x$ -Achse gedreht, sinkt die Axialkraft und ist ab einem Drehwinkel von  $\alpha = +1.3^\circ$  in Richtung der unteren Gehäuseseite gerichtet.

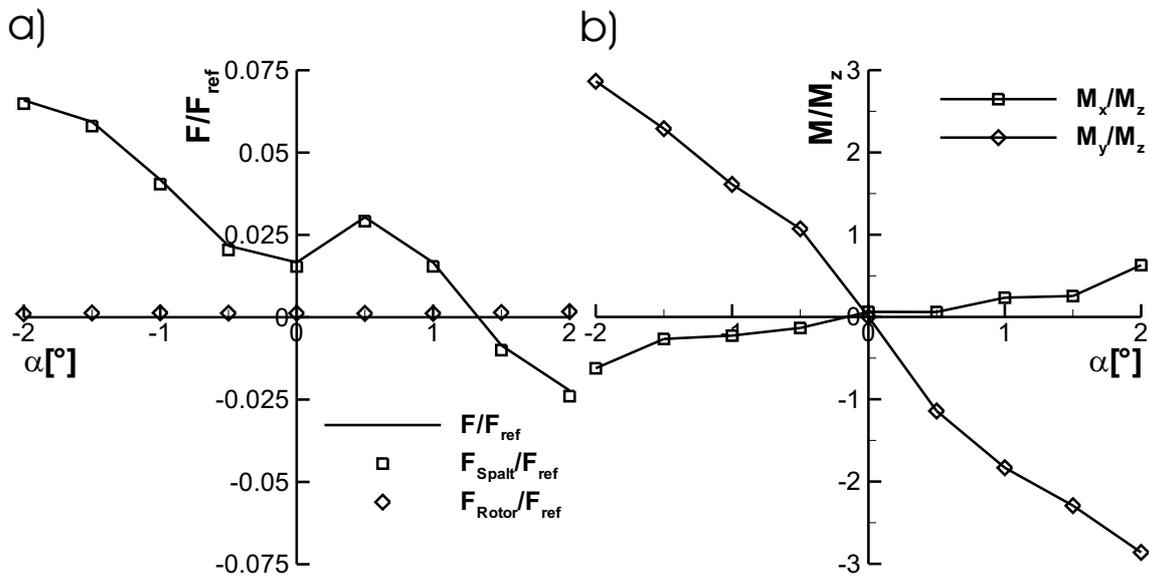


Bild 6.18: Stationäre Simulationen mit dem Modell C; a) Bezogene Axialkraft bei einer Drehung um die  $x$ -Achse und b) Bezogene Momente bei einer Drehung um die  $x$ -Achse

In Bild 6.18b sind die auf das mittlere Antriebsmoment  $M_z$  bezogenen Momente um die  $x$ - und  $y$ -Achse als Funktion von  $\alpha$  dargestellt. Die Momente um die drei Raumachsen sind definiert als:

$$\begin{aligned}
 M_x &= \sum_i (F_y \cdot z - F_z \cdot y)_i \\
 M_y &= \sum_i (F_z \cdot x - F_x \cdot z)_i \\
 M_z &= \sum_i (F_x \cdot y - F_y \cdot x)_i
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

wobei  $F_x$ ,  $F_y$  und  $F_z$  die Summe der Druck- und Reibungskräfte auf den benetzten Oberflächen des Rotors in die jeweilige Raumrichtung darstellen und  $i$  die Anzahl der Zellen. Bild 6.18b zeigt, daß sich das Moment um die  $x$ -Achse ändert, wenn

der Rotor um die  $x$ -Achse gedreht wird. Dieses Moment ist so gerichtet, daß es destabilisierend auf den Rotor wirkt. Wird der Rotor beispielsweise um  $+2^\circ$  um die  $x$ -Achse gekippt, so ergibt sich ein positives Moment um die  $x$ -Achse, das etwa 70% des Bezugsmoments um die  $z$ -Achse beträgt. Das positive Vorzeichen bedeutet, daß der Rotor weiter in Richtung der Auslenkung beschleunigt wird. Wird der Rotor in die andere Richtung gedreht, ist das Moment um die  $x$ -Achse betragsmäßig gleich, allerdings mit umgekehrten Vorzeichen. Außerdem ruft das Verdrehen um die  $x$ -Achse ein Moment um die  $y$ -Achse hervor. Dieses Moment ist betragsmäßig größer, als das Moment um die  $x$ -Achse. Bei einem Drehwinkel von  $\alpha = \pm 2^\circ$  beträgt es das Dreifache des Antriebsmoments um die  $z$ -Achse.

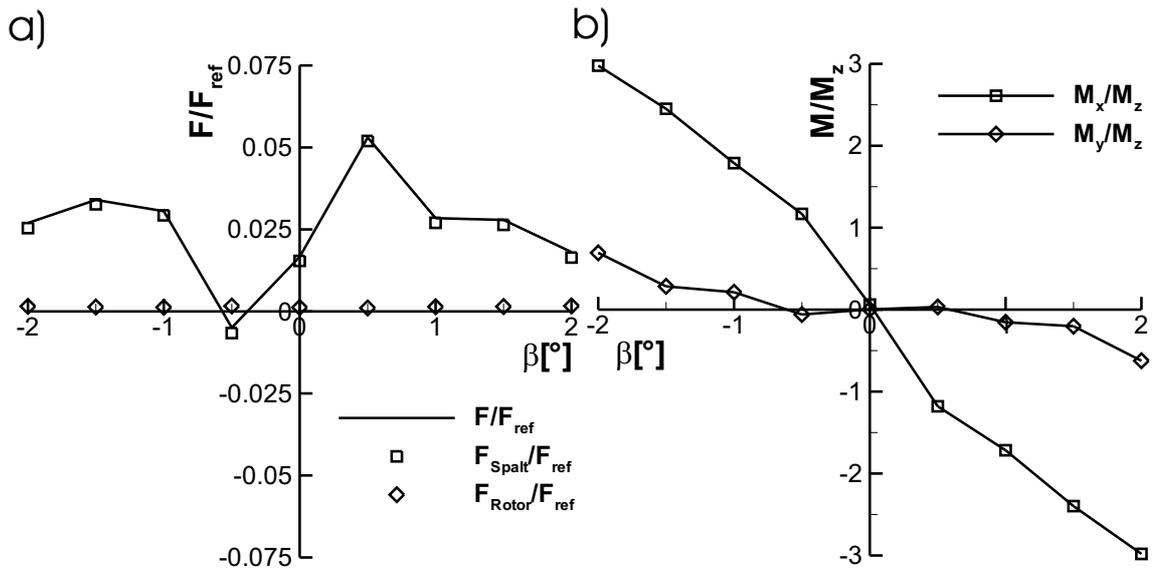


Bild 6.19: Stationäre Simulationen mit dem Modell C; a) Bezogene Axialkraft bei einer Drehung um die  $y$ -Achse und b) Bezogene Momente bei einer Drehung um die  $y$ -Achse

In Bild 6.19a sind die Ergebnisdaten einer Simulationsreihe, bei der der Rotor um die  $y$ -Achse gedreht wird, dargestellt. In diesem Fall ist die bezogene Axialkraft auf den Rotor unabhängig vom Drehwinkel  $\beta$  um die  $y$ -Achse. Zumindest ist in Bild 6.19a kein eindeutiger Trend erkennbar. Bild 6.19b zeigt, daß ein Kippen des Rotors um  $\beta = +2^\circ$  ein Moment um die  $y$ -Achse bewirkt, das etwa 70% des Bezugsmoments um die  $z$ -Achse entspricht. Dieses Moment weist ein negatives Vorzeichen auf und ist somit entgegen der Drehrichtung gerichtet, d. h. es wirkt stabilisierend auf den Rotor. Allerdings ruft das Kippen um die  $y$ -Achse ein Moment um die  $x$ -Achse hervor, das wiederum betragsmäßig sehr viel größer ist als das Moment um die eigentliche Drehachse.

Das Fazit dieser Untersuchungen über das Kippen des Rotors um eine Achse senkrecht zur Rotationsachse ist, daß dies ein geringes Moment um die Kippachse und ein betragsmäßig größeres Moment um die dritte Raumachse hervorruft. Aus den bis hierher vorgestellten Ergebnissen würde folgen, daß der Rotor, sobald er um eine Achse normal zur Rotationsachse gedreht wird, voraussichtlich anfängt zu taumeln und instabil wird. Hinzu kommt, daß in diesem Fall der Rotor nicht durch stabilisierende magnetische Kräfte abgefangen wird. Vielmehr werden auch die magnetischen

Kräfte zur Destabilisierung des Rotors beitragen, was aus der Anschauung von Bild 5.2 hervorgeht. Wird der Rotor um eine Achse normal zur Rotationsachse gekippt, so nähert sich der magnetische Außenbereich des Rotors den Permanentmagneten auf der Ober- und Unterseite des Gehäuses und wird von diesen angezogen. Im Fall des Kippens des Rotors wirken somit die hydrodynamischen und die magnetischen Kräfte in dieselbe Richtung.

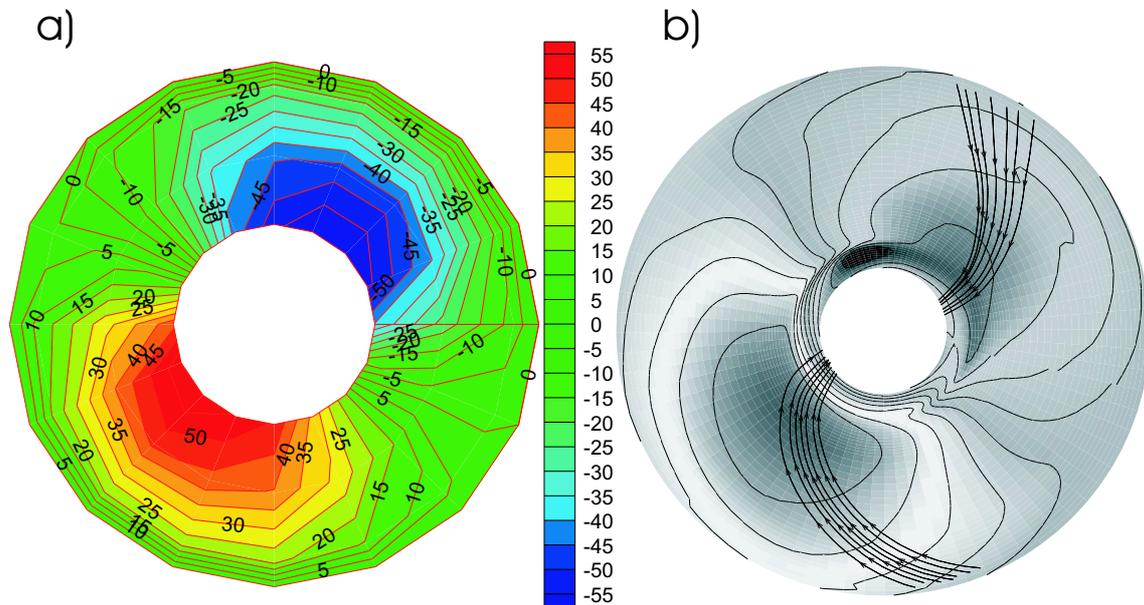


Bild 6.20: Rotor um die  $x$ -Achse gekippt; a) Gemessene Differenzdruckverteilung zwischen den Spalten und b) Berechnete Differenzdruckverteilung zwischen den Spalten

Die neuesten experimentellen Untersuchungen am Deutschen Herzzentrum München zeigen aber, dass sich der Rotor doch stabilisiert. Diese gegensätzlichen Aussagen lassen sich damit erklären, dass bei der Auswertung der numerischen Simulationen nicht die Krümmung der Strombahnen im Spalt einbezogen wurde. Am DHM ist ein gekippter Rotor untersucht worden und in Bild 6.20a ist der gemessene Differenzdruck zwischen dem oberen und dem unteren Spalt dargestellt. Das Bild zeigt, dass wenn der Rotor um die  $x$ -Achse gekippt ist, baut sich eine Druckdifferenz zwischen den Spalten auf, die entgegen der Kipprichtung orientiert ist und den Rotor somit wieder aufrichtet. Allerdings liegt der Ort des Differenzdruckminimums und -maximums nicht gegenüber der Kippachse, wovon bei der Auswertung der zuvor vorgestellten numerischen Simulationen ausgegangen wurde. Vielmehr sind die beiden Extrematas um etwa  $45^\circ$  entgegen der Rotationsrichtung versetzt, die Rückstellwirkung auf den Rotor erfolgt somit etwas phasenversetzt. Diese Phasenverschiebung erklärt warum aus den numerischen Simulationen kein der Auslenkung entgegengerichtetes Moment zu ersehen ist. In Bild 6.20b ist die aus den numerischen Strömungssimulationen berechnete Differenzdruckverteilung zwischen den Spalten dargestellt. Auch die Simulationen sagen eine Phasenverschiebung des Differenzdruckminimums und -maximums vorher, allerdings sind die Extrematas weniger stark ausgeprägt. Als mögliche Ursache hierfür ist zu nennen, dass bei den experimentellen Untersuchungen die Geometrie des Radseitenraum etwas geändert wurde und zudem ein anderer

Betriebspunkt eingestellt ist.

Zur weiteren Absicherung das der Rotor bei Verkappen trotzdem stabil läuft, werden am DHM experimentelle Untersuchungen mit einem Rotor durchgeführt, der mit einem dünnen Draht an seiner Antriebswelle befestigt ist. Mit dieser flexiblen Welle kann das für die Rotationsbewegung erforderliche Antriebsmoment übertragen werden, zugleich ist es dem Rotor aber möglich nahezu ohne Widerstand zu kippen. Wird diese Antriebswelle während des Betriebs gekippt, versucht der Rotor seine ursprüngliche Position beizubehalten. Wird außerdem der Rotor künstlich ausgelenkt, d. h. er wird durch eine Berührung an der Rotorausseite gekippt, so stellt sich die in Bild 6.20a gezeigte Differenzdruckverteilung in den Spalten ein. Wird der Rotor wieder los gelassen, bewegt er sich innerhalb von weniger als 20 ms zurück auf seine ungekippte Ausgangsposition und die Druckunterschiede zwischen den Spalten verschwinden.

## 6.2 Instationäre Simulationen

### 6.2.1 Instationäre Simulationen mit dem Modell A

Für erste grundlegende Untersuchungen zur transienten Rotorstabilisierung wird das in Bild 5.9 gezeigte Modell A verwendet, da die Rechenzeiten hier am kürzesten sind. Dabei soll geklärt werden, ob eine von dem Zeitschritt unabhängige Lösung erzielt werden kann und unter welchen Betriebsbedingungen sich der Rotor stabilisiert. Der Rotor hat nur zwei Freiheitsgrade, d. h. er kann um die  $z$ -Achse rotieren und ist entlang dieser Achse verschiebbar.

Das Bild 6.21a zeigt Resultate der ersten zeitechten numerischen Simulationen der Rotorstabilisierung mit dem in Abschnitt 3.1 vorgestellten Programmsystem, wobei der Einfluß des Zeitschritts auf das Ergebnis geprüft wird. Zu Beginn der Simulationen befindet sich der Rotor in der Mitte des Gehäuses bei  $z/s = 0$ . Innerhalb der ersten 16 Umdrehungen bewegt er sich um etwa 5% der gesamten Spalthöhe in Richtung der unteren Gehäusesseite. Anschließend verbleibt der Rotor an dieser stationären Endposition, was durch Simulationen mit bis zu 100 Umdrehungen belegt ist. Die Ergebnisse zeigen, daß die Rotorbewegung unabhängig vom verwendeten Zeitschritt ist, allerdings ist der maximale Zeitschritt aufgrund der expliziten Diskretisierung des zweiten Newton'schen Gesetzes begrenzt, s. Abschnitt 3.4. Wird die Rotorbewegung mit 500 Zeitschritten pro Umdrehung aufgelöst, so ergibt sich die gleiche Lösung wie bei einer zeitlichen Auflösung mit nur 50 Zeitschritten pro Umdrehung. Die mittlere Abweichung zwischen den beiden Kurven beträgt weniger als 0.2%, allerdings oszilliert die Kurve mit der größeren zeitlichen Auflösung von 50 Zeitschritten pro Umdrehung deutlich stärker. Wird der Zeitschritt weiter vergrößert und eine Umdrehung mit nur noch 42 Zeitschritten aufgelöst, so oszilliert der Rotor gleich zu Beginn der Simulation mit wachsender Amplitude um die Startposition und stößt noch während der ersten Umdrehung gegen die obere oder die untere Gehäusesseite. Diese Oszillationen sind nicht physikalischer, sondern aufgrund der expliziten Zeitdiskretisierung numerischer Natur.

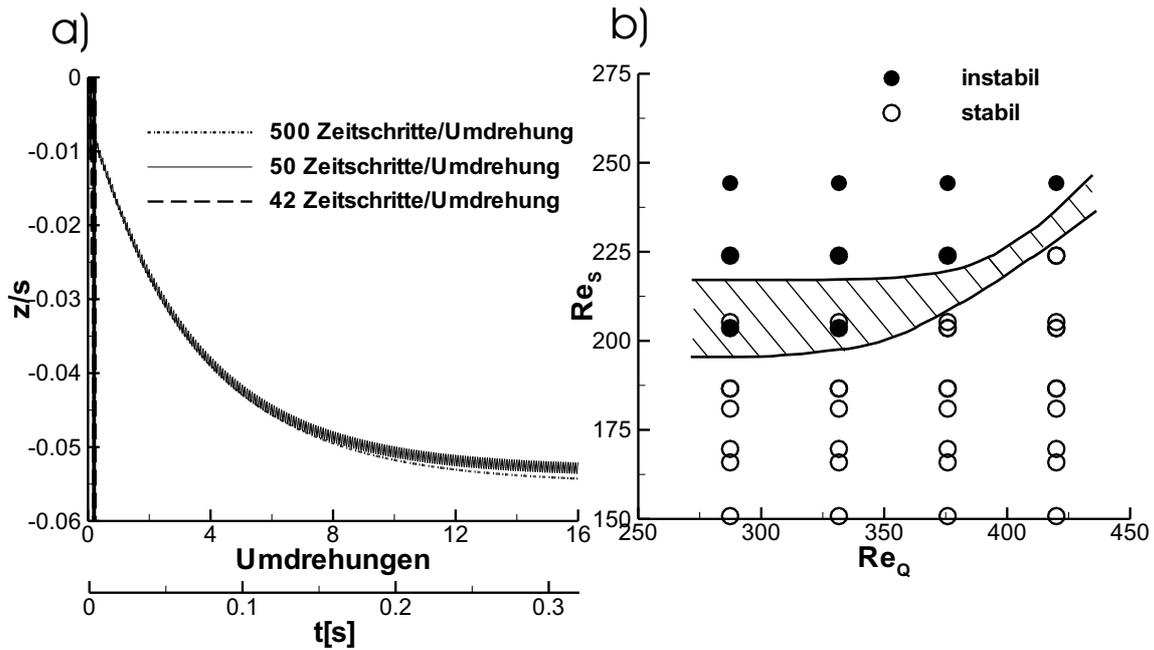


Bild 6.21: Instationäre Simulationen mit dem Modell A; a) Relative axiale Rotorposition als Funktion der zeitlichen Auflösung und b) Kennfeld der Rotorstabilisierung

Die ersten instationären numerischen Simulationen der Rotorstabilisierung mit dem einfachen Radseitenraummodell haben gezeigt, daß die stationäre Endposition, die der Rotor erreicht, von den Geometrie- und Betriebsparametern abhängt. Diese Position sollte möglichst nahe an der Mittellage  $z/s = 0$  liegen, da der Rotor dann ausreichend Spiel hat, um auf Störungen zu reagieren. Ob der Rotor eine stationäre Endposition erreicht, hängt in erster Linie von der Spalthöhe an der Drosselstelle und vom Spaltvolumenstrom ab, während die Rotordrehzahl nahezu keinen Einfluß hat. Grund ist, daß bei diesem einfachen Spaltmodell der Spaltvolumenstrom direkt vorgeschrieben wird und nicht eine Folge der im Rotor aufgebauten Druckdifferenz ist. Der Spaltvolumenstrom und die Spalthöhe bestimmen die Radialgeschwindigkeit an der Drosselstelle. Eine hohe Radialgeschwindigkeit kann durch eine geringe Spalthöhe bei gleichbleibendem Spaltvolumenstrom oder durch Erhöhen des Spaltvolumenstroms bei gleichbleibender Spalthöhe erzielt werden. Um zu überprüfen, bei welchen Parametern der Rotor noch eine stationäre Endposition erreicht, wird ein Kennfeld der Rotorstabilisierung ermittelt, das in Bild 6.21b gezeigt ist. Jeder Punkt in diesem Bild entspricht einer instationären Simulation. Das Kennfeld setzt sich aus einer Kombination von vier Spalthöhen an der Drosselstelle mit vier Spaltvolumenströmen und mit drei Rotordrehzahlen zusammen, was insgesamt 48 instationäre Strömungssimulationen ergibt. Zur besseren Anschaulichkeit der Ergebnisse wird eine mit der Spalthöhe an der Drosselstelle  $s$  gebildete Reynolds-Zahl  $Re_s$  und eine mit dem Spaltvolumenstrom  $Q$  gebildete Reynolds-Zahl  $Re_Q$  eingeführt, die wie folgt definiert sind:

$$Re_s = \frac{\omega r_m 2 s}{\nu}; \quad Re_Q = \frac{Q}{\pi r_m \nu}. \quad (6.4)$$

Dabei bezeichnet  $r_m$  den Mittelwert zwischen Eintritts- und Austrittsradius der Drosselstelle. Die als instabil gekennzeichneten Punkte in Bild 6.21b ergeben sich aus instationären Simulationen, bei denen keine Rotorstabilisierung erzielt werden kann. In dem schraffiert dargestellten Übergangsbereich sind die Ergebnisse der numerischen Simulationen nicht eindeutig. Trotz nahezu identischer Reynolds-Zahlen stabilisiert sich der Rotor bei Simulationen mit einer kleinen Spalthöhe an der Drosselstelle und einem niedrigen Spaltvolumenstrom, während bei einer Simulation mit einer größeren Spalthöhe und einem größeren Spaltvolumenstrom keine Stabilität erzielt werden kann. Unterhalb dieses Übergangsbereichs erreicht der Rotor stets eine stabile, stationäre Endposition, oberhalb stößt er nach einigen Umdrehungen an der Gehäusewand an. Das Bild zeigt, wenn bei einem konstanten Spaltvolumenstrom, d. h.  $Re_Q = \text{const.}$ , die Spalthöhe an der Drosselstelle vergrößert wird, dann steigt  $Re_s$  an bis zuerst der Übergangsbereich und dann der instabile Bereich erreicht wird. Je nach Größe des eingestellten Spaltvolumenstroms wird der instabile Bereich früher oder später erreicht. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß eine Verringerung der Spaltweite und eine Erhöhung des Spaltvolumenstroms jeweils stabilisierend wirken.

### 6.2.2 Instationäre Simulationen mit dem Modell B

Für die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse der transienten Rotorstabilisierung wird das Modell B aus Bild 5.10 verwendet. Dieses Modell stellt einen höherwertigeren Modellierungsansatz als das einfache Radseitenraummodell dar, weil der Spaltvolumenstrom nicht direkt vorgeschrieben wird, sondern eine Folge der eingestellten Rotordrehzahl ist. Wie im vorangegangenen Abschnitt sind nur axiale Verschiebungen des Rotors erlaubt.

In Bild 6.22a ist die bezogene, axiale Rotorposition  $z/s$  in Abhängigkeit der Anzahl der Umdrehungen und des eingestellten Zeitschrittes dargestellt. Als Betriebspunkt wird für diese Simulationen ein Fördervolumenstrom von 6 l/min und eine Drehzahl von 3000 U/min gewählt. Es soll gezeigt werden, daß auch mit diesem Modell die axiale Rotorstabilisierung simuliert werden kann und daß die Lösung unabhängig von dem gewählten Zeitschritt ist. Bei der ersten Simulation wird eine Rotordrehung mit 72 Zeitschritten aufgelöst. Die Simulation startet mit dem Rotor bei  $z/s = 0$  und innerhalb von drei Umdrehungen bewegt sich der Rotor zu einer stationären Endposition. Wird der Zeitschritt halbiert, so daß eine Umdrehung mit 144 Zeitschritten aufgelöst wird, so zeigt die entsprechende Kurve einen ähnlichen Verlauf. Der zeitliche Mittelwert der stationären Endpositionen weicht um 3% von der Kurve mit der größeren zeitlichen Auflösung ab. Auch wenn der Zeitschritt ein weiteres Mal halbiert wird, so daß eine Umdrehung mit 288 Zeitschritten aufgelöst wird, bewegt sich der Rotor zur gleichen stationären Endposition, wobei der Mittelwert um 6% von der Kurve mit der größten zeitlichen Auflösung abweicht. Wie auch bei den instationären Simulationen mit dem Modell A werden die Fluktuationen in den Kurven bei einer feineren zeitlichen Auflösung geringer. Die Ergebnisse zeigen, daß die Rotorstabilisierung auch mit diesem Modell simulierbar ist und die Lösung nur geringfügig von dem Zeitschritt abhängt. Bei allen im Folgenden vorgestellten Ergebnissen wird deshalb eine zeitliche Auflösung von 72 Zeitschritten pro

Umdrehung gewählt.

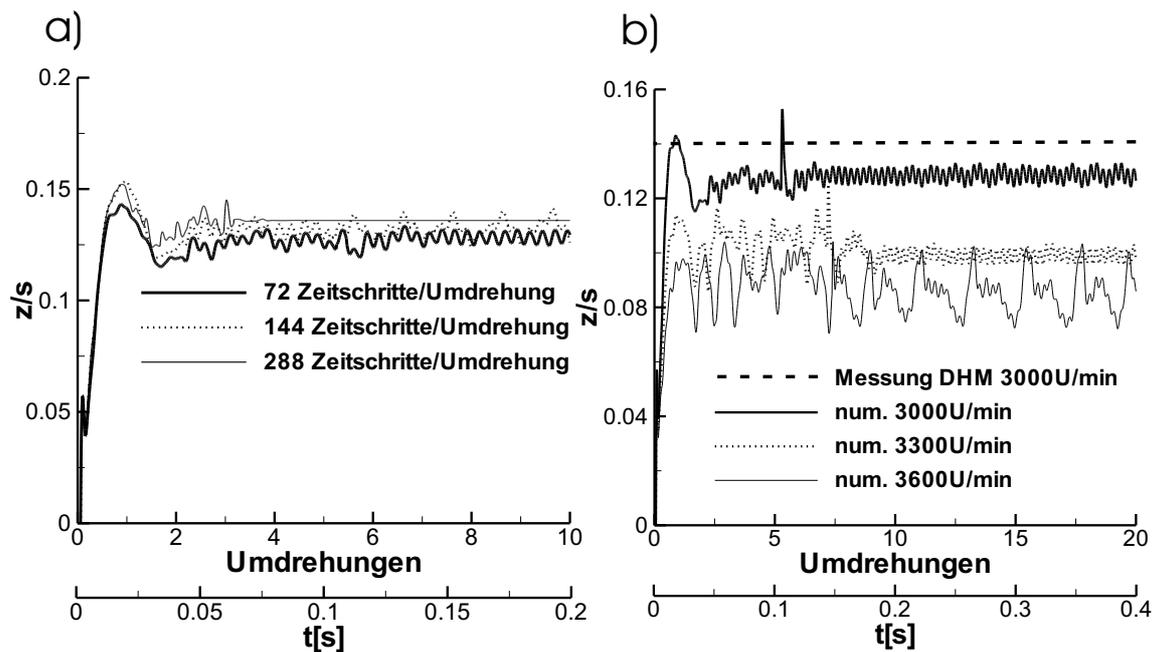


Bild 6.22: Instationäre Simulationen mit dem Modell B; a) Relative axiale Rotorposition als Funktion der zeitlichen Auflösung und b) Relative axiale Rotorposition als Funktion der Drehzahl

Bild 6.22b zeigt die bezogene axiale Rotorposition  $z/s$  als Funktion der Anzahl der Umdrehungen und der Drehzahl. Bei einer Drehzahl von 3000 U/min zeigen die numerischen Untersuchungen, daß sich der Rotor bei einer bezogenen axialen Position von  $z/s = 0.128$  stabilisiert. Die am DHM experimentell mit einem in axialer Richtung frei beweglichen Rotor ermittelte Position beträgt im Mittel  $z/s = 0.14$ , wobei die Meßwerte mit einer Unsicherheit von  $\Delta z/s = \pm 0.1$  behaftet sind. Diese sehr gute Übereinstimmung zeigt, daß mit dem in Abschnitt 3.1 vorgestellten Programmsystem die transiente Rotorstabilisierung simuliert werden kann.

Wenn die Drehzahl der Pumpe variiert wird, ändert sich die im Laufradkanal aufgebaute Druckdifferenz, und damit ändern sich auch die Druckverhältnisse im Spalt. Wird die Drehzahl von 3000 U/min auf 3300 U/min erhöht, liegt die stationäre Endposition, die der Rotor erreicht, bei  $z/s = 0.1$ . Ein weiteres Steigern der Drehzahl auf 3600 U/min hat zur Folge, daß die Endposition bei  $z/s = 0.086$  liegt, allerdings treten bei dieser Drehzahl auch verstärkt periodische Oszillationen auf, die im weiteren Verlauf nicht abklingen. Durch das Erhöhen der Drehzahl scheint sich der Rotor näher an der Mittellage bei  $z/s = 0$  zu stabilisieren. Dieser Trend kann nicht durch Messungen am DHM bestätigt werden, da sich die Rotorposition nur geringfügig mit der Drehzahl ändert und die Werte alle innerhalb der Meßgenauigkeit liegen.

Bei allen bisher vorgestellten Ergebnissen wird angenommen, daß sich die Pumpe in einem ruhenden Bezugssystem befindet. Im späteren Betrieb wird die Pumpe jedoch ständig in Bewegung sein, da sie als Teil eines Herzunterstützungssystems in den Brustraum eines Patienten implantiert wird. Um zu gewährleisten, daß die Pumpe auch dann stabil läuft, wenn sie z. B. plötzlich durch eine Bewegung des

Patienten beschleunigt wird, werden numerische Simulationen durchgeführt, bei denen das Gehäuse der Pumpe in axialer Richtung bewegt wird. Dabei wird geprüft, wie der in axialer Richtung frei bewegliche Rotor auf die Gehäusebewegung reagiert. Als Betriebspunkt wird für alle Simulationen mit bewegtem Gehäuse ein Fördervolumenstrom von 6 l/min und eine Drehzahl von 3000 U/min gewählt.

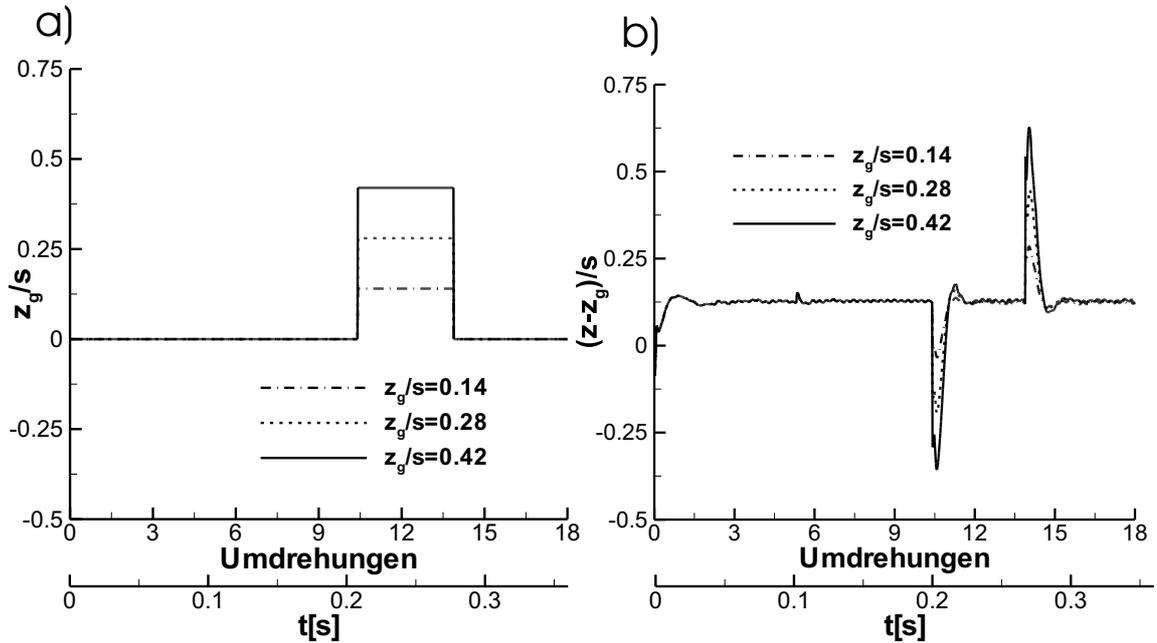


Bild 6.23: Instationäre Simulationen mit dem Modell B; a) Relative axiale Gehäuseposition bei einer sprunghaften Bewegung und b) Relative Rotorposition als Folge der Gehäusebewegung

Das Bild 6.23a zeigt die bezogene axiale Gehäuseposition  $z_g/s$  als Funktion der Anzahl der Umdrehungen bei einer sprunghaften Änderung der Gehäuseposition. Während der ersten zehn Umdrehungen bewegt sich das Gehäuse nicht, damit sich der Rotor in eine stationäre Position einschwingen kann. Anschließend wird das Gehäuse innerhalb eines Zeitschritts um 14%, 28% und 42% der Spalthöhe an der Drosselstelle  $s$  in positiver  $z$ -Richtung versetzt. An dieser Position verbleibt das Gehäuse für etwa drei Umdrehungen, bis sich der Rotor erneut in eine stationäre Position eingeschwungen hat und springt anschließend wieder zurück auf die Ausgangsposition. Die Reaktion des Rotors auf diese sprunghafte Gehäusebewegung ist in Bild 6.23b dargestellt. Nachdem das Gehäuse bei zehn Umdrehungen sprunghaft nach oben bewegt wurde, ändert sich die bezogene relative Position des Rotors  $(z-z_g)/s$  im Gehäuse. Der Rotor befindet sich plötzlich an einer Position nahe der unteren Gehäusesseite und gleicht dies aus, indem er der Gehäusebewegung folgt. Innerhalb von 0.025 s hat sich der Rotor wieder an der gleichen relativen Position im Gehäuse eingependelt. Nach etwa dreizehn Umdrehungen springt das Gehäuse innerhalb eines Zeitschritts wieder zurück auf die Ausgangsposition, so daß sich der Rotor kurzzeitig an einer Position nahe der oberen Gehäusesseite befindet. Wiederum folgt der Rotor der Gehäusebewegung und bewegt sich innerhalb von 0.025 s zu derselben stationären Endposition, die er vor der Gehäusebewegung eingenommen hatte.

In Bild 6.24a ist die bezogene axiale Gehäuseposition  $z_g/s$  als Funktion der An-

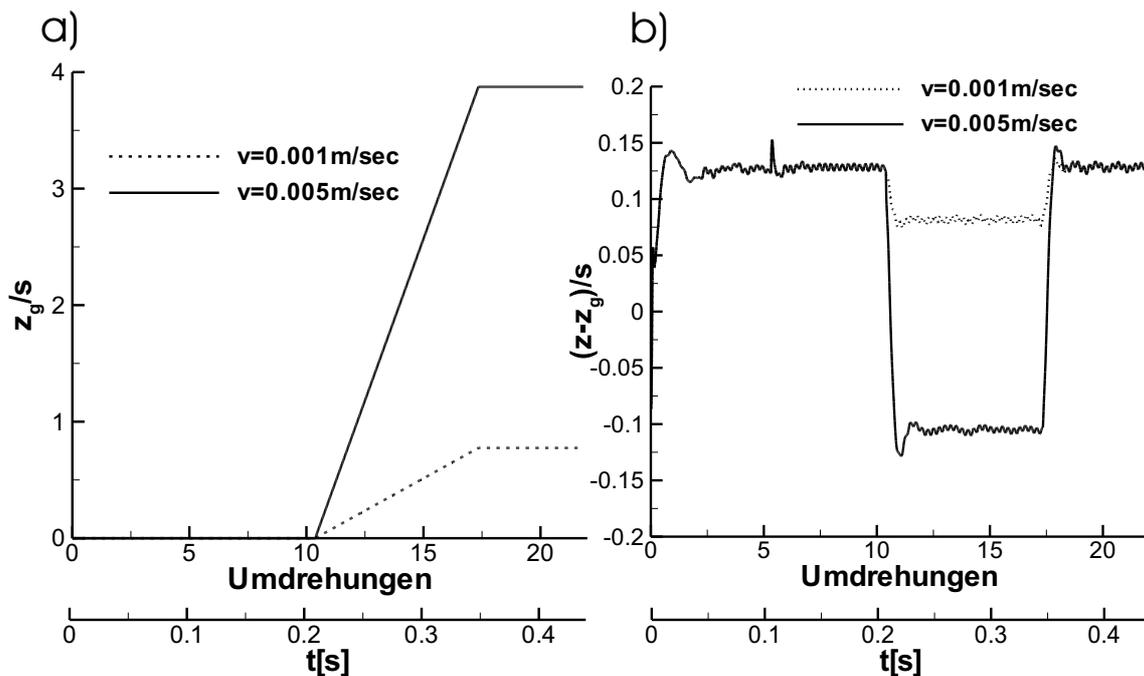


Bild 6.24: Instationäre Simulationen mit dem Modell B; a) Relative axiale Gehäuseposition bei einer Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit und b) Relative Rotorposition als Folge der Gehäusebewegung

zahl der Umdrehungen dargestellt, wenn sich das Gehäuse mit einer konstanten Geschwindigkeit bewegt. Während der ersten zehn Umdrehungen bewegt sich das Gehäuse nicht, damit ein eingeschwungener Zustand erreicht wird. Anschließend wird das Gehäuse mit einer konstanten Geschwindigkeit für die Dauer von sieben Umdrehungen in die positive  $z$ -Richtung bewegt, wodurch sich ein rampenförmiger Kurvenverlauf im Weg-Zeit Diagramm ergibt. Je nach zurückgelegtem Weg stellt sich eine willkürlich gewählte, konstante Geschwindigkeit von  $0.001\text{ m/s}$  oder  $0.005\text{ m/s}$  ein. Abschließend bleibt das Gehäuse für weitere vier Umdrehungen auf der erreichten axialen Position, damit sich der Rotor wieder in eine stationäre Endposition bewegen kann. Das Bild 6.24b zeigt die Reaktion des Rotors, wenn sich das Gehäuse mit einer konstanten Geschwindigkeit axial nach oben bewegt. Nach der Einschwingphase bewegt sich das Gehäuse in positive axiale Richtung, so daß sich die bezogene relative Rotorposition ändert. Da der Rotor aufgrund seiner Trägheit der Gehäusebewegung nachläuft, befindet er sich während der Bewegung näher an der unteren Gehäusewand. Bei beiden Simulationen stellt sich innerhalb von  $0.028\text{ s}$  ein stationärer Zustand ein, in dem der Rotor seine relative Position im Gehäuse nicht mehr ändert. Die stationäre relative Position, an der sich der Rotor während der Gehäusebewegung befindet, hängt von der Geschwindigkeit ab, mit der sich das Gehäuse bewegt. Je schneller das Gehäuse nach oben bewegt wird, um so näher liegt diese Position an der unteren Gehäusesseite. Sobald das Gehäuse wieder steht, läuft der Rotor auf seine ursprüngliche relative Position im Gehäuse zurück.

Das Bild 6.25 beschreibt das transiente Stabilisierungsverhalten des Rotors, wenn das Gehäuse eine komplexere Bewegung ausführt. Die Gesamtbewegung besteht aus einer Einschwingphase von 10 Umdrehungen, einer Phase konstanter Beschleuni-

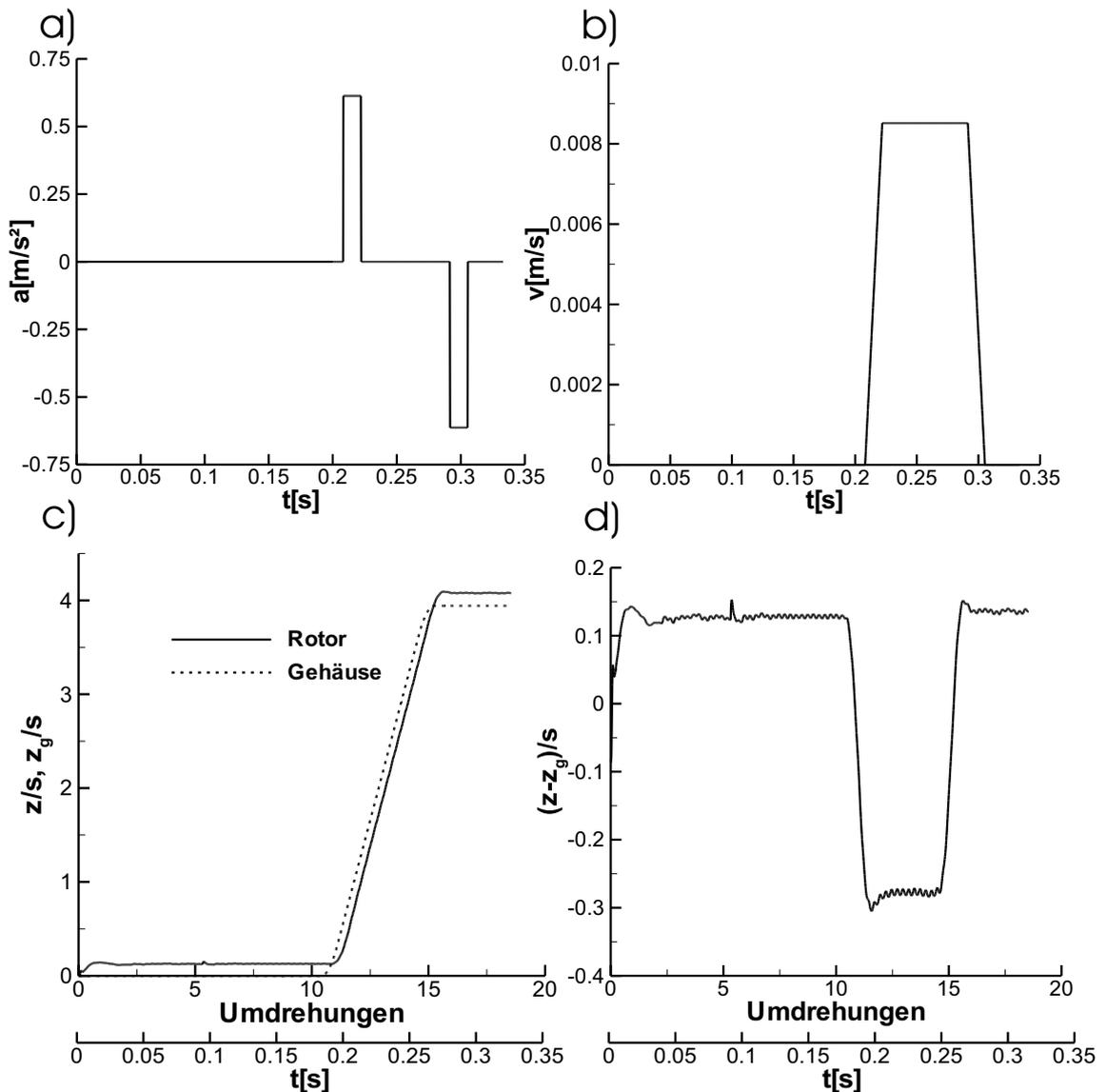


Bild 6.25: Instationäre Simulationen mit dem Modell B; a) Beschleunigungs-Zeit Diagramm; b) Geschwindigkeits-Zeit Diagramm; c) Weg-Zeit Diagramm des Gehäuses und b) Relative Rotorposition als Folge der Gehäusebewegung

gung mit  $1/16$  der Erdbeschleunigung für eine Dauer von  $0.015$  s, einem Abschnitt mit einer konstanten Geschwindigkeit von  $0.0085$   $\text{m/s}$ , der  $0.07$  s dauert, und einer Phase, in der das Gehäuse mit  $-1/16$  der Erdbeschleunigung für eine Dauer von ebenfalls  $0.015$  s abgebremst wird. Abschließend bleibt das Gehäuse für drei Umdrehungen auf der erreichten axialen Position. In Bild 6.25a ist das Beschleunigungs-Zeit Diagramm dieser Bewegung aufgezeigt und in Bild 6.25b das Geschwindigkeits-Zeit Diagramm. Das Bild 6.25c zeigt die bezogene axiale Gehäuseposition  $z_g/s$ , was einer bezogenen Darstellung des Weg-Zeit Diagramms für diese Bewegung entspricht. Außerdem ist die bezogene, axiale Position des Rotors  $z/s$  als Antwort des Rotors auf die Gehäusebewegung dargestellt. In Bild 6.25d ist die Relativposition des Rotors während der Bewegung angegeben. Während der  $0.015$  s, in denen das Gehäuse auf die Geschwindigkeit von  $0.0085$   $\text{m/s}$  beschleunigt wird, bewegt sich der Rotor um

eine relative Distanz von  $\Delta(z - z_g)/s = 0.41$  in Richtung der unteren Gehäuseseite. Während der folgenden Phase, in der sich das Gehäuse mit konstanter Geschwindigkeit bewegt, bleibt der Rotor in einem stationären Zustand bei  $(z - z_g)/s = -0.282$ . Anschließend wird das Gehäuse mit der betragsmäßig gleichen Beschleunigung abgebremst, mit der es vorher beschleunigt wurde, und verbleibt auf der erreichten axialen Endposition. Während des Bremsvorgangs bewegt sich der Rotor zurück zu seiner ursprünglichen relativen Position bei  $(z - z_g)/s = -0.128$ , auf die er sich erneut einschwingt.

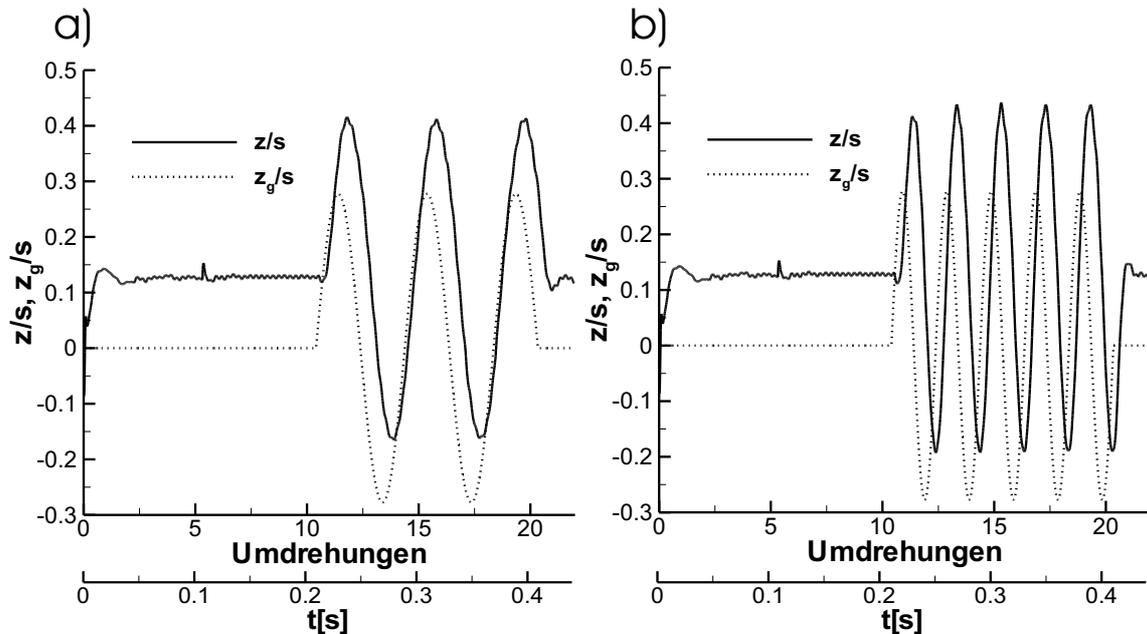


Bild 6.26: Instationäre Simulationen mit dem Modell B, Rotorposition und Gehäuseposition bei einer sinusförmigen Bewegung des Gehäuses; a)  $z_g = 0.27s \sin(\Omega t)$  und b)  $z_g = 0.27s \sin(2\Omega t)$

In Bild 6.26a und Bild 6.26b sind die Ergebnisse von zwei Simulationen dargestellt, bei denen das Gehäuse sinusförmig bewegt wird. Aufgrund der Trägheit des Rotors erfolgt dessen Antwort phasenverschoben, so daß hier nicht mehr die Differenz zwischen Gehäuse- und Rotorposition, sondern die bezogene Gehäuseposition  $z_g/s$  und die bezogene Rotorposition  $z/s$  für jede Simulation einzeln dargestellt wird. Die Amplitude beträgt bei beiden Simulationen 27% der Spaltweite an der Drosselstelle. Bei der in Bild 6.26a gezeigten Simulation beträgt die Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$  mit der das Gehäuse schwingt 25% der Winkelgeschwindigkeit des Rotors, bei der in Bild 6.26b gezeigten Simulation ist sie doppelt so hoch.

Aus den Ergebnisdaten der in Bild 6.26a gezeigten Simulation geht hervor, daß die Rotorbewegung mit der gleichen Frequenz erfolgt, wie die anregende Bewegung des Gehäuses. Insgesamt durchlaufen Gehäuse und Rotor 2.5 Perioden, wobei die Dauer einer Periode  $T = 0.08$  s oder 3.98 Umdrehungen beträgt. Die Antwort des Rotors auf die Gehäusebewegung erfolgt zeitlich etwas nachlaufend, wobei die zeitliche Phasenverschiebung zwischen den beiden Kurven  $\Delta t = -0.0092$  s, bzw. 0.46 Umdrehungen beträgt. Die Amplitude der Rotorbewegung entspricht der der Gehäusebewegung. Wird die Frequenz der Gehäusebewegung verdoppelt, so ändert sich die Ant-

wortfrequenz des Rotors in gleicher Weise, s. Bild 6.26b. Auch bei dieser Simulation ist die Frequenz der Rotorbewegung gleich der der anregenden Gehäusebewegung und die Phasenverschiebung zwischen den beiden Kurven beträgt  $\Delta t = -0.0092$  s, bzw. 0.46 Umdrehungen. Durch das Verdoppeln der Frequenz der Gehäusebewegung halbiert sich die Periodendauer einer Rotorschwingung auf  $T = 0.04$  s.

Alle vorgestellten Untersuchungen, bei denen das Gehäuse in axialer Richtung bewegt wird, zeigen, daß der Rotor aufgrund seiner Trägheit der Gehäusebewegung nachläuft und nach Ende der Bewegung wieder die gleiche stationäre Position einnimmt. Die Antwort des Rotors auf eine Bewegung des Gehäuses erfolgt sehr schnell, d. h. innerhalb von weniger als 0.01 s bzw. einer halben Rotorumdrehung. Zu einem späteren Zeitpunkt sollte außerdem geprüft werden, welchen Einfluß es auf die Rotorstabilisierung hat, wenn der Rotor kurzzeitig an einer Gehäusewand anstößt. Dies läßt sich effizienter in einem physikalischen Experiment untersuchen, da bei numerischen Simulationen Probleme bei der Netzgenerierung entstehen wenn die Spaltweite gegen null geht und die Rechenzeiten bereits jetzt für jede Simulation mit bewegtem Gehäuse etwa drei Monate betragen.

### 6.2.3 Instationäre Simulationen mit dem Modell C

Für die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse der Rotorstabilisierung wird das in Bild 5.11 vorgestellte Modell C verwendet. Mit diesem Modell werden zwei zeitechte Simulationen der Rotorstabilisierung durchgeführt. Bei der ersten Simulationsreihe werden nur axiale Verschiebungen des Rotors erlaubt, bei der zweiten kann sich der Rotor zudem auch in radialer Richtung bewegen. Bei der zweiten Reihe werden nur Kräfte in den drei Raumrichtungen berücksichtigt, nicht aber die Momente, die den Rotor zum Kippen bringen, da in Abschnitt 6.1.3.3 gezeigt werden konnte, daß der Rotor instabil wird und sofort an den Gehäusewänden anstößt.

Die Berechnung der Verschiebungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung aufgrund der am Rotor angreifenden Kräfte erfolgt analog der in Abschnitt 3.4 aufgezeigten für Verschiebungen in axialer Richtung. Bei beiden Simulationsreihen werden ein Fördervolumenstrom von 6 l/min und eine Drehzahl von 3000 U/min angenommen. In Bild 6.27 ist die bezogene axiale Rotorposition  $z/s$  in Abhängigkeit der Anzahl der Umdrehungen für die beiden Simulationsreihen dargestellt. Bei der mit *axial* bezeichneten Reihe sind nur axiale Verschiebungen erlaubt, bei der Reihe *axial und radial* sind auch radiale Verschiebungen zulässig. Das Bild zeigt, daß sich innerhalb der ersten vier Umdrehungen kaum Unterschiede zwischen einer Simulation mit rein axialen und einer Simulation mit axialen und radialen Verschiebungen ergeben. Danach werden die Abweichungen zwischen den beiden Simulationsreihen größer, wobei die beiden Kurven weiter den gleichen mittleren Verlauf aufweisen. Die maximale Abweichung zwischen den beiden Kurven beträgt 25% bei 10.5 Umdrehungen, die Abweichung der zeitlichen Mittelwerte der Kurven beträgt weniger als 0.5%.

In Bild 6.28 ist für die Simulationsreihe, bei der auch radiale Verschiebungen zugelassen sind, die bezogene Rotorposition in der  $x$ - $y$ -Ebene zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Als Bezugsgröße  $\Delta R$  dient die maximale Distanz, um die sich der Rotor in radialer Richtung bewegen kann, ohne an der Spiralenzunge anzustoßen. Die vier

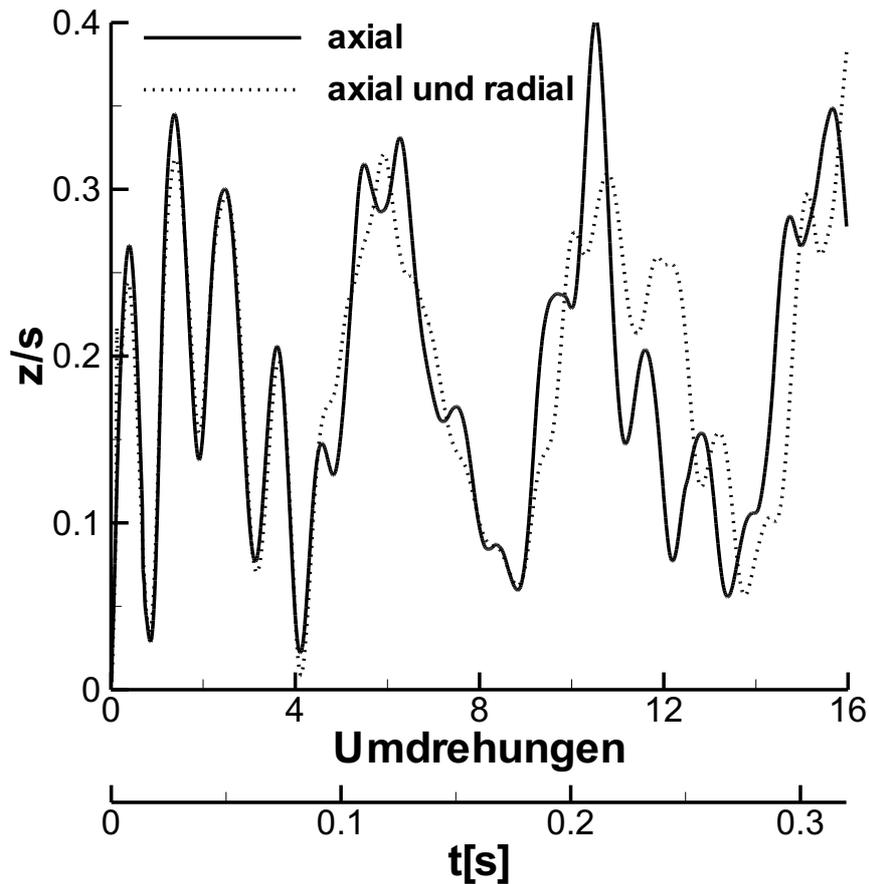


Bild 6.27: Instationäre Simulationen mit dem Modell C; Relative axiale Rotorposition für eine Simulationsreihe, bei der nur axiale Verschiebungen erlaubt sind, und für eine Simulationsreihe, bei der axiale und radiale Verschiebungen zugelassen sind

Bilder zeigen den Weg, den der Rotormittelpunkt nach 6, 12, 18 und 24 Umdrehungen zurückgelegt hat. Während der ersten vier Umdrehungen, s. Bild 6.28a, bewegt sich der Rotor zu einem Punkt bei  $x/\Delta R \approx -0.003$  und  $y/\Delta R \approx 0.005$ . In diesem Punkt haben die Radialkräfte ihr Minimum, was auch aus den Ergebnissen der stationären Strömungssimulationen in Bild 6.14 hervorgeht. Anschließend beginnt der Rotor spiralenförmig um diesen Punkt zu kreisen, s. Bild 6.28b und Bild 6.28c, wobei sich der Rotor mit zunehmender Simulationsdauer weiter von dem Mittelpunkt entfernt. Nach 24 Umdrehungen beträgt die radiale Verschiebung noch weniger als 7% des maximal möglichen Weges  $\Delta R$ .

### 6.3 Analyse der Blutschädigung

Bei der Konstruktion von Pumpen zur Förderung von Blut gelten andere Randbedingungen als bei der Konstruktion einer herkömmlichen Pumpe. Neben der Vermeidung von Thrombenbildung ist insbesondere auf eine möglichst geringe Schädigung der roten Blutzellen beim Fördern zu achten. Es ist somit wünschenswert, einerseits bereits frühzeitig im Entwicklungsprozeß der Blutpumpe Aussagen über die zu erwartende Blutschädigung treffen zu können und andererseits die Ursachen einer

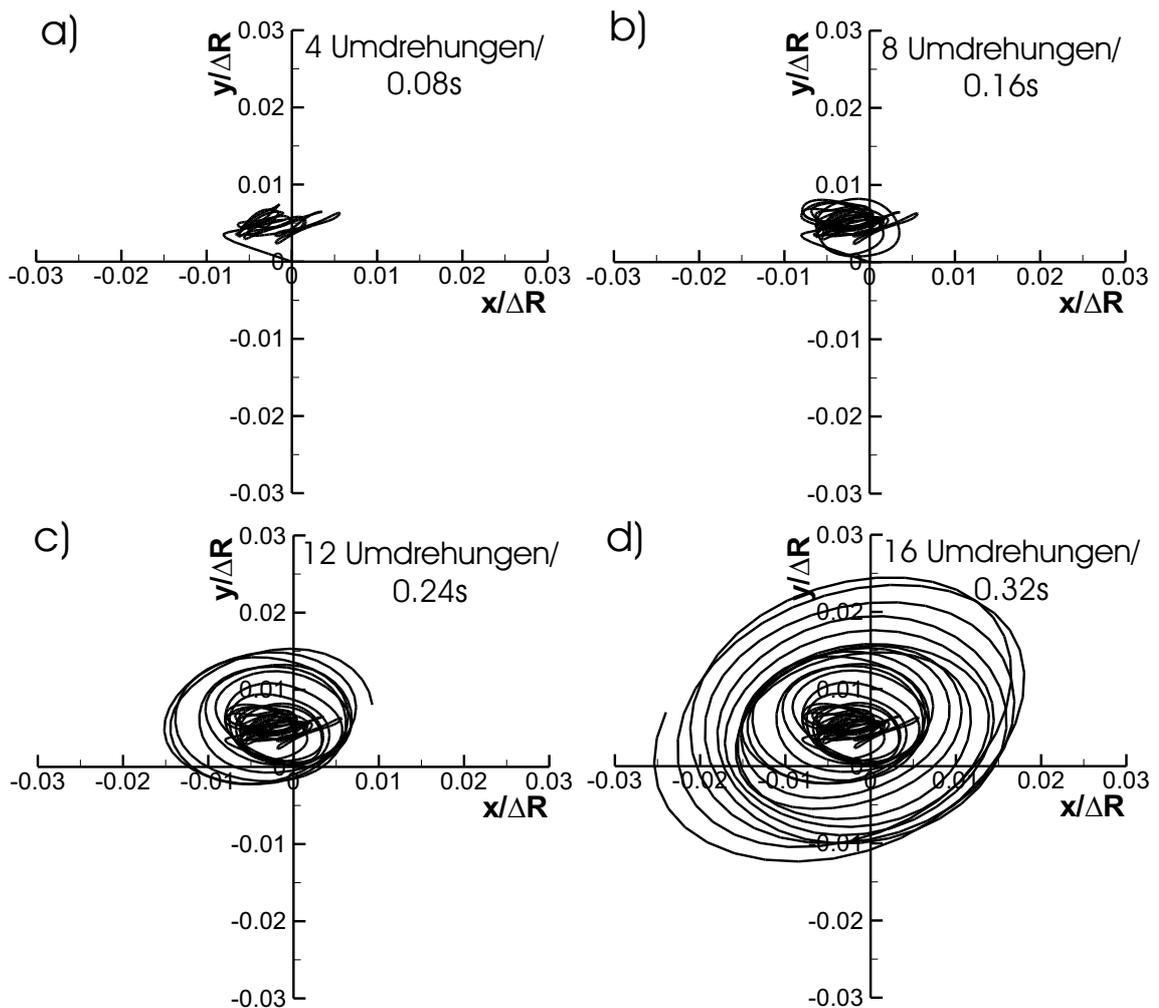


Bild 6.28: Instationäre Simulationen mit dem Gesamtmodell der Blutpumpe; bezogene Rotorposition in der  $x$ - $y$ -Ebene zu verschiedenen Zeitpunkten

Schädigung bei bereits bestehenden Systemen zu ergründen. Seit etwa 10 Jahren gibt es Ansätze, hierzu numerische Verfahren heranzuziehen, siehe z. B. BLUDSZUWEIT [8] und MITOH ET AL. [40]. Dabei wird das Ziel verfolgt, eine qualitative Bewertung jener Einflußfaktoren vorzunehmen, die als ursächlich für die Blutschädigung angesehen werden und sich durch numerische Berechnung ermitteln lassen. Ziel dieser Analyse ist es, eine Bewertungsgröße für eine gegebene Geometrie und einen definierten Betriebszustand zu ermitteln, welche eine Abschätzung der zu erwartenden, strömungsinduzierten Blutschädigung im Vergleich zu anderen Geometrievarianten oder Betriebspunkten erlaubt, APEL [3].

Um das Ausmaß an Blutschädigung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Blutpumpe, die den Namen Rotacor trägt, beurteilen zu können, müssen die Ergebnisse in Relation zu einer bereits eingehend in-vivo und in-vitro untersuchten Pumpe gesehen werden. Als Bezugsgröße dient daher die gut dokumentierte extrakorporale Radialblutpumpe Rotaflow, die am DHM entwickelt wurde, s. MENDLER ET AL. [38] und ORIME ET AL. [46] und von der Firma Jostra vertrieben wird. In einem diesem Forschungsvorhaben vorangegangenen Projekt ist der elektrische Antrieb

der Rotaflow Blutpumpe verbessert und die Pumpe in Hinblick auf hydraulische Effizienz optimiert worden. Das Produkt dieser Weiterentwicklung ist die extrakorporale Blutpumpe Rotassist, die ebenfalls zu Vergleichszwecken herangezogen wird, s. MENDLER ET AL. [37] und BREITENBACH [13].

Die Grundlage für eine numerische Berechnung der Blutschädigung sind die Ergebnisdaten von numerischen Strömungssimulationen. Daher werden für alle drei Blutpumpen Rechenetze erzeugt, wobei der mit Fluid gefüllte Raum jeder Pumpe mit etwa 650.000 Knoten diskretisiert wird. Anschließend werden stationäre Strömungssimulationen mit dem kommerziellen CFD-Softwarepaket Tascflow durchgeführt, in dem ein Partikel-Tracking Modul enthalten ist. Als Betriebspunkt wird ein Fördervolumenstrom von 6 l/min und eine Drehzahl von 3000 U/min gewählt. Aus den Ergebnisdaten der auskonvergierten Strömungslösungen wird die skalare Vergleichsspannung gemäß Gleichung 3.24 für jedes Kontrollvolumen berechnet. Um eine Aussage darüber zu treffen, welcher Anteil des geförderten Blutvolumens welcher Beanspruchung unterliegt, wird für die Vergleichsspannung im Strömungsgebiet die Häufigkeit ihres Auftretens bestimmt. In Bild 6.29a ist eine solche Verteilung für die drei Blutpumpen in kumulierter Form dargestellt. Das Bild zeigt, daß die Vergleichsspannung im gesamten Strömungsgebiet bei allen drei Blutpumpen zu annähernd 100% weniger als  $100 \text{ N/m}^2$  beträgt. Bei der implantierbaren Blutpumpe Rotacor, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, ist die 100%-Marke sogar bereits bei  $60 \text{ N/m}^2$  erreicht. Die Vergleichsspannung liegt weit unter dem Wert von  $420 \text{ N/m}^2$ , ab dem eine meßbare Hämolyse einsetzt. Diese Form der Analyse erlaubt eine Bewertung der Belastungsverteilung im Strömungsgebiet, aber nur unter der Voraussetzung, daß die Belastungsdauer keinen Einfluß auf die Schädigung ausübt. Dies trifft nur für kurze Belastungszeiten im Bereich von Millisekunden zu, APEL [3].

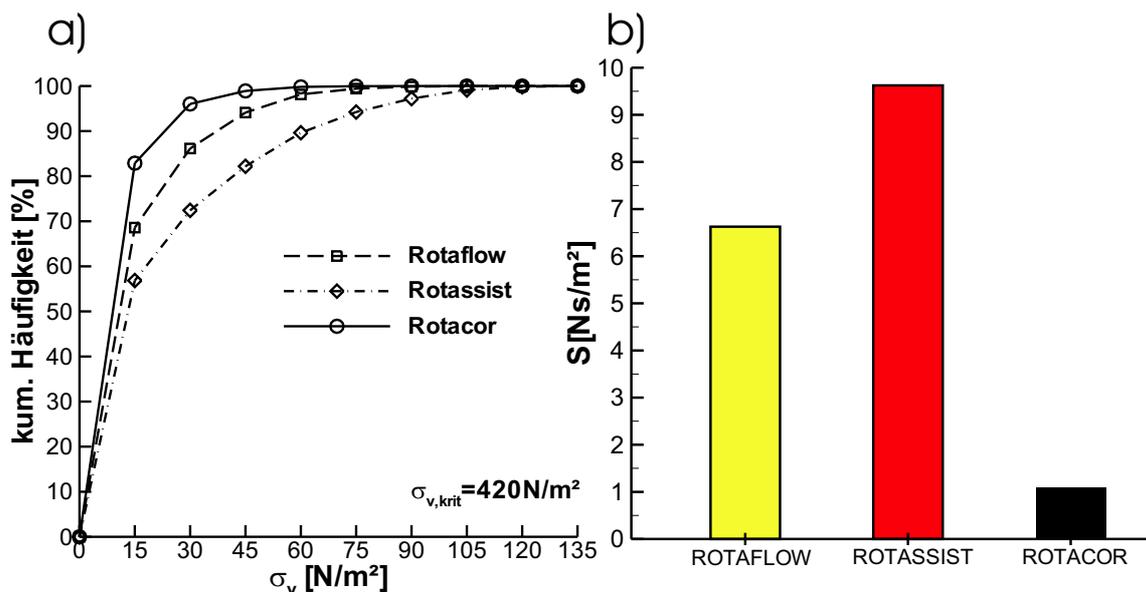


Bild 6.29: Analyse der Blutschädigung; a) Kumulierte Häufigkeit der Vergleichsspannung im gesamten Strömungsgebiet und b) Nach Gleichung 4.6 bestimmte Blutschädigung

Zur Ermittlung der Belastungsdauer werden die Bahnlinien von 300 Partikeln mit der Größe und den Stoffeigenschaften von roten Blutzellen berechnet, deren Startpunkte gleichmäßig über den Eintritt am Saugstutzen verteilt sind. Entlang dieser Bahnlinien werden die zurückgelegte Wegstrecke, die Zeit sowie die zu den Ortsvektoren korrespondierenden Vergleichsspannungen ermittelt und aufgezeichnet. Aus diesen Daten lassen sich zunächst die Verweilzeiten der Partikel ermitteln. In den Bildern 6.30a und 6.30b ist die Häufigkeit der Verweilzeiten der Partikel in relativer und kumulierter Form aufgetragen. Bei der Darstellung der relativen Häufigkeit beträgt die Breite der einzelnen Intervalle 0.1 s. Bei den beiden extrakorporalen Blutpumpen haben über 90% der Partikel die Pumpe innerhalb einer Sekunde durchlaufen. Bei der Rotacor Blutpumpe haben 98% der Partikel die Pumpe bereits nach 0.3 s passiert. Die Ursache für die längeren Durchgangszeiten bei den beiden extrakorporalen Blutpumpen ist, daß die Pumpenteile als Einwegartikel konzipiert sind und daher aus fertigungstechnischen Gründen die Spalte zwischen Rotor und Gehäuse sehr viel größer ausfallen. Dadurch treten größere Spaltvolumenströme auf, folglich strömen die meisten Partikel mehrmals durch das Laufrad, um zum Auslaß zu gelangen.

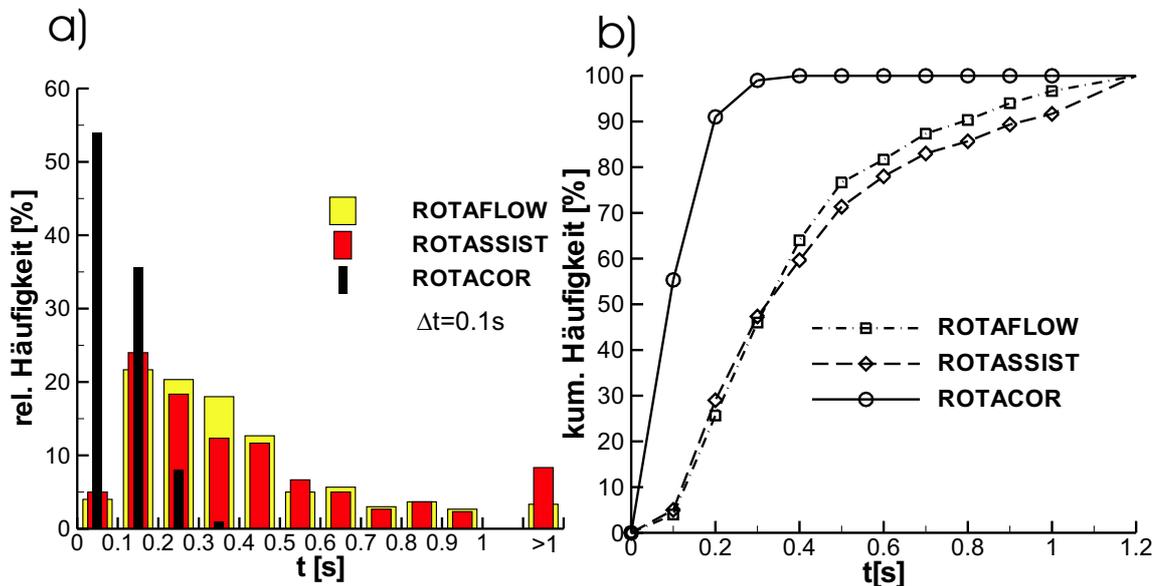


Bild 6.30: Analyse der Blutschädigung; a) Relative Häufigkeit und b) Kumulierte Häufigkeit der Verweilzeit für 300 Partikel

Bild 6.31a zeigt die relative Häufigkeit und Bild 6.31b die kumulierte Häufigkeit der maximal auf jeder Partikelbahn aufgezeichneten skalaren Vergleichsspannung. Bei der Darstellung der relativen Häufigkeit beträgt die Breite der einzelnen Intervalle  $15 \text{ N/m}^2$ . Im Fall der extrakorporalen Blutpumpe Rotaflow waren 90% der Partikel einer Spannung von weniger als  $100 \text{ N/m}^2$  ausgesetzt, im Fall der Rotassist Blutpumpe liegt dieser Wert bei  $150 \text{ N/m}^2$ .

Dagegen weist die intrakorporale Blutpumpe Rotacor die niedrigsten Spannungswerte auf, d. h. 90% der Partikel sind einer Spannung von weniger als  $75 \text{ N/m}^2$  ausgesetzt. Diese Pumpe ist als Teil eines implantierbaren Herzunterstützungssystems für einen längerfristigen Einsatz konzipiert, bei dem sich die blutschädigenden Einflüsse auf Dauer aufsummieren.

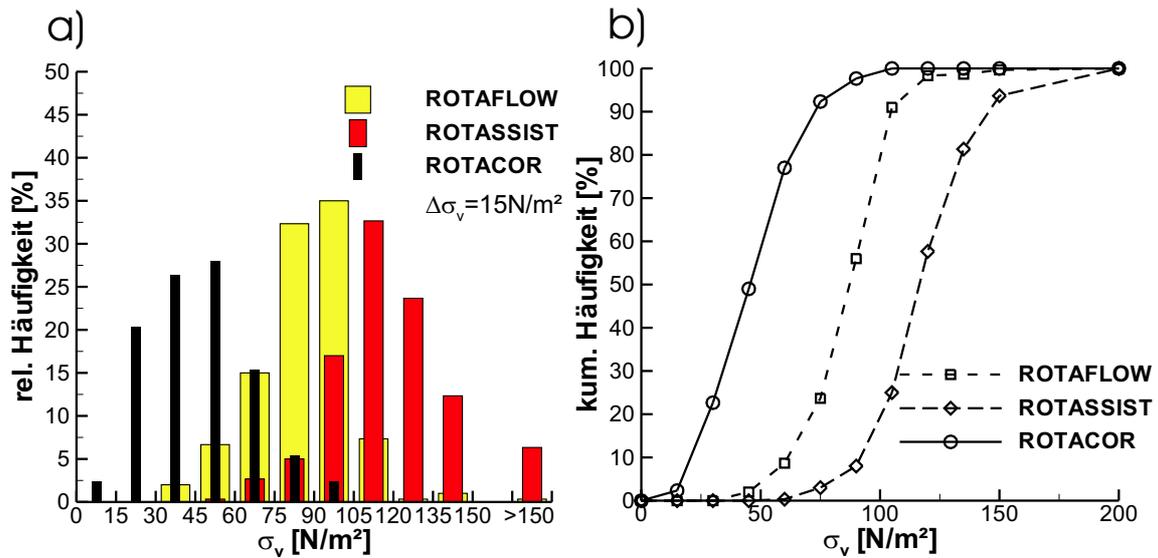


Bild 6.31: Analyse der Blutschädigung; a) Relative Häufigkeit und b) Kumulierte Häufigkeit der maximal aufgezeichneten skalaren Vergleichsspannung für 300 Partikel

Faßt man die beiden Schädigungsursachen Vergleichsspannung und Verweilzeit gemäß Gleichung 4.6 zu einer skalaren Größe zusammen, so ergibt sich der in Bild 6.29b dargestellte Sachverhalt. Die Schädigung  $S$  beträgt bei der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Rotacor Blutpumpe lediglich 15%, bzw. 10% dessen, was einer Blutzelle in den beiden extrakorporalen Blutpumpen Rotaflow und Rotassist zugemutet wird.

Zusammenfassend kann daher gesagt werden, daß bei der Rotacor Blutpumpe keine Probleme mit zu hoher Blutschädigung zu erwarten sind, was jedoch durch experimentelle Untersuchungen noch nachgewiesen werden muß.

# Kapitel 7

## Bewertung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Programmsystem entwickelt, mit dem die Fluid-Struktur Wechselwirkungen zwischen dem Fördermedium Blut und einem darin beweglichen Rotor einer Blutpumpe simuliert werden können. Außerdem werden der Radseitenraum, die Beschaukelung und die Spirale der Blutpumpe entworfen und in Hinblick auf hohe Steifigkeit, hohe Wirkungsgrade und geringe Blutschädigung optimiert.

Das zur numerischen Simulation der instationären Rotorstabilisierung entwickelte Programmsystem besteht aus einem Netzgenerator, dem CFD-Code NS3D und einem Postprocessing Modul. Der Netzgenerator erzeugt vollautomatisch ein Rechnernetz, wahlweise der gesamten Blutpumpe oder eines vereinfachten Modells. Es können sowohl Konfigurationen, bei denen der Rotor in axialer und radialer Richtung verschoben ist, behandelt werden als auch solche, in denen der Rotor im Gehäuse um eine zur Rotationsachse senkrechte Achse gekippt ist. Der am FLM vorhandene Strömungslöser NS3D wird modifiziert, so daß sich numerische Strömungssimulationen auch auf bewegten Rechengittern durchführen lassen. Außerdem wird ein Postprocessing entwickelt, mit dem die vom Fluid auf den Rotor ausgeübten hydrodynamischen Kräfte und die daraus resultierende Verschiebung berechnet werden können.

Mit Hilfe stationärer Strömungssimulationen wird der erste Prototyp einer Blutpumpe entworfen. Der Vergleich von numerisch ermittelten und experimentellen Leistungsdaten der Pumpe zeigt eine gute Übereinstimmung. Dies gilt auch für die instationären Strömungsrechnungen, mit denen die Rotorstabilisierung simuliert wird. Für den Fall rein axialer Verschiebungen stimmt die numerisch bestimmte stationäre Endposition des Rotors mit der im Experiment ermittelten sehr gut überein. Instationäre Simulationen, bei denen der Rotor auch in radialer Richtung verschiebbar ist, zeigen ebenfalls physikalisch sinnvolle Ergebnisse, die aber noch durch Messungen belegt werden müssen.

Mit der Entwicklung eines Moduls zur Berechnung der Blutschädigung aus den Ergebnisdaten numerischer Strömungssimulationen steht ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem ein zukünftiges Blutpumpendesign hinsichtlich Blutschädigung bewertet werden kann. Der Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Pumpe mit

bestehenden Systemen zeigt, daß die Pumpe sehr blutschonend arbeitet.

Das entwickelte Programmsystem stellt ein validiertes Werkzeug zur numerischen Simulation der Rotorstabilisierung in axialer und radialer Richtung dar. Der nächste Schritt sollte die Einbeziehung der Kipp- und Kreismomente in die Rotorstabilisierung sein. In diesem Fall muß für die Berechnung der resultierenden Verschiebung ein anderer Ansatz verwendet werden, da dann die vergleichsweise einfache Berechnung mit Hilfe des zweiten Newton'schen Gesetzes nicht mehr gilt.

Aufgrund der extrem zeitaufwendigen instationären Simulationen sollte zudem eine Portierung des Programmsystems, insbesondere des CFD-Codes, auf einen vektorisierten oder massiv-parallelisierten Hochleistungsrechner in Erwägung gezogen werden.

# Anhang A

## Kennfeld der Blutpumpe

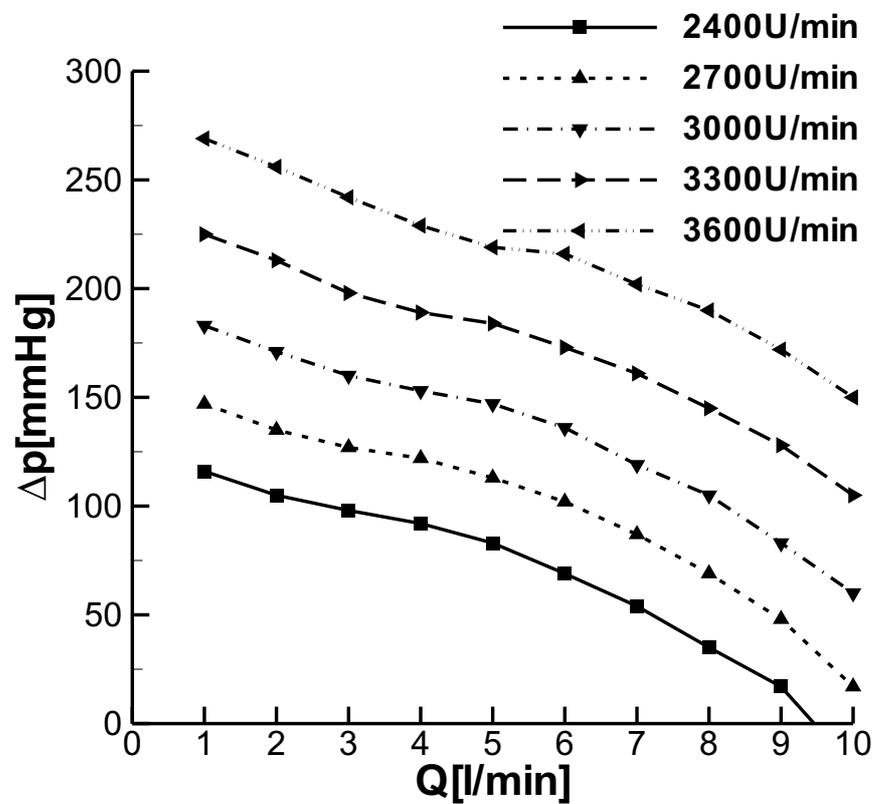


Bild A.1: Durch numerische Strömungssimulationen ermitteltes Kennfeld der Blutpumpe in dimensionsbehafteter Darstellung

# Literaturverzeichnis

- [1] ANDERSON, J. ; WOOD, H. ; ALLAIRE, P. ; BEARNSON, G. ; KHANWILKAR, P.: Computational Flow Study of the Continuous Flow Ventricular Assist Device, Prototype Number 3 Blood Pump. In: *Artificial Organs* 24(5) (2000), S. 377–385
- [2] ANDERSON, J. ; WOOD, H. ; ALLAIRE, P. ; OLSEN, D.: Numerical Analysis of Blood Flow in the Clearance Regions of a Continuous Flow Artificial Heart Pump. In: *Artificial Organs* 24(6) (2000), S. 492–500
- [3] APEL, J.: *Numerische Simulation der Strömung in Miniaturkreiselpumpen zur Blutförderung*, RWTH Aachen, Dissertation, 2002
- [4] APEL, J. ; PAUL, R. ; KLAUS, S. ; SIESS, T. ; REUL, H.: Assessment of Hemolysis Related Quantities in a Microaxial Blood Pump by Computational Fluid Dynamics. In: *Artificial Organs* 25(5) (2001), S. 341–347
- [5] ATTIA, M.: *Experimentelle Untersuchung der Spaltströmung bei einer zentrifugalen Blutpumpe*, Lehrstuhl für Hydraulische Maschinen und Anlagen, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2001
- [6] BERTRAM, C. ; QIAN, Y. ; REIZES, J.: Computational Fluid Dynamics Performance Prediction for the Hydrodynamic Bearings of the VentrAssist Rotary Blood Pump. In: *Artificial Organs* 25(5) (2001), S. 348–357
- [7] BLUDSZUWEIT, C.: Model for a general mechanical blood damage prediction. In: *Artificial Organs* 19 (1995), S. 583–590
- [8] BLUDSZUWEIT, C.: Three-Dimensional Numerical Prediction of Stress Loading of Blood Particles in a Centrifugal Pump. In: *Artificial Organs* 19(7) (1995), S. 590–596
- [9] BOHL, W.: *Strömungsmaschinen 2*. Vogel Fachbuch, 1998
- [10] BOHRMANN, S. ; PITKA, R. ; STÖCKER, H. ; TERLECKI, G.: *Physik für Ingenieure*. Verlag Harri Deutsch, 1993
- [11] BRAMM, G.: *Neukonzeption und Systementwicklung einer elektronisch gesteuerten und berührungslos magnetisch gelagerten Blutpumpe für den Einsatz als künstliches Herz*, TU München, Dissertation, 1988

- [12] BREITENBACH, A.: *Experimentelle Untersuchung zur hydrodynamischen Lagerung eines Pumpenrotors*, Lehrstuhl für Hydraulische Maschinen und Anlagen, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2001
- [13] BREITENBACH, A.: *RotAssist (Motor und Pumpe) Entwicklungsdokumentation*. Deutsches Herzzentrum München, 2003
- [14] Bundesverband Medizintechnologie. Berlin, Germany: *Was tun, wenn nichts mehr geht*. Informationsbroschüre. 2002
- [15] CATIA: *Online documentation*. Version 5 Release 9. 92150 Suresnes, France: Dassault Systems, 2003
- [16] CFX-TASCFLOW: *Theory documentation*. Version 2.12. Waterloo Ontario, Canada: ASC, 2002
- [17] CFX-TASCFLOW: *User documentation*. Version 2.12. Waterloo Ontario, Canada: ASC, 2002
- [18] CHAN, W. ; WONG, Y. ; DING, Y. ; CHUA, L. ; YU, S.: Numerical Investigation of the Effect of Blade Geometry on Blood Trauma in a Centrifugal Blood Pump. In: *Artificial Organs* 26(9) (2002), S. 785–793
- [19] CHAN, W. ; WONG, Y. ; YU, S. ; CHUA, L.: A Computational Study of the Effects of Inlet Guide Vanes on the Performance of a Centrifugal Blood Pump. In: *Artificial Organs* 26(6) (2002), S. 534–542
- [20] DEMIRDŽIĆ, I. ; PERIĆ, M.: Space Conservation Law in Finite Volume Calculations of Fluid Flow. In: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 8 (1988), S. 1037–1050
- [21] DEMIRDŽIĆ, I. ; PERIĆ, M.: Finite Volume Method for Prediction of Fluid Flow in Arbitrarily Shaped Domains with Moving Boundaries. In: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 10 (1990), S. 771–790
- [22] DURST, F. ; FISCHER, M. ; JOVANOVIĆ, J. ; LANGE, C.: LDA Measurements in the Wake of a Circular Cylinder. In: *Flow Simulation with High-Performance Computers II* Notes on Numerical Fluid Mechanics 52 (1996), S. 567–576
- [23] FERZIGER, J.H. ; PERIĆ, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, Berlin, 1997
- [24] FRANKE, I.: Herzchirurgie: Kunstherz verleiht bis zu 12 Stunden Mobilität. In: *Deutsches Ärzteblatt* 99 47 (2002), S. A–3156
- [25] GIERSIEPEN, M.: *Ermittlung von Strömungsprofilen und Schubspannungen an Herzklappenprothesen mit Hilfe der Laser-Doppler Anemometrie in pulsatiler Strömung*, RWTH Aachen, Dissertation, 1988
- [26] GIERSIEPEN, M. ; WURZINGER, L. ; OPITZ, R. ; REUL, H.: Estimation of shear-stress related blood damage in heart-valve protheses—in vitro comparison of 25 aortic valves. In: *Int. J. Artificial Organs* 13 (1990), S. 300–306

- [27] HAHN, H.G.: *Technische Mechanik*. Carl Hanser Verlag, 1990
- [28] HARTEN, A.: High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. In: *Journal of Computational Physics* 49 (1983), S. 357–393
- [29] HÖRZ, M.: Entwurf einer berührungslos gelagerten, permanenterregten Scheibenläufer-Synchronmaschine für ein implantierbares Herzunterstützungssystem. In: *VDE Fachtagung Innovative Klein- und Mikroantriebstechnik*, VDE Verlag, 2004
- [30] ICEM CFD: *Online documentation*. Version 4.3.1. Berkeley, California, USA: ICEM CFD Engineering, 2001
- [31] KAUFMANN, R.: *Entwurf eines vollimplantierbaren elektromechanischen künstlichen Herzens*, RWTH Aachen, Dissertation, 1996
- [32] KOBER, T.: *Herzunterstützungssysteme - die künstlichen Lebensretter*. Berlin Heart AG, 2003
- [33] LEONARD, B.: A stable and accurate convection modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. In: *Computer Methods in applied mechanics and engineering* 19 (1979), S. 59–98
- [34] LEPACH, T. ; SCHILLING, R.: *Weiterentwicklung des Real-time Design Systems zur interaktiven Optimierung von Laufrädern beliebiger Schnellläufigkeit*. Lehrstuhl für Fluidmechanik, TU München, 2003
- [35] LIEN, F. ; CHEN, W. ; LESCHZINER, M.: Low-Reynolds-number eddy-viscosity modelling based on non-linear stress-strain/vorticity relations. In: RODI, W. et a. (Hrsg.): *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Int. Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Experiments, Kreta*. Elsevier, Amsterdam u.a., 1996, S. 91–100
- [36] Ž. LILEK ; MUZAFERIJA, S. ; PERIĆ, M. ; SEIDL, V.: Computation of unsteady Flows using nonmatching blocks of structured grid. In: *Numerical Heat Transfer Part B*, 32 (1997), S. 404–418
- [37] MENDLER, N. ; BREITENBACH, A. ; MERWERTH, J. ; MÜLLER, N. ; STEINBRECHER, C.: The Direct Drive Centrifugal Pump Rotassist: Electrical and Hydraulic Design and Performance. In: *Proceedings of the 11<sup>th</sup> ISRBP Conference*, 2003
- [38] MENDLER, N. ; PODECHTL, F. ; FEIL, G. ; HILTMANN, P. ; SEBENING, F.: Seal-less Centrifugal Blood Pump with Magnetically Suspended Rotor: Rot-a-Flot. In: *Artificial Organs* 19(7) (1995), S. 620–624
- [39] MENTER, F.: Influence of free-stream values on k-w turbulence model predictions. In: *AIAA-Journal* 30(6) (1992), S. 1657–1659
- [40] MITOH, A. ; YANO, T. ; SEKINE, K. ; MITAMURA, Y. ; OKAMOTO., E. ; KIM, D. ; YOZU, R. ; KAWADA, S.: Computational Fluid Dynamics Analysis of an Intra-Cardiac Axial Flow Pump. In: *Artificial Organs* 27(1) (2003), S. 34–40

- [41] MIYAZOE, Y. ; SAWAIRI, T. ; ITO, K. ; KONISHI, Y. ; YAMANE, T. ; NISHIDA, M. ; ASZTALOS, B. ; MASUZAWA, T. ; TSUKIYA, T. ; ENDO, S. ; TAENAKA, Y.: Computational Fluid Dynamics Analysis to Establish the Design Process of a Centrifugal Blood Pump: Second Report. In: *Artificial Organs* 23(8) (1999), S. 762–768
- [42] MIYAZOE, Y. ; SAWAIRI, T. ; ITO, K. ; KONISHI, Y. ; YAMANE, T. ; NISHIDA, M. ; MASUZAWA, T. ; TAKIURA, K. ; TAENAKA, Y.: Computational Fluid Dynamic Analyses to Establish Design Process of Centrifugal Blood Pumps. In: *Artificial Organs* 22(5) (1998), S. 381–385
- [43] MIYAZOE, Y. ; SAWAIRI, T. ; ITO, K. ; YAN, J.: Development of the Small Caliber Centrifugal Blood Pump. In: *Artificial Organs* 22(6) (1998), S. 461–465
- [44] NAKAMURA, S. ; YANO, K.: Computational Simulation of Flows in an Entire Centrifugal Heart Pump. In: *Artificial Organs* 23(6) (1999), S. 572–575
- [45] OKAMOTO, E. ; HASHIMOTO, T. ; INOUE, T. ; MITAMURA, Y.: Blood Compatible Design of a Pulsatile Blood Pump Using Computational Fluid Dynamics and Computer-Aided Design and Manufacturing Technology. In: *Artificial Organs* 27(1) (2003), S. 61–67
- [46] ORIME, Y. ; SHIONO, M. ; YAGI, S. ; YAMAMOTO, T. ; OKUMURA, H. ; NAKATA, K. ; KIMURA, S. ; HATA, M. ; SEZAI, A. ; KASHIWAZAKI, S. ; CHOH, S. ; NEGISHI, N. ; SEZAI, Y. ; MATSUI, T. ; SUZUKI, M.: Jostra Rota Flow RF-30 Pump System: A New Centrifugal Blood Pump for Cardiopulmonary Bypass. In: *Artificial Organs* 24(6) (2000), S. 437–441
- [47] PAUL, R. ; APEL, J. ; KLAUS, S. ; SCHÜGNER, F. ; SCHWINDKE, P. ; REUL, H.: Shear Stress Related Blood Damage in Laminar Couette Flow. In: *Artificial Organs* 27(6) (2003), S. 517–529
- [48] PFLEIDERER, C.: *Strömungsmaschinen*. Springer, Berlin, 1991
- [49] QIAN, Y. ; BERTRAM, C.: Computational Fluid Dynamics Analysis of Hydrodynamic Bearings of the VentrAssist Rotary Blood Pump. In: *Artificial Organs* 24(6) (2000), S. 488–491
- [50] REYNOLDS, O.: On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A*, 186 (1895), S. 123
- [51] RICHTER, R.: *3D Echtzeit-Entwurf von Beschaukelungen hydraulischer Strömungsmaschinen auf Multiprozessorsystemen*, TU München, Dissertation, 1999
- [52] SCHILLING, R.: Numerical Calculation of the Q3D Incompressible, Inviscid Flow in Turbomachines. In: *Proceedings of the 11<sup>th</sup> IAHR Symposium*, 1982
- [53] SCHILLING, R.: CFD-Aided Design of Hydraulic Machinery Bladings. In: *CFD '91 Intensive Course on Computational Fluid Dynamics*, 1991

- [54] SCHILLING, R. ; THUM, S. ; MÜLLER, N. ; KRÄMER, S. ; RIEDEL, N. ; MOSER, W.: Design optimisation of hydraulic machinery blading by multi level CFD technique. In: *Proceedings of the 21<sup>th</sup> IAHR Symposium*, 2002
- [55] SCHUSTER, M.: *Simulation gehäuseloser, hydraulischer Strömungsmaschinen*, TU München, Dissertation, 2000
- [56] SKODA, R.: *Numerische Simulation abgelöster und transitionaler Strömungen in Turbomaschinen*, TU München, Dissertation, 2003
- [57] STEINBRECHER, C. ; SCHILLING, R. ; MENDLER, N. ; MÜLLER, N. ; BREITENBACH, A.: Numerical Simulation of a self-stabilizing rotor of a centrifugal pump. In: *Proceedings of FEDSM'03 4TH ASME JSME Joint Fluids Engineering Conference, Honolulu, Hawaii, July 6-11, 2003*
- [58] STONE, H. L.: Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations. In: *SIAM J. Numer. Anal.* 5 (1968), Nr. 5, S. 530–559
- [59] TANSLEY, G. ; VIDAKOVIC, S. ; REIZES, J.: Fluid Dynamic Characteristics of the VentrAssist Rotary Blood Pump. In: *Artificial Organs* 24 (6) (2000), S. 483–487
- [60] THUM, S. ; SCHILLING, R.: Optimization of hydraulic machinery bladings by multilevel CFD techniques. In: *Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Honolulu, Hawaii, February 10-14, 2002*
- [61] THURSO, J.: *Numerische Simulation des Grenzschichtverhaltens in Turbinengittern unter periodisch instationären Strömungsbedingungen*, TU Darmstadt, Dissertation, 2001
- [62] TSUKAMOTO, Y. ; ITO, K. ; SAWAIRI, T. ; KONISHI, Y. ; YAMANE, T. ; NISHIDA, M. ; MASUZAWA, T. ; TSUKIYA, T. ; ENDO, S. ; TAENAKA, Y.: Computational Fluid Dynamics Analysis of a Centrifugal Blood Pump with Washout Holes. In: *Artificial Organs* 24 (8) (2000), S. 648–652
- [63] VERDONCK, P.: The Role of Computational Fluid Dynamics for Artificial Organ Design. In: *Artificial Organs* 26 (7) (2002), S. 569–570
- [64] WATANABE, N. ; KARSAK, O. ; NEUDEL, F. ; KINK, T. ; APEL, J. ; FUJIMOTO, T. ; REUL, H. ; TAKATANI, S.: Simulation of the BP-80 Blood Pump. In: *Artificial Organs* 25 (9) (2001), S. 733–739
- [65] WESTPHAL, D.: *Entwicklung einer Zentrifugalpumpe zur Blutförderung*, RWTH Aachen, Dissertation, 1994
- [66] WOOD, H.: Numerical Simulation for blood flow in a centrifugal ventricular assist device. In: *Int. Journal Artificial Organs* 22(12) (1999), S. 827–836
- [67] WU, C.H.: *General Theory of the 3D Flow in Subsonic and Supersonic Turbomachines of Axial, Radial and Mixed Flow Type*. NACA TN 2604, 1952

- [68] WURZINGER, L.: Mechanical Bloodtrauma - An Overview. In: *Angeiologie* 38 (1986), S. 81–97
- [69] YUAN, W.: *Simulation der Saugrohr-Unterwasser-Wechselwirkung*, TU München, Dissertation, 1999