Auslegung einer Lager- und Antriebseinheit für ein neuartiges Röntgentarget zur Strahlentherapie

Design of a Bearing and Drive Train Unit for a Novel X-Ray Target for Radiotherapy

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von
Anton Dimroth

Berichter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Ghaleb Natour
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Lorenz Singheiser
Univ.-Prof. Dr. sc. Julia Kowalski

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Februar 2023
„Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar“

Kurzfassung

Krebs ist eine der größten Gesundheitsprobleme in Europa und führt zu enormen sozioökonomischen Belastungen. Im Jahr 2019 starben 1,55 Millionen Menschen in der EU an Krebs. 50% aller Krebspatienten erhalten im Laufe ihrer Erkrankung Strahlentherapie.

Die Mikrostrahltherapie ist ein vielversprechender Ansatz die Schädigung des gesunden Gewebes erfolgreich zu minimieren. Die präklinische Forschung mit Mikrostrahlen wurde erst durch das Aufkommen großer Synchrotroneinrichtungen in den 1990er Jahren möglich. Diese kostenintensiven Forschungseinrichtungen sind jedoch für die breite Anwendung im Gesundheitssystem ungeeignet, sodass ein ungedeckter Bedarf an kompakten Quellen für die Mikrostrahltherapie besteht.

Kern der Arbeit ist die Auslegung und der Bau einer Lager- und Antriebseinheit eines neuartigen Röntgentargets für eine kompakte Mikrostrahlquelle. Neben der historischen Entwicklung von Röntgenquellen wird eine prinzipielle Konstruktionssystematik beschrieben, bei der die drei Lagervarianten: Wälzlager, Magnetlager und Gleitlager anhand ihrer technischen Wertigkeiten gegenübergestellt werden. Das Prinzip eines Flüssigmetall-geschmierten-Gleitlagers stellt das bestmögliche Lösungsszenario im Hinblick auf die Anforderungen dar.

Bei der Auslegung des Lagersystems wird der Stand der Technik anhand einer Literaturrecherche analysiert. Darauf aufbauend werden die relevanten Grundlagen für die Modellierung des Lagers, unter der Berücksichtigung von Turbulenz und Kavitation, vorgestellt. Eine Nachrechnung und Gegenüberstellung erfolgen mittels numerischer Methoden und einer analytischen Lösung der Druckverteilung. Darauf aufbauend werden die optimierten Parameter für die Lagerung der Drehanode berechnet. Zusätzlich werden die Einflüsse der Reibwärme, Fertigungsaspekte des Lagers und die Korrosion durch das Flüssigmetall diskutiert und vorbeugende Maßnahmen ergriffen. Mit Abschluss der Lagerberechnung erfolgt die Auslegung, Konstruktion und Berechnung des Antriebsstranges mit Targetanbindung, der aus zwei rotierenden Rotorträgern besteht, die konzentrisch um eine stehende Achse laufen. Das Flüssigmetalllager ist zwischen Achse und Drehanode ausgebildet. Eine Asynchronmaschine mit Spaltrohr als Vakuumgrenze treibt den Rotor an.

Im Rahmen eines Vorversuchs wird das Verhalten des Flüssigmetalls bei der Befüllung in eine Vakuumkammer untersucht. Für die Gesamtsystemintegration, die aus insgesamt 4635 Einzelteilen besteht, wird der Aufbau und die Montage innerhalb eines Strahlenschutzkabinetts betrachtet und die Randbedingungen innerhalb des zur Verfügung stehenden Labors geplant und durchgeführt.

Abstract

Cancer is one of the major health problems in Europe and leads to enormous socioeconomic burdens. In 2019, 1.55 million people in the EU died from cancer, and 50% of all cancer patients receive radiotherapy during the course of their disease.

Microbeam radiation therapy is a promising approach to successfully minimize the damage to healthy tissue. Preclinical research with MST only became possible with the advent of large synchrotron facilities in the 1990s. However, these costly research facilities are unsuitable for widespread use in the healthcare system, leaving an unmet need for compact sources of microbeam therapy.

The core of this work is the design and construction of a bearing and drive unit of a novel x-ray target for a compact microbeam source prototype. In addition to the historical development of x-ray sources, a principal design system is described in which the three bearing variants: rolling bearings, magnetic bearings and sliding bearings are compared on the basis of their technical characteristrics. The principle of a liquid metal lubricated plain bearing provided the best compromise with respect to the given requirements.

For the design of the bearing system, the state of the art is analyzed based on a literature review. The relevant fundamentals for modeling the bearing, taking turbulence and cavitation into account, are presented. A recalculation and comparison with other models from the literature is carried out using numerical methods and an analytical solution of the pressure distribution. Based on this, the optimized parameters for the bearing of the rotating anode are calculated. In addition, the influences of frictional heat, manufacturing aspects of the bearing and corrosion due to the liquid metal are discussed and preventive measures are taken.

With the bearing calculation completed, the design, construction and calculation of the drive train with target connection is carried out, which consists of two rotating rotor carriers running concentrically around a stationary axis. The liquid metal bearing is formed between the axis and the rotating anode. An asynchronous machine with a separation tube as vacuum boundary drives the rotor.

As part of a preliminary test, the behaviour of the liquid metal when it is filled into a vacuum chamber is investigated. For the overall system integration, which consists of a total of 4635 individual parts, the construction and assembly within a radiation protection cabinet is considered and the boundary conditions are planned and carried out.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als Doktorand am Institut für Engineering, Analytik und Elektronik (ZEA-1) des Forschungszentrums Jülich. Zuerst gebührt mein Dank meinem Doktorvater Prof. Dr. Ghaleb Natour und Prof. Dr. Michael Butzek für die wissenschaftliche Betreuung der Arbeit. Sie haben mir zahlreiche fachliche Hinweise gegeben, sowie mich am gesamten Kompetenznetzwerk des ZEA-1 teilhaben lassen. Darüber hinaus lehrten sie mich im Besonderen Geduld, Strategie und Geschick. Frau Prof. Dr. Julia Kowalski und Herr Prof. Dr. Lorenz Singheiser danke ich für ihr Engagement als Berichter.

Am Forschungszentrum Jülich gilt mein besonderer Dank der Arbeitsgruppe für Magnetlager und elektrische Antriebe, insbesondere Marko Leyendecker, Stephan Polachowski, Dr. Daniel Förster, Gregor Lang, Felix Müller und Dominik Tirtey. Des Weiteren möchte ich mich bei Bernhard Laatsch und Franz Klehr für die intensive Unterstützung bei der Konstruktion, Dr. Jörg Wolters für die Simulationen, Dr. Helmut Soltner für die Unterstützung bei der Mathematik, sowie Thomas Töpfer und Jürgen Grehl für die Unterstützung bei der Fertigung und Vergabe, bedanken.

Zusätzlich bedanke ich mich bei meinen Studenten, Marouane Barbri, Andre Janes und Kristina Sterz, die mit ihrem Engagement ebenfalls zum Gesamtbild der Arbeit beigetragen haben.

Seitens des Gesamtprojektes danke ich besonders Dr. Stefan Bartzsch für die sehr intensive Zusammenarbeit und seinen Gruppenmitgliedern Johanna Winter, Dr. Chrsitoph Matejcek und Christian Petrich.

Abschließend danke ich meinen Eltern Ursula Dimroth und Dr. Hans Dimroth, sowie meiner Schwester Lisa Dimroth für die liebevolle Unterstützung entlang des gesamten Weges und ganz besonders für die Prüfung der Rechtschreibung und Grammatik. Meiner Lebenspartnerin Sophia Werner danke ich für die Unterstützung und Begleitung bei Erfolgen und Rückschlägen während der gesamten Zeit. Abschließend danke ich den Squashclubs Jülicher Wölfe und Carolus Eschweiler für den erforderlichen Ausgleich während einer arbeitsintensiven Zeit.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**
1.1 Entstehung von Röntgenstrahlung . . . 1
1.2 Geschichte der Radiotherapie und klinische Anwendungen . . . 2
1.3 Besonderheiten der Mikrostrahl- und Flashtherapie . . . 4
1.4 Motivation und Zielsetzung der Arbeit . . . 6

2 Grundlagen und Stand der Technik **7**
2.1 Lagertechnologien in Röntgensystemen . . . 7
2.1.1 Wälzlager . . . 7
2.1.2 Magnetlager . . . 8
2.1.3 Gleitlager . . . 8
2.2 Antriebstechnologien in Röntgensystemen . . . 9
2.3 Bauformen von Röntgenröhren . . . 10
2.4 Besonderheiten des Wärmetransports bei schnelldrehenden Anoden . . . 15

3 Prinziplösungen **18**
3.1 Entwurfssystematik . . . 18
3.2 Anforderungen und Funktionsstruktur . . . 19
3.3 Lösungsprinzipien . . . 22
3.4 Bewertung der Prinziplösungen . . . 25
3.5 Vorstudie . . . 27

4 Entwurf des Lagersystems **30**
4.1 Grundlagen für die Modellbildung . . . 32
4.1.1 Die Reynoldsgleichung . . . 32
4.1.2 Turbulenz und Kavitation . . . 33
4.1.3 Statische und dynamische Eigenschaften . . . 35
4.2 Modell nach Vohr und Chow . . . 37
4.2.1 Analytischer Lösungsansatz . . . 39
4.2.2 Numerische Validierung . . . 41
4.3 Modell mit transformierter Rechendomäne . . . 44
4.4 Lokale Integration . . . 48
4.5 Ergebnisse und Vergleichswerte . . . 50
4.5.1 Statische Ergebnisse . . . 51
4.5.2 Dynamische Eigenschaften . . . 52
4.5.3 Stabilität . . . 53
4.5.4 Ableitung der finalen Radiallagergeometrie . . . 55
4.5.5 Wärmemanagement im Lagersystem . . . 57
4.5.6 Auslegung des Axiallagers . . . 60

5 Entwurf des Antriebssystems **63**
5.1 Rotorträger . . . 63
5.2 Target . . . 64

5.2.1 Brennbahn Benchmark . . . 64
5.2.2 Numerische Berechnung . . . 66
5.3 Verbundberechnungen . . . 70
5.4 Globale Berechnung . . . 77
5.4.1 Arbeitspunkt 1 Presssitz . . . 78
5.4.2 Arbeitspunkt 2 Presssitz Rotation . . . 78
5.4.3 Arbeitspunkt 3 Presssitz Rotation Temperatur . . . 78
5.4.4 Anpassung und Fazit . . . 79
5.5 Motor . . . 82
5.5.1 Spaltrohr . . . 84
5.5.2 Pressung des Stators . . . 89
5.6 Rotordynamik . . . 90
5.7 Fertigung . . . 92
5.8 Korrosion und Benetzung . . . 94

6 Gestaltung der übrigen Module 98
6.1 Kühlsystem . . . 98
6.1.1 Wärmelast durch Rückstreuelektronen . . . 100
6.1.2 Berechnung der Kreisläufe . . . 101
6.2 Vakuumkammer . . . 105
6.3 Instrumentierung . . . 106

7 Untersuchungen am Beispielsystem 108
7.1 Vorversuch . . . 108
7.1.1 Mechanischer Aufbau . . . 108
7.1.2 Befüllung . . . 110
7.1.3 Erkenntnisse und Schlussfolgerung . . . 112
7.2 Systemintegration . . . 114
7.2.1 Quelle . . . 115
7.2.2 Labor und Kabinett . . . 116

8 Zusammenfassung und Ausblick 119
8.1 Zusammenfassung . . . 119
8.2 Ausblick . . . 121

A Lagerauslegung 122
A.1 Herleitung der Reynoldsgleichung . . . 122
A.2 Störungsmethode . . . 125
A.3 Finite-Differenzen-Methode . . . 126
A.4 Bootsma Modell . . . 127
A.5 Konvetionelles hydrostratisches Gleitlager . . . 130

B Konstruktionszeichnungen 131

C Messprotokolle 160

D Kühlsystem 169

Literaturverzeichnis 172

Abbildungsverzeichnis 182

Tabellenverzeichnis 186

Abkürzungsverzeichnis

VDI	Verein Deutscher Ingenieure
LFXT	Linienfokusröntgenröhre
LINAC	Linear Accelerator
MSC	Multislitcollimator
IGRT	Image Guided Radio Therapy
IMRT	Intensity Modulated Radio Therapy
IORT	Intraoperative Radiotherapy
MSC	Mehrlamellenkollimator
SRL	Spiralrillenlager
SRO	Super-Rotalix
FU	Frequenzumrichter
CAD	Computer-Aided-Design
MRT	Microbeam Radiation Therapy
ESRF	European Synchrotron Radiation Facility
DNA	Desoxyribonukleinsäure
DC	Direct Current
DGL	Differenzialgleichung
FDM	Finite-Differenzen-Methode
ODE	Gewöhnliche Differenzialgleichungen
PDE	Partielle Differenzialgleichungen
CCS	kartesische Koordinatensystem
OCS	Schrägkoordinatensystem
VC	Vohr-Chow
DDM	direkte Differentiationsmethode
LIM	lokale Integrationsmethode
CAD	Computer-Aided-Design
LPL	Lehrstuhl für Leichtbau und Produktentwicklung
CT	Computertomographie
HMGU	Helmholtz Zentrum München
FEM	Finite-Elemente-Methode
TZM	Titan-Zirkonium-Molybdänlegierung
RMS	Root-Mean-Square
UHV	Ultra-Hoch-Vakuum
PEEK	Polyetheretherketon
FZJ	Forschungszentrum Jülich
TTL	Transistor-Transistor-Logik
AD	Analog-Digital
PPM	Parts-per-Million
PE	Pierce-Elektrode
IRM	Institute of Radiation Medicine
CFC	Kohlenstofffaser verstärkter Kohlenstoff

Symbolverzeichnis

α	Rille-Damm Breitenverhälrnis, Wärmeübergang
β	Rillenwinkel
γ	Rille-Damm Breitenverhältnis
δ	halbe Brennfleckbreite
ε	Exzentrizität, Brennfleckbreite
ϵ	Emissivität
ζ	Rohrreibungszahl
η	Anteil absorbierter Elektronen, dynam. Visokistät
η_r	Rippenwirkungsgrad
ϑ	Temperatur
θ	Umlaufende Koordinate
κ	Thermische Diffusivität
λ	Wärmeleitfähigkeit, Eigenwerte
μ	Reibkoeffizient, dynam. Viskosität
ν	Kinematische Viskosität
ξ	Transformierte Koordinate
ρ	Dichte
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante, Spannung
τ	Schubspannung
φ	Drehwinkel
Φ	Schwimmwinkel
ω	Winkelgeschwindigkeit
A	Fläche
a	Beschleunigung
b	Breite
b_g	Rillenbreite
b_r	Dammbreite
b_t	Übergangsbreite
C	Schmierfilmbreite (konzentrisch)
$\dot{C}$	Wärmekapazitätsstrom
C_n	Koeffizienten
c	spezifische Wärmekapazität
D	Dämpfung
d	Elektroneneindringtiefe
F	Kraft
F_r	Radialkraft

F_t	Tangentialkraft
f	Frequenz
g	Gravitationskonstante
g_i	Gewichtung
H_0	Rille-Damm Dickenverhältnis
h_0	Schmierfilmdicke
h_g	Dammtiefe
h_r	Rillentiefe
i	Index, imaginäre Einheit
J	Trägheitsmoment
K	Steifigkeit
k	Dickenfaktor
k_x, k_z	Turbulenzkoeffizienten
L	Lagerlänge
L_e	Elektroneneindringtiefe
L_d	Wärmediffusionstiefe
M_z	Massenstrom
m	Masse
$\dot{m}$	Massenstrom
N	Anzahl Gesamtlösungen
n	Anzahl Umdrehungen
p	Druck
P	Leistung
P_{cond}	Leitungsleistung
P_{el}	elektrische Leistung
P_{rad}	Strahlungsleistung
p	Druck
p_a	Umgebungsdruck
$\dot{Q}$	Wärmestrom
R	Radius
ΔR	Schmierfilmdicke (konzentrisch)
T	Temperatur, Drehmoment
t	Zeit
V	Volumen
v	Oberflächengeschwindigkeit
W	Lagerkapazität
w	Gesamtwertung
z	Laufkoordinate

Kapitel 1

Einleitung

Krebs ist eines der größten Gesundheitsprobleme in Europa mit enormen sozialen und wirtschaftlichen Auswirkungen auf die Gesellschaft und das betroffene Individuum. Im Jahr 2018 wurden 3,9 Millionen Menschen mit Krebs diagnostiziert. 1,9 Millionen Menschen starben in diesem Jahr an den Folgen der Krebserkrankung [45]. Strahlungstherapie ist die erfolgreichste Behandlungsoption nach der chirurgischen Entfernung von Tumorgewebe. Ungefähr 50 Prozent aller Krebspatienten erhalten Bestrahlungstherapie im Verlauf Ihrer Krankheit [34]. Röntgenstrahlung ist die am häufigste eingesetzte Art der Bestrahlung und von signifikanter Bedeutung sowohl bei der Bildgebung (Diagnostik), als auch bei der Bestrahlung. Verbesserungen der Radiotherapie haben folglich einen erheblichen Einfluss auf die erfolgreiche Behandlung von Patienten.

Von Außen betrachtet könnte man meinen, der Bau von Drehanoden stelle lediglich eine einfach drehende Scheibe dar. Die Entwicklung eines Antriebsstranges mit 16000 Umdrehungen pro Minute in einer ultra-hohen Vakuumumgebung mit einer Energielast, die ausreicht, um mehrere Kilogramm Stahl in Sekunden aufzuschmelzen, stellt jedoch eine komplexe Entwicklungsaufgabe dar. Im Rahmen dieser Einleitung wird im ersten Schritt auf die Entstehung von Röntgenstrahlung eingegangen. Darauf aufbauend wird ein kurzer historischer Rückblick zum Einsatz der Röntgentechnik in der Medizin gegeben um abschließend die Besonderheiten der Mikrostrahlentherapie aufzuzeigen.

1.1 Entstehung von Röntgenstrahlung

Die Energie von Röntgenstrahlung beträgt in der Regel zwischen 1 keV bis 500 keV mit einer Wellenlänge von 0,006 nm bis zu 1,25 nm. Röntgenstrahlung wird erzeugt, indem man Elektronenenergie in Photonen mit angemessenen Energien umwandelt. Diese Umwandlung findet in der sogenannten Röntgenröhre statt. Die Menge und Qualität der produzierten Strahlung lässt sich durch die elektrischen Größen und die Bestrahlungszeit einstellen. Im Grunde genommen ist die Röntgenröhre ein Energiewandler, der elektrische Energie zu einem in Röntgenstrahlung und zum anderen in Wärme umwandelt. Die entstehende Wärme ist hierbei jedoch ein ungewolltes Nebenprodukt. Typischerweise besteht eine Röntgenröhre aus zwei Hauptelementen: einer Kathode und einer Anode. Die Aufgabe der Kathode ist es, Elektronen zu emittieren, die anschließend durch eine Bündeleinheit zu einem Strahl zusammengefasst werden. Die typische Kathode besteht aus einer schmalen Spule. Hierbei wird die Spule durch einen Stromfluss erhitzt, bis sich die Elektronen lösen. Nach dem Emittieren erfahren die Elektronen eine elektrische Kraft, die sie zur Anode hin beschleunigt. Typischerweise wird Wolfram als Anodenmaterial eingesetzt (vgl. Abbildung 1.1). Diese elektrische Kraft sorgt für einen Anstieg der Geschwindigkeit und folglich der kinetischen Energie. Weitergehend wird das elektrische Potenzial entlang des Weges vollkommen in kinetische Energie umgewandelt. Die Menge an Energie, die von jedem Elektron befördert wird,

ist durch die Beschleunigungsspannung gegeben. Für jedes kV Spannung trägt jedes Elektron eine Energie von 1 keV. Beispielsweise erreicht ein 100 keV Elektron die Anodenoberfläche mit einer Geschwindigkeit von mehr als der Hälfte der Lichtgeschwindigkeit.

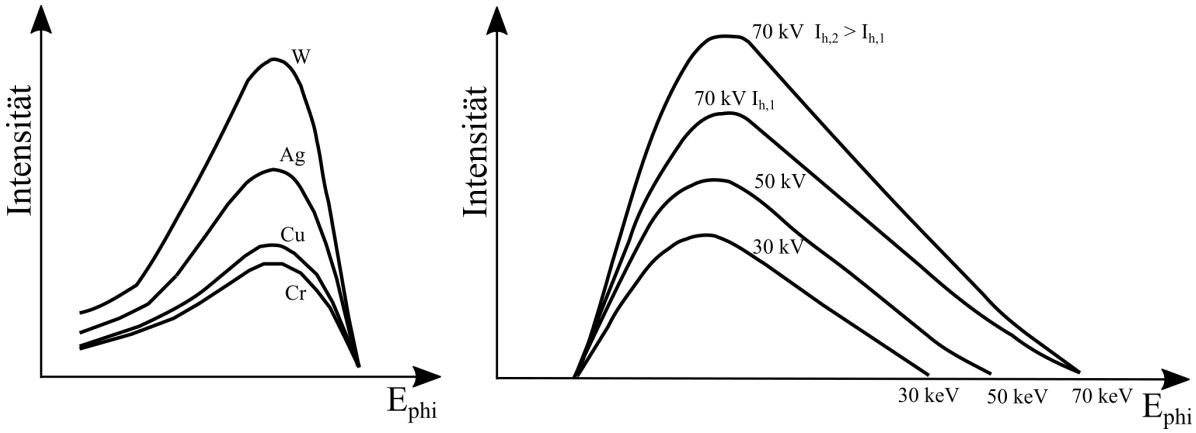


Abbildung 1.1: Intensität über Photonenenergie E_{phi}; Links: Schematische Darstellung des Energiespektrums für verschiedene Anodenmaterialien bei konstanter Beschleunigungsspannung und Anodenstrom.
Rechts: Energiespektrum der Bremsstrahlung abhängig von Beschleunigungsspannung und dem Heizstrom bei I_h konstanter Beschleunigungsspannung [124]

Es gibt zwei verschiedene Arten, wie Röntgenstrahlung erzeugt werden kann. Bei der ersten Variante wird das ankommende Elektron durch den Nukleus des Anodenmaterials abgebremst, die sogenannte Bremsstrahlung. Diese beträgt ca. 90% des Strahlungsanteils. Die anderen 10% werden charakteristische Strahlung genannt. Hierbei kollidiert das ankommende Elektron mit einem anderen Elektron des Anodenmaterials. Das Anodenatom wird ionisiert. Dieser Effekt kann nur auftreten, wenn die Energie des ankommenden Elektrons größer ist als die Bindungsenergie des Targetelektrons. Das Elektron einer Schale wird herausgeschossen und ein Elektron eines höheren Energiepotentials (einer höheren Schale) rückt nach unten auf. Somit kann das Energieniveau des Targetmaterials variieren, und zwar in Abhängigkeit der getroffenen Schale des Targetatoms. Die Photonenenergie entspricht folglich der Differenz der Schalenenergien [109]. Abbildung 1.2 zeigt das jeweilige Prinzip von Brems- und charakteristischer Strahlung.

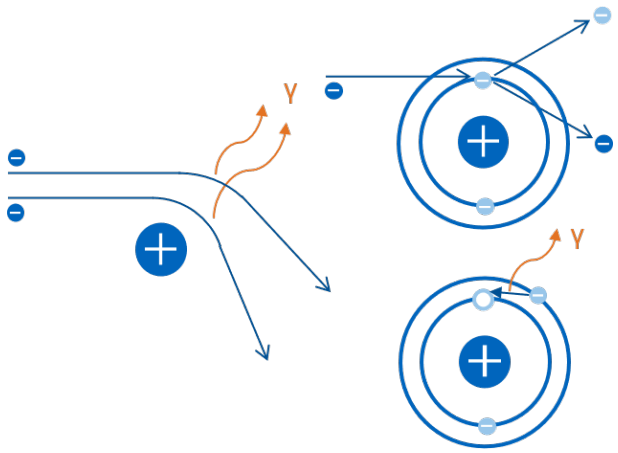


Abbildung 1.2: links: Bremsstrahlung, rechts: chrakteristische Strahlung nach [124]

1.2 Geschichte der Radiotherapie und klinische Anwendungen

Radiotherapie oder auch Bestrahlungstherapie bezeichnet den Einsatz von hochenergetischer Strahlung oder radioaktiven Substanzen zur Schädigung und Wachstumsbegrenzung von Tumorzellen. Die Verbindung zwischen Strahlung und Medizin begann durch ein Experiment von Wilhelm Conrad Röntgen, einem Professor der Universität Würzburg. 1895 entdeckte er zufällig eine neuartige mysteriöse Strahlung, die es ermöglichte verstecke Materie in Organismen sichtbar zu machen. Er nannte sie X-Strahlung (*x-rays*). Nur Tage später entstand das erste und

wohl bekannteste Röntgenbild, auf dem die Hand seiner Frau mit ihrem Ehering zu sehen ist. Hierzu setzte er die Hand seiner Frau für 20 Minuten der Strahlung einer Kreuzschattenröhre[1] aus. 1896 veröffentlichte Röntgen sein bekanntes Paper „Über eine neue Art von Strahlung“ [119] und wurde vom damaligen Kaiser Wilhelm dem Ersten zur Präsentation seiner Ergebnisse eingeladen. Das Potenzial dieser neuartigen Strahlung wurde von der Masse schnell erfasst und verstanden, sodass sich die Anwendung von Röntgenstrahlung schneller verbreitete als irgendeine wissenschaftliche Entdeckung zuvor. Innerhalb kürzester Zeit wurden die ersten Radiografen zur Diagnose verwundeter Soldaten in Militärkrankenhäusern entwickelt. Nur wenige Monate nach seiner revolutionären Entdeckung versuchte der amerikanische Student Emil Grubbe von der Universität Chicago eine Patientin mit Brustkrebs zu behandeln. Darauffolgend gab es einen Behandlungsansatz von Victor Despeignes, einem französischen Physiker, einen Patienten mit Magenkrebs zu bestrahlen. Der Ursprung der Radioonkologie wird jedoch auf Leopold Freund zurückgeführt, der erfolgreich einen fünfjährigen Patienten mit *Naevus pigmentosus piliferus*, einer Art haarigen Leberfleck, behandelte. Freund war davon überzeugt, dass die Röntgenstrahlung keine signifikante Eindringtiefe in die Haut hat und konzentrierte sich somit auf die Behandlung dermatologischer Krankheiten. Er war der Erste, der mithilfe methodischer Ansätze Behandlungspläne für die Bestrahlung etablierte. Aufgrund der weiterhin sehr geringen Energieniveaus war es jedoch nicht effektiv genug, um tief im Gewebe sitzende Tumore zu bestrahlen. Zur Verbesserung der Bildqualität und Zeichenschärfe wurde 1902 der Wehnelt-Zylinder von Arthur Wehnelt entwickelt. Der Wehnelt-Zylinder fungiert als Kathode und als eine elektrostatische Elektronenoptik. Mit der Entdeckung der Radioaktivität im Jahr 1898 von Marie und Pierre Curie gab es einen weiteren Meilenstein für den Fortschritt der Radiotherapie. Beide wurden 1903 mit dem Nobelpreis für ihre Entdeckung ausgezeichnet. Nach dem Tod ihres Mannes während des ersten Weltkrieges initiierte Madame Curie die Entwicklung von mobilen Röntgengeräten, um insbesondere Chirurgen bei der Behandlung von Soldaten zu helfen. Der radiotherapeutische Einsatz radioaktiver Strahlung begann jedoch erst nach dem zweiten Weltkrieg mit der Synthese des Isotops Kobalt-60, der sogenannten „Kobaltbombe“ mit einer Photonenenergie von 1,2 MeV. Ohne einen gebündelten Strahl wird ein Bleigefäß mit einer Blende in die Nähe des zu bestrahlenden Volumens gebracht, auch Brachytherapie genannt. Noch höhere Energieniveaus mit bis zu 10 MeV erreichte der von William Webster Hansen erfundene Linear Accelerator (LINAC). Mit entsprechend hohen Energieniveaus ging es nachfolgend bei der Weiterentwicklung mehr um die Schonung des gesunden Gewebes, als eine weitere Maximierung der Gesamtenergie zur Tumorschädigung. In den 1990er-Jahren gelang es durch die Hinzunahme von bildgebenden Informationen in Kombination mit speziell ausgeführten Blenden (Mehrlamellenkollimator (MSC)) den energetisch hohen Röntgenstrahl gezielter in das Tumorgewebe einzubringen, bei einer zunehmenden Reduktion der Dosis im umliegenden Gewebe. Bei der sogenannten Image Guided Radio Therapy (IGRT) sind die einzelnen Lamellen des Kollimators beweglich ausgeführt, um das Strahlungsfeld zu definieren. Aufbauend darauf ergibt sich die Intensity Modulated Radio Therapy (IMRT), bei der sich die Lamellen dynamisch während der Bestrahlung bewegen, um veränderliche Dosen zu erzielen. Hierbei entstehen irregulär geformte Strahlenfelder [144]. Ein zielführender genutzter Effekt ist die Möglichkeit der dynamischen Strahlungsapplikation durch Rotation der Strahlungsquelle um den Patienten. Abschließend wird die Intraoperative Radiotherapy (IORT) vorgestellt. Dieses Verfahren findet während einer Operation statt, wobei der Patient geöffnet ist und die Strahlenquelle unmittelbar in die Nähe des Tumors gebracht werden kann, meist sogar innerhalb des Patientenkörpers - ähnlich wie bei der Brachytherapie [59, 41, 124].

[1] Kreuzschattenröhre: Elektronenröhre nach Sir William Crookes 1879 zur Erforschung von Gastentladung und Teilchenstrahlen im Vakuum

1.3 Besonderheiten der Mikrostrahl- und Flashtherapie

Zu Beginn soll kurz auf die Interaktion zwischen Photonen und Materie am Beispiel der Schädigung des Erbguts eingegangen werden. Der primäre Effekt der Bestrahlung sorgt für die Ionisierung der Moleküle. Die gebildeten Ionen spalten sich weiter auf und lassen hochreaktive Radikale zurück. Diese spalten die Desoxyribonukleinsäure (DNA) entweder an einem Strang oder doppelt auf. Aus der Literatur sind zwei Varianten des Zelltods bekannt. Apoptose, auch programmierter Zelltod genannt, tritt als unmittelbare Konsequenz der Bestrahlung auf. Hierbei sterben die Zellen in der Interphase des reproduktiven Zyklus. Während der Interphase finden lediglich das Wachstum der Zelle, die Komplementierung des einstrangigen Erbgutes und die Kontrolle der Korrektheit statt. Die neuen Zellen verlieren hierbei ihre nukleare Struktur und es ist eine Degeneration der DNA zu beobachten. Die zweite Variante des Zelltods durch Strahlung findet während der eigentlichen Zellteilung statt (Mitose). Hierbei wird direkt in den Zellteilungsmechanismus eingegriffen, sodass keine Teilung zustande kommt [152, 70].

Bei der Mikrostrahlentherapie wird ein grundlegend anderer Ansatz verfolgt. Anstelle gleichmäßiger Strahlungsfelder werden vielerlei mikrometerbreite ebene Strahlen mit einem jeweiligen Abstand von mehreren hundert Mikrometern erzeugt. Die Maximaldosen erreichen hierbei unverhältnismäßig große Werte, wohingegen der Zwischenbereich, auch als „valley-dose “ bezeichnet, unterhalb des Toleranzlevels des Gewebes bleibt [131]. Diverse vorklinische Studien zeigen, dass der Einsatz von Mikrostrahlen und folglich der Aufspaltung zwischen „peak-dose “ und „valley-dose “die Schonung des gesunden Gewebes extrem begünstigen - bei gleichbleibender Zerstörungsrate des Tumors [85, 19]. Es wurde gezeigt, dass der therapeutische Index bei ca. 5 liegt. Dieser ist definiert als das Verhältnis der maximal tolerierten Dosis des normalen Gewebes im Verhältnis zur Minimaldosis, um den Tumor zu kontrollieren. Aufgrund der geringen Schädigung des umliegenden Gewebes wurden die meisten Studien mit Mikrostrahlen für die Bestrahlung von Gehirntumoren durchgeführt [19, 131, 130]. Hierbei ist die Schonung der umliegenden Bereiche absolut kritisch.

In [128] wird gezeigt, dass sich die Anwendung von Mikrostrahlen ebenfalls bei Bestrahlung von Lungentumoren anbietet. Die Bestrahlung mit millimeterbreiten Strahlungsfeldern verursachte Lungenfibrosen (Vermehrung von Bindegewebe) - ein bekannter Nebeneffekt bei der Bestrahlung. Bei dem Einsatz von mikrometerbreiten Strahlungsfeldern konnte dies vermieden werden. Bis heute wird der Wirkmechanismus der Microbeam Radiation Therapy (MRT) nur schlecht verstanden. Drei Hypothesen werden diskutiert, die versuchen, den sehr positiven Effekt zwischen gesundem Gewebe und Tumorgewebe zu erklären. Normales Gewebe regeneriert sich deutlich schneller als Tumorgewebe bei der Aussetzung von Mikrostrahlen [132]. Eine großartige Entdeckung nach [19] beschreibt, dass Blutungen im Gewebe sogar bei Dosisraten in der Höhe von mehreren Hektograys ausbleiben. Entstandene Ödeme lösen sich schnell nach der Bestrahlung auf [130]. Im Gegensatz zu aktuell üblichen Bestrahlungsmethoden, allgemein als stereotaktische Strahlentherapie bekannt, hat die Mikrostrahlentherapie keinen Einfluss auf das vaskuläre Volumen oder die Kapillardichte [121]. Ein weiterer oft diskutierter Mechanismus bei der Behandlung mit Mirkostrahlen ist die interzelluläre Kommunikation. Der Bystandereffekt beschreibt das Phänomen, dass unbestrahlte Zellen Signale von nahegelegenen bestrahlten Zellen empfangen und ebenfalls Bestrahlungseffekte zeigen [114]. Beim Aussetzen ionisierender Strahlung kann das Überleben der Zelle sowohl positiv als auch negativ beeinflusst werden. Beispielsweise werden ebenfalls Signale von der unbestrahlten Zelle empfangen, die die Beschädigung der DNA einschränken (Rescue-Effekt) [86]. Unterschiede im Bystander Signalverhalten von Tumoren und normalem Gewebe wurde beobachtet und zeigen, dass Krebszellen anfälliger auf Signale reagieren, die den Zelltod begünstigen [35]. Darüber hinaus wurden proteomische[2] Änderungen festgestellt, die den Zelltod von Tumorzellen begünstigen [135]. Die dritte Hypothese betrifft die Rolle des Immunsystems bei

[2]Proteome: Gesamheit aller Proteine unter definierten Bedingungen zu einem konkreten Zeitpunkt

der Effektivität von Mikrostrahlen gegen Tumore. Es ist bekannt, dass ionisierende Strahlung das Immunsystem anregt [48]. Eine Strahlentherapie allein reicht jedoch normalerweise nicht aus, um die Immuntoleranz eines Patienten gegen den Tumor zu stören. Es besteht die Möglichkeit, dass Mikrostrahlen das Immunsystem stärker anregen. Bei der konventionellen feldförmigen Bestrahlung werden die Immunzellen zerstört. Bei den Mikrostrahlen ist anzunehmen, dass Immunzellen in den Talregionen (valley-doses) überleben. Die großen Grenzflächen zwischen hoher und niedriger Dosis unterstützen das Immunsystem bei der Erkennung von Tumorantigenen und T-Zellen. Es wurde gezeigt, dass die Anregung des Immunsystems mit zunehmender Dosisrate steigt [123]. Eine Kombination zwischen Mikrostrahlentherapie und Immuntherapie gilt als vielversprechender Ansatz für die zukünftige Verbesserung klinischer Ergebnisse [133]. Experimente mit Mikrostrahlen demonstrieren, dass die Immunantwort und die interzellulären Signale fundamental für das Verständnis von Gewebereaktion nach der Bestrahlung sind. Weiterführend gilt es dieses Wissen weiter auszubauen, um die Krebsbehandlung zu verbessern, was den Bedarf an kompakten Röntgenquellen zur Durchführung einschlägiger Experimente bekräftigt.

Die FLASH-Strahlentherapie ist eine sehr junge Entwicklung und geht auf die Pionierarbeit des Teams um Vincent Favaudon zurück [43]. Sie untersuchten die Entwicklung von strahleninduzierter Lungenfibrose bei Mäusen nach Bestrahlung mit einem 4,5 MeV Elektronenstrahl. Während eine Gesamtdosis von 15 Gy bei herkömmlichen Dosisleistungen eine Lungenfibrose verursachte, wurden 20 Gy bei Dosisraten von über 40 $\mathrm{Gy\,s^{-1}}$ ohne Lungenfibrose toleriert. Die Wirkung auf den Tumor war unabhängig von der Dosisleistung.

Diese überraschenden Forschungsergebnisse stießen auf ein starkes und kontroverses Echo in der strahlenonkologischen Fachwelt und weckten rasch kommerzielles Interesse, z. B. bei IBA[3]. Andere Gruppen bestätigten den FLASH-Effekt in unabhängigen Experimenten. Inzwischen wurde der FLASH-Effekt auch in Tierversuchen bestätigt [154, 21]. Bourhis et al. [20] berichtete über eine erste klinische Behandlung mit FLASH-Strahlentherapie. Verschiedene Hypothesen versuchen, das Phänomen zu erklären, das bei ultrahohen Dosisleistungen auftritt. Die bekannteste Hypothese ist der Sauerstoff-Effekt, der die geringere Schädigung des Normalgewebes auf eine vorübergehende radiolytische Sauerstoffverarmung zurückführt [113]. Es ist bekannt, dass eine geringere Sauerstoffkonzentration zu einer Strahlenresistenz führt und hypoxische Tumore resistenter gegenüber ionisierender Strahlung sind, als gut mit Sauerstoff versorgte Tumore. Daher kann die durch FLASH hervorgerufene vorübergehende Sauerstoffverarmung das gut mit Sauerstoff versorgte Normalgewebe schützen, während sie auf ohnehin hypoxische Tumoren nur eine vernachlässigbare Wirkung hat. Auch In-vitro-Studien liefern Beweise für die Abhängigkeit des FLASH-Effekts von der Sauerstoffkonzentration [2].

Elektronenstrahlen im MeV-Bereich aus modifizierten Linearbeschleunigern waren die häufigste Quelle für FLASH-Experimente [102]. Außer bei bestimmten oberflächennahen Tumoren haben Elektronenstrahlen eine sehr ungünstige Dosisverteilung und sind in der klinischen Routine nur begrenzt anwendbar. Alternativ sind bestimmte Protonenanlagen in der Lage, FLASH-Dosisleistungen für die präklinische Forschung zu erzeugen [111]. Außerdem wurde der FLASH-Effekt in großen Synchrotrons der dritten Generation mit Röntgenstrahlung ausgelöst [136].

[3]Ion Beam Applications Louvain-La-Neuve, Belgien

1.4 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Die Potentiale von Miktrostrahlentherapie MRT sind von unschätzbarem Wert für die Medizin. Besonders bei der Behandlung von sensiblen Organen wie zum Beispiel der Lunge oder des Gehirns zeigen sämtliche Veröffentlichungen äußerst vielversprechende Ergebnisse. Vorklinische Untersuchungen mit Mikrostrahlen sind erst seit der dritten Generation von Synchrotons in den 1990 Jahren möglich. Zum Beispiel wurden mit dem Europäischen Synchrotron (European Synchrotron Radiation Facility (ESRF)) in Grenoble Strahlen von angemessener Qualität erzeugt und klinische Anwendungen untersucht [131, 132]. Da die Anforderungen für die Erzeugung der Strahlenqualität extrem hoch sind, besteht das ESRF als nur eine von wenigen Einrichtungen, in denen Mikrostrahlenforschung überhaupt möglich ist. Da Sychnrotronanlagen große und teure Forschungseinrichtungen darstellen, sind sie für die Behandlung von Patienten ungeeignet. Die Etablierung der Krebsbestrahlung mithilfe von Mikrostrahlen hängt folglich stark von der Entwicklung kompakter Strahlenquellen ab. Es ist daher wünschenswert einen krankenhausbasierten Apparat für den Einsatz klinischer Studien zu bauen. In [9] wurde bereits bestätigt, Mikrostrahlen mit einer konventionellen Röntgenröhre mit kleinem Brennfleck und einem speziell geformten Kollimator zu erzeugen. Hierbei wurde ein Strahlungsfeld mit 50 µm breiten Strahlen mit jeweils 400 µm Abstand voneinander erzeugt. Dosisraten von $300\,\mathrm{mGy\,s^{-1}}$ wurden erreicht. Vergleichsweise dazu sind mit modernen Synchrotrons Dosisraten von bis zu $180\,\mathrm{Gy\,s^{-1}}$ erreicht worden [8]. Diese reichten aus, um den erfolgreichen Einfluss der Mikrostrahlen auf die bestrahlten Zellen zu demonstrieren. Für die Durchführung von in-vitro Experimenten werden deutlich höhere Dosisraten benötigt.

Zur Erzeugung der hohen Dosisleistung wird neben einer starken Spannungsquelle, ein extrem schnell rotierendes Target benötigt. Ein Abfallen der Geschwindigkeit kann schon in wenigen Sekunden zum Versagen führen. Kern dieser Arbeit ist daher die Auslegung, der Bau und die Erprobung einer Lager- und Antriebseinheit für ein extrem schnell rotierendes, thermisch hochbelastetes Röntgentarget. Hierbei muss zunächst das Lagerkonzept und die geometrische Anordnung geklärt werden. Weitergehend ist in enger Abstimmung mit der Auslegung des Targets die optimale Geometrie zu identifizieren. Ferner stellt die Lager- und Antriebseinheit ein Subsystem der gesamten Mikrostrahlenquelle dar. Die Systemintegration unter Beachtung sämtlicher Rand- und Störbedingungen bis hin zum funktionsfähigen Schussbetrieb geht ebenfalls in das Vorhaben der vorliegenden Arbeit ein.

Kapitel 2

Grundlagen und Stand der Technik

Nachdem in Kapitel 1 bereits kurz auf die historische Entwicklung der Radiotherapie eingegangen wurde, setzt sich dieses Kapitel intensiver mit der technischen Seite der Röntgentechnik auseinander. Da bei der Entstehung von Röntgenstrahlung circa 99 Prozent der kinetischen Energie der Elektronen in Wärme umgewandelt wird, ist die technologische Entwicklung überwiegend von der Funktion der Wärmeabfuhr getrieben. Im Ersten Teil dieses Kapitels wird ein kurzer Überblick über die vorhandenen Lager- und Antriebstechnologien in bestehenden Röntgensystemen gegeben. Darauffolgend wird intensiver auf die historische Entwicklung der Bauformen diverser Röhren eingegangen.

2.1 Lagertechnologien in Röntgensystemen

Die allgemeine Funktion eines Lagers besteht in der Leitung von Kräften und der Anpassung der kinematischen Verhältnisse bei rotierenden Elementen. Aus dem allgemeinen Maschinenbau sind eine Vielzahl von Lagersystemen mit den verschiedensten Funktionsmechanismen bekannt. Aufgrund diverser Randbedingungen in Röntgenröhren, die im folgenden Kapitel für den konkreten Anwendungsfall genauer erarbeitet werden, haben sich in der Vergangenheit nur einige Lagertechnologien für die Lagerung von Drehanoden durchgesetzt.

2.1.1 Wälzlager

Die Kraftübertragung von rotierendem Element zu stehendem Element erfolgt bei Wälzlagern über Kugeln oder Rollen. Diese Lagervariante ist im Maschinenbau am meisten verbreitet. Es wird als eine Einheit geliefert, ist in fast allen Baugrößen erhältlich, und stellt keine besonderen Anforderungen an den Wellenwerkstoff oder die Oberfläche. Durch umfassende Normung und Massenproduktion bietet diese Lagerart eine leicht zu beschaffende und kostengünstige Variante. Gewöhnlich besteht ein Wälzlager aus zwei Ringen, zwischen denen die Kugeln oder Rollen angeordnet sind. Zusätzlich dient ein sogenannter Käfig als Führung und Abstandshalter zwischen den einzelnen Wälzelementen. Wälzlager können sowohl als Radiallager zur Aufnahme von Querkräften, als auch als Axiallager zur Aufnahme axialer Lasten ausgeführt sein. Abbildung 2.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau. Da dauerhaft Reibung zwischen Ring und Wälzelement auftritt, sind Wälzlager üblicherweise mit Fetten oder Ölen geschmiert. Auch Trockenschmierungen durch spezielle Legierungen sind möglich. Zentraler Nachteil von Wälzlagern besteht in der endlichen Lebensdauer durch kontinuierlichen Verschleiß, geringer Stoßempfindlichkeit und teilweise starker Geräuschentwicklung, was besonders bei Medizinprodukten mit Patientenkontakt negativ zu bewerten ist[62, 137]. Schmiermittel sind Fette oder Öle, Silber oder Blei. Blei ist nicht ideal, weil es einen niedrigen Schmelzpunkt und eine hohe Verdampfungsrate aufweist. Silber ist nicht ideal, weil es deutlich härter ist als Blei und großen Lärm im Betrieb verursacht.

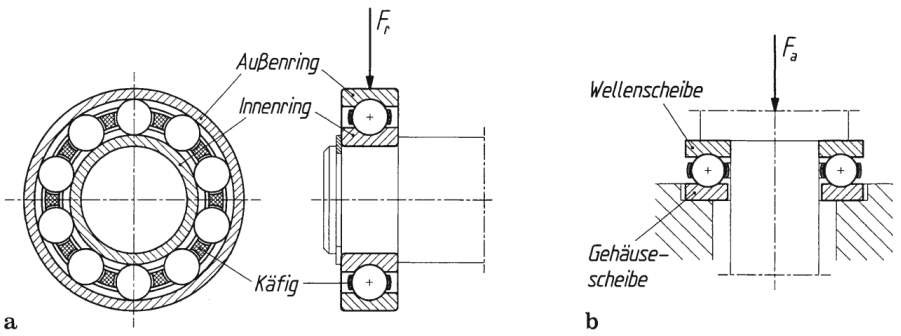


Abbildung 2.1: Aufbau eines Wälzlagers. a) Radiallager, b) Axiallager [62]

2.1.2 Magnetlager

Bei Magnetlagern werden die Lagerkräfte durch elektrische oder magnetische Felder erzeugt. Sie zählen zu den sogenannten Feldkraftlagern. Während bei konventionellen Lagern Schmierstoffe zur Übertragung der Lagerkräfte verwendet werden, arbeiten Magnetlager ohne Kontaktmedium und berührungsfrei. Dies ist genau dann von Vorteil, wenn konventionelle Lager auf Grund ihrer Schmierstoffeigenschaften nicht oder nur begrenzt einsatzfähig sind. Die durch Reibung auftretende Temperatur ist bei konventionellen Lagern begrenzt. Im Fall von Magnetlagern wird die maximale Drehgeschwindigkeit durch die Festigkeit des Rotors bestimmt. Es wird zwischen passiven und aktiven Magnetlagern unterschieden. Bei passiven Magnetlagern besitzt der gelagerte Körper eine natürliche Stabilität, zum Beispiel durch einen Permanentmagneten. Wird die Stabilität hingegen nur durch ein sensorgesteuertes Regelungssystem erzielt, spricht man von einer aktiven Lagerung. Abbildung 2.2 zeigt das Funktionsprinzip aktiver Magnetlagerung. Spezielle Anwendungen von Magnetlagern sind die Vakuumtechnik, Werkzeugmaschinen und Turbomaschinen [129, 51].

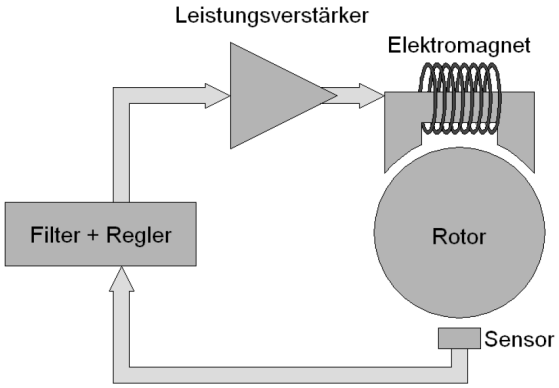


Abbildung 2.2: Funktionsprinzip der aktiven elektromagnetischen Lagerung nach [51]

2.1.3 Gleitlager

Das Gleitlager stellt neben dem Wälzlager die am häufigsten gebrauchte Lagerart dar. Es wird eine vollkommene Trennung zwischen den vorbei gleitenden Flächen durch einen Schmierfilm angestrebt. Bei Gleitlagern wird zwischen hydrostatisch, hydrodynamisch und kombiniert hydrostatisch-hydrodynamisch (Hybridlager) unterschieden. Bei hydrostatischen Lagern wird der Schmierstoff unter hohem Druck mithilfe von Pumpen in den Gleitraum hineingepresst, was für das „Abheben“ des rotierenden Teils sorgt. Es liegt reine Flüssigkeitsreibung vor. Bei hydrodynamischen Lagern wird der Druckaufbau durch die Anhäufung des Schmierfilms an der Gleitfläche bei der relativen Bewegung zwischen den Lagerflächen erzeugt. Hierdurch entsteht sowohl beim Anfahren als auch beim Abbremsen nicht genug Druckdifferenz zur Trennung der Oberflächen, sodass Mischreibung entsteht. Abbildung 2.3 zeigt schematisch die Druckverteilung bei einem hydrodynamischen Gleitlager. Vorteilhaft zu bewerten sind die schwingungs- und geräuschdämpfenden Laufeigenschaften. Sehr hohe Drehzahlen sind möglich und die Lebensdauer ist nahezu unbegrenzt. Gleitlager mit Festkörperreibung ohne flüssiges Medium existieren zwar, sollen aber nicht weiter besprochen werden [62].

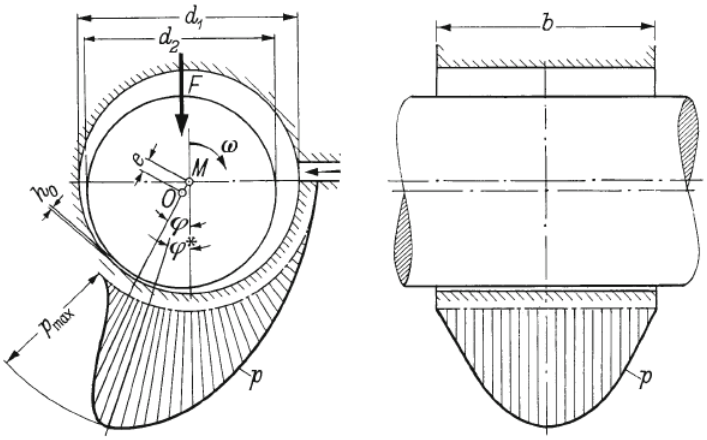


Abbildung 2.3: Schematischer Druckverlauf eines hydrodynamischen Lagers nach [137]

Für den Fall der Gleitlager soll zusätzlich eine besondere Bauform der hydrodynamischen Lager vorgestellt werden, das Spiralrillenlager (SRL). Hierbei handelt es sich um ein selbstdruckerzeugendes Lager, bei dem eine der beiden Lagerflächen mit Rillen versehen ist. Bei Rotation entsteht durch die Rillen eine Pumpwirkung auf das Schmierfluid, was zu einem Druckanstieg führt. Im häufigsten Fall arbeiten diese Lager luftgeschmiert. Eine Schmierung mit anderen Fluiden ist dennoch möglich. Sowohl Axial- als auch Radiallager sind durch diese Variante realisierbar. Abbildung 2.4 zeigt das Prinzip eines radialen Sprialrillenlagers. Im speziellen Fall wird Fluid von den beiden Außenrändern nach innen gepumpt, was den Druck in der Mitte ansteigen lässt. Zentrale Vorteile sind ebenfalls hohe Drehzahlen und eine lange Lebensdauer. Nachteilig ist der Fertigungsaufwand auf Grund der geforderten Toleranzen. Außerdem weisen Gleitlager im Vergleich zu Wälzlagern deutlich komplexere dynamische Eigenschaften wie zum Beispiel selbst erregte Schwingungen auf, die das Lager beschädigen können.

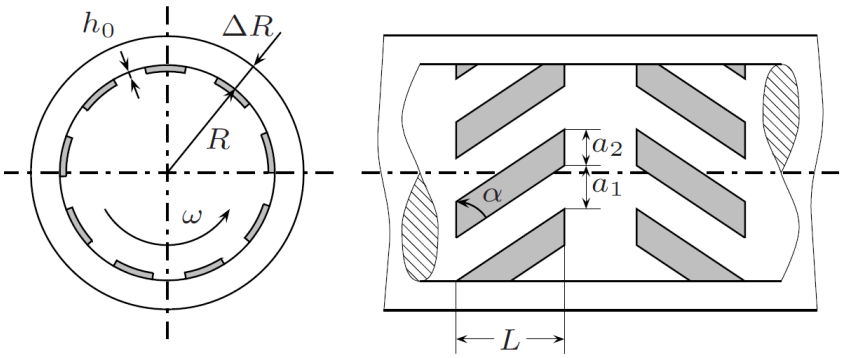


Abbildung 2.4: Prinzipskizze eines Radialrillengleitlagers nach [137]

2.2 Antriebstechnologien in Röntgensystemen

Die Rotationsfunktion bei Drehanodenröntgenröhren dient nur einem Zweck, der Verteilung des Brennflecks auf eine umlaufende Bahn. Während einer Rotation kann die aufgeheizte Fläche abkühlen und ein Aufschmelzen des Anodenmaterials wird vermieden. Durch diese vergleichsweise leichte Anforderung, ist eine genaue Winkellage des Rotors nicht notwendig, was ein erster Indikator für die Auswahl der Antriebstechnologie darstellt. Ohne Vakuum können die Elektronen nicht entsprechend beschleunigt werden, da sich zu viele Gasmolekühle auf der Strecke befinden, mit denen die Elektronen kollidieren würden. Zusätzlich ist jede Röntgenröhre einer gewissen Temperaturbelastung ausgesetzt. Diese beiden Anforderungen grenzen die in Frage kommenden Technologien bereits stark ein. Grundsätzlich lassen sich Elektromotoren in Gleich- und Wechselstrommotoren einteilen. Die Gleichstrommotoren unterteilen sich weiter in Permanentmagnetmotoren, selbst-erregte Motoren und fremd-erregte Motoren. Permanentmagnete können bei höheren Temperaturen entmagnetisiert werden, was zum Funktionsverlust führen kann. Selbst- und fremd-erregte Gleichstrommotoren laufen üblicherweise reibungsbehaftet, um

den Stromfluss sicherzustellen. Hierfür werden normalerweise Kohlebürsten eingesetzt. Der Verschleiß infolge der Reibung kann die Vakuumqualität negativ beeinflussen, sodass Direct Current (DC)-Motoren grundsätzlich als ungeeignet für Röntgenröhrenantriebe anzusehen sind.

Die Wechselstrommotoren lassen sich in Synchronmotoren und Induktionsmotoren einteilen. Beim Induktionsmotor (auch Asynchronmaschine genannt) induziert das umlaufende Drehfeld im Rotor einen Strom. Eilt das Drehfeld dem Rotor voraus, wird durch die Lorentzkraft ein Drehmoment erzeugt [116]. Der Induktionsmotor lässt sich nochmals in Schleifringläufer und Käfigläufer unterteilen. Beim Schleifringläufer findet ebenfalls ein Kontakt zwischen Schleifringen und Kohlebürsten statt, was analog zu den DC-Motoren für die Anwendungen in Röntgenröhren nicht geeignet ist. Der Käfigläufer stellt die am weitesten verbreitete Antriebslösung für Drehanoden dar [10].

Alternativ gibt es die Reluktanzmotoren. Hier wird das erforderliche Drehmoment ausschließlich durch die Reluktanzkraft (magnetischer Widerstand) erzeugt. Vorteilhaft ist hier, dass Verluste quasi nur im Stator entstehen. Nachteilig ist die erforderliche Rotorlageüberwachung und fehlende Eignung für große Drehzahlen [95].

2.3 Bauformen von Röntgenröhren

Die Crookes Röhre, auch Kaltkathodenröhre genannt, war der Grundstein für die Entdeckung der Röntgenstrahlung. Der Kolben dieser Röhre ist teilevakuiert. Beim Anlegen einer Spannung zwischen Kathode und Anode werden freie Ionen im Restgas von den Elektroden angezogen. Durch die Beschleunigung der freien Elektronen werden weitere Teilchen des Gases ionisiert. Die Kathode besteht hier aus einer flachen Platte, die meist aus Aluminium gefertigt wurde. Der Nachteil besteht hier bei der breiten Elektronenstreuung an der Kathode, die für eine schlechte Qualität (Wirkungsgrad) der Röntgenstrahlung sorgt. Bei den frühen Röhren ist oft zu erkennen, dass sie zwei Anoden aufweisen (vgl. Abbildung 2.5), wobei das Target auch als Antikathode bezeichnet wird. Röntgenstrahlung entsteht ebenfalls bei der Kollision von Elektronen mit der Glasröhre - jedoch von deutlich geringerer Intensität. Ursprünglich bestand das Targetmaterial aus Titan, was für eine häufige Überhitzung und Verdampfung der Anode sorgte. Erst 1904 wurde als Anodenmaterial Wolfram eingeführt. Der Grund für die doppelte Ausführung der Anode ist nicht eindeutig geklärt. Es wurde angenommen, dass dadurch die Lebensdauer verlängert wird. Zusätzlich galt die Doppelanodenausführung bei den damaligen Kunden als Markenzeichen [118]. Durch die ungenaue Menge des Restgases in der Crookes Röhre war es schwierig die

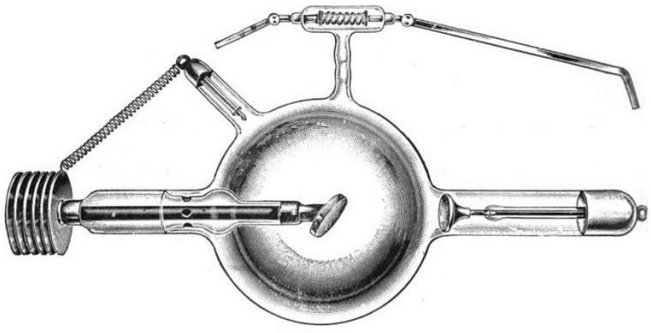


Abbildung 2.5: Crookes Tube nach [118]

Intensität der Röntgenstrahlung zu regulieren. Eine bedeutende Weiterentwicklung ist 1913 die von William Coolidge entwickelte Glühkathoden-Hochvakuumröhre [159]. Wie der Name besagt, lassen sich die zwei entscheidenden Unterschiede ableiten. Zum einen ist die Vakuumröhre hier hochevakuiert, sodass ein freier Weg zur Beschleunigung der Elektronen vorliegt. Zum anderen wird im Gegensatz zur Kaltkathode ein meist aus Wolfram bestehender Draht erhitzt, der seine Elektronen durch thermionische Entladung abgibt. Folglich lässt sich die Frequenz und Intensität

des Röntgenstrahls einfach über den angelegten Heizstrom der Kathode regulieren. Weitergehend weist die Kathode eine spezielle Geometrie auf, um den Elektronenstrahl zu fokussieren [160]. 1927 wollte Prof. Albert Bouwers vom Philips Labor in Eindhoven die Patente von William Coolidge umgehen und sich eigenes geistiges Eigentum für Philips sichern. Er griff die Idee von J.L. Bretons auf, der bereits 1897 vorschlug, einen beweglichen Brennfleck für die Röntgenquelle zu verwenden, um ggf. zerstörende Temperaturanstiege zu vermeiden. 1929 stellte er die erste Röntgenröhre mit einer rotierenden Anode vor (Abbildung 2.6). Diese bestand aus Kupfer mit einem Wolframtarget [120]. Durch die Rotation der Anode bleibt der Brennfleck folglich nicht mehr statisch sondern verteilt sich über eine Bahn. Hierdurch waren kurzzeitig Leistungssteigerungen von mehr als einer Größenordnung möglich. Dennoch liefen die ersten Drehanoden nicht sehr zuverlässig und hatten nur eine kurze Lebensdauer. In [22] wird von Bouwers beschrieben, dass die Wärmeabfuhr der rotierenden Anode ein zentrales Problem darstellt. Für die Lagerung der Anode, die gleichzeitig die Verbindung zwischen rotierendem- und stehendem Teil darstellt, gelten gegensätzliche Anforderungen. Um Verschleiß zu minimieren, ist eine möglichst geringe Reibung der Lager gewünscht. Diese erhöhen jedoch den thermischen Widerstand maßgeblich, was die Wärmeabfuhr erschwert. 1933 stellte Siemens die erste Anode aus massivem Wolfram vor [149, 148]. Sie bietet den Vorteil der höheren Wärmekapazität und somit größerer Leistung. Weitergehend wurde die Hochleistungsstrahlungskühlung entwickelt. Hierbei ist die gesamte Röhre von einem kühlenden Fluid umgeben, das durch einen zusätzlichen Wärmetauscher die Wandtemperatur der Röhre konstant hält, um einen konstanten Strahlungswärmestrom von Target zur Röhre zu ermöglichen. Es wurden Drehzahlen von 50 Hz erreicht. Durch das erhöhte Gewicht von Wolfram waren höhere Drehzahlen in ihrer Realisierbarkeit begrenzt. Aus der Medizin stieg die Nachfrage nach längeren Bestrahlungszeiten. 1959 wurde die Wolfram-Rhenium legierte Molybdän Verbundanode im System Super-Rotalix (SRO) vorgestellt. Hierbei wird eine Wolfram Rhenium Legierung auf einen Molybdänkörper aufgelötet. Zusätzlich wurde die Antriebswelle beidseitig gelagert, sodass die Drehzahl auf 150 Hz gesteigert werden konnte [69][49]. Die Graphit-Metall-Verbundanode ist ein weiterer Entwicklungsschritt hinsichtlich fortschrittlichen Wärmemanagements. Ihre zentralen Vorteile bestehen im deutlich geringeren Gewicht, einer erhöhten Wärmeabstrahlfähigkeit und einer Steigerung der Wärmespeicherfähigkeit [52]. Ein weiterer Entwicklungsschritt bestand im Austausch der Glasröhre gegen einen metallischen Körper mit keramischer Isolierung. Die Glasröhren haben immer wieder durch elektrische Überschläge versagt, sodass diese Art der Weiterentwicklung die Lebensdauer verlängert hat [65].

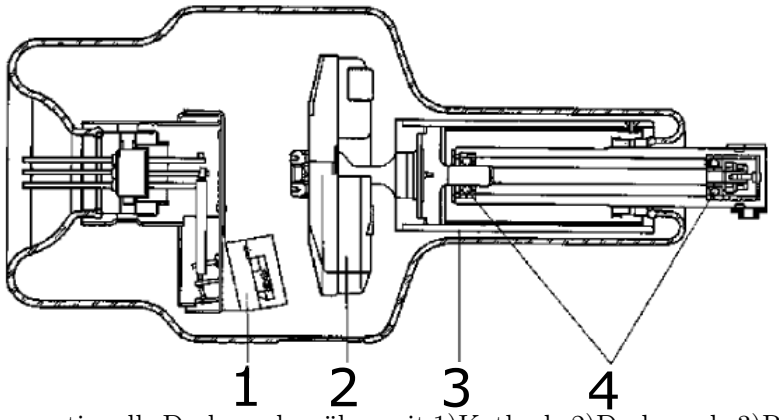


Abbildung 2.6: Konventionelle Drehanodenröhre mit 1)Kathode 2)Drehanode 3)Rotor 4)Kugellager nach [122]

Die Existenz von magnetgelagerten Drehanoden ist ebenfalls aus der Literatur bekannt [74][82]. Eine kommerzielle Anwendung ist dennoch nicht festzustellen. Vielmehr kamen Technologien mit Gleitlagerung auf den Markt. Im Vergleich zur Wälzlagerung bestehen diverse Vorteile wie geräuschärmeres Laufverhalten, verschleißfreier Betrieb und sehr hohe Drehzahlen. 1989 wurde die erste Metall Keramik-Röhre mit einem Flüssigmetall-Sprialrillengleitlager vorgestellt [105]. Der Vorteil dieses Gleitlagers besteht darin, dass das Lager selbsttragend ist und keinen externen Druckaufbau benötigt. In den 1990er Jahren begann Toshiba ebenfalls auf den Trend

der flüssigmetallgeschmierten Spiralrillenlager zu setzen. Siemens und General Electric schlossen sich kurze Zeit später ebenfalls an [120]. Da Kugellager durch ihren idealerweise punktförmigen Kontakt zur Oberfläche einen sehr großen Wärmeübergangswiderstand erzeugen, wird hier durch das Flüssigmetalllager ein weiterer zentraler Vorteil geschaffen. 2007 wurde diese Technologie weiterentwickelt und die Laufeigenschaften verbessert, indem man die fliegende Lagerung durch eine doppelte Lagerung ersetzt hat (vgl. Abbildung 2.7).

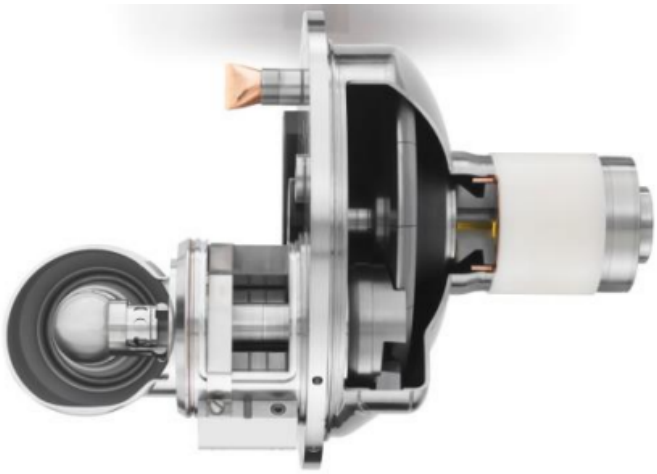


Abbildung 2.7: Seitenansicht von Philips iMRC ® (2007) unter Verwendung von Flüssigmetall geschmierten Radialrillengleitlagern [11]

Weitergehend beschäftigen sich viele Erfindungen im Bereich der Drehanoden aus den 80er und 90er Jahren mit der aktiven Konvektionskühlung des Targets [158][84]. Abbildung 2.8 zeigt eine beispielhafte Ausführung. Hierbei läuft die Antriebswelle auf einer hohlen Achse durch die ein Kühlfluid in Richtung des Targets strömt. Im hiesigen Beispiel (vgl. Abbildung 2.8) ist eine kombinierte Lösung aus Flüssigmetalllagerung mit Auffanglagern und Hohlwelle zur Wasserkühlung beschrieben. Das Flüssigmetall übernimmt neben der aufzufangenden Rotorlast auch die Funktion der Wärmeübertragung von rotierendem zu statischem Bauteil. Aus der Literatur sind viele konstruktiv aufwendige Varianten bekannt, um die maximal mögliche Konvektionsfläche zu erreichen.

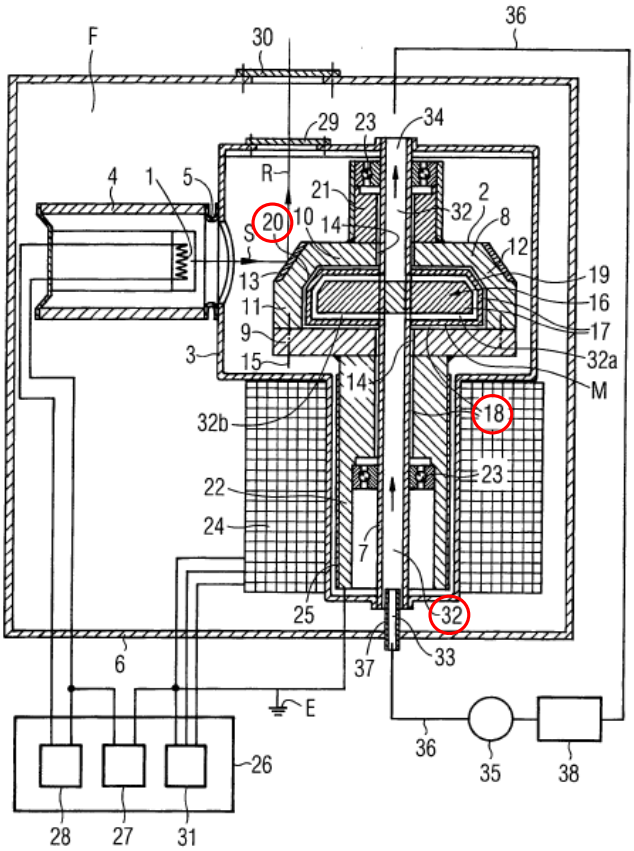


Abbildung 2.8: Drehanoden -Röntgenröhre mit Flüssigmetalllagerung und aktiver Wellenkühlung nach [13]. Brennbahn (20); Durchflusskühlung (32); Flüssigmetalllager (18) (weitere Positionsnummern vernachlässigt)

Da der Erhalt des Vakuums für den Elektronenstrahl unabdingbar ist, wird bei den meisten Röhren die Rotation nach dem Prinzip Stator, Vakuumgrenze, Rotor erzeugt. Hierdurch ergaben sich speziell für Wälzkörper Schwierigkeiten für die Lagerung in Form von Temperatur, Stromfluss und Vakuum. Eine Lösung, die Rotationsbewegung aus dem Vakuum herauszuführen, besteht in der Verwendung einer Ferrofluiddichtung. Hierbei werden zwei Laufringe durch eine magnetische Flüssigkeit getrennt, die reibungsfrei läuft und das Vakuum aufrecht hält. Aufgrund dieser Lösung können beispielsweise Wälzkörper außerhalb des Vakuums mit normalen Fetten geschmiert werden [84].

Ein grundlegendes Umdenken bei der Gestaltung einer Röntgenröhre wurde mit der Vorstellung des Hochleistungs-Drehkolbenstrahlers im Jahr 2003 verwirklicht (siehe Abbildung 2.9). Hierbei ist das Target stoffschlüssig mit dem Vakuumgehäuse verbunden. Es rotiert das gesamte Gebilde (Kolben). Der Elektronenstrahl wird von der Rotationsachse auf den Rand des Anodenkolbens abgelenkt. Der zentrale Vorteil dieser Erfindung besteht in der direkten Kühlung. Der rotierende Kolben wird von einer Kühlflüssigkeit umströmt, sodass die abzuführende Wärme nunmehr nur noch von der Kapazität eines externen Wärmetauschers abhängt [66, 122].

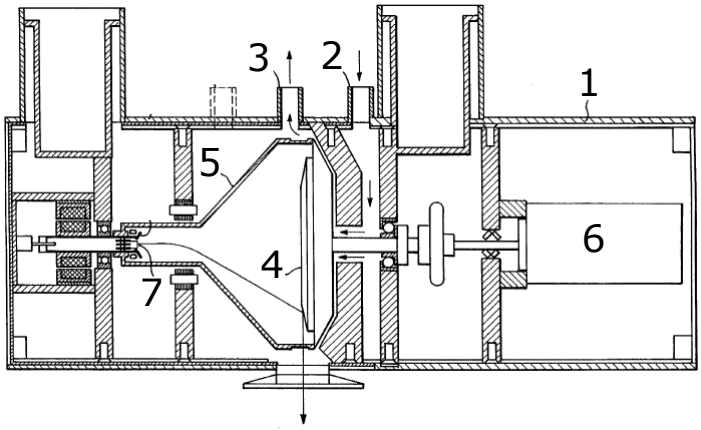


Abbildung 2.9: Drehkolbenröhre mit Direktkühlung [122]. Gehäuse (1); Ölzufuhr (2); Ölabfuhr (3); Drehanode (4); Vakuumkammer (5); Motor (6); Kathode(7)

Flüssigmetalltargets werden aufgrund der im folgenden Kapitel genannten Kriterien im Verlauf der Arbeit nicht weiter zur Sprache kommen, sollten aber der Vollständigkeit halber in diesem Kapitel genannt werden. Bei Flüssigmetalltargets wird der Elektronenstrahl nicht auf eine rotierende oder stehende Anode aufgebracht, sondern auf eine turbulent-strömende metallische Flüssigkeit, die gleichzeitig als Kühlmedium dient. Die Elektronen beschleunigen dabei von der Kathode durch ein dünnes Fenster, das die Grenze zwischen Flüssigmetall und Vakuum bildet und erzeugen dort die Röntgenstrahlung. Die Flüssigkeit wird kontinuierlich umgepumpt, um die Wärme vom auftreffenden Elektronenstrahl abzuführen. Durch einen Wärmetauscher wird der „kalte“ Ausgangszustand des Flüssigmetalls wieder hergestellt. Diese Lösung bietet ebenfalls den Vorteil, dass die Wärme sehr einfach abzuführen ist und keine Schädigung des Anodenmaterials auftritt. Selbst bei Verdampfen des Flüssigmetalls würde die Qualität des Vakuums aufrechterhalten werden. Ein Nachteil besteht darin, dass durch das Elektronenfenster ein Teil der Energie verloren geht [64].

2.4 Besonderheiten des Wärmetransports bei schnelldrehenden Anoden

Die eintreffenden Elektronen erhitzen das Target erheblich. Um Schäden infolge thermischer Spannungen und Vakuumkontamination durch das Verdampfen des Anodenmaterials zu vermeiden, ist die Bestimmung des Temperaturverhaltens von entscheidender Bedeutung. Hierbei werden bei der Auslegung von Röntgentargets üblicherweise drei zentrale Werte betrachtet: die Brennflecktemperatur, die Brennbahntemperatur und die mittlere Anodentemperatur. Die mittlere Anodentemperatur entspringt aus der Gleichgewichtsbetrachtung zwischen eingebrachter Wärmeenergie und der abgeführten Energie durch Strahlung und Leitung [109].

$$P - P_{rad} - P_{cond} = \frac{dT_{Anode}}{dt} \sum_i c_i\,(T)\, m_i \tag{2.1}$$

Der Index i steht dabei für verschiedenen möglichen Materialpaarungen, wie zum Beispiel Rhenium oder Graphit. Die abgestrahlte Wärme der Anodenscheibe bestimmt sich nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz

$$P_{rad} = \sigma \left(T^4_{Anode} - T^4_{Umgebung}\right) \sum_i \epsilon_{iAnode} A_i\,(T) \tag{2.2}$$

Die Temperatur im Brennfleck ist deutlich höher als die der Anodenscheibe. Grundlegende Untersuchungen hierzu wurden von Bowers und Osterkamp [108] für den Fall von Stehanoden durchgeführt. Bei konventionellen Drehanoden ist der Brennfleck durch die maximal abgeleitete Wärme im Brennfleck begrenzt. Der Temperaturanstieg durch Wärmeleitung für kurze Bestrahlungszeiten mit weniger als 0,05 s kann folgendermaßen approximiert werden[109].

$$\Delta T = \frac{2P_{cond}}{A_{BF}} \sqrt{\frac{\Delta t}{\pi \lambda \rho c}} \tag{2.3}$$

Hierbei entspricht A_{BF} der Fläche des Brennflecks ($A_{BF} = \epsilon b$), Δt der ausgesetzten Bestrahlungszeit, λ der Wärmeleitfähigkeit, ρ der Dichte und c der spezifischen Wärmekapazität des Anodenmaterials. Hat man ein rotierendes Target verändert sich die Bestrahlungszeit in Abhängigkeit der Drehfrequenz, der Brennfleckbreite und des Radius der Brennfleckbahn.

$$\Delta T = \frac{\epsilon}{2\pi R f} \tag{2.4}$$

Für eine vorgegebene maximale Temperaturerhöhung ΔT_{max} kann aus Gleichung 2.3 die maximal mögliche Strahlleistung bestimmt werden [8]. Die Zeit (Δt) ergibt sich aus der Oberflächengeschwindigkeit v und der Brennfleckbreite ϵ.

$$P_{cond} = 0,5 \Delta T_{max} b \sqrt{\pi \lambda \rho c \epsilon v} \tag{2.5}$$

Die Brennbahn des Targets ergibt sich durch die Rotation des Brennflecks entlang der Oberfläche. Die Temperatur der Brennbahn erhöht sich mit jeder Umdrehung n. Mit der Hinzunahme eines Dickenfaktors k für die Scheibe und der halben Brennfleckbreite δ, ergibt sich der Temperaturanstieg zu

$$\vartheta = k \vartheta_{fleck} \sqrt{\frac{\delta}{\pi R}\,(n+1)} \tag{2.6}$$

Der maximale Temperaturanstieg im Brennfleck ergibt sich aus der Summation der Temperaturanstiege und der Anfangstemperatur der Anode.

$$T_{fleck} = T_{Anode} + \vartheta_{fleck} + \vartheta_{bahn} \tag{2.7}$$

Die Berechnung der Gleichung 2.6 unterliegt der Annahme, dass die Erwärmung der Anodenoberfläche der einzige Energietransport innerhalb der Anode ist. Der Energietransport durch Elektronen, die in das Targetmaterial eindringen, wird dabei ignoriert. Diese Annahme kann nur getroffen werden, solange die Diffusionslänge der Wärme deutlich größer ist, als die Eindringtiefe der Elektronen. Für den Fall eines sehr kleinen Brennflecks, großer Beschleunigungsspannung (Eindringtiefe) und hoher Oberflächengeschwindigkeit hängt die Erwärmung des Targets nur noch von der Wärmekapazitätsgrenze des Targets ab [8]. Abbildung 2.10 zeigt eine Veranschaulichung.

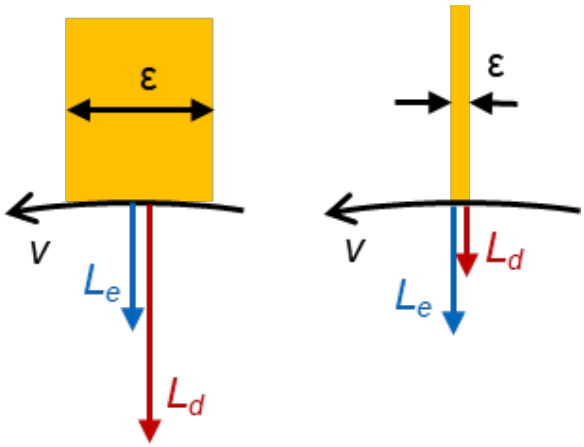


Abbildung 2.10: Links: lange Bestrahlungszeit durch große Brennfleckbreite, große Diffusionslänge und kleiner Elektroneneindringtiefe. Rechts: schmaler Brennfleck, Elektroneneindringtiefe größer als Diffusionslänge nach [8]

Im Vergleich zu Gleichung 2.5 ergibt sich für den Fall größerer Elektroneneindringtiefen die maximale Elektronenstrahlleistung infolge der Wärmekapazitätsgrenze, wobei d der Elektroneneindringtiefe entspricht. Vorzugsweise hängt P_{cap} nun nicht mehr von der Brennfleckbreite ϵ ab. Folglich kann die Strahlenintensität durch Verkleinerung des Brennflecks quasi beliebig erhöht werden. Dies ist nur durch den Anteil der zurückgestreuten Elektronen $(1-\eta)$ bei einer minimalen Brennfleckbreite limitiert. Der Temperaturanstieg im Brennfleck lässt sich demnach durch den folgenden Zusammenhang beschreiben.

$$\vartheta_{fleck} = \frac{P_{el}}{l\rho cvd} \tag{2.8}$$

Beim Übergang zwischen dem Wärmeleitungs- und Wärmekapzitätslimit führen beide Mechanismen zum gleichen Temperaturanstieg. Der Übergang kann durch Gleichsetzen beider Ansätze durch die Übergangsbrennfleckbreite b_t beschrieben werden.

$$b_t = \frac{4\eta^2\rho cvd^2}{\pi\lambda} \tag{2.9}$$

Abbildung 2.11 zeigt einen Vergleich zwischen dem Wärmeleitungs- und Wärmekapazitätslimit unter Berücksichtigung der Brennfleckbreite bei konstanter Oberflächengeschwindigkeit v.

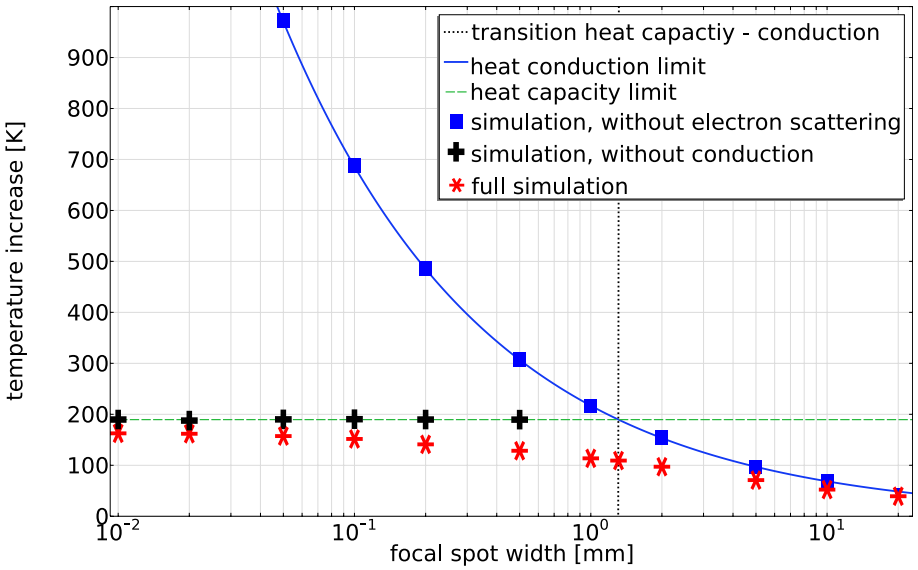


Abbildung 2.11: Maximale Temperaturerhöhung im Brennfleck in der Wärmekapazitätsgrenze (schmaler Brennfleck) und der Wärmeleitungsgrenze (breiter Brennfleck), mit Elektronenstrahlleistung von 90 kW, Energie von 300 keV und Oberflächengeschwindigkeit von $200\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ nach [162]

Dieser enorme Temperaturunterschied eliminiert den bisher immer limitierenden Faktor der maximalen Brennflecktemperatur und ermöglicht theoretisch die geforderten Leistungen in kompakter Bauweise innerhalb eines Krankenhauszimmers.

Kapitel 3

Prinziplösungen

3.1 Entwurfssystematik

In Kapitel 2 wurde die Entwicklung der Röntgentechnologie in ihrer Vielseitigkeit beschrieben. Die bisherigen Erkenntnisse sollen ebenfalls in diesem Kapitel zur Findung einer Prinziplösung beitragen. Zur Erarbeitung des Lager- und Antriebssystems einer Linienfokusröntgenröhre (LFXT) ist es notwendig, sich zunächst einen Überblick über den gesamten Entwurfsprozess eines entsprechenden Systems zu verschaffen. Ziel dabei ist es, einen Zusammenhang zwischen der Gestaltung der LFXT insgesamt und des Lager- bzw. Antriebssystems herzustellen.

Ausgehend von den Anforderungen an das Gesamtsystem werden entsprechende Randbedingungen erarbeitet, die die Funktion und Gestalt der zu lösenden Aufgabe bestimmen. Da Röntgenröhren komplexe technische Systeme darstellen, ist bei deren Entwurfsprozess ein systematisches Vorgehen unbedingt notwendig. Es wird sich an der wissenschaftlich begründeten Konstruktionssystematik des Verein Deutscher Ingenieure (VDI) orientiert [151]. Diese unterteilt sich in sieben Teilschritte:

1. Klären und Präzisieren der Aufgabenstellung
2. Ermitteln von Funktionen und deren Strukturen
3. Suchen nach Lösungsprinzipien und deren Strukturen
4. Gliedern in realisierbare Module
5. Gestalten der maßgebenden Module
6. Gestaltung des gesamten Produkts
7. Ausarbeiten der Ausführungs- und Nutzungsarbeiten

Die Schritte 1-6 sind für den folgenden Verlauf des Kapitels von zentraler Bedeutung. Der Fokus der Systematik liegt auf den Teilschritten, die für den Entwurf von Lagerung und Antrieb der Röhre essenziell sind. Kernfunktionen, wie die Bereitstellung elektrischer Energie oder die Beschleunigung und Bündelung des Elektronenstrahls werden für die vorliegende Entwicklungsaufgabe als gegeben angenommen. Zusätzlich wird das Targetrad nur im Sinne seiner relevanten Kenngrößen für Antrieb und Lagerung betrachtet. Die spezifische Auslegung des Targetrads hinsichtlich Thermospannungen, Thermoermüdung und Betriebsfestigkeit ist kein Bestandteil dieser Arbeit. Schritt 7 gilt zunächst der Dokumentation und soll erst wieder im Rahmen der Untersuchung des Beispielsystems nach der Gestaltung des Produkts zur Diskussion kommen. Für die Teilschritte 1-3 werden die in [110] beschriebenen Leitlinien zur Erstellung von Anforderungen, Funktionen und Lösungsfindung zu Hilfe genommen

3.2 Anforderungen und Funktionsstruktur

In seiner Hauptfunktion ist eine Röntgenröhre ein technisches System, das Röntgenstrahlung erzeugt. Eingangsgröße des Systems ist elektrische Energie. Am Ausgang liegt Röntgenstrahlung vor. Zieht man die Systemgrenze um die Drehanode, könnte man sagen, dass die Hauptfunktion des Targets darin besteht, einen beschleunigten Elektronenstrahl in Röntgenstrahlung umzuwandeln. Zum Betrieb der Anode sind zusätzlich eine Reihe von Nebenfunktionen vorgesehen. Es muss elektrische Energie zugeführt, und zusammen mit der entstehenden Wärmeenergie abgeführt werden. Innerhalb der Röhre muss durch kontinuierliches Pumpen das Vakuum aufrechterhalten werden. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der Gesamtfunktion einer Röntgenröhre. Hierbei zeigt der breite Pfeil den Stoffffluss, der schmale durchgehende Pfeil den Energiefluss und der schmale gestrichelte Pfeil den Informationsfluss.

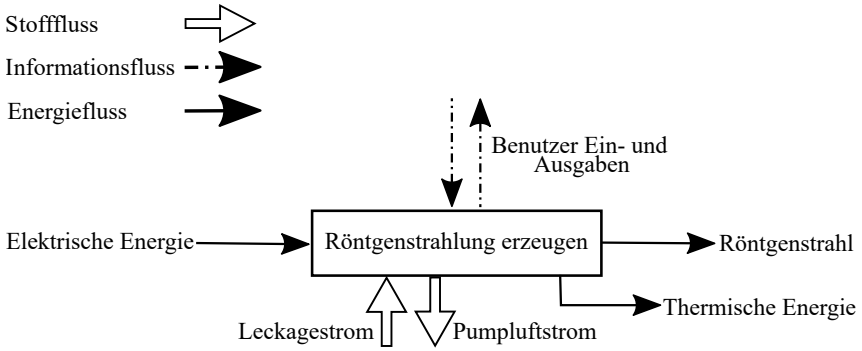


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Gesamtfunktion einer Röntgenröhre

Es existieren vielerlei Methoden zur Erstellung von Anforderungslisten. Beispielsweise zeigt die Produktfrageliste eine der einfachsten Formen auf, ein neues Produkt zu entwickeln. Hierbei wird über einfache Fragen zu Zweck und Eigenschaften auf die Anforderungsliste geschlossen. Vorteilhafter ist jedoch die Verwendung von Leitlinien mit einer Merkmalliste aus der Literatur [110]. Die Anforderungsliste darf nicht als starres festgelegtes Dokument verstanden werden. Es wird fast immer im Laufe einer Entwicklung angepasst oder ergänzt. Beispielhaft ist hier aus Tabelle 3.1 die Bemessungsdrehzahl und die Anschlussmaße des Targets zu nennen. Bei den Anforderungen wird zwischen den zwei Arten Forderung (F) und Wunsch (W) unterschieden. Es ist quasi unmöglich zu Beginn des Entwicklungsprozesses bereits alle Anforderungen im tiefsten Detail formulieren zu können. Trotzdem lässt sich anhand der Anforderungsliste bereits mit der Konzeptentwicklung beginnen. Die Kriterien der Instandhaltung wie Wartungsfreiheit und Service sind dabei der Vollständigkeit halber genannt und für den Prototypenbau von nachrangiger Bedeutung.

Tabelle 3.1: Allgemeine Anforderungsliste für das Antriebs- und Lagersystem

Merkmal	Anforderung	Typische Eigenschaft	Art
Geometrie	Bauart	Molybdänscheibe	F
	Lage der Drehachse	Horizontal/Vertikal	F
	Abmessungen der Targetscheibe	20mm Dicke 300mm Durchmesser	W
	Wellendurchmesser	(abhängig von Target)	F
	Anschlussmaße Target		F
	Peripherieabmessungen		F
	Vakuumkammer Abmaße		F
	Funktionsmaße	z.B. Lagerspalt	F
Kinematik	Oberflächengeschwindigkeit	200 $\mathrm{m\,s^{-1}}$	F
	Hochlaufzeit	90 s	W
	Auslaufzeit	2 min	W
Kräfte	Material muss Lagerdruck standhalten		W
	Resonanzen Rotor-Lager System	Keine im Betriebsbereich	F
	Materialbelastungen	Keine Plastifizierung	F
	Ermüdung	Keine Materialermüdung	W
	Unwucht	Keine Unwuchterregten Schwingungen	F
	Keine Lagerbeschädigung bei Kontakt	Lagerstillstand, Anfahrstoß	F
	Wärmedehnung	Keine Funktionsbeeinträchtigung	F
Energie	Temperatur der elektrischen Komponenten	< 120°C	F
	Rotortemperatur	> 200°C	F
	Abzuführende Wärmeenergie Target	90kW	F
	Abzuführender elektrischer Strom	300mA	F
	Keine Lagerbeschädigung bei Kontakt	Lagerstillstand, Anfahrstoß	F
Stoff	Vakuumgüte	$10^{-8} - 10^{-9}$mbar	W
	Materialbelastung	keine plastische Verformung	F
	keine Ausgasung innerhalb der Vakuumkammer	beschränkte Materialauswahl	F
Signal	Taktsignalform	TTL	W
	Messrechneranbindung	Ethernet	F
Sicherheit	Schutz vor Ladungsüberschlag	Isolation/Ladungsabfuhr	F
	Schutz vor wegfliegenden Kleinteilen	Gehäuse	F
	Rotortemperatur	> 200°C	F
	Berührungssicherheit	VDE0100	F
	Betriebssicherheit	Richtlinie 2006/42/EG	F
Ergonomie	PC-Schnittstelle	Labview-/Pythonoberfläche	F
	Optische Zustandsüberwachung	Diodenanzeige	F
	Akustische Zustandsüberwachung	Hupe	F
Montage	Alle Komponenten von Hand montierbar	Spielpassungen	W
	Gute Fundamentanbindung	Verankerung	W
Gebrauch	Kein Verschleiß an Drehanode		W
	Betrieb in Strahlenschutzkabinett/-raum		W
Instandhaltung	Wartungsfreiheit	2 Jahre	W
	Service	10 Jahre	W
Termin	Entwicklungsdauer	18 Monate	W

Ausgehend von der Gesamtfunktion des Röntgentargets wird die Funktionsstruktur definiert (Abbildung 3.2). Als zentrales Glied wird hierbei die Funktion „Strahlung erzeugen“ bzw. „Strahl abbremsen“ identifiziert. Durch das Abbremsen des Elektronenstrahls auf der Targetoberfläche wird die gewünschte Röntgenstrahlung erzeugt. Da der Elektronenstrahl nur im Vakuum seine volle Leistung erreicht, sind für den Erhalt die Funktionen „Abdichten“ und „Evakuieren“ entscheidend. Auf der einen Seite werden störende Teilchen aus der Vakuumkammer abgepumpt. Zum anderen wird ein Nachströmen von Teilchen durch die Abdichtung verhindert. Wie man von den Stehanoden bereits kennt, ist die Funktion „Antreiben“ nicht essentiell für die Hauptfunktion des Targets. Da aber zur Erzeugung von Mikrostrahlen sehr hohe Oberflächengeschwindigkeiten notwendig sind, um den Übergang von Wärmeleitungsgrenze zu Wärmekapazitätsgrenze zu ermöglichen, ist diese Funktion ebenso bedeutend. Für die Funktion „Antreiben“ bereitgestellte Energie wird von der Funktion „Elektrische Energie Umformen“ bereitgestellt. Da an dieser Stelle noch keine Entscheidung über die eingesetzte Lagertechnologie getroffen worden ist, besteht ggf. die Notwendigkeit auch elektrische Energie für die Funktion „Lagern“ bereitzustellen (z.B bei aktivem Magnetlager). Die Funktion „Kinetische Energie Übertragen“ sorgt für die Übertragung des Drehmoments an das Target in Form einer Rotorwelle. Für die Erfassung der Drehzahl und der Laufeigenschaften des Rotors dient die Funktion „Position erfassen“. Diese Funktion dient als Eingangssignal für die Funktion „Signale verarbeiten“ die wiederum das Eingangssignal für die Funktion „Antreiben“ liefert um die Drehzahl bei Bedarf zu regeln. Für den Fall der geregelten Lagerung muss ebenfalls ein Signal an die Funktion „Lagern“ überliefert werden. Da die Anode während des Betriebs auf +150kV Potential liegt, muss die elektrische Ladung während des Schussbetriebs kontinuierlich abgeführt werden, wozu die Funktion „Ladung abführen“ vorgesehen ist. Der hohe Wärmeeintrag durch den Elektronenstrahl soll mit Hilfe der Funktion „Wärme abführen“ gelöst werden.

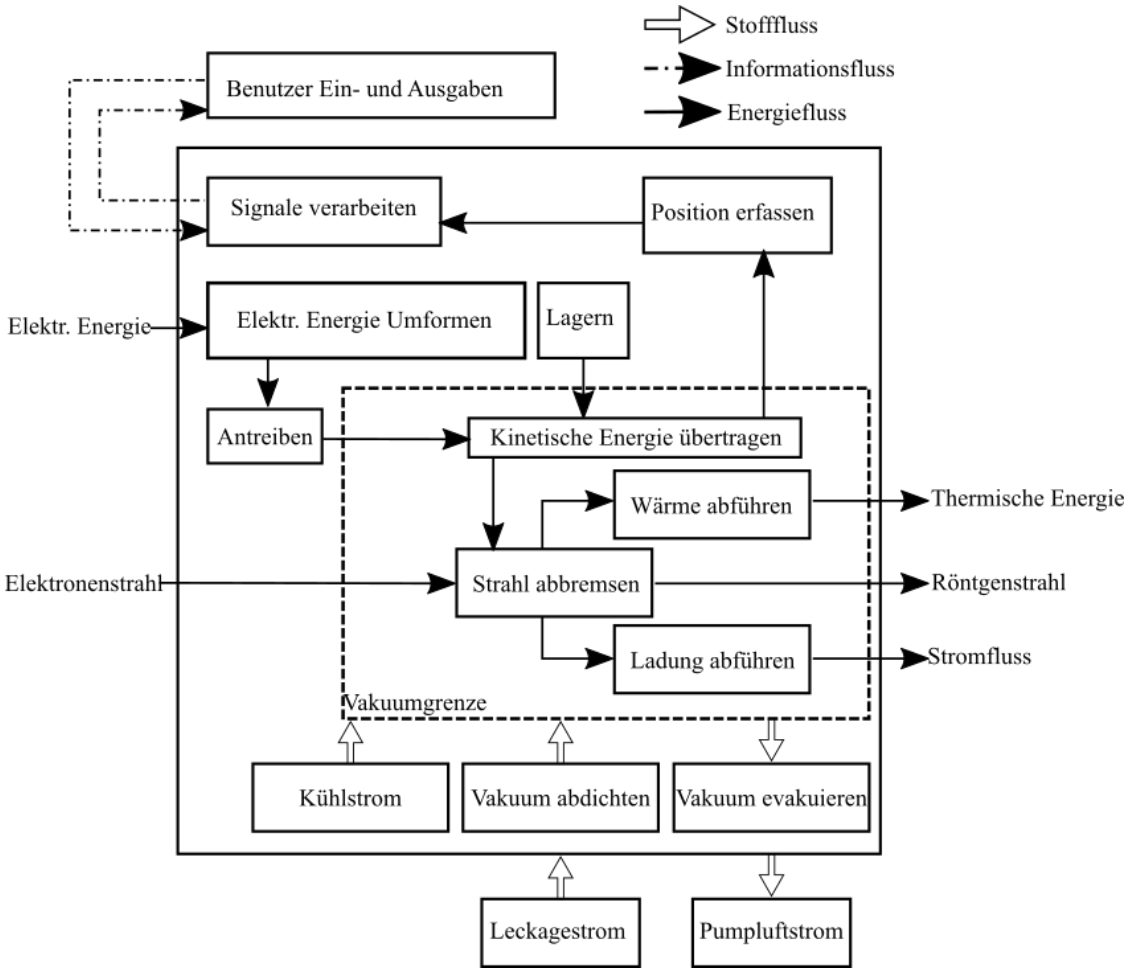


Abbildung 3.2: Funktionsstruktur

3.3 Lösungsprinzipien

Weitergehend werden auf Grundlage der ermittelten Funktionen Lösungsprinzipien erläutert, die zur Umsetzung beitragen. Im ersten Schritt werden mögliche Lösungen nur gesammelt und keine Bewertung vorgenommen, damit der potenzielle Lösungsraum maximal gehalten wird. Folglich können auch unkonventionelle Varianten als Prinziplösungen an dieser Stelle in Betracht gezogen werden. Die eingesetzte Methode ist hierbei der morphologische Kasten nach [110]. Hierbei werden für jede Funktion zunächst möglichst viele verschiedene Lösungsprinzipien gesucht. Zur Erarbeitung einer Gesamtlösung werden alle Teillösungen der jeweiligen Zeilen miteinander verknüpft. Stehen m_1 Lösungen für die Teilfunktion F_1, m_2 Lösungen für die Teilfunktion F_2 usw. zur Verfügung, so erhält man nach vollständiger Kombination die theoretisch möglichen Gesamtlösungsvarianten.

$$N = m_1 * m_2 * m_3 * ... * m_n = \prod_{i=1}^{n} m_i$$

Nach Auswahl dieser werden in Anlehnung an die Funktionsstruktur realisierbare Module gebildet. Eine eindeutige Zuordnung von Funktion und Modul ist dabei nicht vorgesehen, da eine Funktion von mehreren Modulen erfüllt werden kann, oder ein Modul mehrere Funktionen erfüllt. Bei den Schnittstellen des Stoff-, Energie- und Informationsflusses treten Randbedingungen für die einzelnen Module auf, die sich ggf. wechselseitig negativ beeinflussen. Hierbei können Konflikte zwischen der Schnittstellengestaltung und der Anforderungsliste entstehen. Der Gestaltungsvorgang muss iteriert und von einer geeigneten Stelle erneut begonnen werden. Da dies den zeitlichen Verlauf extrem beeinflussen kann, ist der Gestaltungsreihenfolge größte Bedeutung zuzusprechen.

Für das Antriebs- und Lagersystem bietet sich eine Gestaltung ausgehend vom Targetrad an, da die Hauptfunktion der Röntgenröhre „Strahlung erzeugen“ somit sichergestellt ist. Der Erhalt eines hohen Vakuums ist ebenfalls für die Erhaltung der Hauptfunktion von zentraler Bedeutung. Beispielsweise stelle man sich ein Lösungsvariante vor, bei der die Funktionen „Lagern“ und „Antreiben“ außerhalb des Vakuums stattfinden, wie beispielsweise im Patent [84]. Diese Gestaltungsvariante bedingt eine weitere Funktion: „Kinetische Energie in Vakuum übertragen“. Daher ist anzumerken, dass die Festlegung des Konzepts bereits früh im Konstruktionsprozess getroffen wird. Ein morphologischer Kasten zeigt die Lösungsprinzipien für die vorher definierten Funktionen in Tabelle 3.3 zu entnehmen. Die daraus abgeleitete Einteilung in realisierbare voneinander getrennte Module zeigt Tabelle 3.2.

Tabelle 3.2: Zuordnung von Funktionen und Modulen bei einem Lager- und Antriebssystem einer Röntgenröhre

Modul \ Funktion	Elektronen abbremsen	Kinetische Energie übertragen	Antreiben	Lagern	Elektrische Energie umformen	Signale verarbeiten	Position erfassen	Wärme abführen	Ladung abführen	Vakuum abdichten	Vakuum evakuieren
Targetrad	•										
Rotor		•									
Motor			•								
Axiallager		•		•				•	•		
Radiallager		•		•				•	•		
Umformer					•						
Messrechner						•					
Drehzahlsensor							•				
Radialsensor							•				
Gehäuse								•	•	•	
Dichtung										•	
Vakuumpumpe											•

Tabelle 3.3: Infrage kommende Lösungsansätze zur Funktionserfüllung

Funktion \ Prinzip	1	2	3	4	5
Strahl abbremsen	Drehtelleranode	Flüssigmetallstrom	Stehanode	Drehkolbenröhre	
Kinetische Energie übertragen	Schwimmende Lagerung	Lavalläufer	Einspannung		
Kinetische Energie in Vakuum übertragen	Magnetisch gekoppelt	Ferrofluiddichtung	intern erzeugt		
Antreiben	Gleichstrom	Reluktanz	Synchron	Asynchron	
Lagern	Gleitlager	Wälzlager	Magnetlager	Folienlager	
Elektrische Energie umformen	Passiv	Aktiv			
Signale verarbeiten	Digital	Analog			
Position erfassen	Magnetisch	Optisch	Kapazitiv	Wirbelstrom	Sensorlos
Wärme abführen	Konvektion	Ölkühlung	Wasserkühlung	Wärmestrahlung	Flüssigmetallkühlung
Ladung abführen	Schleifring	Leitende Folie	Kohlebürsten	Leitendes Schmiermittel	
Vakuum abdichten	Dichtungen	Durchführungen	Spaltrohr		
Vakuum evakuieren	Turbomolekularpumpe	Kondensationspumpe	Ionengetterpumpe		

3.4 Bewertung der Prinziplösungen

Da sich mit jeder Möglichkeit fast immer Vor- und Nachteile herausbilden, soll im Folgenden eine Gewichtung und Bewertung verschiedener Szenarien erfolgen. Die potenziellen Lösungen ergeben sich zu 691200 Varianten. Es ist ratsam, vor einer Bewertung das absolut ungeeignete bereits auszuschließen[24, 110]. Hierfür werden vier Kriterien in Betracht gezogen.

1. Ist mit der Aufgabe und/oder untereinander nicht verträglich
2. Erfüllt nicht die Anforderungen der Spezifikation
3. Lässt keine Möglichkeit hinsichtlich Größe oder Anordnung erkennen
4. Bringt unzulässigen Aufwand mit sich

Die ungeeignete Lösung einer Stehanode oder eines Flüssigmetalltargets scheidet bereits an dieser Stelle aus. Ein benötiges Elektronenstrahlfenster würde die Intensität zu stark abschwächen. Ohne Elektronenstrahlfenster wäre die Brennfleckqualität nicht sicherzustellen. Auch die Varianten mit rotierender Vakuumdurchführung stellen sich aufgrund der hohen Geschwindigkeitsanforderung als ungeeignet dar. Eine Verwirklichung als Drehkolben muss aufgrund der hohen Brennfleckgenauigkeit und der hohen Drehzahl (Ölreibung) verworfen werden. Entscheidet man sich für diese Variante, muss der Elektronenbeschleuniger konzentrisch zu der Drehachse des Kolbens liegen und der Elektronenstrahl müsste abgelenkt werden. Durch die Ablenkung würde die feinen Abmessungen des Brennflecks nachteilig beeinflusst. Abschließend bleibt die klassische Drehtelleranode als einzige Lösung übrig.

Darüber hinaus zeigt Tabelle 3.3 eine Funktionsstruktur mit vielerlei Komponenten, deren Relevanz zwar bedeutsam, jedoch als verfügbare Lösung bereits existieren. Der Lager- und Antriebsstrang stellen die Hauptfunktion der vorliegenden Entwicklungsaufgabe dar. Ein Ausfallen der Rotation während einer Elektronenexposition würde zum sofortigen Versagen der Drehanode führen. Im Rahmen der Bewertung soll daher ein Fokus auf das Lager gesetzt werden. Im späteren Verlauf dieser Arbeit wird auf alle genannten Funktionen aus den Tabellen 3.3 und 3.2 eingegangen.

Die Bewertung der verschiedenen Lösungsszenarien erweist sich als komplex, da nicht alle Anforderungen und Wünsche an das System gleich zu bewerten sind. Es ist eine Reihe an Bewertungskriterien zu definieren, um die ideale Lösung abzuleiten. Es bietet sich an, bei der Aufstellung der Kriterien, sich an den Hauptmerkmalen des Systems zu orientieren. Als geeignete Bewertungsmethode wird die technische Wertigkeit verwendet[24]. Im ersten Schritt werden die definierten Kriterien gegenübergestellt und paarweise verglichen. Ein + gilt als wichtiger, ein - als weniger wichtig und ein ∘ für eine gleichwertige Bewertung. Hierbei gilt der folgende Zusammenhang:

$$g_i = \frac{100\%}{\sum g_+} \sum_{i=1}^{N} \tag{3.1}$$

Daraufhin lässt sich die Wichtung g_i prozentual bestimmen. Tabelle 3.4 zeigt die Gegenüberstellung der relevanten Kriterien. Hierbei werden verschiedene Kriterien berücksichtigt. Die *Temperaturstabilität* ist bei den hohen thermischen Leistungen kritisch. Die Funktionen „Wärme abführen "und „Ladung abführen"sind aus zwei Gründen nicht trivial. Zum einen erfolgt der Energiefluss von einem rotierenden auf einen stehenden Körper. Zum anderen muss die Vakuumgrenze überwunden werden. Hierfür wird das Kriterium *Energieübertragung* gewählt. Ziel jeder Konstruktionsaufgabe ist es, die Komplexität und folglich die Kosten möglich gering zu halten. Dennoch ist die Einfachheit nicht das Maß aller Dinge, da die Funktionserfüllung absolute Priorität hat. Der *Bauraum* ist bedingt durch die räumlichen Möglichkeiten eines Krankenhausstrahlenbunkers. Bei den geforderten Leistungen ist der benötigte Bauraum deutlich

ausreichend, sodass die Gewichtung vergleichsweise gering ausfällt. Das Kriterium *Fertigung* wird nicht mit Blick auf die industrielle Massenfertigung bewertet, sondern auf die generelle Herstellbarkeit. Die *Lebensdauer* sollte der Wunschanforderung entsprechen. Jedoch handelt es sich hier um einen Proof-of-Concept Demonstrator, sodass dieses Kriterium ebenfalls nachrangig gewichtet wird. Das bestehende Erfahrungswissen (*Know-How*) in der Organisation spielt ebenfalls eine nicht zu unterschätzende Rolle.

Tabelle 3.4: Gewichtungskriterien für die Bewertung von Lagerprinzipien

Kriterien	(1) Temperaturstabilität	(2) Wärme- und Stromübertragung	(3) Komplexität	(4) Bauraum	(5) Fertigung	(6) Lebensdauer	(7) Drehzahl	(8) Bestehendes Know-How	$\sum g_+$	g_i
(1) Temperaturstabilität	X	∘	+	+	+	+	+	+	6	0.22
(2) Wärme- und Stromübertragung	∘	X	+	+	+	+	+	+	6	0.22
(3) Komplexität	-	-	X	+	-	-	-	-	1	0.04
(4) Bauraum	-	-	-	X	-	+	-	-	1	0.04
(5) Fertigung	-	-	+	+	X	+	-	-	3	0.11
(6) Lebensdauer	-	-	+	-	-	X	-	+	2	0.07
(7) Drehzahl	-	+	+	+	-	-	X	+	5	0.19
(8) Bestehendes Know-How	-	-	+	+	+	-	-	X	3	0.11
Kontrolle	6	6	1	1	3	2	5	3	27	1.0

In einem Folgeschritt wird die Bewertung m_i mit einer Skala von 1 (schlecht) bis 5 (gut) für die jeweilige Prinziplösung vorgenommen (siehe Tabelle 3.5). Abschließend lässt sich der Wert normieren, womit man die Gesamtwertigkeit wie folgt schreiben kann:

$$||w|| = \frac{\sum_{i=1}^{N}(m_i g_i)}{\sum_{i=1}^{N}(m_i g_i)_{max}} \tag{3.2}$$

Für die Bewertung werden die drei verschiedenen Varianten Gleitlager (Spiralrillenlager), Magnetlager und Wälzlager (Kugellager) gegenübergestellt.

Die Lösung eines Gleitlagers (Spiralrillenlager) erscheint als die beste Variante, wobei ein Magnetlager nur unwesentlich schlechter abschneidet. Ein in dieser Systematik nicht verwendetes Kriterium ist die Erfüllung verschiedener Subfunktionen. Beim Magnetlager schwebt der Rotor und hat keinen leitenden Kontakt zu seiner Umgebung, was für das Kriterium Energieübertragung kritisch ist. Vorteilhaft sind die extrem hohen Drehzahlen von bis zu 1000 Hz. Ein Kugellager stellt die denkbar einfachste Variante dar. Im nächsten Abschnitt wird auf die thermische Betrachtung der Varianten im Rahmen einer Vorstudie genauer eingegangen.

Tabelle 3.5: Bewertung der prinzipiellen Lagervarianten

Kriterium		Gleitlager		Wälzlager		Magnetlager	
	g_i	m_i	$g_i \cdot m_i$	m_i	$g_i \cdot m_i$	m_i	$g_i \cdot m_i$
(1) Temperaturstabilität	0,22	4	0,89	3	0,67	2	0,44
(2) Energieübertragung	0,22	4	0,89	1	0,22	1	0,22
(3) Komplexität	0,04	2	0,07	5	0,19	3	0,11
(4) Bauraum	0,04	3	0,11	3	0,11	2	0,07
(5)Fertigung	0,11	2	0,22	5	0,56	4	0,44
(6) Lebensdauer	0,07	5	0,37	2	0,15	5	0,37
(7) Drehzahl	0,19	4	0,74	3	0,56	5	0,93
(8) Bestehendes Know How	0,11	1	0,11	4	0,44	5	0,56
Summe $\sum_{i=1}^{N}(m_i g_i)$			3,41		2,89		3,15
Normiertes Ergebnis $\|\|w\|\|$			1,00		0,85		0,92

3.5 Vorstudie

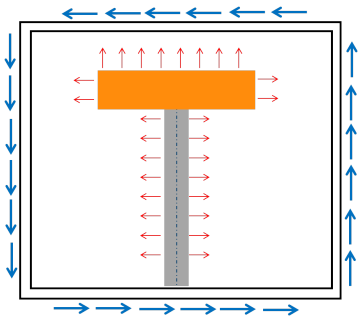
Das Wärmemanagement am Brennfleck bestimmt einerseits die maximal erreichbare Dosisleistung, andererseits die Funktionalität des Gesamtsystems. Eine effiziente Kühlung des Targets und der angeschlossenen Antriebswelle ist entscheidend, um in der vorgegebenen Abkühlzeit möglichst viel Wärme abzuführen. In einer Vorstudie wird mit Autodesk Inventor® ein einfaches CAD-Modell einer rotierenden Anode und Antriebswelle erstellt, um im Rahmen einer FEM-Analyse in Ansys Mechanical® verschiedene Ausführungsmöglichkeiten hinsichtlich des Temperaturverhaltens gegenüberzustellen. Das Grundmodell besteht aus einem Target mit einem Durchmesser von 300 mm, das beidseitig an eine Antriebswelle montiert ist. Der Verbund rotiert dabei um eine stationäre Achse.
Insgesamt werden vier verschiedene Kühlszenarien untersucht. In jedem Szenario werden vier Bestrahlungszyklen mit 20 s Elektronenstrahlexposition, gefolgt von 20 min Abkühlung definiert. Dabei wird eine homogene Wärmequelle von 90 Kilowatt auf die Brennbahn aufgebracht.

Im einfachsten Fall, Szenario (a), wird ohne zusätzliche Kühlung simuliert, sodass die Wärmeenergie nur durch Strahlung übertragen wird. Es wird ein Strahlungskoeffizienten von $\varepsilon = 0,3$ bei einer Umgebungstemperatur von 40 °C angenommen. Wie in Abbildung 3.3a gezeigt, gibt es keinen Kontakt zwischen der Antriebswelle und dem Vakuumgehäuse. Dieses Szenario ist vergleichbar mit einer Drehanode mit Kugellagern, bei der die Wärme nur durch den Punktkontakt der Kugeln abgeleitet werden kann.

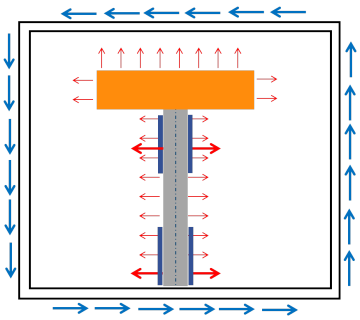
Das Target besteht aus einer Molybdänstruktur ($c = 250\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$, $\lambda = 142\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$, $\rho = 10{,}3\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$). Die Wolframbrennbahn ist nur einen Millimeter dick und wird für die Vorbetrachtung vernachlässigt. Für die Antriebswelle und die Achse wird Edelstahl angenommen ($\rho = 7{,}9\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$, $c = 434\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$,$\lambda = 25\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$).

Für Szenario (b) (Abbildung 3.3b) dient flüssiges Metall (Galinstan®)[91] als Schmierflüssigkeit in einem Gleitlager und stellt dadurch einen Kontakt zwischen rotierenden und feststehenden Teilen her. Dies ermöglicht neben der Strahlung auch eine Wärmeleitung von der Anode zur Welle und damit zum Gehäuse. Der Strahlungskoeffizient wird dabei konstant gehalten und ein idealer Wärmeübergang angenommen. Im Lagerspalt entsteht eine zusätzliche Reibleistung von bis zu 3 kW, was für das gegebene Szenario vernachlässigt wird.

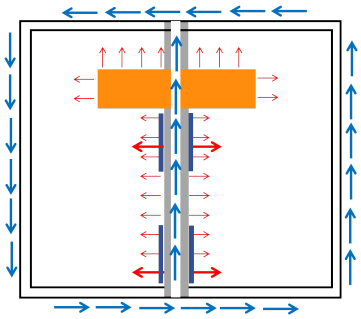
In Szenario (c) (Abbildung 3.3c) wird ein zusätzliches Kühlsystem durch die Achse innerhalb der Antriebswelle installiert. Durch die Wasserströmung entsteht ein zusätzlicher konvektiver Wärmestrom. Hierfür wird ein Wärmedurchgangskoeffizient von $\alpha = 10\,000\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ bei einer Umgebungstemperatur von 25 °C angenommen. Eine detaillierte Berechnung des Wärmeübergangs erfolgt in Kapitel 6.1



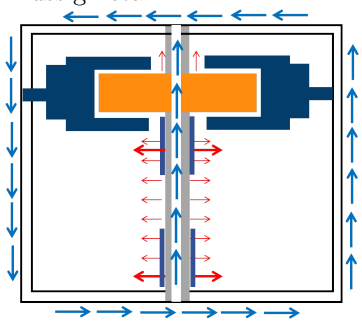
(a) Nur Strahlungskühlung



(b) Strahlungskühlung und Wärmeleitung durch Flüssigmetall



(c) Strahlung, Wärmeleitung und erzwungene Konvektion durch Achsströmung



(d) Alle vorherigen Kühlmechanismen und Kühlbacken

Abbildung 3.3: Vier verschiedene Kühlszenarien der Vorstudie zur Konzeptbestimmung. Umlaufende blaue Pfeile zeigen Umgebungskühlung (freie Konvektion)

In Szenario (d) (Abbildung 3.3d) werden Kühlbacken hinzugefügt, die nach jedem Bestrahlungszyklus an das Target herangefahren werden. Der direkte Kontakt der Backen mit dem Target ermöglicht eine Wärmeleitung zwischen den Körpern. Hier wird ebenfalls eine ideale Wärmeübertragung angenommen. Ansonsten bestehen die gleichen Kühlmechanismen wie in den Szenarien 1-3. Eine zusätzliche Veranschaulichung der Backen ist in Abbildung 3.4 links dargestellt.

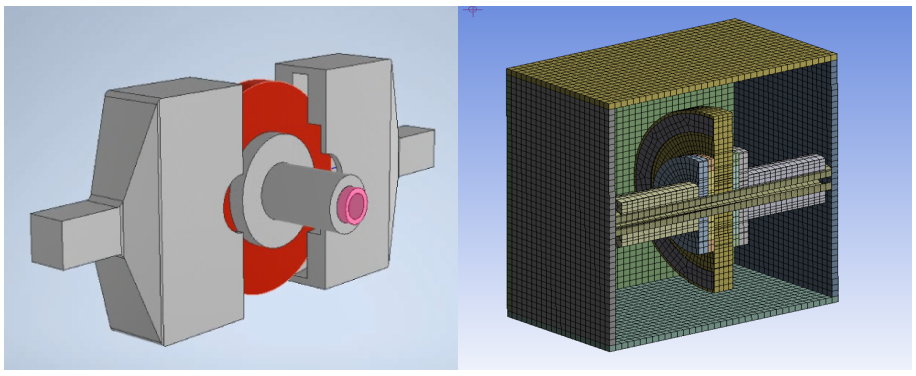


Abbildung 3.4: Links: CAD Modell des Kühlbackenkonzeptes. Rechts: Finite-Elemente-Methode (FEM)-Modell (Netz) mit Außenwänden zur Strahlungsberechnung

Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf der maximalen Temperatur am Target während vier Zyklen der Elektronenstrahlbestrahlung. In Szenario (a) mit reiner Strahlungskühlung steigt die Temperatur von Zyklus zu Zyklus an und erreichte im vierten Zyklus ein Maximum von fast 1300 °C. Die Minimaltemperatur nach dem vierten Zyklus beträgt 580 °C. In Szenario (b) verursacht das Gehäuse als zusätzliche Wärmekapazität nur einen geringen Abfall der

Maximaltemperatur, die nach vier Zyklen 1200 °C erreicht. Nach der Abkühlzeit des vierten Zyklus sinkt die Minimaltemperatur auf 450 °C. Szenario (c) mit konvektiver Wasserkühlung zeigt einen deutlichen Abfall der Maximaltemperatur, die nach dem dritten Zyklus gegen 860 °C konvergiert. Die Minimaltemperatur konvergiert gegen 46 °C. Szenario (d) zeigte einen viel schnelleren Temperaturabfall als Szenario (c). Nach Kontakt mit den Backen sinkt die Temperatur nach weniger als 2 min unter 100 °C. Die minimale Temperatur beträgt 60 °C, etwas höher als in Szenario (c).

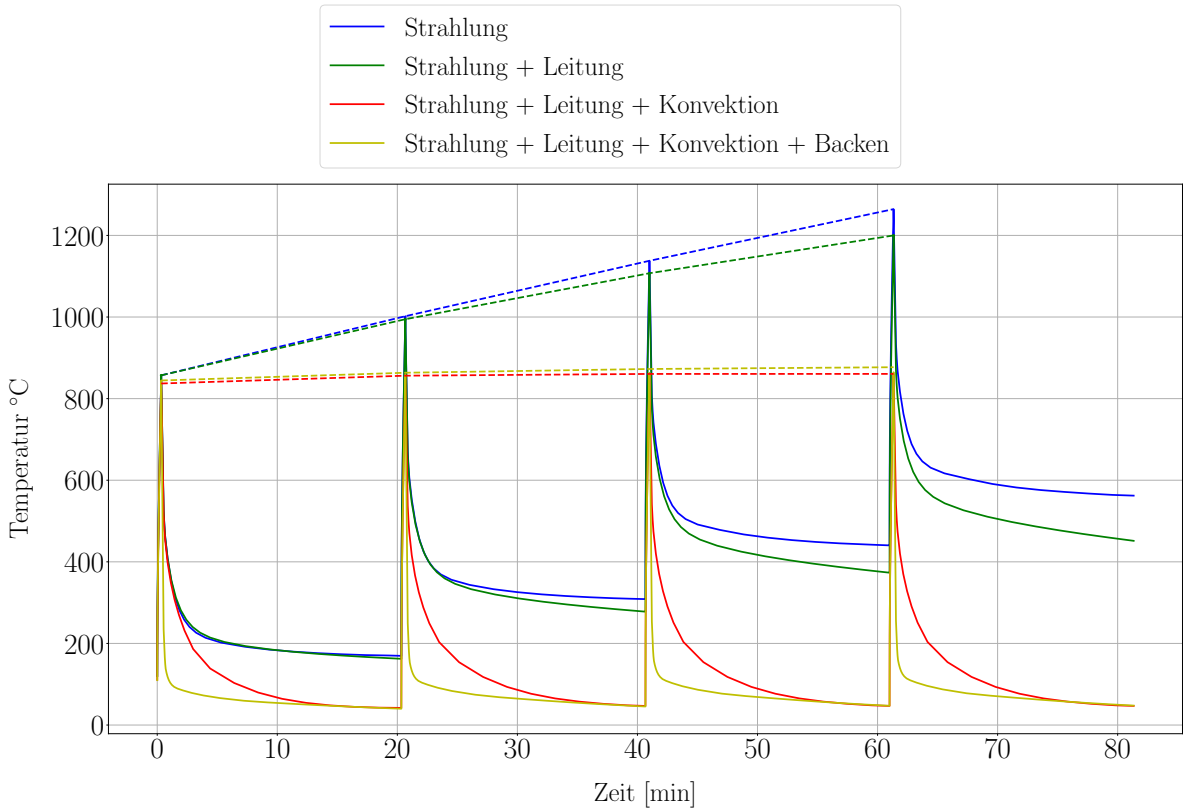


Abbildung 3.5: Maximale Brennbahntemperatur nach vier Bestrahlungszyklen nach [162]

Szenario (a) und (b) (nur Strahlungskühlung und Gleitlagerkontakt zu den feststehenden Teilen) werden für die weitere Betrachtung vernachlässigt, da die maximalen Temperaturen zu einem Versagen des Systems führen würden.

Szenario (d) mit thermischem Kontakt zwischen rotierenden und stationären Teilen, aktiver Rohrkühlung und Kühlbacken zeigte die größte Kühleffizienz, was aufgrund der zusätzlichen Kühlkörper zu erwarten war. Die Ergebnisse zeigten am Ende jeder Abkühlphase eine etwas höhere Temperatur im Vergleich zu Szenario (c) (ohne Backen). Dies wurde durch die Randbedingung der Simulation verursacht, die den Halterungen selbst keine Kühlung zuordnet. Folglich enthalten die Backen nach jedem Intervall thermische Energie, die während der Abkühlphase nicht abgeführt wird. Der schnelle Temperaturabfall könnte für hohe Wiederholungsraten für eine klinische Anwendung der LFXT wertvoll sein. Ein Risiko beim Heranfahren der Backen an das Target ist jedoch der schnelle Temperaturabfall an der Brennbahn, der zur Versprödung führen könnte. Darüber hinaus müssten die Backen mit beweglichen Vakuumdurchführungen versehen werden, was für zusätzlichen Aufwand sorgt.

Szenario (c) wird als geeignete Lösung für die Weiterentwicklung angesehen, da es ähnliche Ergebnisse wie Szenario (d) zeigt, ohne den zusätzlichen Aufwand für die Installation der Kühlbacken. Somit ist das grundlegende Konzept für die Weiterentwicklung der LFXT bestimmt. Im Nachfolgenden wird auf die Auslegung des Gleitlagers detaillierter eingegangen.

Kapitel 4

Entwurf des Lagersystems

Ziel dieses Kapitels ist die mathematische Beschreibung eines Radialrillengleitlagers und Axiallagers für die darauffolgende Auslegung einer passenden Geometrie. Hierfür werden verschiedene Modelle aus der Literatur besprochen und verglichen. Es werden statische und dynamische Eigenschaften bestimmt. Hauptpunkte sind die Druckverteilung, Steifigkeit, Dämpfung, Turbulenz, Kavitation, Stabilität und die reibungsinduzierte Verlustwärme.

Aus der Bewertung der Prinziplösungen hat sich herausgestellt, dass das Flüssigmetall geschmierte Radialrillengleitlager die zu präferierende Lösung für die vorliegende Aufgabe darstellt. SRL sind selbsttragende Lager, bei denen eine der beiden Lagerflächen Rillen mit einer Art Fischgrätenstruktur aufweist (vgl. Abbildung 4.1). Während der Rotation erzeugen die Rillen einen Pumpeffekt auf die Schmierflüssigkeit, was zu einem Druckanstieg führt und somit die selbsttragende Funktion bewirkt. Dieser Vorteil ermöglicht den Einsatz des Lagers in besonderen Umgebungen wie im Vakuum, wo keine zusätzliche Druckversorgung für das Schmiermittel möglich ist. Bei gewöhnlichen Gleitlagern benötigt man eine externe Druckzufuhr, um eine trockenreibungsfreie Lagerung zu erreichen. Bei Gleitlagern mit Fischgrätenrillen zeigt die Druckverteilung entlang des Umfangs eine Sägezahnform. Solche Lager arbeiten meist mit gasförmigen Schmierstoffen, wobei sich auch die meisten Veröffentlichungen auf die Schmierung mit Gas beziehen [60]. Dennoch gibt es einige Untersuchungen mit Flüssigkeiten, insbesondere Ölen oder auch flüssigen Metallen. In vielen industriellen Fällen reicht die Lagerkapazität mit Gas als Schmiermittel nicht aus, sodass auf ein Fluid mit deutlich höherer Viskosität zurückgegriffen werden muss. Ziel dieses Kapitels ist die Modellierung des SRL mit verschiedenen Ansätzen aus der Literatur. Anschließend werden die Modelle gegenübergestellt und verglichen, um eine möglichst präzise Aussage über die Lagerparameter zu erhalten.

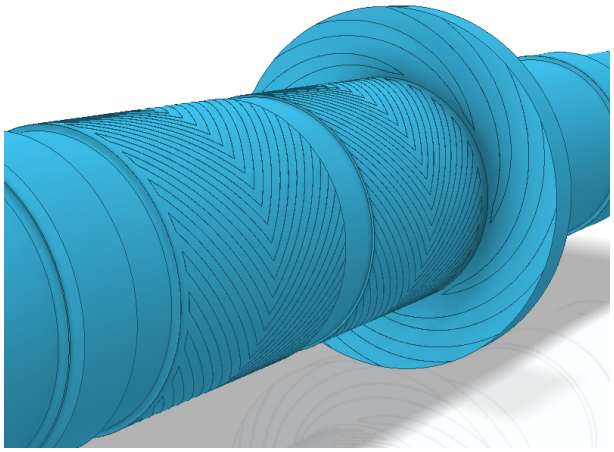


Abbildung 4.1: CAD-Modell eines Spiralrillengleitlagers (radial und axial)

Die ersten Versuche mit einem SRL mit Flüssigmetallschmierung gehen auf Schuller und Anderson [125, 127] aus dem Jahr 1968 zurück. Der Schwerpunkt lag dabei auf Lagern für Raumfahrzeugaktuatoren. Hier wurden bereits Drehzahlen von bis zu 12000 Umdrehungen pro Minute erreicht. Die wichtigste Erkenntnis ihrer Veröffentlichung war die Erkenntnis, dass die Lagerstabilität mit zunehmender Radiallast steigt. Ein Jahr später veröffentlichten sie Untersuchungen über die Abhängigkeit der Stabilität vom Radialspalt [126]. Ähnliche Versuche wurden von Cunningham und Fleming [32] durchgeführt, jedoch mit Gas als Schmiermittel. Es wurden Drehzahlen bis zu 60 000 Umdrehungen pro Minute erreicht und die Abhängigkeit der Stabilität von der Dicke des Lagerspalts bestätigt. Viele experimentelle Untersuchungen wurden unter Verwendung von Öl als Schmiermittel durchgeführt [78, 75, 140, 76, 106, 90, 155].

Dewar [40], Bos [18] und Muijderman [103] verwendeten Fett als Schmierstoff, um die Dichtheit im Lager zu erhöhen. Im Jahr 1989 veröffentlichten Muijderman und Roelandse [105] den ersten Beitrag über eine rotierende Röntgenanode mit Flüssigmetallschmierung. Viele Röntgengerätehersteller haben diese Technologie weltweit in kürzester Zeit übernommen.

Die klassische Theorie der Schmierung wurde bereits 1886 von Reynolds auf der Grundlage der Navier-Stokes-Gleichung entwickelt [107]. Er ging von den folgenden Annahmen aus:

1. Das Fluid hat Newtonsche Eigenschaften
2. Die Viskosität, der Druck und die Dichte sind konstant entlang des Schmierfilms
3. Die Trägheitskräfte des Fluids können vernachlässigt werden
4. Der Schmierfilm ist immer mit der Oberfläche verbunden (Haftbedingung)
5. Die Dicke des Flüssigkeitsfilms ist klein im Vergleich zu den Abmessungen des Lagers

Als Erstes beschrieb Whipple [157] die Funktion eines axialen SRL mit der *Narrow Groove Theory* unter den Annahmen kleiner Rillen und einer linearen Druckverteilung. In dieser Theorie wurde eine Gleichung aufgestellt, die auf dem Grenzfall eines idealisierten Lagers basiert, bei dem die Anzahl der Rillen gegen unendlich geht und die Strömung eine laminare 2D-Strömung ist. Diese Modellierung wurde von Hirs [68], Muijderman [104], Vohr und Chow [153], Hamrock [33], Bootsma [16], Kawabata [77] und Yoshimoto [165] verwendet.

Die erste Lösung der Reynoldsgleichung für das Problem stammt aus dem Jahre 1965 von Vohr und Chow [153]. Sie trafen die Annahme, dass es für die Bestimmung der Lagersteifigkeit und Stabilität nicht notwendig ist, die exakte Druckverteilung zu bestimmen. Vielmehr ist es notwendig, den mittleren Druck entlang eines Paares von Rille und Damm zu bestimmen. Die Theorie reduziert den sägezahnförmigen Umfangsdruckgradienten auf einen gemittelten Gesamtdruck, indem sie annimmt, dass die Druckschwankungen zwischen den engen Nuten und Stegen vernachlässigbar sind. Diese Druckverteilung wird auch als geglättete Druckverteilung (*Smoothed pressure distribution*) bezeichnet. Die Autoren haben die Differenzialgleichung (DGL) durch das Runge-Kutta Verfahren gelöst. Man erhält eine numerische Lösung der DGL, die auf einer Störung beruht und für kleine Exzentrizitäten gültig ist. Eine experimentelle Verifikation ihrer Theorie wurde von Hirs [68] und Bootsma [17, 16] durchgeführt. Abbildung 4.2 zeigt die relevanten geometrischen Parameter zur Beschreibung eines SRL. Die Längskoordinate z umfasst die Breite des Lagers L. Der Winkel β beschreibt den Rillenwinkel. Für eine einzelne Rille (4.2 rechts) gibt es den Lagerspalt h_r und die Rillentiefe h_g sowie die Länge einer Rille b_g und eines Steges b_r. Bei der Literaturstudie ist aufgefallen, dass sich die Nomenklatur teilweise deutlich voneinander unterscheidet. Aus Gründen der Vollständigkeit ist daher der Winkel α_{hirs} mit aufgeführt. Im weiteren Verlauf wird sich an den Bezeichnungen von Vohr und Chow orientiert.

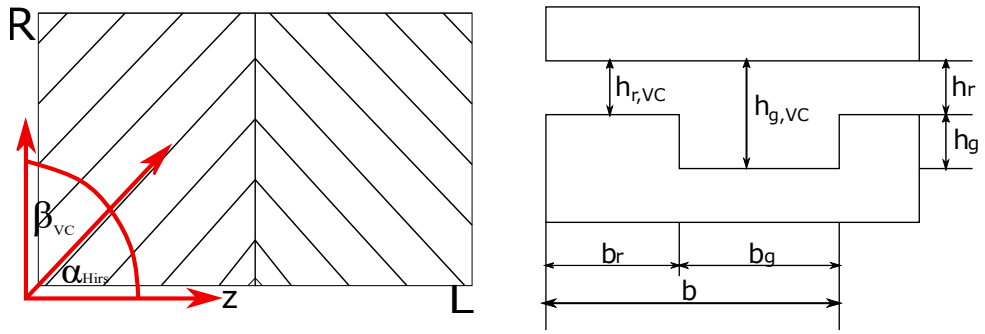


Abbildung 4.2: Parameter zur Beschreibung des Spiralrillengleitlagers; links: Fischgrätenmuster mit radialer Richtung R, und Längsrichtung z; rechts: Darstellung eines Rille-Damm-Paares

4.1 Grundlagen für die Modellbildung

Für das Verständnis der Modellierung sind die relevanten Grundlagen kurz vorzustellen. Es folgt eine Beschreibung der Reynoldsgleichung, gefolgt von den Effekten der Turbulenz und Kavitation. Abschließend wird die Berechnungsvorschrift zur Bestimmung der Kenngrößen vorgestellt.

4.1.1 Die Reynoldsgleichung

Wie im obigen Teil beschrieben, erfolgt die Bestimmung der Lagereigenschaften durch die Berechnung der Druckverteilung. Diese lässt sich aus der Reynoldsgleichung bestimmen, welche sich wiederum aus der Navier-Stokes-Gleichung herleiten lässt. In vektorieller Form lässt sie sich wie folgt schreiben.

$$\left(\underbrace{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}}_{\substack{\text{lokale} \\ \text{Beschleunigung}}} + \underbrace{\left(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{v}}_{\substack{\text{konvektive} \\ \text{Beschleunigung}}} \right) \rho = \underbrace{-\vec{\nabla} p}_{\text{Druckkraft}} + \underbrace{\eta \left(\vec{\nabla}^2 \vec{v}\right)}_{\text{Reibungskraft}} + \underbrace{\rho \vec{g}}_{\text{Gewichtskraft}} \tag{4.1}$$

Es wird eine Reihe von Annahmen getroffen, mit denen sich die Gleichung vereinfachen lässt.

1. Der Druck ist konstant über der Schmierfilmdicke
2. Die Änderung der Geschwindigkeit quer zur Rille wird vernachlässigt
3. Die Schmierfilmdicke ist deutlich kleiner als der Lagerdurchmesser
4. Trägheitskräfte sind viel kleiner als Reibungskräfte
5. Keine Rauheitseffekte an der Oberfläche

Eine detaillierte Herleitung der Reynoldsgleich ist in Anhang A.1 dargestellt. Diese wird abschließend durch folgende Größen normiert:

$$x = R\theta \qquad z = \frac{L}{2} \cdot \bar{z} \qquad h = \bar{h} \cdot C$$
$$p = \bar{p} \cdot \omega \cdot \eta \left(\frac{R}{C}\right)^2 \qquad t = \frac{\bar{t}}{\omega} \qquad \rho = konst.$$

Hierbei werden Polarkoordinaten eingeführt, die Länge normiert und eine konstante Dichte vorgegeben. Für inkompressible Fluide lässt sich die Reynoldsgleich bei laminarer Strömung wie folgt schreiben:

$$\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{\bar{h}^3}{12}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}}\left(\frac{\bar{h}^3}{12} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}}\right) = \frac{1}{2}\frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} \tag{4.2}$$

Für die Lösung der Gleichung gilt es, die Randbedingungen zu definieren. Da das Lager bei halber Länge symmetrisch ist (vgl. Abbildung 4.2) wird nur ein halbes Lager berechnet und die Verteilung gespiegelt. Folglich ist der Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$ entlang der Symmetrieachse. Für die umlaufende Koordinate θ gilt die periodische Randbedingung. Letztlich wird dem Lager am Anfang der Umgebungsdruck p_a zugewiesen. Eine Übersicht der Randbedingungen zeigt Abbildung 4.3.

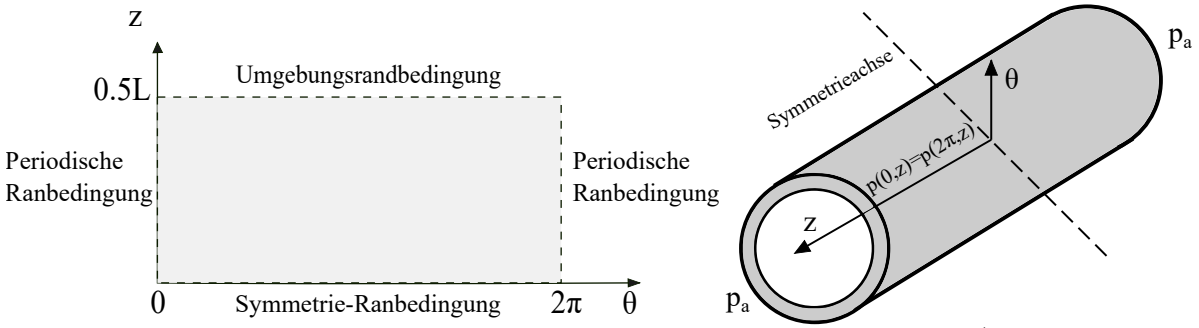


Abbildung 4.3: Randbedingungen für die Anwendung der Reynoldsgleichung (ohne Darstellung des Rillenmusters)

Mathematisch ausgedrückt lassen sich die Randbedingungen wie folgt schreiben:

$$\text{Randbedingungen} = \begin{cases} p(0,z) = p(2\pi,z) & \text{periodische Randbedingung} \\ p(\theta,1) = p_a & \text{Umgebungsrandbedingung} \\ \frac{\partial p}{\partial z}(\theta,0) = 0 & \text{Symmetrierandbedingung} \end{cases}$$

4.1.2 Turbulenz und Kavitation

Bei hohen Drehzahlen findet ein turbulenter Umschlag statt, was die Tragfähigkeit des Lagers negativ beeinflusst. Um diese Effekte zu modellieren, werden die linearen Turbulenzkoeffizienten k_x und k_z eingeführt [164].

$$\begin{cases} k_x &= 12 + C_1 (Re^*)^{C_2} \\ k_z &= 12 + C_3 (Re^*)^{C_4} \end{cases} \tag{4.3}$$

Für die Bestimmung der Turbulenzkoeffizienten ist vorab die lokale Reynoldszahl Re^* zu berechnen. Der Umschlag von laminar zu turbulent findet bei ca. 1000 ± 500 statt [72].

$$Re^* = \frac{\rho R \omega h}{\eta} \tag{4.4}$$

Zwei Turbulenzmodelle kommen in Betracht, das von Constantinescu [30] und von Elrod [42], welches in der Literatur auch als Ng-Pan Modell bekannt ist [100]. Bei den verschiedenen Ansätzen bleibt die Modellierung gleich. Es ändern sich lediglich die Turbulenzkoeffizienten (vgl. Tabelle 4.1). Aus der Literatur ist bekannt, dass das Modell von Elrod deutlich realitätsnäher ist, sodass es bei der später folgenden Implementierung Anwendung findet.

Die Koeffizienten lassen sich anschließend in die dimensionslose Reynoldsgleichung einsetzen.

$$\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{\bar{h}^3}{k_x}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}}\left(\frac{\bar{h}^3}{k_z} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}}\right) = 6\frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} \tag{4.5}$$

Tabelle 4.1: Turbulenzkoeffizienten nach [30, 42]

Koeffizienten	Constantinescu	Elrod
C_1	0.026	0.0136
C_2	0.8265	0.9
C_3	0.0198	0.0044
C_4	0.741	0.96

Ein weiteres, nicht zu vernachlässigendes Phänomen ist die Kavitation - wobei der statische Druck einer Flüssigkeit unter den Dampfdruck der Flüssigkeit sinkt, was zur Bildung kleiner dampfgefüllter Hohlräume in der Flüssigkeit führt. Bei höheren Drücken kollabieren diese Hohlräume, die als Kavitationsblasen bezeichnet werden. Durch das Platzen werden Stoßwellen erzeugt, die das Lager beschädigen können. Diese Schockwellen sind stark, wenn sie sich in unmittelbarer Nähe der implodierten Blase befinden, schwächen sich aber schnell ab, wenn sie sich von der Implosion entfernen.

Löst man die Reynoldsgleichung ohne Berücksichtigung von Kavitationen, können die Ergebnisse des Druckes unterhalb des Kavitationsdruckes liegen. Im engeren Sinne erfährt das Fluid Kräfte, die zum Abriss des Schmierfilms führen und folglich auch die erforderliche Tragkraft beeinflussen. Dieser Effekt soll in der Modellierung ebenfalls berücksichtigt werden. Auch hier kommen grundsätzlich zwei Modelle in Frage, das von Gümbel aus dem Jahr 1914 [61] und von Swift-Stieber [141, 138]. Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich der beiden Modelle.

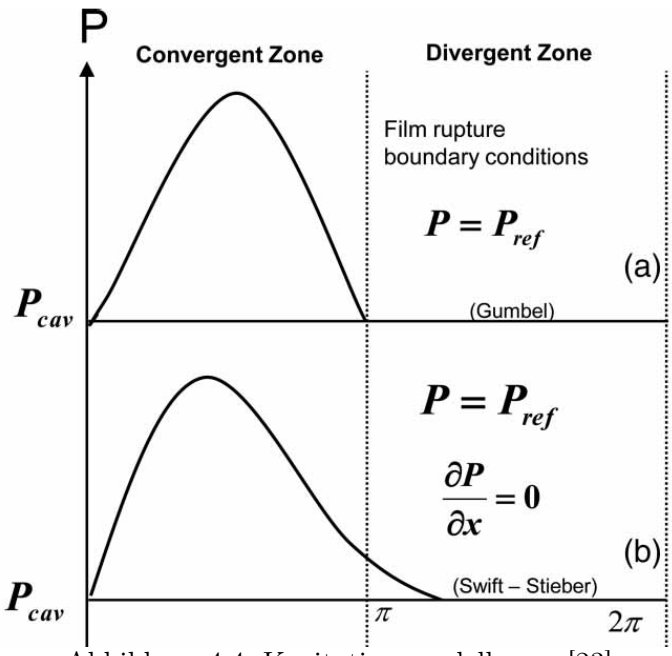


Abbildung 4.4: Kavitationsmodelle aus [23]

Beim Gümbelmodell wird ein sehr grober Ansatz gewählt, indem der Druck unterhalb des Kavitationsdruckes abgeschnitten wird. Beim Swift-Stieber-Modell, welches auch als Reynoldsbedingung bezeichnet wird, ist der Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial \phi} = 0$, was zu einem geglätteten Übergang beim Abriss der Schmierfilms führt [23].

4.1.3 Statische und dynamische Eigenschaften

Im Gegensatz zu hydrostatischen Gleitlagern, bei denen die Lagerkraft durch eine externe Druckzufuhr bereitgestellt wird, erzeugen hydrodynamische Gleitlager den Druckaufbau eigenständig. Die folgende Abbildung 4.5 zeigt die statischen und dynamischen Parameter eines Gleitlagers.

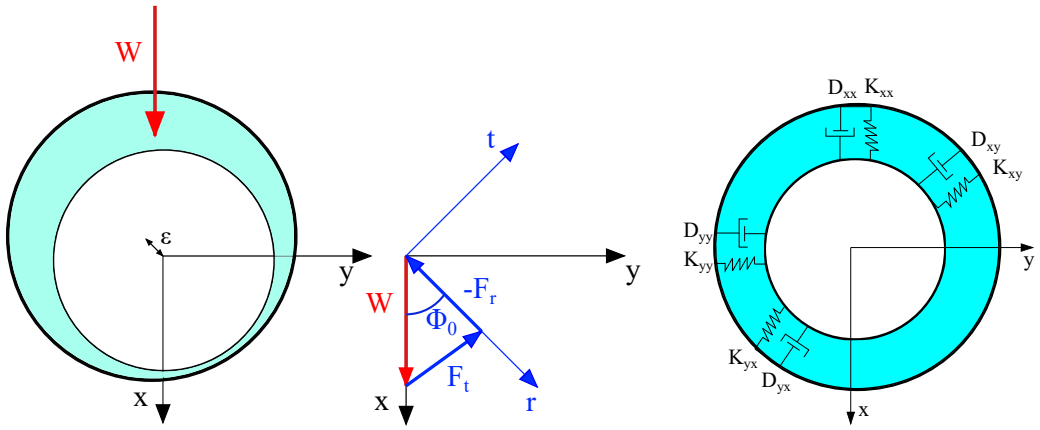


Abbildung 4.5: Links: statische Größen des Lagers mit Tangential- und Radialkraft, störungsbedingter Auslenkungϵ und Schwimmwinkel Φ_0. Rechts: dynamische Größen des Lagers mit Steifigkeit und Dämpfung

Im dreidimensionalen eignen sich Zylinderkoordinaten für die Berechnung der Lagerkräfte. Diese bestimmen sich durch die Integration des Druckes über die gesamte Lagerfläche.

$$F_r = -R \int_0^L \int_0^{2\pi} p(\theta, z) \cos\theta d\theta dz \tag{4.6}$$

$$F_t = R \int_0^L \int_0^{2\pi} p(\theta, z) \sin\theta d\theta dz \tag{4.7}$$

Die gesamte Lagerkapazität bzw. Tragfähigkeit des Lagers W, sowie der Schwimmwinkel Φ_0 lässt sich über die radiale Komponenten F_r und die tangentiale Komponente F_t bestimmen.

$$W = \sqrt{F_r^2 + F_t^2} \tag{4.8}$$

$$\Phi_0 = \arctan(\frac{F_t}{F_r}) \tag{4.9}$$

Neben den statischen Eigenschaften handelt es sich bei dem Lager um ein schwingfähiges System, welches bestimmten Steifigkeiten und Dämpfungen unterliegt (vgl. Abbildung 4.5 rechts). Der Rotor rotiert niemals exakt symmetrisch um das Lager, sondern mit der Auslenkung ϵ um das Zentrum des Lagers. In der Literatur findet man hierzu oftmals den Begriff „Whirling“ bzw. „Wirbeln“.

Für die Beschreibung und die nachfolgende Bestimmung der relevanten dynamischen Größen wird die Störungsmethode [27] angewendet. Durch die Auslenkung des Rotors ändert sich lokal die Schmierfilmdicke und damit auch die Druckverteilung. Abbildung 4.6 zeigt den statischen Fall und die Störkoordinaten im dynamischen Fall der Wirbelbewegung.

Die induzierte Änderung der Filmdicke und des Druckes wird durch eine Reihenentwicklung beschrieben [117].

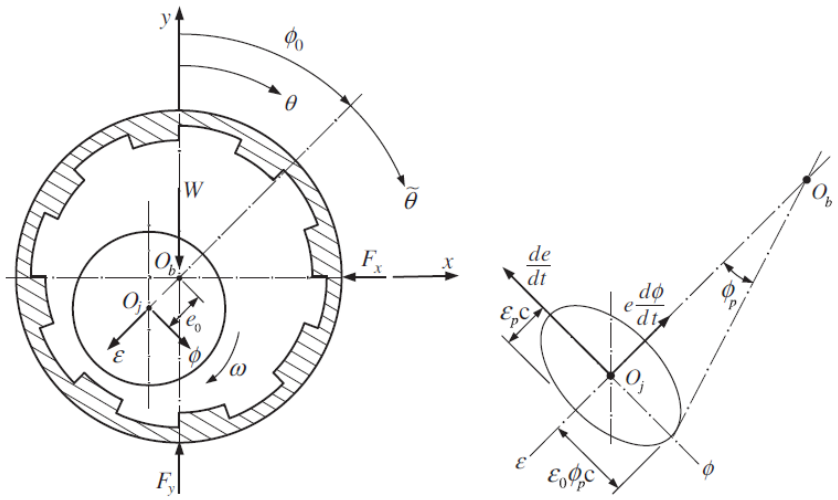


Abbildung 4.6: Wirbelbewegung des Rotors im hydrodynamischen Lager nach [27]; links: statische Gleichgewichtsposition und Schwimmwinkel Φ_0. Rechts: Störungskoordinaten

$$\bar{h} = \bar{h_0} + \varepsilon_p e^{i\bar{t}} \cos(\theta) + \varepsilon_0 \phi e^{i\bar{t}} \sin(\theta) \tag{4.10}$$

$$\bar{p} = \bar{p_0} + \varepsilon_p e^{i\bar{t}} \bar{p_\varepsilon} + \varepsilon_0 \phi e^{i\bar{t}} \bar{p_\phi} \tag{4.11}$$

Die Einführung der beiden gestörten Terme in die Reynoldsgleichung ergibt drei getrennte Differenzialgleichungen, die den statischen Druck und den dynamischen Druck in jeweils tangentialer und radialer Richtung beschreiben [27]. Setzt man die Gleichungen 4.11 in Gleichung 4.2 ein und betrachtet nur die Störungsterme erster Ordnung, erhält man die statische Reynoldsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\bar{z}}\right) = 6\frac{\partial \bar{h_0}}{\partial\theta} \tag{4.12}$$

Die dynamische Reynoldsgleichung in Verbindung mit dem Störungsterm in $\epsilon_p e^{it}$ lautet:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_\varepsilon}}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_\varepsilon}}{\partial\bar{z}}\right) + 3\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^2 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\theta}\cos(\theta)\right) \\ &+ 3\left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^2 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\bar{z}}\cos(\theta)\right) = -6\sin(\theta) + 12i\frac{\Omega}{\omega}\cos(\theta)\end{aligned} \tag{4.13}$$

Die dynamische Reynoldsgleichung in Verbindung mit dem Störungsterm $\epsilon_0\phi e^{it}$ lautet:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_\phi}}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_\phi}}{\partial\bar{z}}\right) + 3\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^2 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\theta}\sin(\theta)\right) \\ &+ 3\left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^2 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\bar{z}}\sin(\theta)\right) = 6\cos(\theta) + 12i\frac{\Omega}{\omega}\sin(\theta)\end{aligned} \tag{4.14}$$

Durch die Störungsmethode lassen sich die relevanten Steifigkeits- und Dämpfungskoeffizienten durch Integration der dynamischen Druckterme bestimmen. Durch Koordinatentransformation der Störungskoordinaten zu kartesischen Koordinaten folgt:

$$\begin{pmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Phi_0) & -\sin(\Phi_0) \\ \sin(\Phi_0) & \cos(\Phi_0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_{\varepsilon\varepsilon} & K_{\varepsilon\Phi} - \frac{F_t}{C} \\ K_{\Phi\varepsilon} & K_{\Phi\Phi} + \frac{F_r}{C} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\Phi_0) & -\sin(\Phi_0) \\ \sin(\Phi_0) & \cos(\Phi_0) \end{pmatrix}^T \tag{4.15}$$

$$\begin{pmatrix} D_{xx} & D_{xy} \\ D_{yx} & D_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Phi_0) & -\sin(\Phi_0) \\ \sin(\Phi_0) & \cos(\Phi_0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_{\varepsilon\varepsilon} & D_{\varepsilon\Phi} \\ D_{\Phi\varepsilon} & D_{\Phi\Phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\Phi_0) & -\sin(\Phi_0) \\ \sin(\Phi_0) & \cos(\Phi_0) \end{pmatrix}^T \tag{4.16}$$

Bei dieser Methode ist der Rechenaufwand deutlich größer, sodass eine Implementierung mit handelsüblicher Rechenleistung in Python nicht möglich war.

Eine alternative Vorhergehensweise zur Bestimmung der dynamischen Koeffizienten wird von Vohr und Chow in [28] vorgestellt. Sie nehmen an, dass die Steifigkeit lediglich der Ableitung der Kraftkomponenten nach der Auslenkung ε entspricht. Für die Dämpfungskoeffizienten muss nach der zeitlichen Ableitung der Exzentrizität differenziert werden. Zusätzlich ist die Änderung der Kraftkomponenten in Abhängigkeit der Wirbelgeschwindigkeit Ω_w zu berücksichtigen. Demnach berechnen sich Steifigkeit und Dämpfung wie folgt:

$$K_{xx} = \frac{\partial F_r}{\partial \varepsilon}\cos(\Phi_0)^2 + \frac{\partial F_t}{\partial \varepsilon}\cos(\Phi_0)\sin(\Phi_0) \tag{4.17}$$

$$K_{xy} = \frac{\partial F_t}{\partial \varepsilon}\sin(\Phi_0)^2 + \frac{\partial F_r}{\partial \varepsilon}\cos(\Phi_0)\sin(\Phi_0) \tag{4.18}$$

$$K_{yx} = -\frac{\partial F_t}{\partial \varepsilon}\cos(\Phi_0)^2 + \frac{\partial F_r}{\partial \varepsilon}\cos(\Phi_0)\sin(\Phi_0) - \frac{W}{\varepsilon}\sin(\Phi_0) \tag{4.19}$$

$$K_{yy} = -\frac{\partial F_r}{\partial \varepsilon}\sin(\Phi_0)^2 - \frac{\partial F_t}{\partial \varepsilon}\cos(\Phi_0)\sin(\Phi_0) + \frac{W}{\varepsilon}\cos(\Phi_0) \tag{4.20}$$

$$D_{xx} = \frac{\partial F_r}{\partial \dot{\varepsilon}}\cos(\Phi_0)^2 + \frac{\partial F_t}{\partial \dot{\varepsilon}}\cos(\Phi_0)\sin(\Phi_0) - \frac{\sin(\Phi_0)}{\varepsilon}\left(\cos(\Phi_0)\frac{\partial F_r}{\partial \Omega_w} + \sin(\Phi_0)\frac{\partial F_t}{\partial \Omega_w}\right) \tag{4.21}$$

$$D_{xy} = \frac{\partial F_t}{\partial \dot{\varepsilon}}\sin(\Phi_0)^2 + \frac{\partial F_r}{\partial \dot{\varepsilon}}\cos(\Phi_0)\sin(\Phi_0) + \frac{\cos(\Phi_0)}{\varepsilon}\left(\cos(\Phi_0)\frac{\partial F_r}{\partial \Omega_w} + \sin(\Phi_0)\frac{\partial F_t}{\partial \Omega_w}\right) \tag{4.22}$$

$$D_{yx} = -\frac{\partial F_t}{\partial \dot{\varepsilon}}\cos(\Phi_0)^2 + \frac{\partial F_r}{\partial \dot{\varepsilon}}\cos(\Phi_0)\sin(\Phi_0) - \frac{\sin(\Phi_0)}{\varepsilon}\left(\sin(\Phi_0)\frac{\partial F_r}{\partial \Omega_w} - \cos(\Phi_0)\frac{\partial F_t}{\partial \Omega_w}\right) \tag{4.23}$$

$$D_{yy} = -\frac{\partial F_r}{\partial \dot{\varepsilon}}\sin(\Phi_0)^2 - \frac{\partial F_t}{\partial \dot{\varepsilon}}\cos(\Phi_0)\sin(\Phi_0) + \frac{\cos(\Phi_0)}{\varepsilon}\left(\sin(\Phi_0)\frac{\partial F_r}{\partial \Omega_w} - \cos(\Phi_0)\frac{\partial F_t}{\partial \Omega_w}\right) \tag{4.24}$$

4.2 Modell nach Vohr und Chow

Das Modell von Vohr und Chow aus dem Jahr 1965 [153] ist die am meisten zitierte Veröffentlichung im Bereich der SRL. Ursprünglich ist das Modell für gasförmige Schmiermittel entwickelt worden, jedoch auch für Flüssigkeiten anwendbar. Sie beginnen mit der Definition eines Kontrollvolumens, das aus einem Paar aus Rille und Damm besteht. Wie in der Einleitung beschrieben, wird die diskontinuierliche Druckverteilung (Sägezahnform) eliminiert, indem angenommen wird, dass die Anzahl der Rillen unendlich sei. Dies führt zu einer Glättung der Druckverteilung (vgl. Abbildung 4.7 rechts). Zusätzlich gilt die Bedingung, dass die Summe der Druckänderung über ein Rillen-Damm-Paar gleich der Summe der Druckänderung über die Rille und über den Damm sein muss. Sie kombinieren diesen Ansatz mit der Annahme, dass der Druckgradient parallel zu einer Rille-Damm-Grenze auf beiden Seiten der Grenzfläche gleich groß sein muss.

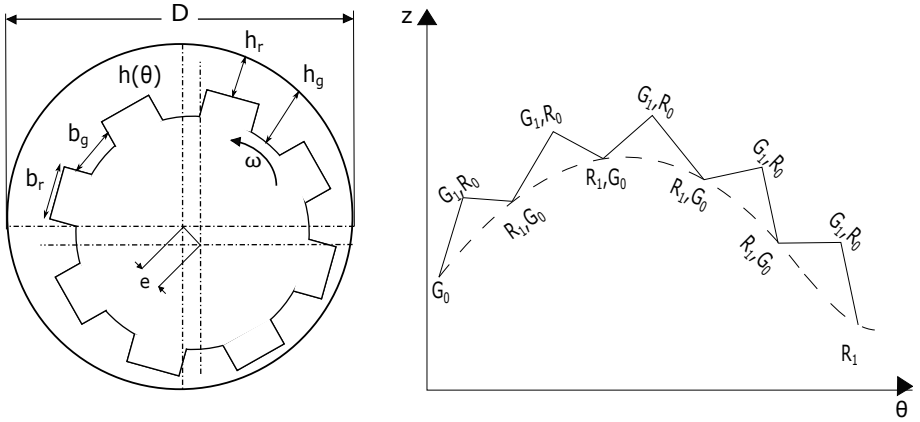


Abbildung 4.7: Links: geometrische Parameter des Sprialrillenlagers. Rechts: Sägezahn- und geglättete Druckverteilung nach [153]

Es gilt zu beachten, dass die Rillentiefe h_r und die Dammtiefe h_g als lokale Parameter angesehen werden. Zusätzlich wird die Größe C als Abstand des Rotors zum Lager definiert. Zusätzlich gilt das Verhältnis zwischen Rillen- und Dammhöhe, sowie das Verhältnis der Breiten.

$$H_{0,vc} = \frac{h_g}{h_r} \qquad\qquad \alpha = \frac{b_r + b_g}{b_g}$$

Hierbei ist äußerste Vorsicht geboten, da der Winkel α in anderen Modellen als Rillenwinkel bezeichnet wird und das Breitenverhältnis als γ, wie zum Beispiel bei Bootsma [16].

Aus dem Ansatz folgt eine nichtlineare DGL mit variablen Koeffizienten. Um eine Näherungslösung zu finden, wird die Druckverteilung mit linearen Termen im Parameter ε, analog zur oben beschriebenen Störmethode (Gleichung 4.11), entwickelt.

$$\bar{P}(\theta, z) = \bar{P}_0(z) + \varepsilon \bar{P}_1(\theta, z) \tag{4.25}$$

Aus diesem Ansatz folgen für die Terme $\bar{P}_0(z)$ ein linearer Term und für die erste Ordnung der Entwicklung $\bar{P}_1(\theta, z)$ die folgende Gleichung:

$$C_1 \frac{L^2}{p_a} \frac{\partial^2 p_1}{\partial^2 z} + C_2 \frac{L}{p_a} \frac{\partial p_1}{\partial z} + C_3 \frac{L}{p_a} \frac{\partial^2 p_1}{\partial z \partial \theta} + C_4 \frac{1}{p_a} \frac{\partial p_1}{\partial \theta} + C_5 \frac{1}{p_a} \frac{\partial^2 p_1}{\partial \theta^2} + C_6 \sin\theta + C_7 \cos\theta = 0 \tag{4.26}$$

$$\bar{P}_0(z) = p_a + \frac{1}{\Delta R^2} \left(\frac{\alpha(1-\alpha)\, 6\mu\, (u_p - u_g)\, (H_0 - 1) \left(H_0^3 - 1\right) \sin\beta \cos\beta}{\alpha(1-\alpha) \left(H_0^3 - 1\right)^2 \sin^2\beta + H_0^3} \right) z \tag{4.27}$$

Die Theorie ist auf alle Fluide anwendbar. Für den Fall der inkompressiblen Fluide, die hier zunächst untersucht werden sollen, können die Koeffizienten C_2, C_4 und C_7 vernachlässigt werden [33]. Die übrigen Koeffizienten sind wie folgt gegeben:

$$C_1 = \frac{H_0^3 + \alpha\,(1-\alpha)\left(H_0^3-1\right)^2 \sin^2\beta}{\alpha + (1-\alpha)\,H_0^3}\left(\frac{r}{L}\right)\frac{p_0\,(z)}{p_a} \tag{4.28}$$

$$C_3 = \frac{2\alpha\,(1-\alpha)\sin\beta\cos\beta\left(H_0^3-1\right)^2}{\alpha + (1-\alpha)\,H_0^3}\frac{p_0(z)}{p_a} \tag{4.29}$$

$$C_5 = \frac{H_0^3 + \alpha\,(1-\alpha)\cos^2\beta\left(H_0^3-1\right)^2}{\alpha + (1-\alpha)\,H_0^3}\left(\frac{L}{r}\right)\frac{p_0(z)}{p_a} \tag{4.30}$$

$$\begin{aligned} C_6 = \frac{p_0(z)}{p_a}\Bigg[& \left(\frac{-3\alpha\,(1-\alpha)\,(H_0-1)^2\sin^2\beta\left(\frac{L}{r}\right)\Lambda}{\left(\alpha+(1-\alpha)\,H_0^3\right)^2}\right) \\ & \cdot\left(\frac{\alpha\,(1-\alpha)\left(H_0^3-1\right)^2\cos^2\beta\left((1-\alpha)\,H_0^2\left(H_0^2+H_0-1\right)-\alpha\left(H_0^2-H_0-1\right)\right)}{H_0^3+\alpha\,(1-\alpha)\left(H_0^3-1\right)^2\sin^2\beta} - H_0^2\right) \\ & + \Lambda\left(\frac{L}{r}\right)\left(1-\frac{2\omega_w}{\omega_r+\omega_g}\right)\Bigg] \end{aligned} \tag{4.31}$$

Die bisherigen Gleichungen stammen aus der einschlägigen Veröffentlichung von Vohr und Chow. Im Folgenden wird ein Lösungsansatz unternommen, eine analytische Lösung für die Gleichung 4.26 zu entwickeln.

4.2.1 Analytischer Lösungsansatz

Alle Koeffizienten C_i hängen linear von der Koordinate z ab, was nahelegt, diese Abhängigkeit in der Differentialgleichung durch Normalisierung mit C_1 aufzuheben. Außerdem werden die folgenden Parameter eingeführt

$$\xi = \frac{z}{L/2} \qquad 2b = \frac{C_3}{2C_1} \qquad \bar{p_1} = \frac{p_1}{p_a}$$
$$c = \frac{C_5}{4C_1} \qquad cd = \frac{C_6}{4C_1} \qquad \vartheta = \theta^*$$
$$p = \bar{p_1} - d\sin(\vartheta)$$

Mit der eingeführten Nomenklatur lässt sich Gleichung 4.26 wie folgt ausdrücken

$$\frac{\partial^2 p}{\partial\xi^2} + 2b\frac{\partial^2 p}{\partial\xi\partial\vartheta} + c\frac{\partial^2 p}{\partial\vartheta^2} = 0 \tag{4.32}$$

Hierbei handelt es sich um die Standardform einer Differentialgleichung, die nach [80] als Eulersche DGL bezeichnet wird. Die Lösung dieser Gleichung hängt vom Typ ab, der durch die Diskriminante bestimmt wird. Im vorliegenden Fall ist diese negativ, sodass es sich um eine elliptische DGL handelt, deren Lösung von zwei Eigenwerten bestimmt ist

$$D = b^2 - ac \leq 0 \tag{4.33}$$
$$\lambda_1 = b + i\sqrt{-D} \tag{4.34}$$
$$\lambda_2 = b - i\sqrt{-D} \tag{4.35}$$

Die allgemeine Lösung der DGL ist durch zwei willkürliche Funktionen f und g gegeben.

$$p = f\left(\vartheta - \lambda_1 \xi\right) + g\left(\vartheta - \lambda_2 \xi\right) \tag{4.36}$$

Durch Rücktransformation in p lässt sich die Gleichung schreiben als

$$p_1\left(\vartheta, \xi\right) = p + d = f\left(\vartheta - \lambda_1 \xi\right) + g\left(\vartheta - \lambda_2 \xi\right) + d \sin \vartheta \tag{4.37}$$

Die Funktion p_1 ist periodisch in ϑ mit der Periode 2π. Es kommen aber nur Funktionen mit der niedrigsten Frequenz infrage, weil diese durch die Anregung $d \sin\left(\vartheta\right)$ vorgeben ist. Daher folgt der Ansatz:

$$p_1\left(\vartheta, \xi\right) = \beta_1 \sin\left(\vartheta - \lambda_1 \xi\right) + \gamma_1 \cos\left(\vartheta - \lambda_1 \xi\right) + \beta_2 \sin\left(\vartheta - \lambda_2 \xi\right) + \gamma_2 \cos\left(\vartheta - \lambda_2 \xi\right) + d \sin(\vartheta) \tag{4.38}$$

Die Randbedingungen sind nach Vohr und Chow vorgeben. Es ist anzumerken, dass ebendiese in der Veröffentlichung lediglich für $z = 0$ beschrieben werden. Aufgrund der symmetrischen Ausführung des Lagers müsste neben der periodischen Randbedingung zusätzlich eine dritte Randbedingung an der Stelle $z = L$ eingeführt werden. Diese lauten (analog zu Kapitel 4.1.1) wie folgt:

$$p_1\left(\theta, \xi = 0\right) = 0 \tag{4.39}$$

$$p_1\left(\theta, \xi = 2\right) = 0 \tag{4.40}$$

$$\alpha\left(M_z\right)_{g1} + \left(1 - \alpha\right)\left(M_z\right)_{r1} = 0 \quad \text{für} \quad \xi = 1 \tag{4.41}$$

Dabei werden die Massenströme in z-Richtung wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
\left(M_z\right)_r = -\frac{\rho}{12\mu} \frac{h_r^3}{\alpha h_r^3 + \left(1 - \alpha\right) h_g^3} \Bigg[& - \alpha \left(h_g^3 - h_r^3\right) \cos\beta \frac{1}{R} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \\
& + \left[\alpha h_r^3 + \left(1 - \alpha\right) h_g^3 + \alpha \left(h_g^3 - h_r^3\right) \cos^2 \beta\right] \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} \\
& + 6\alpha\mu \left(\omega_g - \omega_r\right)\left(h_g - h_r\right) \cos\beta \sin\beta \Bigg]
\end{aligned} \tag{4.42}$$

$$\begin{aligned}
\left(M_z\right)_g = -\frac{\rho}{12\mu} \frac{h_r^3}{\alpha h_r^3 + \left(1 - \alpha\right) h_g^3} \Bigg[& \left(1 - \alpha\right) \left(h_g^3 - h_r^3\right) \cos\beta \sin\beta \frac{1}{R} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \\
& + \left[\alpha h_r^3 + \left(1 - \alpha\right) h_g^3 - \left(1 - \alpha\right) \left(h_g^3 - h_r^3\right) \cos\beta\right] \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} \\
& - \left(1 - \alpha\right) 6\mu \left(\omega_g - \omega_r\right)\left(h_g - h_r\right) \cos\beta \sin\beta \Bigg]
\end{aligned} \tag{4.43}$$

Setzt man die Massenströme in die Randbedingung ein, lässt sich die dritte Randbedingung als Linearkombination schreiben.

$$\kappa \frac{\partial p_1\left(\vartheta, \xi\right)}{\partial \vartheta} + \frac{\partial p_1\left(\vartheta, \xi\right)}{\partial \xi} = 0 \quad \text{für} \quad \xi = 1 \tag{4.44}$$

$$\kappa = \frac{L h_g \alpha \left(\alpha - 1\right) \cos\beta \left(\sin\beta - 1\right) \left(h_g^2 + 3 h_g h_r + 3 h_r^2\right)}{2R \left(\alpha h_g^3 - 3 h_g h_r^2 - 3 h_g^2 h_r - h_g^3 - h_r^3 + 3\alpha h_g h_r^2 + 3\alpha h_g^2 h_r\right)} \tag{4.45}$$

Als Nächstes sind die Koeffizienten β_1, β_2, γ_1 und γ_2 zu bestimmen. Durch Einsetzen der allgemeinen Lösungsgleichung (4.38) in die Randbedingungen erhält man

$$\beta_1 \sin(\vartheta) + \gamma_1 \cos(\vartheta) + \beta_2 \sin(\vartheta) + \gamma_2 \cos(\vartheta) + d \sin(\vartheta) = 0 \tag{4.46}$$

$$\begin{aligned} &\kappa \left(\beta_1 \cos\left(\vartheta - \lambda_1\right) - \gamma_1 \sin\left(\vartheta - \lambda_1\right) + \beta_2 \cos\left(\vartheta - \lambda_2\right) - \gamma_2 \sin\left(\vartheta - \lambda_2\right) + d \cos(\vartheta)\right) \\ &+ \left(-\lambda_1 \beta_1 \cos\left(\vartheta - \lambda_1\right) + \lambda_1 \gamma_1 \sin\left(\vartheta - \lambda_1\right) - \lambda_2 \beta_2 \cos\left(\vartheta - \lambda_2\right) + \lambda_2 \gamma_2 \sin\left(\vartheta - \lambda_2\right)\right) = 0 \end{aligned} \tag{4.47}$$

Diese Gleichungen sollen für alle Werte von ϑ gelten, insbesondere für $\vartheta = 0$ und $\vartheta = \pi/2$. Hieraus entstehen 4 Gleichungen für die 4 Unbekannten β_1, β_2, γ_1 und γ_2.

$$\beta_1 = -d \frac{\kappa \left(\kappa - \lambda_1\right) \cos(\lambda_1) - \kappa \left(\kappa - \lambda_2\right) \cos(\lambda_2) - \left(\kappa - \lambda_1\right) \left(\kappa - \lambda_2\right) \cos\left(\lambda_1 - \lambda_2\right) + \left(\kappa - \lambda_2\right)^2}{\left(\kappa - \lambda_1\right)^2 - 2 \left(\kappa - \lambda_1\right) \left(\kappa - \lambda_2\right) \cos\left(\lambda_1 - \lambda_2\right) + \left(\kappa - \lambda_2\right)^2} \tag{4.48}$$

$$\gamma_1 = -d \frac{\kappa \left(\kappa - \lambda_1\right) \sin(\lambda_1) - \left(\kappa - \lambda_1\right) \left(\kappa - \lambda_2\right) - \kappa \left(\kappa - \lambda_2\right) \sin(\lambda_2)}{\left(\kappa - \lambda_1\right)^2 - 2 \left(\kappa - \lambda_1\right) \left(\kappa - \lambda_2\right) \cos\left(\lambda_1 - \lambda_2\right) + \left(\kappa - \lambda_2\right)^2} \tag{4.49}$$

$$\beta_2 = 1 - \beta_1 \tag{4.50}$$

$$\gamma_2 = -\gamma_1 \tag{4.51}$$

Durch Aufintegrieren der Druckverteilung und Rücktransformieren des Drucks und der Länge erhält man die Lagerkräfte analog zu den Gleichungen 4.7

$$F_r = -L P_a \pi^2 R \left[\frac{\lambda_2 \beta_1 \cos(\lambda_1) - \lambda_2 \beta_1 - \lambda_1 \beta_2 \cos(\lambda_2) + \lambda_2 \gamma_1 \sin(\lambda_1) + \lambda_1 \gamma_2 \sin(\lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2}\right] \tag{4.52}$$

$$F_t = L P_a \pi^2 R \left[\frac{2\lambda_2 \gamma_1 \sin\left(\frac{\lambda_1}{2}\right)^2 + 2\lambda_1 \gamma_2 \sin\left(\frac{\lambda_2}{2}\right)^2 + D\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_2 \beta_1 \sin(\gamma_1) + \lambda_1 \gamma_2 \sin(\lambda)}{\lambda_1 \lambda_2}\right] \tag{4.53}$$

4.2.2 Numerische Validierung

In der numerischen Analyse ist die Finite-Differenzen-Methode (FDM) eine Klasse von numerischen Techniken zur Lösung von Differentialgleichungen durch Annäherung der Ableitungen mit endlichen Differenzen. Sowohl der räumliche Bereich als auch das Zeitintervall (falls zutreffend) werden diskretisiert oder in eine endliche Anzahl von Schritten unterteilt. Der Wert der Lösung an diesen diskreten Punkten wird durch Lösen algebraischer Gleichungen angenähert, die endliche Differenzen und Werte von nahe gelegenen Punkten enthalten. Finite-Differenzen-Methoden wandeln Gewöhnliche Differenzialgleichungen (ODE) oder Partielle

Differenzialgleichungen (PDE), die auch nichtlinear sein können, in ein System linearer Gleichungen um, die durch Matrixalgebra-Techniken gelöst werden können.

Das Ziel dieser Lösungsmethode besteht darin, die partiellen Ableitungen möglichst genau anzunähern. Man stelle sich eine homogene Funktion $f(x)$ vor, die mehrmals differenzierbar ist und jede Ableitung ebenfalls eine Funktion in einem definierten Rechengitter mit der Schrittweite Δh darstellt. Die jeweiligen Ableitungen erster Ordnung der Funktion können mittels vorwärts (f'^{+}), rückwärts (f'^{-}), oder zentralen (f'^{0}) Differenzenquotienten approximiert werden.

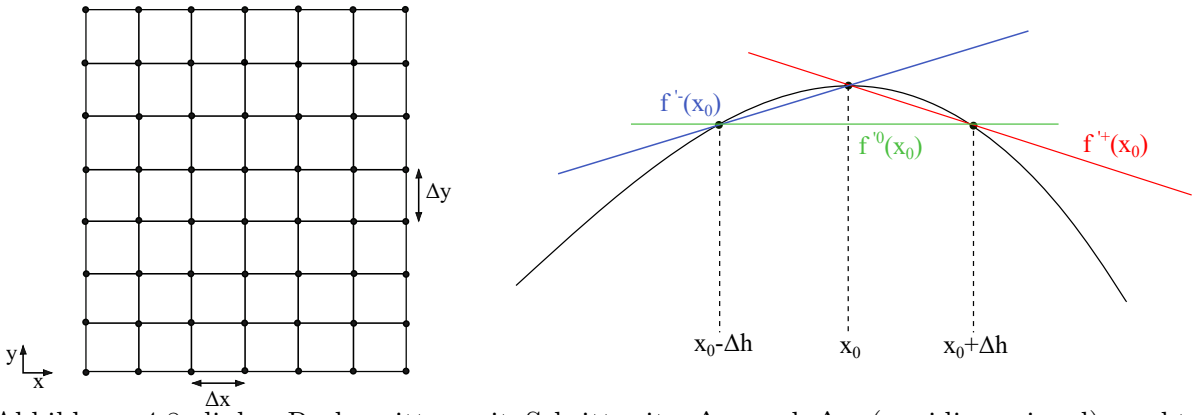


Abbildung 4.8: links: Rechengitter mit Schrittweite Δx und Δy (zweidimensional); rechts: Differenzenquotienten (eindimensional)

Hierbei handelt es sich jedoch nur um eine Approximation, die dem sogenannten Diskretisierungsfehler unterliegt, der sich proportional zur Gitterbreite Δh verhält. Abhilfe schafft die Taylorentwicklung der Funktion. Je nach gewünschter Fehlertoleranz lässt sich die Reihe nach Belieben abbrechen. Am Beispiel der zweiten Ableitung sieht die Entwicklung wie folgt aus:

$$\frac{f(x_0+\Delta h)-2f(x_0)+f(x_0-\Delta h)}{\Delta h^2} = f''(x_0)+\frac{1}{2}\Delta h^2 f'''(x_0)+O(\Delta h^4)$$

Mit Blick auf die Gleichung 4.2 stelle man sich nun eine allgemeine Differentialgleichung der folgenden Form vor:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}+\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{\partial^2 f}{\partial y^2}+\frac{\partial f}{\partial y}+\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} = G(x,y) \tag{4.54}$$

Die einzelnen Terme werden zunächst mittels der Differenzenquotienten approximiert. Setzt man die Annäherung in die Gleichung 4.54 ein, lässt sich ein lineares Gleichungssystem der folgenden Form bestimmen.

$$Af_{i,j}+Bf_{i+1,j}+Cf_{i-1,j}+Df_{i,j+1}+Ef_{i,j-1}+Hf_{i+1,j+1}+If_{i-1,j-1}+Jf_{i+1,j-1}+Kf_{i-1,j+1} = G_{i,j}$$

$$M_D \vec{f} = \vec{G}$$

Darauf aufbauend lässt sich das Gleichungssystem in Matrixschreibweise ausdrücken, wobei M_d der Koeffizientenmatrix und $\vec{f}$ dem Lösungsvektor entspricht. Eine detailliertere Darstellung des Matrixaufbaus ist in Anhang A.3 gezeigt. Für die Validierung des analytischen Ansatzes soll die FDM-Methode Anwendung finden.

Zu diesem Zweck werden die Koeffizienten C_2, C_4 und C_7 berücksichtigt. Für eine spätere Vergleichbarkeit mit dem analytischen Ansatz lassen sich diese einfach vernachlässigen.

$$C_2 = \frac{\alpha\,(1-\alpha)\sin\beta\cos\beta\left(H_0^3-1\right)(H_0-1)}{\alpha+(1-\alpha)\,H_0^3} \tag{4.55}$$

$$C_4 = \left(\frac{2(\alpha(1-\alpha)\sin\beta\cos\beta)^2(H_0^3-1)^3(H_0-1)}{\alpha+(1-\alpha)H_0^3(H_0^3+\alpha(1-\alpha)\sin\beta^2(H_0^3-1)^2} + \frac{\alpha(1-\alpha)sin\beta^2(H_0^3-1)(H_0-1)}{\alpha+(1-\alpha)H_0^3}\right) \tag{4.56}$$

$$\cdot\left(\frac{L}{R}\right)\Lambda - \left(1-\frac{2\omega_w}{\omega_g+\omega_r}\right)(1-\alpha+\alpha H_0)\left(\frac{L}{R}\right)\Lambda$$

$$C_7 = \frac{3(H_0^3-1)(H_0^2-1)\left(\frac{R}{L}\right)}{\alpha+(1-\alpha)H_0^3}\left(\frac{\alpha(1-\alpha)(H_0-1)\left(\frac{L}{R}\right)\Lambda\sin\beta\cos\beta}{H_0^3+\alpha(1-\alpha)(H_0^3-1)^2\sin\beta^2}\right)^2 \tag{4.57}$$

$$\left(H_0^2(H_0^2+1)+\alpha(1-\alpha)(H_0^3-1)^2\sin\beta^2\right)$$

Für die Lösung der Ausgangsdifferentialgleichung 4.26 wird anhand der FDM-Methode ein zweidimensionales Rechengitter mit $(n\cdot m)$ Gitterpunkten in θ und z-Richtung aufgebaut. Die Approximation der Ableitungsterme ergibt

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial\theta^2} = \frac{(p_1)_{i+1,j}-2(p_1)_{i,j}+(p_1)_{i-1,j}}{\Delta\theta^2} \qquad \frac{\partial p_1}{\partial\theta} = \frac{(p_1)_{i+1,j}-(p_1)_{i-1,j}}{2\Delta\theta}$$

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} = \frac{(p_1)_{1,j+1}-2(p_1)_{i,j}+(p_1)_{i,j-1}}{\Delta z^2} \qquad \frac{\partial p_1}{\partial z} = \frac{(p_1)_{i,j+1}-(p_1)_{i,j-1}}{2\Delta z}$$

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial\theta\partial z} = \frac{(p_1)_{i+1,j+1}-(p_1)_{i+1,j-1}-(p_1)_{i-1,j+1}+(p_1)_{i-1,j-1}}{4\Delta\theta\Delta z}$$

Setzt man die FDM Termine in die Ausgangsdifferentialgleichung 4.26 ein, lässt sich analog zur generischen Gleichung 4.54 ein lineares Gleichungssystem aufstellen.

$$A_{ij}(p_1)_{i,j} + B_{ij}(p_1)_{i+1,j} + C_{ij}(p_1)_{i-1,j} + D_{ij}(p_1)_{i,j+1} + E_{ij}(p_1)_{i,j-1} \tag{4.58}$$

$$+ F_{ij}(p_1)_{i+1,j+1} + G_{ij}(p_1)_{i-1,j-1} + H_{ij}(p_1)_{i+1,j-1} + J_{ij}(p_1)_{i-1,j+1} = K_{ij} \tag{4.59}$$

Dabei lassen sich die relevanten Koeffiziennten $A_{ij}...K_{ij}$ wie folgt schreiben:

$$A_{i,j} = \frac{-2C_1L^2}{\Delta z^2 p_a} + \frac{-2C_5}{\Delta\theta^2 p_a} \qquad B_{i,j} = \frac{C_5}{\Delta\theta^2 p_a} + \frac{C_4}{2\Delta\theta p_a}$$

$$C_{i,j} = \frac{C_5}{\Delta\theta^2 p_a} - \frac{C_4}{2\Delta\theta p_a} \qquad D_{i,j} = \frac{C_1L^2}{\Delta z^2 p_a} + \frac{C_2L}{2\Delta z p_a}$$

$$E_{i,j} = \frac{C_1L^2}{\Delta z^2 p_a} - \frac{C_2L}{2\Delta z p_a} \qquad F_{i,j} = \frac{C_3L}{4\Delta\theta\Delta z p_a}$$

$$G_{i,j} = F_{i,j} \qquad H_{i,j} = -F_{i,j}$$

$$J_{i,j} = -F_{i,j} \qquad K_{i,j} = -C_6\sin(\theta) - C_7\cos(\theta)$$

Neben der numerischen Nachrechnung des VC-Modells soll ein weiteres Modell von Jan Bootsma [16] zum späteren Vergleich beitragen. Der Ansatz ist hierbei ähnlich zu VC, jedoch mit anderer

Parametersensibilität. Auch die Lösung der DGL ist durch das FDM-Verfahren zu approximieren. Im Gegensatz zu VC hat Bootsma ebenfalls eine analytische Lösung für sein Verfahren entwickelt. Die Erklärung des Modells und die Beschreibung der relevanten Parameter erfolgt in Anhang A.4, da die gesamten Formeln lediglich übernommen werden.

Zur Bestimmung der Differenz lässt sich der Fehler zwischen dem analytischen und numerischen Ansatz wie folgt ausrechnen. Hierzu zeigt Abbildung 4.9 eine Darstellung. Für das Beispiel ergibt die Differenz einen Delta-Wert von 10^{-5}, was als gute Übereinstimmung zwischen beiden Lösungen angesehen werden kann.

$$\Delta = \sqrt{\int_0^1 \int_0^{2\pi} \left(p_{1,a}(\vartheta, \xi) - p_{1,n}(\vartheta, \xi) \right)^2 d\vartheta d\xi} \tag{4.60}$$

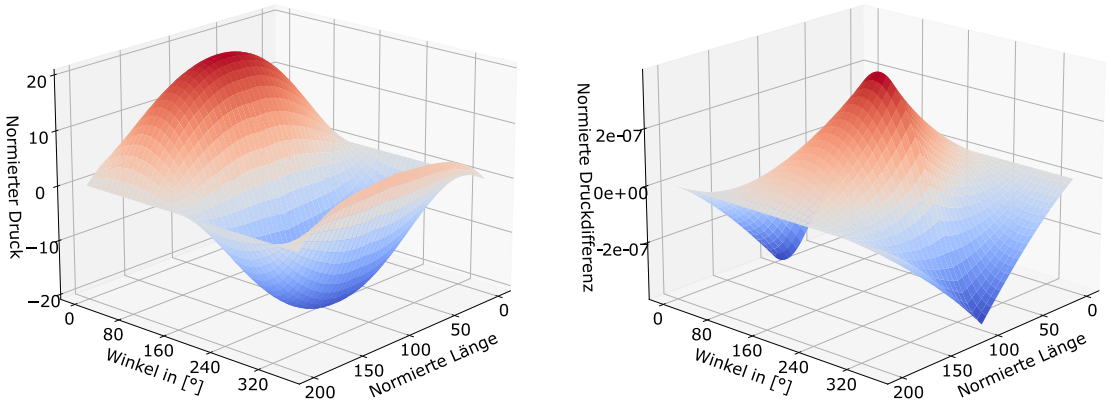


Abbildung 4.9: Links: normierte Druckverteilung nach analytischer Lösung; rechts: Differenz zwischen analytischer und numerischer Lösung nach Gleichung 4.60

4.3 Modell mit transformierter Rechendomäne

Im letzten Schritt der Modellierung sollen zwei Ansätze vorgestellt werden, die nicht durch die Annahme unendlich vieler Rillen und der geglätteten Druckverteilung begrenzt sind. Das kartesische Koordinatensystem (CCS) (vgl. Abbildung 4.8 rechts) mit rechteckigem Gitter verkompliziert den Umgang mit der Diskontinuität der Strömung an der Grenzfläche zwischen Rille und Damm. Für eine vereinfachte Modellierung bietet es sich an, das bestehende CCS in ein Koordinatensystem mit schrägen Koordinaten (Schrägkoordinatensystem (OCS)) zu transformieren. Hierfür werden die Koordinaten ξ und η eingeführt (siehe Abbildung 4.10).

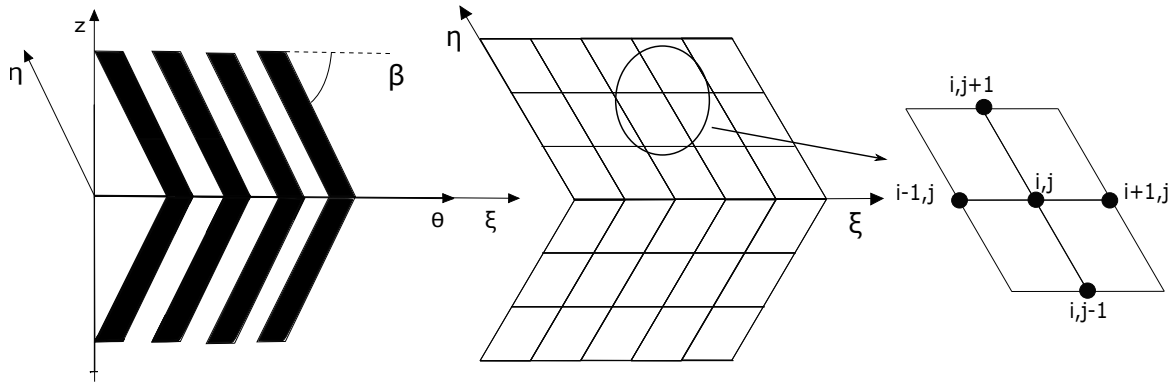


Abbildung 4.10: Links: Transformation kartesischer Koordinaten θ und z zu schrägen Koordinaten ξ und η. Rechts: Darstellung der schrägen Rechendomäne zur Lösung des FDM-Verfahrens

Die Transformationsregeln lauten wie folgt:

$$\xi = \theta + \frac{\bar{y}}{\tan(\beta)} \qquad \eta = \frac{\bar{z}}{\sin(\beta)} \tag{4.61}$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \qquad \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{\tan(\beta)}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} + \frac{1}{\sin(\beta)}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \tag{4.62}$$

Nach der Koordinatentransformation ergibt sich die dimensionslose Reynoldsgleichung im schrägen Koordinatensystem OCS. Hierfür werden die Transformationsregeln (4.61) in die allgemeine dimensionslose Form der Reynoldsgleichung eingesetzt.

$$\begin{aligned}
&\left(\bar{h}^3 + \frac{\bar{h}^3}{\tan^2(\beta)}\right)\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial^2 \xi} + \left(\frac{\partial \bar{h}^3}{\partial \xi} + \frac{1}{\tan^2(\beta)}\frac{\partial \bar{h}^3}{\partial \xi} + \frac{D^2}{L^2 \sin(\beta)\tan(\beta)}\frac{\partial \bar{h}^3}{\partial \eta}\right)\frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \\
&+ \bar{h}^3\left(\frac{D^2}{L^2\sin(\beta)}\right)^2\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial^2 \eta} + \left(\left(\frac{D}{L\sin(\beta)}\right)^2\frac{\partial \bar{h}^3}{\partial \eta} + \frac{D}{L\sin(\beta)\tan(\beta)}\frac{\partial \bar{h}^3}{\partial \xi}\right)\frac{\partial \bar{p}}{\partial \eta} \\
&+ \frac{2D^2}{L^2\sin(\beta)\tan(\beta)}\bar{h}^3\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \eta \partial \xi} = 6\frac{\partial \bar{h}}{\partial \xi} + 12\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}}
\end{aligned} \tag{4.63}$$

Erneut lässt sich die Störungsmethode anwenden, und nur die Terme erster Ordnung einsetzen. Da die Schmierfilmdicke bei den Gliedern erster Ordnung nicht von der Zeit abhängig ist, fällt der dynamische Anteil weg. Die statische Reynoldsgleichung lautet:

$$\begin{aligned}
&\left(\bar{h_0}^3 + \frac{\bar{h_0}^3}{\tan^2(\beta)}\right)\frac{\partial^2 \bar{p_0}}{\partial^2 \xi} + \left(\frac{\partial \bar{h_0}^3}{\partial \xi} + \frac{1}{\tan^2(\beta)}\frac{\partial \bar{h_0}^3}{\partial \xi} + \frac{D}{L\sin(\beta)\tan(\beta)}\frac{\partial \bar{h_0}^3}{\partial \eta}\right)\frac{\partial \bar{p_0}}{\partial \xi} \\
&+ \bar{h_0}^3\left(\frac{D}{L\sin(\beta)}\right)^2\frac{\partial^2 \bar{p_0}}{\partial^2 \eta} + \left(\left(\frac{D}{L\sin(\beta)}\right)^2\frac{\partial \bar{h_0}^3}{\partial \eta} + \frac{D}{L\sin(\beta)\tan(\beta)}\frac{\partial \bar{h_0}^3}{\partial \xi}\right)\frac{\partial \bar{p_0}}{\partial \eta} \\
&+ \frac{2D}{L\sin(\beta)\tan(\beta)}\bar{h_0}^3\frac{\partial^2 \bar{p_0}}{\partial \eta \partial \xi} = 6\frac{\partial \bar{h_0}}{\partial \xi}
\end{aligned} \tag{4.64}$$

Die Dicke des Schmierfilms muss ebenfalls transformiert werden, sodass sich die Rillen- und Dammdicke im neuen Koordinatensystem wie folgt schreibt.

$$h(\xi,\eta) = \begin{cases} h_R(\xi,\eta) = 1 + \varepsilon\cos(\xi - \eta\cos(\beta)) & \text{Dammregion} \\ h_G(\xi,\eta) = \frac{H_G}{C} + 1 + \varepsilon\cos(\xi - \eta\cos(\beta)) & \text{Rillenregion} \end{cases}$$

Der Sprung des Schmierfilms an einer Grenzfläche stellt ein Problem dar. An den Grenzflächen ist $\frac{\partial h}{\partial \xi}$ theoretisch unendlich, was im Modell nicht darzustellen ist. Zudem kann das Fluid aufgrund der Viskosität nicht unendlich steil entlang einer Wand hin zur Rille strömen. Daher wird die Rille-Damm-Grenzfläche als Schräge modelliert (Abbildung 4.11). Die Ableitung der Schmierfilmdicke lässt sich wie folgt schreiben:

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial \eta} = \varepsilon \cos(\beta) \sin(\xi - \eta \cos(\beta))$$

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial \xi} = \begin{cases} \pm \frac{H_g}{2C\Delta\xi} - \varepsilon \sin(\xi - \eta \cos(\beta)) & \text{Rillen-Damm-Grenze} \\ -\varepsilon \sin(\xi - \eta \cos(\beta)) & \text{Rest der Domäne} \end{cases}$$

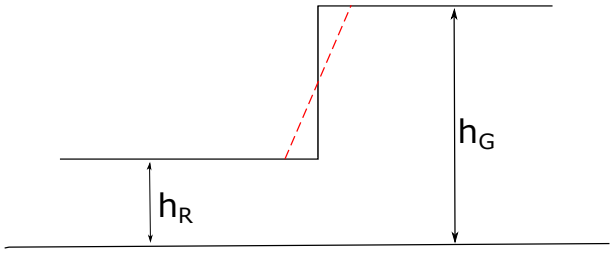


Abbildung 4.11: Modellierung der Schräge an Rille-Damm-Grenzfläche

Zur Diskretisierung der Druckänderung muss die transformierte Rechendomäne in $(n \cdot m)$ Knotenpunkte mit rechteckigem Gitter in Bezug zum schrägen Koordinatensystem unterteilt werden (Abbildung 4.10). Dabei sind die partiellen Ableitungen mithilfe der zentralen FDM erneut zu approximieren.

$$\frac{\partial \bar{p_k}}{\partial \xi} = \frac{(\bar{p_k})_{i+1,j} - (\bar{p_k})_{i-1,j}}{2\Delta\xi} \qquad \frac{\partial^2 \bar{p_k}}{\partial^2 \xi} = \frac{(\bar{p_k})_{i+1,j} - \bar{p_k})_{i,j} + (\bar{p_k})_{i-1,j}}{\Delta\xi^2}$$

$$\frac{\partial \bar{p_k}}{\partial \eta} = \frac{(\bar{p_k})_{i,j+1} - (\bar{p_k})_{i,j-1}}{2\Delta\eta} \qquad \frac{\partial^2 \bar{p_k}}{\partial^2 \eta} = \frac{(\bar{p_k})_{i,j+1} - \bar{p_k})_{i,j} + (\bar{p_k})_{i,j-1}}{\Delta\eta^2}$$

Nach Einsetzen der FDM-Terme ergibt sich analog zu den anderen Verfahren ein lineares Gleichungssystem mit $(n \cdot m)$ Variablen. Bei der Lösung sind die ebenfalls transformierten Randbedingungen aus Abbildung 5.11 zu berücksichtigen. Die Anpassung ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

$$A_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j} + B_{k,ij}(\bar{p_k})_{i+1,j} + C_{k,ij}(\bar{p_k})_{i-1,j} + D_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j+1} + E_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j-1}$$
$$+ F_{k,ij}(\bar{p_k})_{i+1,j+1} + G_{k,ij}(\bar{p_k})_{i-1,j-1} + H_{k,ij}(\bar{p_k})_{i+1,j-1} + J_{k,ij}(\bar{p_k})_{i-1,j+1} = K_{k,ij}$$

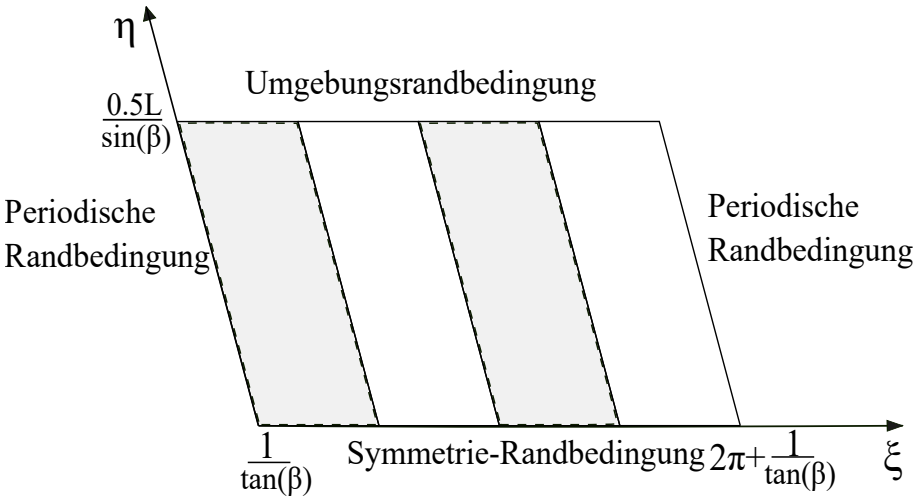


Abbildung 4.12: Randbedingungen im schrägen Koordinatensystem

Für die statische Reynoldsgleichung ergeben sich die Koeffizienten $A_{0,ij}...F_{0,ij}$ zu:

$$A_{0,ij} = \frac{-2}{\Delta\xi^2}\left(\bar{h_0}^3 + \frac{\bar{h_0}^3}{\tan^2(\beta)}\right) - \frac{2}{\Delta\eta^2}\bar{h_0}^3\left(\frac{D}{L\sin(\beta)}\right)^2$$

$$B_{0,ij} = \frac{-2}{\Delta\xi^2}\left(\bar{h_0}^3 + \frac{\bar{h_0}^3}{\tan^2(\beta)}\right) + \frac{1}{2\Delta\xi}\left(\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\xi} + \frac{1}{\tan^2(\beta)}\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\xi} + \frac{D^2}{L^2\sin(\beta)\tan(\beta)}\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\eta}\right)$$

$$C_{0,ij} = \frac{-2}{\Delta\xi^2}\left(\bar{h_0}^3 + \frac{\bar{h_0}^3}{\tan^2(\beta)}\right) - \frac{1}{2\Delta\xi}\left(\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\xi} + \frac{1}{\tan^2(\beta)}\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\xi} + \frac{D^2}{L^2\sin(\beta)\tan(\beta)}\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\eta}\right)$$

$$D_{0,ij} = \frac{1}{\Delta\eta^2}\bar{h_0}^3\left(\frac{D}{L\sin(\beta)}\right)^2 + \frac{1}{2\Delta\eta}\left(\left(\frac{D}{L\sin(\beta)}\right)^2\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\eta} + \frac{D^2}{L^2\sin(\beta)\tan(\beta)}\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\xi}\right)$$

$$E_{0,ij} = \frac{1}{\Delta\eta^2}\bar{h_0}^3\left(\frac{D}{L\sin(\beta)}\right)^2 - \frac{1}{2\Delta\eta}\left(\left(\frac{D}{L\sin(\beta)}\right)^2\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\eta} + \frac{D}{L\sin(\beta)\tan(\beta)}\frac{\partial\bar{h_0}^3}{\partial\xi}\right)$$

$$F_{0,ij} = \frac{1}{4\Delta\xi\Delta\eta}\frac{2D^2}{L^2\sin(\beta)\tan(\beta)}\bar{h_0}^3$$

$$G_{0,ij} = F_{0,ij}$$

$$H_{0,ij} = -F_{0,ij}$$

$$J_{0,ij} = -F_{0,ij}$$

$$K_{0,ij} = 6\frac{\partial\bar{h_0}}{\partial\xi}$$

Es ist zu erwarten, dass die direkte Lösung der Reynoldsgleichung anhand der vorgestellten Methode, die auch als direkte Differentiationsmethode (DDM) [88] bezeichnet wird, genauere Ergebnisse im Vergleich zu den Annäherungsmodellen (Vohr-Chow (VC) und Bootsma) liefert. Die Annäherungsmodelle hängen linear von der Exzentrizität ab, was hier nicht gegeben ist, sodass dieser Ansatz auch für größere Exzentrizitäten gültig ist. Jedoch ist die Schmierfilmdicke aufgrund der Wirbelbewegung unstetig, was die Approximation an einer Stelle im statischen Fall deutlich erschwert.

Zusätzlich tritt weiterhin der gemischte Ableitungsterm auf, welcher zum größten Fehler führt. Im nächsten Schritt soll daher durch die lokale Integrationsmethode (LIM) die gekoppelte partielle Ableitung eliminiert werden.

4.4 Lokale Integration

Als Ausgangsgleichung dient wieder die allgemeine statische Reynoldsgleichung 4.2, bei der auf beiden Seiten ein Flächenintegral eingeführt wird.

$$\iint_A \frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\bar{h}^3}{12}\frac{\partial\bar{p}}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left(\frac{\bar{h}^3}{12}\cdot\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{y}}\right) d\theta\, d\bar{y} = \iint_A \frac{1}{2}\frac{\partial\bar{h}}{\partial\theta}\, d\theta\, d\bar{y} \tag{4.65}$$

Mithilfe der Green-Integralformel kann das Flächenintegral in ein Kurvenintegral umgewandelt werden [50].

$$\oint_S \left(\frac{\bar{h}^3}{12}\frac{\partial\bar{p}}{\partial\theta}\right) d\bar{y} - \oint_S \left(\frac{D}{L}\right)^2 \left(\frac{\bar{h}^3}{12}\cdot\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{y}}\right) d\theta = \oint_S \frac{1}{2}\bar{h}\, d\bar{y} \tag{4.66}$$

Durch Einsetzen der Transformationsregeln (Gleichungen 4.62) kann die Gleichung 4.66 in das schräge Koordinatensystem transformiert werden:

$$\begin{aligned}&\oint_S \left(\bar{h}^3\sin(\beta)\frac{\partial\bar{p}}{\partial\xi} + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \bar{h}^3\left(\frac{\cos(\beta)}{\tan(\beta)}\frac{\partial\bar{p}}{\partial\xi} + \frac{1}{\tan(\beta)}\frac{\partial\bar{p}}{\partial\eta}\right)\right) d\eta \\ &- \left(\frac{D}{L}\right)^2 \oint_S \bar{h}^3\left(\frac{1}{\tan(\beta)}\frac{\partial\bar{p}}{\partial\xi} + \frac{1}{\sin(\beta)}\frac{\partial\bar{p}}{\partial\eta}\right) d\xi = \oint_S 6\bar{h}\sin(\beta)\, d\eta\end{aligned} \tag{4.67}$$

Abbildung 4.13 zeigt einen Ausschnitt des Rechengitters und die vier Kurvenpfade $S_1 ... S_4$. Durch Anwenden der Trapezregel [139] lässt sich die Integration entlang der dargestellten Pfade durchführen.

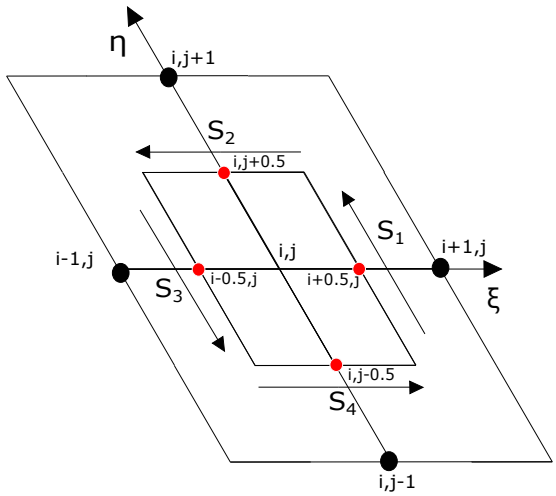


Abbildung 4.13: Integrationsfläche

Durch Aufintegrieren der einzelnen Terme aus Gleichung 4.66 erhält man die einzelnen Terme der Reynoldsgleichung.

$$\oint_S \bar{h}^3 \sin(\beta) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \, d\eta = -\bar{h}^3_{i-0.5,j} \sin(\beta) \Delta\eta \left(\frac{\bar{p}_{i,j} - \bar{p}_{i-1,j}}{\Delta\xi} \right) + \bar{h}^3_{i+0.5,j} \sin(\beta) \Delta\eta \left(\frac{\bar{p}_{i+1,j} - \bar{p}_{i,j}}{\Delta\xi} \right)$$

$$\oint_S 6\bar{h} \sin(\beta) \, d\eta = 6 \sin(\beta) \Delta\eta \left(\bar{h}_{i+0.5,j} - \bar{h}_{i-0.5,j} \right)$$

$$\oint_S \left(\frac{D}{L} \right)^2 \bar{h}^3 \left(\frac{\cos(\beta)}{\tan(\beta)} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \right) \, d\eta =$$

$$\left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(-\bar{h}^3_{i-0.5,j} \frac{\cos(\beta)}{\tan(\beta)} \Delta\eta \left(\frac{\bar{p}_{i,j} - \bar{p}_{i-1,j}}{\Delta\xi} \right) + \bar{h}^3_{i+0.5,j} \frac{\cos(\beta)}{\tan(\beta)} \Delta\eta \left(\frac{\bar{p}_{i+1,j} - \bar{p}_{i,j}}{\Delta\xi} \right) \right)$$

$$\oint_S \left(\frac{D}{L} \right)^2 \bar{h}^3 \left(\frac{1}{\tan(\beta)} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \eta} \right) \, d\eta =$$

$$\left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(-\bar{h}^3_{i-0.5,j} \frac{1}{\tan(\beta)} \left(\frac{\bar{p}_{i,j+1} - \bar{p}_{i,j-1}}{2} \right) + \bar{h}^3_{i+0.5,j} \frac{1}{\tan(\beta)} \left(\frac{\bar{p}_{i,j+1} - \bar{p}_{i,j-1}}{2} \right) \right)$$

$$\oint_S \left(\frac{D}{L} \right)^2 \bar{h}^3 \left(\frac{1}{\tan(\beta)} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} \right) \, d\xi =$$

$$\left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(\bar{h}^3_{i,j-0.5} \frac{1}{\tan(\beta)} \left(\frac{\bar{p}_{i+1,j} - \bar{p}_{i-1,j}}{2} \right) - \bar{h}^3_{i,j+0.5} \frac{1}{\tan(\beta)} \left(\frac{\bar{p}_{i+1,j} - \bar{p}_{i-1,j}}{2} \right) \right)$$

$$\oint_S \left(\frac{D}{L} \right)^2 \bar{h}^3 \left(\frac{1}{\sin(\beta)} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \eta} \right) \, d\xi =$$

$$\left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(\bar{h}^3_{i,j-0.5} \frac{\Delta\xi}{\sin(\beta)} \left(\frac{\bar{p}_{i,j} - \bar{p}_{i,j-1}}{\Delta\eta} \right) - \bar{h}^3_{i,j+0.5} \frac{\Delta\xi}{\sin(\beta)} \left(\frac{\bar{p}_{i,j+1} - \bar{p}_{i,j}}{\Delta\eta} \right) \right)$$

Danach setzt man die Integrationsterme zurück in Gleichung 4.67 und sortiert analog zu den vorherigen Verfahren nach den Ableitungstermen. Es ergibt sich ein Gleichungssytem der alt bekannten Form:

$$A_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j} + B_{k,ij}(\bar{p_k})_{i+1,j} + C_{k,ij}(\bar{p_k})_{i-1,j} + D_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j+1} + E_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j-1} = F_{k,ij} \tag{4.68}$$

Dabei lauten die Koeffizienten:

$$A_{0,ij} = -B_{0,ij} - C_{0,ij} - D_{0,ij} - E_{0,ij}$$

$$B_{0,ij} = \bar{h}^3_{i+0.5,j} \sin(\beta) \frac{\Delta\eta}{\Delta\xi} + \left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(\bar{h}^3_{i+0.5,j} \frac{\cos(\beta)\Delta\eta}{\tan(\beta)\Delta\xi} - \frac{\bar{h}^3_{i,j-0.5} - \bar{h}^3_{i,j+0.5}}{2\tan(\beta)} \right)$$

$$C_{0,ij} = \bar{h}^3_{i-0.5,j} \sin(\beta) \frac{\Delta\eta}{\Delta\xi} + \left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(\bar{h}^3_{i-0.5,j} \frac{\cos(\beta)\Delta\eta}{\tan(\beta)\Delta\xi} - \frac{-\bar{h}^3_{i,j-0.5} + \bar{h}^3_{i,j+0.5}}{2\tan(\beta)} \right)$$

$$D_{0,ij} = \left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(\bar{h}^3_{i,j+0.5} \frac{\Delta\xi}{\sin(\beta)\Delta\eta} + \frac{\bar{h}^3_{i+0.5,j} - \bar{h}^3_{i-0.5,j}}{2\tan(\beta)} \right)$$

$$E_{0,ij} = \left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(\bar{h}^3_{i,j-0.5} \frac{\Delta\xi}{\sin(\beta)\Delta\eta} + \frac{-\bar{h}^3_{i+0.5,j} + \bar{h}^3_{i-0.5,j}}{2\tan(\beta)} \right)$$

$$F_{0,ij} = 6 \sin(\beta) \left(\bar{h}_{i+0.5,j} - \bar{h}_{i-0.5,j} \right) \Delta\eta$$

4.5 Ergebnisse und Vergleichswerte

Ziel in diesem Unterkapitel ist die Gegenüberstellung der verschiedenen Rechenansätze und der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen aus der Literatur. Darauf aufbauend werden die Besonderheiten der Stabilität und das Wärmemanagement im Lager beschrieben. Abschließend wird das Axiallager berechnet.

Im obigen Abschnitt wurden insgesamt sechs Ansätze zur statischen Bestimmung der Lagereigenschaften vorgestellt. Diese teilen sich auf in eine jeweilige analytische und numerische Lösung von Vohr und Chow, zwei Lösungen für das Bootsma-Modell, die Reynoldsgleichung in transformierten Koordinaten mit gekoppelten Ableitungen und die lokale Integrationsmethode mit Anwendung des Kurvenintegrals. Zusätzlich wird ein konventionelles hydrostatisches Gleitlager mittels FDM-Methode als siebtes Verfahren mit implementiert. Die Lösung erfolgt analog zu den anderen Verfahren. Eine detaillierte Darstellung der Rechnung ist in Anhang A.5 dargestellt. Den Programmablauf zeigt Abbildung 4.14.

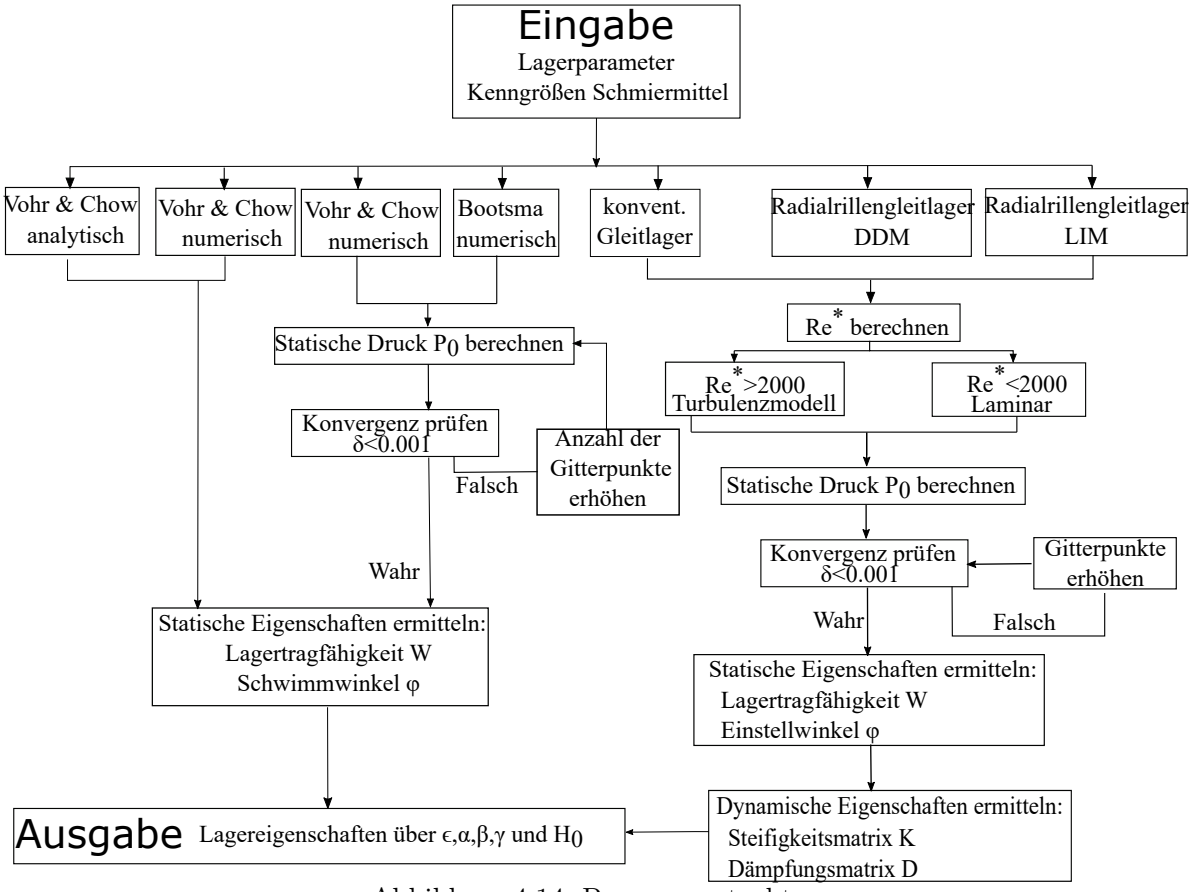


Abbildung 4.14: Programmstruktur

4.5.1 Statische Ergebnisse

Zunächst müssen die Ansätze validiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden keine experimentellen Untersuchungen diesbezüglich unternommen, jedoch stehen aus der Literatur Versuchsergebnisse zur Verfügung. Hierfür wird das Beispiellager aus der Veröffentlichung von Hirs [68] herangezogen. Tabelle 4.2 zeit die Parameter. Analog hierzu wird ein konventionelles Gleitlager mit den gleichen Abmessungen, jedoch ohne Rillen berechnet, welches im folgenden Lager 1 genannt wird. Das Beispiellager von Hirs aus der Literatur wird als Lager 2 bezeichnet.

Tabelle 4.2: Lagerparameter des Beispiellagers nach Hirs [68]

Lagerparameter	Bezeichnung	Größe
n_g	Rillenzahl	8
D	Lagerdurchmesser	4,0 mm
L	Lagerlänge	4,0 mm
C	Lagerspalt (konzentrisch)	6,0 µm
h_g	Rillentiefe	6,0 µm
H_0	Verhältnis Damm- zu Rillentiefe	2.0
γ	Verhältnis Damm- zu Rillenbreite	1.0
α	Rillenwinkel	21°
ρ	Dichte Schmiermittel	6,44 g cm^{-3}
n	Drehzahl	83,3 Hz

Grundsätzlich wird im gesamten Programm normiert gerechnet. Für die Ermittlung dimensionsbehafteter Größen sind die Ergebnisse final zurückzurechnen. Die Normierung für Druck und Lagerkraft sind nachfolgend aufgeführt.

$$\bar{p} = \frac{p}{\omega\eta}\left(\frac{C}{R}\right)^2 \qquad \bar{F} = \frac{F}{\omega\eta^2}\left(\frac{C}{R}\right)^2 \tag{4.69}$$

Bei den Methoden mit transfomierten Koodinaten (DDM und LIM) ist vorab die Überprüfung der richtigen Transformation und der gesamten Rechendomäne vorzunehmen. Die geglättete Druckverteilung der Ansätze von Bootsma und VC ist in Abbildung 4.9 links gezeigt. Im Vergleich dazu wird die sägezahnförmige Druckverteilung bei den transformierten Ansätzen mit berücksichtigt. Abbildung 4.16 zeigt die Darstellung.

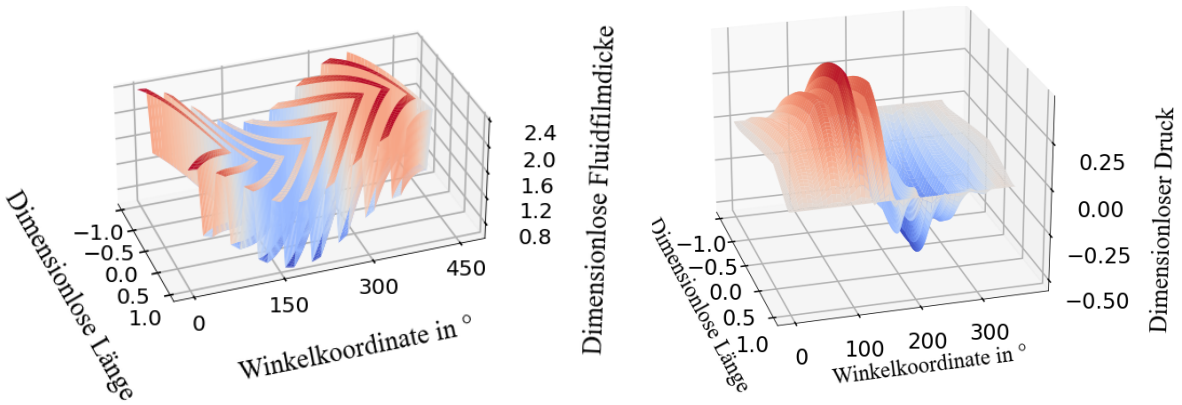


Abbildung 4.15: Links: Schmierfilmdarstellung (dimensionslos) in transformierten Koordinaten. Rechts: Druckverteilung mit Sägezahnverlauf nach lokaler Integrationsmethode

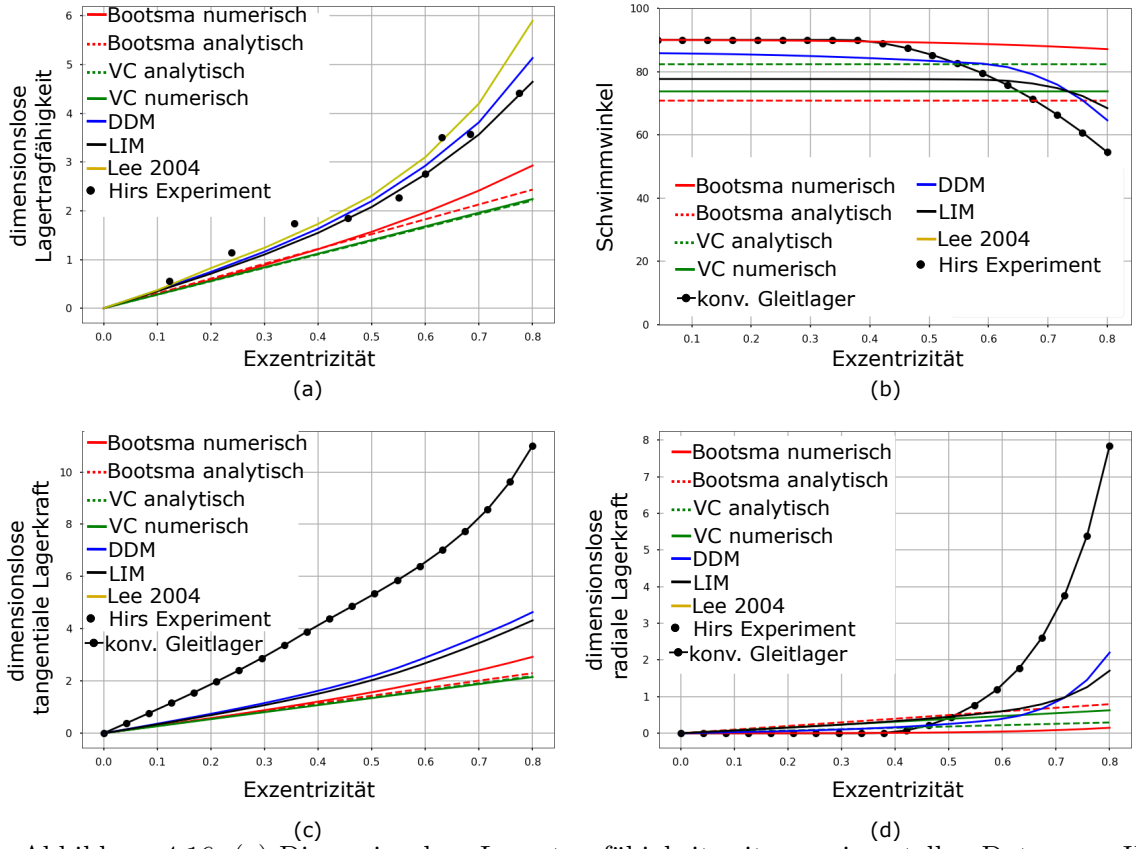


Abbildung 4.16: (a) Dimensionslose Lagertragfähigkeit mit experimentellen Daten von Hirs

4.5.2 Dynamische Eigenschaften

Hydrodynamische Gleitlager besitzen im Vergleich zu anderen Lagerarten eine relativ hohe Steifigkeit und Dämpfung . Dabei wird zwischen direkten und gekoppelten Koeffizienten unterschieden. Um die Ergebnisse besser vergleichen zu können, werden alle Koeffizienten der Steifigkeit und Dämpfung ebenfalls normiert.

$$\bar{K}_{i,j} = K_{i,j}\frac{C}{W} \qquad \bar{D}_{i,j} = D_{i,j}\frac{C \cdot \omega}{W} \tag{4.70}$$

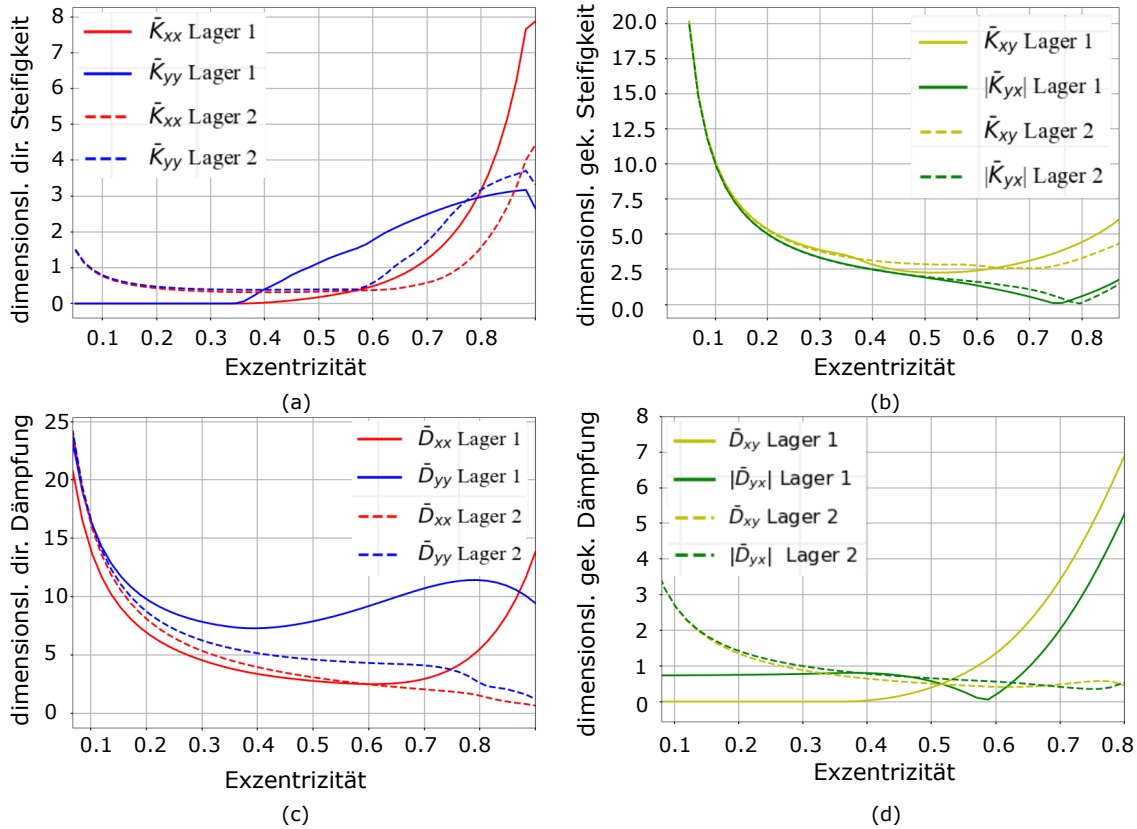


Abbildung 4.17: Gegenüberstellung dynamischer Lagereigenschaften von konventionellem Gleitlager (Lager 1) und Hirs Beispiellager (Lager 2) (a) direkte Steifigkeitskoeffizienten; (b) gekoppelte Steifigkeitskoeffizienten (c) direkte Dämpfungskoeffizienten; (d) gekoppelte Dämpfungskoeffizienten

4.5.3 Stabilität

Ein Lager wird als stabil bezeichnet, wenn es nach einer Auslenkung von seiner Gleichgewichtslage zu dieser wieder zurückkehrt. Der größte Nachteil in der Verwendung von Gleitlagern ist die Tendenz unter geringer Last instabil zu werden. Abbildung 4.18 zeigt eine Übersicht der Szenarien. Es wird zwischen drei unterschiedlichen Stabiltätszuständen unterschieden. Die Grafik zeigt in Punkt A den wünschenswerten Fall, dass der Rotor nach einer Auslenkung sich zurück in einen konvergenten Orbit bewegt. Punkt B zeigt den Orbit mit einer konstanten Wirbelbewegung. Dieser Punkt wäre im späteren Betrieb ebenfalls noch zu vertreten. Bei Punkt C divergiert der Orbit bis zum Anschlagen der Lagerwand, was es zu vermeiden gilt.

In den 1960er Jahren gab es einige Untersuchungen der NASA, ein Flüssigmetall als Lager für einen Generator in Raumfahrzeugen einzusetzen [125]. Aus den durchgeführten Experimenten [127, 126] wurde festgestellt, dass der theoretisch stabile Bereich deutlich größer ist, als der experimentell festgestellte Bereich. Es zeigt folglich, dass die theoretische Betrachtung nicht ausschlaggebend für die Auslegung eines stabilen Lagers dient, sondern experimentell verifiziert werden muss.

Im Folgenden wird daher nur kurz auf die theoretische Betrachtung eingegangen. Zur Abschätzung wird ein vereinfachtes Modell verwendet, bei dem nur die translatorische Bewegung berücksichtigt wird. Das konische Wirbeln wird vernachlässigt. Das Modell für die Stabilität stammt ursprünglich von Hirs [68]. Bootsma hat dieses formeltechnisch einfach anwendbar aufbereitet.

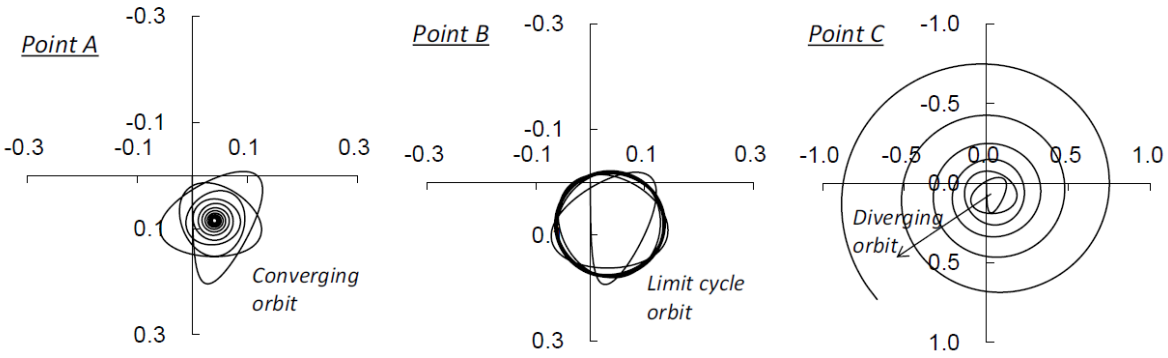


Abbildung 4.18: Stabilitätszustände des Lagers; links: konvergierender Orbit (stabil). Mitte: konstanter Orbit (noch stabil). Rechts: divergierender Orbit (instabil) nach [101]

$$\bar{M}_c = \frac{\bar{P}_r}{\epsilon}\left(\frac{\omega}{\hat{\omega_w}}\right)^2 \tag{4.71}$$

Das Lager kann als stabil angesehen werden, wenn die folgende Bedingung erfüllt ist.

$$\bar{M}_c > \frac{M\omega\Delta R^3}{\eta R^4} \tag{4.72}$$

Für die Bestimmung der Masse ist zunächst die Gesamtmasse des Rotors zu bestimmen. Diese beträgt 39,6 kg. Für die Lagerparameter wird das abgeleitete Lager aus dem Ergebnisteil eingesetzt (vgl. Tabelle 4.2). Abbildung 4.19 zeigt die Berechnung der kritischen Masse bzw. kritischen Stabilitätszahl über der Spaltbreite in Abhängigkeit verschiedener Exzentrizitäten. Hieraus geht hervor, dass der zulässige Spalt bei gegebener Drehzahl von ca. 200 Hz nicht größer als 45 µm sein darf. Der instabilste Fall tritt bei einer konzentrischen Lage ohne Auslenkung auf.

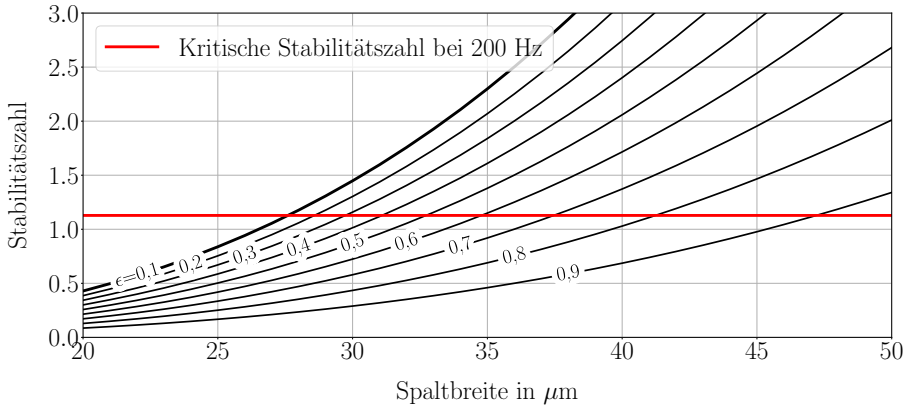


Abbildung 4.19: Stabilitätszustände des Lagers in Abhängigkeit der konzentrischen Spaltbreite $(C, \Delta R)$ bei verschiedenem Exzentrizitäten ϵ für eine Drehzahl von 200 Hz

4.5.4 Ableitung der finalen Radiallagergeometrie

Optimierungsansätze hinsichtlich der Tragfähigkeit sind ebenfalls aus der Literatur bekannt [33]. In der vorliegenden Variante wird ausschließlich die rechteckige Rillenstruktur besprochen, wobei auch andere Geometrien untersucht wurden [46, 90]. Hierfür haben Vohr und Chow [153] die optimalen Lagerparameter bezüglich maximaler Steifigkeit bereits bestimmt. Sie lauten:

$$\alpha = 0.5 \qquad \beta = 32{,}8° \qquad H_0 = 2.1$$

Aus der Gegenüberstellung der Methoden hat sich gezeigt, dass die besten Ergebnisse durch die lokale Integrationsmethode LIM erzielt werden können. Im folgenden wird auf der Grundlage der Parameter ein entsprechendes Lager abgeleitet (Tabelle 4.3). Die am Ende entscheidenden Größen sind der Durchmesser und die Länge, da hier der Bauraum maßgeblich beeinflusst wird. Diese Größen leiten sich aus einem iterativen Prozess ab, der aus den Anforderungen der Kühlung, der generellen Machbarkeit im Sinne der Fertigung und der iterativen Auslegung des Targetrades stammen. Drehzahl und Schmiermittel sind durch die Anforderungen gegeben.

Tabelle 4.3: Lagerparameter des radialen Spiralrillengleitlagers

Lagerparameter	Bezeichnung	Größe
b_g	Rillenbreite	3,0 mm
b_r	Dammbreite	3,0 mm
h_g	Rillentiefe	45 µm
h_r	Dammtiefe	40 µm
L	Länge	50 mm
D	Durchmesser	50 mm
n_g	Rillenanzahl	26
f	Drehzahl	200 Hz
ρ	Dichte Schmiermittel	$6{,}44\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$
η	dynamische Viskosität	$2{,}4 \times 10^{-3}\,\mathrm{Pa\,s\,m^{-2}}$ bei 20 °C

Bei der Lagerlänge ist zu beachten, dass es sich bei der Betrachtung um zwei separate Lager handelt, und die Gesamtlänge final 100 mm beträgt. Zwischen den Lagerflächen wird ein Schmiermittelreservoir vorgesehen, das ggf. auch Anteile eines konventionellen Gleitlagers trägt. Dieser Anteil wird vernachlässigt. Die dimensionslosen Größen werden durch die Gleichungen 4.69 und 4.70 in dimensionsbehaftete Größen überführt. Abbildung 4.20 zeigt die dimensionsbehaftete Druckverteilung und die Schmierfilmdicke.

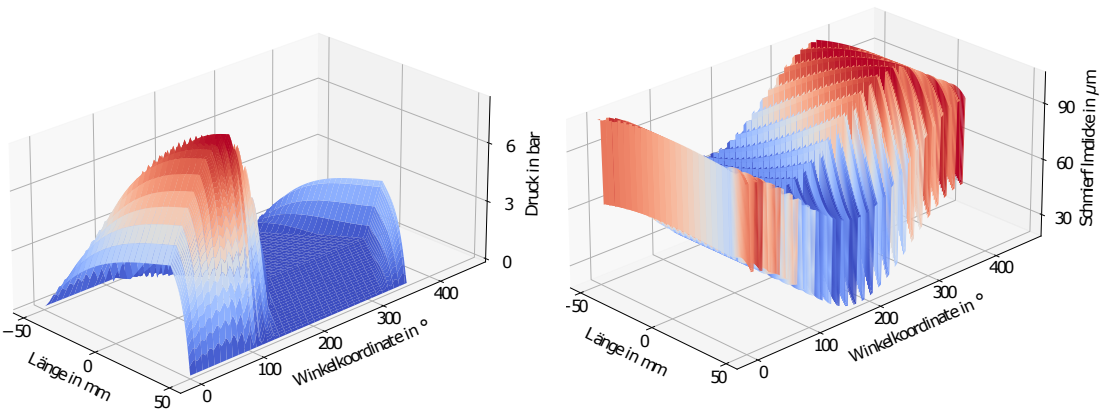
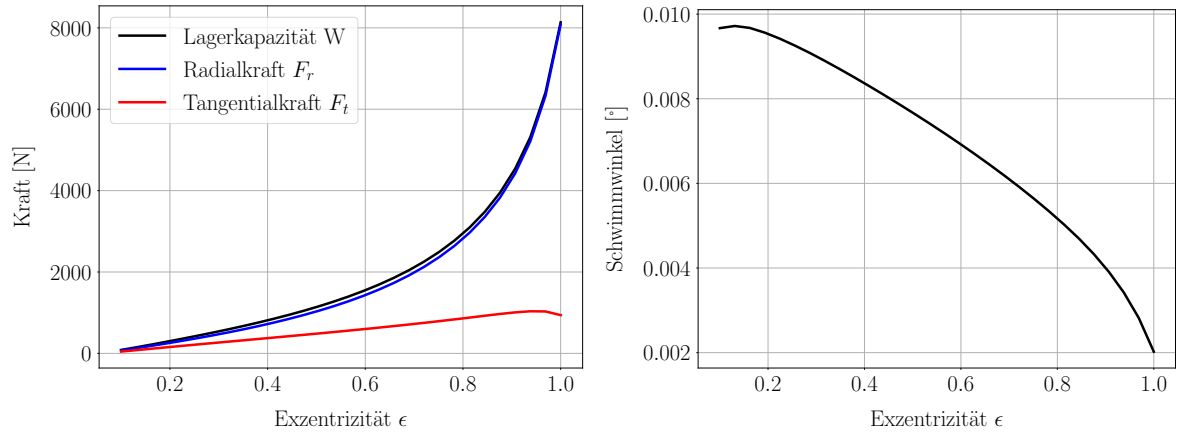


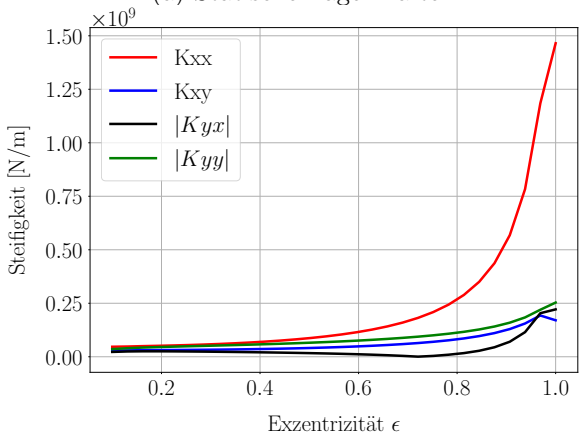
Abbildung 4.20: Links: Druckverteilung der finalen radialen Lagergeometrie unter Berücksichtigung von Kavitationseffekten; rechts: Schmierfilmdicke des Radiallagers

Darauffolgend lassen sich die statischen und dynamischen Lagereigenschaften bestimmen. Abbildung 4.21 zeigt eine Übersicht der Lagerkräfte, des Schwimmwinkels, der Steifigkeit und der Dämpfung. Es ist nicht zu bestimmen, in welchem Auslenkungszustand sich das Lager während des Betriebes befinden wird, sodass für die minimale und maximale Auslenkung die jeweilige Steifigkeit in die Betrachtung der Rotordynamik einfließt. Die Abknickungen der Kurven am Ende der Graphen basieren auf Konvergenzfehlern an den Randbereichen.

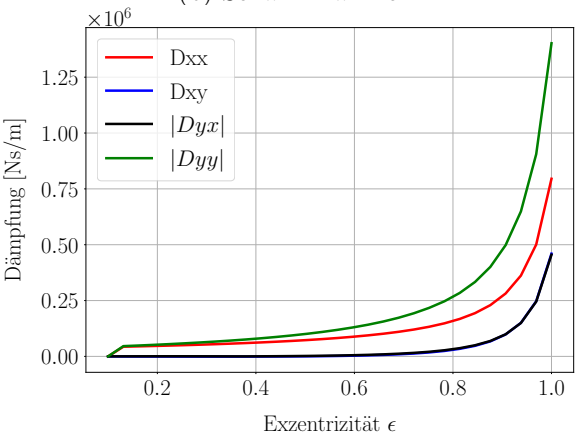


(a) Statische Lagerkräfte

(b) Schwimmwinkel



(c) Steifigkeit



(d) Dämpfung

Abbildung 4.21: Finale statische und dynamische Eigenschaften des radialen Lagers

4.5.5 Wärmemanagement im Lagersystem

Flüssige Metalle stellen aufgrund ihrer sehr guten Leitfähigkeit eine ideale Lösung für die Ableitung großer Wärmemengen dar. Dennoch weisen sie unübliche Eigenschaften auf, wie zum Beispiel ein sehr kleines Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität und Wärmeleitung, starke Neigung zu Korrosion und Erosion, starke Neigung zur Oxidation, elektrische Leitfähigkeit etc... Eine besondere Eigenschaft ist die sehr niedrige Prandtl-Zahl von Flüssigmetallen zwischen 10×10^{-2} bis 10×10^{-3} [44], die durch die hohe Leitfähigkeit entsteht. Bei erzwungener Konvektion unter laminaren Strömungsbedingungen dominiert der molekulare Wärmetransport unabhängig davon, ob das Fluid ein Flüssigmetall ist oder nicht. In Folge dessen gibt es hier keinen fundamentalen Unterschied im thermischen Verhalten bei der Wärmeübertragung. In diesem Fall basiert die Berechnung der Nusseltzahl auf der Reynoldsanalogie, wo der Wärmetransport ausschließlich vom Impulstransport abhängt. Die Analogie nimmt an, dass die Schubspannung und das Temperaturprofil sich gleichermaßen im Abstand zur Wand verhalten. Abbildung 4.22 zeigt hierzu eine Veranschaulichung.

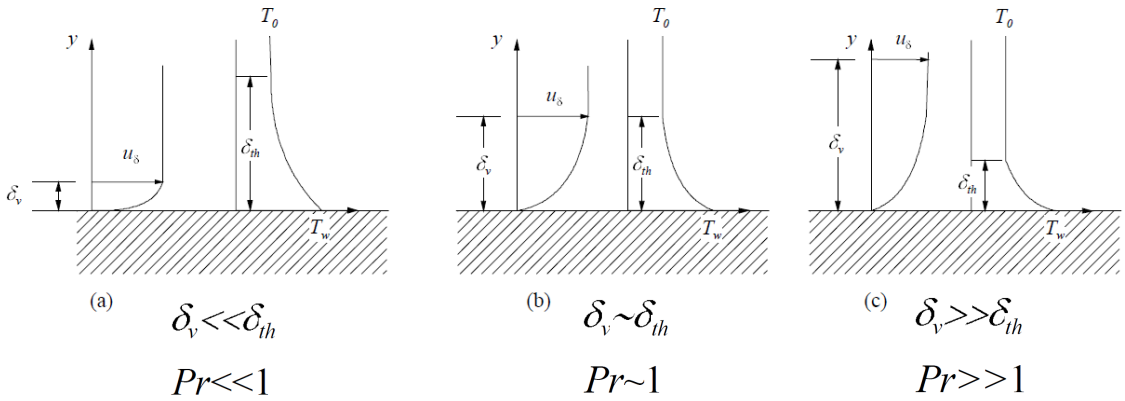


Abbildung 4.22: Einfluss der Prandtlzahl auf die viskose und thermische Grenzschicht bei konstanter Wandtemperatur nach [44]

Für das turbulente Verhalten wird die Wärmeleitung durch Wirbel deutlich relevanter. Wenn die kinematische Viskosität deutlich kleiner ist als die Temperaturleitfähigkeit, wird der molekulare Wärmetransport größer als der molekulare Impulstransport. Hieraus ergeben sich zwei Besonderheiten. Die thermische Grenzschicht ist deutlich größer als bei nichtmetallischen Flüssigkeiten oder Gasen, und der molekulare Wärmetransport ist ebenfalls im turbulenten Strömungsfeld bedeutend [4, 83]. Daher unterscheidet sich das Wärmeübertragungsverhalten flüssiger Metalle im turbulenten Fall signifikant von herkömmlichen Kühlfluiden wie Luft oder Wasser.

Viel Aufwand wurde betrieben, um verschiedenste Wärmeübertragungskoeffizienten für Standardgeometrien zu etablieren. Dennoch zeigen die Wärmeübertragungsdaten für metallische Flüssigkeiten diverse Streuungen zwischen theoretischen Berechnungen und experimentellen Messungen. Dabei werden mehrere Phänomene als Gründe diskutiert. Diese beinhalten die Benetzungseigenschaften an der Grenze zwischen Fluid und Festkröper, Gaseinschlüsse, Oxidbildung oder auch gemischte Konvektion, wobei angenommen wird, dass letzteres den erheblichsten Anteil an den streuenden Ergebnissen liefert [96, 44]. Das wohl bekannteste Flüssigmetall ist Quecksilber. Aufgrund der Vakuumtauglichkeit und der Toxizität ist eine Anwendung undenkbar. Galinstan ist das gängige Flüssigmetall für den Einsatz in SRL bei konventionellen diagnostischen Röntgenröhren. Tabelle 4.4 zeigt eine Gegenüberstellung der beiden Flüssigmetalle.

Tabelle 4.4: Materialparameter Galinstan und Quecksilber nach [91]

Eigenschaft	Galinstan	Quecksilber
Farbe	Silber	Silber
Siedepunkt	$> 1300\,°C$	$356{,}62\,°C$
Schmelzpunkt	$-19\,°C$	$-38{,}83\,°C$
Dampfdruck	$< 1 \times 10^{-6}\,Pa$ bei $500\,°C$	$0{,}1713\,Pa$ $20\,°C$
Dichte	$6440\,kg\,m^{-3}$	$13\,533\,kg\,m^{-3}$
Dyn. Viskosität	$2{,}4 \times 10^{-3}\,Pa\,s$bei $20\,°C$	$1{,}53 \times 10^{-3}\,Pa\,s$ bei $25\,°C$
Therm. Leitfähigkeit	$16{,}5\,W\,m^{-1}\,K^{-1}$	$8{,}54\,W\,m^{-1}\,K^{-1}$
Spez. Wärmekapazität	$350\,J\,kg^{-1}\,K^{-1}$	$140\,J\,kg^{-1}\,K^{-1}$

Eine empirische Formel zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen zwei Zylindern lautet wie folgt [142]:

$$\alpha = \frac{\lambda}{r_a - r_i} \cdot 0,053 \left(Ta^2 Pr\right)^{\frac{1}{3}} \tag{4.73}$$

Dabei steht λ für die thermische Leitfähigkeit, r_a und r_i für den Außen- bzw. Innenradius, Pr für die Prandtlzahl und Ta für die Taylorzahl. Die beiden dimensionslosen Kennziffern berechnen sich nach dem Zusammenhang:

$$Ta = 4Re_{rot}^2 \frac{r_a - r_i}{r_a + r_i}$$
$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}$$

Neben den guten thermischen Eigenschaften des Flüssigmetalls entsteht bedingt durch die Reibung im Schmierspalt eine erhebliche Wärmemenge, die zusätzlich zu berücksichtigen ist. Rotiert man die Antriebswelle in einer Flüssigkeit entsteht Reibung. Es ist zu überprüfen, wie viel Wärme durch die erzeugte Reibleistung produziert wird. Diese bestimmt sich nach Bilgen und Boulos wie folgt [12]:

$$Re_{rot} = \frac{\Omega \rho r_i h_r}{\eta} \tag{4.74}$$

$$0 \leq Re_{rot} \leq 10^4\ C_{mc} = 0,039 \left(\frac{r_a - r_i}{r_i}^{0,3}\right) \cdot Re_{rot}^{-0,5} \tag{4.75}$$

$$P_{BB} = 0,5\pi\Omega^3 r^4 L C_{mc} \tag{4.76}$$

Es ist anzumerken, dass dieser Ansatz aus der konventionellen Gleitlagertheorie stammt. Somit besteht die Möglichkeit, dass durch die gerillte Struktur des Lagers zusätzliche Reibverluste auftreten. Dieser Umstand wird durch einen Sicherheitsfaktor bei der Motorauslegung berücksichtigt. Um möglichst fundierte Informationen über die Reibung zu erhalten, werden verschiedene Ansätze miteinander verglichen. Häufig wird für die Berechnung der Reibleistung die Petroff-Gleichung [7] angewandt. Diese lautet:

$$P_{PE} = \frac{8\pi^3 r^3 L \eta n^2}{h_r} \tag{4.77}$$

Smith und Fuller [134] führen darauf aufbauend einen Korrekturfaktor für turbulente Strömungen ein.

$$P_{SF} = P_{PE}\left(0,039 \cdot Re_{rot}^{0,57}\right) \tag{4.78}$$

Nach Bootsma berechnet sich der Reibverlust wie folgt [16]. Die Berechnung der Koeffizienten I_n befindet sich in Anhang A.4

$$\bar{\Phi} = 2\frac{B}{D}\left(I_{-1} + \frac{3I_{+3}\left(I_{-1}I_{-3} - I_{-2}^2\right)}{\cot\alpha^2 + I_{-3}I_{+3}}\right) \tag{4.79}$$

Letztendlich lautet der Reibungsverlust:

$$P_{bo} = \bar{\Phi}\frac{2\pi\eta\omega^2 R^4}{\Delta R^2} \tag{4.80}$$

Abbildung 4.23 zeigt den Vergleich der verschiedenen Rechenansätze für die finale Lagergeometrie.

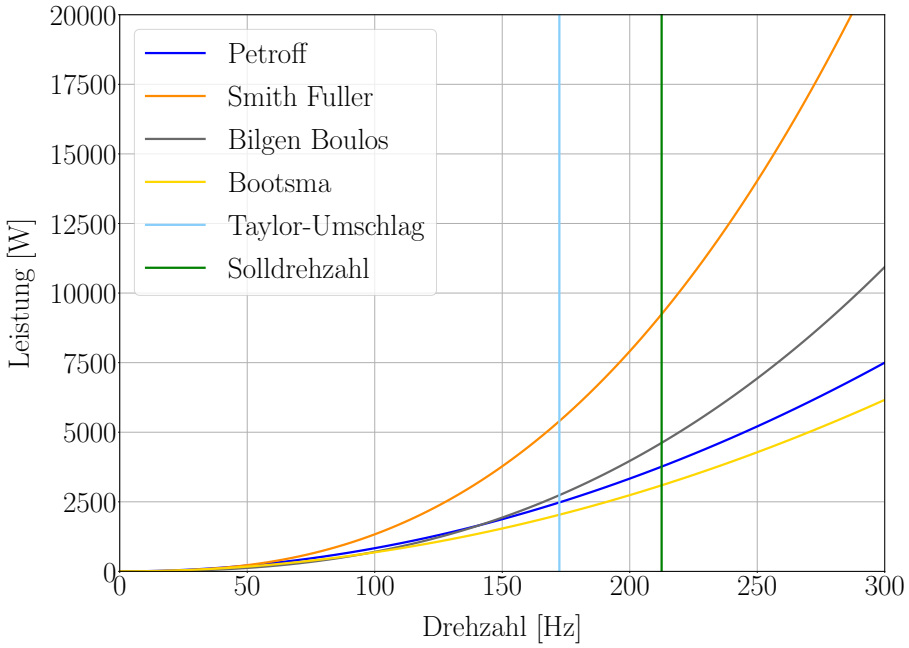


Abbildung 4.23: Wärmeleistung durch Reibungsverluste im Lager

Bei der in hellblau eingezeichneten Geraden handelt es sich um die kritische Taylorgeschwindigkeit, bei der ein Umschlag der Strömung auf die sogenannten Taylorwirbel stattfindet [145]. Die Taylor-Couette-Strömung (vgl. Abbildung 4.24 Taylor) beschreibt den Fluidstrom zwischen zwei nahegelegenen Oberflächen, bei der Viskositätseffekte im Vergleich zu Trägheitseffekten dominant sind. Der rotierende Zylinder sorgt für eine Instabilität der Strömung, da Zentrifugalkräfte das Fluid an den Außenrand drängen. 1923 beschrieb Taylor seine theoretischen und experimentellen Erkenntnisse zu diesem Phänomen. Wenn die Winkelgeschwindigkeit des Innenzylinders einen kritischen Wert überschreitet, wird die rotierende Couette Strömung instabil und es bilden sich toroidale Wirbel (Taylorwirbel) aus.

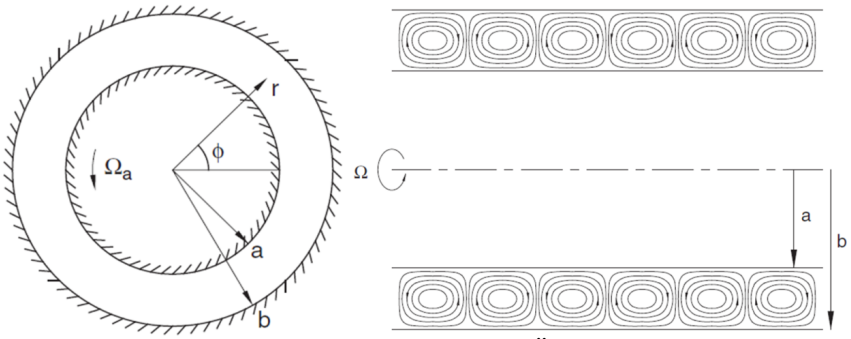


Abbildung 4.24: Darstellung toroidaler Taylorwirbel bei Überschreiten einer kritischen Drehzahl nach [145]

Die in orange eingezeichnete Linie beschreibt die Geschwindigkeit der Anode im Arbeitspunkt. Es zeigt sich, dass die Modelle von Bootsma (gelb), Petroff (dunkelblau) und Bilgen/Boulos (grau) halbwegs ähnliche Ergebnisse liefern. Bilgen und Boulos haben Ihre Ergebnisse auch für hohe Reynoldszahlen experimentell verifiziert [12]. Auf die Formel von Smith und Fuller wird per Kreuzreferenz zugegriffen [125].

Für die weitere Betrachtung wird das Modell von Bilgen/Boulos als Auslegungsgrundlage betrachtet. Hierbei entsteht bei der gewünschten Drehzahl von ca. 220 Hz eine Verlustleistung von etwas unter 5 kW. Im späteren Verlauf dieser Arbeit wird diese Größe als zusätzliche Wärmequelle in der globalen Simulation eingebaut.

4.5.6 Auslegung des Axiallagers

Aus den Anforderungen ist bekannt, dass die axiale Verschiebung der Targets während des Betriebs maximal ±0,1 mm betragen darf. Eine axiale Lagerung ist aufgrund der mechanischen Begrenzung des Rotors vorzusehen. Die Anwendung von SRL als Axiallager ist umfangreich in der Literatur beschrieben [104]. Es existieren sogar konische und kugelförmige SRL [147], welche hier nicht weiter besprochen werden.

Aufgrund der Vielzahl an wissenschaftlichen Untersuchungen an axialen Lagern scheinen die Einsatzszenarien deutlich verbreiteter zu sein. Die Anwendungen axialer SRL erfolgt überwiegend für selbstschließende Dichtungen, die den Vorteil haben, dass das Fluid eines Kreislaufs ebenfalls als Schmiermittel eingesetzt werden kann. Ein schönes Beispiel hierfür ist der Einsatz als berührungslose Lagerung in Rotationsblutpumpen [79]. Die bereits erwähnten Wissenschaftler aus der Einleitung beschäftigten sich fast alle ebenfalls mit axialen Lagerungen. Weiterhin gibt es Detailmodelle zu außerordentlichen Phänomenen wie Kavitationseffekten [67] oder optimierter Rillengeometrie [46]. Üblicherweise lässt sich die spiralförmige Form der Rillen wie folgt beschreiben [71].

$$r = r_{in} e^{\theta \tan \alpha} \tag{4.81}$$

Dabei steht θ für die umlaufende Koordinate und α in diesem Fall für den Rillenwinkel. Die Berechnung der Axiallager erfolgt nach Bootsma [17, 16] in ähnlichem Vorgehen. Die Startwerte zur Bestimmung der relevanten Lagerparameter sind ebenfalls die Filmdicke, die Rillentiefe, Rillenbreite, Nutbreite und der Steigungswinkel. Zu Beginn werden die relevanten Integrale I_j nach Gleichung 4.82 für rechteckige Rillen berechnet.

$$I_j = \frac{\gamma + (1 + H_0)^j}{1 + \gamma} \qquad j = -4, -3, -2, -1, 1, 2, 3 \tag{4.82}$$

Darauffolgend werden die Koeffizienten bestimmt. Sie lauten:

$$\begin{aligned}
G_0 &= -\left|\sin\alpha\right|\cos\alpha\ \left(I_{+1} - \frac{I_{-2}}{I_{-3}}\right)\\
C_0 &= \sin^2\alpha\ I_{+3} + \cos^2\alpha\frac{1}{I_{-3}}\\
G_1 &= -3\left|\sin\alpha\right|\cos\alpha\ \left(1 - \frac{I_{-2}I_{-4}}{I_{-3}^2}\right)\\
C_1 &= 3\sin^2\alpha\ I_{+2} + 3\cos\alpha\frac{I_{-4}}{I_{-3}^2}\\
g_1 &= -\frac{G_0}{C_0}\\
g_{11} &= \frac{C_0G_1 - G_0C_1}{C_0^2}\\
g_2 &= I_{-1} + \frac{3\sin^2\alpha\ I_{+3}\left(I_{-1} - \frac{I_{-2}^2}{I_{-3}}\right)}{C_0}
\end{aligned} \tag{4.83}$$

Die Beiwerte B_p, B_ϕ und B_s bestimmen sich in Abhängigkeit der Lagerausführung. Für den Fall eines Fischgrätenmusters und einer nicht komplett gerillten Lagerfläche ergibt sich

$$B_p = B_s = \frac{3}{4}\pi\ \eta\ \omega\ \left(R_a^2 - R_i^2\right)^2 \tag{4.84}$$

$$B_\phi = \frac{1}{2}\pi\ \eta\ \omega\ \left(R_a^4 - R_i^4\right) \tag{4.85}$$

Die relevanten Parameter Tragfähigkeit P_z, Steifigkeit dP_z/de_z und die Verlustleistung ϕ lassen sich wie folgt ausdrücken:

$$P_z = B_p\frac{1}{h_r^2}g_1 \tag{4.86}$$

$$\phi = B_\phi\frac{1}{h_r}g_2 \tag{4.87}$$

$$\left(\frac{dP_z}{de_z}\right) = B_s\frac{1}{h_r^3}g_{11} \tag{4.88}$$

Die Geschwindigkeit, bei der das Lager abhebt, bzw. die konstante Schmierfilmdicke aufgebaut wird, bestimmt sich zu

$$\omega_{takeoff} = \frac{\omega\ H_0^2\ g_1}{\left|\cot\alpha\right|} \tag{4.89}$$

Die Abhebegeschwindigkeit wird hier nur zur Vollständigkeit erwähnt. Für Anwendungen, bei denen das Axiallager die Gravitation überwinden muss, ist dieser Wert von hoher Bedeutung. Bei der hier vorgesehenen, lediglich axialen Führung, ist die „Abhebegeschwindigkeit“demnach irrelevant. Nach Bootsma lässt sich das Lager relativ einfach hinsichtlich der Steifigkeit optimieren. Der Wert P_z wird maximal, wenn g_1 maximal wird. Diese Funktion wird maximal für die folgenden Werte: $\alpha = 16°$, $\gamma = 1$ und $H_0 = 2.65$.

Die Tabelle 4.5 zeigt die Parameter und die berechneten Ergebnisse. Daraus ist ersichtlich, dass für das Tiefenverhältnis H_0 nicht der optimale Wert gewählt werden konnte. Grund dafür ist der Abstand zwischen stehenden und rotierenden Teilen, die für den Fall erhöhter thermischer Ausdehnung einen gewissen Sicherheitsabstand zueinander haben sollten.

Tabelle 4.5: Lagerparameter des axialen Spiralrillengleitlagers

Lagerparameter	Bezeichnung	Größe
b_g	Rillenbreite	15 mm
b_r	Dammbreite	17 mm
h_g	Rillentiefe	60 µm
h_r	Dammtiefe	40 µm
H_0	Verhältnis Damm- zu Rillentiefe	1.5
γ	Verhältnis Damm- zu Rillenbreite	1.13
α	Rillenwinkel	16°
ρ	Dichte Schmiermittel	6,44 g cm^{-3}
R_a	Lageraußenradius	40,0 mm
R_i	Lagerinnenradius	26,0 mm
Ergebnis	Bezeichnung	Größe
P_z	Lagerkapazität	412,0 N
$\frac{dP_z}{d_e z}$	Lagersteifigkeit	29,2 N µm^{-1}
Φ	Reibungsverluste	437,5 W

Abschließend zu diesem Kapitel zeigt Abbildung 4.25 eine Darstellung der sogenannten Achse, die den gerillten Teil der Lagerstruktur aufweist. Auf der Rückseite des Steges befindet sich ebenfalls eine Lagerstruktur. Das Konzept basiert auf der Annahme, dass der nicht gerillte Teil rotiert und von außen über die Achse geschoben wird. Aus diesem Grund muss der Rotor zwangsweise aus mindestens zwei Teilen ausgeführt werden, die jeweils von links und rechts über die Achse gesteckt und auf Höhe des Steges miteinander verbunden werden. Dieses Konzept dient als Grundlage für die Auslegung der Antriebseinheit, die im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird.

Abbildung 4.25: Finale Lagergeometrie mit Radialrillengleitlager und axialem Spiralrillenlager

Kapitel 5

Entwurf des Antriebssystems

Im Rahmen dieses Kapitels wird der Antrieb, bestehend aus rotierenden Teilen, dem Target und dem Elektromotor ausgelegt. Begonnen wird mit der Gestaltung der zwei rotierenden Rotorträger. Nach Abschluss der Komponentengestaltung erfolgt eine numerische Simulation des gesamten Verbundes unter der Berücksichtigung sämtlicher thermomechanischer Randbedingungen. Darauffolgend wird der Stator und die Drehmomentübertragung des Elektromotors unter Berücksichtigung der Vakuumgrenze behandelt. Abschließend werden die Aspekte der Fertigung und der Beschichtung zur Vermeidung von Korrosion betrachtet.

5.1 Rotorträger

Die Rotorbaugruppe besteht aus den zwei Rotorträgern. Der Rotorträger-links (vgl. Abbildung 5.1) enthält zwei Wuchtscheiben und ein Blechpaket aus Dynamoblech, welches den Läufer des Antriebs darstellt. Eine Wuchtscheibe ist bereits vorgedreht und die andere wird linksseitig aufgeschrumpft. Für den linken Teil kommt der Edelstahl 1.4550 zum Einsatz [97]. Der Rotorträger-rechts bildet die Anschlussstelle für das Target. Als Grundmaterial wird der Edelstahl 1.4021 verwendet (Datenblatt [36]). Es ist zu erwarten, dass sich der Rotorträger-rechts durch den direkten Kontakt zum Target deutlich stärker aufheizt als der linke Teil. Die Wahl der Werkstoffe ist auf die Eignung bei Temperaturen bis 400 °C zurückzuführen und basiert auf unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten. Die Berechnung der Trägheitsmomente und der Massen erfolgt direkt aus der Computer-Aided-Design (CAD)-Anwendung und ist der Tabelle 5.1 zu entnehmen.

Tabelle 5.1: Massen und Trägheitsmomente der Rotorkomponenten

Komponente	Masse in kg	Trägheit polar in kg mm^2	Trägheit lateral in kg mm^2
Rotorträger links	5,99	8568,45	45119,51
Rotorträger rechts	7,65	17296,95	214834,08
Wuchtscheibe links	0,77	1757,97	11517,89
Rotor	9,71	23850,40	37863,20
Schrauben Rotor	0,04	vernachlässigt	vernachlässigt
Target	16,50	119374,29	726572,74
Gesamt	40,66	170848,06	1035907,42

Für die Fertigungszeichnungen der Rotorträger wird auf die Anhänge B.3, B.2 und B.5 verwiesen. Am linken und rechten Rand sind beide Rotorträger verlängert ausgeführt. Das linke Wellenende ist verlängert ausgeführt und dient zur vereinfachten Auflage auf einer Wuchtmaschine. Der rechte Überstand umhüllt die darunterliegende Achse, sodass Streuelektronen später ebenfalls auf der rotierenden Welle verteilt werden. Andererseits würden die Rückstreuelektronen die Achse statisch erhitzen, was zu ungewollten lokalen Wärmedehnungen führen könnte.

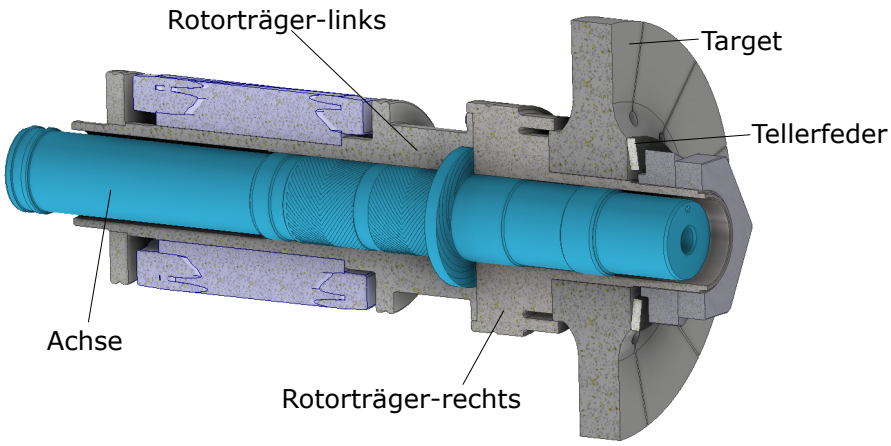


Abbildung 5.1: Rotorbaugruppe bestehend aus Achse, zwei Rotorträgern, Target und Tellerfeder

5.2 Target

Vorab ist anzumerken, dass die Auslegung des Targets in enger Abstimmung mit dem Lehrstuhl für Leichtbau und Produktentwicklung (LPL) der Technischen Universität München erfolgt ist. Zur Vollständigkeit der Arbeit wird die Auslegung der Targetstruktur nur in kurzem Umfang beschrieben.

Die Leistungsverteilung (90 kW) in einem Volumen mit der Größe eines menschlichen Haares stellt eine enorme thermomechanische Belastung dar. Die Rotation verteilt die Wärme zwar entlang des Umfangs, jedoch birgt sie neue Herausforderungen. Um Schäden infolge thermischer Spannungen und Vakuumkontamination durch das Verdampfen des Anodenmaterials zu vermeiden, ist die Bestimmung des Temperaturverhaltens von entscheidender Bedeutung. Die relevanten Grundlagen des Wärmekapazitäts- bzw. Wärmeleitungslimits wurden in Kapitel 2.4 vorgestellt.

5.2.1 Brennbahn Benchmark

Mit Drehfrequenzen von 200 Hz heizt sich das Target bei globaler Betrachtung gewissermaßen homogen auf, auch wenn die Wärme lediglich an einer Stelle eingebracht wird. Durch die Rotation erfährt die gesamte Brennbahn innerhalb von einer Sekunde 200 Temperaturhübe. Aus dieser Betrachtung leiten sich zwei Phänomene ab. Zum einen lässt sich die Wärmequelle als homogen verteilt auf der gesamten Brennbahn annehmen (globale Betrachtung). Zum anderen ist der Temperaturhub im Brennfleck fast instantan, was zu einer schockartigen Belastung führt (lokale Betrachtung). Die Modellierung der mikroskopischen Effekte innerhalb der Brennbahn ist aufwendig und erfordert exakte nichtlineare Materialmodelle. Angesichts dessen wird eine Benchmark-Methode gewählt, bei der die Brennfleckparameter mit einer kommerziellen Röntgenröhre verglichen werden, die in bestimmten Aspekten ähnliche thermische Eigenschaften aufweist. Die Stratonröhre [1] (vgl. Abbildung 2.9) ist eine leistungsstarke Computertomographie (CT)-Röhre, die hauptsächlich durch konvektive Kühlung arbeitet. Für die Stratonröhe lässt sich die Temperaturerhöhung infolge des Wärmeleitungslimits (vgl. Gleichung 2.6) und Wärmekapazitätslimits (vgl. Gleichung 2.8) bestimmen, und mit den entsprechenden Werten der vorliegenden Targetgeometrie der LFXT vergleichen.

[1] Siemens Healthineers AG, Erlangen, Deutschland

Die Brennbahn der Stratonröhre und der LFXT bestehen aus einer Wolfram-Rhenium-Legierung (W-5%Re) mit den folgenden thermischen Kennwerten: ($\rho = 19\,800\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, $c = 138\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$, und $\lambda = 167\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$) [26, 143]. Die Stratonröhre hat einen Brennbahnradius von 48 mm bei einer Drehfrequenz von 150 Hz, was zu einer Oberflächengeschwindigkeit von $v = 45{,}2\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ führt [122]. Die maximale Leistungsdichte wird bei Brennfleckabmessungen von $0.6 \times 0{,}7\,\mathrm{mm^2}$ erzielt, wobei die Stratonröhre für 20 s bei 42 kW betrieben wird. Die Leistungsdichte ergibt sich zu $1{,}22 \times 10^{10}\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ bis $1{,}56 \times 10^{10}\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, je nach Winkellage der Anodenoberfläche zum Primärstrahl. Mithilfe dieser Parameter wurde eine Monte-Carlo-Simulation [2] durchgeführt. Für das Wärmekapazitätslimit ergibt die Monte-Carlo-Simulation eine Eindringtiefe d von 10,8 µm für die Stratonröhre bei einer Beschleunigungsspannung von (150 kV) und 29,7 µm für die LFXT bei (300 kV). Bei der LFXT betragen die Brennfleckabmessungen $0.05 \times 20\,\mathrm{mm^2}$, was bei einer Vernachlässigung der Rückstreuelektronen zu einer Leistungsdichte von $9{,}0 \times 10^{10}\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ führt [162].

Vergleicht man den Temperaturanstieg im Brennfleck der beiden Systeme, so lässt sich erkennen, dass die Stratonröhre klar im Wärmeleitungsbereich arbeitet, da der Brennfleck viel breiter ist, als die geforderte Übergangsbreite. Der Temperaturanstieg bei der LFXT beträgt $T_{LFXT} = 294\,\mathrm{K}$, wobei die Stratonröhre nach dieser Metrik einen Temperaturanstieg von $T_{Straton} = 4531\,\mathrm{K}$ verzeichnet. Der Temperaturanstieg ist für eine Wolfram-Rhenium-Legierung deutlich zu groß [112, 26]. Die Berücksichtigung rückgestreuter Elektronen reduziert jedoch die absorbierte Leistung von 42 kW auf 25 kW, was den erwarteten Temperaturanstieg von $T_{\mathrm{Strat,25\,kW}} = 2734\,\mathrm{K}$ auf einen akzeptablen Bereich herabsenkt.

Als Folge dessen ist davon auszugehen, dass die thermomechanischen Spannungen im Brennfleck aufgrund der deutlich geringeren Temperatur für die Brennbahn keine Versagensbedrohung darstellen. Weiterführend wird die globale Festigkeit des Targets numerisch nachgerechnet.

[2] in Zusammenarbeit mit dem Helmholtz Zentrum München (HMGU) [161]

5.2.2 Numerische Berechnung

Die meisten Hochleistungs-Röntgentargets basieren heutzutage auf Molybdän- und Wolfram-Rhenium-Legierungen, um ein Gleichgewicht zwischen hoher Röntgenproduktionsleistung, einem hohen Schmelzpunkt, einer hohen Wärmeleitfähigkeit und einer hohen mechanischer Festigkeit zu bieten. Bei den üblichen leistungsstarken Röntgenanoden beträgt der Außendurchmesser der rotierenden Anode bis zu 200 mm bei Rotationsgeschwindigkeiten im Bereich von 50 Hz bis 100 Hz [11]. Abbildung 5.2 zeigt eine Skizze der Targetgeometrie.

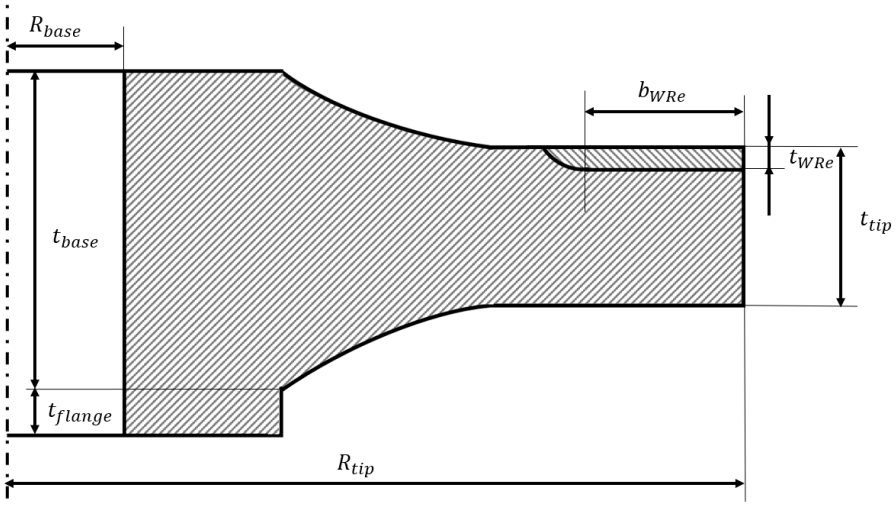


Abbildung 5.2: Targetgeometrie R Radius, t Dicke und b_{WRe} Wolfram-Rhenium-Brennbahn [162]

Aufgrund der LFXT Anforderungen an die Oberflächengeschwindigkeit und die Wärmekapazität wurde ein größeres Target mit einem Durchmesser von 240 mm bei einer Rotationsgeschwindigkeit von 200 Hz eingesetzt. Hauptgrund für die Parameter sind die Werkzeugbeschränkungen der Anodenhersteller. Die Vergrößerung führt zu erhöhten rotationsbedingten Spannungen im Bauteil. Beim Entwurfsprozess wurde darauf geachtet, die mechanischen Spannungen durch die Wahl eines geeigneten Profils und das Hinzufügen von Entlastungsbohrungen zu verringern. Zusätzlich ist das Target mit einer Dicke von maximal 50 mm ausgeführt, um die thermisch bedingte Biegung aufgrund eines ungleichmäßigen Wärmeeintrags zu minimieren. Anhang B.4 zeigt die detaillierte technische Zeichnung des Targets.

Im Rahmen einer numerischen FEM Rechnung wird der globale Lastfall mit einer homogenen Wärmequelle und der geforderten Rotationsgeschwindigkeit nachgerechnet. Für die Auslegung ist dabei relevant, dass der konservative Fall (ohne Rückstreuelektronen) und die tatsächliche Wärmelast (mit Rückstreuelektronen) berechnet wird. Da das Target rotationssymmetrisch ist, lässt sich der Rechenaufwand reduzieren, indem ein 30°-Segment mit rotationssymmetrischer Randbedingung gewählt wird. Abbildung 5.3 zeigt eine Veranschaulichung.

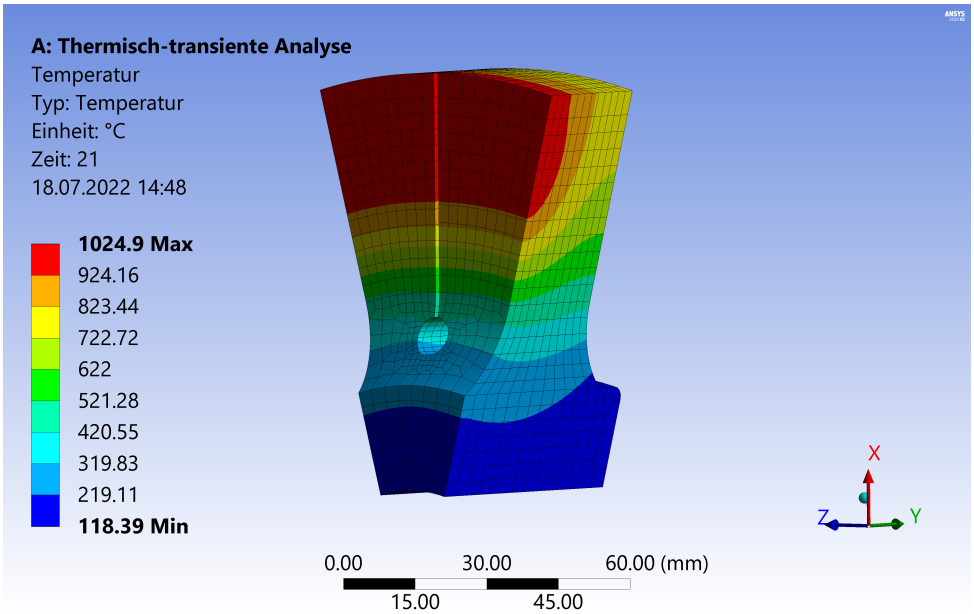


Abbildung 5.3: FEM-Modell des Targets mit heaxagonalem Gitter und Wärmeverteilung

Als Material wird eine Titan-Zirkonium-Molybdänlegierung (TZM)[146] eingesetzt. Die sehr dünne Wolfram-Rhenium-Brennbahn wird vernachlässigt. Für das Materialmodell werden die temperaturabhängigen Größen nach [94] verwendet. Eine Übersicht der relevanten Größen zeigt die Abbildung 5.4.

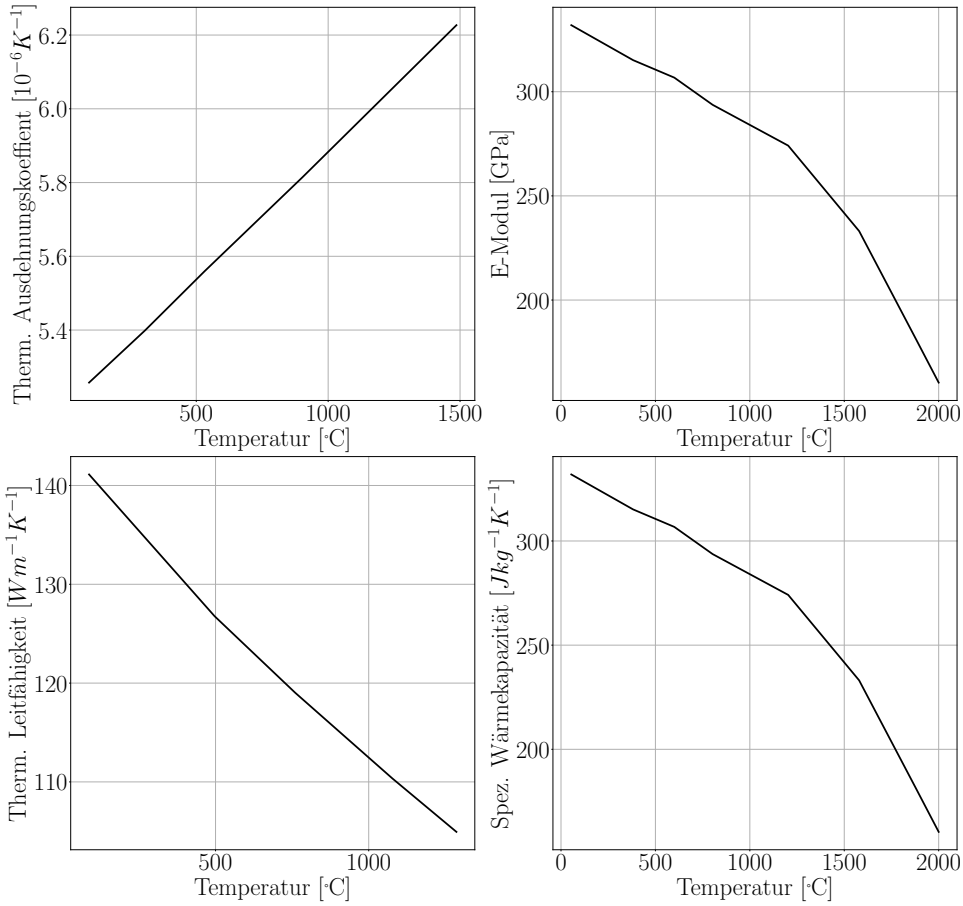


Abbildung 5.4: Werkstoffeigenschaften von TZM in Abhängigkeit der Temperatur nach [94]

Auf die Segmente wird im Bereich der Brennbahn eine homogene Wärmequelle aufgetragen, die mit einem Zwölftel (30°-Segment) der Gesamtleistung beaufschlagt wird. Wärmestrahlung

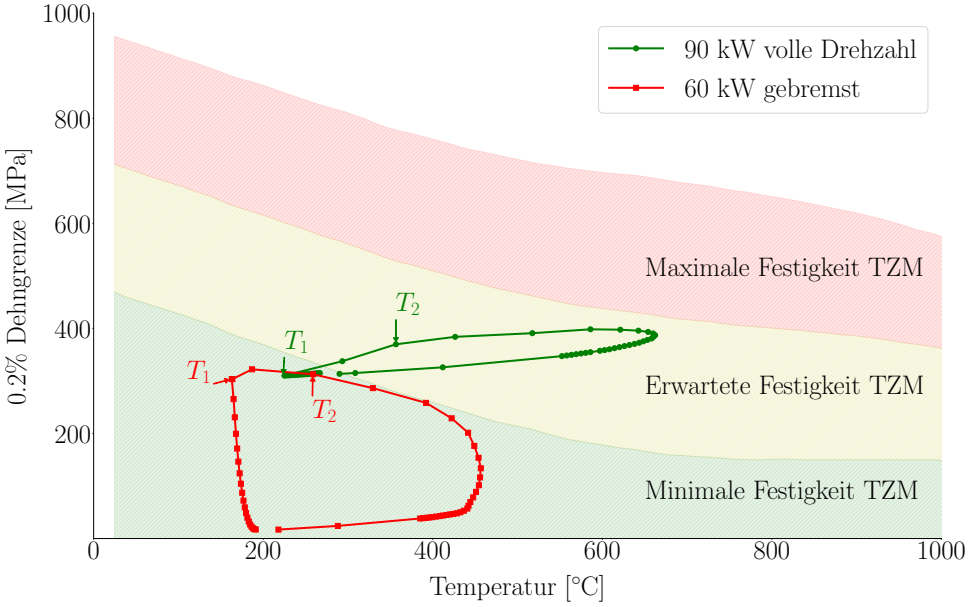
wird komplett vernachlässigt, da es sich lediglich um die mittlere Brennbahntemperatur handelt und eine zusätzliche Sicherheit mit sich bringt. Am hinteren Absatz des Targets wird eine Wärmesenkerandbedingung mit einem Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha = 5000\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ und einer Umgebungstemperatur von $T = 50\,^{\circ}\mathrm{C}$ definiert. Der Wärmeübergangskoeffizient bestimmt sich dabei in Abhängigkeit des Anpressdrucks, der Werkstoffpaarung und der Oberflächengüte. Die Berechnung dieser Kenngröße erfolgt bei der Betrachtung des Gesamtverbundes (Kapitel 5.3).

Im ersten Schritt erfolgt eine transiente thermische Simulation, bei der das Temperaturprofil des Modells im betrachteten Zeitfenster 0 s bis 180 s berechnet wird. Die Ergebnisse lassen sich anschließend mit dem mechanischen Solver der FEM-Anwendung koppeln, sodass die Spannungen in Abhängigkeit der Temperatur berechnet werden können. Da metallische Werkstoffe ihre Festigkeiten bei erhöhten Temperaturen verlieren, ist es von deutlich größerer Bedeutung die Spannung in Abhängigkeit der Temperatur zu kennen, als in Abhängigkeit der Zeit.

In der mechanischen Simulation wird in Addition zur thermischen Last eine Rotationsbewegung simuliert, die einen zusätzlichen Einfluss auf die Spannungen einbringt.

Zwei Szenarien werden unterschieden. Im ersten Fall werden die vollen 90 kW aufgebracht und dabei rotiert das Target dauerhaft. Im zweiten Ansatz wird das Target mit Abschluss des Schusses bei $t = 20\,\mathrm{s}$ sofort abgebremst und die Rückstreuelektronen werden berücksichtigt, sodass sich die Gesamtlast auf 60 kW absenkt. Die Wärmefront erreicht die Innenbohrung des Targets erst nach ca. einer Minute, sodass die Spannungen im Bereich des Innendurchmessers sehr kritisch für die Auslegung des Targets sind. Zeitlich wird das Intervall zwischen Bestrahlung und Kühlung viermal wiederholt, da hier die maximalen Temperaturen konvergieren.

Die Abbildung 5.5 zeigt die Spannungs-Temperatur-Kurven am inneren Radius des Targets (R_{base}). Dazu ist $0,2\%$-Dehngrenze aufgetragen. Da eine Anode dieser Größe noch nicht hergestellt wurde, kann die tatsächliche Festigkeit des Materials nicht genau bestimmt werden. Die dargestellte maximale Festigkeit bezieht sich auf ein spannungsarmes Blech von 2 mm Dicke aus TZM. Die Mindestfestigkeit bezieht sich auf den rekristallisierten Zustand des Blechs. Abhängig vom Grad der Verformung während des Herstellungsprozesses entspricht die zu erwartende Festigkeit nahezu dem Mittelwert zwischen dem Minimum (rekristallisiert) und dem Maximum [162].



Zeit	Temperatur	Spannung
$T_{1,90\,\text{kW}}$	223,7 °C	310,1 MPa
$T_{2,90\,\text{kW}}$	356,6 °C	383,6 MPa
$T_{1,60\,\text{kW}}$	162,2 °C	303,4 MPa
$T_{2,60\,\text{kW}}$	258,6 °C	312,6 MPa

Abbildung 5.5: Spannungs-Temperatur-Verhältnis am inneren Targetdurchmesser während des vierten Bestrahlungszyklus. T_1 bezeichnet den Beginn der Bestrahlung und T_2 das Ende der Bestrahlung. Die grüne Linie stellt die Gesamtstrahlleistung und eine kontinuierliche Drehung des Targets dar. Die rote Linie berücksichtigt rückgestreute Elektronen und das Abbremsen des Targets nach der Bestrahlung [162]

Somit ist die Festigkeit des Targets sowohl lokal an der Brennbahn als auch global durch Rotation und Wärmelast bestimmt. Im Folgenden wird auf die Anbindung des Targets zum Rotorträger-rechts genauer eingegangen.

5.3 Verbundberechnungen

Neben der Festigkeit des Targets ist der Verbund mit dem Rotorträger-rechts genau zu betrachten. Hierfür wird im ersten Schritt eine analytische Vorbetrachtung der relevanten Größen vorgenommen. Diese beinhaltet drei wesentliche Punkte. Im ersten Teil ist die radiale Presspassung des Targets im Rotorträger zu untersuchen. Würde das Target mit Untermaß auf den Rotorträger geschoben werden, so besteht das Risiko, dass es durch die thermische Aufweitung den Presssitz verliert und keine Drehmomentenübertragung mehr möglich ist. Alternativ dazu ist am Kragen ein Absatz ausgeführt (t_{flange}), der von einem Bund im Rotorträger gehalten wird. Abbildung 5.6 zeigt eine Veranschaulichung.

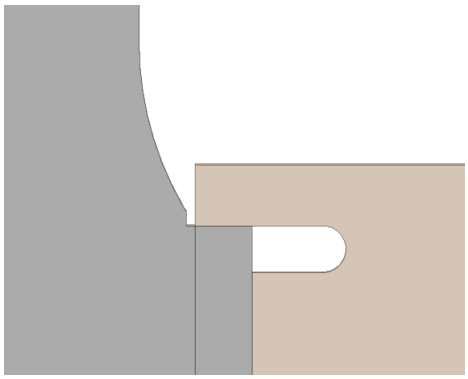


Abbildung 5.6: Radialer Zentriersitz des Targets. Grau: Target. Braun: Kragen des Rotorträger-rechts

Es ist zu erwarten, dass der Rotor unter thermischer Last stark radial aufgeweitet wird. Die Fügetoleranzen müssen dennoch so bestimmt werden, dass der Sitz das gesamte Drehmoment theoretisch an das Target übertragen kann. Dies ist eine sehr konservative Annahme, da durch die axiale Anpressung des Targets ebenfalls Drehmoment übertragen wird. Dem zufolge sind für den ersten Arbeitspunkt das Fügemaß und die resultierenden Spannungen zu berechnen.

Im zweiten Arbeitspunkt ist die kalte Rotation zu überprüfen. Hier findet eine Überlagerung der Presspassung und der Zentrifugalspannungen statt. Die Berechnung erfolgt mit den Ergebnissen des ersten Arbeitspunktes und wird mit FEM durchgeführt.

Im dritten Punkt addiert sich der Einfluss der thermischen Dehnung, was erwartungsgemäß den kritischsten Punkt darstellt. Die Ergebnisse aus den ersten beiden Arbeitspunkten werden zu Grunde gelegt. Die thermischen Spannungen an der Trennstelle werden zum Zeitpunkt des maximalen Temperaturunterschiedes zwischen Target und Rotorträger bestimmt. Für die Berechnungen sind eine Reihe von geometrischen- und Materialparametern festzulegen, die in Tabelle 5.2 abgebildet sind.

Tabelle 5.2: Parameter zur Analytischen Vorbetrachtung. Für Stahl gilt 1.4021 nach [36]

Parameter	Symbol	Wert
Außendurchmesser Rotorträger	d_{aa}	124,0 mm
Innendurchmesser Rotorträger	d_{ai}	110,0 mm
Außendurchmesser Target	d_{ia}	110,0 mm
Innendurchmesser Target	d_{ii}	62,0 mm
Länge Target	l_t	52,0 mm
E-Modul TZM	E_M	320,0 GPa
E-Modul Stahl	E_S	210,0 GPa
Dichte TZM	ρ_M	$10\,220\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$
Dichte Stahl	ρ_S	$7850\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$
Streckgrenze Stahl	R_{eS}	500 MPa
Streckgrenze TZM	R_{eM}	700 MPa
Thermischer Ausdehnungskoeffizient TZM	α_M	$5.2 \cdot 10^{-6}\mathrm{K}^{-1}$
Thermischer Ausdehnungskoeffizient Stahl	α_S	$16.0 \cdot 10^{-6}\mathrm{K}^{-1}$
Spezifische Wärmekapazität TZM	c_M	$250{,}0\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$
Spezifische Wärmekapazität Stahl	c_S	$434{,}0\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$
Wärmeleitfähigkeit TZM	λ_M	$110{,}0\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$
Wärmeleitfähigkeit Stahl	λ_S	$60{,}5\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$
Druckfestigkeit TZM	H_M	1.961×10^3MPa
Druckfestigkeit Stahl	H_S	770 MPa
Polares Trägheitsmoment Target	J_t	$0{,}119\,\mathrm{kg\,m^2}$
Drehfrequenz	f	250 Hz
Hochlaufzeit	Δt	60 s
Anpressdruck	d_{aa}	$p = 2{,}5$ MPa
Kontaktfläche axial	A_{fa}	$7888{,}5\,\mathrm{mm^2}$
Reibwert Gewinde	μ_g	0.15
Reibwert Mutterkopf	μ_k	0.15
Mittlerer Kopfdurchmesser Mutter	d_{km}	72 mm
Flankendurchmesser M64x2.0	d_f	62,7 mm
Flankenwinkel M64x2.0	α_f	60 0°
Steigungswinkel M64x2.0	ϕ	0,58°
Reibwert axiale Auflagefläche	μ_{fa}	0.15
Oberflächenrauigkeit	R_a	6,3 µm
Fügelänge	l_f	3,0 mm

Radiale Pressung Target Rotorträger

Die Berechnung der relevanten Schrumpfmaße erfolgt nach gängiger Vorgehensweise der Maschinenelementeberechnung [163]. Ziel ist es, die erforderliche Passung möglichst exakt auszulegen, um für die spätere thermische Dehnung maximale Reserven zu lassen. Das übertragbare Drehmoment bestehend aus Beschleunigungsmoment und Reibmoment des Lagers werden als Auslegungsgrundlage definiert. Zur sicheren Übertragung der Kräfte wird der Sicherheitsfaktor $S_f = 2$ eingeführt.

$$M_{gesamt} = M_{reibung} + J_t \Delta t = 15{,}0\,\mathrm{N\,m}$$

Anknüpfend lässt sich die erforderliche Rutschkraft zur Übertragung des Drehmoments bestimmen.

$$F_r = S_f \left(\frac{2M_{gesamt}}{d_{ai}} \right) = 1091\,\mathrm{N}$$

Die erforderliche Fläche für die Flächenpressung ergibt sich zu

$$A_f = \pi l_f d_{ai} = 1.04 \times 10^{-3}\mathrm{m}^2$$

Bei der Fugenpressung entstehen Spannung in radialer und tangentialer Richtung sowohl im Target, als auch im Rotorträger. Für die Berechnung einstufiger Pressverbände sind zunächst die Durchmesserverhältnisse Q_a und Q_i zu bestimmen.

$$Q_a = \frac{D_{ai}}{D_{aa}} = 0.887$$
$$Q_i = \frac{D_{ii}}{D_{ia}} = 0.311$$

Über das zu übertragende Drehmoment M_{gsamt}, den Fügedurchmesser d_{ai} und der Kontaktfläche A_f lässt sich die kleinste erforderliche Flächenpressung p_{fmin} bestimmen.

$$p_{fmin} = \frac{2S_f T}{D_f A_f \mu} = 7{,}02\,\text{MPa}$$

Die Vergleichsspannungen und die jeweilig zulässigen maximalen Vergleichsspannungen ergeben sich zu

$$\sigma_{va} = \frac{2 \cdot p_{fmin}}{1 - Q_a^2} = 65{,}85\,\text{MPa} \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{R_{eS}}{S_f} = 288{,}68\,\text{MPa}$$
$$\sigma_{vi} = \left| -\frac{2 \cdot p_{fmin}}{1 - Q_i^2} \right| = 15{,}58\,\text{MPa} \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{R_{eM}}{S_f} = 404{,}15\,\text{MPa}$$

Mit Zuhilfenahme des Hook'schen Gesetz können die jeweiligen Dehnungen bestimmt werden.

$$\epsilon_{ai} = \frac{p_{fmin}}{E} \left(\frac{1 + Q_a^2}{1 - Q_a^2} + \nu \right) = 2.902 \times 10^{-4}$$
$$\epsilon_{ia} = -\frac{p_{fmin}}{E} \left(\frac{1 + Q_i^2}{1 - Q_i^2} - \nu \right) = -2.003 \times 10^{-5}$$

Mit den berechneten Dehnungen lässt sich unter der Zuhilfenahme der Hilfsgröße K das absolute Haftmaß (Mindestübermaß) Z berechnen

$$K = \left(\frac{1 + Q_i^2}{1 - Q_i^2} - \nu \right) + \frac{1 + Q_a^2}{1 - Q_a^2} + \nu = 9.287$$
$$Z_k = \frac{p_{fmin} D_f}{E} K = 0{,}034\,\text{mm}$$

Für die Bestimmung des oberen Übermaßes ist zunächst das kritischere Bauteil zu prüfen. Die Bestimmung der Vergleichsspannung wird für das Außenteil und das Innenteil durchgeführt.

$$p_{fga} \leq \frac{R_{eM}}{S_f} \cdot \frac{1 - Q_a^2}{\sqrt{3}} \leq 30{,}75\,\text{MPa}$$

$$p_{fgi} \leq \frac{R_{eM}}{S_f} \cdot \frac{1 - Q_i^2}{\sqrt{3}} \leq 182{,}58\,\text{MPa}$$

Die kleine zulässige Flächenpressung wird verwendet, um das maximal zulässige Haftmaß Z_g zu bestimmen.

$$Z_g = \frac{p_{fga} D_f}{E} \cdot K = 0{,}15\,\text{mm}$$

Die Glättungszahl G kompensiert Rauheitseffekte. Unter Einbezug dieses Wertes lassen sich die maximalen Übermaße U_u und U_o berechnen.

$$G = 0.8\,(R_{za} + (R_{zi}) = 0{,}010\,\text{mm}$$
$$U_u = Z_k + G = 0.044mm$$
$$U_o = Z_g + G = 0.159mm$$

Für die weitere Rechnung ist lediglich das Mindesübermaß U_u relevant. Ausgehend hiervon lässt sich die Passung R6 mit einem oberen Abmaß von -0.047mm und einem unteren Abmaß von -0.069mm festlegen. Definiert man das Passmaß des Targets auf -0 und $+0.01$, so ergibt sich das maximale Übermaß zu 0.057mm und das minimale Übermaß zu 0.047mm.

Setzt man das maximale Übermaß in die Vergleichsspannung ein, so lässt sich diese mit dem neuen Wert bestimmen.

$$p_{ftat} = \frac{Z_{tat} E_M}{K d_{ai}} = 14.185\text{MPa}$$
$$\sigma_{vai} = \frac{2 p_{ftat}}{1 - Q_a^2} = 133.152\text{MPa}$$

Für den schlechtesten Fall des größten Übermaßes ist die Vergleichsspannung mit ca. 135 MPa bereits sehr hoch. Die Kerbwirkung ist hierbei noch nicht berücksichtigt, sodass in der FEM-Rechnung noch höhere Spannung mit bis zu Faktor zwei zu erwarten sind. Die Berechnung der Kerbwirkung erfolgt ausschließlich numerisch. Abschließend ist die Fügetemperatur zu bestimmen, um die maximale Dehnung zu überwinden.

$$\Delta T_{min} = \frac{\frac{0.069\text{mm}}{d_{ai}}}{\alpha_s} = 110.57\text{K}$$

Berechnung Wärmeübergang

Die spätere Aufweitung des Targets ist maßgeblich durch die Temperatur getrieben. Der Verbund ist möglichst so zu gestalten, dass die Wärmeabfuhr zwischen Target und Rotorträger ideal wird. Ansonsten würde sich Wärme im Target speichern und die Dehnung stetig zunehmen.

Für die Berechnung des Wärmekontaktübergangs wird das Modell nach [99] herangezogen. In diesem Modell wird bei der Paarung zweier Werkstoffe zwischen dominanter plastischer und dominanter elastischer Verformung unterschieden. Die Bestimmung erfolgt nach dem Zusammenhang:

$$\gamma = \frac{H}{E' \tan\theta}$$

E' steht dabei für den gemittelten E-Modul der Paare und bestimmt sich wie folgt:

$$\frac{1}{E'} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2 2}{E_2}$$

H steht für die Härte, die Mikic in die Einheit MPa über die Multiplikation der Vickershärte mit dem Faktor 9.807 bestimmt. Der $\tan\theta$ gilt als Neigung und kann allgemein mit 0,1 angenommen werden [47]. Ist γ kleiner als 0,33 kann das plastisch dominante Modell angenommen werden.

$$a_k = 1.13\frac{k\tan\theta}{\sigma}\cdot\left(\frac{p}{H+p}\right)^{0.94}\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$$

σ steht für den Effektivwert der Oberflächenrauhigkeit, der mit $R_a = 1{,}0\,\mu\mathrm{m}$ definiert wird. Aus dem Root-Mean-Square (RMS) ergibt sich ein σ von 1,41 µm. Der Faktor k steht für die mittlere Wärmeleitfähigkeit, die sich nach dem Zusammenhang

$$k = 2\frac{\lambda_M\lambda_S}{\lambda_M+\lambda_S}$$

berechnet. Beim Faktor θ wird ebenfalls ein RMS der beiden Kontaktflächen gebildet. Geht man von einem Anpressdruck $p = 2{,}5\,\mathrm{MPa}$ und einer Oberflächenrauigkeit $R_a = 1{,}0\,\mu\mathrm{m}$ an der Trennstelle aus, so ergibt sich der Wärmeübergangskoeffizient zu $7.516\times10^3\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$.

Anziehdrehmoment

Ausgehend vom Anpressdruck lässt sich das erforderliche Anzugsdrehmoment bestimmen. Dieses ergibt sich aus der Vorspannkraft, dem Moment für die Auflagefläche des Schrauben- bzw. Mutterkopfes und dem Reibmoment der Gewinde.

$$F_m = A_{fa}\cdot p = 19\,720{,}0\,\mathrm{N}$$

$$\tan\rho' = \frac{\mu_g}{\cos\frac{\alpha}{2}}$$

$$M_a = M_k + M_g = F_m\cdot\frac{d_k m}{2}\mu_k + F_m\cdot\frac{d_f}{2}\cdot\tan\phi+\rho' = 208\,\mathrm{N\,m}$$

Um den Anpressdruck dauerhaft aufrecht zu erhalten und Schäden der Pressverbindung zu vermeiden, ist ein Federmechanismus auszulegen, der den gewünschten Anpressdruck dauerhaft aufrecht erhält und zusätzlich axiale Dehnungen kompensiert. Durch die Feder wird die Gesamtauflagefläche der Mutter zusätzlich reduziert, was sich positiv auf das erforderliche Drehmoment auswirkt.

Federauslegung

Das Target zieht sich durch die Rotation axial zusammen und wird durch die thermische Dehnung auseinander gedrückt. Beide maximalen Längenänderungen sind abzufedern, sodass zu jederzeit der definierte Anpressdruck vorhanden ist. Die Federauslegung erfolgt nach der DIN 2093 [39]. Über die Norm lässt sich die grobe Federgeometrie abschätzen. Die geometrischen Begebenheiten des Rotors lassen keine Feder aus der Norm zu, sodass Modifikationen im Außen- und Innendurchmesser nötig sind. Abbildung 5.7 zeigt die genormte Geometrie. Die aus der Norm entnommenen Abmessungen sind Tabelle 5.3 zu entnehmen.

Tabelle 5.3: Federparameter

Parameter	Symbol	Wert
Innendurchmesser	D_i	67.0 mm
Innendurchmesser Feder	D_e	121.0 mm
Durchmesserverhältnis Feder	$\delta_f = \frac{D_e}{D_i}$	1.78
Federweg	h_0	2.6 mm
Federdicke	t/t'	8.0/7.5 mm
Anfangslänge Feder	$l_0 = t' + h_0$	10.1 mm
E-Modul Federstahl	E_f	180 GPa

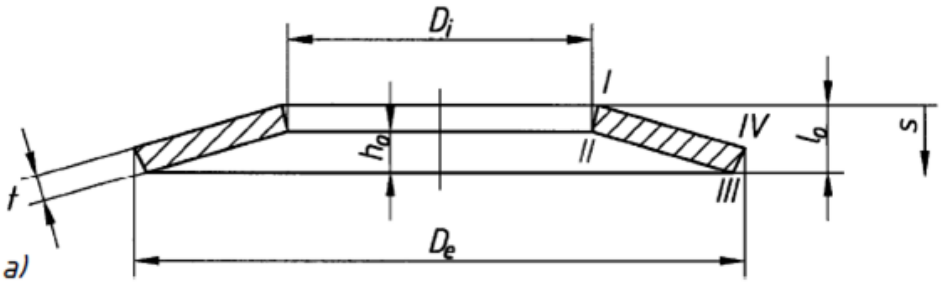


Abbildung 5.7: Nennmaßer Tellerfeder nach DIN 2093

Im ersten Schritt sind die Hilfsgrößen und Konstanten zu bestimmen [62].

$$c_1 = \frac{\left(\frac{t'}{t}\right)^2}{\left(0.25\frac{l_0}{t} - \frac{t'}{t} + 0.75\right)\left(0.625\frac{l_0}{t} - \frac{t'}{t} + 0.375\right)} = 30.28$$

$$c_2 = \left(0.156\left(\frac{l_0}{t} - 1\right)^2 + 1\right) \cdot \frac{c_1}{\left(\frac{t's}{t}\right)^3} = 37.14$$

$$K_1 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\left(\frac{\delta-1}{1}\right)^2}{\frac{\delta+1}{\delta-1} - \frac{2}{\ln\delta}} = 2.02$$

$$K_2 = \frac{6}{\pi} \cdot \frac{\frac{\delta-1}{\ln\delta} - 1}{\ln\delta} = 1.17$$

$$K_3 = \frac{3}{\pi} \cdot \frac{\delta - 1}{\ln\delta} = 1.29$$

$$K_4 = \sqrt{-0.5 \cdot c_1 + \sqrt{(0.5 \cdot c_1)\,2 + c_2}} = 1.81$$

Daraufhin lässt sich die Federkraft F_{feder} in Abhängigkeit der Vorspannlänge s bestimmen.

$$F_{feder}(s) = i\left(\frac{4E_f}{1-\nu^2} \cdot \frac{t^4}{K_1 D_e^2} K_4^2 \frac{s}{t}\left(K_4^2\left(\frac{h_0}{t} - \frac{s}{t}\right)\left(\frac{h_0}{t} - \frac{s}{2t}\right) + 1\right)\right) \tag{5.1}$$

Während die axiale Dehnung bei einer achssymmetrischen Scheibe noch einfach zu rechnen ist, wird für die negative axiale Dehnung während der Rotation auf die FEM-Rechnung zurückgegriffen. Abbildung 5.8 zeigt die negative axiale Dehnung durch Rotation und die positive thermische Dehnung.

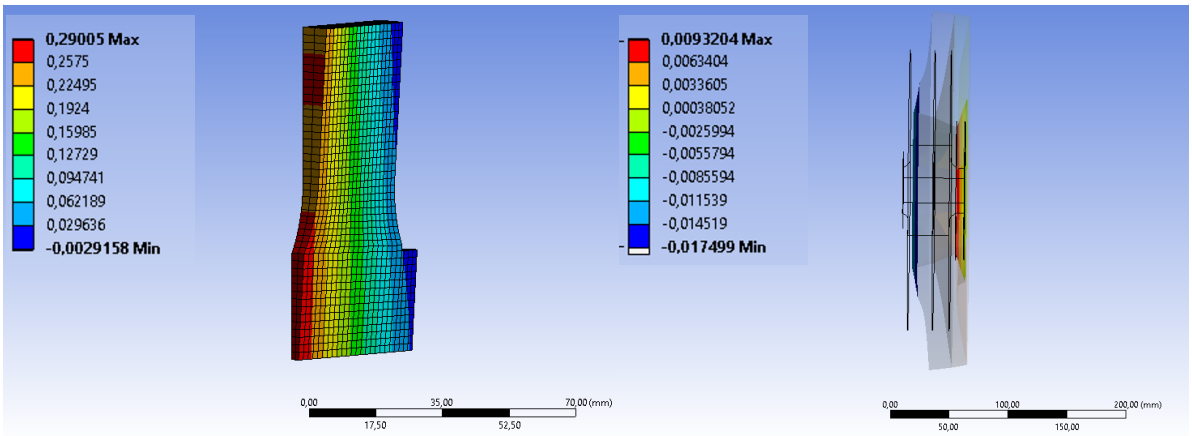


Abbildung 5.8: Links: axiale thermische Dehnung; Rechts: axiale Dehnung durch Rotation

Summiert man die axialen Dehnungen an den Außenseiten zusammen, so ergibt sich eine Längenänderung von $\Delta l_{ax1} = -0{,}027\,\text{mm}$. Im nächsten Schritt ist die maximale axiale Aufweitung der Scheibe zu berechnen. Hieraus lässt sich die maximale Dehnung zu $\Delta l_{ax1} = 0{,}3\,\text{mm}$ bestimmen. Der Zusammenzug ist verhältnismäßig klein und kann durch minimal größere Vorspannung kompensiert werden. Abschließend lässt sich die Federkennlinie mit den relevanten Arbeitspunkten darstellen (siehe Abbildung 5.9). Für die gewählte Darstellung wird die Feder mit $t = 6\,\text{mm}$ empfohlen.

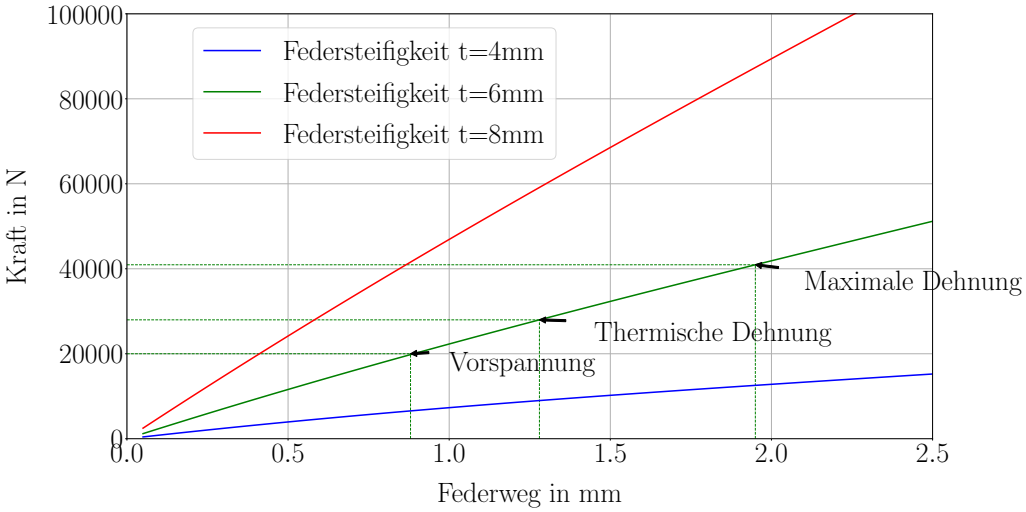


Abbildung 5.9: Federkennlinie

5.4 Globale Berechnung

Für diesen Abschnitt wird der Gesamtverbund bestehend aus Target, Rotorträger und Achse betrachtet. Bei der Berechnung mit FEM ist eine Vernetzung vorzunehmen. Das vereinfachte und vernetzte Modell ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Der Rotorträger-links wird dabei ohne Blechpaket und ohne zusätzliche Wuchtscheibe modelliert, da die Bauteile für die thermomechanische Gesamtbetrachtung irrelevant sind.

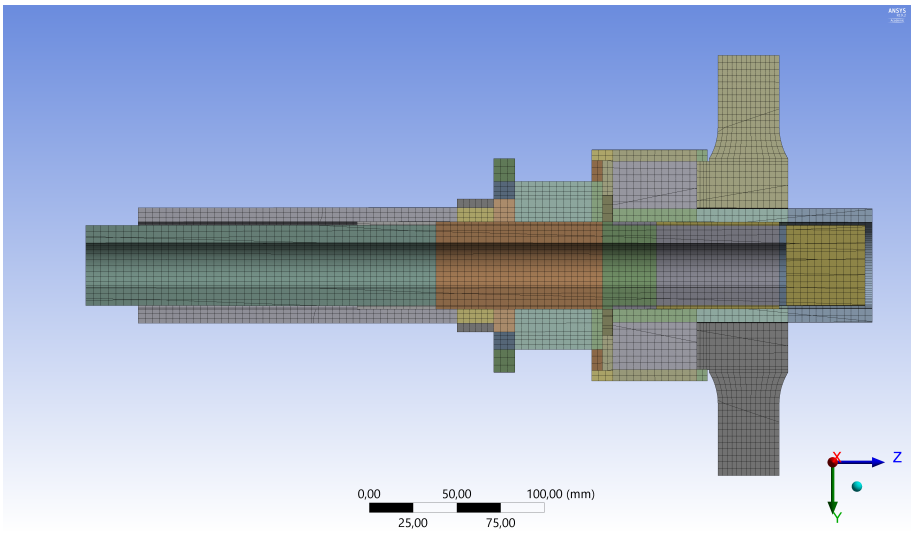


Abbildung 5.10: Hexagonales Netz

Um Rechenzeit zu sparen, wird aus der rotationssymmetrischen Struktur ein Stück mit 3,6° herausgeschnitten. Demnach werden alle absoluten Lasten durch den Faktor 100 geteilt.

Für die thermische Simulation wird das Modell in der Brennbahn für 20 Sekunden mit 90 kW bestrahlt. Als Erstes wird analog zur Targetberechnung nur der thermische Einfluss und die Temperaturverteilung bestimmt. Hierbei wird die Wärmestrahlung ebenfalls vernachlässigt, um konservativ höhere Maximaltemperaturen zu erreichen. Die Berechnung der Spannungen durch Rotation erfolgt später. Das Target besteht aus TZM und der Rotorträger-rechts aus 1.4021. Der Rotorträger-links und die Achse sind aus 1.4550 aufgebaut. Die Feder und die Mutter werden nicht mit modelliert. Die entsprechende Federkraft wird mit 20 kN direkt axial auf das Target aufgebracht. Die beiden Rotorträger werden als fester Verbund (quasi ein Teil) modelliert. Ein möglicher Wärmestau an der Trennstelle ist als unkritisch zu bewerten, da die Wärmeenergie bereits im vorderen Teil des rechten Rotorträgers abgeführt wird.

Zwischen dem Target und dem Rotorträger wird ein axialer, reibungsbehafteter ($\mu = 0.15$) Kontakt mit einem Wärmeübergang von $\alpha = 5000\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ definiert. Dafür wird das Ergebnis aus Kapitel 5.3 nochmals abgerundet. Zusätzlich wird ein radialer, ebenfalls reibungsbehafteter Kontakt zwischen den beiden Teilen definiert ($\mu = 0.15, \alpha = 3000\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$). An der radialen Innenseite des Targets ist ein Spalt zum Rotorträger mit der Größe von 1 mm vorgesehen, sodass hier kein Kontakt vorliegt.

Des weiteren werden Kontakte zwischen den Rotorträgern und der Achse an den Stellen des Flüssigmetalls definiert. Hierbei wird ein Wärmeübergang von $\alpha = 30\,000\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ angesetzt (vgl. Kapitel 4.5.5) [150]. Der höhere Wert rührt aus der Rotation des Rotors um die Achse, was für eine turbulente Strömung und folglich für einen besseren Wärmeübergang sorgt. Die Achse wird von innen mit Wasser gekühlt bei einem Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha = 20\,000\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$und einer konstanten Fluidtemperatur von 45 °C. Die genaue Berechnung

der Kühlkreisläufe, auch in Bezug der Rückstreuelektronen und der Aufwärmung des Gehäuses erfolgt in Kapitel 6.1.

Es werden 2 Lastschritte aufgebracht. Der erste beinhaltet die 20 Sekunden Bestrahlung, der zweite 100 Sekunden Abkühlung. Vorherige Simulationen haben gezeigt, dass sich die Spannungsspitzen in diesem Zeitintervall befinden, sodass dieses Intervall für die Betrachtung ausreicht. Die Berechnung mit wiederholtem Schussbetrieb erfolgt später. Für die Lösung wird das Modell motorseitig festgehalten. Dabei wird der Freiheitsgrad in z-Richtung blockiert. Die wichtigsten Randbedingungen sind nochmals in Abbildung 5.11 dargestellt.

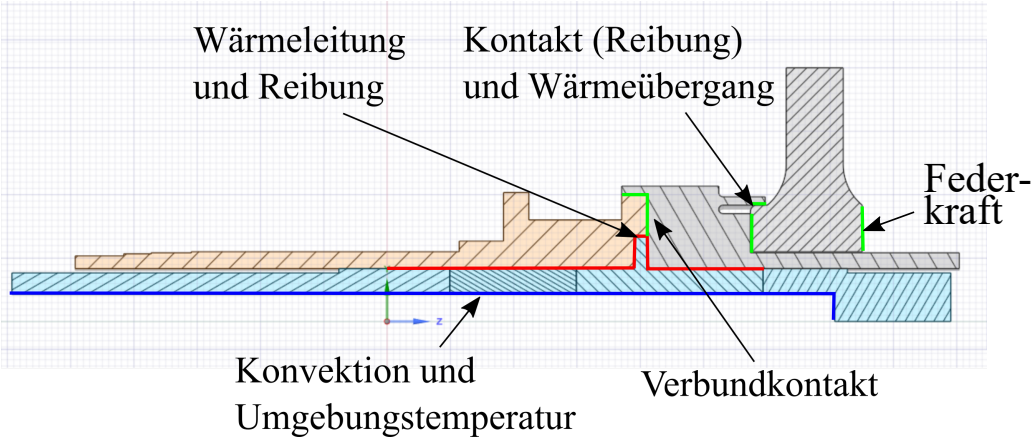


Abbildung 5.11: Überblick wichtigster Randbedingungen (ohne axiale Fixierung)

5.4.1 Arbeitspunkt 1 Presssitz

Durch die Auslegung der Feder können sämtliche axialen Dehnungen kompensiert werden. Eine übermäßige, axiale Verpressung der beiden Teile wird daher ausgeschlossen. Ein radialer Presssitz eignet sich gut für die optimale Zentrierung des Targets. Im vorliegenden Fall ist zusätzlich die Kerbwirkung zu berücksichtigen. Ohne Radien entsteht an der Kerbe des Kragens eine Singularität, die die Spannung hochtreibt. Für die Berücksichtigung der radialen Vorspannung (radialer Presssitz) wird ein Anfangskontakt mit der Durchdringung des schlechtesten Szenarios (0,069 mm Übermaß) vorgegeben. Dies entspricht einer radialen Durchdringung von 0,0345 mm. Im ersten Ergebnis entsteht im Kragen eine Spannung von 427 MPa.

5.4.2 Arbeitspunkt 2 Presssitz Rotation

Für den Kaltbetrieb sind zwei relevante Punkte zu untersuchen. Zum einen ist das Target axial so fest anzudrücken, dass das Drehmoment seitens des Rotorträgers übertragen wird. Dieser Punkt wurde durch die Federauslegung und den radialen Presssitz nachgewiesen. Der radiale Sitz trägt anteilig zur Drehmomentübertragung bei. Dieser Anteil wird in der Auslegung jedoch nicht berücksichtigt. Zum anderen ist die zusätzliche Spannung durch Rotation zu bestimmen. In der numerischen Rechnung wird die bereits vorhandene Spannung des Presssitzes mit der Rotationsspannung überlagert. In dieser Rechnung ergibt sich eine maximale van-Mises Vergleichsspannung von 467 MPa (siehe Abbildung 5.13a).

5.4.3 Arbeitspunkt 3 Presssitz Rotation Temperatur

In Arbeitspunkt 3 ist zu prüfen, ob die radiale Dehnung des Targets am Kragen des Rotorträgers plastische Dehnungen hervorruft. Hierfür könnte eine gekoppelte Simulation durchgeführt werden, die jedoch sehr viel Rechenzeit in Anspruch nimmt, da für jede Temperatur zu jedem Zeitpunkt die entsprechende Spannung berechnet werden muss. Es ist leichter, den Zeitpunkt zu bestimmen, an dem die radiale Dehnung des Targets gegenüber dem Kragen maximal wird. Da sich der Kragen ebenfalls ab einem gewissen Zeitpunkt thermisch bedingt aufweitet, ist dies nicht trivial

zu beantworten. Hierfür werden grobe Zeitschritte im Abstand von 10 Sekunden gewählt. Es wird für die Zeitpunkte von $t = 30\,\mathrm{s}$ bis $t = 100\,\mathrm{s}$ die jeweilige Maximalspannung bestimmt. Die jeweiligen Zeitinkremente werden in eine mechanische Analyse überführt, bei denen die maximal auftretenden Spannungen gefunden werden. Dabei findet eine Überlagerung von Rotation, Presspassung und thermischer radialer Dehnung statt. Der kritische Zeitpunkt tritt 50 s nach der Bestrahlung auf. Die Spannung in der Kerbe beträgt in diesem Fall 1145 MPa, was deutlich über der zulässigen Festigkeit des Materials liegt.

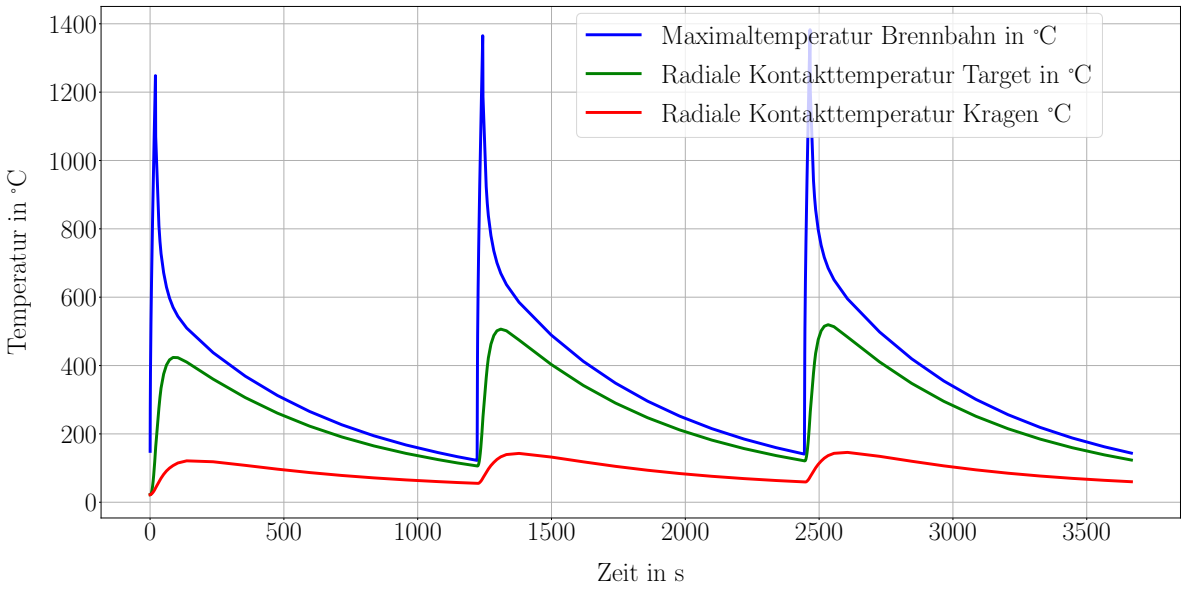


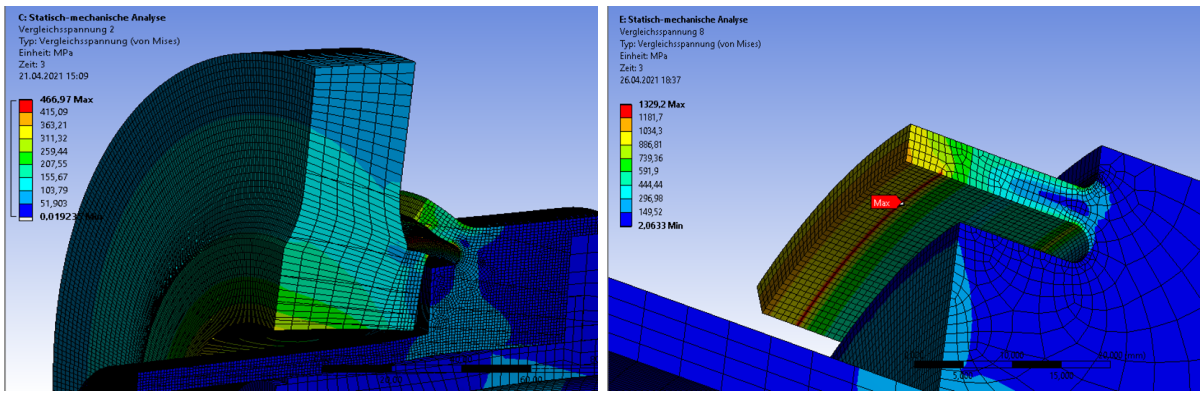
Abbildung 5.12: Temperaturverteilung

Das vorgegebene Kühlungsintervall beträgt 1200 Sekunden nach Schussbetrieb. In dieser Zeit wird der Ausgangszustand nicht wieder hergestellt, sodass eine Grundtemperatur von bis zu 150 °C erhalten bleibt. Dieser Grundzustand konvergiert erst ab dem dritten Schuss. Die thermische Simulation wird daher um zwei Schüsse und zwei Kühlintervalle erweitert. Der Temperaturverlauf ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Die Maximalspannung in der Kerbe tritt immer leicht versetzt (ca.50 s) nach Abschalten des Elektronenstrahls auf. Beobachtet man den Spannungsverlauf über die Zeit, so ergibt sich der kritische Punkt zum Zeitpunkt $t = 2551\mathrm{s}$.

Eine Besonderheit besteht in der angezeigten Maximalspannung an der Nabe bzw. am Kragen des Targets. Hier entsteht durch den linienförmigen Kontakt eine extrem hohe Spannung mit 1329 MPa (vgl. Abbildung 5.13b). Diese ist jedoch als unkritisch zu bewerten, da es hier lediglich zu lokaler Plastifizierung des Materials kommt.

5.4.4 Anpassung und Fazit

Die Geometrie des Targets wurde durch iteratives Anpassen des Rotorträgers im Laufe des Entwicklungsprozesses geändert. Aufgrund zu hoher Maximalspannungen an der Nabe fällt der Innendurchmesser des Targets kleiner aus. Aus den Erkenntnissen der alten Geometrie werden diverse Modifikationen vorgenommen. Mitunter werden die Entlastungsnuten verlängert, sodass der Kragen insgesamt weicher wird. Für den gleichen Effekt wird der Querschnitt des Kragens verkleinert. Zusätzlich wird die Presspassung auf ein maximales Übermaß von 0,02 mm begrenzt. Eine neue Berechnungsschleife mit angepasster Anfangspressung zeigt Tabelle 5.4.



(a) Arbeitspunkt 2 (b) Linienkontakt Arbeitspunkt 3

Abbildung 5.13: Spannungsdarstellung des Kragens durch thermische und mechanische Aufweitung des Targets

Tabelle 5.4: Ergebnisse mit reduzierter Presspassung

Arbeitspunkt	Maximalspannung	Bemerkung
Arbeitspunkt 1	173,4 MPa	Presssitz ohne Rotation und ohne Temperatur
Arbeitspunkt 2	263,1 MPa	Presssitz mit Rotation und ohne Temperatur
Arbeitspunkt 3	782,29 MPa	Presssitz mit Rotation und mit Temperatur

Die Spannungen lassen sich durch diese Maßnahme deutlich reduzieren, befinden sich jedoch immer noch im Grenzbereich der Festigkeit des Materials, sodass weitere Anpassungen notwendig sind. Eine weitere Iterationsschleife mit geometrischen Anpassungen des Kragens und Reduktion des Primärstrahls auf eine Leistung von 60 kW leistet Abhilfe. Das Temperaturverhalten ändert sich wie folgt:

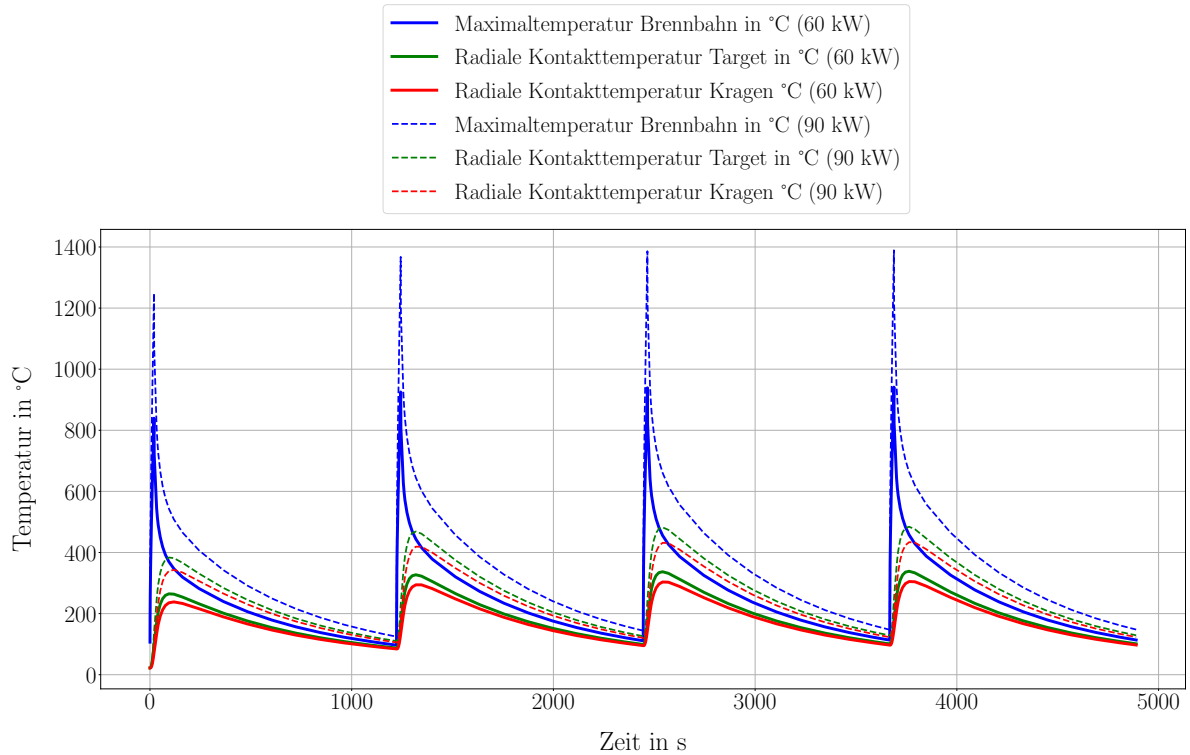


Abbildung 5.14: Temperaturgegenüberstellung für den reduzierten Lastfall von 60 kW in Gegenüberstellung mit voller Leistung (90 kW)

Für die erneute Nachrechnung wurde ein viertes Schuss- und Kühlintervall hinzugefügt. Die maximale Kragentemperatur stieg in diesem Fall um lediglich 1,8 °C, sodass die Konvergenz bestätigt werden kann. Zusätzlich wird die Gitterauflösung im Kerbgrund verfeinert. Durch diese Maßnahmen können die Maximalspannungen im Kerbgrund rechnerisch auf 316,5 MPa reduziert werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Kragen als Zentrierinstrument ein Risiko für die Langlebigkeit des Rotorträgers darstellt. Durch ein Verspröden oder Plastifizieren kann sich der Wuchtzustand ändern, was einen sicheren Betrieb verhindert. Als Zwischenausblick wäre eine systematische Analyse durchzuführen, welche alternativen Welle-Nabe-Konzepte in Betracht kommen könnten, um eine gute Wärmeleitung und mechanische Kraftübertragung für eine möglichst lange Lebensdauer zu gewährleisten. Diese Bewertung erfolgt mit dem Hintergedanken, dass für den Einsatz der LFXT im klinischen Umfeld deutlich höhere Wärmemengen von bis zu 2 MW in einer Schussdauer von ca. 3 s benötigt werden. Mit 90 kW bei 20 s befindet man sich an dieser Stelle bereits an der Grenze. Mit Abschluss der Simulation an der kritischen Stelle zwischen Target und Rotorträger bleibt die Auslegung des elektrischen Motors, die im folgenden Abschnitt behandelt wird.

5.5 Motor

Frequenzumrichter (FU) sind elektronische Systeme, die für die Drehzahlregelung eines Drehstrommotors sorgen. Würde der Motor direkt an das Hausnetz angeschlossen werden, wäre er nur mit einer Drehzahl, der Netzfrequenz (oder einem Vielfachen der Polzahl) zu betreiben. Da die Anode definiert beschleunigt werden soll und die benötigte Drehzahl die Netzfrequenz deutlich übersteigt, muss ein Frequenzumrichter zum Einsatz kommen.

Der FU ermöglicht es, aus einer konstanten Wechselspannung eine in der Amplitude und Frequenz variable Wechselspannung zu erzeugen. Ein zusätzlicher Vorteil ist der einfache Wechsel der Drehrichtung, was jedoch in diesem Fall nicht notwendig ist, da das Lager nur in einer Drehrichtung funktioniert. Der FU wandelt die vom Netz gespeiste Wechselspannung in eine Gleichspannung um. Nach einer Stabilisierung und Glättung wird auf der Motorseite wieder eine Wechselspannung entsprechend der geforderten Drehzahl generiert. Es ergeben sich zusätzliche Anforderungen, die nicht von Anfang an zu berücksichtigen waren, da die Antriebstechnologie noch nicht festgelegt wurde.

Die genaue Phasenregelung des Motors ist nicht nötig. Die Hauptaufgabe besteht in der Rotation mit einer Mindestgeschwindigkeit von 200 Hz. Nach Abwägung von Kosten und Anforderungen fiel die Entscheidung auf eine 4-polige Asynchronmaschine. Der FU muss eine Motorfrequenz von mindestens 506 Hz bereitstellen (2 Mal 250 Hz plus Schlupf). Der maximale Dauerbemessungsstrom von 19,5 A, sowie maximale Spannungsspitzen am Ausgang sind ebenfalls durch den Motorentyp definiert.

Zu Beginn der Entwicklung wurde davon ausgegangen, den Motor über keramische Isolatoren gegenüber der hohen Beschleunigungsspannung zu trennen. Aufgrund der geforderten Brennfleckqualität, muss die gesamte Targetumgebung auf das Anodenpotenzial von 150 kV gehoben werden. Andererseits würden rückgestreute Elektronen erneut vom Target angezogen werden, und ein Verschmieren des Brennflecks bewirken. Demnach wird der Frequenzumrichter ebenfalls auf Anodenpotenzial betrieben. Die Anforderungen entsprechen dem industriellen Stand der Technik, sodass hier Standardkomponenten zugrunde gelegt werden können. Aus der Reibungsberechnung des Lagers, den Spaltrohrverlusten, der Trägheit des Rotors und den Drehzahlanforderungen gehen die technischen Anforderungen an den Motor hervor. Die wichtigsten Kenndaten des Motors sind in Tabelle 5.5 dargestellt.

Tabelle 5.5: Kennwerte des Elektromotors

Eigenschaft	Größe
IEC Baugröße	132
Umgebungstemperatur	40°
Schutzart	IP00
Wärmeklasse	F
Bemessungsleistung	7,85 kW
Bemessungsspannung	400 V
Frequenz	402,2 Hz
Bemessungsdrehzahl	12 000 min^{-1}
Bemessungsmoment	5,0 N m
Bemessungsstrom	10,3 A
Wirkungsgrad (Spaltrohr)	73,3%
Betriebsart	S2

Die Norm IEC 60034-30-1 [37] ist die globale Vereinheitlichung der Vorschriften, um den internationalen Vergleich sowie die Zertifizierung von Elektromotoren zu erleichtern. Hierdurch

werden die Baugrößen und Betriebsarten beschrieben. S2 steht dabei für den Kurzzeitbetrieb. Die Schutzart IP00 ist nach [38] definiert. Der Hersteller liefert den Stator und das Rotorpaket ohne ein Gehäuse aus, sodass kein Schutz besteht. Der Stator wird später in die Vakuumkammer eingeschrumpft, die als Gehäuse dient. Die Abmessungen des Stators sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Für eine detaillierte technische Zeichnung wird auf den Anhang B.6 verwiesen.

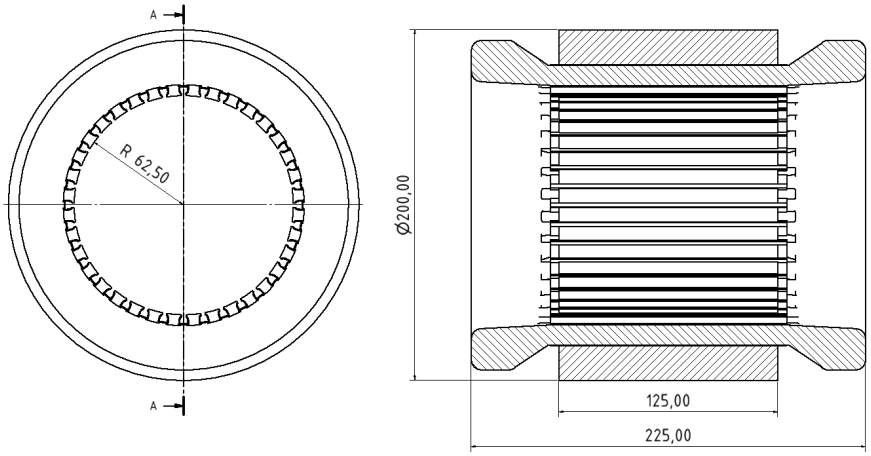


Abbildung 5.15: Technische Skizze der Statorabmessungen

Seitens der Anforderungen ist eine Bestrahldauer von 20 s gefordert. Zusätzlich muss die Beschleunigung und Bremszeit bestimmt werden. Das Kippmoment beträgt 12 N m bei 400 V und 505,9 Hz. Bei 80 prozentiger Ausnutzung des Kippmoments ergeben sich ca. $T_{0,8} = 10\,\mathrm{N\,m}$ bei einem Maximalstrom $I_{max} = 41\,\mathrm{A}$. Der Frequenzumrichter hat einen Bemessungsstrom von $I_B = 32\,\mathrm{A}$ [115]. Hieraus ergibt sich für das Beschleunigungsmoment folgender Zusammenhang:

$$T_{acc} = T_{0,8}\frac{I_B}{I_{max}} = 7{,}8\,\mathrm{N\,m}$$

Das Gesamtträgheitsmoment des Rotors beträgt $J_{gesamt} = 603\,042\,\mathrm{kg\,mm^2}$. Nimmt man das Beschleunigungsmoment und die Solldrehzahl ($n_{soll} = 12\,000\,\mathrm{min^{-1}}$) hinzu, so lässt sich die Hochlaufzeit bestimmen.

$$t_{acc} = \frac{J_{gesamt} n_{soll}}{T_{acc}} = 97{,}15\,\mathrm{s}$$

Beim Abbremsen läuft der Stator generatorisch und die Rotationsenergie muss mithilfe eines Bremswiderstandes in Wärme umgewandelt werden. Hierbei kommt der BW015-075-T zum Einsatz[3] [115]. Die Dauerbremsleistung des Frequenzumrichters beträgt $P_{fubrems} = 19{,}8\,\mathrm{kW}$ und die des Bremswiderstandes $P_{bw} = 12{,}8\,\mathrm{kW}$. Der kleinere Wert bestimmt das Einsatzszenario. Hieraus lässt sich mit Hinzunahme der Solldrehzahl n_{soll} das maximale Bremsmoment $T_{brems} = 10{,}1\,\mathrm{N\,m}$ berechnen. Die Abbremszeit lautet:

$$t_{brems} = J_{gesamt}\frac{n_{soll} 2\pi}{T_{brems}} = 75{,}0\,\mathrm{s}$$

Die Vakuumgrenze zwischen Rotor und Stator soll mittels eines Spaltrohres erfolgen. Die hier berechneten Kennwerte fließen in die Auslegung des Spaltrohres ein.

[3] SEW-EURODRIVE GmbH & Co KG, Bruchsal, Deutschland

5.5.1 Spaltrohr

Die Anwendung von Spaltrohren ist bekannt [56]. Eine klassische Anwendung stellt dabei der Einsatz in leitenden Medien dar. Bei den gegebenen Vakuumanforderungen ist darauf zu achten, dass Komponenten bzw. die verwendeten Werkstoffe des Antriebes keinen negativen Einfluss auf die Vakuumqualität haben.

Das Spaltrohr trennt den Rotor und Stator hermetisch voneinander, sodass sich keine Vergussmasse innerhalb des Vakuums befindet. Vergussmassen für Statorwicklungen bestehen üblicherweise aus Kunststoffen, die im Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) ausdampfen und die Qualität des Vakuums negativ beeinflussen. Durch den Einsatz eines Spaltrohres wird dieses Problem gelöst, jedoch resultieren zwei zentrale Nachteile.

Zum einen wird der Luftspalt zwischen Rotor und Stator durch den Einsatz eines Spaltrohrs größer, was zu Verlusten in der Antriebsleistung führt. Hinzu kommt, dass bei der Fertigung von elektrischen Antrieben sehr geringe Spaltbreiten im Bereich von Zehntelmillimetern der Standard sind. Der Einschub eines weiteren Bauteils zwischen Rotor und Stator bringt demnach hohe fertigungstechnische Anforderungen mit sich.

Andererseits muss das Spaltrohr neben der möglichst dünnen Wandstärke, einer Druckdifferenz von mindestens 1 bar standhalten, ohne zu beulen. Die Materialauswahl ist hier absolut kritisch, da sich bei der Auswahl von leitenden Materialien zusätzlich Wirbelströme bilden, die zu Temperaturerhöhung führen. Hier ergibt sich das Risiko der Beschädigung des Spaltrohres oder des Stators. Alternativ könnte ein nicht leitender Werkstoff betrachtet werden. Hier würden Kunststoffe wie zum Beispiel Polyetheretherketon (PEEK), Keramiken oder Glas in Frage kommen. PEEK stellt einen sehr kostengünstigen und einfach zu bearbeitenden Werkstoff dar. Die Vakuumanforderung ist jedoch nicht erfüllt [81]. Glas stellt die älteste Variante eines Vakuumgehäuses für Röntgenröhren dar. Für die hier beschriebene Anwendung ist es jedoch nicht geeignet, da die hohen Temperaturgradienten der Kammer zu erheblichen thermischen Dehnungen führen, die das Spaltrohr beschädigen könnten. Zusätzlich stellt die Anbindung an die restliche Vakuumkammer eine große Herausforderung dar. Es müsste ein aufwendiger Glas-Metall-Verbund erzeugt werden, um eine dichte Anbindung an die restliche Vakuumkammer zu gewährleisten.

Eine Gegenüberstellung der möglichen Varianten würde sich im Rahmen einer Nutzwertanalyse anbieten, ist jedoch nicht notwendig, da zwei der drei Varianten Ausschlusskriterien erfüllen und folglich nur leitende, metallische Materialien infrage kommen. Hierbei besteht das Ziel, das Verhältnis aus Festigkeit bezüglich der Wandstärke, und elektrischem Widerstand bezüglich der Wirbelströme zu optimieren. Tabelle 5.6 zeigt eine Übersicht der infrage kommenden und gängig erhältlichen Werkstoffe.

Tabelle 5.6: Eigenschaften betrachteter Spaltrohrwerkstoffe

Werkstoff Eigenschaft	Aluminium AlMg4,5Mn0,7	Edelstahl 1.4021	Titan Ti6Al4V
Elektr. Widerstand ($\Omega\,\mathrm{mm^2\,m^{-1}}$)	0,60	0,72	1,71
Dichte ($\mathrm{g\,cm^{-3}}$)	2,66	7,70	4,43
Spez. Wärme- kapazität ($\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$)	900	460	560
Dehn- grenze ($\mathrm{N\,mm^{-2}}$)	280	880	830
Therm. Dehnung ($10^{-6}\ \mathrm{K^{-1}}$)	25,0	11,0	8,9
E-Modul (GPa)	70	215	114

Blickt man auf die Paarung zwischen Festigkeit und elektrischem Widerstand, so fällt die Wahl in erster Linie auf Titan als Spaltrohrmaterial. Für die Temperaturerhöhung spielen die Wärmekapazität und die Dichte ebenfalls eine Rolle. Folgendes Verhältnis gilt es zu minimieren.

$$\Delta T \sim \frac{\sigma}{c\rho} \tag{5.2}$$

σ steht dabei für die elektr. Leitfähigkeit bzw. den Kehrwert des elektr. Widerstands, ρ für die Dichte und c für die spezifische Wärmekapazität. Die Wandstärke ist aufgrund der zu erwartenden Wirbelstromverluste zu minimieren. Jedoch ist die Druckbelastung zu berücksichtigen. Für eine erste analytische Vorbetrachtung lässt sich die Wandstärke nach [1] wie folgt abschätzen:

$$d_{min} = S\left(\frac{p \cdot l \cdot r_a^{\frac{5}{2}}}{0,65 \cdot E \cdot r_a}\right)^{\frac{2}{5}} \tag{5.3}$$

Hierbei steht r_a für den Außendurchmesser, E für den E-Modul, p für den Druck und S für den Sicherheitsfaktor, der mit $S = 2,0$ angenommen wird. Mit den geometrischen Daten aus Abbildung 5.15 und einem temperaturbedingt niedrig angenommenen E-Modul von $E = 80\,\mathrm{GPa}$ ergibt sich eine minimale Wandstärke von $d = 0{,}797\,\mathrm{mm}$.

In einem zweiten Schritt der analytischen Vorbetrachtung ist die Temperaturerhöhung auszurechnen. Dabei fließen die technischen Daten der Motorauslegung mit ein. Entscheidend ist die Frequenz und Stärke des rotierenden Magnetfeldes, sowie die geometrischen Abmessungen. Das vom Drehfeld in das Spaltrohr eingebrachte Drehmoment beträgt $T = 0{,}3132\,\mathrm{N\,m}$. [4]

$$\Delta T = \frac{2\pi f T \cdot t}{c\rho\left(r_a^2 - r_i^2\right) L} \tag{5.4}$$

[4] Ergebnis stammt aus nicht veröffentlichter Magnetfeldsimulation

f steht für die Drehfrequenz, T für das Drehmoment, t für die Zeit, die unter Berücksichtigung der Beschleunigung und des Abbremsens mit 200 s angenommen wird. r_i und r_a stehen für den Innen- bzw. Außendurchmesser und L für die Länge des Stators. Für den vorliegenden Fall ergibt sich eine stationäre Temperaturerhöhung von 1638 K. Dieser Wärmeanstieg ist unrealistisch, da es keine kühlenden Randbedingungen gibt.

Das Ergebnis zeigt, dass eine zusätzliche Konvektionskühlung des Spaltrohres unumgänglich ist. Eine analytische Abschätzung ist an dieser Stelle nicht genau genug, sodass eine Nachrechnung mittels FEM erfolgt. Bei der zugrunde liegenden Fragestellung sollen zwei Teilaspekte untersucht werden. Im ersten Teil geht es um die Bestimmung der Temperaturerhöhung und Kühlung. Des Weiteren erfolgt eine Nachrechnung der gewählten Wandstärke unter der Vakuumbelastung, sowie einer Zug-/Druckbelastung im Spaltrohr bedingt durch die Einbausituation und möglicher Toleranzfehler. Abbildung 5.16 zeigt das zugrunde liegende Modell für die Berechnung.

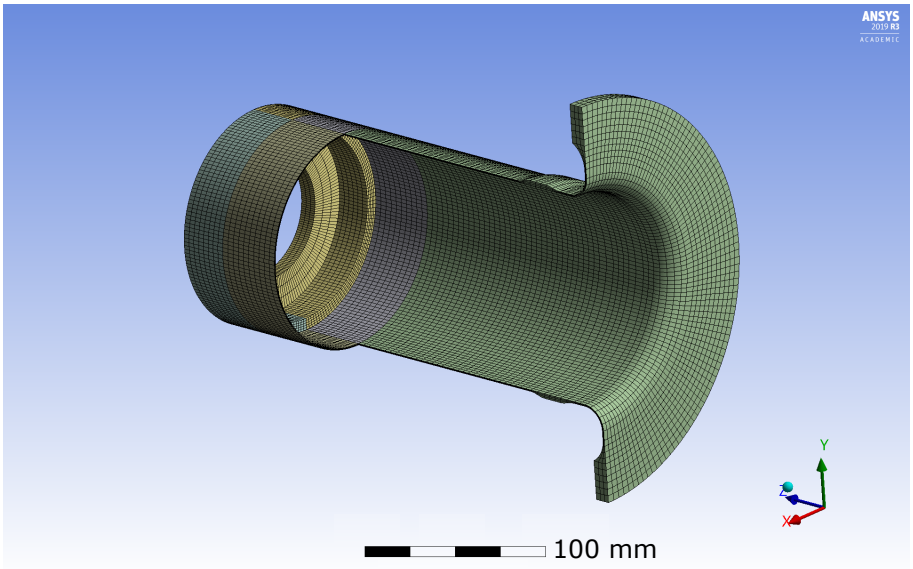


Abbildung 5.16: Halbschnittdarstellung des hexagonalen Netzes des Spaltrohrs

Für die Geometrie wird ein Hexaedernetz ausgewählt und über die Wandstärke mit drei Elementen vernetzt. Die Bohrungen für die Anbindung werden vernachlässigt. Als Material wird die bereits angesprochene Legierung Titan Ti6Al4V verwendet.

Die Lastschritte stammen aus einem Ablauf Beschleunigung, Schussphase und Bremsen. Während der Beschleunigung und des Abbremsens soll konstant mit $T_{beschl} = 7,5Nm$ beschleunigt werden. Die Lagerreibung nimmt dabei kontinuierlich zu bzw. ab. Dieser Einfluss wird jedoch für die Bestimmung der Lastschritte vernachlässigt. Die Beschleunigungszeit ermittelt sich wie folgt:

$$t_{beschl} = J_{gesamt} \cdot \frac{n_{nenn} 2\pi}{T_{beschl}} \tag{5.5}$$

Hieraus resultieren 100 s Beschleunigungsphase, 20 s Schussbetrieb und eine 100 s Abbremsphase (aufgerundet). Für den überlappenden Bereich zwischen Spaltrohr und Stator wird ein Wärmestrom appliziert, der linear auf bis zu 1700 kW ansteigt, über den zweiten Lastschritt konstant wirkt, und abschließend wieder linear abfällt.

An den Anbindungsstellen des Spaltrohres wird eine konstante Temperatur von 40° angenommen. Die gesamte Mantelfläche bietet die Möglichkeit für erzwungene Konvektion. Es ist nicht trivial, die Strömungsgeschwindigkeit des Öls durch die Kammer und über das Spaltrohr zu bestimmen,

sodass für den Wärmeübergangskoeffizienten ein Intervall zwischen $\alpha = 100 - 1000 \mathrm{W\,m^2\,K^{-1}}$ bei einer konstanten Umgebungstemperatur des Kühlöls von 40 °C parametrisiert wird. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.7 dargestellt. Sie zeigen eine Maximaltemperatur zwischen 73,3 °C und 350,3 °C. Das Maximum tritt bei ca. 126 s auf.

Tabelle 5.7: Temperaturanstieg in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten

Wärmeübergangskoeffizient α in $\mathrm{W\,m^2\,K^{-1}}$	100	250	500	750	1000
Maximale Temperatur in °C	350,3	172,2	106,6	84,4	73,3

Eine Maximaltemperatur von 350,3 °C ist nicht erwünscht, aber theoretisch tolerierbar. Der Einfluss der Statorzähne, die ab einer bestimmten Dehnung direkten Kontakt aufweisen, könnte hier zusätzliche Abhilfe schaffen. Als Überwachung werden Temperaturfühler vorgesehen, die die Öltemperatur überwachen. Abbildung 5.17 zeigt die Darstellung der thermischen FEM-Rechnung.

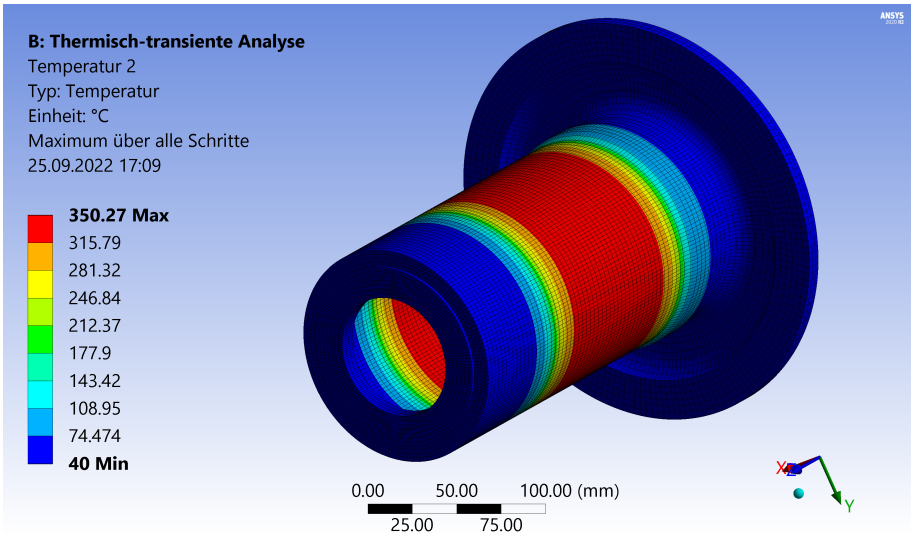


Abbildung 5.17: Maximaler Temperaturanstieg bei minimalem Wärmeübergangskoeffizienten

Wasser wäre ein deutlich effektiveres Medium, ist jedoch aufgrund der leitenden Eigenschaften ungeeignet. Die Auslegung des Kühlkreislaufes für den Motor erfolgt in Kapitel 6.1.

Für den nächsten Schritt der Simulation wird die „worst-case“ Temperatur in eine mechanische Analyse übergeben. Dabei wird das Beulverhalten und die Dehnung infolge etwaiger Fertigungstoleranzen untersucht. Für das Materialmodell wird erneut der E-Modul auf 80 GPa aufgrund der Temperaturabhängigkeit angepasst. Für die Vakuumkondition wird auf der Innenseite ein negativer Druck von $p = -0{,}1\,\mathrm{MPa}$ aufgebracht. Das große Flanschblatt wird an der Anschraubfläche festgehalten und auf der gegenüberliegenden Seite wird eine Verschiebung in z-Richtung zwischen $-0,2\mathrm{mm}$ und $0,2\mathrm{mm}$ aufgebracht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.8 dargestellt.

Tabelle 5.8: Temperaturanstieg in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten

Verschiebung in mm	0,0	0,1	0,2	-0,1	-0,2
Maximale Spannung in MPa	94,36	69,47	45,59	119,27	144,18

Eine Darstellung der mechanischen FEM-Rechnung zeigt Abbildung 5.18. Die Ausbeulung der Mantelfläche ist eine übertriebene Darstellung (Faktor 26). Es zeigt, dass die thermische Dehnung nach Außen deutlich größer ist als die Dehnung durch das Vakuum.

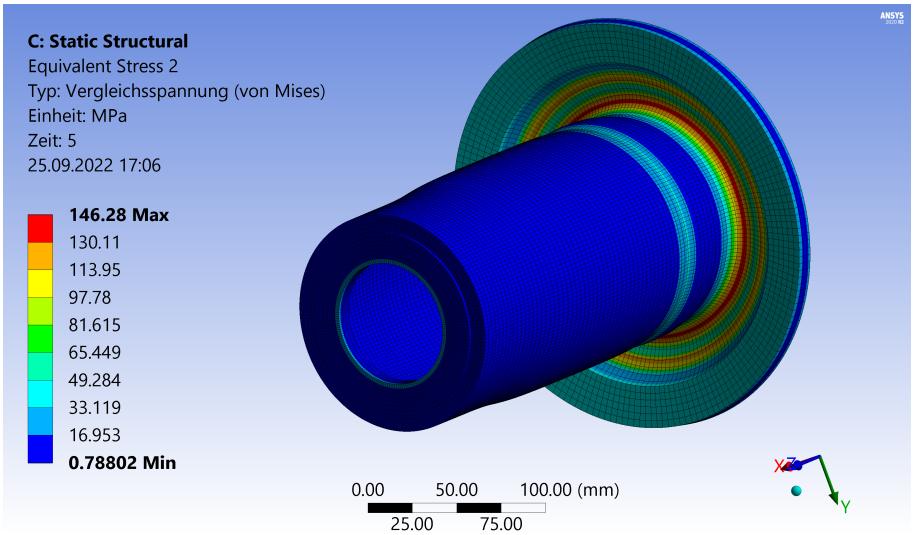


Abbildung 5.18: Spaltrohr unter Temperatur-,Vakuum- und Dehnungslast von -0,2 mm

Im letzten Teilaspekt wird das lineare Beulen untersucht. Hierfür wird ebenfalls das „worst-case“ Ergebnis aus der mechanischen Analyse in die lineare Beulanalyse überführt. Als Ergebnis wird der Lastmultiplikator erhalten, der aussagt, um welchen Faktor die bestehende Last erhöht werden kann, bis die Struktur beult. In der vorliegenden Rechnung beträgt der Lastmultiplikator 4,99.

Die größte Herausforderung bei der Fertigung ist die sehr geringe Wandstärke im Verhältnis zur Gesamtlänge. Eine einfache Innen- und Außenbearbeitung ist nicht möglich. Daher wird das Spaltrohr von innen auf Endmaß bearbeitet und von außen mit Aufmaß vorgedreht. Anschließend wird ein zweiter Block aus Aluminium hergestellt, der von innen mit dem Spaltrohr verklebt wird. Abschließend kann die Außenkontur fertig gedreht werden. In einem letzten Schritt erfolgt die Entfettung des Bauteils. Die technische Zeichnung des Spaltrohres und das Protokoll der Messung sind Anhang B.9 bzw. C.8 zu entnehmen.

Es lässt sich erkennen, dass durch die Verklebung und Bearbeitung Eigenspannungen in das Material eingebracht worden sind, und die Parallelität zwischen den beiden Anschraubflächen nicht innerhalb der vorgegebenen Toleranz liegen. Dieser Fakt wird jedoch als unkritisch bewertet, da davon auszugehen ist, dass bei der Montage die Parallelität durch straffes Anziehen der Dichtschrauben sichergestellt wird. Die Abbildung 5.19 zeigt das Spaltrohr in der Endbearbeitung auf der Drehbank.

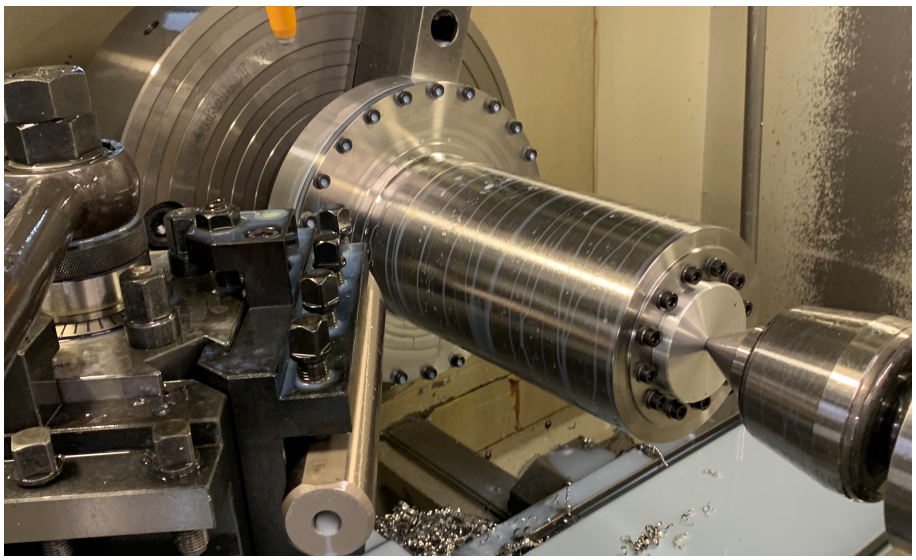


Abbildung 5.19: Spaltrohr in der Endbearbeitungsspannung

5.5.2 Pressung des Stators

Abschließend zu diesem Unterkapitel erfolgt die Berechnung der relevanten Schrumpfmaße für die sichere Pressung des Stators in das Gehäuse. Die Berechnung erfolgt dabei ganz analog zur Übermaßberechnung des Targets und des Rotorträgers nach [62].

Tabelle 5.9: Parameter zur Schrumpfmaßberechnung

Parameter	Symbol	Wert
Drehmoment	T	30 N m
Fügedurchmesser	D_f	199.6 mm
Außendurchmesser Gehäuse	d_{aa}	260.0 mm
Innendurchmesser Stator	d_{ii}	160.0 mm
Reibkoeffizint	μ	0.15
Fügelänge	l_f	125.0 mm
E-Modul Fügepartner	E	210 GPa
Querkontraktionszahl Fügepartner	ν	0.3
Sicherheitsfaktor	S_f	2.0
Oberflächenrauhigkeit außen	R_{za}	6.4µm
Oberflächenrauhigkeit innen	R_{zi}	14.0µm
Streckgrenze innen	R_{ei}	300.0MPa
Streckgrenze außen	R_{ea}	175.0MPa

Bei der Fugenpressung entstehen Spannungen in radialer und tangentialer Richtung sowohl in der Nabe, als auch in der Welle. Für die Berechnung einstufiger Pressverbände sind zunächst die Durchmesserverhältnisse Q_a und Q_i zu bestimmen.

$$Q_a = \frac{D_f}{D_{aa}} = 0.768$$

$$Q_i = \frac{D_{ii}}{D_f} = 0.80$$

Zur sicheren Übertragung der Kräfte wird der Sicherheitsfaktor S_f eingeführt. Über das zu übertragende Drehmoment T, den Fügedurchmesser D_f und der Kontaktfläche A_f lässt sich die kleinste erforderliche Flächenpressung p_{fmin} bestimmen.

$$A_f = D_f l_f \pi$$

$$p_{fmin} = \frac{2 S_f T}{D_f A_f \mu} = 0.051\text{MPa}$$

Die Vergleichsspannungen ergeben sich zu

$$\sigma_{va} = \frac{2 \cdot p_{fmin}}{1 - Q_a^2} = 0.25\text{MPa} \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{R_{ea}}{S_f} = 101.04\text{MPa}$$

$$\sigma_{vi} = \left| -\frac{2 \cdot p_{fmin}}{1 - Q_i^2} \right| = 0.29\text{MPa} \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{R_{ei}}{S_f} = 173.21\text{MPa}$$

Mit Zuhilfenahme des Hook'schen Gesetz können die jeweiligen Dehnungen bestimmt werden.

$$\epsilon_{ai} = \frac{p_{fmin}}{E} \left(\frac{1 + Q_a^2}{1 - Q_a^2} + \nu \right) = 1.015 \times 10^{-6}$$

$$\epsilon_{ia} = -\frac{p_{fmin}}{E}\left(\frac{1+Q_i^2}{1-Q_i^2} - \nu\right) = -1.046 \times 10^{-6}$$

Mit den berechneten Dehnungen lässt sich unter der Zuhilfenahme der Hilfsgröße K das absolute Haftmaß (Mindestübermaß) Z berechnen

$$K = \left(\frac{1+Q_i^2}{1-Q_i^2} - \nu\right) + \frac{1+Q_a^2}{1-Q_a^2} + \nu = 8.47$$

$$Z_k = \frac{p_{fmin} D_f}{E} K = 4.11 \times 10^{-4}\text{mm}$$

Für die Bestimmung des oberen Übermaßes ist zunächst das kritischere Bauteil zu prüfen. Die Bestimmung der Vergleichsspannung wird für das Außenteil und das Innenteil durchgeführt.

$$p_{fga} \leq \frac{R_{ea}}{S_f} \cdot \frac{1-Q_a^2}{\sqrt{3}} \leq 20.75\text{MPa}$$

$$p_{fgi} \leq \frac{R_{ei}}{S_f} \cdot \frac{1-Q_i^2}{\sqrt{3}} \leq 30.95\text{MPa}$$

Die kleinste zulässige Flächenpressung wird verwendet, um das maximal zulässige Haftmaß Z_g zu bestimmen.

$$Z_g = \frac{p_{fga} D_f}{E} \cdot K = 0.167\text{mm}$$

Die Glättungszahl G kompensiert Rauheitseffekte. Unter Einbezug dieses Wertes lassen sich die maximalen Übermaße U_u und U_o berechnen.

$$G = 0.8\,(R_{za} + (R_{zi}) = 0.016\text{mm}$$

$$U_u = Z_k + G = 0.017mm$$

$$U_o = Z_g + G = 0.183mm$$

Mit diesen Übermaßen bewegt man sich im Passungsbereich P9. Da aber das Spaltrohr an den Statorzähnen ebenfalls hochgenau gefügt werden muss, ist die Dehnung des Innenteils an der Innenseite noch nachzurechnen. Diese bestimmt sich nach analogem Vorgehen zu $\Delta l_{ii} = 0,01\text{mm}$.

5.6 Rotordynamik

Kein Material ist perfekt rotationssymmetrisch. Auf Grund von Inhomogenitäten im Material und Toleranzen besteht immer eine Restunwucht. Die Steifigkeitsberechnung des Lagers entspringt aus einer ideal angenommenen Lagergeometrie. Im Realfall gibt es zusätzlich den erhöhten Durchmesser im Bereich des Axiallagers und das Flüssigmetallreservoir zwischen den Radiallagern. Beide Komponenten tragen zur Steifigkeit und Dämpfung des Lagers mit bei - sind jedoch schwer zu bestimmen.

Während der Beschleunigungsphase ist zu prüfen, ob Eigenschwingungen des Systems angeregt werden und Resonanzen entstehen. Für die Berechnung kommt ein eigens entwickeltes Berechnungswerkzeug des Forschungszentrum Jülich (FZJ) zum Einsatz. Hierfür wird der Rotor in seiner Geometrie erstellt und mit den drei Trägheiten Wuchtscheibe, Blechpaket und Target ergänzt. Die beiden Lager werden in der Ebene des Treffpunkts der Fischgrätennuten

appliziert. Die Lagerparameter ergeben sich aus Kapitel 4.5.2. Für die Untersuchungen wird jeweils die kleinst mögliche Steifigkeit eingesetzt. Das Verhalten wird bei den Drehzahlen $f = 10\,\text{Hz}, 100\,\text{Hz}$,und$200\,\text{Hz}$ untersucht. Abbildung 5.20 zeigt den Modellierungsansatz.

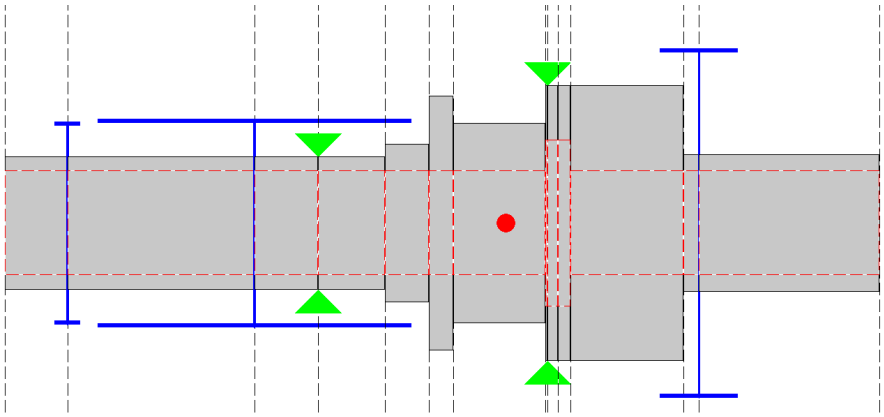


Abbildung 5.20: Modell des Rotors, blau entspricht den Trägheiten, grün den Lagerstellen.

Die Darstellung der Eigenfrequenzen über der Drehzahl des Rotors wird Campbell-Diagramm genannt. Resonanz entsteht, wenn die Eigenfrequenz des Rotor-Lager-Systems gleich der Drehfrequenz des Rotors ist. Bei nicht ausreichender Dämpfung würde der Rotor an die Lagerwand anschlagen. Falls eine derartige Drehzahl während des Betriebes durchfahren werden muss, gibt es zwei Möglichkeiten. Einerseits kann die Drehzahl schnell durchfahren werden, wenn das Drehmoment groß genug ist und somit ein Aufschwingen des Rotors vermieden wird. Andererseits wird dem System durch die Dämpfung die zusätzliche Energie wieder entzogen.

Grundsätzlich ist es das Ziel, die Arbeitspunkte einer Maschine weit entfernt von den kritischen Drehzahlen zu halten. Als Ergebnis der rotordynamischen Untersuchung zeigt Abbildung 5.21 das entsprechende Campbell-Diagramm. Die beiden Radiallager werden mit einer Steifigkeit von $3,5 \times 10^7 \text{N m}^{-1}$ angenommen. Die erste kritische Drehzahl liegt bei 60,03 Hz. Hierbei handelt es sich um eine Starrkörpermode. Die erste biegekritische Mode tritt mit 233,14 Hz erst über der Maximaldrehzahl auf.

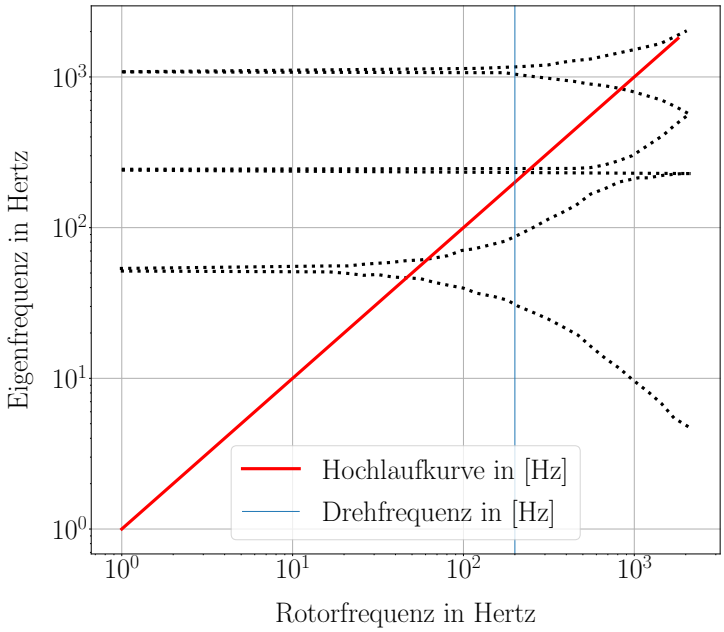


Abbildung 5.21: Numerisch berechnetes Campbell-Diagramm

5.7 Fertigung

Der Rotor läuft über der Achse mit einem Lagerspalt von lediglich 45 µm. Die Fertigungsschritte und der Wuchtprozess müssen gut überlegt sein, um spätere Fluchtungsfehler zu minimieren. Eine mögliche Fehlerquelle ist der Schrumpfprozess des Blechpaketes. Ist die lange Durchgangsbohrung bereits vorhanden, besteht die Möglichkeit, dass der linke Rotorträger unter der Schrumpflast zusammengedrückt wird und somit den Spalt funktionsschädigend verkleinert. Ein weiterer kritischer Punkt ist die Fluchtung des linken zum rechten Rotorträger. Die Fertigungsschritte der beiden Rotorträger lauten wie folgt:

- Vollwelle mit Außenkontur vordrehen
- Blechpaket und linke Wuchtscheibe aufschrumpfen
- Vollzylinder erodieren bzw. Tiefloch-bohren
- Innen-bzw. Außenrundschleifen
- Linken Rotorträger wuchten durch gezieltes Abtragen beider Wuchtscheiben
- Bauteil beschichten
- Nachbearbeiten (ggf. schleifen)
- Rotorträger zusammen mit vorgewuchtetem Target montieren

Eine weitere Fehlerquelle besteht in der späteren Demontage der Rotorträger. Diese ist unabdingbar, da der eine Teil des Rotors von links und der andere von rechts auf die Achse geschoben wird, um das Axiallager zu umschließen. An dieser Stelle ist eine Wuchtung nicht mehr möglich. Das Lösen der Schrauben und erneute Anziehen ist nicht ideal für das Laufverhalten des Systems. Aus diesem Grund werden die einzelnen Träger vor der Verbindung individuell gewuchtet.

Für die Fertigung des Lagers werden zwei verschiedene Lagergeometrien untersucht. Zum einen dient ein kleines Lager für Voruntersuchungen des Befüllprozesses. Das zweite Lager (großes Lager) bildet die finale Endgeometrie des LFXT-Lagers.

Aus der Stabilitätsanalyse hat sich ergeben, dass die Einhaltung von Toleranzen im Mikrometerbereich von großer Bedeutung für das Laufverhalten des Lagers ist. Daher sollen zwei Fertigungsverfahren anhand des kleinen Lagers untersucht werden. Darauf aufbauend wird die Entscheidung für das Fertigungsverfahren des großen Lagers gewählt, was sich auf die Endbearbeitung des Bauteils Achse auswirkt.

In der Regel kommen für die Fertigung der Rillenstruktur drei Fertigungsverfahren in Betracht. Beim Ätzen wird eine säurebeständige Maske aufgebracht und die abzutragenden Bereiche herausgeätzt. Hierbei kommt es oftmals zu ungleichen Rillentiefen [73]. Des Weiteren geht die Handhabung saurer Chemikalien grundsätzlich mit einem erhöhten Risiko einher. Folglich soll das selektive Ätzen nicht weiter in Betracht gezogen werden.

Als zweites Verfahren kommt das Fräsen der Rillen in Betracht. Hierbei handelt es sich um eine große Herausforderung, da es sich um Mikrometer-breite Abtragungen handelt. Es wird eine Hochpräzisions-Fräse mit einer Verfahrgenauigkeit von weniger als 1 µm benötigt. Weitergehend weisen die meisten Fräsen dieser Art ein eher kleines Bearbeitungsvolumen auf ($\leq 200\text{mm}^3$). Kostenbedingt wird für die Fertigungsversuche der Rillierung das kleine Lager bzw. die Miniachse des Vorversuchs (siehe Kapitel 7.1) eingesetzt.

Als drittes Verfahren wird das selektive Laserabtragen eingesetzt. Dabei wird ein stark fokussierter Laser auf die entsprechende Geometrie gepulst aufgebracht, um definierte Volumina durch Wärmeentwicklung und folglich Verdampfung abzutragen. Für eine bessere Vergleichbarkeit wird die gleiche Rillenstruktur in eine zweite Miniachse per Laser eingebracht. Die Vermessung der Geometrie erfolgt mittels Weißlichtinterferometrie. Mit dieser Methode lässt sich die

Rillengeometrie auf weniger als 1 µm genau vermessen. Ein Ausschnitt der Protokolle ist dem Anhang C.1 zu entnehmen.

Die Fräsbearbeitung weist mehrere Schwachstellen im Vergleich zur Laserbearbeitung auf. In erster Linie ist die Bearbeitung der Ecken am Rillengrund eine Herausforderung für jedes Werkzeug. Der Radius des Fräsers in Kombination mit der Krümmung der Achse sorgen dafür, dass die Rillen mehrfach mit angepasster Winkelstellung der Schneide angefahren werden müssen. Dies führt zu langer Prozesszeit und einem erhöhten Programmieraufwand. Darüber hinaus schiebt der Fräser das Material an den Kanten aufwärts, sodass an den Ecken der Rillen Überhöhungen entstehen (vgl. Abbildung 5.22). Auch die Oberflächengüte ist qualitativ schlechter, als bei der Laserbearbeitung. Da die Lasergravur sowohl kostengünstiger, als auch qualitativ hochwertiger ist, wird dieses Verfahren für das große Lager gewählt.

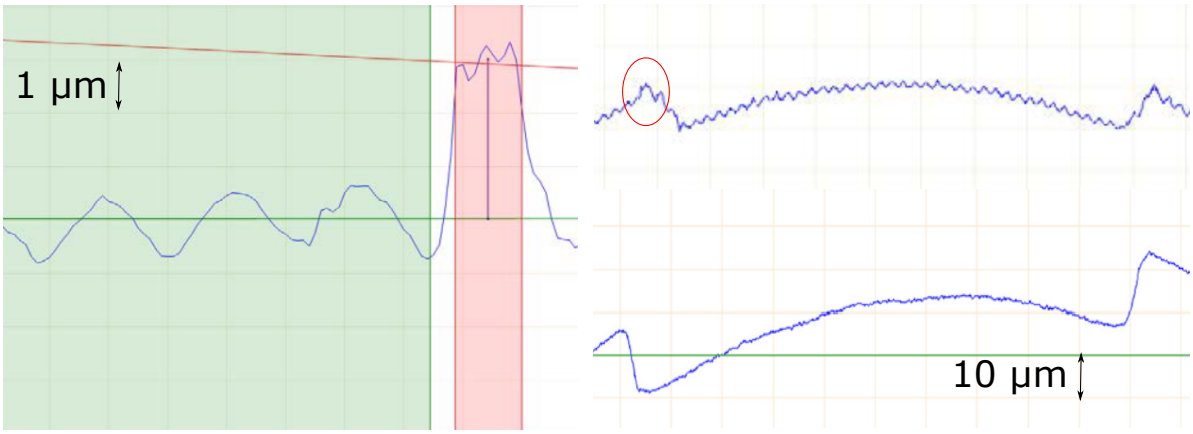


Abbildung 5.22: Auszug aus Weißlichtinterferometrie-Vermessung. Links: Überhöhung in Folge von Materialaufschub beim Fräsen. Rechts oben: Oberfläche nach Fräsbearbeitung, Rechts unten: Oberfläche nach Laserabtrag

5.8 Korrosion und Benetzung

Erst mit Konstruktionsabschluss der beiden Rotorträger ist das finale Design des Lagers bestimmt. Mit der Verwendung von Flüssigmetall als Schmiermittel entstehen zusätzliche Anforderungen.

Es ist das Ziel, das Flüssigmetall während des Betriebes an Ort und Stelle zu halten, sowie ein seitliches Austreten zu vermeiden. Eine Skizze hierzu zeigt Abbildung 5.23. Neben der theoretischen Tragfähigkeit und der Stabilität des Lagers spielen zwei weitere Gesichtspunkte eine entscheidende Rolle. Zum einen eine mögliche Korrosion des Lagers mit Galinstan und zum anderen die Benetzbarkeit der Oberflächen. Insgesamt sollen zwei korrosionsbeständige Funktionflächen ausgebildet werden. Die rot-markierten Bereiche zeigen den Schmierbereich oder die Benetzungsschicht. Die schwarz-markierten Bereichen zeigen die Antibenetzungsschicht, an der durch eine verschlechterte Benetzung und eine geringere Spaltbreite ein Austreten vermieden werden soll.

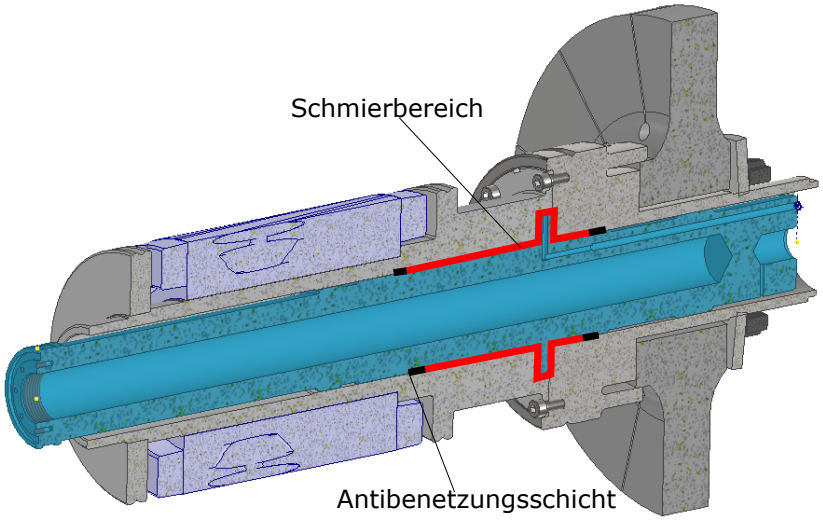


Abbildung 5.23: Schnittdarstellung des Antriebstrangs mit Kennzeichnung der Benetzungsschicht (rot) und der Antibenetzungsschicht (schwarz)

Bei der Vielzahl an Anforderungen ist an dieser Stelle anzumerken, dass der Kostenfaktor einen erheblichen Einfluss auf die Materialauswahl hat. Aus der Simulation der beiden Rotorträger und der Anbindung zwischen Target und Rotorträger-rechts hat sich herausgestellt, dass eine gewisse Duktiklität gefordert ist, um die thermische Ausdehnung des Targets zu kompensieren. Hier zeigt sich Edelstahl als deutlich geeigneter. Da der Lagerspalt zwischen Rotor und Achse nur wenige Mikrometer groß ist, bietet sich aufgrund der thermischen Ausdehnung an, beide Bauteile aus dem gleichen Material zu fertigen. Der rechte Rotorträger wird deutlich heißer und wurde in der Materialauswahl mit einem kleineren thermischen Ausdehnungskoeffizienten berücksichtigt.

Ein anderer Aspekt ist neben den grundsätzlichen Materialkosten, die bei Molybdän um ein Vielfaches höher sind, auch der erhöhte Fertigungsaufwand. Final ist die Verfügbarkeit an Lieferanten und die Auswahl bzw. Eignung des Verfahrens nicht trivial zur Lösung der Beschichtungsproblematik.

Verschiedene Versuche wurden zum Korrosionsverhalten von Edelstählen, sowie bei reinem Eisen in flüssigem Gallium bei erhöhter Temperatur (400 °C) durchgeführt [6]. Für reines Eisen wird der Korrosionsfortschritt mit 1,9 mm und für Chrom mit 40 µm pro Tag angegeben. Die Korrosion bildet sich in Form einer wachsenden Schicht des Verbundes $FeGa_3$ aus.

Auch bei geringeren Temperaturen gibt es Untersuchungen zum Angriff von Gallium auf Edelstähle und andere Metalle. Die Korrosionsbeständigkeit ist hier stark temperaturabhängig. Durch die enorme Reibwärme in Kombination mit der Wärmeentwicklung aus dem Elektronenstrahl wird von Temperaturen bis zu 350 °C ausgegangen (vgl. Kapitel 5.4). Schon bei diesen Temperaturen ist eine mikrometerdicke Schicht der Reaktionsprodukte zwischen Gallium und den Bestandteilen

des Edelstahls festzustellen [53].

Andere metallische Elemente wie Aluminium, Kupfer, Platin, Zirkonikum, Vanadium, Mangan, Gold, Silber oder Messing zeigen schon bei unter 200 °C erhebliche Korrosionseffekte [31].

Aus früherer Literatur [92] geht hervor, dass die Metalle Titan, Molybdän, Tantal und Wolfram auch bei den geforderten Einsatztemperaturen korrosionsbeständig sind. Mit Blick auf die Patentlage wird die Verwendungsfähigkeit dieser Werkstoffe bestätigt.

Molybdän kommt neben der Verwendung als Anodenmaterial ebenfalls für den Antriebsstrang und das Lager zum Einsatz. Dennoch gibt es hier auch bekannte Reaktionsprodukte zwischen flüssigem Gallium und Molybdän, was zu einem Aufbau der Schichtdicke und folglich zum Verstopfen des Lagerspalts führen kann [58, 92]. Es werden Gegenmaßnahmen beschrieben, die das Beimischen von reaktiveren Substanzen wie Gold oder Kupfer beinhalten[54].

Das Patent [3] beschreibt die spezielle Vorbehandlung von Molybdän mit Gallium, um eine definierte intermetallische Phase zu erzeugen. Hierfür wird der Lagerspalt zunächst größer gefertigt, um dann durch den definierten Materialauftrag mit der Reaktionsschicht das finale Maß zu erzeugen. Über Prozessparameter und andere relevante Informationen ist die Datenlage mangelhaft, sodass auch dieses Verfahren als ungeeignet für den vorliegenden Anwendungsfall scheint.

In [3] und [87] wird ebenfalls die Beschichtung mit Tantal oder Wolfram beschrieben. Neben der sehr kostenintensiven Beschichtung bei diesen Hartmetallen, wird über eine Oxidationsschicht während der Fertigung berichtet, die das Benetzungsverhalten negativ beeinflusst.

Neben den genannten Problemen bei Metallen werden in der Literatur eine Vielzahl von nichtmetallischen Verbindungen beschrieben, die ebenfalls korrosionsbeständig gegenüber Galinstan sind [89].

Die Vorstellung und Auswahl eines geeigneten Verfahrens soll im Rahmen dieser Arbeit nicht detailliert betrachtet werden. Die Literatur ist hier vielseitig. Die Diskussion der Machbarkeit hat gezeigt, dass sowohl eine Tantal-, Wolfram- oder Metallcarbid bzw. -nitridbeschichtung die gewünschte Korrosionsbeständigkeit erzielen kann. Im Rahmen der Realisierung ist an dieser Stelle der Einbezug von Fertigungsexperten unabdingbar, da die Einflussgrößen wie Kosten und Zeit mehr an Bedeutung gewinnen. Nach Überprüfung möglicher Verfahren fällt die Entscheidung auf einer Chromcarbidgrundschicht, mit einer Wolfram-Disulfid Decklage. Die Findung der idealen Beschichtung stellt eine wissenschaftliche Herausforderung für die Zukunft dar.

Im nächsten Schritt ist die Benetzungsproblematik zu untersuchen. Der Begriff Benetzung bezieht sich auf die Wechselwirkung der Grenzfläche zwischen einer Flüssigkeit und einem Festkörper. Wenn die Flüssigkeit sich auf einer Oberfläche komplett ausbreitet, spricht man von Benetzung. Bleibt die Flüssigkeit in Tropfenform auf der Oberfläche und breitet sich dabei nicht aus, spricht man von Antibenetzung. Das grundlegende Maß für die Benetzung kann durch den Kontaktwinkel (Abbildung 5.24) dargestellt werden.

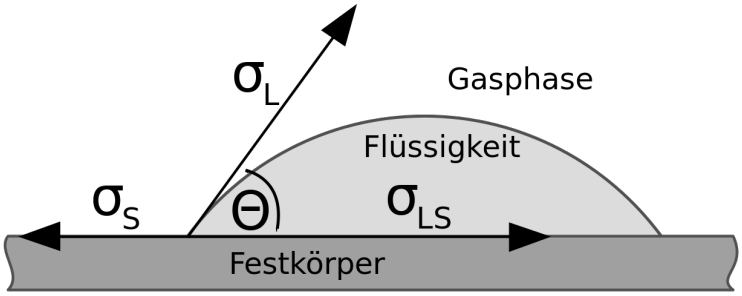


Abbildung 5.24: Schematische Darstellung des Kontaktwinkels bei einem liegenden Tropfen [57]

Dabei entspricht σ_S der Oberflächenenergie des festen Körpers, σ_L der Oberflächenspannung der Flüssigkeit und σ_{LS} der Grenzflächenenergie zwischen dem Festkörper und der Flüssigkeit. Der Kontaktwinkel Θ ergibt sich nach der Gleichung von Young zu:

$$\cos\Theta = \frac{\sigma_S - \sigma_{LS}}{\sigma_L}$$

Ist bei Flüssigkeiten der Kontaktwinkel kleiner als 90°, spricht man von benetzbaren Oberflächen (hydrophil). Bei Kontaktwinkeln größer als 90° handelt es sich um nicht benetzbare Oberflächen (hydrophob). Ausschlaggebend hierfür ist die Differenz der Kohäsionskräfte (Kräfte innerhalb eines Körpers/Fluids) und den Adhäsionskräften (Kräfte zwischen verschiedenen Körpern/Fluiden).

Im Vergleich zu typischen Flüssigkeiten weist Galinstan eine verhältnismäßig große Oberflächenspannung zwischen $604\,\mathrm{mN\,m^{-1}} bis 624\,\mathrm{mN\,m^{-1}}$ bei Raumtemperatur auf [63]. Die Oberflächenspannung von Wasser beträgt vergleichsweise nur $72,7\mathrm{mN\,m^{-1}}$. Dies sorgt für eine grundlegend schlechte Benetzbarkeit mit Galinstan [63].

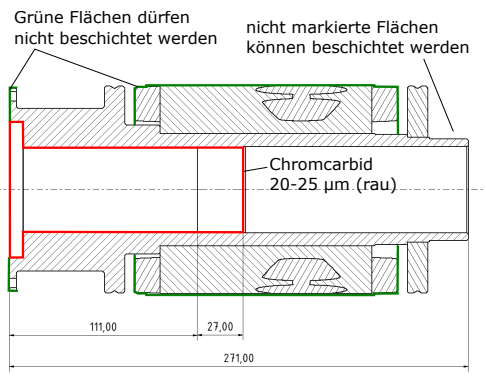
Es sind verschiedene Verfahren bekannt, die Benetzbarkeit zu beeinflussen, wie zum Beispiel: Kraft-getriebene Benetzbarkeit, reaktive Benetzbarkeit oder die Benetzbarkeit in Folge von Oberflächenrauhigkeiten [63].

Hierzu hat Wenzel in [156] die Änderung des Kontaktwinkels in Abhängigkeit der Oberflächenrauhigkeit festgestellt. Hierdurch wird der grundlegende Effekt bereits verstärkt. Ist eine Oberfläche flüssigkeitsabweisend, so wird sie mit zunehmender Feinstrukturierung wasserabweisender. Bei einer flüssigkeitsanziehenden Oberfläche wird der Effekt ebenfalls verstärkt.

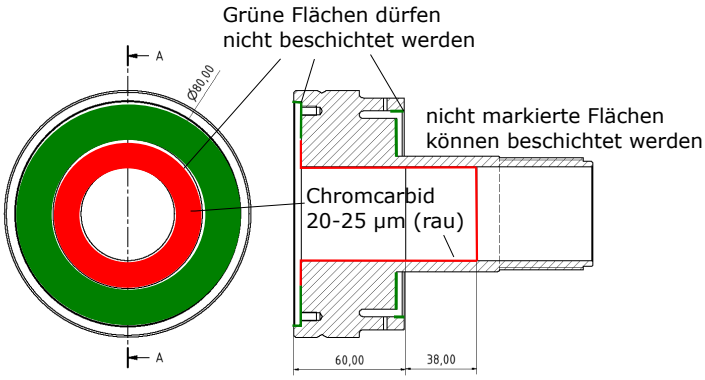
$$\cos(\theta^*) = r\cos(\theta)$$

Der Wert r beschreibt dabei das Verhältnis zwischen der tatsächlich benetzten Fläche zur projizierten Fläche. Der Effekt von Wenzel soll zur Ausbildung einer möglichst benetzenden Fläche (vgl. Abbildung 5.23 rot) und antibenetzenden Fläche (vgl. Abbildung 5.23 schwarz) genutzt werden.

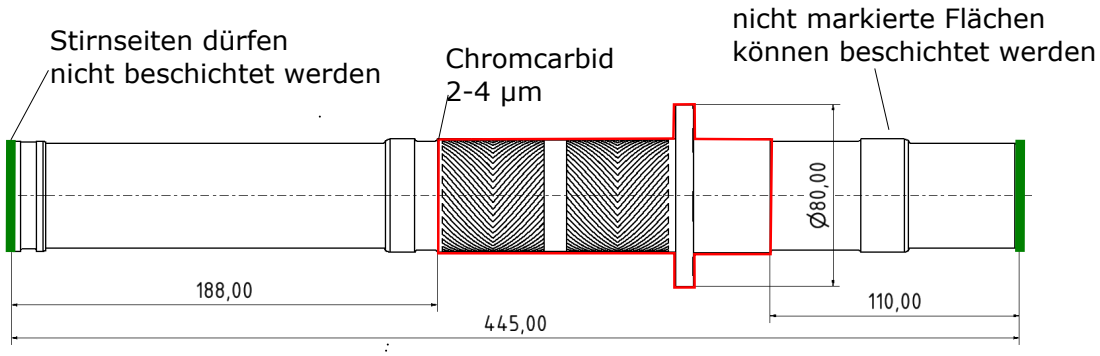
Für die Fertigung der Achse und der beiden Rotorträger ist insgesamt ein Lagerspalt von 80 µm in radialer Richtung vorgesehen. Die Achse wird in einem Beschichtungsgang mit einer galvanisch abgeschiedenen Chromcarbidschicht mit der Dicke 2 µm bis 4 µm beaufschlagt. Hierdurch wird zunächst nur die Benetzungsschicht sichergestellt. Die Rotorträger werden in einem angepassten Beschichtungsverfahren mit einer Schichtdicke von 15 µm bis 20 µm beschichtet. Das angepasste Verfahren bildet eine Oberfläche mit hoher Rauigkeit aus (R_z5). Anschließend werden die zwei Rotorträger in den Benetzungsbereichen nochmals geschliffen bzw. poliert. Hierbei werden ca. 10 µm abgetragen und die Oberfläche geglättet. Somit bildet sich im Benetzungsbereich eine glatte Oberfläche, und an den Rändern eine raue Oberfläche aus, die den Lagerspalt durch die größere Schichtdicke nochmals verkleinert und zusätzlich als mechanische Flussbarriere dient. Abbildung 5.25 zeigt den Beschichtungsplan.



(a) Beschichtungsplan Rotorträger-links



(b) Beschichtungsplan Rotorträger-rechts



(c) Beschichtungsplan Achse

Abbildung 5.25: Beschichtungspläne der Lagerbauteile

Kapitel 6

Gestaltung der übrigen Module

6.1 Kühlsystem

Die Wärme ist kritisch für die Funktion des Gesamtsystems. Demzufolge ist die Gestaltung des Kühlsystems entscheidend für die Erhaltung der Hauptfunktion des Prototypen. In diesem Unterkapitel erfolgt die Auslegung aller, zur Funktion der Anlage relevanten, Kühlkomponenten.

Der Elektronenstrahl wird zu ca. 99% in Wärme umgewandelt. Ohne diese Umwandlung genau zu bestimmen, wird vereinfacht die gesamte Elektronenstrahlenergie für die weitere Betrachtung angenommen. Dieses Vorgehen wurde in den vorherigen Kapiteln für eine konservative Berechnung gewählt. Von der Gesamtenergie verbleiben ca. 68% wärmewirksam im Targetmaterial (Primärelektronen) und 32% werden direkt auf die Rückwand der Vakuumkammer zurückgestreut (Rückstreuelektronen). Die resultierende Wärme der Primärelektronen fließt über das Target und die Rotorträger bis zum Flüssigmetalllager und der Achskühlung.

Begonnen wird mit einer kurzen Erläuterung der relevanten Grundlagen. Allgemein wird der Transport thermischer Energie als Wärmeübertragung bezeichnet. Diese lässt sich zunächst in zwei Arten einteilen, Wärmeübertragung durch Kontakt und Wärmeübertragung durch Strahlung. Bei der Übertragung durch Kontakt wird ein weiteres Mal zwischen festen und bewegten Körpern unterschieden. Die Berechnung der Wärmeübertragung bei Kontakt erfolgt durch das Gesetz des molekularen Wärmetransports nach Fourier [150].

$$\dot{q} = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \tag{6.1}$$

Der Wärmetransport zwischen bewegten, in Kontakt stehenden Körpern wird als Konvektion bezeichnet, wobei hier mindestens einer der beiden Körper ein Fluid darstellt. Neben dem Gesetz des molekluaren Wärmetransports spielt der Wärmeübergangskoeffizient α eine entscheidene Rolle. Mit diesem Koeffizienten werden Einflussfaktoren wie unter anderem Oberflächenbeschaffenheit, unterschiedliche Leitfähigkeiten, Strömungsgeschwindigkeit und geometrische Beschaffenheit zusammengefasst. Nach Newton ist er wie folgt definiert [150]:

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{\vartheta_{\text{medium}} - \vartheta_{\text{kontaktfläche}}} \tag{6.2}$$

Bei der Wärmeübertragung durch Strahlung findet der Energietransport ohne einen körperlichen Träger statt. Die Wärmestrahlung besteht aus elektromagnetischen Wellen. Die auftreffende Strahlung wird von der Materie absorbiert, reflektiert oder durchgelassen. Ein Körper wird als schwarz bezeichnet, wenn er alle auftreffende Strahlung absorbiert und als weiß, wenn er alle auftreffende Strahlung reflektiert. Der Energietransport wird allgemein durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz beschrieben [150]:

$$\dot{q} = \epsilon \sigma T^4 \tag{6.3}$$

Die thermische Leitfähigkeit in Kombination mit der spezifischen Wärmekapazität kann in einer charakteristischen Ähnlichkeitskennzahl beschrieben werden, der Prandtl-Zahl Pr. Sie ist ein wichtiger dimensionsloser Parameter bei konvektiven Wärmeübergangsproblemen. Die physikalische Bedeutung beschreibt das Verhältnis zwischen Impulstransport und dem Transport von thermischer Energie. Sie ist definiert als:

$$Pr = \frac{\rho \nu c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{\kappa} \tag{6.4}$$

Hierbei entspricht ρ der Dichte, λ der Wärmeleitfähigkeit, c_p der spezifischen Wärmekapazität und ν der kinematischen Viskosität. Die Größe κ wird in der Literatur oft als Temperaturleitfähigkeit oder thermische Diffusivität bezeichnet. Die Reynoldszahl wird als das Verhältnis zwischen Trägheits- und Reibungskäften definiert. Als dimensionslose Ähnlichkeitskennzahl lässt sie sich zur Abschätzung des Turbulenzverhaltens in einer Strömung einsetzen.

$$Re = \frac{v d_i}{\nu} \tag{6.5}$$

Bei Reynoldszahlen größer als 2300 wird eine turbulente Strömung angenommen [15]. Für die Bestimmung des Wärmeübergangs wird die Nusselt-Zahl Nu genommen, die von der Reynolds- und der Prandtl-Zahl abhängt. Für turbulente Strömungen lässt sich die Nusselt-Zahl wie folgt berechnen:

$$Nu = \frac{\frac{\zeta (Re - 1000) Pr}{8}}{1 + 12.7 \left(\frac{\zeta}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1\right)} * \left(1 + \left(\frac{d_i}{l}\right)^{\frac{2}{3}}\right) \tag{6.6}$$

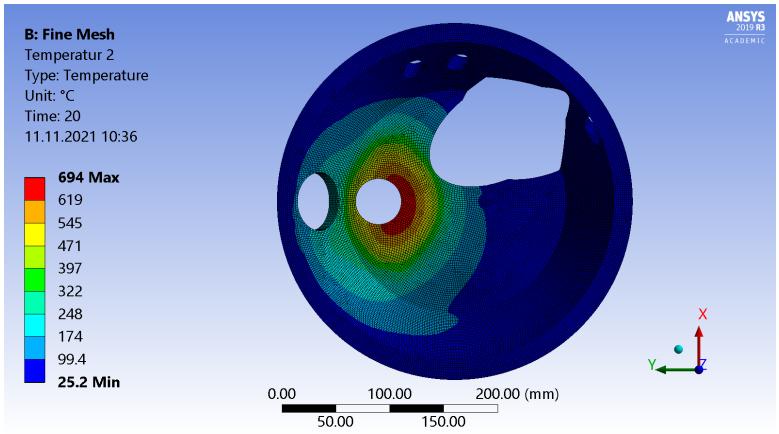
ζ entspricht der Rohrreibungszahl, die sich wie folgt berechnet:

$$\zeta = (1.82 \log(Re) - 1.64)^{-2} \tag{6.7}$$

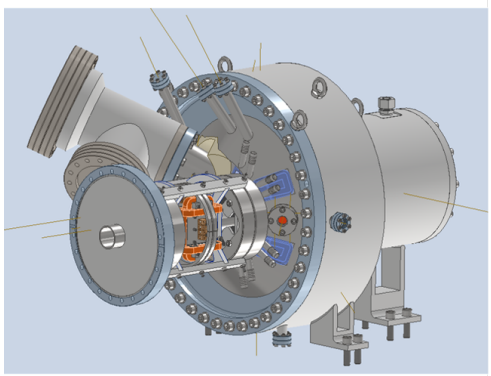
6.1.1 Wärmelast durch Rückstreuelektronen

Bei der LFXT befindet sich die gesamte Vakuumkammer auf dem gleichen Potenzial wie das Target, und es gibt kein elektrisches Feld innerhalb der Vakuumkammer. Zurückgestreute Elektronen bewegen sich in dem feldfreien Vakuum auf geraden Bahnen und geben ihre Energie als Wärme an die Wand der Vakuumkammer ab. In einem ersten Schritt ist zu bestimmen, wie groß der Temperaturanstieg ohne Kühlung ausfällt. Die Elektronenverteilung in der Vakuumkammer wird mittels Monte-Carlo-Simulationen in TOPAS (Version 3.6.p1) und FEM-Analysen in Ansys Mechanical simuliert. Die Grundlage für beide Simulationen ist ein vereinfachtes CAD-Modell (vgl. Abbildung 6.1 c).

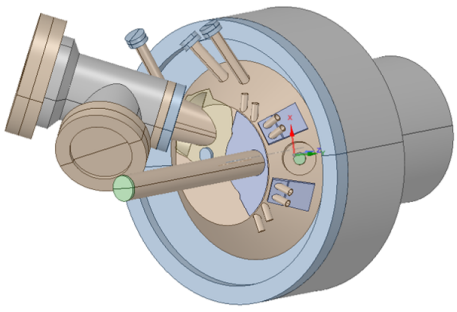
Die von der Wärme betroffenen Komponenten beinhalten das Ende des Strahlrohrs, das Röntgenaustrittsfenster und weitere Sichtfenster. Für das Brennbahnmaterial wurde reines Wolfram angenommen, um das Rückstreuverhalten der Brennbahn abzubilden. Für alle anderen Komponenten wird Eisen als Vereinfachung zum Edelstahl angenommen. In den Monte-Carlo-Simulationen wird ein Elektronenstrahl von 300 keV auf das Target aufgebracht. Die ermittelte Energie lässt sich in eine Wärmeleistungsdichte umrechnen und mithilfe von Python auf einen Primärelektronenstrom von 0,3 A normieren. Mit FEM wird die Temperatur der Vakuumkammer mit der normalisierten Wärmeleistungsdichte als Wärmequelle während 20 s Bestrahlungszeit simuliert. In einer ersten Bewertung wurde keine Kühlung oder Strahlung berücksichtigt. Der Temperaturanstieg von 690 °C (vgl. Abbildung 6.1) birgt große Risiken für das Versagen umliegender Komponenten, wie zum Beispiel der Quadrupolmagnete oder der Vakuumkammer selbst. Darüber hinaus gilt es grundsätzlich, die Temperatur zu minimieren, da ein Temperaturanstieg negative Auswirkungen auf die Vakuumqualität und letztendlich die Qualität des Röntgenstrahls hat [162].



(a)



(b)



(c)

Abbildung 6.1: (a) Rückstreuelektronen-induzierte Temperaturverteilung auf der Rückwand der Vakuumkammer; (b) CAD-Modell der Vakuumkammer; (c) FEM-gerechte Modellableitung mit geometrischen Vereinfachungen

6.1.2 Berechnung der Kreisläufe

Auf der Drehanode wird die Wärme aufgrund der Rotation verteilt. Die Rückwand ist statisch und stellt mit einem Wärmeeintrag von ca. 30 kW eine echte Herausforderung dar. Auch wenn die Temperaturen selbst ohne Kühlung unter der Schmelztemperatur der Vakuumkammer bleiben, gibt es hier einen Konflikt mit der Vakuumgüte und Gefährdung der außen liegenden Komponenten. Außerdem ist der Festigkeitsverlust bei diesen Temperaturen bereits kritisch. Folglich ist die Kühlleistung im Bereich der Rückwand zu maximieren.

Wasser bietet sich aufgrund sehr guter Wärmeübertragungseigenschaften und einer sehr einfachen Handhabung als ideales Kühlmedium für die vorliegende Fragestellung an. Die wichtigsten thermischen Kenngrößen des Wassers sind die Dichte $\rho_w = 1000\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, die spezifische Wärmekapazität $c_{pw} = 4187\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$ und die Wärmeleitfähigkeit $\lambda_w = 0{,}6\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$. Für die Motor- und Spaltrohrkühlung muss ein elektrisch nicht leitendes Medium eingesetzt werden. Hierbei eignet sich ein niederviskoses Wärmeträgeröl[1]. Die Viskosität ist stark temperaturabhängig. Bei Raumtemperatur gelten die Kenngrößen $\rho_o = 1045\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, $c_{po} = 1550\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$, $\lambda_o = 0{,}131\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$ und eine kinematische Viskosität von $\nu_o = 47\,\mathrm{mm\,s^{-2}}$.

Auf der Rückwand werden zwei rippenförmige Kühleinheiten vorgesehen. Abbildunng 6.2 zeigt das CAD Modell der deckelseitigen Kühlkreisläufe. Für die Auslegung wird die Umgebung vernachlässigt und davon ausgegangen, dass das Wasser die gesamte Energie abführen muss.

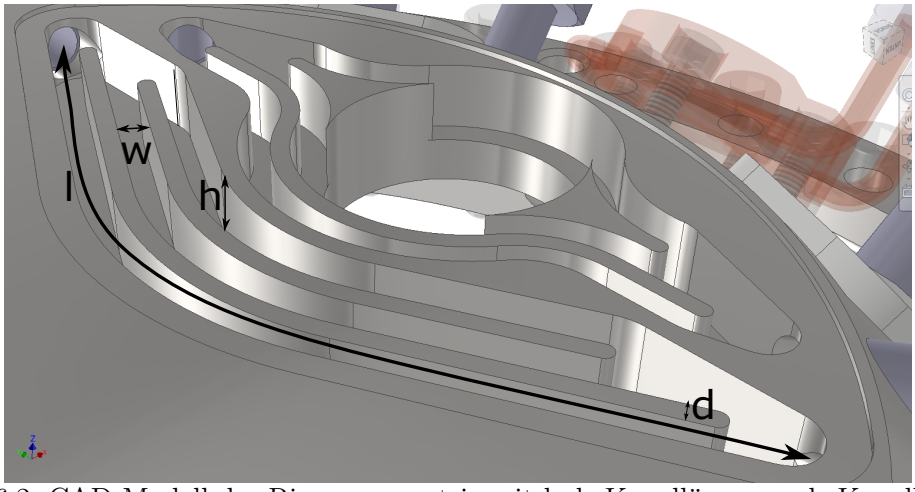


Abbildung 6.2: CAD Modell der Rippengeometrie mit l als Kanallänge, w als Kanalbreite, h als Kanalhöhe und d als Rippenbreite

Der Durchmesser d_i ist nur für Rohre gültig. Bei rechteckigen Strömungskanälen (wie z.B. bei Kühlrippen) muss der gleichwertige Strömungsdurchmesser d_{gl} herangezogen werden. Dieser bestimmt sich zu:

$$d_{gl} = \frac{2wh}{w+h} \tag{6.8}$$

Dabei entspricht w der Breite und h der Höhe des Rechteckkanals. Der Wärmeübergang berechnet sich wie folgt:

$$\alpha = \frac{Nu\lambda_w}{d_{gl}} \tag{6.9}$$

Für die Auslegung wird angenommen, dass das Wasser eine Strömungsgeschwindigkeit von $v = 10\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ aufweist und die maximale Temperaturerhöhung $\Delta T_{max} = 80\,\mathrm{K}$ betragen darf. Geht man davon aus, dass der Wärmeübergang zwischen Rippen und Wasser ideal erfolgt, so ergibt sich ein idealer Wärmestrom von

[1] Addinol Wärmeträgeröl XW15HT

$$\dot{Q}_{ideal} = \dot{m} c_p \Delta T_{max} = 603\,\text{kW} \tag{6.10}$$

Nimmt man den Wärmeübergangskoeffizienten α hinzu, so lässt sich unter Berücksichtigung der Kontaktfläche A (vgl. Abbildung 6.2), der theoretische Wärmestrom wie folgt berechnen:

$$\dot{Q}_{theor} = \alpha A \Delta T_{max} = 27{,}1\,\text{kW} \tag{6.11}$$

Auch dieser Ansatz entspricht nicht einer richtigen Annahme, da der Wärmestrom von innen bis zum Ende der Rippen konstant vorliegen muss, um die Wärme konstant über die Gesamtfläche abzugeben. Zusätzlich wärmt sich das Fluid über die Laufstrecke des Kanals auf, sodass die logarithmische Temperaturdifferenz ebenfalls berücksichtigt werden muss. Aus diesem Grund wird die Übertragungseffektivität ϵ mit der dimensionslosen Übertragungsfähigkeit N eingeführt [14].

Die dimensionslose Übertragungsfähigkeit N ergibt sich aus der Referenzfläche A_ref, die der Fläche ohne Rippen entspricht, dem Wärmedurchgang k, dem Wärmekapazitätsstrom $\dot{C}$ und berechnet sich nach dem Zusammenhang:

$$N = \frac{k A_{ref}}{\dot{C}} \tag{6.12}$$

Der Wärmedurchgang k bestimmt sich durch den Wärmeübergangskoeffizienten α nach Gleichung 6.9 und muss mit dem Rippenwirkungsgrad η_r multipliziert werden.

$$k = \alpha \cdot \eta_r = \alpha \frac{\tanh(\mu h)}{\mu h} \;\; mit \;\; \mu = \sqrt{\frac{\alpha U_r}{A_r \lambda_s}} \tag{6.13}$$

Hierbei steht U_r für den Rippenumfang, A_r für den Rippenquerschnitt und λ_s für die Wärmeleitfähigkeit des Rippenmaterials (Edelstahl). Nimmt man den Volumenstrom $\dot{V}$ hinzu, der sich aus der Strömungsgeschwindigkeit und dem Kanalquerschnitt ergibt, so lässt sich der Wärmekapazitätsstrom $\dot{C}$ berechnen:

$$\dot{C} = c_{pw} \frac{\dot{m}}{3} \tag{6.14}$$

Somit sind alle erforderlichen Größen für die Bestimmung des tatsächlichen Wärmestroms, der über die Rippen an das Fluid abgegeben wird, bestimmbar. In Tabelle 6.1 werden die Ergebnisse exemplarisch für den größten Kreislauf „Deckel 1“ dargestellt. Der tatsächlich abgeführte Wärmestrom berechnet sich nach [5] zu:

$$\dot{Q}_{tat} = (1 - e^{-N}) \dot{Q}_{ideal} = 13{,}2\,\text{kW} \tag{6.15}$$

Insgesamt ergeben sich 8 Kühlkreisläufe mit 8 Pumpen für die gesamte Anlage. Für die Rückwand bzw. den Deckel werden insgesamt vier Kreisläufe definiert. Zwei Kreisläufe dienen dem Wärmetausch und ein letzter wird für die Durchflusskühlung der Achse eingesetzt. Abbildung 6.3 zeigt eine Übersicht.

In einem Folgeschritt ist der durch Strömungswiderstände induzierte Druckverlust zu bestimmen. Der Druckverlust berechnet sich nach [25] für gerade Rohrleitungsstücke zu:

$$\Delta p_v = \lambda \frac{l}{d_{gl}} \rho \frac{v^2}{2} \tag{6.16}$$

Tabelle 6.1: Darstellung der relevanten Rechengrößen am Beispiel des Deckel-1 Kreislaufs

Parameter	Symbol	Wert
Kanallänge	l	120 mm
Kanalbreite	w	5 mm
Rippenhöhe	h	12 mm
Rippenbreite	d	3 mm
Strömungsgeschwindigkeit	v	$10\,\mathrm{m\,s^{-1}}$
Massenstrom	$\dot{m}$	$1{,}8\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$
Reynoldszahl	Re	$9{,}8 \times 10^4$
Rohrreibungszahl	ζ	0.024
Nusselt Zahl	Nu	692.65
Wärmeübergangszahl	α	$5{,}88 \times 10^4\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K}$
Rippenleitziffer	μ	$1{,}64 \times 10^3\mathrm{m^{-1}}$
Rippenwirkungsgrad	ν_r	$1{,}64 \times 10^3\mathrm{m^{-1}}$
Wärmedurchgangszahl	k	$2{,}46 \times 10^4\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K}$
Übertragungsfähigkeit	N	0.022

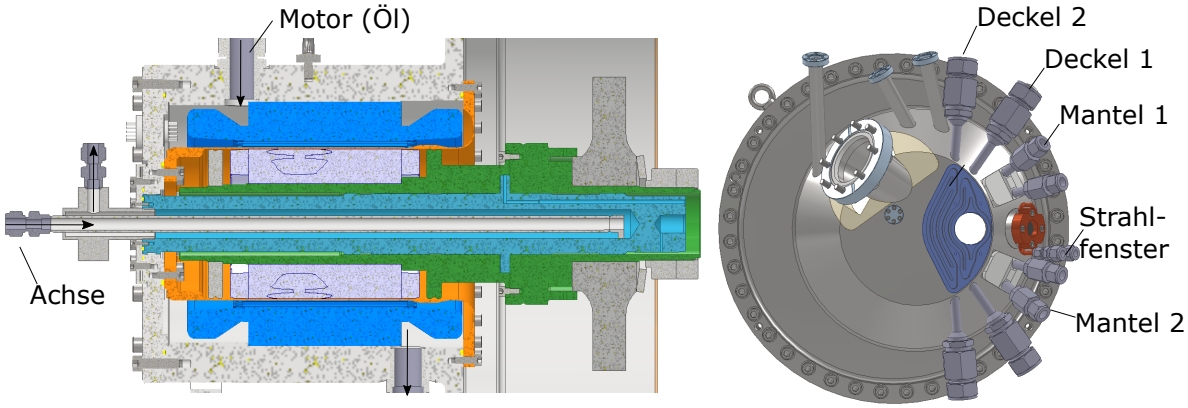


Abbildung 6.3: Rezipienten der Kühlung. Links: Achskühlung und Motorkühlung (Öl). Rechts: Deckelkühlung mit 2 Hauptkreisläufen, 2 Mantelkühlungen und Strahlfensterkühlung

In diesem Fall steht λ für den Widerstandsbeiwert, anstatt für die Wärmeleitfähigkeit. Dieser berechnet sich nach:

$$\lambda = \frac{1}{\left(-2\log\left(\frac{0{,}27}{\frac{d}{k}} - \frac{5{,}02}{Re}\log\left(\frac{0.27}{\frac{d}{k}} + \frac{13}{Re}\right)\right)\right)^2} \tag{6.17}$$

Der Faktor k wird dabei als Sandrauhigkeitsfaktor bezeichnet und wird für Stahlrohre mit $0.02 - 0{,}1\,\mathrm{mm}$ angegeben [5].

Die gesamte Vakuumkammer und die Umgebung befinden sich auf dem Anodenpotenzial von $-150\,\mathrm{kV}$. Ein Anschluss an die Hauswasserleitung ist demnach nicht möglich, sodass das Wasser aus einem Tank gespeist werden muss. Für die Abschätzung des Tankvolumens wird ein konservativer Ansatz gewählt. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die gesamten 90 kW das Volumen um maximal $\Delta T_{max} = 10\,\mathrm{K}$ aufheizen dürfen. Hierbei werden die Volumina innerhalb der Kreisläufe ebenfalls vernachlässigt. Es ergibt sich ein minimales Tankvolumen von:

$$V = \frac{P_{gesamt} \cdot t}{c_p \Delta T_{max}} = 43\,\mathrm{l} \tag{6.18}$$

Ein Flussplan des gesamten Kühlsystems ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Auf eine detaillierte Darstellung der jeweiligen Strömungsdurchmesser und der Anschlussteile wie Fittinge und Dichtungen wird an dieser Stelle verzichtet.

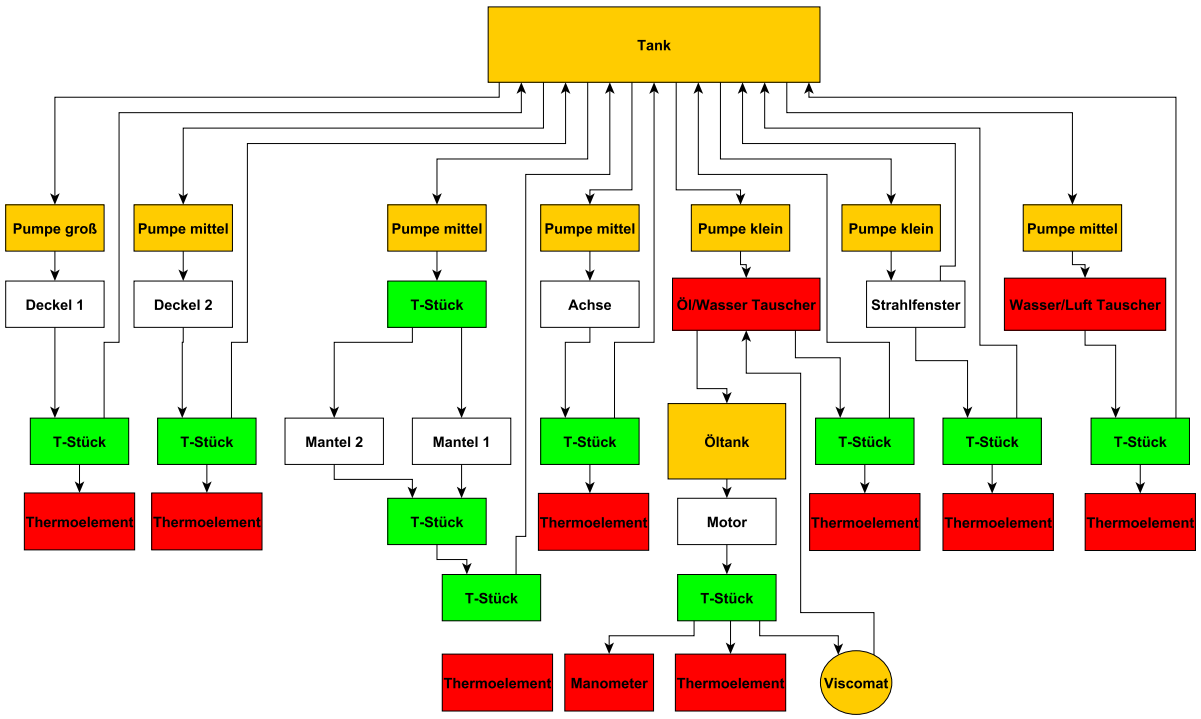


Abbildung 6.4: Flussplan der Kühlkreisläufe

Da der Motor mit Öl gekühlt werden muss, gibt es zwei Wärmetauscher. Der erste ist ein Wasser-Luft-Wärmetauscher. Hierbei wird das Wasser vom Tank abgehend in den Wärmetauscher und zurück gepumpt. Ein Ventilator saugt kalte Umgebungsluft an. Der zweite Wärmetauscher ist ein Wasser-Öl-Wärmetauscher. Hierbei wird der Ölkreislauf, der innerhalb des Kabinetts angeordnet ist, durch einen Wasserkreislauf von außen gekühlt. Ansonsten ist der Ölkreislauf alleinstehend. Um den Zwischenraum zwischen Spaltrohr und Stator nicht zusätzlich mit Druck zu beaufschlagen, wird die Ölpumpe hinter der Kammer angeordnet. Somit wird das Öl angesaugt, anstatt gedrückt. Um den Temperaturanstieg des Öls zu überwachen, wird zusätzlich ein Thermoelement vorgesehen.

Die Darstellung der Ergebnisse der Kühlkreislauslegung unter Berücksichtigung von maximalem Temperaturanstieg und Druckverlust ist in Tabelle 6.2 erläutert. [2]

Tabelle 6.2: Ergebnisdarstellung der berechneten Kühlkreisläufe mit Pumpenauswahl, Fördermenge, Druck und Temperatur

Kreislauf	Pumpe	Fördermenge in $m^3\,h^{-1}$	Förderhöhe in m	Temperatur in °C	Wärmeübergang in $W\,m^{-2}\,K^{-1}$
Deckel 1	CPK 050-032	7,2	100	< 80	$5{,}88 \times 10^4$
Deckel2	CP-101T2	2,4	32	< 80	$3{,}46 \times 10^4$
Achse	CP-101T2	2,7	30	< 80	$3{,}67 \times 10^4$
Strahlfenster	CP-51T2	0,15	20	< 80	$1{,}95 \times 10^4$
Mantel	CP-51T2	1,4	20	< 80	$1{,}95 \times 10^4$
Luft-Tauscher	CP-51T2	1,0	20	< 80	Anhang
Öltauscher	CP-51T2	1,0	20	< 80	Anhang
Motor (Öl)	Viscomat	0,54	10	< 80	Kapitel 5.5.1

[2] Ergebnisse basierend auf unveröffentlichtem Bericht der Technischen Universität München (LPL).

6.2 Vakuumkammer

Eine Vakuumumgebung bietet die Grundvoraussetzung für die Funktionsfähigkeit jeder Röntgenröhre. Aufgrund der sehr feinen Brennfleckabmaße in der Breitenrichtung ergeben sich hohe Anforderungen von $p = 10^{-8}$mbar an die LFXT. Die Auslegung und Konstruktion der Kammer der Elektronenquelle wird durch die Universität Mainz bearbeitet. Die Kammer um das Target und der gesamte Antriebsstrang, sowie der Deckel wurden im Rahmen dieser Arbeit ausgelegt und gefertigt. Dabei dient die Vakuumkammer ebenfalls als Gehäuse für den Stator, der eingeschrumpft wird. Als Vakuumgrenze dient das Spaltrohr aus Kapitel 5.5.1. Eine Explosionsdarstellung der relevanten Vakuumkomponenten zeigt Abbildung 6.5.

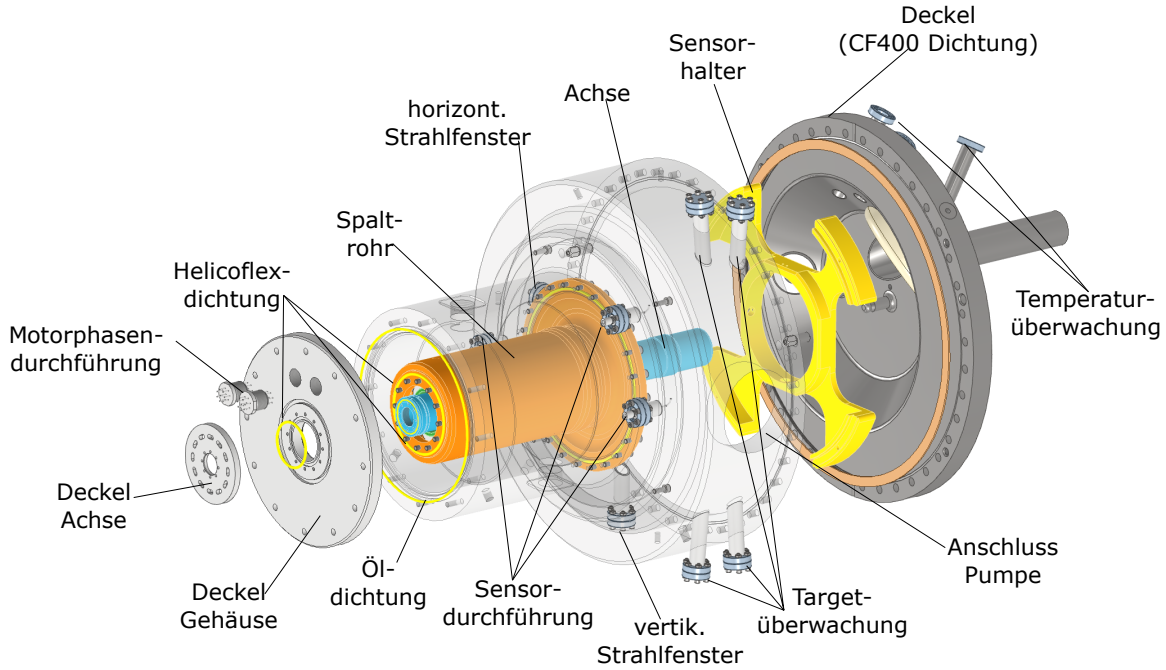


Abbildung 6.5: Explosionsdarstellung der Vakuumkammer. Rotorträger und Target sind nicht dargestellt.

An der Hauptkammer sind insgesamt 9 Durchführungen vorgesehen. Vier Durchführungen dienen der Targetüberwachung, wovon jeweils zwei Durchführungspaare für eine Laser-Detektor-Einheit für die radiale und axiale Verschiebung des Targets zuständig sind. Neben dem primären Strahlfenster, welches in der Abbildung 6.5 nicht dargestellt ist, werden zwei weitere Strahlfenster vorgesehen, ein horizontales und ein vertikales. Die Fenster zeigen auf die jeweils breite und sehr schmale Dimension des Brennflecks. Darüber hinaus benötigt man drei Durchführungen für die Sensoren, zwei für die Radialsensoren und eine für das Drehzahlsignal.

Die Hauptkammer (vgl. Anhang B.10) ist links- und rechtsseitig offen. Auf der linken Seite wird der Deckel angebracht, der über eine CF400 Dichtung das System abschließt. Die linksseitige Öffnung wird mit zwei Deckeln ausgeführt. Der erste etwas größere Deckel dichtet den Außenrand des Gehäuses gegenüber dem Kühlöl mit einem O-Ring. Von innen wird das Spaltrohr an den großen Deckel geschraubt und dichtet zwischen Öl und Vakuum mit einer Helicoflexdichtung. Diese Dichtung besteht aus einer Schraubenfeder, die von einem Metallmantel umgeben ist. Während der Kompression zwingt der spezifische Druck der Feder den Mantel zum Nachgeben und zum Ausfüllen der Restrauheit an der Dichtfläche. Der Vorteil dieser Dichtungen besteht in der Wiederverwendbarkeit (wiederholtes Öffnen der Kammer beim Prototypenbau) und der Maßvielfalt. Nachteilhaft ist der Preis zu bewerten. Der große Deckel hat eine Bohrung für die Auflage und Führung der Achse. Abschließend wird der kleine Deckel montiert, der sowohl zwischen Innenbohrung der Achse und Vakuum, als auch nach außen abdichtet.

6.3 Instrumentierung

In Kapitel 4.5.3 wurden mögliche Instabilitäten des Lagers beschrieben. Für die Überwachung dieser Effekte soll der Rotor in zwei Ebenen radial abgetastet werden. Hieraus lässt sich der Orbit des Rotors zur Überwachung abbilden. Zusätzlich lässt sich hier eine Aussage über den Wuchtzustand, bzw. eine spontane Änderung treffen. Die Abstandsänderung befindet sich im Bereich von wenigen 10 µm, da die radiale Lageänderung durch die Abmessung des Lagerspaltes begrenzt ist.

Als zweites Instrumentierungselement wird ein Drehzahlsensor verbaut, der die Drehzahl des Rotors im Bereich von 0 Hz bis 250 Hz überwacht. Da neben der Mindestdrehzahl keine weiteren Anforderungen an das Laufverhalten vorliegen, ist keine genaue Rotorphasenregelung gefordert. Auch die genaue Drehzahl ist für die Funktion irrelevant, solange die Nenndrehzahl von mindestens 200 Hz erreicht wird.

Sensorik für Abstands- und Drehzahlmessung zählen zum Stand der Technik. Die große Herausforderung bei der Auslegung der Sensorik sind die Randbedingungen. In Kapitel 3 wurde das Anforderungsprofil detailliert vorgestellt. Zusammenfassend müssen die Sensoren strahlungsresistent, temperaturstabil und ultrahochvakuumtauglich sein. Für diese Art der Anforderungen kommen nur wenige potenzielle Hersteller infrage. Die Firma Micro-Epsilon[3] bietet kapazitive Abstandssensoren an, die die Umgebungsanforderungen erfüllen. Hierbei gelten das Messobjekt und der Sensor als Plattenelektroden. Wenn durch den Sensorkondensator Wechselstrom fließt, so ist die Amplitude der Spannung direkt proportional zum Abstand.

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{A}{d}$$

Hierbei ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante des Vakuums, ϵ_r die relative Permittivität des Dielektrikums, A die Fläche und d der Abstand. Die Messung erfolgt über den Blindwiderstand X_c, der sich streng proportional mit dem Abstand ändert. Eine Darstellung des Sensors und des Controllers zeigt Abbildung 6.6. Die beiden Abstandssignale werden mit einer Samplingrate von maximal 3906 Samples pro Sekunde aufgezeichnet. Bezieht man diese Rate auf die Nenndrehzahl von 200 Hz, so ergeben sich weniger als 20 Messpunkte pro Umdrehungen, was für die Aufzeichnung eines Orbits nicht ideal ist. Daher wird eine Mittelung der Werte über eine Sekunde gebildet.

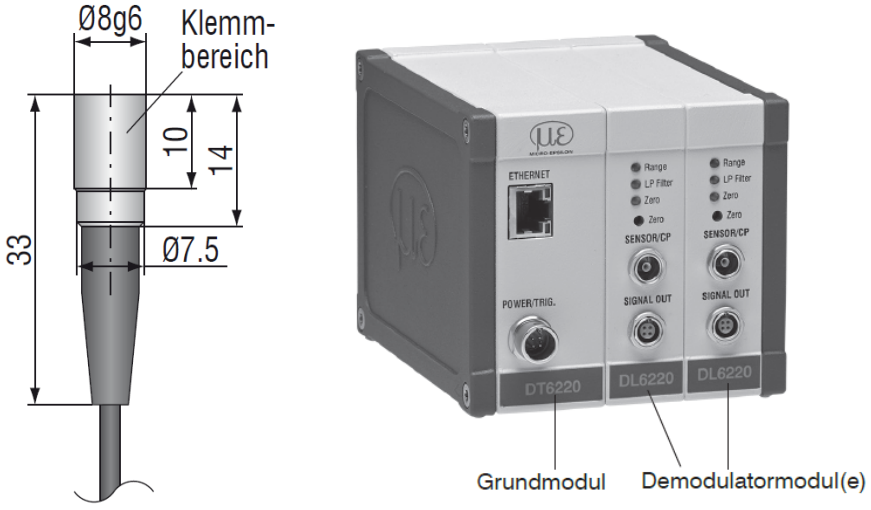


Abbildung 6.6: Links: Schematische Darstellung des Radialsensors Rechts: Controller zur Abstandserfassung [98]

[3]Micro-Epsilon Messtechnig GmbH & Co. KG, Ortenburg, Deutschland

Für die Drehzahlmessung erfolgt das Messprinzip ebenfalls kapazitiv. Der Sensorkopf tastet den Schraubenkopf des rechten Rotorträgers ab. Bei jedem Schraubenkopf erfolgt eine Abstandsänderung, die von der Messelektronik als Puls wahrgenommen wird. Bei 8 Schraubenköpfen und einer Drehzahl von 200 Hz ergibt sich eine Signalfrequenz von 1600 Hz. Der Drehzahlbereich des Controllers ist bis zu einer maximalen Drehzahl von 400.000 Umdrehungen pro Minute ausgelegt. Der Ausgang erfolgt entweder analog im Bereich von 0-5 V oder digital per Transistor-Transistor-Logik (TTL)-Pegel. Beim digitalen Ausgang wird der Impuls pro Umdrehung oder jede einzelne Detektion übergeben, sodass hier die Drehzahl mit einem Zählmodul extra berechnet werden müsste. Der analoge Ausgang lässt sich direkt auf den gewünschten Drehzahlbereich einstellen und muss nur noch mittels eines Analog-Digital (AD)-Wandlers an die Gesamtsteuerung angebunden werden. Hierfür wird ein Arduino gewählt. Abbildung 6.7 zeigt den verwendeten Sensor und Controller zur Drehzahlbestimmung.

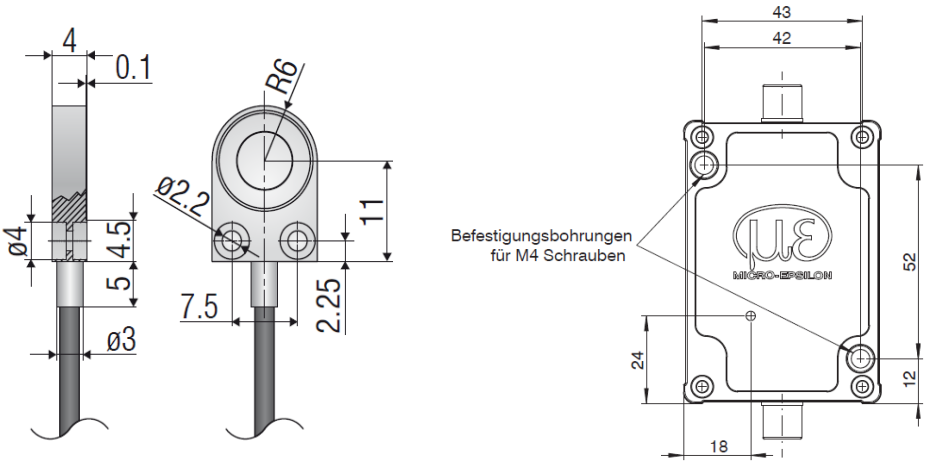


Abbildung 6.7: Links: Schematische Darstellung des Drehzahlsensors. Rechts: Controller zur Pulserfassung und Drehzahlberechnung [98]

Für die Gesamtintegration der insgesamt drei Sensoren wird ein Sensorhalter konstruiert (siehe Abbildung 6.8), der innerhalb der Vakuumkammer angeschraubt wird. Eine Detailzeichnung des Sensorhalters ist dem Anhang B.16 zu entnehmen. Das Messprotokoll befindet sich im Anhang C.7. Um Spalte an der Andruckfläche zwischen Sensorhalter und Vakuumkammer zu minimieren, wird ein Überstand eingestochen, damit das verbleibende Restgas abgesaugt werden kann. Für die Befestigung werden spezielle Vakuumschrauben verwendet. Diese weisen eine innere Hohlbohrung auf, damit das Restgas aus den Sacklöchern entweichen kann. Für die Durchführungen der insgesamt drei Kabel werden jeweils CF16 Vakuumdurchführungen vom gleichen Hersteller eingesetzt.

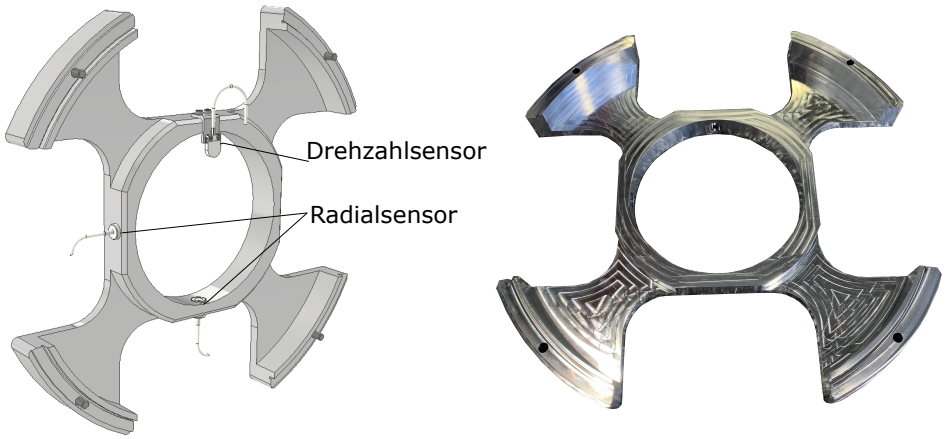


Abbildung 6.8: Links: CAD Darstellung des Sensorhalters. Rechts: Gefertigter Sensorhalter

Kapitel 7

Untersuchungen am Beispielsystem

Mit Abschluss der vorherigen Kaptitel ist das grundlegende Design der gesamten LFXT bestimmt. Die Untersuchungen am Beispielsystem unterteilen sich in zwei Unterkapitel. Zum einen wird ein Vorversuch aufgebaut, in dem ein miniaturisiertes Gleitlager hinsichtlich der Fertigung und der Befüllung untersucht wird. Zum anderen erfolgt die Beschreibung der Gesamtsystemintegration.

7.1 Vorversuch

Die Entwicklung eines Flüssigmetall-geschmierten Radialrillengleitlagers stellt eine komplexe Aufgabe dar. Die Schmierung des Lagers ist kritisch für die Funktionalität. Das Galinstan tendiert zur quasi-instantanen Oxidation an der Oberfläche in einer Sauerstoffumgebung. Die Oxidpartikel können den Spalt verstopfen oder für erhöhten Verschleiß sorgen, sodass zu gewährleisten ist, das Flüssigmetall unter möglichst inerter Atmosphäre zu befüllen. Für den finalen Prototypen ist der Demontage- und erneute Montageaufwand sehr hoch, sodass der Befüllvorgang im Rahmen eines Vorversuchs validiert und untersucht werden soll. Erschwerend kommt hinzu, dass man später nicht in die Kammer hineinschauen kann, um das Fließverhalten des Schmiermittels zu untersuchen. Des Weiteren kann der Vorversuch für die Untersuchung und Inbetriebnahme von Instrumentierung wie Drehzahl- und Abstandssensorik genutzt werden. Hierzu wird ein deutlich kleinerer Versuchsaufbau entworfen.

7.1.1 Mechanischer Aufbau

Für den mechanischen Aufbau sind alle relevanten Komponenten für den späteren Aufbau vorzusehen. Dieser besteht maßgeblich aus einer Vakuumkammer, einer statischen Achse, einem Rotor, einem Stator und der Befüllungseinheit. Abbildung 7.1 zeigt eine Darstellung. Sämtliche Einzelteilzeichnungen sind den Anhängen B.18-B.27 zu entnehmen.

Die Gesamtabmessungen der Kammer betragen 300 mm × 300 mm mit einer Höhe von 156 mm. Um die Kammer abzudichten, ist ein Deckel vorgesehen, der auf eine umlaufende O-Ring Dichtung des Gehäuses gesetzt wird. Der Deckel selbst ist mit einer 6 mm dicken Plexiglasplatte versehen, um die Sicht beizubehalten. Die zwei Lagerböcke tragen die Achse. Die Ausrichtung erfolgt mittels Passstiften.

Der Sensorhalter beinhaltet analog zum finalen Sensorhalter zwei radiale Abstandssensoren und einen Drehzahlsensor. Der Drehzahlsensor ist auf eine gezahnte Scheibe aus Aluminium gerichtet, die gleichzeitig die rotierende Trägheit darstellt. Die Radialsensoren tasten den Abstand zum Rotor in x- und y-Richtung ab.

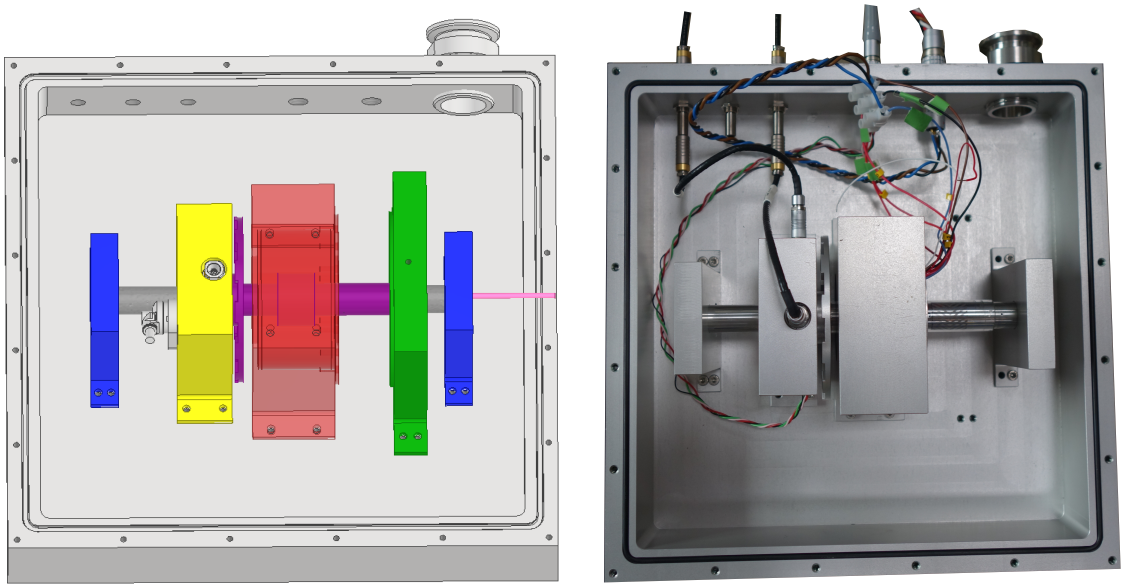


Abbildung 7.1: Links: CAD-Modell Vorversuchsaufbau; Blau: Lagerböcke, Gelb: Sensorhalter, Rot: Stator, Violett: Rotor, Grün: Passives Magnetlager, Pink: Befüllungseinheit. Rechts: Foto des finalen Aufbaus (Deckel nicht dargestellt)

Beim Motor handelt es sich um einen Synchronmotor mit einem Permanentmagneten. Dieser ist als Hohlzylinder mit dem Innendurchmesser $d_i = 20\,\text{mm}$, dem Außendurchmesser $d_a = 28\,\text{mm}$ und der Länge $l = 20\,\text{mm}$ ausgeführt. Stator und Magnet dienen normalerweise als Antrieb für einen Röntgenchopper und kommen zusammen mit der entsprechenden Elektronik für diese Anwendung leihweise zum Einsatz.

Die grüne Struktur aus Abbildung 7.1 dient als Halter für einen weiteren Permanentmagneten, der zusammen mit einem Magneten auf der Welle ein passives Axiallager ausbilden soll. Diese Lösung wurde aufgrund der thermischen Randbedingungen verworfen.

Der Rotor ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Zur besseren Unterscheidung wird im Vergleich zu Abbildung 7.1 eine andere farbliche Darstellung gewählt. Der Magnet wird auf ein Präzisionsglasrohr (Innendurchmesser $d_i = 16\,\text{mm}$, Außendurchmesser $d_a = 18{,}6\,\text{mm}$ und Länge $l = 118\,\text{mm}$) geklebt. Die Toleranz des Innendurchmessers beträgt $\pm 0{,}01\,\text{mm}$. Der Außendurchmesser der Achse beträgt $d_a = 15{,}98\,\text{mm} \pm 0{,}01\,\text{mm}$, sodass ein Lagerspalt von ca. $0{,}02\,\text{mm}$ ausgebildet wird. Der Rundlauf und die Zylindrizität der Bauteile werden im Rahmen des Vorversuchs vernachlässigt, was ein Risiko birgt. Für den beabsichtigten Erkenntnisgewinn ist dies jedoch nicht von vorrangiger Bedeutung.

Die Scheibe besteht aus 12 Zähnen zur Drehzahlmessung. Für eine bessere Anbindung zwischen Scheibe und Glasrohr wird eine Messinghülse mit $0{,}8\,\text{mm}$ Wandstärke angefertigt und mit beiden Teilen verklebt.

Abbildung 7.2: Miniachse mit Gleitlager und Befüllungsöffnung für Flüssigmetall

Die Achse bildet zusammen mit dem Rotor das Gleitlager aus. Der Rotor ist aus Glas gefertigt, um den Befüllprozess und das Fließverhalten des Galinstans zu beobachten. Die in Kapitel 4 untersuchte Miniachse kommt im Rahmen des Vorversuchs zum Einsatz. Abbildung 7.2 zeigt

eine Darstellung. In die Achse wird ein Kanal gebohrt, durch den das Flüssigmetall aus der Vakuumkammer mittels einer Durchführung in den Lagerspalt gelangen kann. Eine kleinere Bohrung ist ebenfalls vorgesehen, um einen Druckausgleich zu schaffen. Dies gilt jedoch nur für den Fall, dass die Befüllungsöffnung nach der Befüllung luftdicht verschlossen wird. Eine detaillierte technische Zeichnung der Achse ist in Anhang B.18 dargestellt.

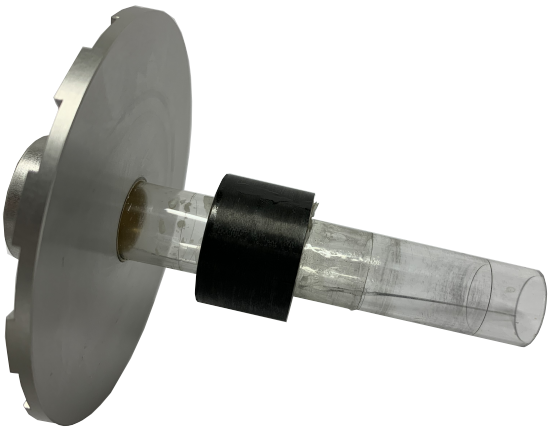


Abbildung 7.3: Bild des Rotors bestehend aus Glasrohr, Permanentmagnet und Scheibe mit Zähnen

7.1.2 Befüllung

Aufgrund der schlechten Benetzbarkeit und der relativ hohen Oberflächenspannung muss die Flüssigkeit mit einer bestimmten Druckdifferenz in den Lagerspalt gepresst werden. Mit Blick auf Kapitel 5.8 ist anzumerken, dass im Rahmen des Vorversuchs ein Austreten der Flüssigkeit in Kauf genommen wird. Ebenso findet der Vorversuch bei Raumtemperatur statt, sodass auch Korrosionseffekte zu vernachlässigen sind. Die Daten und Veröffentlichungslage zum Befüllprozess Flüssigmetall-geschmierter-Gleitlager ist begrenzt. Das Patent [55] zeigt einen schematischen Aufbau, der für den vorliegenden Vorgang prinzipiell zur Orientierung dient. Dieser ist in Abbildung 7.4 dargestellt.

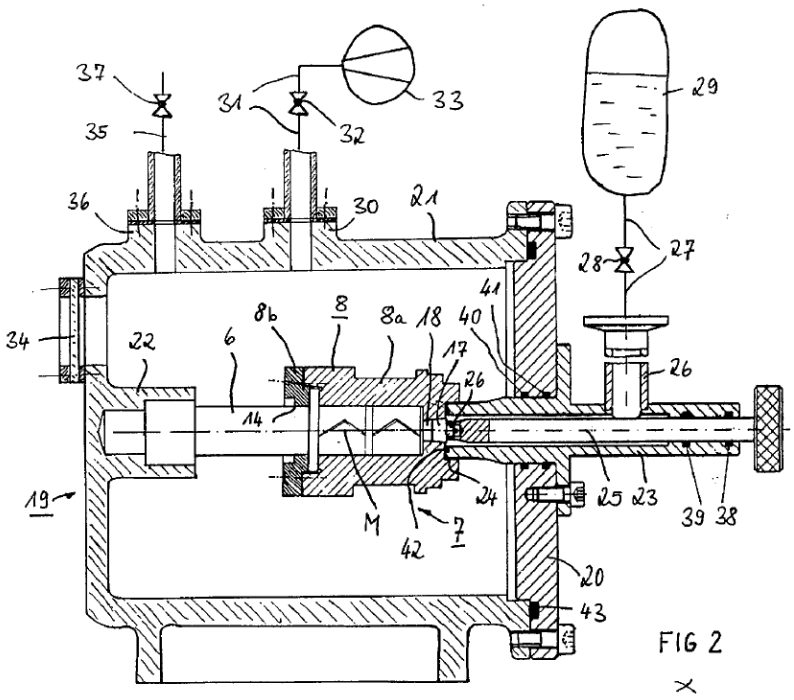


Abbildung 7.4: Prinzipskizze zur Befüllung Flüssigmetall-geschmierter-Gleitlager nach [55]. Positionsbilder werden vernachlässigt.

Das Flüssigmetall wird durch ein Behältnis mit einem Ventil in eine Kolbenstruktur geleitet. Diese ist vakuumdicht mit der Vakuumkammer verbunden. Über einen mechanisch aufgebauten Druck drückt der Kolben das Flüssigmetall in den vorgesehenen Lagerspalt. Normalerweise werden kommerzielle Röntgenröhren nach der Befüllung zugeschmolzen, sodass eine Pumpe für die Aufrechterhaltung des Vakuums nicht mehr nötig ist. Im Patent wird selbst keine Aussage über die weitere Handhabung nach dem Befüllprozess getroffen. Für den vorliegenden Anwendungsfall stehen während des Vorversuchs und auch im späteren Prototypen dauerhaft Turbopumpen zur Verfügung, um das Vakuum aufrecht zu halten. Um die Oxidation möglichst zu vermeiden, lassen sich die betroffenen Volumina entweder vollkommen evakuieren, oder mit einem inerten Gas (z.B. Argon) fluten. Hieraus ergeben sich grundlegend zwei Varianten. Der Aufbau ist in Abbildung 7.5 dargestellt.

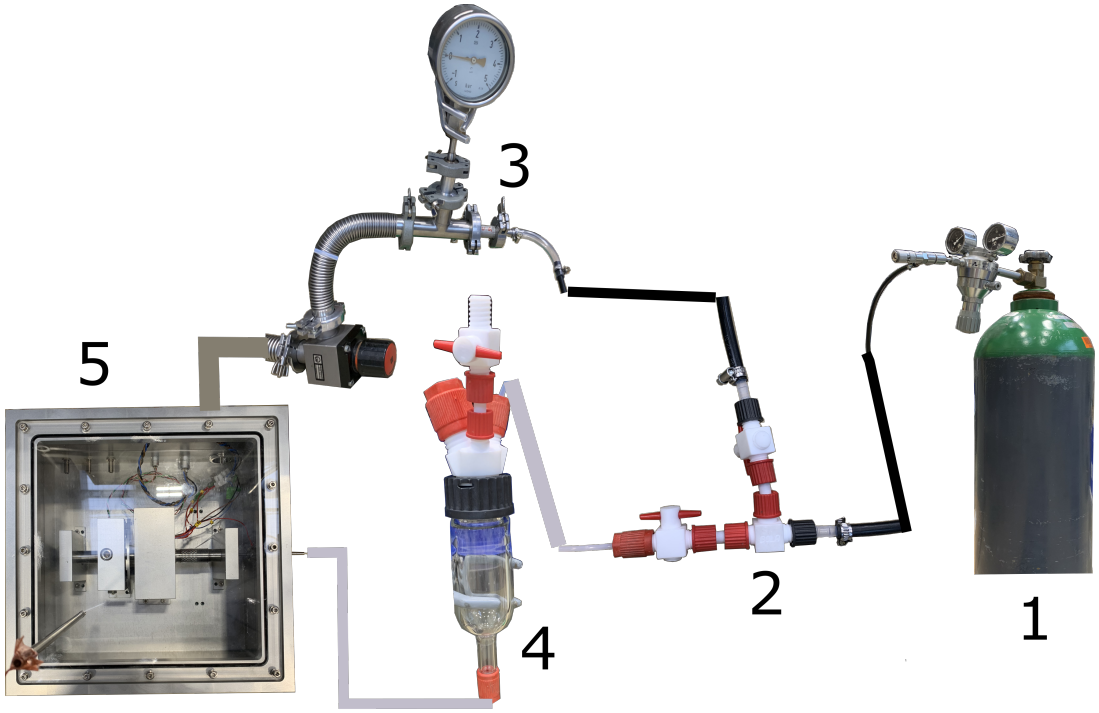


Abbildung 7.5: Befüllungsaufbau bestehend aus 1 Argongasflasch, 2 T-Stück mit Kugelhähnen, 3 Druckmessgerät mit Ventil, 4 Glasgefäß mit Kugelhahn und 5 Aufbau

Die Befüllungsbohrung der Miniachse ist mit einem Innengewinde versehen. Für die Befüllung kommt ein Kapillarrohr aus Edelstahl mit den Abmessungen $d_a = 3\,\text{mm}$ und $d_i = 1\,\text{mm}$ zum Einsatz. Das Rohr hat ein Außengewinde und wird mittels Teflonband dichtend in die Achse geschraubt. Die Abdichtung zwischen Aufbau und Rohr erfolgt mittels Vakuumdichtmasse. Im Glasgefäß soll später ein Überdruck mit bis zu $p = 4\,\text{bar}$ aufgebaut werden, der das Flüssigmetall in den vorgesehenen Lagerspalt drückt. Hierfür wird ein besonders dickwandiges Glas mit großen Radien hergestellt und mit einer Druckprüfung von 12 bar beaufschlagt. Ein Platzen des Gefäßes während der Befüllung ist demnach auszuschließen. Aus dem Glasgefäß geht ein kleiner Teflonschlauch mit den Abmessungen $d_a = 1\,\text{mm}$ und $d_i = 0{,}5\,\text{mm}$ ab. Für die Verbindungen kommt das Laborbaukastensystem der Firma Bola[1] zum Einsatz. Der Teflonschlauch wird durch das Kapillarrohr gesteckt und am Ende abdichtend verklebt.

[1] Bohlender GmbH, Grünsfeld, Deutschland

Die erste Variante sieht die Befüllung unter Vakuumatmosphäre vor. Der Aufbau unterscheidet sich im Vergleich zu Abbildung 7.5 nur in einer Hinsicht. Anstatt der Verbindung zwischen Argongasflasche (1) und Aufbau (5), wird eine Vakuumpumpe verwendet (nicht dargestellt), die den Aufbau evakuiert. Der prinzipielle Ablauf lautet wie folgt:

- Vakuumkammer evakuieren
- Ventil zwischen Glasgefäß und Vakuumkammer schließen
- Glasgefäß mit Argon spülen
- Flüssigmetall mit Spritze in Glasgefäß füllen
- Glasgefäß abdichten
- Ventil zwischen Glasgefäß und Vakuumkammer öffnen
- Ventil zwischen Argongasflasche und Glasgefäß öffnen, um Druck zu erhöhen

Argon ist schwerer als Luft. Es ist somit einfacher, die gesamte Kammer mit Argon zu fluten, als die Vakuumgüte im Bereich weniger Parts-per-Million (PPM) an Sauerstoffkonzentration aufrecht zu halten.

Im ersten Schritt wird die Gasflasche geöffnet und der Hahn in Richtung Glasgefäß geschlossen. Somit strömt das Argon in den Testaufbau. Der Weg zwischen Aufbau und Glasgefäß ist währenddessen offen, sodass das Argon ebenfalls durch den Lagerspalt, über den Teflonschlauch bis in das Gefäß strömen kann. Zusätzlich besteht eine Verbindung zwischen der Argonquelle und dem Glasgefäß, sodass der Glasbehälter auch ausreichend gespült wird. Das Ziel hierbei besteht darin, den kleinen Schlauch so gut wie möglich mit Argon zu füllen, was in diesem Fall von beiden Seiten geschieht. Die Kammer wird mit einem schornsteinartigen Zylinder versehen, damit der Füllstand des Argons sichergestellt werden kann. Zusätzlich ist der Zylinder offen, sodass das gesamte System Atmosphärendruck aufweist. Vor der Befüllung wird der gesamte Aufbau ca. 5 min geflutet. Analog zur ersten Variante wird die Verbindung zwischen der Argonquelle und dem Aufbau, sowie dem Gefäß unterbrochen. Anschließend wird das Glasgefäß geöffnet und das Flüssigmetall mittels Spritze eingefüllt. Nach Verschluss des Gefäßes wird die Argonzufuhr langsam durch den Druckregler hochgefahren, sodass sich ein Überdruck im Glasgefäß aufbaut. Als Generalprobe wurde Ethanol als Substitut für das Galinstan eingesetzt. Durch das schnelle Verdampfen ist für den Fall von Leckagen keine Reinigung vorzunehmen.

7.1.3 Erkenntnisse und Schlussfolgerung

Im Rahmen erster Vorversuche kam es bei der Befüllung mit Ethanol immer wieder zu Leckagen. Sowohl die Spaltbreiten zwischen Kapillare und Innenbohrung der Achse, sowie zwischen Teflonschlauch und Kapillare sind größer, als der vorgesehene Lagerspalt. Diese Problematik wurde mit den angesprochenen Abdichtungen zwischen Achse, Kapillare und Teflonschlauch gelöst. Anschließend konnte die Befüllung problemlos erfolgen.

Der Befüllvorgang lief erstaunlich schnell ab. Schon ab einer Druckdifferenz von ca. 0,5 bar beträgt die Befüllung nur wenige Sekunden. Schaltet man die Argonzufuhr nicht rechtzeitig ab, läuft man Gefahr, dass das Gas die Flüssigkeit aus dem Spalt herausdrückt und Gasblasen nachströmen. Während der Befüllung wurde das Lager mit einer Kamera gefilmt. Drei Standbilder aus dem Video sind in der Abbildung 7.6 dargestellt. Der Rotor wurde unmittelbar nach Befüllung mit Galinstan beschleunigt. Die Beschleunigung mit einer Rampe von $0{,}5\,\mathrm{Hz\,s^{-1}}$ war erfolgreich und es konnte eine Maximaldrehzahl von 18 Hz erreicht werden. Theoretisch wären auch höhere Drehzahlen möglich gewesen, jedoch wurde der Versuch manuell bei dieser Drehzahl abgebrochen.

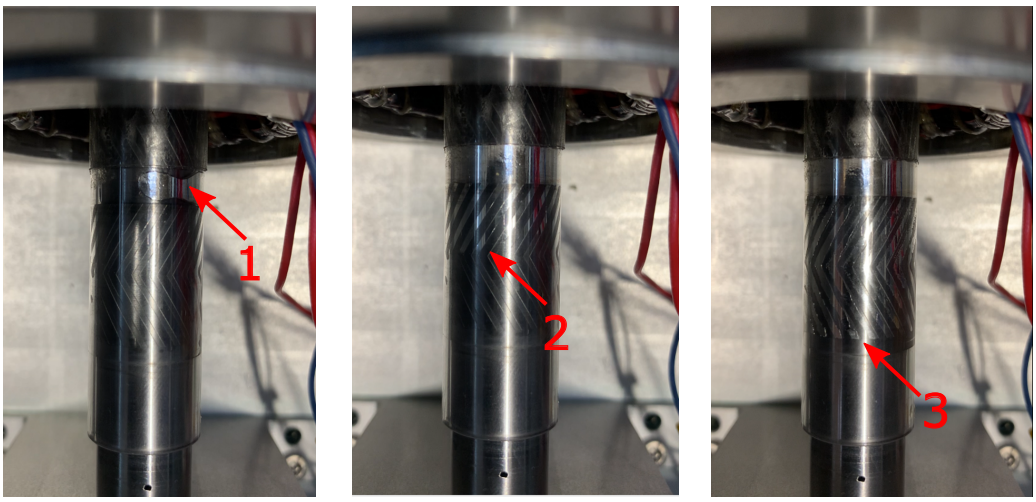


Abbildung 7.6: Fortschritt der Befüllung 1)Austreten der Flüssigkeit aus Bohrung 2)Halbe Befüllung des Lagers 3) Befüllungsverlauf entlang der Fischgrätenstruktur

Das Glasrohr ist mit lediglich 1,3 mm Wandstärke sehr filigran, sodass es zu einer Rissbildung während des Betriebs gekommen ist. Das Flüssigmetall trat bei Drehzahlen von größer 10 Hz durch den Riss aus. Die verwendeten Materialien (Glas und Edelstahl) sind dabei nicht sehr repräsentativ für die spätere Hartchromschicht mit Wolframsulfid. Die geforderte Atmosphärenqualität von wenigen PPM Sauerstoff konnte nicht sichergestellt werden. Dies lässt sich an den grauen Schlieren an den Oberflächen des Glasrotors erkennen. Dennoch wurde eine gute Schmierung erreicht. Ein trockener Betrieb des Rotors war möglich, jedoch nur bei sehr geringer Drehzahl. Hierbei war eine deutliche Geräuschentwicklung zwischen Glas und Achse zu vermerken.

Zusammenfassend ist der Versuch als erfolgreich zu bewerten, da die Hauptziele erreicht werden konnten. Darauf aufbauend soll die Befüllungshilfe für den finalen Prototypen gestaltet werden. Der Einsatz von Vakuumdichtmasse dichtet zwar gegen Helium, jedoch ist das keine reproduzierbare Gestaltungsvariante. Daher soll an der Dichtstelle zwischen Vakuumkammer und Befüllungseinheit ein radialer O-Ring abdichten. Die Dichtung zwischen Befüllungshilfe und Bohrung der Achse erfolgt metallisch. Hierfür wird die Spitze des Kapillarrohrs mit einer 120°-Fase versehen. Zusätzlich wird die Kapillare mit einem dickeren Zylinder verlötet, um die Durchmesser für die O-Ring Dichtung anzupassen. Ein Außengewinde wird zum Andrücken vorgesehen und ein Außensechskant für den Werkzeugansatz gefräst. Abbildung 7.7 zeigt das finale Bauteil. Eine detaillierte technische Zeichnung ist Anhang B.17 zu entnehmen. Der Teflonsschlauch wird für die finale Befüllung analog zum Vorversuch durch das Kapillarrohr gesteckt und mit diesem am Austritt verklebt. Im nächsten Abschnitt erfolgt die Vorstellung und Integration des Gesamtsystems.

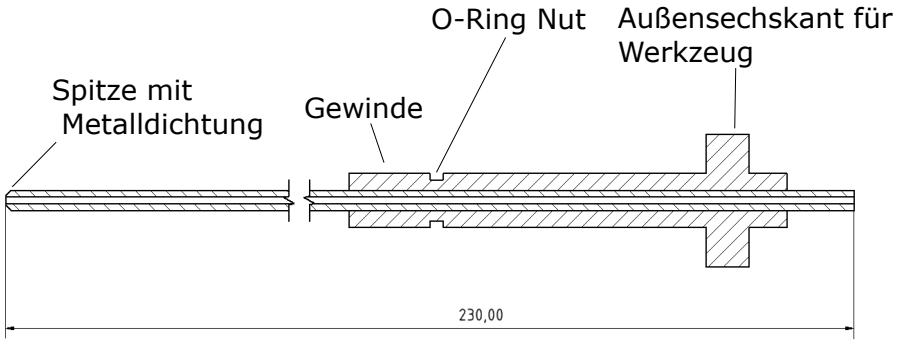


Abbildung 7.7: Skizze der Befüllungshilfe für den finalen Prototypen (Teflonschlauch und O-Ring nicht dargestellt)

7.2 Systemintegration

Die gesamte Baugruppe besteht aus mehr als 4500 Einzelteilen. Neben den mechanischen Komponenten spielt auch das Steuersystem eine wichtige Rolle im Entwicklungsprojekt. Dieses soll im Rahmen dieser Arbeit keine weitere Betrachtung finden. Eine Übersicht der Gesamtstruktur ist in Abbildung 7.8 zu entnehmen. Im Rahmen dieses Kapitels werden die Systeme, die zur Funktion des Gesamtsystems beitragen, kurz vorgestellt

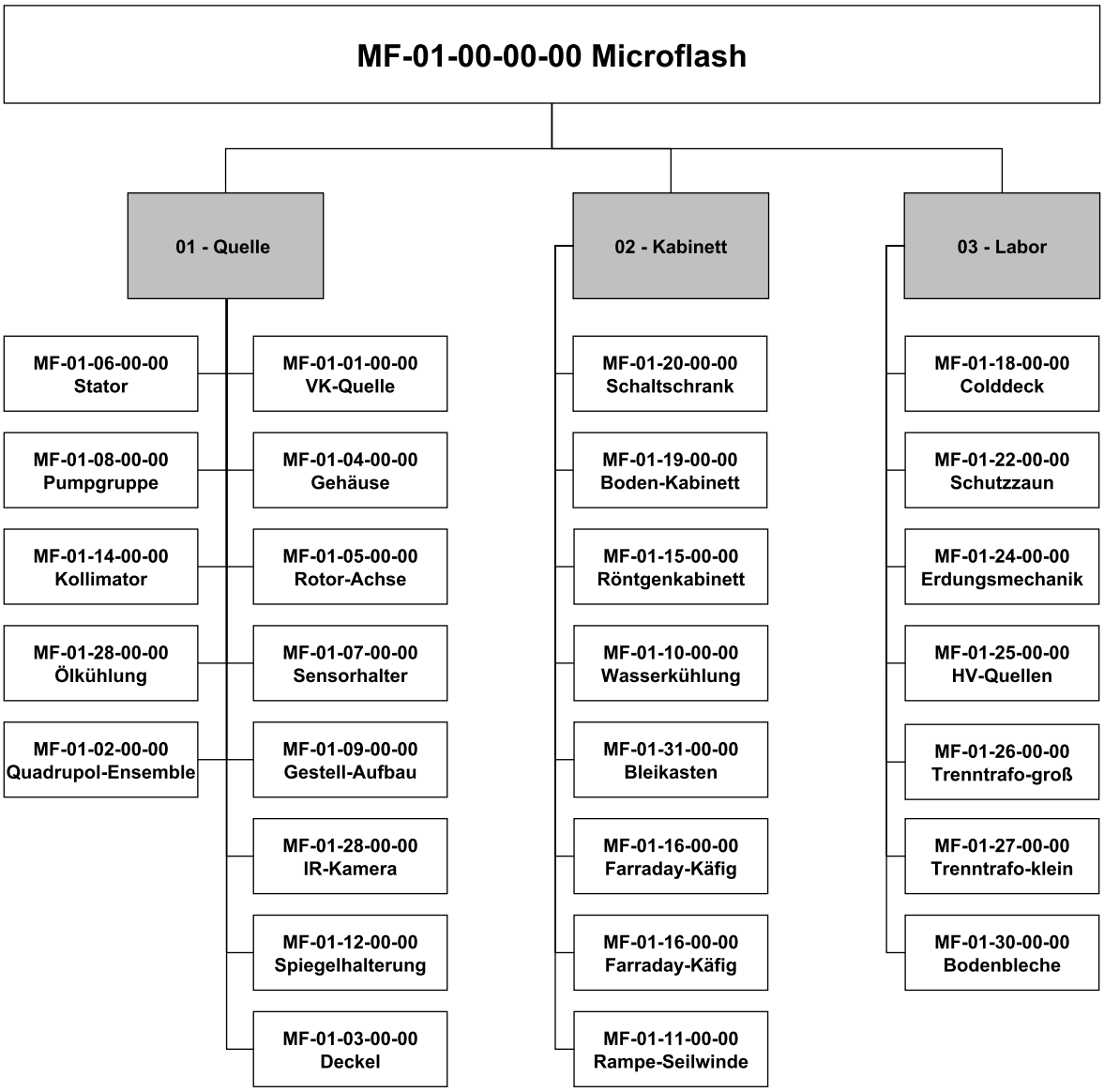


Abbildung 7.8: Einteilung des Gesamtsystems in Module und Baugruppen

Es fällt auf, dass einige Baugruppennummern übersprungen werden, was dem iterativen Anpassen der einzelnen Baugruppen während des Entwicklungsprozesses geschuldet ist. Die erste Unterteilungsebene erfolgt in die drei Module Quelle, Kabinett und Raum. Dabei sind die Unterbaugruppen räumlich orientiert angeordnet. Beispielsweise tragen die Hochspannungsquellen maßgeblich zur Funktion der Quelle bei. Dennoch handelt es sich um relativ große und schwere (ca. 2000 kg) Baugruppen, die bei der Raumplanung zu berücksichtigen sind.

7.2.1 Quelle

Die innenliegenden Komponenten um das Target wurden bereits in den Kapiteln 4 und 5 umfangreich beschrieben. Die Gesamtbaugruppe ist in Abbildung 7.9 dargestellt. Der Spiegelhalter ist auf den Brennfleck gerichtet und dient der späteren Vermessung des Brennflecks mit der Infrarotkamera. Das Gehäuse umfasst den eingeschrumpften Stator, das Spaltrohr und die Rotor-Achse-Baugruppe, sowie den Sensorhalter. Die Pumpgruppe (Vakuumpumpe) besteht aus einem Rohrbogen und einer Turbomolekularpumpe zur Evakuierung der Kammer. Im Gegensatz zum Wassertank, der außerhalb des Kabinetts angebracht ist, befindet sich der Öltank direkt unter dem Gehäuse, um den Druckverlust in den Schläuchen möglichst zu minimieren. Der Gesamtaufbau wird auf ein aus Aluminiumprofilen bestehendes Gestell geschraubt, das mit Rollen versehen ist. Die Montage der Quelle erfolgt aus ergonomischen Gründen außerhalb des Kabinetts und wird für den Betrieb über eine Rampe, mithilfe einer Seilwinde, in das Kabinett gefahren.

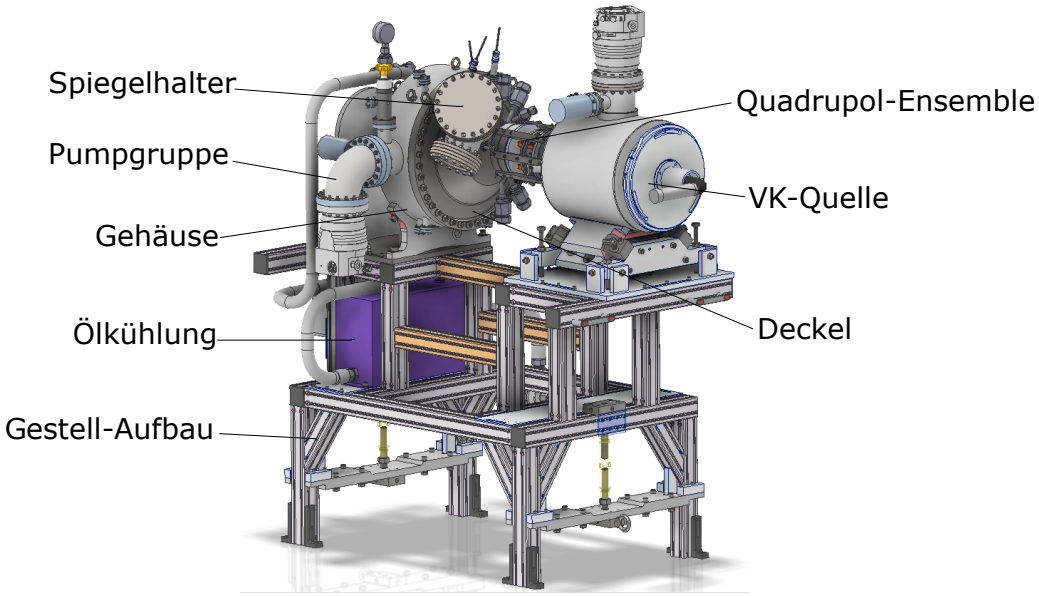


Abbildung 7.9: CAD Modell der Quelle ohne IR-Kamera und Kollimator

Im bisherigen Verlauf wurden die Begriffe Drehanode und Target synonym verwendet. Im Gegensatz zu konventionellen Röntgenröhren stellt die Anode bei der LFXT ein separates Bauteil dar. Der gesamte Beschleuniger umfasst die Kathode, die Pierce-Elektrode (PE), die Anode und zwei Quadrupolmagnete zur Fokussierung des Strahls. Abbildung 7.10 zeigt einen Ausschnitt des CAD-Modells mit den relevanten Komponenten des Beschleunigers.

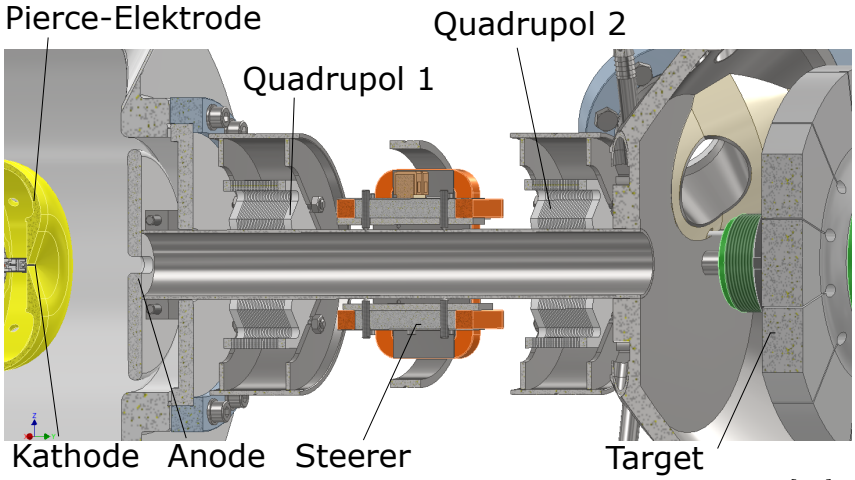


Abbildung 7.10: CAD Modell der Beschleunigerstrecke nach [93]

Bei der Auslegung wurden verschiedene strahldynamische Berechnungen und Simulationen durchgeführt (vgl. Paper [93]). Dabei wurden thermische und elektrostatische Eigenschaften der

Elektronenquelle berücksichtigt, was für eine geeignete Strahlführung sorgt. Aus den Simulationen ist hervorgegangen, dass eine Kathode mit einer sehr geringen Breite von 0,4 mm zwingend für die geforderten Brennfleckabmessungen erforderlich ist. Die Strahldimensionen unter Einfluss zweier Quadrupolmagnete, sowie die Simulation der Brennfleckgeometrie ist in Abbildung 7.11 dargestellt.

Um das schnelle Abschalten des Elektronenstrahls zu gewährleisten, muss eine zusätzliche Spannung von 600 V an die Pierce-Elektrode PE angelegt werden. Zusätzlich ist auf ein möglichst geringes elektrisches Feld innerhalb der Elektronenkammer zu achten (kleiner als 10 MV m^{-1}), um das Risiko der Feldemission zu reduzieren. Darüber hinaus wurden thermische Simulationen der Kathode durchgeführt. Untersucht wurde dabei die thermische Ausdehnung gegenüber der PE, die eine relative Längenänderung von ca. 0,1 mm ergab, was bei der Fertigung der Kathode zu berücksichtigen ist.

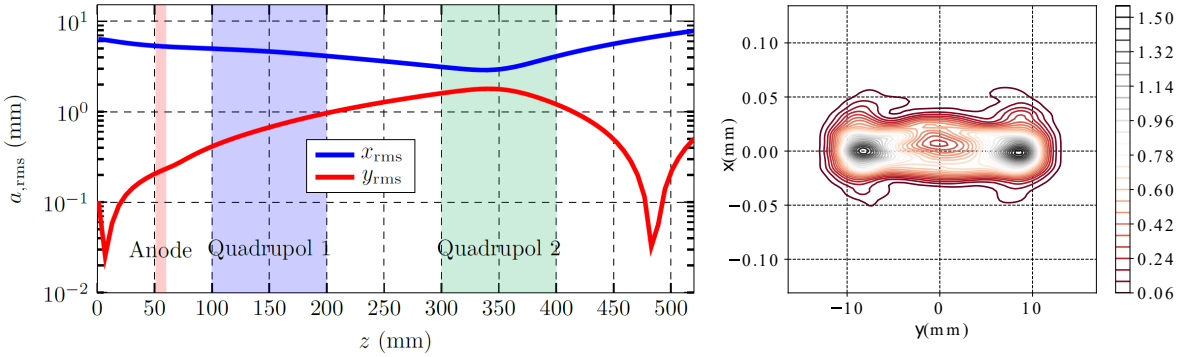


Abbildung 7.11: links: Brennfleckdimensionen der Länge (x) und Breite (y); rechts: Normierte Elektronenintensität des Brennfleckes nach [93]

7.2.2 Labor und Kabinett

Aufgrund der Randbedingungen wie Hochspannung, Strahlung, hohe Temperaturen und schnell rotierende Komponenten bedarf es einer detaillierten Planung des gesamten Labors. Die Verfügbarkeit an Strahlenschutzbunkern ist begrenzt, sodass für den Aufbau der Quelle ein separates Strahlenschutzkabinett mit Abmessungen von ca. 2 ×2 ×2 m gebaut wird. Die Gesamtfläche des Raumes ist mit ca. 42 m^2 und Abmessungen von 7,1 m × 5,9 m verhältnismäßig klein. Ein Modell des Raumes ist in Abbildung 7.12 dargestellt.

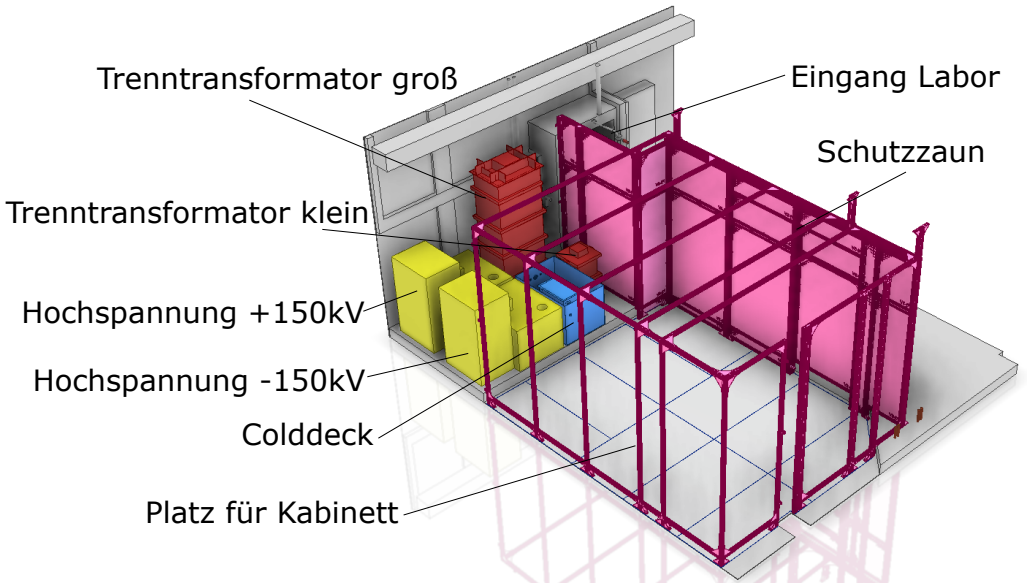


Abbildung 7.12: CAD Modell des Raumes ohne Kabinett

Im Labor ist ein Schutzzaun vorgesehen, der das Kabinett umschließt und so den Bereich der Hochspannung absichert. Mit einer Gesamtbeschleunigungsspannung von 300 kV werden zwei

Spannungsquellen benötigt, von denen eine ein Potenzial von +150 kV und die andere ein Potenzial von -150 kV bereitstellt.

Das Colddeck liegt auf negativem Anodenpotential und beinhaltet die Steuergeräte bzw. Netzteile für die Pierce-Elektrode, die Kathodenheizung und die Quadrupole. Um die Geräte mit Leistung zu versorgen, wird ein kleiner Trenntransformator benötigt. Der große Trenntransformator versorgt das Hotdeck mit Leistung, welches dem Kabinett zuzuordnen ist. Der Hauptverbraucher ist dabei der Motor und das Kühlsystem.

Das Kabinett besteht aus einer mit Bleisteinen ummantelten Kabine und dem Hotdeck. Das gesamte Gebilde (vgl. Abbildung 7.13) liegt auf Anodenpotenzial. Es umfasst den Pumpstand mit Wassertank, Pumpen und Wärmetauscher. Zusätzlich werden zwei Schaltschränke angebracht, in der die Steuerelektronik für Messtechnik, Frequenzumrichter und Kühlung verbaut sind. Das gesamte Kabinett steht auf insgesamt 16 Stützisolatoren, welche die elektrische Isolation gegenüber der Erde gewährleisten.

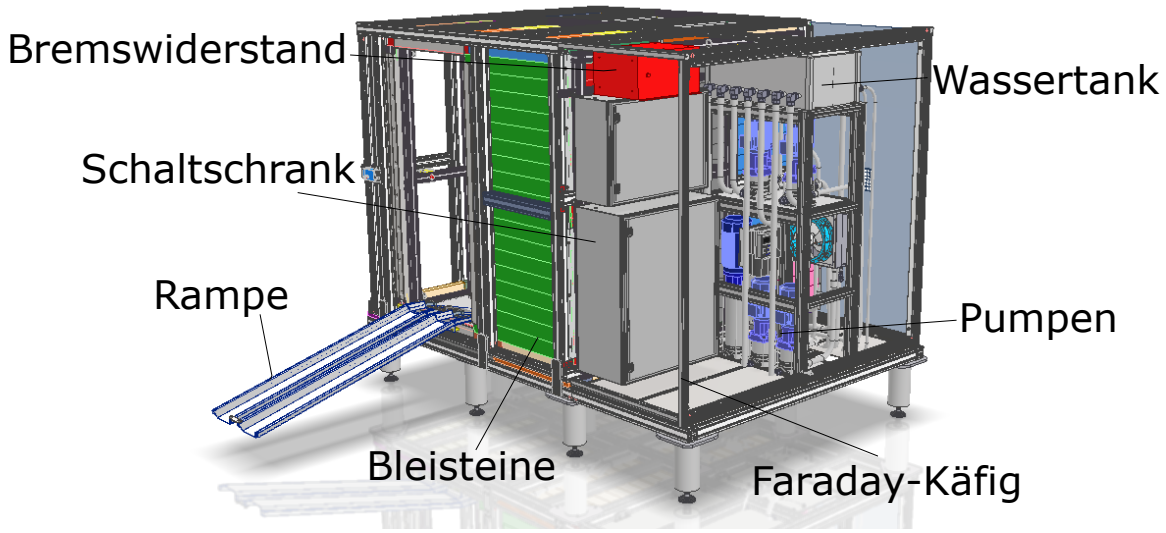


Abbildung 7.13: CAD Modell des Strahlenschutzkabinetts

Abschließend zeigt die Abbildung 7.14 eine Übersicht einzelner Komponenten zum aktuellen Stand der Montage. Im letzten Unterkapitel Schussbetrieb werden die Ergebnisse der Inbetriebnahme festgehalten. Der Bau ist zum Verfassungszeitpunkt noch im vollen Gange, sodass bisher keine Ergebnisse der finalen Quelle gezeigt werden können. Im Rahmen der Systemintegration wurde auf die Komponenten eingegangen, die maßgeblich für die Funktionalität des Gesamtsystems verantwortlich sind.

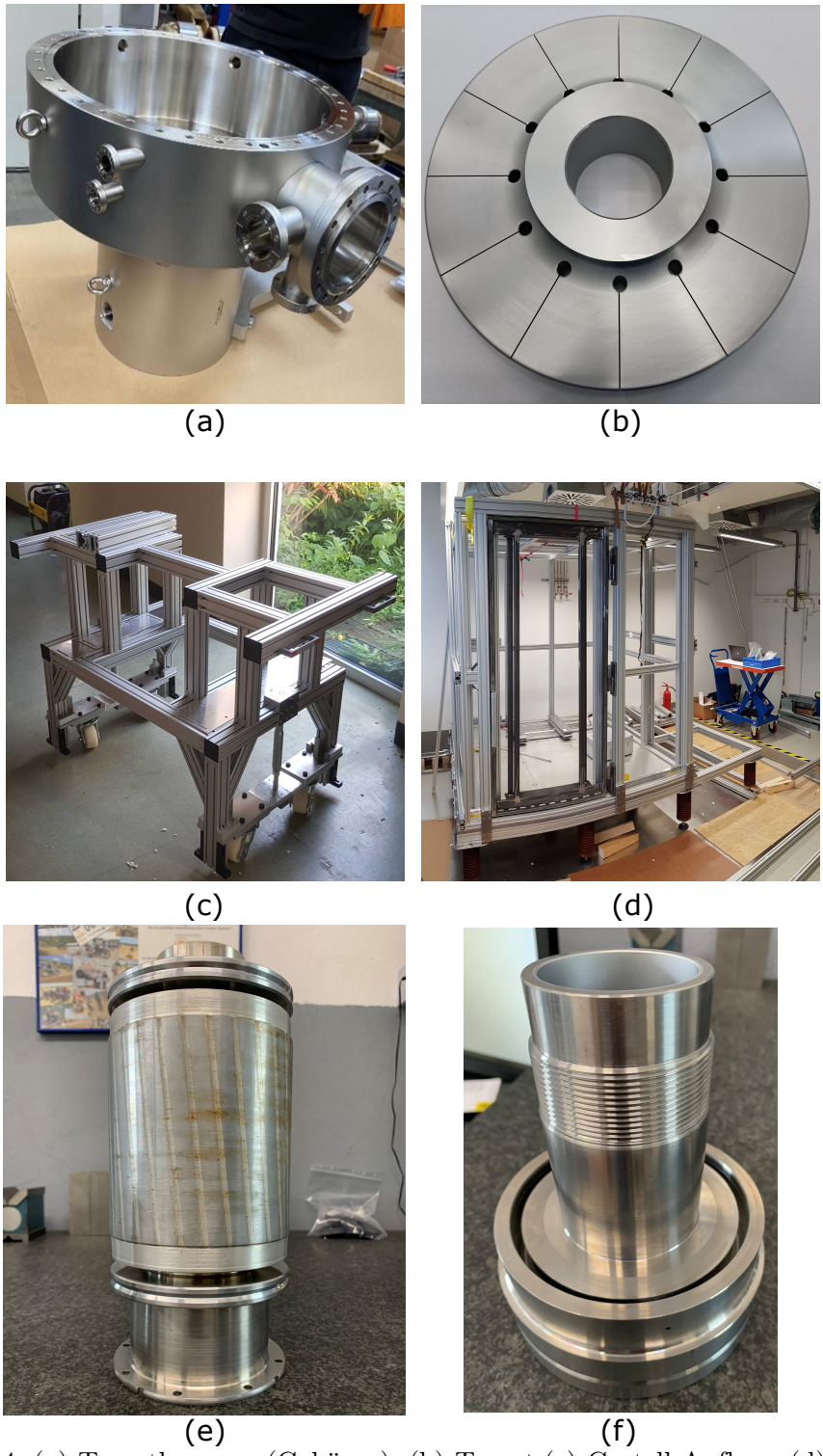


Abbildung 7.14: (a) Targetkammer (Gehäuse); (b) Target;(c) Gestell-Aufbau; (d) Kabinett; (e) Rotorträger-links; (f) Rotorträger-rechts

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Auslegung und der Bau des ersten Prototypen einer neuartigen kompakten Röntgenquelle für die Ultrahochdosistherapie, im Besonderen für die Mikrostrahl- und FLASH-Therapie vorgestellt. Neben der historischen Entwicklung von Röntgenquellen wurde eine prinzipielle Konstruktionssystematik beschrieben, bei der die drei Lagervarianten: Wälzlager, Magnetlager und Gleitlager anhand ihrer technischen Wertigkeiten gegenübergestellt wurden. Das Prinzip eines Flüssigmetall-geschmierten-Gleitlagers hat sich als bestmögliches Anwendungsszenario in Bezug auf die Anforderungen und Randbedingungen ergeben.

Bei der Auslegung des Lagersystems wurde der Stand der Technik anhand einer Literaturrecherche analysiert. Darauf aufbauend wurden die relevanten Grundlagen für die Modellierung des Lagers, unter der Berücksichtigung von Turbulenz und Kavitation, vorgestellt. Eine Nachrechnung und Gegenüberstellung erfolgte mittels numerischer Methoden und einer analytischen Lösung der Druckverteilung von Vohr und Chow. Darauf basierend wurden die optimierten Parameter für die Lagerung der Drehanode berechnet. Mithilfe der ermittelten statischen und dynamischen Kennwerte wurde die Tragfähigkeit und das dynamische Verhalten des Lagers berechnet. Zusätzlich wurden die Einflüsse der Reibwärme, Fertigungsaspekte des Lagers und die Korrosion durch das Flüssigmetall diskutiert und vorbeugende Maßnahmen ergriffen.

Mit Abschluss der Lagerung erfolgte die Auslegung, Konstruktion und Berechnung des Antriebsstranges, der aus zwei rotierenden Rotorträgern besteht, die konzentrisch um eine stehende Achse laufen. Das Flüssigmetalllager ist zwischen Achse und Drehanode ausgebildet. Eine Asynchronmaschine treibt den Rotor an.

Für die Trennung zwischen Rotor und Stator wurde ein metallisches, dünnwandiges Spaltrohr gewählt, welches die Vakuumgrenze bildet. Aufgrund von Wirbelströmen im Spaltrohr wurde eine Ölkühlung für den Motor installiert. Die hohen Verluste des Spaltrohres verhindern den Dauerbetrieb, sodass lediglich die gewünschte Strahlzeit von 20 s und die jeweiligen Beschleunigungs- und Bremszeiten zu realisieren sind. Die Anbindung zwischen Drehanode und Rotor unterliegt hohen mechanischen und thermischen Dehnungen. Da eine radiale Presspassung der Anode auf dem Rotor den Halt bei thermischer Ausdehnung verliert, wurde ein axialer Presssitz mit einem radialen Kragen zur Zentrierung gewählt, wobei die thermische Dehnung und induzierten Spannungen mittels Finite-Elemente-Methode nachgerechnet wurden. Zur Kompensation der axialen Dehnung wurde ein Federmechanismus gewählt, der das Target an den Rotor presst. Der Wärmeübergang zwischen Target und Rotorträger wurde dabei ebenfalls untersucht.

Zusätzlich erfolge eine globale thermomechanische Betrachtung, bei der die Maximaltemperaturen und Spannungen im zyklischen Betrieb simuliert wurden. Es zeigte sich, dass die Innenbohrung des Targets und die Anschlusstelle des Kragens die kritischen Punkte maximaler Spannungen darstellen. Darüber hinaus ist die Superposition aus Drehzahllast und thermischer Last ein Risiko für den Rotorverbund, sodass nach einem Bestrahlungszyklus eine unmittelbare Abbremsung des Targets zu erfolgen hat.

Um die Funktionalität des Gesamtsystems zu ermöglichen wurde eine Vielzahl von nicht maßgebenden Modulen betrachtet. Aufgrund des Isolationskonzepts, bei dem das gesamte Gehäuse auf Anodenpotenzial liegt, streuen die Elektronen mit ca. einem Drittel der Primärleistung zurück, was auf der Rückwand des Targets einen erheblichen Wärmeeintrag erzeugt. Für die Kompensation wurde ein Kühlsystem ausgelegt und der Wärmeübergang an insgesamt sieben kritischen Stellen vorgesehen. Da es sich bei der LFXT um einen experimentellen Prototypen handelt, gab es besondere Anforderungen an die Überwachung des Systems. Insgesamt wurden drei Strahlfenster vorgesehen, wovon zwei für die Bildgebung rechtwinklig zum Brennfleck ausgebildet sind und ein 45°-Fenster für die Bestrahlung von Krebszellen. Für das Rotor-Lagersystem wurde ein Drehzahl- und zwei radiale Abstandssensoren vorgesehen.

Im Rahmen eines Vorversuchs wurde das Verhalten des Flüssigmetalls bei der Befüllung in eine Vakuumkammer untersucht. Hierfür diente ein kleiner Testaufbau mit einem Rotor aus Glas, sodass man die Befüllung des Lagers beobachten konnte. Darauf aufbauend konnte eine geeignete Befüllungshilfe für den finalen Aufbau konstruiert, und das generelle Verfahren der Befüllung (in inerter Atmosphäre bei Überdruck) vorbereitet werden. Für die Gesamtsystemintegration, die aus insgesamt 4635 Einzelteilen besteht, wurde der Aufbau und die Montage innerhalb eines Strahlenschutzkabinetts betrachtet und die Randbedingungen innerhalb des zur Verfügung stehenden Labors geplant.

8.2 Ausblick

In erster Linie ist der Fokus auf die Fertigstellung und die Inbetriebnahme des Prototypen zu setzen. Meilensteine auf dem Weg sind die Inbetriebnahme des Motors, die Konditionierung der Hochspannung und das langsame Hochfahren der Elektronenquelle. Als erstes Experiment ist die einfache Dosimetrie des Röntgenstrahls geplant. Darauf aufbauend soll die Quelle dem Institute of Radiation Medicine (IRM) des HMGU zur Bestrahlung von Mäusen mit Mikrostrahlen zur Verfügung gestellt werden. Durch den Einsatz der Quelle, unabhängig von großen, Synchrotroneinrichtungen, sollen die biologischen Mechanismen der Mikrostrahltherapie besser verstanden und beherrschbar werden. Darüber hinaus soll das Potenzial des Prototypen bezüglich der Phasenkontrastbildgebung, ein Verfahren zur Bildgebung von Weichgewebe, validiert werden. Parallel erfolgt die Vermessung des Brennflecks, da die finale Brennfleckform ausschlaggebend für den Temperaturanstieg und somit die Leistungsfähigkeit des Prototypen ist.

Die große Vision besteht in der Translation der neuartigen LFXT in die Klinik. Dafür ist der Bau einer zweiten, noch größeren Quelle geplant, um Dosisraten bis zu $200\,\mathrm{Gy\,s^{-1}}$ zu erreichen. Hierfür wird ein Primärstrahl von bis zu 2 MW benötigt. Während man für den aktuellen Prototypen die Spannungsquellen noch käuflich erwerben konnte, muss diese neuartige Quelle zunächst in einem weiteren Forschungsprojekt entwickelt werden. Erste Vorstudien zeigen das prinzipielle Konzept, jedoch birgt jede Neuentwicklung gewisse Risiken. Der Beschleuniger muss aufgrund von Raumladungseffekten ebenfalls komplett neu entwickelt werden. Für die Realisierung des Targets sind die konventionellen, TZM-basierten Drehanoden nicht mehr geeignet, sodass der Fokus auf neue Werkstoffe wie Kohlenstofffaser verstärkter Kohlenstoff (CFC) zu setzen ist. Diese Werkstoffe weisen eine deutlich höhere spezifische Festigkeit auf, was noch höhere Oberflächengeschwindigkeiten ermöglicht und folglich den Temperaturanstieg im Brennfleck unter Kontrolle hält. Mit den hohen Geschwindigkeiten (bis zu 600 Hz) ist jedoch die Eignung des Flüssigmetall-Gleitlagers nicht mehr möglich, sodass eine Umstellung auf Magnetlager zu erfolgen hat. Diese Variante bringt andere Probleme mit sich, wie zum Beispiel der leitende Kontakt für die Abfuhr von thermischer und elektrischer Energie. Eine Möglichkeit für die Lösung stellt das sphärische Radialrillenlager dar, welches lediglich der axialen Lagerung und dem leitenden Kontakt zur statischen Umgebung dienen könnte.

Grundsätzlich folgt das gesamte weitere Vorgehen der Metrik des *Cimit Healthcare Innovation Cycle* [29]. Dieser umfasst eine Reihe klar definierter Meilensteine, die an vier für den Erfolg erforderlichen Schlüsseldimensionen: Klinik, Markt, Regulatorik und Technik, beschrieben werden. Mit erfolgreichem Abschluss des aktuellen Prototypen ist die technische Dimension des Proof-of-Concept erfüllt. In der klinischen Dimension ist der konkrete Bedarf und Ablauf des späteren Verfahrens zu artikulieren. Für die Marktdimension ist der Wettbewerb zu identifizieren und das Potenzial der Technologie aufzuzeigen. Im regulatorischen Bereich ist das Produkt als Medizinprodukt zu klassifizieren und erste Berührungspunkte mit Qualitätsmanagement und Zulassung im Gesundheitswesen vorzunehmen. Darauf aufbauend folgt der Durchführungsnachweis, der die Machbarkeit der Gesamtlösung beschreibt. Darunter würde der Bau des zweiten größeren Prototypen fallen. Anschließend folgt der Proof-of-Value, der das gesamte Potenzial der Lösung demonstriert und für alle Beteiligten nachweist. Regulatorisch wäre dieser Schritt mit der sonstigen klinischen Prüfung gleichzusetzen.

Abschließend ist die erste klinische Studie oder im Gerätekontext klinische Prüfung durchzuführen. Parallel wäre es von großem Mehrwert, die ersten klinischen Studien an Synchrotroneinrichtungen durchzuführen, um die klinische Evidenz aufzuzeigen und den Bedarf an kompakten Quellen für die Mikrostrahltherapie hinreichend darzulegen.

Anhang A

Lagerauslegung

A.1 Herleitung der Reynoldsgleichung

$$\left(\underbrace{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}}_{\substack{\text{lokale} \\ \text{Beschleunigung}}} + \underbrace{\left(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{v}}_{\substack{\text{konvektive} \\ \text{Beschleunigung}}} \right) \rho = \underbrace{-\vec{\nabla} p}_{\text{Druckkraft}} + \underbrace{\eta \left(\vec{\nabla}^2 \vec{v}\right)}_{\text{Reibungskraft}} + \underbrace{\rho \vec{g}}_{\text{Gewichtskraft}} \tag{A.1}$$

1. Der Druck ist konstant über die Schmierfilmdicke
2. Die Änderung der Geschwindigkeit quer zur Rille wird vernachlässigt
3. Die Schmierfilmdicke ist deutlich kleiner als der Lagerdurchmesser
4. Trägheitskräfte sind viel kleiner als Reibungskräfte
5. Oberflächenrauheiten werden vernachlässigt

Die Annahmen werden in Gleichung (Gl.A.1) eingesetzt. Daraus ergibt sich:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\eta \frac{\partial u}{\partial y}\right) = 0 \tag{A.2}$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\eta \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0 \tag{A.3}$$

mit den Geschwindigkeitskomponenten:

$$u = v_x \qquad v = v_y \qquad w = v_z$$

Die doppelte Integration von Gl.A.2 über die Spaltdickenkoordinate y liefert:

$$\iint \frac{\partial}{\partial y}\left(\eta \frac{\partial u}{\partial y}\right) d^2 y = -\frac{\partial p}{\partial x}\frac{y^2}{2} + C_1 y + C_2 \tag{A.4}$$

Die Konstanten C_1 und C_2 werden durch die Randbedingungen bestimmt:

$$\begin{aligned} y = 0 \quad &\longmapsto \quad u = 0 \quad \longmapsto \quad C_2 = \eta \cdot u_b \\ y = h \quad &\longmapsto \quad u = u_a \quad \longmapsto \quad C_1 = -\frac{\partial p}{\partial x}\frac{h}{2} - \frac{\eta}{h}\left(u_b - u_a\right) \end{aligned}$$

Durch Einsetzen der Konstanten C_1 und C_2 erhält man:

$$u(y) = \frac{1}{2\eta}\frac{\partial p}{\partial x}\left(y^2 - h \cdot y\right) + u_b\left(1 - \frac{y}{h}\right) + u_a \cdot \frac{y}{h} \tag{A.5}$$

Analog dazu liefert die doppelte Integration von Gl.A.3:

$$\iint \frac{\partial}{\partial y}\left(\eta\frac{\partial v}{\partial y}\right) d^2y = -\frac{\partial p}{\partial y}\frac{y^2}{2} + C_3 y + C_4 \tag{A.6}$$

Die Konstanten C_3 und C_1 werden durch die Randbedingung wie folgt bestimmt:

$$\begin{aligned} y = 0 \quad &\longmapsto \quad w = 0 \quad \longmapsto \quad C_4 = 0 \\ y = h \quad &\longmapsto \quad w = 0 \quad \longmapsto \quad C_3 = -\frac{\partial p}{\partial z}\frac{h}{2} \end{aligned}$$

Einsetzen der Konstanten C_3 und C_4 liefert:

$$w(y) = \frac{1}{2\eta}\frac{\partial p}{\partial z}\left(y^2 - h \cdot y\right) \tag{A.7}$$

Die allgemeine Kontinuitäts-Gleichung lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \cdot u}{\partial x} + \frac{\partial \rho \cdot v}{\partial y} + \frac{\partial \rho \cdot w}{\partial z} = 0 \tag{A.8}$$

Unter Annahme, dass die Dichte über die gesamte Schmierfilmdicke konstant ist, und die Änderung der Geschwindigkeit v in allen Richtungen vernachlässigbar ist, wird die Kontinuitäts-Gleichung nach der Leibnitz-Regel integriert:

$$\int_{y=0}^{h} \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dy + \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho \int_{y=0}^{h} u\, dz\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho \int_{z=0}^{h} w\, dy\right) = 0 \tag{A.9}$$

Einsetzen von Gl.A.5 und Gl.A.7 in Gl.A.9 liefert:

$$\int_{y=0}^{h} \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dy = \frac{\partial \rho \cdot h}{\partial t}$$

$$\int_{y=0}^{h} u\, dy = q'_x = -\frac{h^3}{12\eta}\frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{u_b + ua}{2}\right) h$$

$$\int_{y=0}^{h} w\, dy = q'_z = -\frac{h^3}{12\eta}\frac{\partial p}{\partial z}$$

Die Terme q_x und q_z sind die Volumenströme in x- und z-Richtung mit U der relativen Geschwindigkeit und ω der relativen Winkelgeschwindigkeit der beiden Gleitflächen:

$$U = u_b - u_a \qquad\qquad \omega = \omega_b + \omega_a$$

Daraus ergibt sich die instationäre Reynoldsgleichung für laminare Strömung und inkompressible Fluide:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho \cdot h^3}{12\eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho \cdot h^3}{12\eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}\right)}_{\text{Poiseuille Term}} = \underbrace{\frac{U}{2} \cdot \frac{\partial \rho \cdot h}{\partial x}}_{\substack{\text{Couette} \\ \text{Term}}} + \underbrace{\frac{\partial \rho \cdot h}{\partial t}}_{\substack{\text{Verdrängungs-} \\ \text{term}}} \tag{A.10}$$

Poiseuille Strömung: Die beiden Poiseuille-Terme beschreiben die Strömung infolge von Druckgradienten innerhalb des Schmierfilms.

Couette Strömung: Der Couette-Term beschreibt die Strömung aufgrund von Oberflächengeschwindigkeiten. Da die Schmierfilmdicke entlang der Lagers variiert, kann die Strömungskontinuität nur erreicht werden, wenn eine ausgleichende Poiseuille-Strömung überlagert wird.

Verdrängungsströmung: Dieser Term entspricht der Strömung infolge von lokaler thermischer Ausdehnung des Schmierfilms zwischen den beiden Lagerflächen.

Für eine vereinfachte Berechnung, werden die Terme in der Reynoldsgleichung normiert:

$$x = R\theta \qquad z = \frac{L}{2} \cdot \bar{z} \qquad h = \bar{h} \cdot C$$

$$p = \bar{p} \cdot \omega \cdot \eta \left(\frac{R}{C}\right)^2 \qquad t = \frac{\bar{t}}{\omega} \qquad \rho = konst.$$

Für inkompressible Fluide wird die Variation der Dichte vernachlässigt. Damit lässt sich die dimensionslose Reynoldsgleichung für laminare Strömungen und inkompressible Fluide wie folgt schreiben:

$$\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{\bar{h}^3}{12}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}}\left(\frac{\bar{h}^3}{12} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}}\right) = \frac{1}{2}\frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} \tag{A.11}$$

A.2 Störungsmethode

Für Gleitlager ist die am häufigsten verwendete Methode zur Lösung der Reynoldsgleichung die Störungsmethode. Aufgrund kleiner Störungen verlässt der Lagerzapfen seine Gleichgewichtslage und wirbelt mit einer radialen und tangentialen Komponente, die Filmdickenstörungen und folglich Druckänderungen hervorrufen. Die gestörte Filmdicke und der gestörte Druck lassen sich durch eine Reihenentwicklung beschreiben.

$$\bar{h} = \bar{h_0} + \varepsilon_p e^{i\bar{t}} \cos(\theta) + \varepsilon_0 \phi e^{i\bar{t}} \sin(\theta) \tag{A.12}$$

$$\bar{p} = \bar{p_0} + \varepsilon_p e^{i\bar{t}} \bar{p_\varepsilon} + \varepsilon_0 \phi e^{i\bar{t}} \bar{p_\phi} \tag{A.13}$$

Die Einführung der beiden gestörten Terme in die instationäre Reynoldsgleichung ergibt drei getrennte Differentialgleichungen, die den statischen Druck und den dynamischen Druck in Verbindung mit der Steifigkeit und der Dämpfung beschreiben. Setzt man die Gleichungen A.12 und A.13 in Gleichung A.11 ein, und betrachtet nur die Störungsterme erster Ordnung, erhält man die statische Reynoldsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\bar{z}}\right) = 6\frac{\partial \bar{h_0}}{\partial\theta} \tag{A.14}$$

Die dynamische Reynoldsgleichung in Verbindung mit dem Störungsterm $\epsilon_p e^{it}$ ergibt sich zu:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_\varepsilon}}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_\varepsilon}}{\partial\bar{z}}\right) + 3\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^2 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\theta}\cos(\theta)\right) \\ &+ 3\left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^2 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\bar{z}}\cos(\theta)\right) = -6\sin(\theta) + 12i\frac{\Omega}{\omega}\cos(\theta)\end{aligned} \tag{3.4}$$

Analog ergibt sich die dynamische Reynoldsgleichung in Verbindung mit dem Störungsterm $\phi_p e^{it}$:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_\phi}}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^3 \frac{\partial \bar{p_\phi}}{\partial\bar{z}}\right) + 3\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h_0}^2 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\theta}\sin(\theta)\right) \\ &+ 3\left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h_0}^2 \frac{\partial \bar{p_0}}{\partial\bar{z}}\sin(\theta)\right) = 6\cos(\theta) + 12i\frac{\Omega}{\omega}\sin(\theta)\end{aligned}$$

A.3 Finite-Differenzen-Methode

Für die Lösung der resultierenden Gleichung muss diese in eine Matrixgleichung umgeschrieben werden:

$$M_D \vec{f} = \vec{G}$$

M_D stellt eine zweidimensionale Diagonalmatrix mit der Größe $(n \cdot m, n \cdot m)$ dar, die jeweiligen Koeffizienten enthält. n und m stellen dabei die Anzahl der Knotenpunkte in x und y Richtung. Um die M_D Matrix zu erstellen, wird der Koeffizient A in die Hauptdiagonale eingesetzt. Die Nebendiagonalen $(m+1)$ und $(-m-1)$ enthalten jeweils die Koeffizienten B und C. Die beiden Koeffizienten D und E befinden sich in den beiden ersten Nebendiagonalen. Die Diagonalen m und $-m$ bestehen jeweils aus den Koeffizienten J und I. Anschließend sind die Koeffizienten H und K jeweils in den Diagonalen $m+2$ und $-m-2$ einzusetzen.

$$M_D = \begin{array}{c} \\ -m.\ Diagonale \end{array} \overset{\overset{m.\ Diagonale}{\downarrow}}{\begin{pmatrix} A & D & 0 & \dots & 0 & J & B & H & 0 & 0 \\ E & A & D & \dots & 0 & 0 & J & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & E & \ddots & \ddots & 0 & \ddots & 0 & \ddots & \ddots & H \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 & \ddots & 0 & \ddots & B \\ 0 & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 & \ddots & 0 & J \\ I & \ddots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 & \ddots & 0 \\ C & I & \ddots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & J \\ K & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \ddots & \ddots & I & 0 & \dots & 0 & E & A & D \\ 0 & 0 & K & C & I & 0 & \dots & 0 & E & A \end{pmatrix}}$$

Der Vektor $\vec{f}$ stellt den Lösungsvektor dar, und $\vec{G}$ enthält die Werte der G-Funktion.

$$\vec{f} = \begin{pmatrix} f_{0,0} \\ f_{0,1} \\ \vdots \\ f_{0,m} \\ f_{1,0} \\ \vdots \\ f_{1,m} \\ \vdots \\ \vdots \\ f_{n,m} \end{pmatrix} \qquad \vec{G} = \begin{pmatrix} G_{0,0} \\ G_{0,1} \\ \vdots \\ G_{0,m} \\ G_{1,0} \\ \vdots \\ G_{1,m} \\ \vdots \\ \vdots \\ G_{n,m} \end{pmatrix}$$

Das resultierende Gleichungssystem kann anschließend rechnergestützt gelöst werden. Der Lösungsvektor wird in eine 2D-Matrix mit der Größe $(n \cdot m)$ umgewandelt.

A.4 Bootsma Modell

Das Bootsma Modell wird für die Bestimmung der statischen Eigenschaften eingesetzt. Die Variation der Dichte des kompressiblen Fluids über Rille und Damm in der umlaufenden Richtung ist vernachlässigt. Das Modell basiert ebenfalls auf der Annahme, dass die Anzahl der Rillen unendlich groß ist, was zu einem geglätteten Verlauf der Druckverteilung führt[16]. Für inkompressible Fluide schreibt Bootsma die dimensionslose Reynoldsgleichung wie folgt [16]:

$$\frac{\partial \bar{q_\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{qz}}{\partial \bar{z}} = 0 \tag{A.15}$$

$$\bar{q_\theta} = -A\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} - B\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} + F \tag{A.16}$$

$$\bar{q_z} = -B\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} - C\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} + G \tag{A.17}$$

$$z = \bar{z} \cdot 2R \qquad\qquad p = 6(\bar{p} - \bar{p_0})\omega\eta\left(\frac{R}{C}\right)^2$$

$$I_j = \frac{\gamma H r^j + (H_0 + H_r)^j}{1+\gamma} \qquad\qquad A = \cos^2(\alpha)I_3 + \sin^2(\alpha)\frac{1}{I_{-3}}$$

$$B = \sin(\alpha)\cos(\alpha)\left(I_3 - \frac{1}{I_{-3}}\right) \qquad\qquad C = \sin^2(\alpha)I_3 + \cos^2(\alpha)\frac{1}{I_{-3}}$$

$$F = (\bar{\omega_p} - \bar{\omega_g})\left(\sin^2(\alpha)\frac{I_{-2}}{I_{-3}} + \cos^2(\alpha)I_1\right) + 2(\bar{\omega_g} - \bar{\omega_w})I_1$$

$$G = (\bar{\omega_p} - \bar{\omega_g})\sin(\alpha)\cos(\alpha)\left(I_1 - \frac{I_{-2}}{I_{-3}}\right)$$

Im Gegensatz zum Ansatz von Vohr und Chow ist der berechnete lokale Druck nicht linear abhängig von der Lagerexzentrizität. Somit ist die Funktion nicht linear von der Exzentrizität abhängig. Es wird nochmals auf die unterschiedliche Definition von H_0 und γ verwiesen.

$$H_{0,b} = \frac{h_g}{h_r} \qquad\qquad \gamma = \frac{b_g}{b_r}$$

Bootsma hat aus seinem ursprünglichen Modell durch die Anwendung der Störungsmethode eine lineare Approximation der Lagerkräfte bzw. der Lagertragfähigkeit entwickelt. Die radiale und tangentiale Lagerkraft lässt sich wie folgt schreiben:

$$\bar{F_r} = -12\pi\varepsilon\frac{g_{11}}{\lambda^2+\nu^2}\left(1 - \frac{\cos(\nu\bar{B})}{\cosh(\lambda\bar{B})}\right) \tag{A.18}$$

$$\bar{F_t} = 12\pi\varepsilon\frac{\left(\left(\nu^2-\lambda^2\right)E + \nu g_{11}\right)\sinh(\lambda\bar{B}) - \lambda\left(g_{11} + 2\nu E\right)\sin(\nu\bar{B})}{\lambda\left(\lambda^2+\nu^2\right)\cosh(\lambda\bar{B})} + \varepsilon E\bar{B} \tag{A.19}$$

$$A_0 = A \qquad B_0 = B$$
$$C_0 = C \qquad G_0 = G$$
$$B_1 = \sin(\alpha)\cos(\alpha)\left(I_2 - \frac{I_{-4}}{I_{-3}^2}\right) \qquad C_1 = 3\sin^2(\alpha)I_2 + 3\cos^2(\alpha)\frac{I_{-4}}{I_{-3}^2}$$
$$E = \frac{1}{A_0}\left(B_1\frac{G_0}{C_0} - F_1\right)$$
$$F_1 = \bar{\omega_p} + \bar{\omega_g} - 2\bar{\omega_w} + 3(\bar{\omega_p} - \bar{\omega_g})\sin^2(\alpha)\left(\frac{I_{-2}I_{-4}}{I_{-3}^2} - 1\right)$$
$$G_1 = 3(\bar{\omega_p} - \bar{\omega_g})\sin(\alpha)\cos(\alpha)\left(1 - \frac{I_{-2}I_{-4}}{I_{-3}^2}\right) \qquad \lambda = \frac{1}{C_0}\sqrt{\frac{I_3}{I_{-3}}}$$
$$\nu = \frac{B_0}{C_0} \qquad I_j = \frac{\gamma + (H_0+1)^j}{1+\gamma}$$
$$g_{11} = \frac{C_0G_1 - C_1G0}{C_0^2}$$

Die numerische Lösung des Bootsma-Modells erfolgt ebenfalls mit der FDM. Dabei lässt sich die allgemeine Differentialgleichung wie folgt schreiben:

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(-A\frac{\partial\bar{p}}{\partial\theta} - B\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{z}} + F\right) + \frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(-B\frac{\partial\bar{p}}{\partial\theta} - C\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{z}} + G\right) = 0 \tag{A.20}$$

Nach algebraischer Manipulation kann die die Gleichung A.20 umgeschrieben werden:

$$A\frac{\partial^2\bar{p}}{\partial\theta^2} + \left(\frac{\partial A}{\partial\theta} + \frac{\partial B}{\partial\bar{z}}\right)\frac{\partial\bar{p}}{\partial\theta} + C\frac{\partial^2\bar{p}}{\partial\bar{z}^2} + \left(\frac{\partial B}{\partial\theta} + \frac{\partial C}{\partial\bar{z}}\right)\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{z}} + 2B\frac{\partial^2\bar{p}}{\partial\theta\partial\bar{z}} = \frac{\partial F}{\partial\theta} + \frac{\partial G}{\partial\bar{z}} \tag{A.21}$$

$$\frac{\partial^2\bar{p}}{\partial\theta^2} = \frac{(\bar{p})_{i+1,j} - 2(\bar{p})_{i,j} + (\bar{p})_{i-1,j}}{\Delta\theta^2} \qquad \frac{\partial\bar{p}}{\partial\theta} = \frac{(\bar{p})_{i+1,j} - (\bar{p})_{i-1,j}}{2\Delta\theta}$$
$$\frac{\partial^2\bar{p}}{\partial\bar{z}^2} = \frac{(\bar{p})_{1,j+1} - 2(\bar{p})_{i,j} + (\bar{p})_{i,j-1}}{\Delta\bar{z}^2} \qquad \frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{z}} = \frac{(\bar{p})_{i,j+1} - (\bar{p})_{i,j-1}}{2\Delta\bar{z}}$$
$$\frac{\partial^2\bar{p}}{\partial\theta\partial\bar{z}} = \frac{(\bar{p})_{i+1,j+1} - (\bar{p})_{i+1,j-1} - (\bar{p})_{i-1,j+1} + (\bar{p})_{i-1,j-1}}{4\Delta\theta\Delta\bar{z}}$$

Durch Einsetzen der FDM-Terme ergibt sich ein lineares Gleichungssystem, das rechnergestützt gelöst werden kann. Dieser Lösungsansatz fließt zusätzlich in die gesamte Auslegungssoftware ein, und wird im Ergebnisteil verwendet.

$$A_{ij}(\bar{p})_{i,j} + B_{ij}(\bar{p})_{i+1,j} + C_{ij}(\bar{p})_{i-1,j} + D_{ij}(\bar{p})_{i,j+1} + E_{ij}(\bar{p})_{i,j-1}$$
$$+ F_{ij}(\bar{p})_{i+1,j+1} + G_{ij}(\bar{p})_{i-1,j-1} + H_{ij}(\bar{p})_{i+1,j-1} + J_{ij}(\bar{p})_{i-1,j+1} = K_{ij}$$

mit den Koeffizienten $A_{i,j}...K_{i,j}$:

$$A_{i,j} = \frac{-2A}{\Delta\theta^2} + \frac{-2C}{\Delta\bar{z}^2} \qquad B_{i,j} = \frac{A}{\Delta\theta^2} + \frac{1}{2\Delta\theta}\left(\frac{\partial A}{\partial\theta} + \frac{\partial B}{\partial\bar{z}}\right)$$

$$C_{i,j} = \frac{A}{\Delta\theta^2} - \frac{1}{2\Delta\theta}\left(\frac{\partial A}{\partial\theta} + \frac{\partial B}{\partial\bar{z}}\right) \qquad D_{i,j} = \frac{C}{\Delta\bar{z}^2} + \frac{1}{2\Delta\bar{z}}\left(\frac{\partial B}{\partial\theta} + \frac{\partial C}{\partial\bar{z}}\right)$$

$$E_{i,j} = \frac{C}{\Delta\bar{z}^2} - \frac{1}{2\Delta\bar{z}}\left(\frac{\partial B}{\partial\theta} + \frac{\partial C}{\partial\bar{z}}\right) \qquad F_{i,j} = \frac{2B}{4\Delta\theta\bar{z}}$$

$$G_{i,j} = F_{i,j} \qquad H_{i,j} = -F_{i,j}$$

$$J_{i,j} = -F_{i,j} \qquad K_{i,j} = \frac{\partial F}{\partial\theta} + \frac{\partial G}{\partial\bar{z}}$$

A.5 Konvetionelles hydrostratisches Gleitlager

Dieser Teil des Anhangs zeigt den FDM-Lösungsansatz am Beispiel eines konventionellen Gleitlagers. Die Schmierfilmdicke wird wie folgt definiert[88]:

$$\bar{h_0}(\theta) = 1 + \varepsilon \cos(\theta) \tag{A.22}$$

Da die Fluidfilmdicke über die Umlaufkoordinate kontinuierlich ist, kann deren Änderung direkt über klassische Differenzierung der Gleichung A.22 berechnet werden:

$$\frac{\partial \bar{h_0}}{\partial \theta} = -\varepsilon \sin(\theta) \qquad \frac{\partial \bar{h_0}^3}{\partial \theta} = -3\varepsilon \sin(\theta) \bar{h_0}(\theta)^2$$
$$\frac{\partial \bar{h_0}^3}{\partial \bar{z}} = 0$$

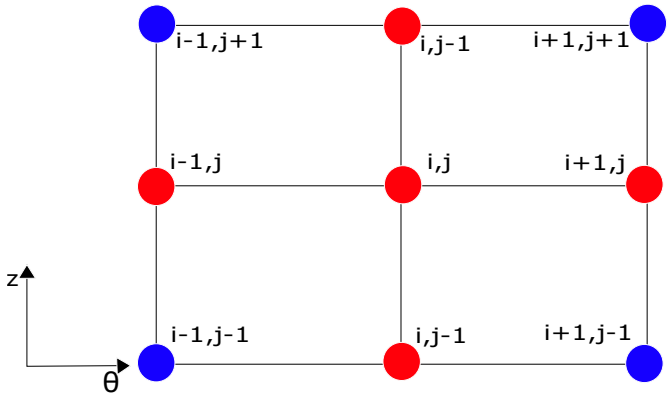


Abbildung A.1: Rechengitter

Zur Diskretisierung der Differentialgleichungen wurde die Rechendomäne in (n+1)(m+1) Knotenpunkte mit einem rechteckigen Gitter unterteilt (Abbildung A.1). Anschließend wurde die zentrale Finite-Differenzen-Methode angewendet. Dabei sind die partiellen Ableitungen des Drucks wie folgt definiert:

$$\frac{\partial \bar{p_k}}{\partial \theta} = \frac{(\bar{p_k})_{i+1,j} - (\bar{p_k})_{i-1,j}}{2\Delta\theta} \qquad \frac{\partial^2 \bar{p_k}}{\partial^2 \theta} = \frac{(\bar{p_k})_{i+1,j} - \bar{p_k})_{i,j} + (\bar{p_k})_{i-1,j}}{\Delta\theta^2}$$
$$\frac{\partial \bar{p_k}}{\partial \bar{z}} = \frac{(\bar{p_k})_{i,j+1} - (\bar{p_k})_{i,j-1}}{2\Delta\bar{z}} \qquad \frac{\partial^2 \bar{p_k}}{\partial^2 \bar{z}} = \frac{(\bar{p_k})_{i,j+1} - \bar{p_k})_{i,j} + (\bar{p_k})_{i,j-1}}{\Delta\bar{y}^2}$$

Das Einsetzen der Diskritisierungsterme in die statische und dynamische Reynoldsgleichung ergibt ein lineares Gleichungssystem, das anschließend analog zu den anderen Verfahren gelöst werden kann. Das resultierende Gleichungssystem ist in Gleichung A.23 dargestellt:

$$A_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j} + B_{k,ij}(\bar{p_k})_{i+1,j} + C_{k,ij}(\bar{p_k})_{i-1,j} + D_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j+1} + E_{k,ij}(\bar{p_k})_{i,j-1} = F_{k,ij} \tag{A.23}$$

Anhang B

Konstruktionszeichnungen

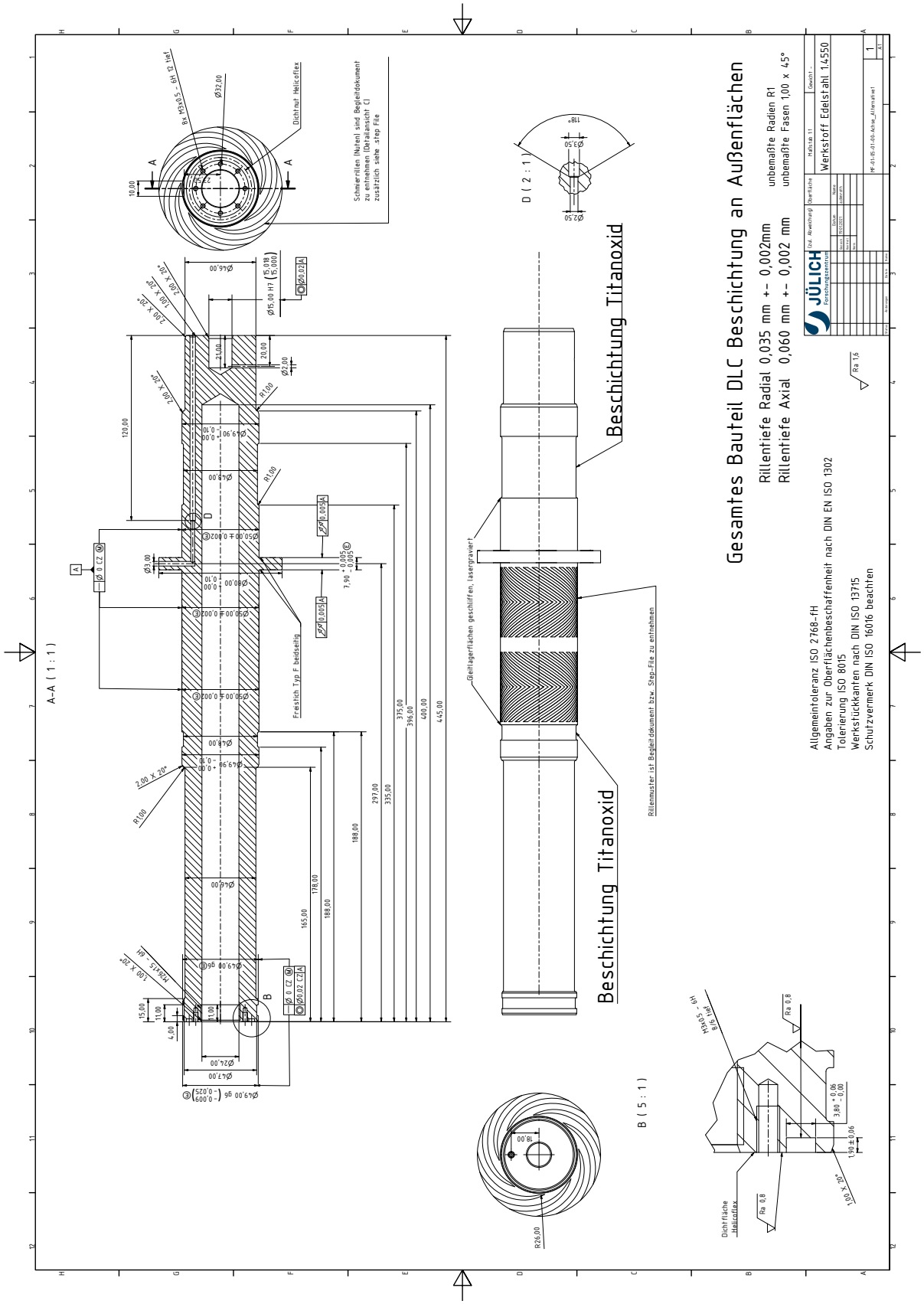


Abbildung B.1: Achse

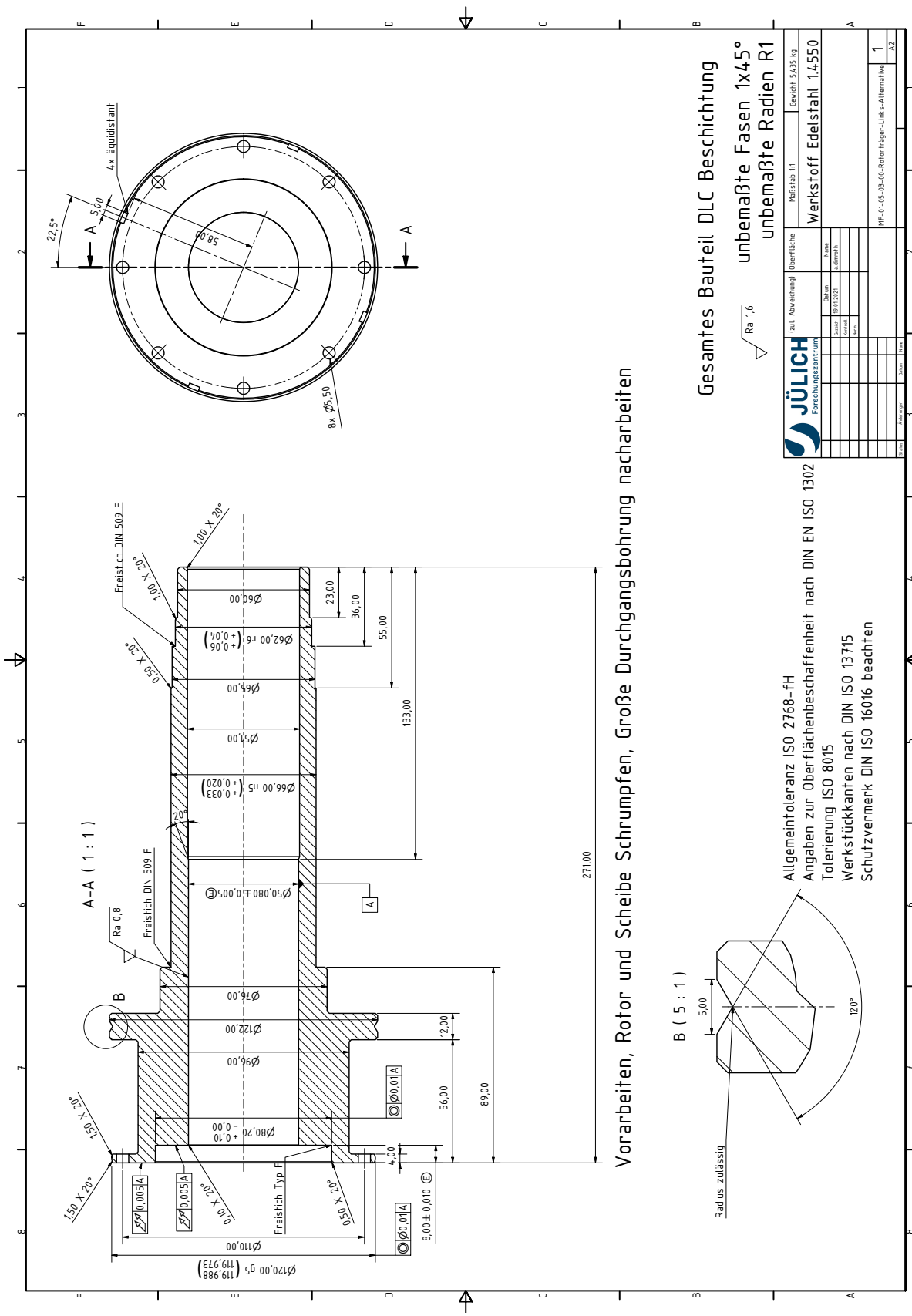


Abbildung B.2: Rotorträger links

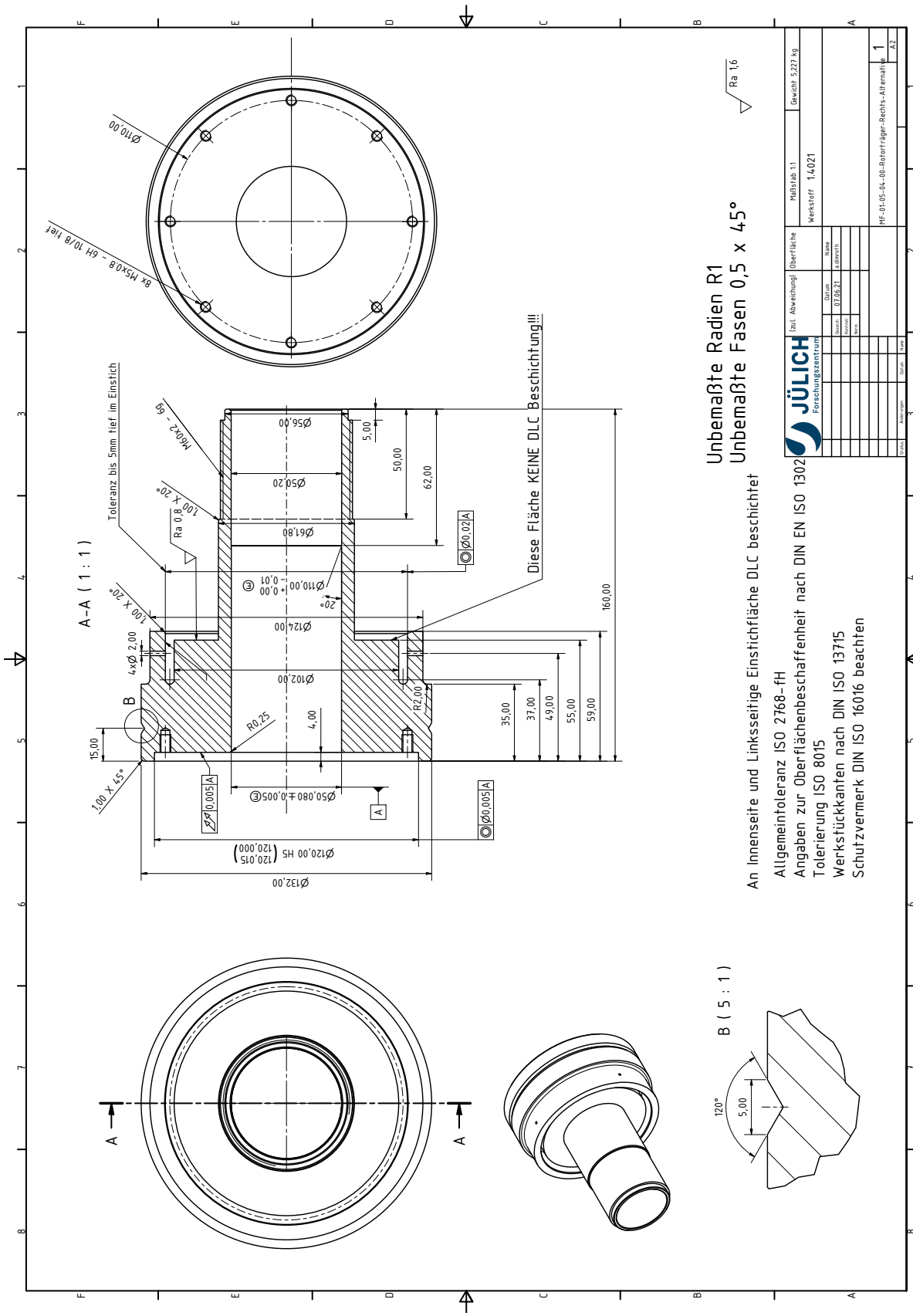


Abbildung B.3: Rotorträger rechts

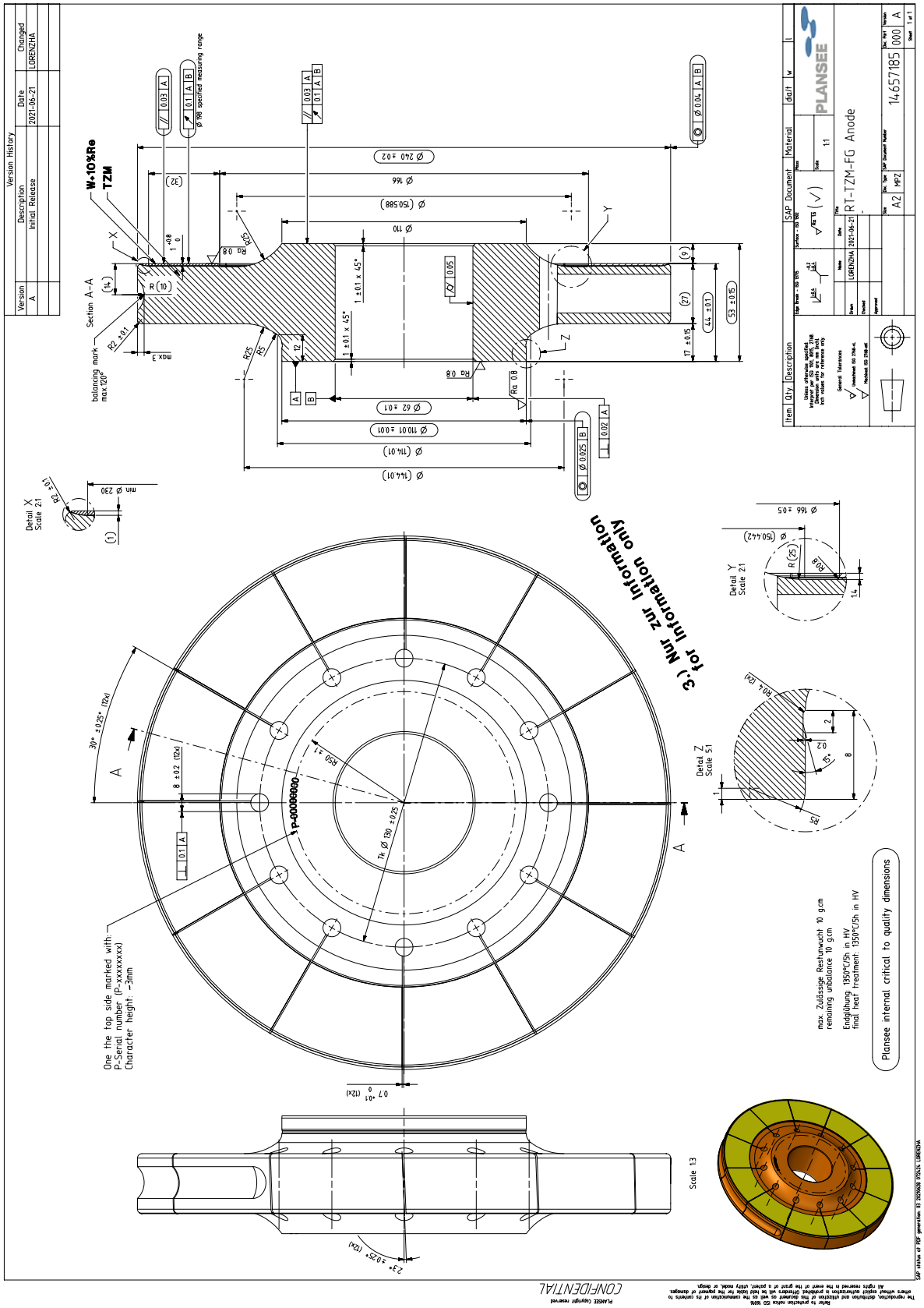


Abbildung B.4: Target

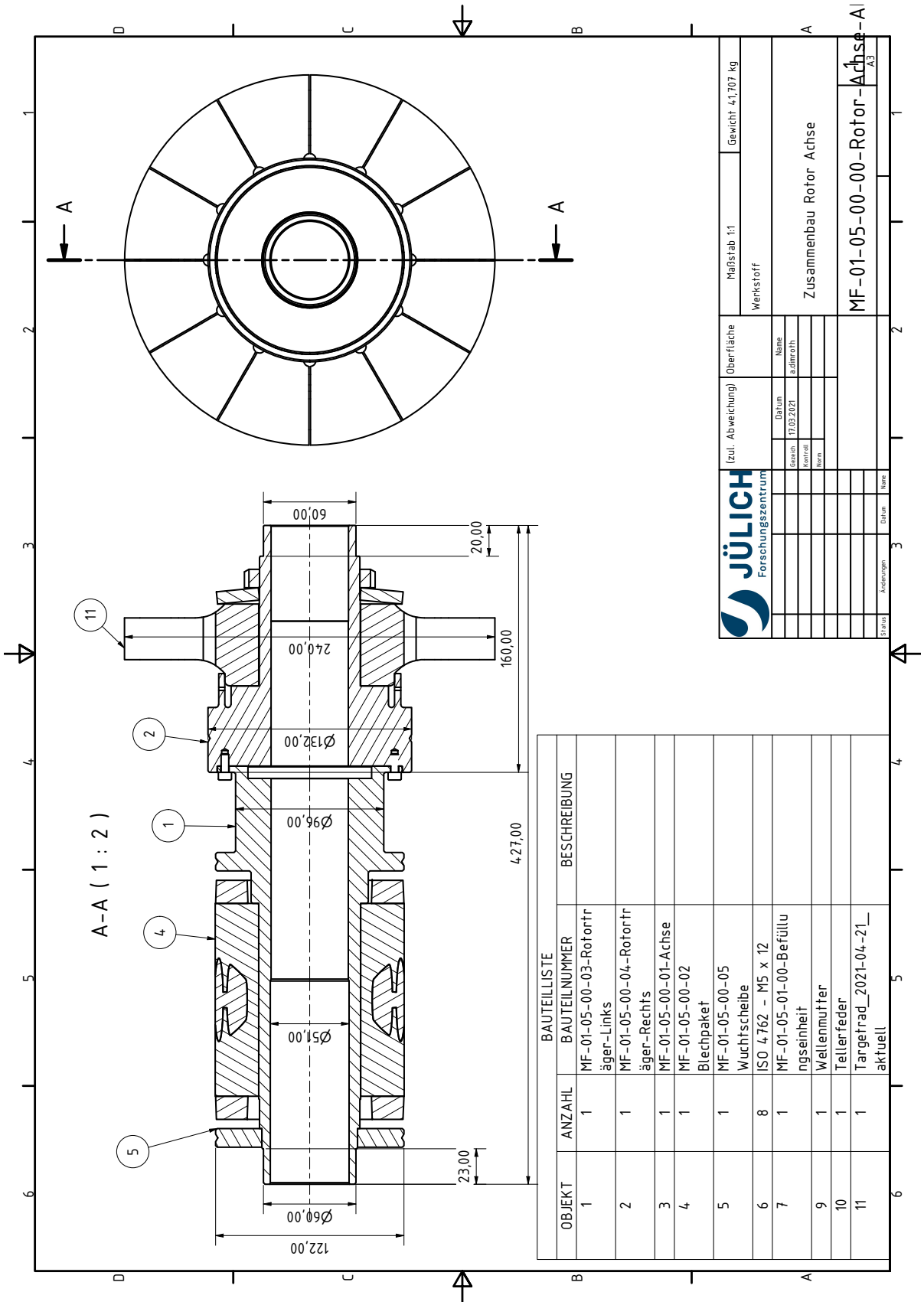


Abbildung B.5: Zusammenbauzeichnung der rotierenden Baugruppe

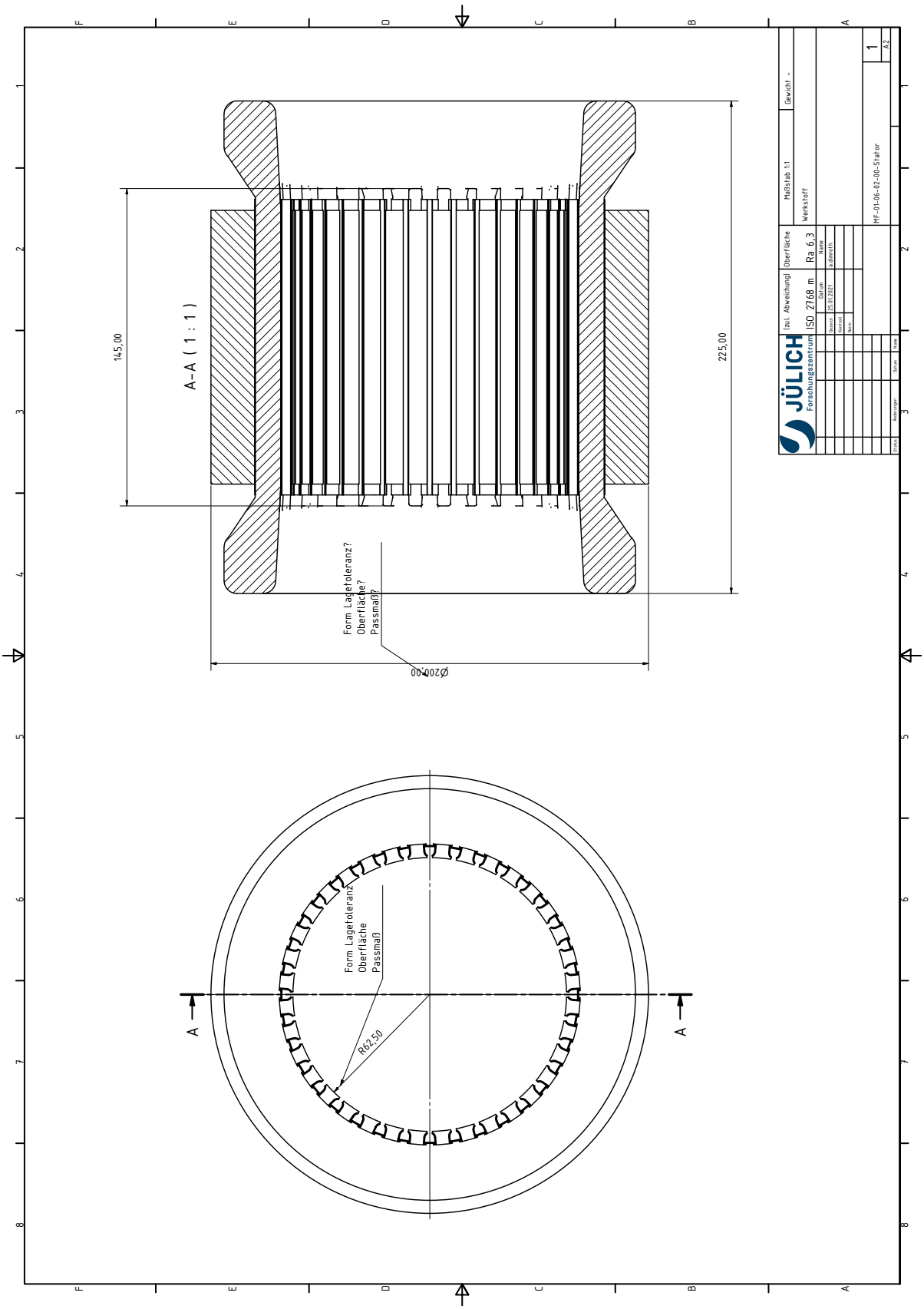


Abbildung B.6: Gesamtdimension Stator

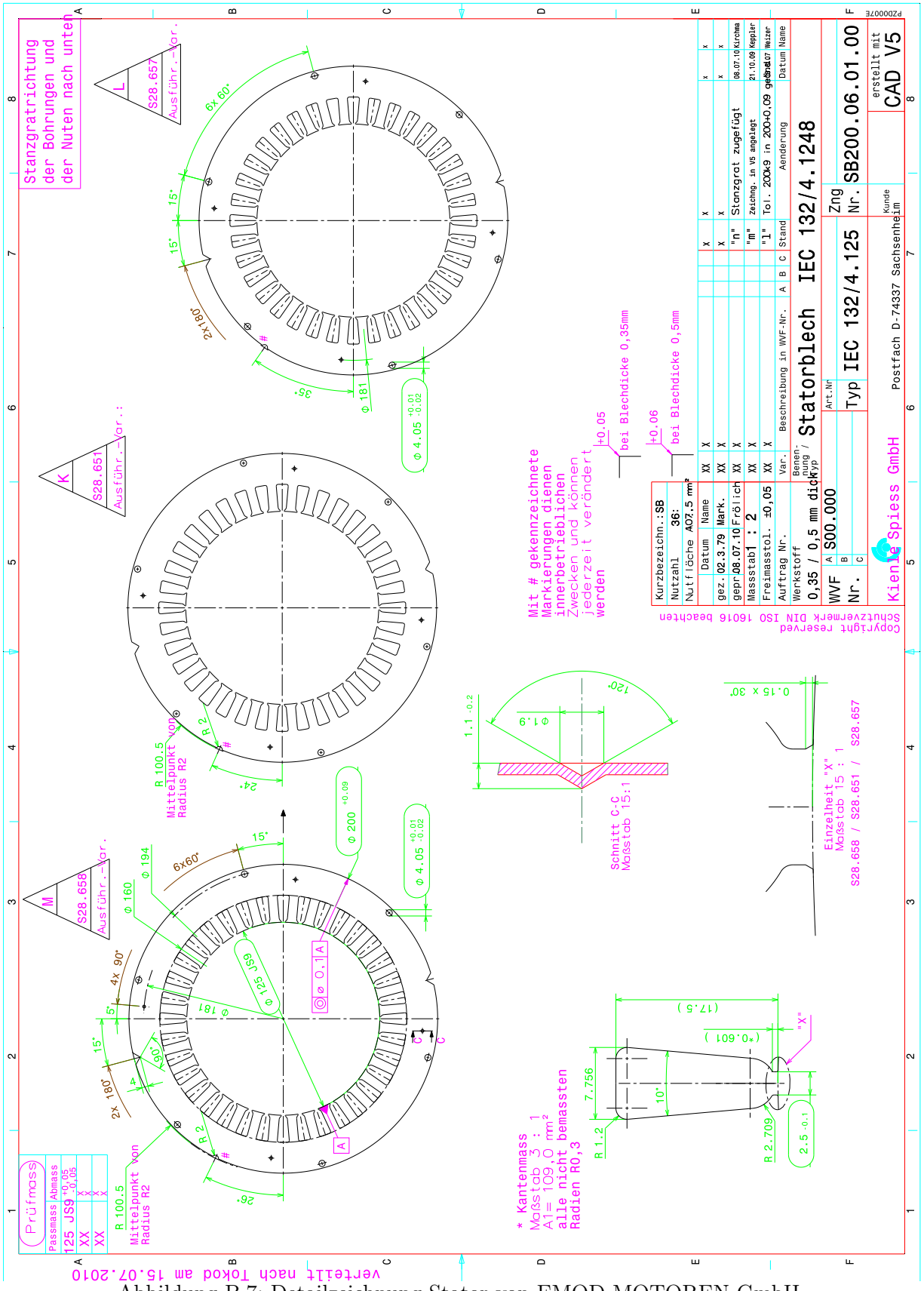


Abbildung B.7: Detailzeichnung Stator von EMOD MOTOREN GmbH

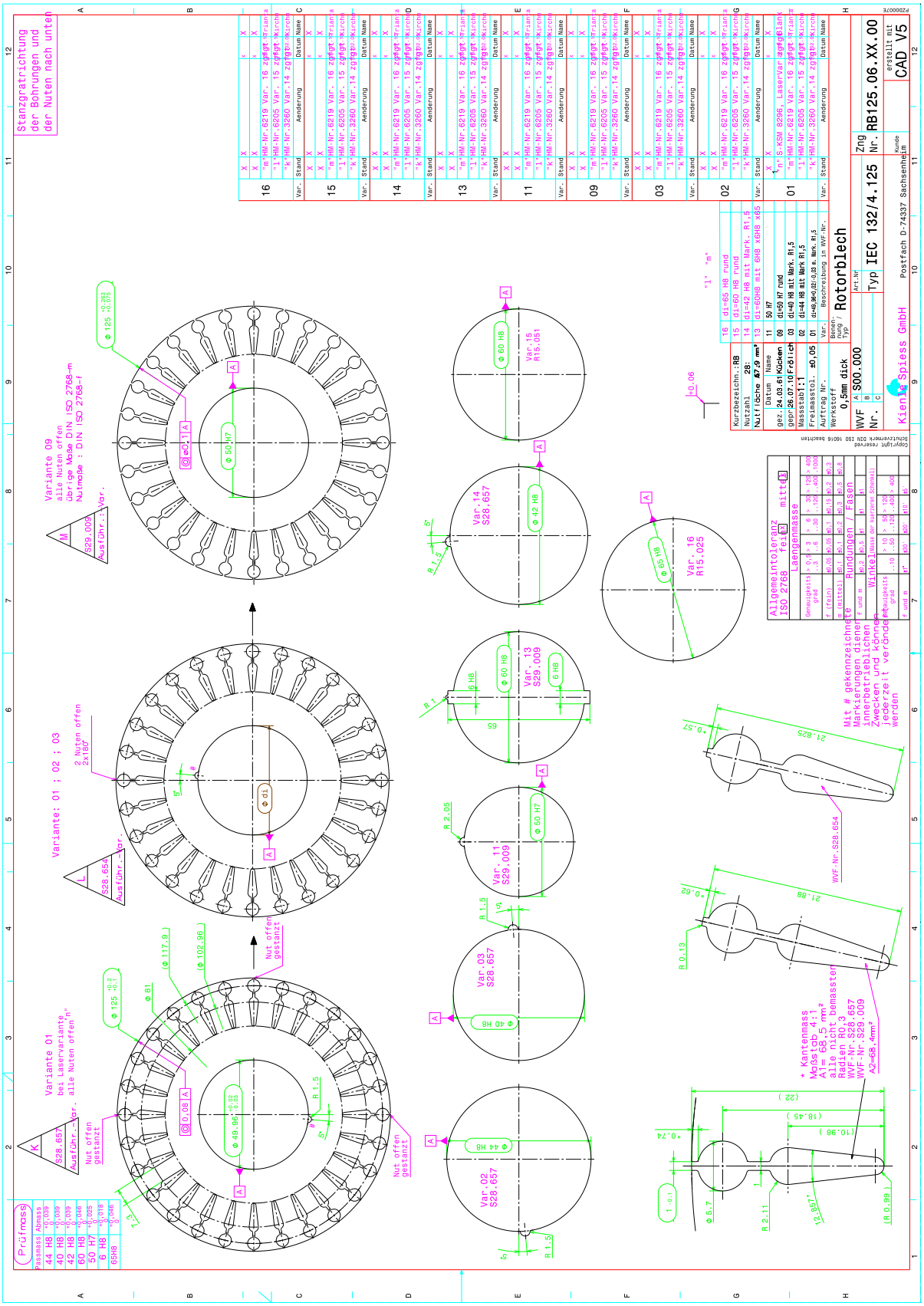


Abbildung B.8: Detailzeichnung Rotorblech von EMOD MOTOREN GmbH

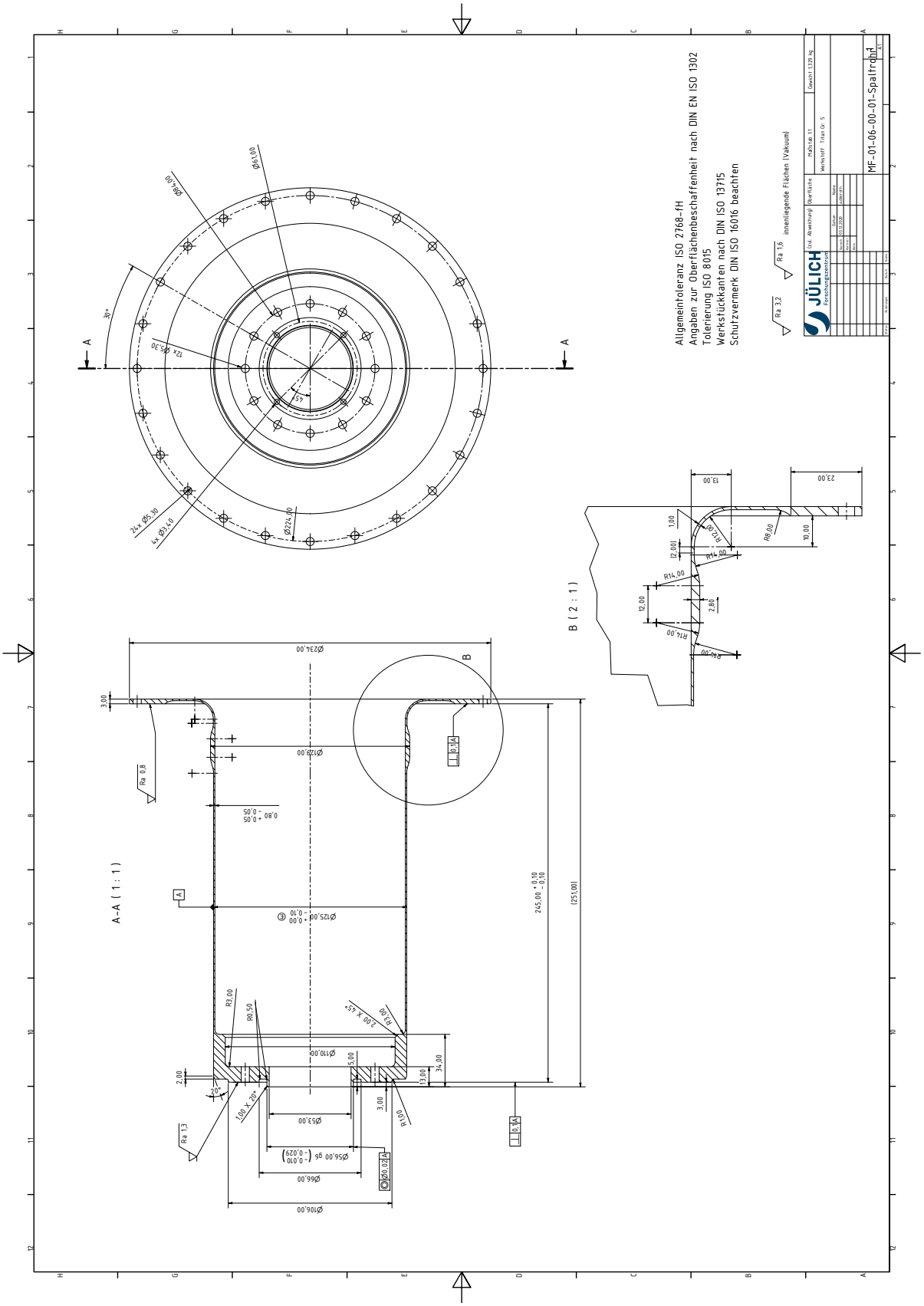


Abbildung B.9: Spaltrohr

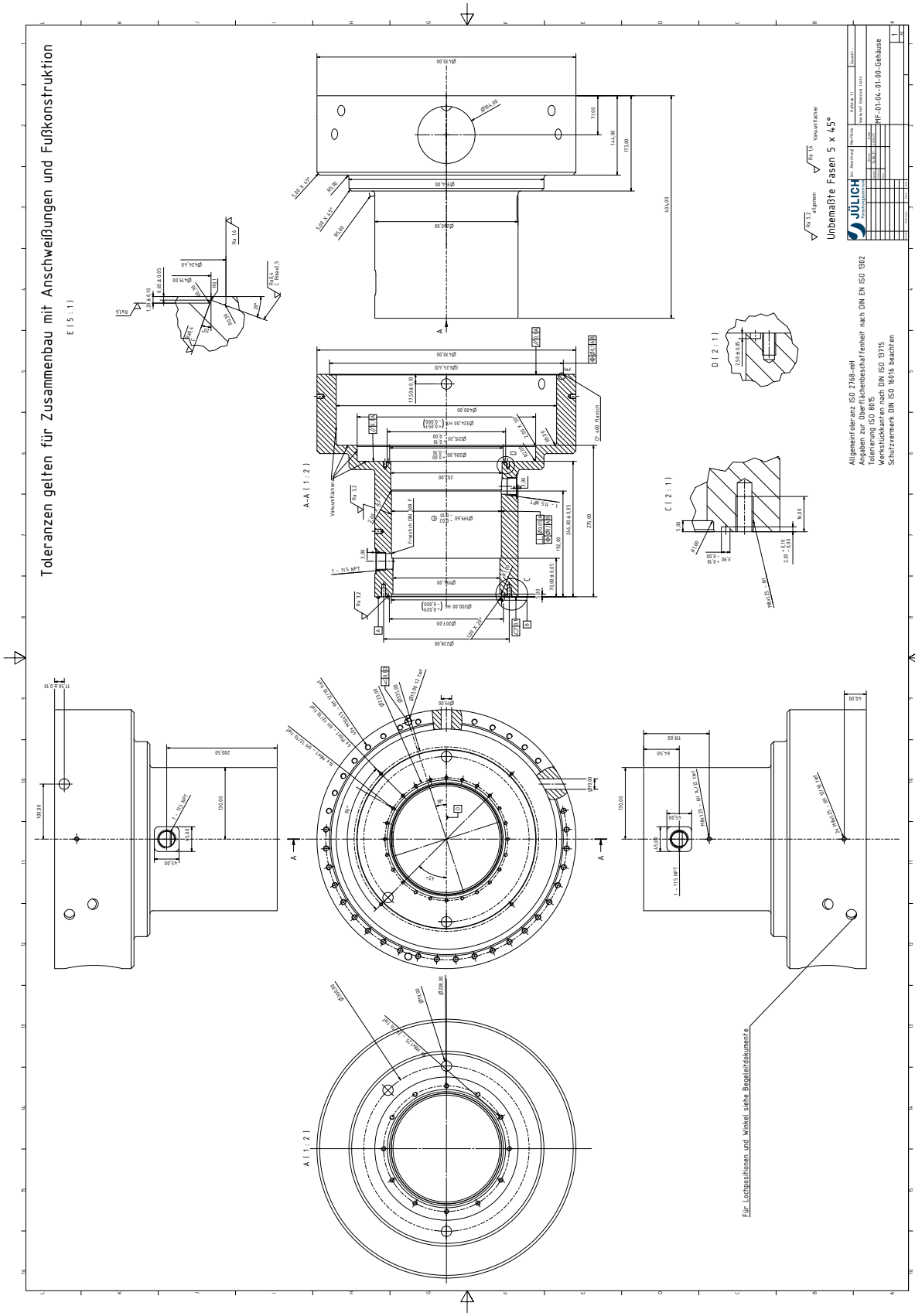


Abbildung B.10: Gehäuse

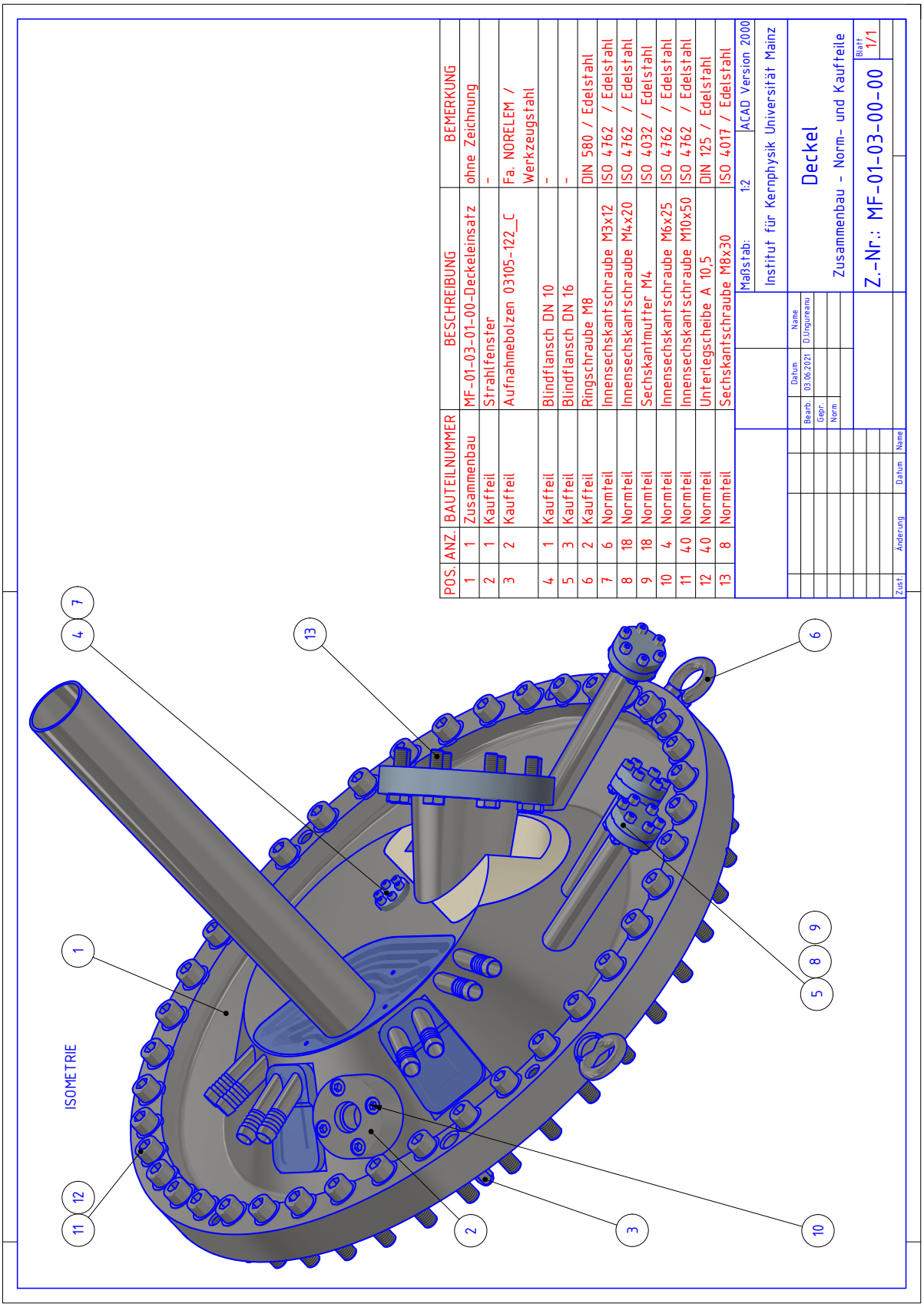


Abbildung B.11: Deckel in Kollaboration mit der Universität Mainz

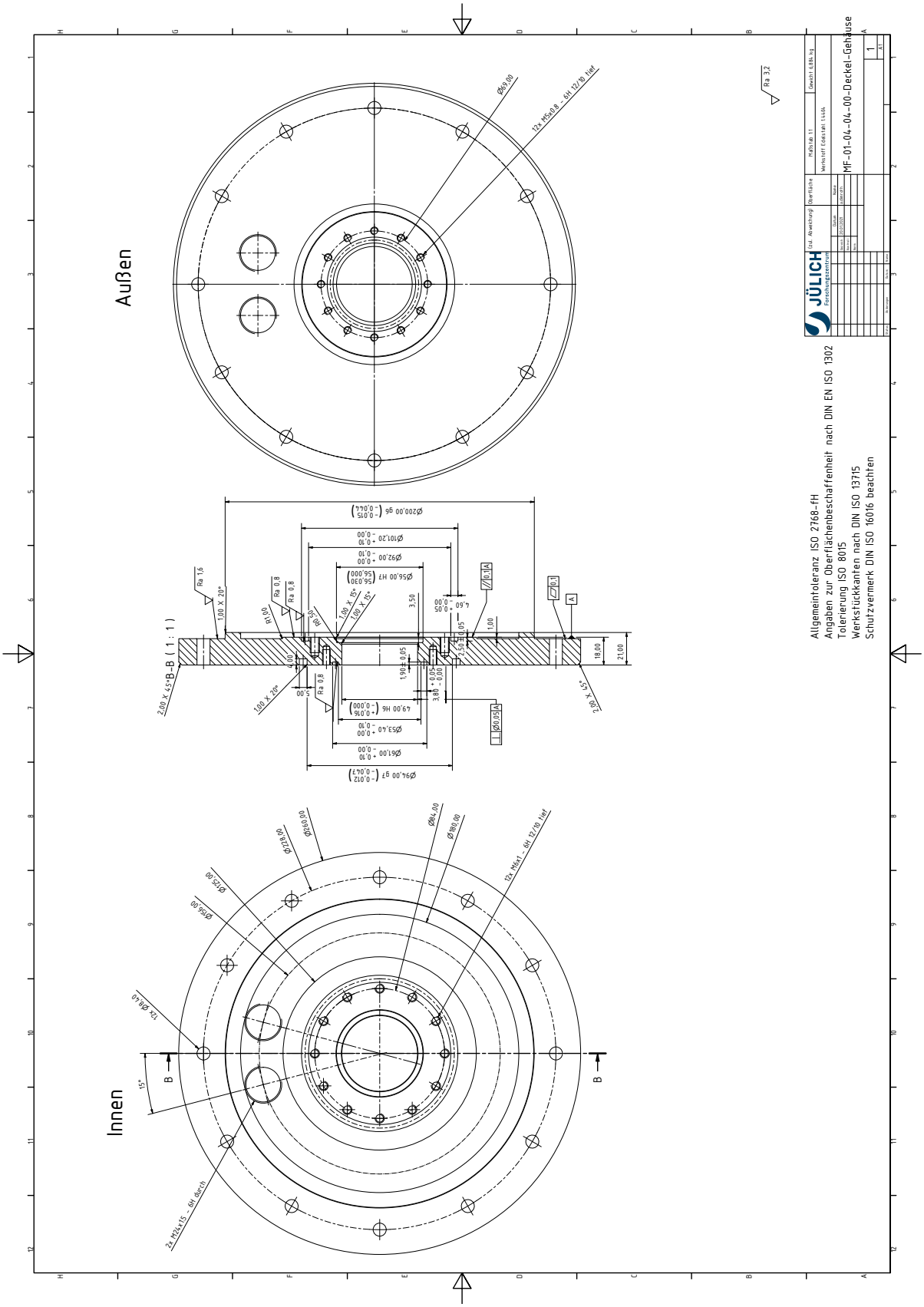


Abbildung B.12: Gehäusedeckel

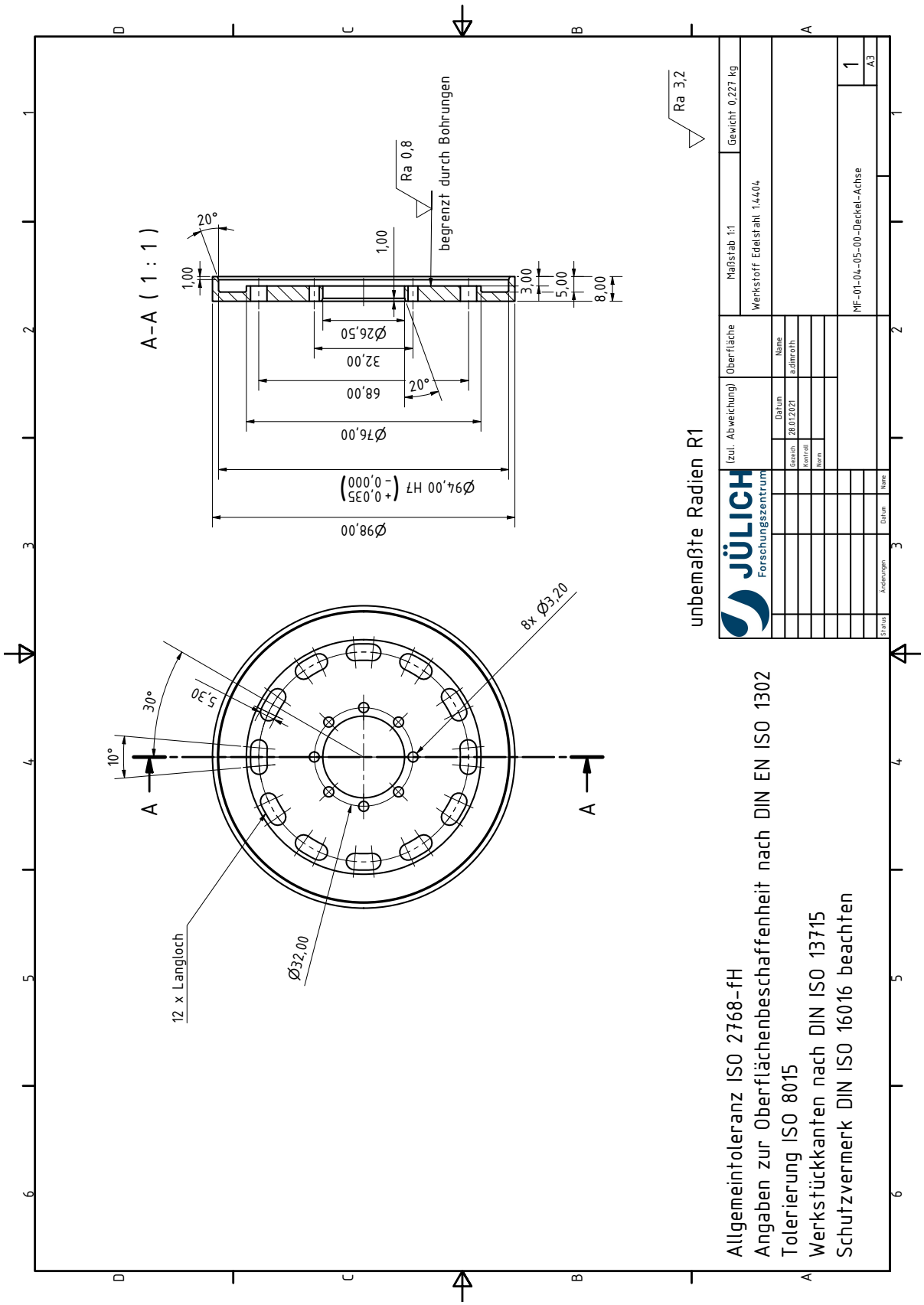


Abbildung B.13: Achsedeckel

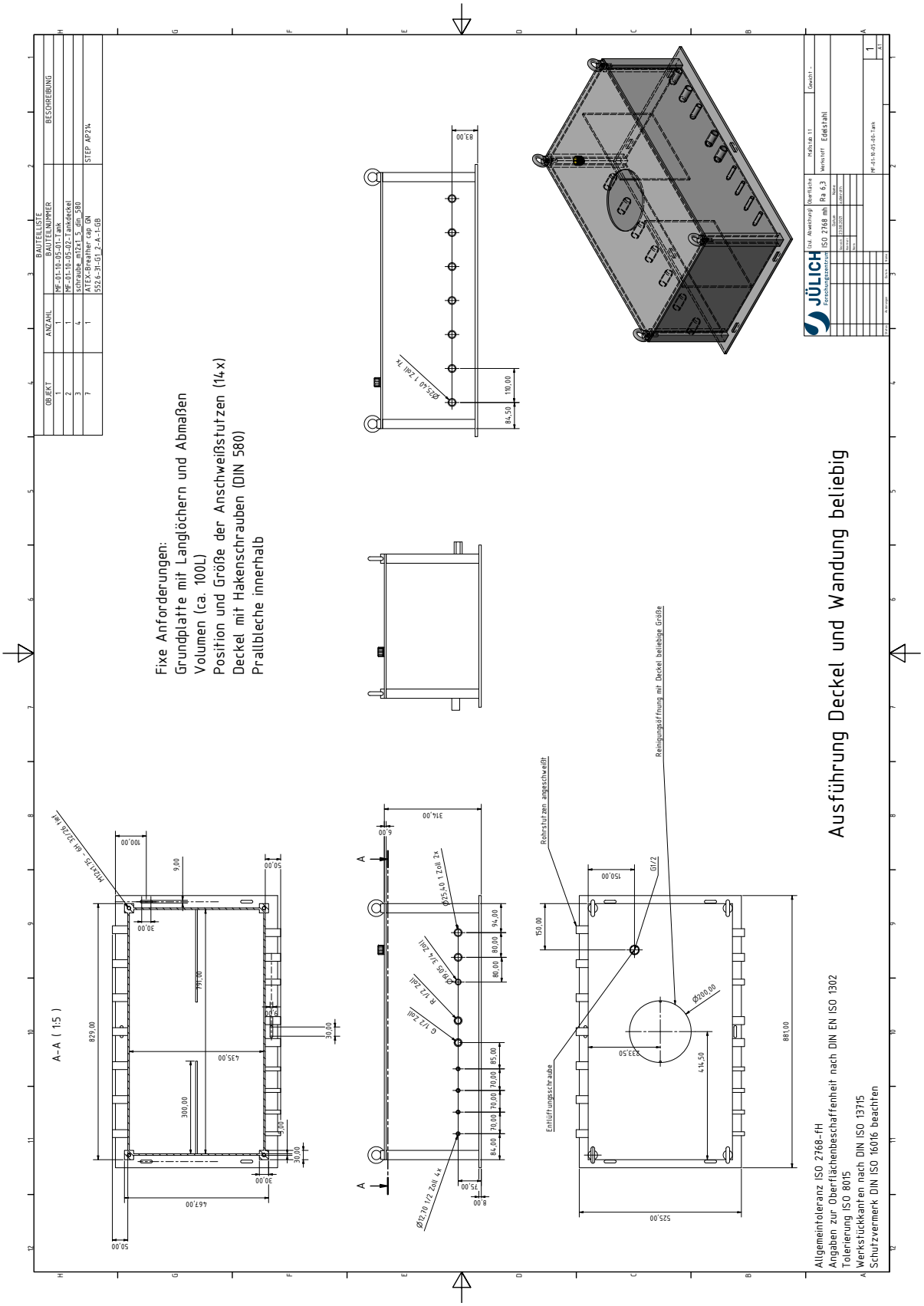


Abbildung B.14: Wassertank

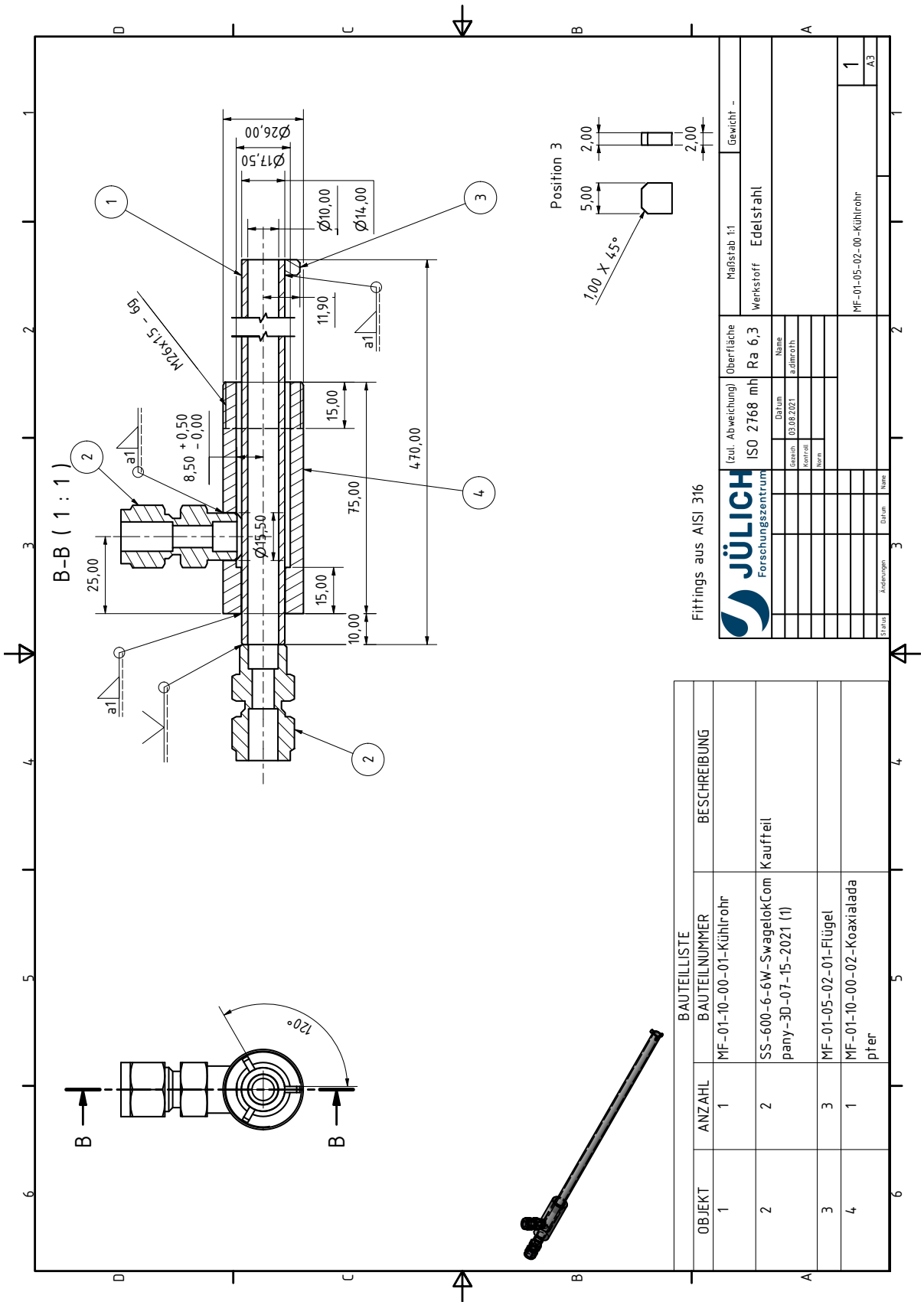


Abbildung B.15: Koaxiale Achskühlung

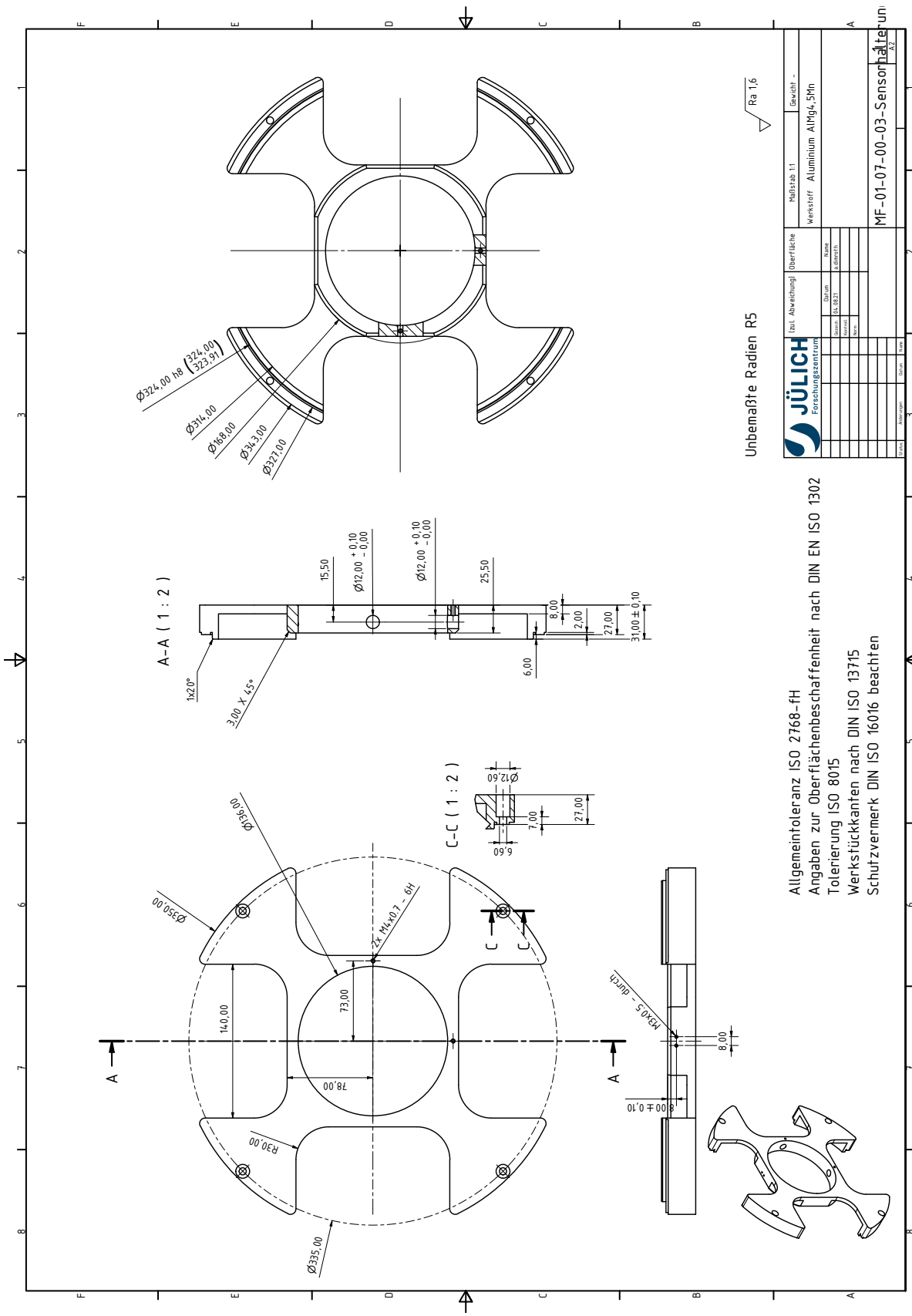


Abbildung B.16: Sensorhalterung

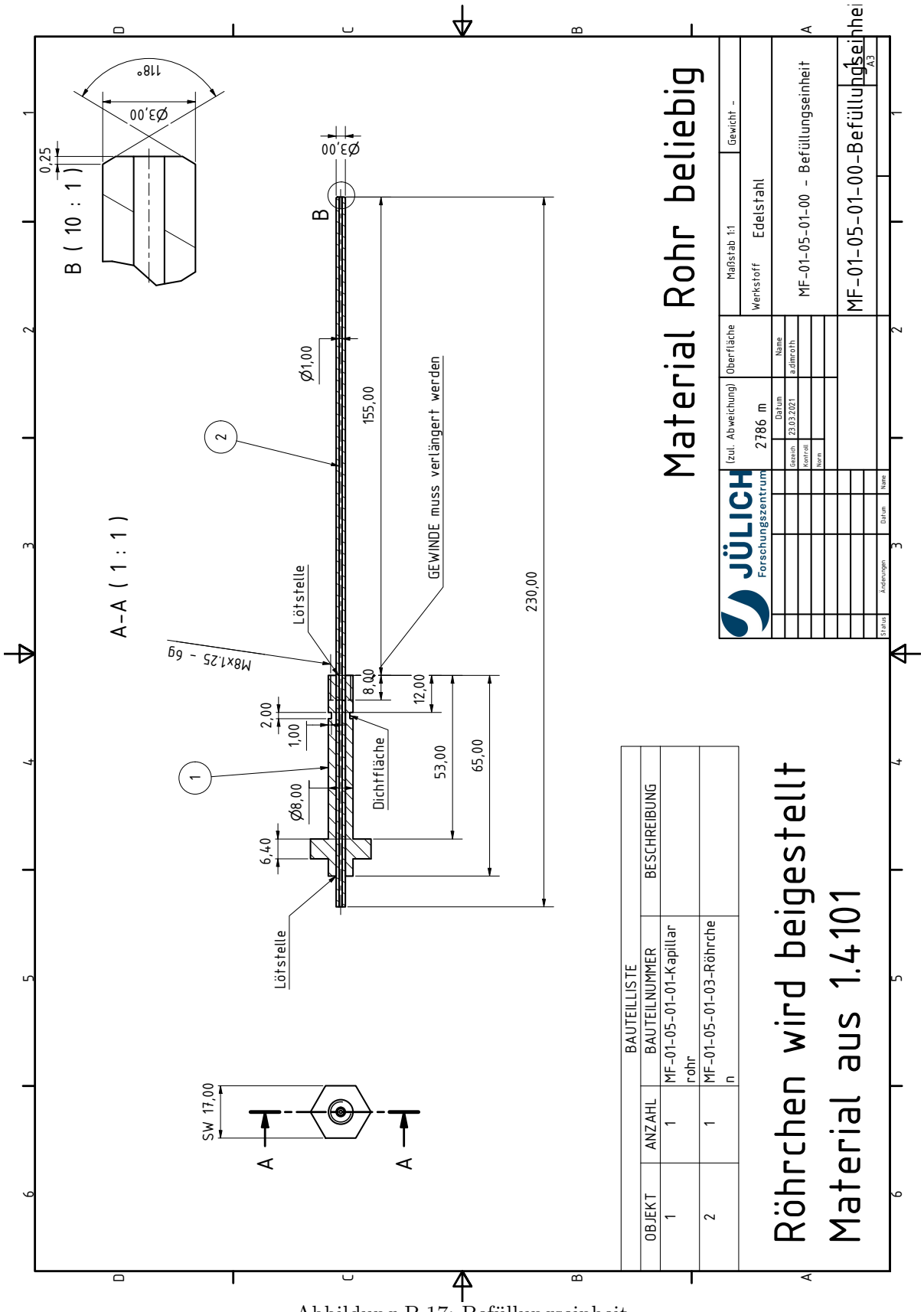


Abbildung B.17: Befüllungseinheit

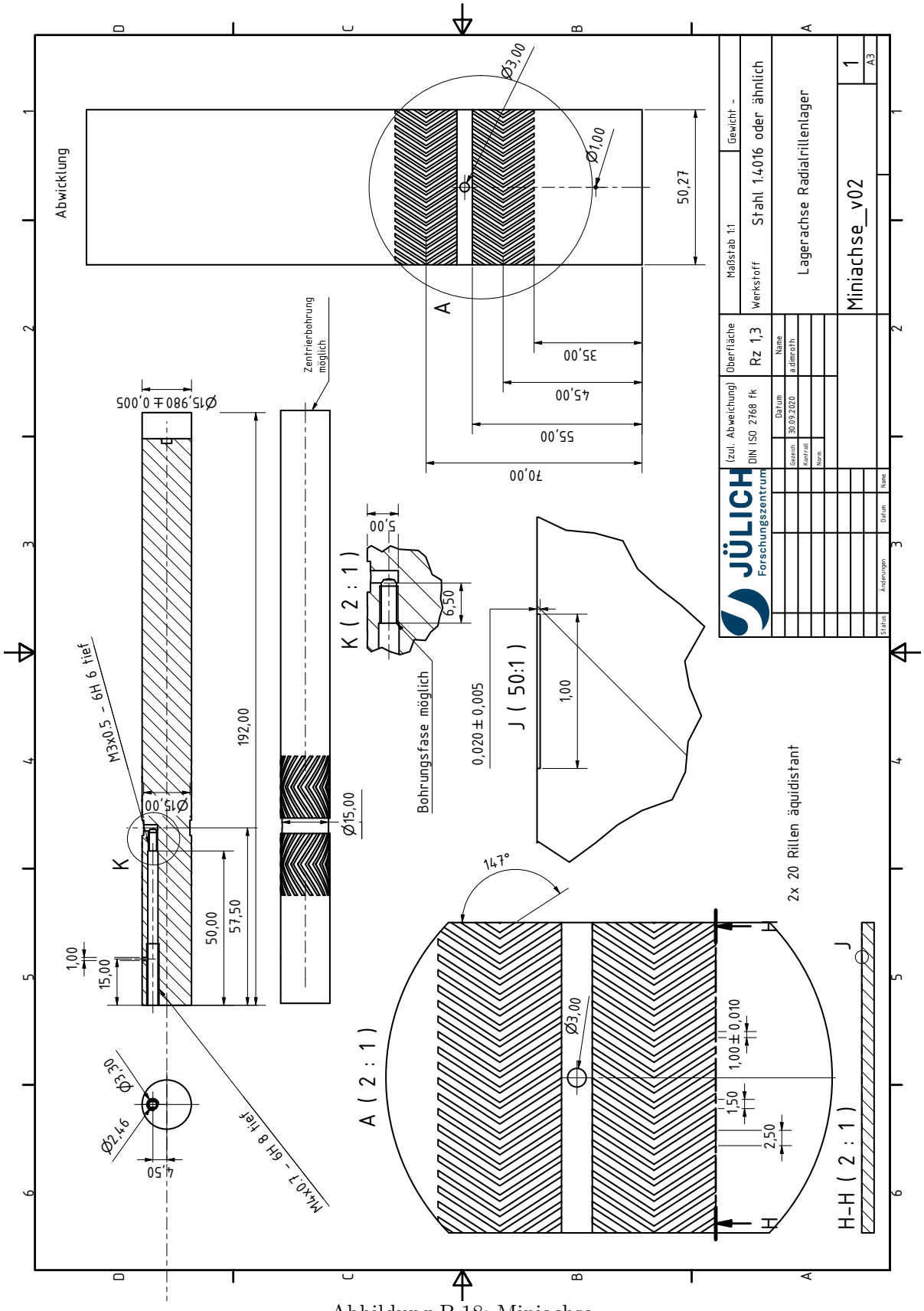


Abbildung B.18: Miniachse

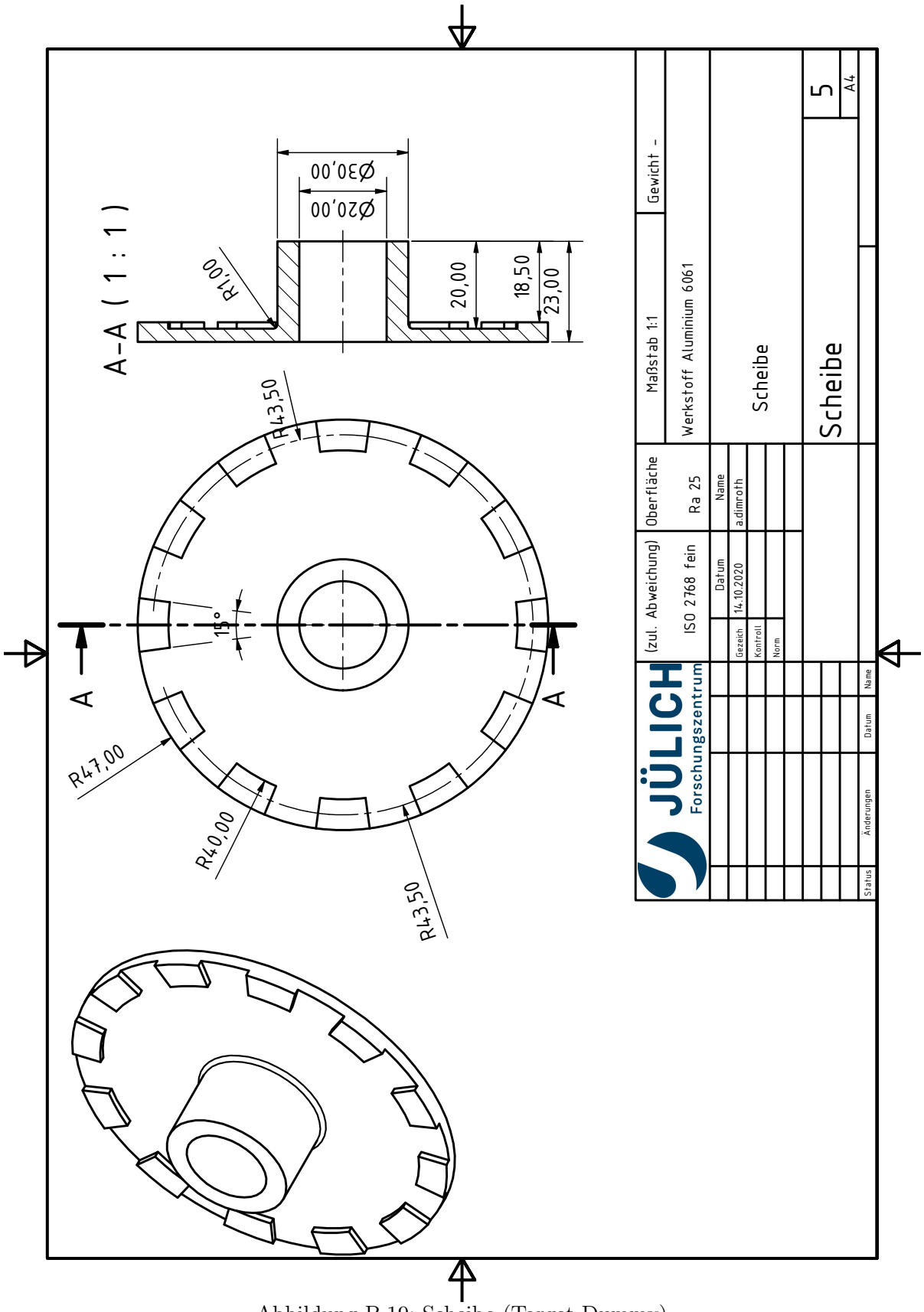


Abbildung B.19: Scheibe (Target-Dummy)

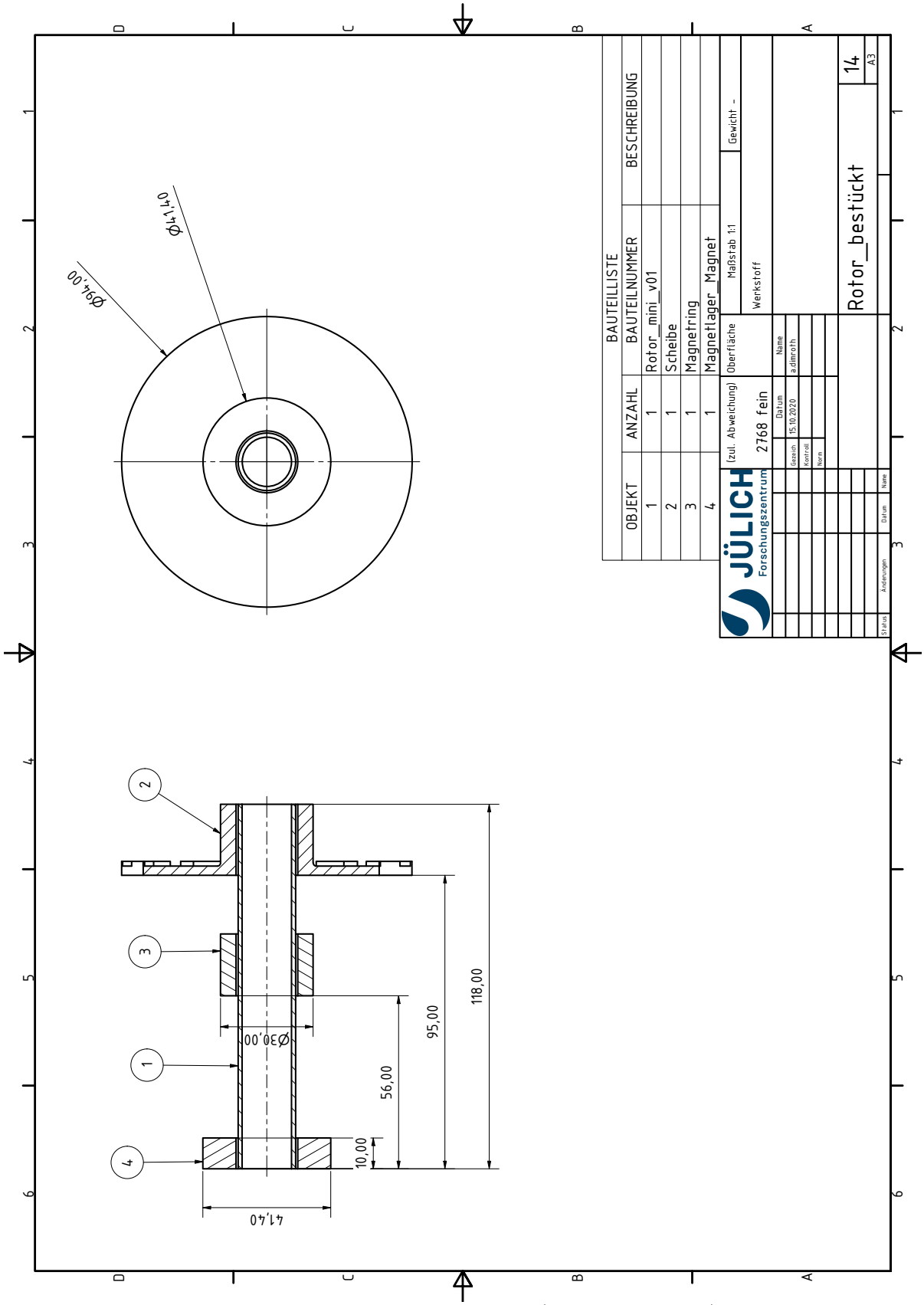


Abbildung B.20: Rotorbaugruppe (mit Axialmagnet)

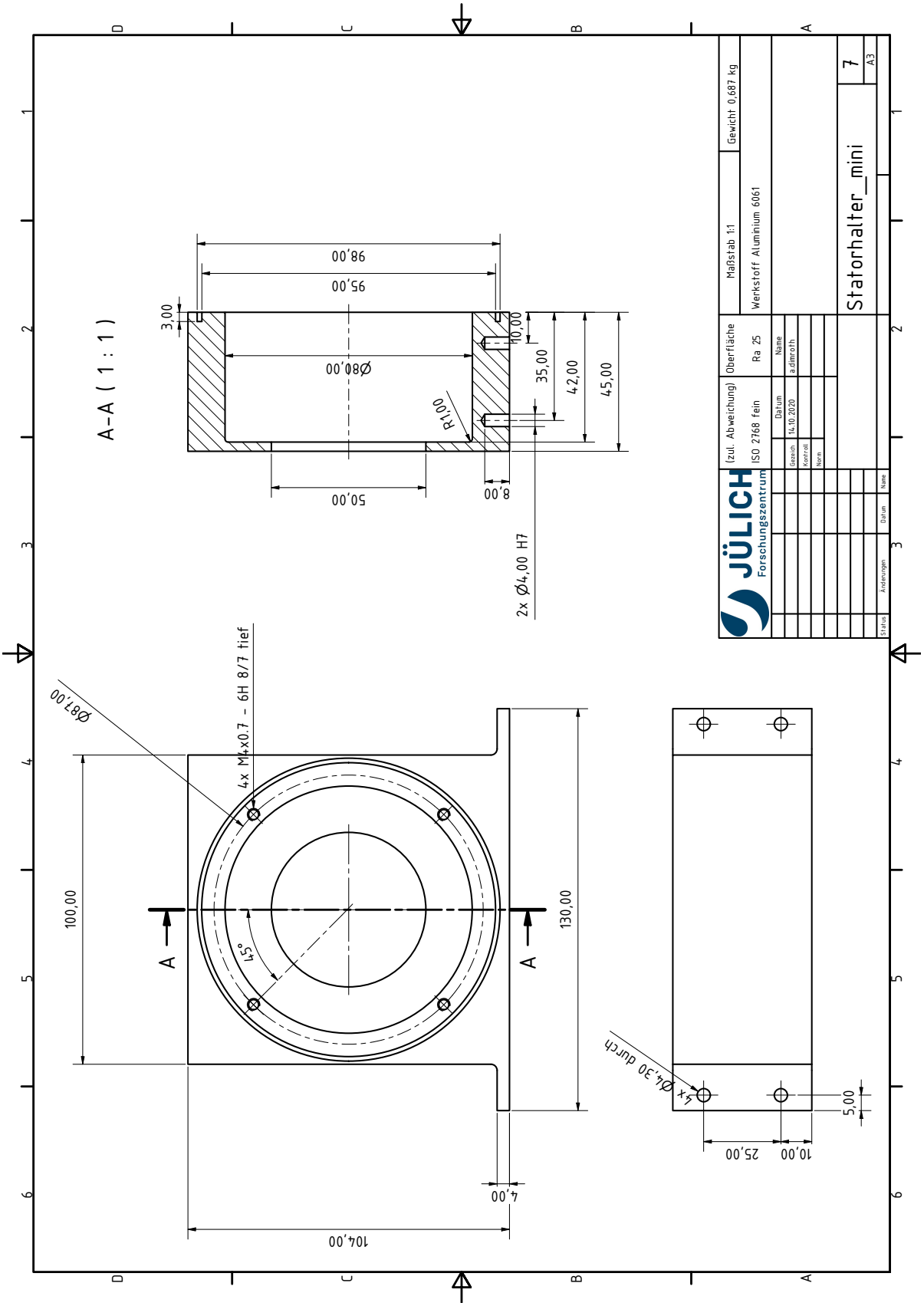


Abbildung B.21: Statorhalter

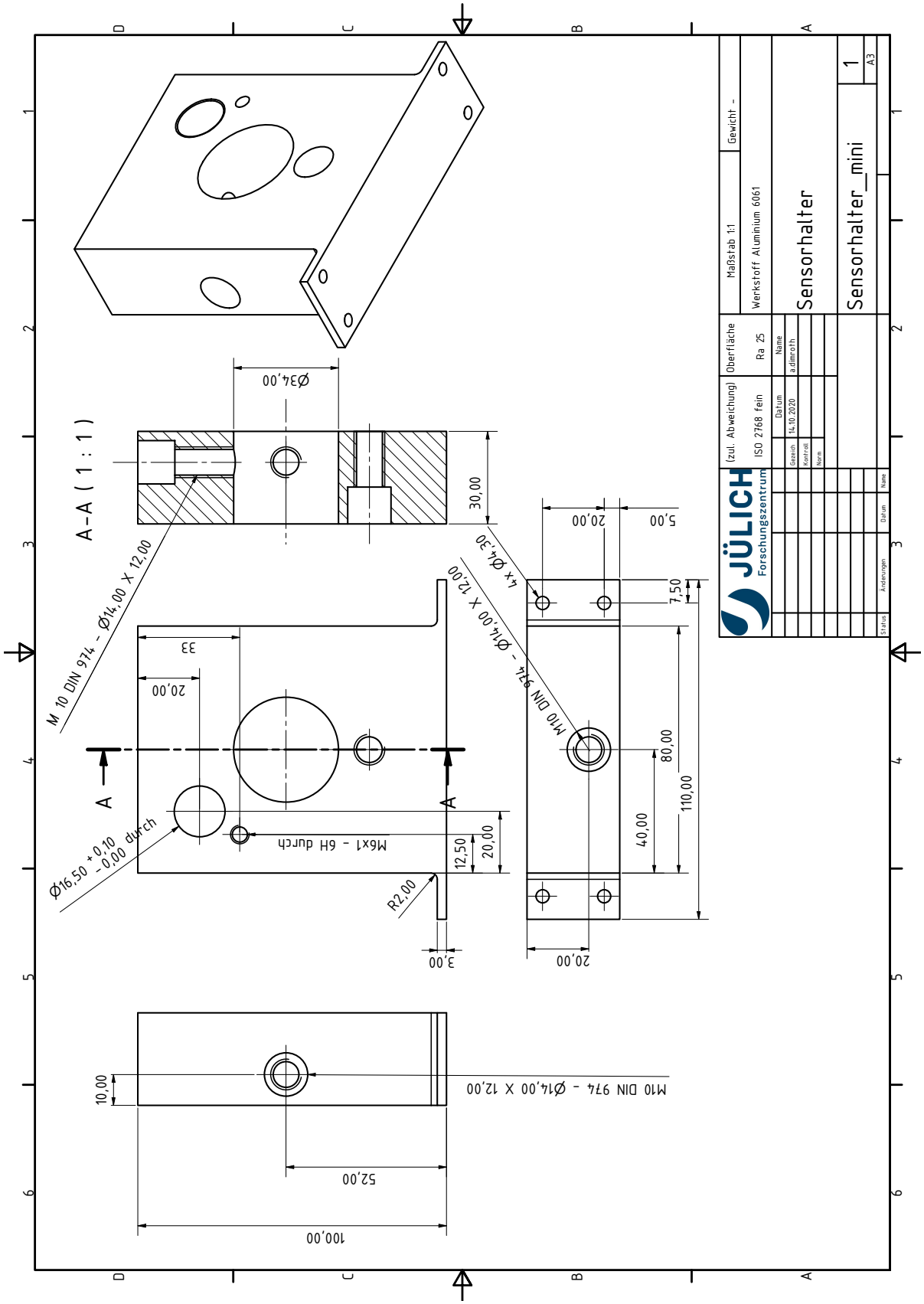


Abbildung B.22: Sensorhalter

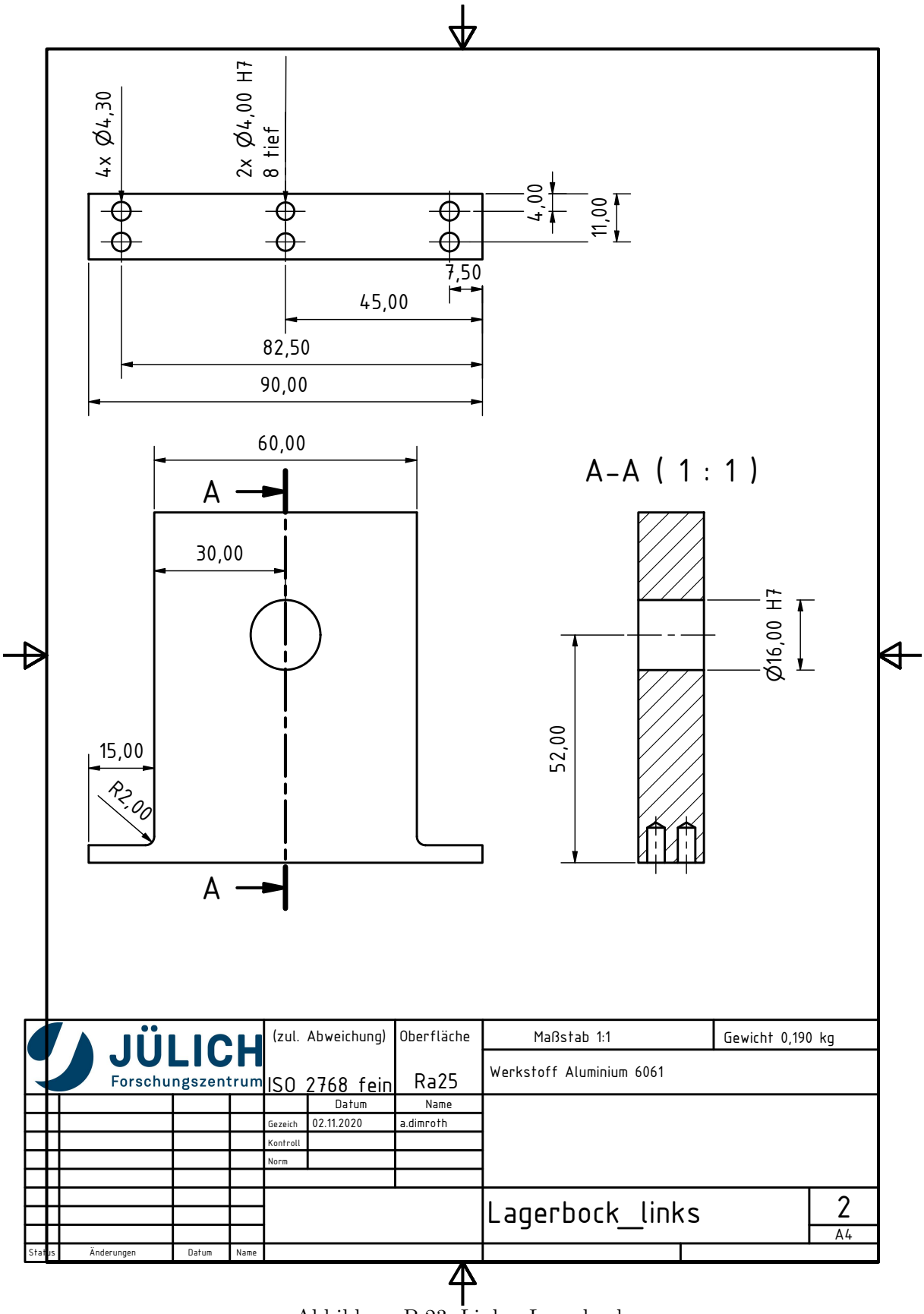


Abbildung B.23: Linker Lagerbock

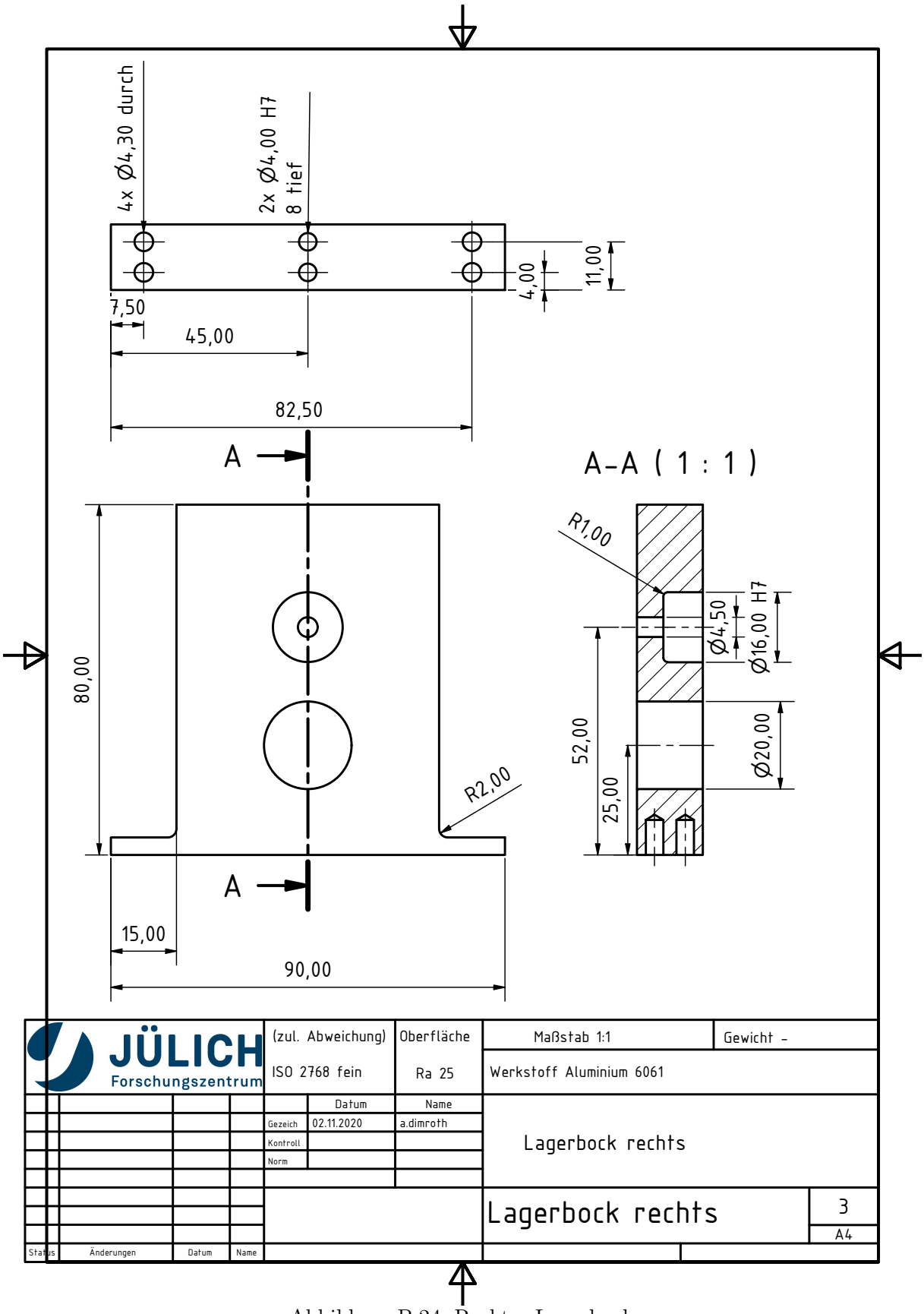


Abbildung B.24: Rechter Lagerbock

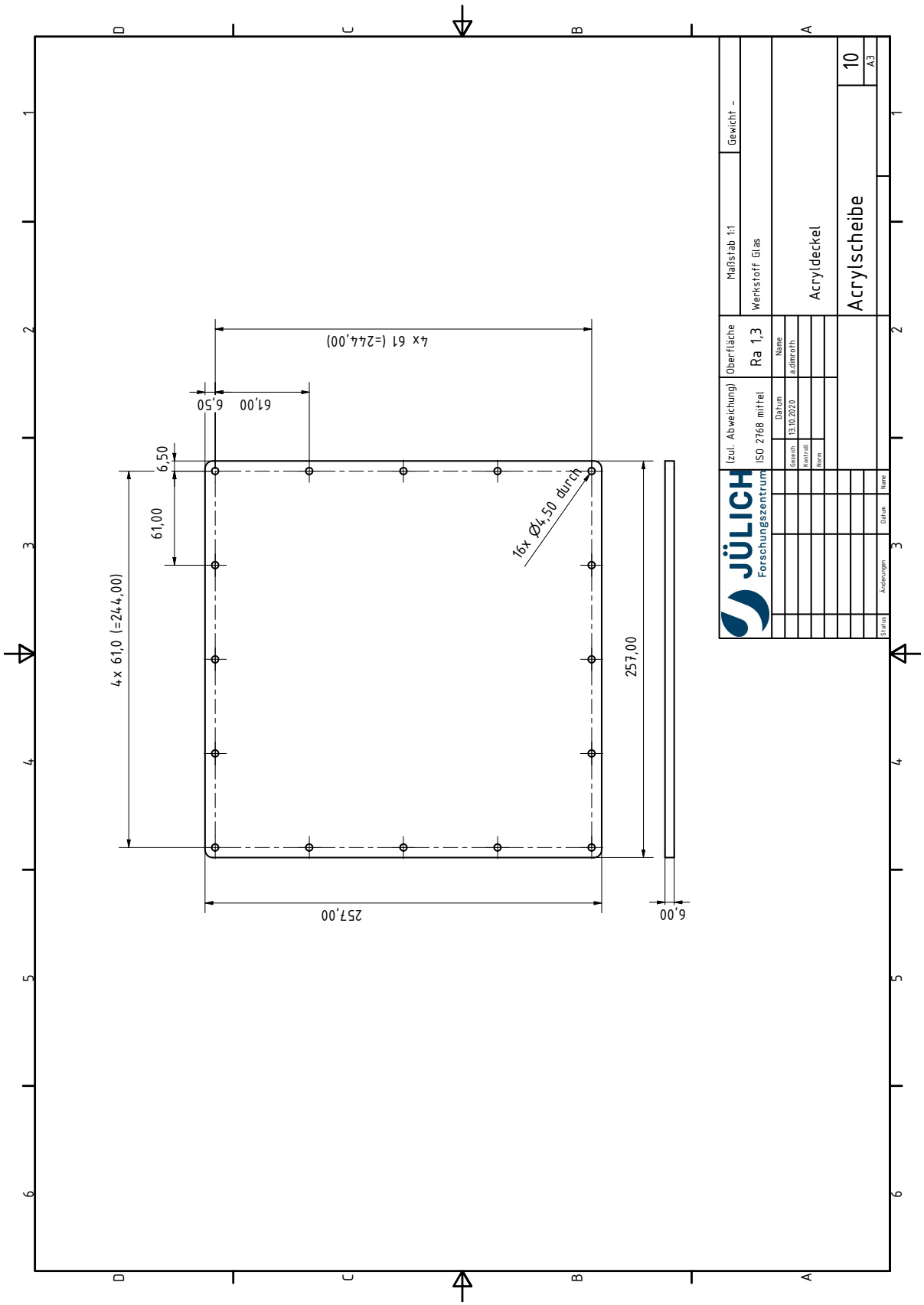


Abbildung B.25: Acrylscheibe

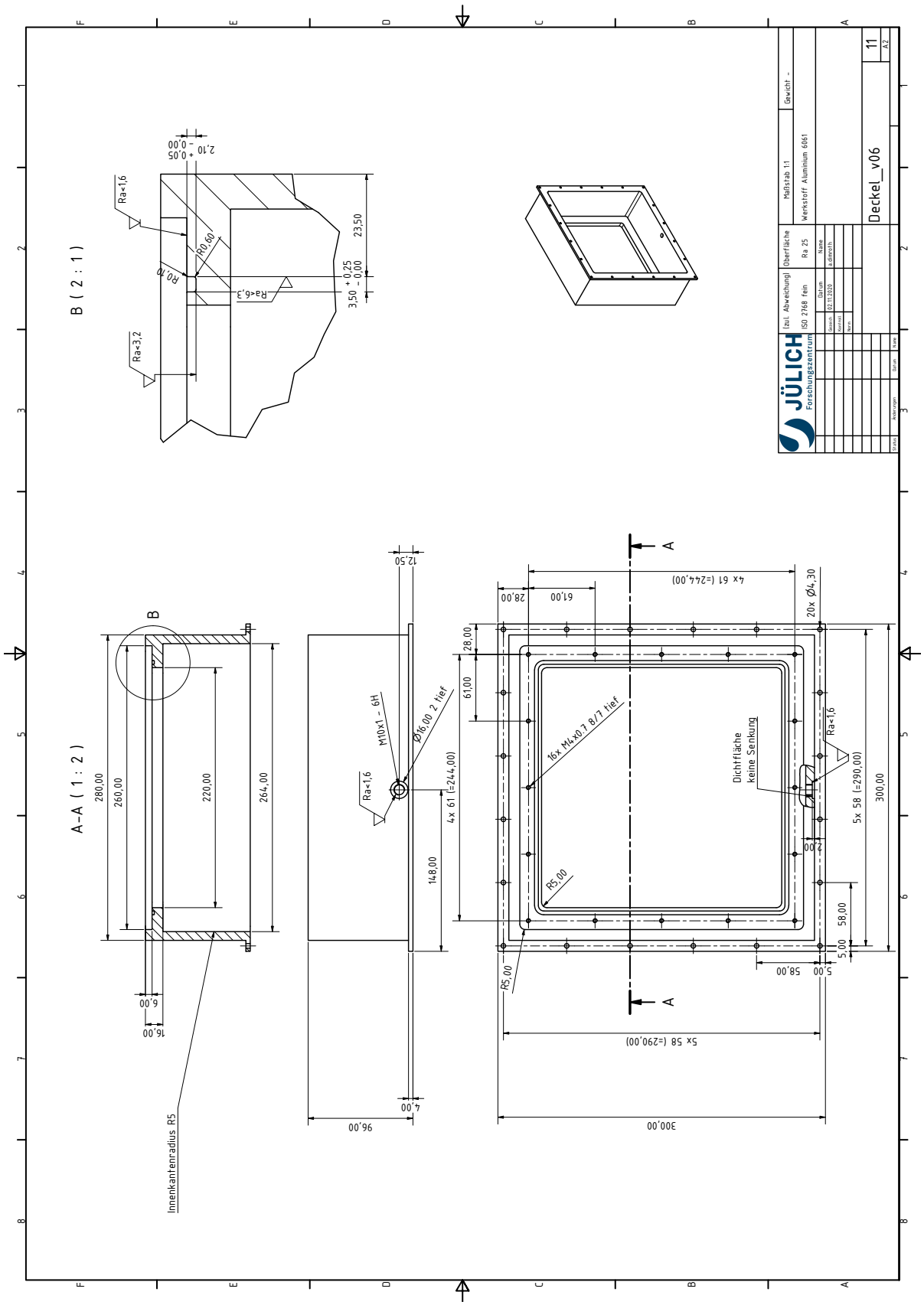


Abbildung B.26: Deckel

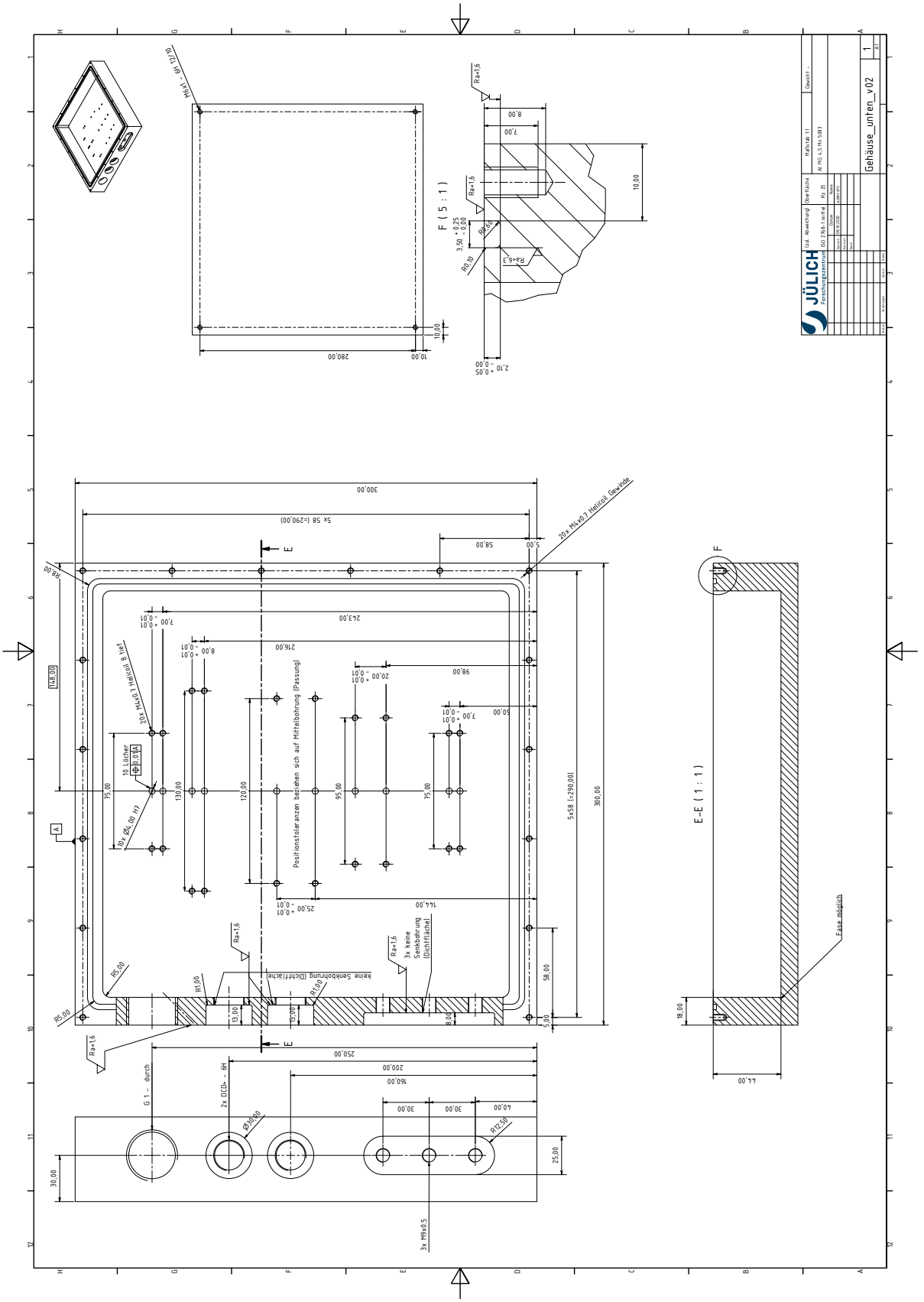


Abbildung B.27: Gehäuse

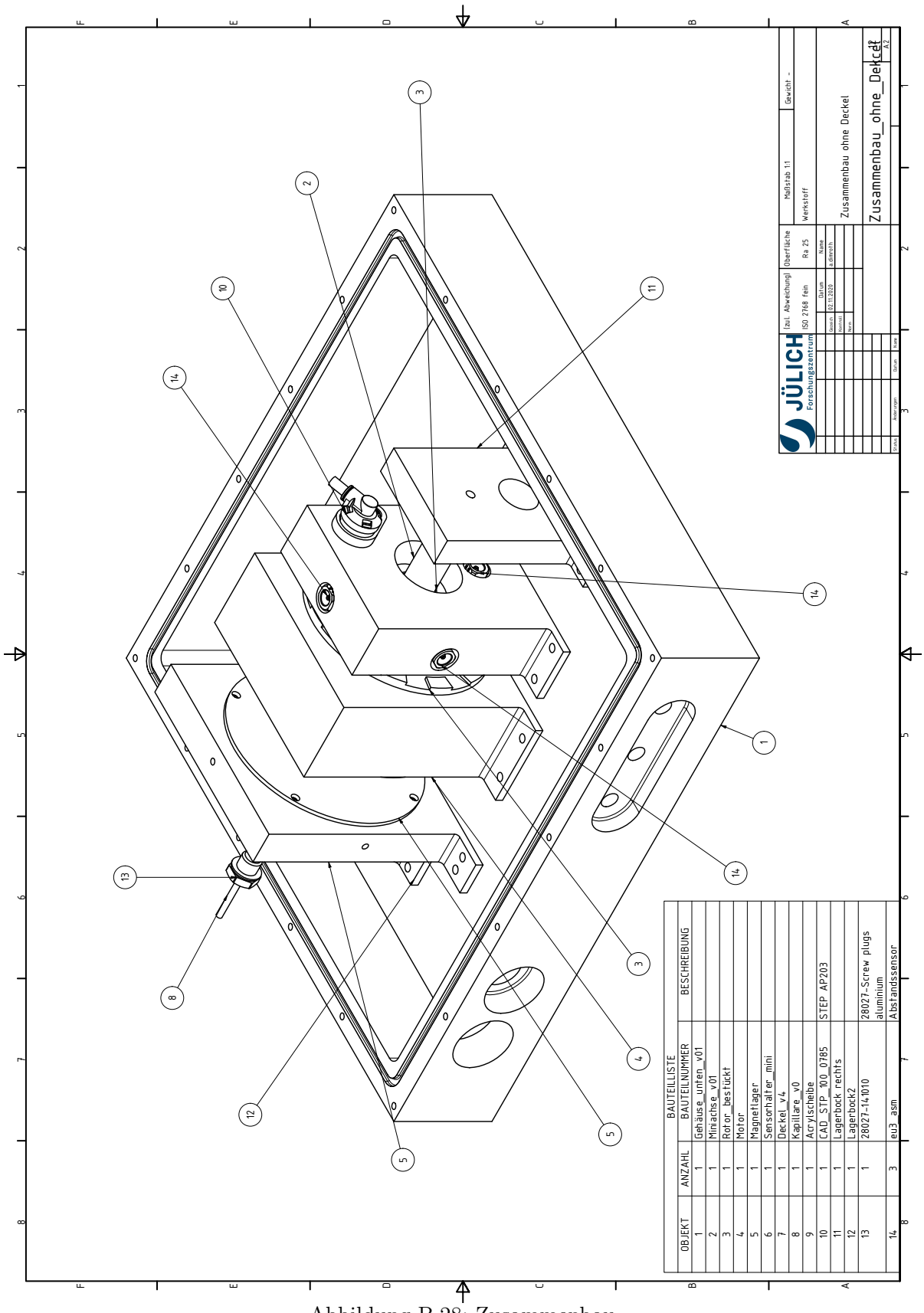
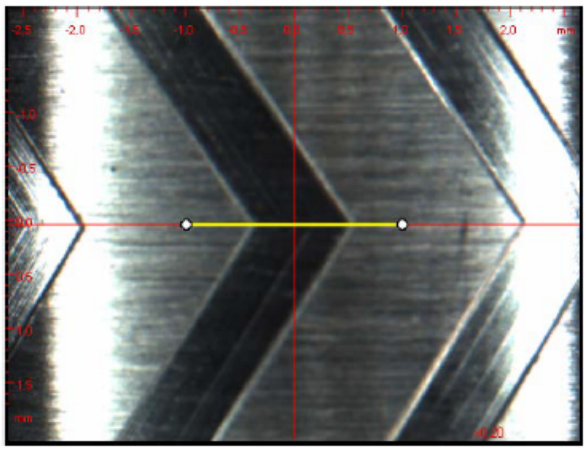


Abbildung B.28: Zusammenbau

Anhang C

Messprotokolle

Messung Mitte 1. Nut bei 0°:



Ist-Profillinie:

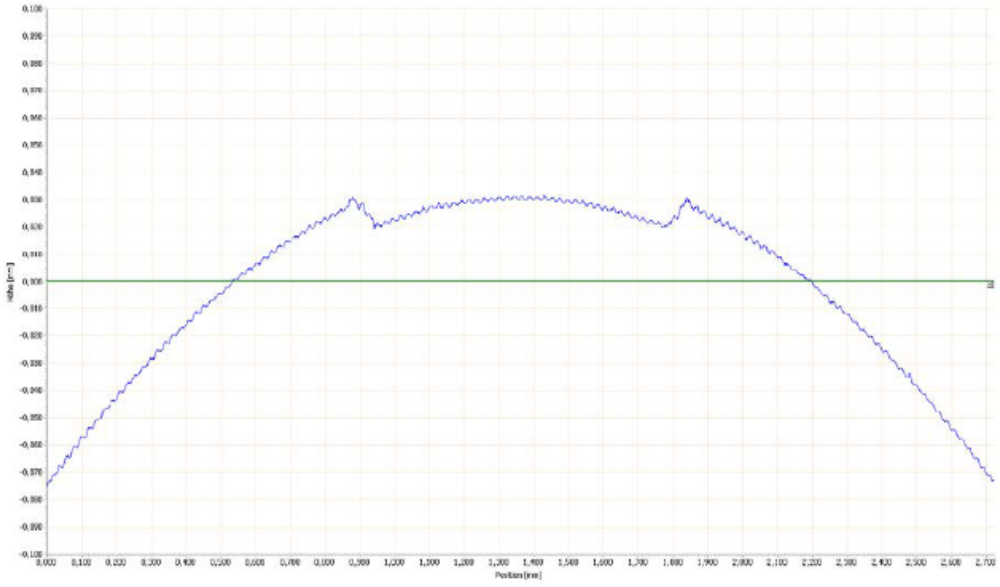


Abbildung C.1: Messprotokoll Rillen Miniachse

Messbericht Metrosoft QUARTIS®

SCHLEIFZENTRUM WEST
DPS Prototyping Zerspantechnik
Ihr Zentrum für Präzisionsteile

Werkstück:	11 Achse
Zeichnung:	MF-01-05-01-00
Auftrags Nummer:	20210610/210641
Teil Nummer:	5
Messungsdatum:	28.10.2021 08:05:37
Prüfer:	S.Radke
Berichtsdatum:	28.10.2021 Temperatur: 20,3

ID	Merkmalstyp	Nennwert	ISO 286	OTol	UTol	Istwert	Abw	%Abw	Grafik
		TED Nennwert	*TED Istwert*	*Versatz*	*Wirklänge*				
1	Durchmesser ø, aussen								
	ø	49.945		0.005	-0.005	49.945	0.000	-5%	
2	Durchmesser ø, aussen								
	ø	50.000		0.005	-0.005	49.998	-0.002	-41%	
3	Durchmesser ø, aussen								
	ø	49.000	g6	-0.009	-0.025	48.986	-0.014	43%	
4	Abstand Punkt-Ebene, aussen								
	d	7.900		0.005	-0.005	7.903	0.003	62%	
5	Gesamtplanlauftoleranz								
		0.000		0.005		0.004	0.004	88%	
6	Gesamtplanlauftoleranz								
		0.000		**0.005**		**0.006**	**0.006**	**126%**	
7	Koaxialitätstoleranz								
		0.000		0.020		0.000	0.000	0%	
					0.000				
8	Zylindrizität								
		0.000		0.005		0.003	0.003	52%	
9	Zylindrizität								
		0.000		0.005		0.003	0.003	55%	
10	Gesamtrundlauftoleranz								
		0.000				0.007	0.007		
11	Gesamtrundlauftoleranz								
		0.000				0.004	0.004		

Abbildung C.2: Messprotokoll Achse

ROTOR

	Rotor Innendurchmesser		SOLL Abweichung [mm]	
	d [mm]	Ru[mm]	65.99	66.01
IST Maße	65.985	0.012	-0.005	
	65.987	0.022	-0.003	
	65.992	0.026		
	66.006	0.045		
	66.011	0.055		0.0011
	Mittelwert		Mittelwert	
	65.996	0.032	-0.002	0.00022

Zyl	0.073

Wellendurchmesser

66	0.01	0.02
		Übermaß
66.01	65.985	0.025
	65.987	0.023
	65.992	0.018
	66.006	0.004
	66.011	-0.001
Mittelwert		0.014
		Übermaß
66.02	65.985	0.035
	65.987	0.033
	65.992	0.028
	66.006	0.014
	66.011	0.009
Mittelwert		0.024

Abbildung C.3: Messprotokoll Blechpaket (Rotorträger links)

STATOR

	Stator Außendurchmesser		SOLL Abweichung [mm]	
	D [mm]	Ru[mm]	199.59	199.61
IST Maße	199.583	0.016	-0.007	
	199.592	0.011	0.000	
	199.589	0.011	-0.001	
	199.584	0.009	-0.006	
	199.570	0.011	-0.020	
	Mittelwert		Mittelwert	
	199.5836	0.0116	-0.007	

	Stator Innendurchmesser	
	d[mm]	Ru[mm]
IST Maße	125.064	0.014
	125.075	0.014
	125.083	0.014
	125.082	0.014
	125.083	0.014
	Mittelwert	
	125.0774	0.014

Zyl	0.023

Zyl	0.033

Koaxialität D/d [mm]	0.035

Gehäusebohrung

199.6	-0.07	-0.05
		Übermaß
199.53	199.583	0.053
	199.592	0.062
	199.589	0.059
	199.584	0.054
	199.570	0.040
Mittelwert		0.054
		Übermaß
199.55	199.583	0.033
	199.592	0.042
	199.589	0.039
	199.584	0.034
	199.570	0.020
Mittelwert		0.034

Abbildung C.4: Messprotokoll Stator

Messbericht Metrosoft QUARTIS®

SCHLEIFZENTRUM DPS Prototyping Zerspantechnik WEST

Ihr Zentrum für Präzisionsteile

Werkstück:	10 Rotorträger
Zeichnung:	MF-01-05-03-00
Auftrags Nummer:	20210610/210641
Teil Nummer:	3 Fertigteil
Messungsdatum:	23.12.2021 10:59:04
Prüfer:	S.Radke
Berichtsdatum:	23.12.2021 Temperatur: 20,3

ID	Merkmalstyp	Nennwert	ISO 286	OTol	UTol	Istwert	Abw	%Abw	Grafik
		TED Nennwert	*TED Istwert*	*Versatz*	*Wirklänge*				
1	Durchmesser ø, innen								
	ø	50.025		0.005	-0.005	50.028	0.003	56%	
2	Abstand Punkt-Ebene, innen								
	d	8.000		0.010	-0.010	7.996	-0.004	-43%	
3	Durchmesser ø, aussen								
	ø	119.905		0.005	-0.005	119.902	-0.003	-51%	
4	Fläche Ø120 Gesamtplanlauftoleranz								
		0.000		0.005		0.004	0.004	78%	
5	Fläche Ø80,2 Gesamtplanlauftoleranz								
		0.000		0.005		0.002	0.002	41%	
6	Ø120g5 Konzentrizitätstoleranz								
		0.000		0.010		0.008	0.008	77%	
7	Durchmesser ø, innen								
	ø	80.200		0.100	-0.100	80.139	-0.061	-61%	
8	Ø80,2 Konzentrizitätstoleranz								
		0.000		0.010		0.003	0.003	30%	
9	Ø50,025 Zylindrizität								
		0.000		0.020		0.007	0.007	34%	
10	Bezug A zum Aussen-Ø Gesamtrundlauftoleranz								
		0.000		0.020		0.013	0.013	66%	
11	Bezug A zum Aussen-Ø Koaxialitätstoleranz								
		0.000		0.020		0.013	0.013	65%	
					200.000				
12	Durchmesser ø, innen								
	ø	50.025		0.005	-0.005	50.024	-0.001	-17%	
13	Rundheit								
		0.000		0.050		0.003	0.003	5%	
14	Durchmesser ø, innen								
	ø	50.025		0.005	-0.005	50.029	0.004	87%	
15	Rundheit								
		0.000		0.050		0.003	0.003	6%	

Abbildung C.5: Messprotokoll Rotorträger-links

Messbericht Metrosoft QUARTIS®

SCHLEIFZENTRUM WEST
DPS Prototyping Zerspantechnik

Ihr Zentrum für Präzisionsteile

Werkstück:	12 Rotorträger rechts
Zeichnung:	MF-01-05-04-00
Auftrags Nummer:	210623
Teil Nummer:	1
Messungsdatum:	23.12.2021 17:38:38
Prüfer:	S.Radke
Berichtsdatum:	23.12.2021 Temperatur: 20,3

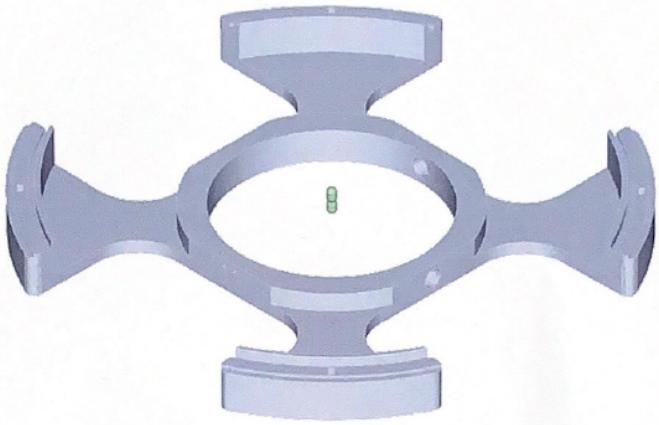
ID	Merkmalstyp	Nennwert	ISO 286	OTol	UTol	Istwert	Abw	%Abw	Grafik
		TED Nennwert	*TED Istwert*	*Versatz*	*Wirklänge*				
1	Durchmesser ø, innen								
	ø	50.080		0.005	-0.005	50.083	0.003	63%	
2	Durchmesser ø, innen								
	ø	119.920		0.005	-0.005	119.921	0.001	16%	
3	Gesamtplanlauftoleranz								
		0.000		0.005		0.004	0.004	82%	
4	Konzentrizitätstoleranz								
		0.000		0.005		0.001	0.001	15%	

Abbildung C.6: Messprotokoll Rotorträger-rechts

ZEISS CALYPSO 7.0.0208

Bauteilname MF-01-07-00-03-Sensorhalterun
Auftragsnu. 5486
Prüfer K.A. (Jack)

asm axel selbach - metallbearbeitung 3d-frästechnik - prototyping



Name	Messwert	Nennmaß	+Tol	-Tol	Abweichung +/-
Ø Ø136	135,9803	136,0000	0,5000	-0,5000	-0,0197
Ø Ø168	167,9760	168,0000	0,5000	-0,5000	-0,0240
Ø Ø314	313,9987	314,0000	0,5000	-0,5000	-0,0013
Ø Ø320	319,9763	320,0000	0,5000	-0,5000	-0,0237
Ø Ø327	326,9633	327,0000	0,5000	-0,5000	-0,0367
Ø Ø343	342,9995	343,0000	0,5000	-0,5000	-0,0005
Ø Ø350	349,9692	350,0000	0,5000	-0,5000	-0,0308

Abbildung C.7: Messprotokoll Sensorhalter

ZEISS Messprotokoll CALYPSO 7.2

JÜLICH Forschungszentrum | ZENTRALINSTITUT FÜR ENGINEERING, ELEKTRONIK UND ANALYTIK

Auftragsnummer 91003383

Werkstückname	Spaltrohr Titan Gr. 5	KMG	UPMC 850 / 87440
Zeichnungsnummer	MF-01-06-00-01	Prüfer	M. Bodewig
Teile-Nr.	Einzelteil	Datum	13.09.2021
Auftraggeber	Hr. Dimroth	Bemerkung	
Institut	ZEA-1		
Telefon-Nr.	3845		

Name	Messwert	Nennmaß	+Tol	-Tol	Abweichung +/-
⊥ MP-01	0,011	0,000	0,100	0,000	0,011
// MP-02	0,092	0,000	0,100	0,000	0,092
↦ MP-03	245,032	245,000	0,100	-0,100	0,032
Ø MP-04	125,009	125,000	0,000	-0,200	0,009
MP-05	0,839	0,800	0,050	-0,050	0,039

0,009

Abbildung C.8: Messprotokoll Spaltrohr

Auswuchtprotokoll

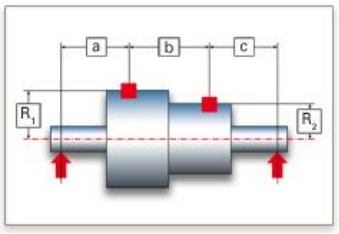
Benutzer	Denis Heger
Auftrags-Nr	Com.Nr. 21.01583

Typdaten

Rotortyp	* (0)
Letzte Änderung	01.11.2021 17:11
Solldrehzahl	1600 1/min (Drehrichtung: Normal)

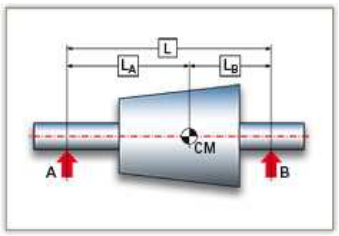
ABC-Geometrie

Position der Ausgleichsebenen	
Abstand a	20.0 mm
Abstand b	180.0 mm
Abstand c	18.0 mm
Radius 1	60.0 mm
Radius 2	60.0 mm



ISO 1940-1:2003 Rechnung

Berechnungsart nach	Qualitätsstufe G
Abweichung (+/-)%	0
Gütestufe	G 0,4
Masse des Rotors	14.1 kg
Betriebsdrehzahl	15000 1/min



Messergebnisse, Lauf: 9

01.11.2021 / 17:23:36 Uhr

Rotorbez.			
Messdrehzahl	1614 1/min		
Unwucht			
Ausgleichsebene 1	1,07 g·mm	71,03 °	in Tol
Ausgleichsebene 2	1,70 g·mm	80,03 °	in Tol
Ausgleich			
Ausgleichsebene 1 - Bohren	0.737 mm	71,01 °	in Tol
Ausgleichsebene 2 - Bohren	0.900 mm	80,04 °	in Tol

Kommentar

Motor-Nr. 8574173

Datum Unterschrift Stempel

Abbildung C.9: Wuchtprotokoll Rotorträger-links

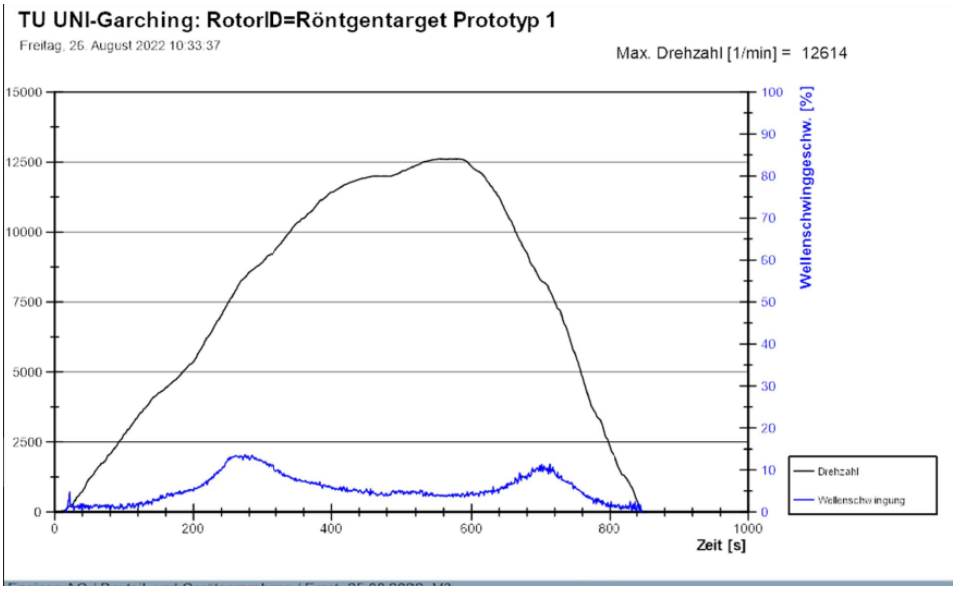


Abbildung C.10: Schleuderversuchsprotokoll Rotorträger-rechts mit Target

Anhang D

Kühlsystem

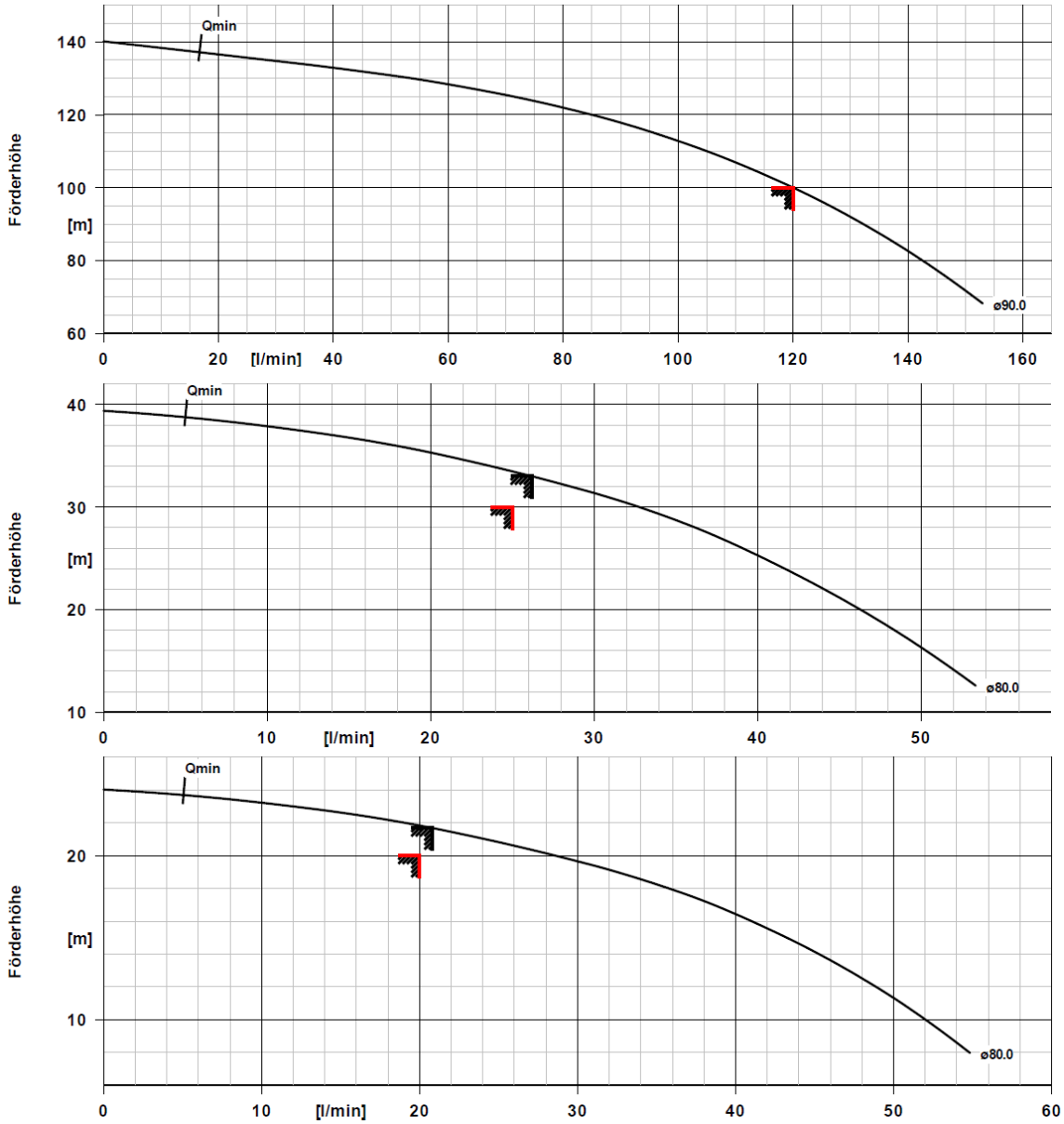


Abbildung D.1: Kennlinien der Pumpen, oben große Pumpe, mittig mittlere Pumpe, unten kleine Pumpe.

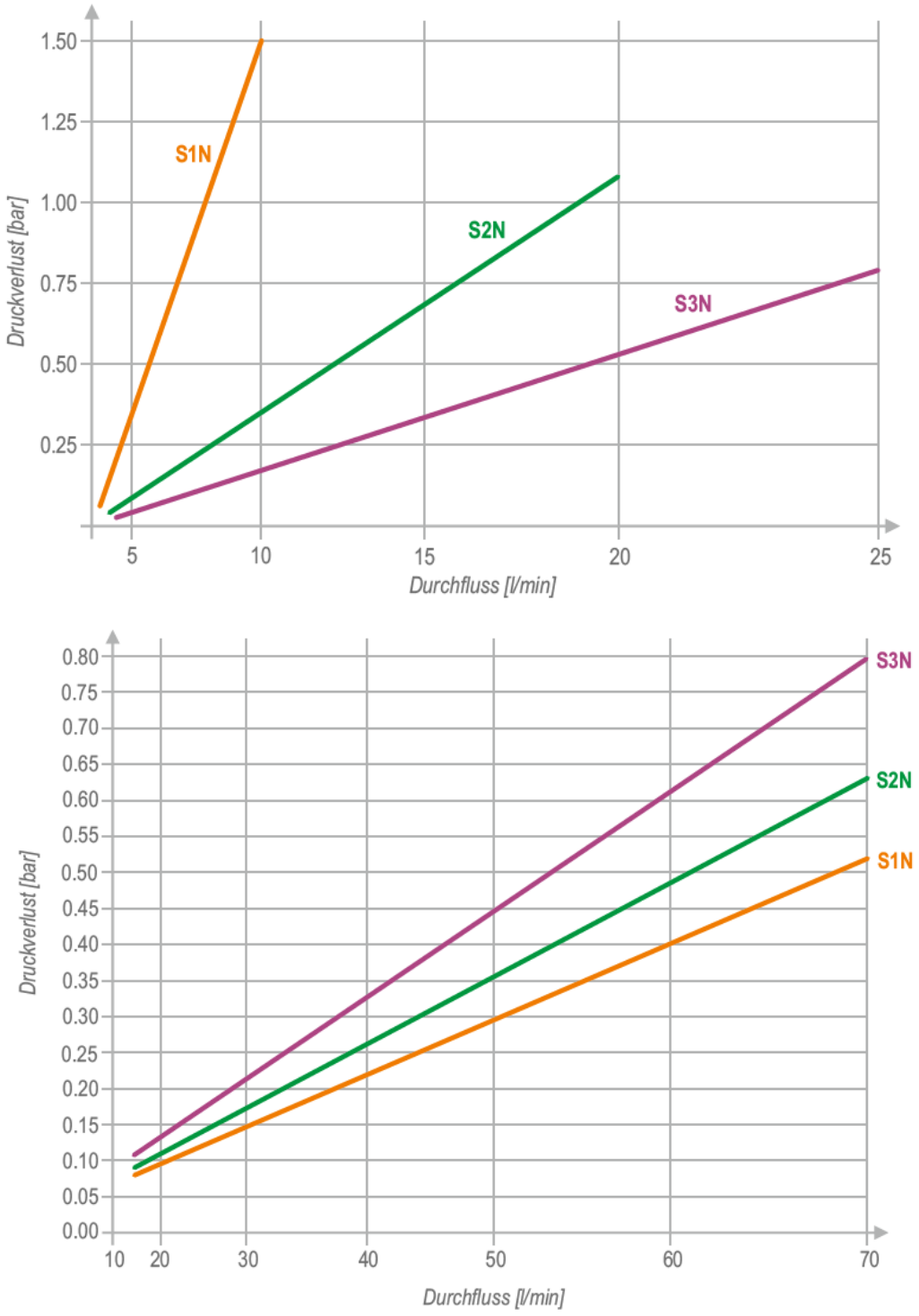


Abbildung D.2: Kennlinien Ölwärmetauscher; oben: Kreislauf B; unten: Kreislauf A

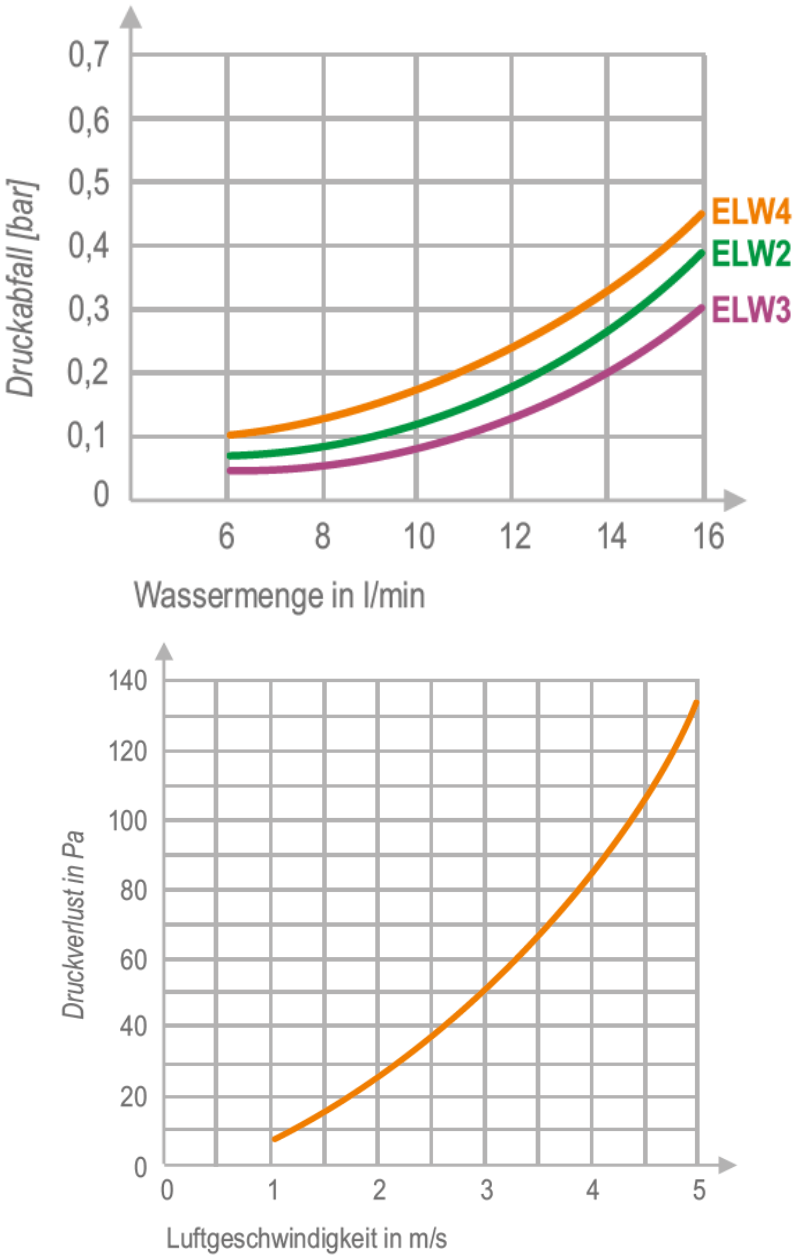


Abbildung D.3: Kennlinien Wasser-Luftwärmetauscher

Literaturverzeichnis

[1] *AD 2000 Regelwerk: Taschenbuch-Ausgabe 2021*. 13. Auflage, Stand: Dezember 2021. Beuth Praxis. Berlin: Beuth, 2022. ISBN: 9783410309512. URL: https://ebookcentral.proquest.com/lib/kxp/detail.action?docID=6938025.

[2] G. Adrian et al. "The FLASH effect depends on oxygen concentration". In: *The British journal of radiology* 93.1106 (2020), S. 20190702. ISSN: 0007-1285. DOI: 10.1259/bjr.20190702.

[3] H. Anno et al. "Rotary anode type X-ray tube". EP0479197 (A1). 1992.

[4] J. M. Aurnou et al. "Rotating thermal convection in liquid gallium: multi-modal flow, absent steady columns". In: *Journal of Fluid Mechanics* 846 (2018), S. 846–876. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/jfm.2018.292.

[5] H. D. Baehr und K. Stephan. *Wärme- und Stoffübertragung*. Berlin und Heidelberg, 2006.

[6] F. Barbier und J. Blanc. "Corrosion of martensitic and austenitic steels in liquid gallium". In: *Journal of Materials Research* 14.3 (1999), S. 737–744. ISSN: 0884-2914. DOI: 10.1557/JMR.1999.0099.

[7] W. J. Bartz. *Selbstschmierende und wartungsfreie Gleitlager: Typen, Eigenschaften, Einsatzgrenzen und Anwendungen*. Bd. 422. Kontakt & Studium Tribologie. Ehningen bei Böblingen: expert-Verl., 1993. ISBN: 9783816909576.

[8] S. Bartzsch und U. Oelfke. "Line focus x-ray tubes-a new concept to produce high brilliance x-rays". In: *Physics in medicine and biology* 62.22 (2017), S. 8600–8615. DOI: 10.1088/1361-6560/aa910b.

[9] S. Bartzsch et al. "A preclinical microbeam facility with a conventional x-ray tube". In: *Medical physics* 43.12 (2016), S. 6301. ISSN: 0094-2405. DOI: 10.1118/1.4966032.

[10] R. Behling. *Modern Diagnostic X-Ray Sources: Technology, Manufacturing, Reliability*. Hoboken, 2015. URL: http://gbv.eblib.com/patron/FullRecord.aspx?p=2075866.

[11] R. Behling. *Modern Diagnostic X-Ray Sources: Technology, manufacturing, reliability*. Hoboken: CRC Press, 2019. ISBN: 9780367870065.

[12] E. Bilgen und R. Boulos. "Functional Dependence of Torque Coefficient of Coaxial Cylinders on Gap Width and Reynolds Numbers". In: *Journal of Fluids Engineering* 95.1 (1973), S. 122–126. ISSN: 0098-2202. DOI: 10.1115/1.3446944.

[13] H. Bittl. "Röntgenröhre mit Flüssigmetall-Gleitlager". DE10318194 (A1). 2004.

[14] P. Böckh und T. Wetzel. *Wärmeübertragung*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015. ISBN: 978-3-662-44476-4. DOI: 10.1007/978-3-662-44477-1.

[15] W. Bohl und W. Elmendorf. *Technische Strömungslehre: Stoffeigenschaften von Flüssigkeiten und Gasen, Hydrostatik, Aerostatik, inkompressible Strömungen, kompressible Strömungen, Strömungsmesstechnik*. 13., überarb. und erw. Aufl. Vogel-Fachbuch Kamprath-Reihe. Würzburg: Vogel, 2005. ISBN: 978-3-8343-3029-1.

[16] J. Bootsma. "Liquid Lubricated Spiral groove Bearings". In: *Philips Res. Repts. Suppl* 7 (1975).

[17] J. Bootsma. "The Gas Liquid Interface and the Load Capacity of Helical Grooved Journal Bearings". In: *Journal of Lubrication Technology* 95.1 (1973), S. 94–100. ISSN: 0022-2305. DOI: 10.1115/1.3451742.

[18] J. Bos. "Grease Lubricated Bearing". In: *Philips Tech. Rev. 35,137* (1975), S. 137–141.

[19] A. Bouchet et al. "Preferential effect of synchrotron microbeam radiation therapy on intracerebral 9L gliosarcoma vascular networks". In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 78.5 (2010), S. 1503–1512. DOI: 10.1016/j.ijrobp.2010.06.021.

[20] J. Bourhis et al. "Treatment of a first patient with FLASH-radiotherapy". In: *Radiotherapy and Oncology* 139 (2019), S. 18–22. ISSN: 01678140. DOI: 10.1016/j.radonc.2019.06.019.

[21] J. Bourhis et al. "Clinical translation of FLASH radiotherapy: Why and how?" In: *Radiotherapy and oncology : journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology* 139 (2019), S. 11–17. DOI: 10.1016/j.radonc.2019.04.008.

[22] A. Bouwers. "X-ray tube having a rotary anode". US2081789 (A). 1937.

[23] M. J. Braun und W. M. Hannon. "Cavitation Formation and Modeling". In: *Encyclopedia of tribology*. Hrsg. von Q. J. Wang et al. New York, NY und Springer Reference: Springer US, 2013, S. 318–334. ISBN: 978-0-387-92896-8. DOI: 10.1007/978-0-387-92897-5{\textunderscore}29.

[24] A. Breiing und R. Knosala. *Bewerten technischer Systeme: Theoretische und methodische Grundlagen bewertungstechnischer Entscheidungshilfen*. Berlin: Springer, 1997. ISBN: 3540610863.

[25] S. Bschorer. *Technische Strömungslehre*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2018. ISBN: 978-3-658-20036-7. DOI: 10.1007/978-3-658-20037-4.

[26] F. Cardarelli. *Materials Handbook - A Concise Desktop Reference*. 2nd. London: Springer London, 2008. ISBN: 978-1-84628-668-1. DOI: 10.1007/978-1-84628-669-8. URL: http://link.springer.com/10.1007/978-1-84628-669-8.

[27] S.-K. Chen, H.-C. Chou und Y. Kang. "Stability analysis of hydrodynamic bearing with herringbone grooved sleeve". In: *Tribology International* 55 (2012), S. 15–28. ISSN: 0301679X. DOI: 10.1016/j.triboint.2012.05.015.

[28] C. Y. Chow und J. H. Vohr. "Helical-Grooved Journal Bearing Operated in Turbulent Regime". In: *Journal of Lubrication Technology* 92.2 (1970), S. 346–357. ISSN: 0022-2305. DOI: 10.1115/1.3451407.

[29] CIMIT. *Navigating the Healthtech Innovation Cycle*. 2022. URL: https://www.cimit.org/documents/173804/228699/Navigating+the+HealthTech+Innovation+Cycle.pdf/2257c90b-d90b-3b78-6dc9-745db401fbc6.

[30] V. N. Constantinescu. "On Turbulent Lubrication". In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 173.1 (1959), S. 881–900. ISSN: 0020-3483.

[31] Y. Cui et al. "Liquid Metal Corrosion Effects on Conventional Metallic Alloys Exposed to Eutectic Gallium–Indium Alloy Under Various Temperature States". In: *International Journal of Thermophysics* 39.10 (2018). ISSN: 0195-928X. DOI: 10.1007/s10765-018-2440-x.

[32] R. E. Cunningham, D. P. Fleming und W. J. Anderson. "Experimental Stability Studies of the Herringbone-Grooved Gas-Lubricated Journal Bearing". In: *Journal of Lubrication Technology* 91.1 (1969), S. 52–57. ISSN: 0022-2305. DOI: 10.1115/1.3554896.

[33] David P. Fleming und Bernard J. Hamrock. "Optimization of self-acting herringbone journal bearings for maximum radial load capacity". In: *Nasa Technical Note* (1971).

[34] G. P. Delaney und M. B. Barton. "Evidence-based estimates of the demand for radiotherapy". In: *Clinical oncology (Royal College of Radiologists (Great Britain))* 27.2 (2015), S. 70–76. DOI: 10.1016/j.clon.2014.10.005.

[35] S. Desai et al. “Damaging and protective bystander cross-talk between human lung cancer and normal cells after proton microbeam irradiation”. In: *Mutation research* 763-764 (2014), S. 39–44. ISSN: 0027-5107. DOI: 10.1016/j.mrfmmm.2014.03.004.

[36] Deutsche Edelstahlwerke GmbH, Hrsg. *Werkstoffdatenblatt X20Cr13 1.4021: Corrodur 4021*. Witten.

[37] Deutsches Institut für Normung. *DIN EN 60034-30-1:2014-12 Drehende elektrische Maschinen: Wirkungsgrad-Klassifizierung von netzgespeisten Drehstrommotoren (IE-Code) (IEC 60034-30-1:2014); Deutsche Fassung EN 60034-30-1:2014*. 2014-12.

[38] Deutsches Institut für Normung. *DIN EN 60529:2014-09: Schutzarten durch Gehäuse (IP-Code) (IEC 60529:1989 + A1:1999 + A2:2013); Deutsche Fassung EN 60529:1991 + A1:2000 + A2:2013*. 2014-09.

[39] Deutsches Institut für Normung. *Tellerfedern: Qualitätsanforderungen und Maße*. 3.2006.

[40] D. M. Dewar. “An Analysis of Grease and Oil Lubricated Spiral Grooved Bearings”. In: *Journal of Lubrication Technology* 96.2 (1974), S. 275–283. ISSN: 0022-2305. DOI: 10.1115/1.3451943.

[41] M. Dosanjh und J. Bernier. *Advances in Particle Therapy*. CRC Press, 2018. ISBN: 9781315160382. DOI: 10.1201/b22229.

[42] H. G. Elrod und C. W. Ng. “A Theory for Turbulent Fluid Films and Its Application to Bearings”. In: *Journal of Lubrication Technology* 89.3 (1967), S. 346–362. ISSN: 0022-2305. DOI: 10.1115/1.3616989.

[43] V. Favaudon et al. “Ultrahigh dose-rate FLASH irradiation increases the differential response between normal and tumor tissue in mice”. In: *Science Translational Medicine* 6.245 (2014). ISSN: 1946-6234. DOI: 10.1126/scitranslmed.3008973. URL: https://stm.sciencemag.org/lookup/doi/10.1126/scitranslmed.3008973.

[44] C. Fazio et al. *Handbook on Lead-bismuth Eutectic Alloy and Lead Properties, Materials Compatibility, Thermal-hydraulics and Technologies - 2015 Edition*. 2015.

[45] J. Ferlay et al. *Cancer incidence and mortality patterns in Europe: Estimates for 40 countries and 25 major cancers in 2018*. 2018. DOI: 10.1016/j.ejca.2018.07.005.

[46] M. Fesanghary und M. M. Khonsari. “On the optimum groove shapes for load-carrying capacity enhancement in parallel flat surface bearings: Theory and experiment”. In: *Tribology International* 67 (2013), S. 254–262. ISSN: 0301679X. DOI: 10.1016/j.triboint.2013.08.001.

[47] C. Fieberg und R. Kneer. “Bestimmung des Kontakt-Wärmeübergangskoeffizienten aus transienten Temperaturmessungen”. In: *Chemie Ingenieur Technik* 79.1-2 (2007), S. 97–102. ISSN: 0009286X. DOI: 10.1002/cite.200600078.

[48] S. C. Formenti und S. Demaria. “Combining radiotherapy and cancer immunotherapy: a paradigm shift”. In: *Journal of the National Cancer Institute* 105.4 (2013), S. 256–265. DOI: 10.1093/jnci/djs629.

[49] E. Forster. *Equipment for diagnostic radiography*. Lancaster: MTP Pr, 1985. ISBN: 0852004370.

[50] O. Forster. *Analysis 3: Maß- und Integrationstheorie, Integralsätze im IRn und Anwendungen*. 8., verbesserte Auflage. Aufbaukurs Mathematik. Wiesbaden: Springer Spektrum, 2017. ISBN: 978-3-658-16745-5. DOI: 10.1007/978-3-658-16746-2.

[51] J. K. Fremerey. “Berührungslose permanentmagnetische Lager”. Sonderdruck aus Themenband. Forschungszentrum Jülich, 1993.

[52] R. D. Friedel. “X-RAY TUBE WITH ROTARY ANODES”. US3710170 (A). 1973.

[53] P. Geddis et al. “Effect of static liquid Galinstan on common metals and non-metals at temperatures up to 200 °C”. In: *Canadian Journal of Chemistry* 98.12 (2020), S. 787–798. ISSN: 0008-4042. DOI: 10.1139/cjc-2020-0227.

[54] E. 9. E. de Gemmel et al. "Bearing for with liquid metal positioning device for X-ray tube". DE19510067 (A1). 1996.

[55] E. 9. E. de Gemmel et al. "Liquid metal bearing filling method". DE19510066 (A1). 1996.

[56] T. Gempp. "Mechatronik einer lagerlosen Spaltrohrpumpe". Diss. ETH Zurich, 1997. DOI: 10.3929/ethz-a-001856526.

[57] P.-G. de Gennes, F. Brochard-Wyart und D. Quéré. *Capillarity and wetting phenomena: Drops, bubbles, pearls, waves*. [Nachdr.] New York, NY: Springer, 2009. ISBN: 0387005927. URL: http://www.loc.gov/catdir/enhancements/fy0829/2003042431-d.html.

[58] J. Gerkema. "X-ray tube comprising a helical-groove bearing". EP0141475 (A1). 1985.

[59] S. Gianfaldoni et al. "An Overview on Radiotherapy: From Its History to Its Current Applications in Dermatology". In: *Open access Macedonian journal of medical sciences* 5.4 (2017), S. 521–525. ISSN: 1857-9655. DOI: 10.3889/oamjms.2017.122.

[60] L. Gu, E. Guenat und J. Schiffmann. "A Review of Grooved Dynamic Gas Bearings". In: *Applied Mechanics Reviews* 72.1 (2020). ISSN: 0003-6900. DOI: 10.1115/1.4044191.

[61] L. Gumbel. *Das Problem der Lagerreibung: Mon. Berl.* 1914.

[62] H. Haberhauer und F. Bodenstein. *Maschinenelemente*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011. ISBN: 978-3-642-14289-5. DOI: 10.1007/978-3-642-14290-1.

[63] S. Handschuh-Wang et al. "Interfacing of surfaces with gallium-based liquid metals – approaches for mitigation and augmentation of liquid metal adhesion on surfaces". In: *Applied Materials Today* 21 (2020), S. 100868. ISSN: 23529407. DOI: 10.1016/j.apmt.2020.100868.

[64] G. Harding. "X-ray source with liquid metal target". EP0957506 (A1). 1999.

[65] W. Hartl, D. Peter und K. Reiber. "Metal ceramics X-ray tubes for non-destructive testing". In: *Philips Tech. Rev. 41:24* (1983).

[66] E. Hell, T. Ohrndorf und P. Schardt. "Rotating bulb x-ray radiator with non-pumped coolant circulation". US6084942 (A). 2000.

[67] T. Hirayama, T. Sakurai und H. Yabe. "A Theoretical Analysis Considering Cavitation Occurrence in Oil-Lubricated Spiral-Grooved Journal Bearings With Experimental Verification". In: *Journal of Tribology* 126.3 (2004), S. 490–498. ISSN: 0742-4787. DOI: 10.1115/1.1691436.

[68] G. G. Hirs. "The Load Capacity and Stability Characteristics of Hydrodynamic Grooved Journal Bearings". In: *A S L E Transactions* 8.3 (1965), S. 296–305. ISSN: 0569-8197. DOI: 10.1080/05698196508972102.

[69] J. Hofman. *The art of medical imaging: Philips and the evlution of medical X-Ray technology*. 2010. URL: https://webcache.googleusercontent.com/search?q=cache:knfN4j7xXDsJ:https://pdfs.semanticscholar.org/ea08/d562052ee20e70283c7461f2596d47c901a0.pdf+&cd=1&hl=de&ct=clnk&gl=de&client=firefox-b-d.

[70] J. F. Holland, E. Frei und D. W. Kufe. *Cancer medicine*. Hamilton, Ont.: Decker, 2003. ISBN: 1550092138.

[71] Y. Hu und Y. Meng. "Theoretical and Experimental Study of Transient Behavior of Spiral-Groove Thrust Bearings during Start-Up". In: *Tribology Transactions* 63.1 (2020), S. 154–172. ISSN: 1040-2004. DOI: 10.1080/10402004.2019.1670887.

[72] G. E. Innes und H. J. Leutheusser. "An Investigation Into Laminar-to-Turbulent Transition in Tilting-Pad Bearings". In: *Journal of Tribology* 113.2 (1991), S. 303–307. ISSN: 0742-4787. DOI: 10.1115/1.2920620.

[73] J. C. V. Jacobus. "METHOD FOR ETCHING A SPIRAL GROOVE PATTERN WITH USE OF A MASKING APPARATUS". US3453159 (A). 1969.

[74] G. Jan und M. H. K. Evert. “DREHANODEN-ROENTGENROEHRE MIT AXIALEM MAGNETLAGER UND RADIALEM GLEITLAGER”. CH644970 (A5). 1984.

[75] K. Kang et al. “Numerical analysis of the oil-lubricated herringbone-grooved journal bearing for VCR drum assembly”. In: *Proceedings of International Conference on Consumer Electronics*. IEEE, 7-9 June 1995, S. 26–27. ISBN: 0-7803-2140-5. DOI: 10.1109/ICCE.1995.517878.

[76] K. Kang, Y. Rhim und K. Sung. “A Study of the Oil-Lubricated Herringbone-Grooved Journal Bearing—Part 1: Numerical Analysis”. In: *Journal of Tribology* 118.4 (1996), S. 906–911. ISSN: 0742-4787. DOI: 10.1115/1.2831627.

[77] N. Kawabata et al. “Static Characteristics of the Regular and Reversible Rotation Type Herringbone Grooved Journal Bearing”. In: *Journal of Tribology* 111.3 (1989), S. 484–490. ISSN: 0742-4787. DOI: 10.1115/1.3261955.

[78] M. Z. Khanm. “Performance Studies of Oil Lubricated Helical Groove Journal Bearings”. Dissertation. London: The University of West London, 1992.

[79] T. C. Kink. “Konzept einer berührungsosen Lagerung für Rotations-Blutpumpen”. Dissertation. Aachen: RWTH Aachen, 21.02.2005.

[80] A. Kneschke. *Differentialgleichungen und Randwertprobleme*. 2. Aufl. Berlin: VEB Verl. Technik, 1961.

[81] König GmbH Kunststoffprodukte, Hrsg. *Datenblatt PEEK-Polyetheretherketon*. Gilching.

[82] E. Kussel, H. G. Haubold und P. Wombacher. “X-RAY TUBE”. US3870915 (A). 1975.

[83] S. S. Kutateladze, V. M. Borishanskii und I. I. Novikov. “Heat transfer in liquid metals”. In: *Journal of Nuclear Energy (1954)* 9.1-4 (1959), S. 214–229. ISSN: 08913919. DOI: 10.1016/0891-3919(59)90177-X.

[84] C. Lafiandra und G. P. Hughes. “X-ray anode assembly”. US4584699 (A). 1986.

[85] J. A. Laissue et al. “Neuropathology of ablation of rat gliosarcomas and contiguous brain tissues using a microplanar beam of synchrotron-wiggler-generated X rays”. In: *International Journal of Cancer* 78.5 (1998), S. 654–660. ISSN: 00207136. DOI: 10.1002/(SICI)1097-0215.

[86] R. K. K. Lam et al. “Rescue effects: irradiated cells helped by unirradiated bystander cells”. In: *International journal of molecular sciences* 16.2 (2015), S. 2591–2609. DOI: 10.3390/ijms16022591.

[87] M. A. Lathrop. “INTERFACE FOR LIQUID METAL BEARING AND METHOD OF MAKING SAME”. US2010246774 (A1). 2010.

[88] T. S. Lee, Y. G. Liu und S. H. Winoto. “Analysis of liquid–lubricated herringbone grooved journal bearings”. In: *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* 14.3 (2004), S. 341–365. DOI: 10.1108/09615530410517995.

[89] S. Lindersson. *Reactivity of galinstan with specific transition metal carbides*. 2014. URL: https://www.diva-portal.org/smash/get/diva2:728422/fulltext01.pdf.

[90] J. Liu und M. Yoshihiro. “Analysis of oil-lubricated herringbone grooved journal bearing with trapezoidal cross-section, using a spectral finite difference method”. In: *Journal of Hydrodynamics* (2010), S. 397–401. ISSN: 1001-6058. DOI: 10.1016/S1001-6058(09)60228-6.

[91] T. Liu, P. Sen und C.-J. Kim. “Characterization of Nontoxic Liquid-Metal Alloy Galinstan for Applications in Microdevices”. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 21.2 (2012), S. 443–450. ISSN: 1057-7157. DOI: 10.1109/JMEMS.2011.2174421.

[92] R. N. Lyon. *Liquid-Metals Handbook*. 1952. URL: https://play.google.com/store/books/details?id=6vHjYe2pBdsC&rdid=book-6vHjYe2pBdsC&rdot=1.

[93] C. Matejcek et al. "A novel electron source for a compact x-ray tube for microbeam radiotherapy with very high dose rates". In: *Physica medica : PM : an international journal devoted to the applications of physics to medicine and biology : official journal of the Italian Association of Biomedical Physics (AIFB)* 106 (2023), S. 102532. DOI: 10.1016/j.ejmp.2023.102532.

[94] Matthias Ebinger. *Molybdän*. Reutte, Österreich, 2021. URL: https://www.plansee.com/de/werkstoffe/molybdaen.html.

[95] C. Mellak. *Rotary Anode Drive for X-ray Tubes*. Hrsg. von Graz University of Technology.

[96] A. Merah, R. Kelaiaia und F. Mokhtari. "A Liquid Metal Flow Between Two Coaxial Cylinders System". In: *Acta Universitatis Sapientiae, Electrical and Mechanical Engineering* 11.1 (2019), S. 79–86. DOI: 10.2478/auseme-2019-0007.

[97] Metalcor GmbH. *Datenblatt 1.4550 AISI 347*. Essen. URL: http://www.metalcor.de/datenblatt/39/.

[98] Micro-Epsilon. *Betriebsanleitung capaNCDT 6200*. Hrsg. von Micro-Epsilon Messtechnik GmbH & CO. KG. Ortenburg.

[99] B. B. Mikić. "Thermal contact conductance; theoretical considerations". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 17.2 (1974), S. 205–214. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/0017-9310(74)90082-9.

[100] M. Miraskari et al. "Linear stability analysis of finite length journal bearings in laminar and turbulent regimes". In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology* 231.10 (2017), S. 1254–1267. ISSN: 1350-6501. DOI: 10.1177/1350650117691697.

[101] N. Miyanaga und J. Tomioka. "Stability Analysis of Herringbone-Grooved Aerodynamic Journal Bearings for Ultra High-Speed Rotations". In: *International Journal of Materials, Mechanics and Manufacturing* 4.3 (2015), S. 156–161. ISSN: 17938198. DOI: 10.7763/IJMMM.2016.V4.246.

[102] P. Montay-Gruel et al. "Irradiation in a flash: Unique sparing of memory in mice after whole brain irradiation with dose rates above 100Gy/s". In: *Radiotherapy and oncology : journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology* 124.3 (2017), S. 365–369. DOI: 10.1016/j.radonc.2017.05.003.

[103] E. A. Muijderman. "Grease-lubricated spiral groove bearings". In: *Tribology International* 12.3 (1979), S. 131–137. ISSN: 0301679X. DOI: 10.1016/0301-679X(79)90051-3.

[104] E. A. Muijderman. "Spiral Groove Bearings". Dissertation. Delft: Technological University Delft, 1964.

[105] E. A. Muijderman et al. "A diagnostic X-ray tube with spiral-groove bearings". In: *Philips Tech. Rev. 44, No.11/12,* (1989), S. 357–363.

[106] M. M. Nemat-Alla et al. "Static and Dynamic Characteristics of Oil Lubricated Beveled-Step Herringbone-Grooved Journal Bearings". In: *Journal of Tribology* 131.1 (2009). ISSN: 0742-4787. DOI: 10.1115/1.2908903.

[107] O.Reynolds. "On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil". In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 177 (1886), S. 157–234. ISSN: 0261-0523. DOI: 10.1098/rstl.1886.0005.

[108] W. J. Oosterkamp. "Calculation of the Temperature Development in a Contact Heated in the Contact Surface, and Application to the Problem of the Temperature in a Sliding Contact". In: *Journal of Applied Physics* 19.12 (1948), S. 1180–1181. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1715042.

[109] A. Oppelt. *Imaging Systems for Medical Diagnostics: Fundamentals, Technical Solutions and Applications for Systems Applying Ionizing Radiation, Nuclear Magnetic Resonance and Ultrasound*. 2nd ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2011. ISBN: 9783895782268. URL: http://gbv.eblib.com/patron/FullRecord.aspx?p=700960.

[110] G. Pahl et al. *Konstruktionslehre: Grundlagen erfolgreicher Produktentwicklung Methoden und Anwendung*. 6. Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin und Heidelberg: Springer, 2005. ISBN: 9783540220480. DOI: 10.1007/b137606. URL: http://dx.doi.org/10.1007/b137606.

[111] A. Patriarca et al. "Experimental Set-up for FLASH Proton Irradiation of Small Animals Using a Clinical System". In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 102.3 (2018), S. 619–626. DOI: 10.1016/j.ijrobp.2018.06.403.

[112] Plansee SE. *Wolfram | Plansee*. 2021. URL: https://www.plansee.com/de/werkstoffe/wolfram.html (besucht am 29. 09. 2021).

[113] G. Pratx und D. S. Kapp. "A computational model of radiolytic oxygen depletion during FLASH irradiation and its effect on the oxygen enhancement ratio". In: *Physics in medicine and biology* 64.18 (2019), S. 185005. DOI: 10.1088/1361-6560/ab3769.

[114] K. M. Prise, M. Folkard und B. D. Michael. "Radiation-induced bystander and adaptive responses in cell and tissue models". In: *Dose-response : a publication of International Hormesis Society* 4.4 (2006), S. 263–276. DOI: 10.2203/dose-response.06-113.Prise.

[115] *Produkthandbuch: Appllikationsumrichter Movidrive system.*

[116] F. Qi, D. Scharfenstein und C. Weiss. *Motor Handbook.*

[117] T. V. V. L. N. Rao und J. T. Sawicki. "Stability Characteristics of Herringbone Grooved Journal Bearings Incorporating Cavitation Effects". In: *Journal of Tribology* 126.2 (2004), S. 281–287. ISSN: 0742-4787. DOI: 10.1115/1.1645295.

[118] P. Rønne und A. B. W. Nielsen. *Development of the Ion X-ray Tube: With a description of the collection in the Medical Historical Museum, University of Copenhagen*. Bd. 35. Acta historica scientiarum naturalium et medicinalium. Copenhagen: Reitzel, 1986. ISBN: 8774215175.

[119] W. C. Röntgen. *Über Eine Neue Art von Strahlen*. Berlin, Heidelberg und s.l.: Springer Berlin Heidelberg, 1949. ISBN: 978-3-662-13247-0. DOI: 10.1007/978-3-662-13247-0.

[120] P. Russo. *Handbook of X-ray Imaging: Physics and Technology*. First edition. Series in Medical Physics and Biomedical Engineering. Boca Raton, FL: Taylor and Francis, 2018. ISBN: 9781498741521. DOI: 10 . 1201 / 9781351228251. URL: https : / / www . routledgehandbooks.com/doi/10.1201/9781351228251.

[121] S. Sabatasso et al. "Microbeam radiation-induced tissue damage depends on the stage of vascular maturation". In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 80.5 (2011), S. 1522–1532. DOI: 10.1016/j.ijrobp.2011.03.018.

[122] P. Schardt et al. "New x-ray tube performance in computed tomography by introducing the rotating envelope tube technology". In: *Medical physics* 31.9 (2004), S. 2699–2706. ISSN: 0094-2405. DOI: 10.1118/1.1783552{\#}.

[123] D. Schaue et al. "Maximizing tumor immunity with fractionated radiation". In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 83.4 (2012), S. 1306–1310. DOI: 10.1016/j.ijrobp.2011.09.049.

[124] W. Schlegel, C. P. Karger und O. Jäkel. *Medizinische Physik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2018. ISBN: 978-3-662-54800-4. DOI: 10.1007/978-3-662-54801-1.

[125] F. T. Schuller, W. J. Anderson und Z. Nemeth. "Operation of Hydrodynamic Journal Bearings in Sodium at temperature to 800° F and Speeds to 12000 RPM". In: *Nasa Technical Note* (1967).

[126] F. T. Schuller, D. P. Fleming und W. J. Anderson. "Experiments On The Stability Of Water Lubricated Herringbone-Groove Journal Bearings: II-Effects Of Configuration And Groove To Ridge Clearance Ratio". In: *Nasa Technical Note* (1969).

[127] F. T. Schuller, D. P. Fleming und Anderson W.J. "Theoretical Considerations and Clearance Effects". In: *Nasa Technical Note* (1968).

[128] E. Schültke et al. "A Mouse Model for Microbeam Radiation Therapy of the Lung". In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 110.2 (2021), S. 521–525. DOI: 10.1016/j.ijrobp.2020.12.030.

[129] G. Schweitzer, A. Traxler und H. Bleuler. *Magnetlager: Grundlagen, Eigenschaften und Anwendungen berührungsfreier, elektromagnetischer Lager*. Berlin, Heidelberg und s.l.: Springer Berlin Heidelberg, 1993. ISBN: 9783662084496. DOI: 10.1007/978-3-662-08448-9.

[130] R. Serduc et al. "Characterization and quantification of cerebral edema induced by synchrotron x-ray microbeam radiation therapy". In: *Physics in medicine and biology* 53.5 (2008), S. 1153–1166. DOI: 10.1088/0031-9155/53/5/001.

[131] D. N. Slatkin et al. "Microbeam radiation therapy". In: *Medical physics* 19.6 (1992), S. 1395–1400. ISSN: 0094-2405. DOI: 10.1118/1.596771.

[132] D. N. Slatkin et al. "Subacute neuropathological effects of microplanar beams of x-rays from a synchrotron wiggler". In: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 92.19 (1995), S. 8783–8787. ISSN: 0027-8424. DOI: 10.1073/pnas.92.19.8783.

[133] H. M. Smilowitz et al. "Synergy of gene-mediated immunoprophylaxis and microbeam radiation therapy for advanced intracerebral rat 9L gliosarcomas". In: *Journal of neuro-oncology* 78.2 (2006), S. 135–143. ISSN: 0167-594X. DOI: 10.1007/s11060-005-9094-9.

[134] M. I. Smith und D. D. Fuller. "Journal-Bearing Operation at Super-laminar Speeds". In: *ASME Trans.* vol. 78 no. 2 (1956), S. 469–474.

[135] R. W. Smith et al. "Proteomic changes in the rat brain induced by homogenous irradiation and by the bystander effect resulting from high energy synchrotron X-ray microbeams". In: *International journal of radiation biology* 89.2 (2013), S. 118–127. DOI: 10.3109/09553002.2013.732252.

[136] L. M. L. Smyth et al. "Comparative toxicity of synchrotron and conventional radiation therapy based on total and partial body irradiation in a murine model". In: *Scientific reports* 8.1 (2018), S. 12044. DOI: 10.1038/s41598-018-30543-1.

[137] W. Steinhilper und R. Röper. *Maschinen- und Konstruktionselemente 3: Elastische Elemente, Federn Achsen und Wellen Dichtungstechnik Reibung, Schmierung, Lagerungen*. Zweite Auflage. Springer-Lehrbuch. Berlin und Heidelberg: Springer, 1996. ISBN: 978-3-642-61102-5. DOI: 10.1007/978-3-642-61102-5. URL: http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-61102-5.

[138] W. Stieber. "Das Schwimmlager. Hydrodynamische Theorie des Gleitlagers. VII + 106 S. m. 12 Zahlent. u. 42 Abb. Berlin 1933, VDI-Verlag. Preis 6 M, VDI-Mitgl. 5,50 M". In: *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 13.5 (1933), S. 391. ISSN: 00442267. DOI: 10.1002/zamm.19330130521.

[139] J. Stoer. *Numerische Mathematik*. 9. Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin: Springer, 2004. ISBN: 3-540-21395-3.

[140] T. A. Stolarski und M. Z. Khan. "Steady-State Performance of Oil Lubricated Helical Groove Journal Bearing". In: *Tribology Transactions* 38.2 (1995), S. 459–465. ISSN: 1040-2004. DOI: 10.1080/10402009508983429.

[141] H. W. SWIFT. “The Stability of Lubricating Films in Journal Bearings”. In: *Minutes of the Proceedings of the Institution of Civil Engineers* 233.1932 (1932), S. 267–288. DOI: 10.1680/imotp.1932.13239.

[142] F. TACHIBANA und S. FUKUI. “Convective Heat Transfer of the Rotational and Axial Flow between Two Concentric Cylinders”. In: *Bulletin of JSME* 7.26 (1964), S. 385–391. ISSN: 0021-3764. DOI: 10.1299/jsme1958.7.385.

[143] T. Tanabe et al. “Temperature dependence of thermal conductivity in W and W–Re alloys from 300 to 1000 K”. In: *Materials Letters* 57.19 (2003), S. 2950–2953. ISSN: 0167577X. DOI: 10.1016/S0167-577X(02)01403-9. URL: https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0167577X02014039.

[144] A. Taylor und M. E. B. Powell. “Intensity-modulated radiotherapy–what is it?” In: *Cancer imaging : the official publication of the International Cancer Imaging Society* 4.2 (2004), S. 68–73. DOI: 10.1102/1470-7330.2004.0003.

[145] G. I. Taylor. “VIII. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 223.605-615 (1923), S. 289–343. ISSN: 0264-3952. DOI: 10.1098/rsta.1923.0008.

[146] *TZM Technisches Datenblatt*. Kornwestheim.

[147] *Ultra-Precision Bearings*. Elsevier, 2015. ISBN: 9780857091628.

[148] A. Ungelenk und H. Frank. “Drehbare tellerfoermige Roentgenroehrenanode aus hochbelastbarem Werkstoff”. DE667039 (C). 1938.

[149] A. Ungelenk und H. Frank. “Drehbare tellerfoermige Roentgenroehrenanode aus hochbelastbarem Werkstoff”. DE687378 (C). 1940.

[150] *VDI-Wärmeatlas: Mit 320 Tabellen*. 11., bearb. und erw. Aufl. Springer Reference. Berlin: Springer Vieweg, 2013. ISBN: 9783642199820.

[151] Verein Deutscher Ingenieur. *Entwicklung technischer Produkte und Systeme der Produktentwicklung*. 1.03.2018.

[152] P. B. Vidyasagar, S. S. Jagtap und O. Yemul. *Radiation in Medicine and Biology*. Jenny Stanford Publishing, 2017. ISBN: 9781315206561. DOI: 10.1201/9781315206561.

[153] J. H. Vohr und C. Y. Chow. “Characteristics of Herringbone-Grooved, Gas-Lubricated Journal Bearings”. In: *Journal of Basic Engineering* 87.3 (1965), S. 568–576. ISSN: 0021-9223. DOI: 10.1115/1.3650607.

[154] M.-C. Vozenin et al. “The Advantage of FLASH Radiotherapy Confirmed in Mini-pig and Cat-cancer Patients”. In: *Clinical cancer research : an official journal of the American Association for Cancer Research* 25.1 (2019), S. 35–42. DOI: 10.1158/1078-0432.CCR-17-3375.

[155] C. C. Wang und C. He. “Numerical study of a hydrodynamic journal bearing with herringbone grooves for oil leakage reduction”. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology* 233.3 (2019), S. 439–446. ISSN: 1350-6501. DOI: 10.1177/1350650118785660.

[156] R. N. Wenzel. “RESISTANCE OF SOLID SURFACES TO WETTING BY WATER”. In: *Industrial & Engineering Chemistry* 28.8 (1936), S. 988–994. ISSN: 0019-7866. DOI: 10.1021/ie50320a024.

[157] R. Whipple. *Theory Of The Spiral Grooved Thrust Bearing With Liquid Or Gas Lubricant*. Harwell, Berkshire, 1951.

[158] S. Whitaker und A. H. Iversen. “Liquid cooled anode x-ray tubes”. US4622687 (A). 1986.

[159] D. C. William. “VACUUM-TUBE”. US1203495 (A). 1916.

[160] D. C. William. “X-RAY APPARATUS”. US1215116 (A). 1917.

[161] J. Winter et al. "Clinical microbeam radiation therapy with a compact source: specifications of the line-focus X-ray tube". In: *Physics and Imaging in Radiation Oncology* 14 (2020), S. 74–81. ISSN: 24056316. DOI: 10.1016/j.phro.2020.05.010.

[162] J. Winter et al. "Heat management of a compact x-ray source for microbeam radiotherapy and FLASH treatments". In: *Medical physics* (2022). ISSN: 0094-2405. DOI: 10.1002/mp.15611.

[163] H. Wittel et al. *Roloff/Matek Maschinenelemente: Normung, Berechnung, Gestaltung*. 21., vollst. überarb. Aufl. 2013. Wiesbaden und s.l.: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2013. ISBN: 3658023260. DOI: 10.1007/978-3-658-02327-0.

[164] M. Xu und W. Chen. "Study on the Performance of Liquid Metal Lubricated V-Groove Bearing Considering Turbulence". In: *Applied Sciences* 11.3 (2021), S. 940. DOI: 10.3390/app11030940.

[165] S. Yoshimoto, Y. Ito und A. Takahashi. "Pumping Characteristics of a Herringbone-Grooved Journal Bearing Functioning as a Viscous Vacuum Pump". In: *Journal of Tribology* 122.1 (2000), S. 131–136. ISSN: 0742-4787. DOI: 10.1115/1.555371.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Intensität über Photonenenergie E_{phi}; Links: Schematische Darstellung des Energiespektrums für verschiedene Anodenmaterialien bei konstanter Beschleunigungsspannung und Anodenstrom. Rechts: Energiespektrum der Bremsstrahlung abhängig von Beschleunigungsspannung und dem Heizstrom bei I_h konstanter Beschleunigungsspannung [124] 2
1.2 links: Bremsstrahlung, rechts: chrakteristische Strahlung nach [124] 2

2.1 Aufbau eines Wälzlagers. a) Radiallager, b) Axiallager [62] 8
2.2 Funktionsprinzip der aktiven elektromagnetischen Lagerung nach [51] 8
2.3 Schematischer Druckverlauf eines hydrodynamischen Lagers nach [137] 9
2.4 Prinzipskizze eines Radialrillengleitlagers nach [137] 9
2.5 Crookes Tube nach [118] 10
2.6 Konventionelle Drehanodenröhre mit 1)Kathode 2)Drehanode 3)Rotor 4)Kugellager nach [122] 11
2.7 Seitenansicht von Philips iMRC ® (2007) unter Verwendung von Flüssigmetall geschmierten Radialrillengleitlagern [11] 12
2.8 Drehanoden -Röntgenröhre mit Flüssigmetalllagerung und aktiver Wellenkühlung nach [13]. Brennbahn (20); Durchflusskühlung (32); Flüssigmetalllager (18) (weitere Positionsnummern vernachlässigt) 13
2.9 Drehkolbenröhre mit Direktkühlung [122]. Gehäuse (1); Ölzufuhr (2); Ölabfuhr (3); Drehanode (4); Vakuumkammer (5); Motor (6); Kathode(7) 14
2.10 Links: lange Bestrahlungszeit durch große Brennfleckbreite, große Diffusionslänge und kleiner Elektroneneindringtiefe. Rechts: schmaler Brennfleck, Elektroneneindringtiefe größer als Diffusionslänge nach [8] 16
2.11 Maximale Temperaturerhöhung im Brennfleck in der Wärmekapazitätsgrenze (schmaler Brennfleck) und der Wärmeleitungsgrenze (breiter Brennfleck), mit Elektronenstrahlleistung von 90 kW, Energie von 300 keV und Oberflächengeschwindigkeit von $200\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ nach [162] 17

3.1 Schematische Darstellung der Gesamtfunktion einer Röntgenröhre 19
3.2 Funktionsstruktur 21
3.3 Vier verschiedene Kühlszenarien der Vorstudie zur Konzeptbestimmung. Umlaufende blaue Pfeile zeigen Umgebungskühlung (freie Konvektion) 28
3.4 Links: CAD Modell des Kühlbackenkonzeptes. Rechts: FEM-Modell (Netz) mit Außenwänden zur Strahlungsberechnung 28
3.5 Maximale Brennbahntemperatur nach vier Bestrahlungszyklen nach [162] 29

4.1 CAD-Modell eines Spiralrillengleitlagers (radial und axial) 30
4.2 Parameter zur Beschreibung des Spiralrillengleitlagers; links: Fischgrätenmuster mit radialer Richtung R, und Längsrichtung z; rechts: Darstellung eines Rille-Damm-Paares 32
4.3 Randbedingungen für die Anwendung der Reynoldsgleichung (ohne Darstellung des Rillenmusters) 33

4.4 Kavitationsmodelle aus [23] . . . 34
4.5 Links: statische Größen des Lagers mit Tangential- und Radialkraft, störungsbedingter Auslenkungϵ und Schwimmwinkel Φ_0. Rechts: dynamische Größen des Lagers mit Steifigkeit und Dämpfung . . . 35
4.6 Wirbelbewegung des Rotors im hydrodynamischen Lager nach [27]; links: statische Gleichgewichtsposition und Schwimmwinkel Φ_0. Rechts: Störungskoordinaten . . 36
4.7 Links: geometrische Parameter des Sprialrillenlagers. Rechts: Sägezahn- und geglättete Druckverteilung nach [153] . . . 38
4.8 links: Rechengitter mit Schrittweite Δx und Δy (zweidimensional); rechts: Differenzenquotienten (eindimensional) . . . 42
4.9 Links: normierte Druckverteilung nach analytischer Lösung; rechts: Differenz zwischen analytischer und numerischer Lösung nach Gleichung 4.60 . . . 44
4.10 Links: Transformation kartesischer Koordinaten θ und z zu schrägen Koordinaten ξ und η. Rechts: Darstellung der schrägen Rechendomäne zur Lösung des FDM-Verfahrens . . . 45
4.11 Modellierung der Schräge an Rille-Damm-Grenzfläche . . . 46
4.12 Randbedingungen im schrägen Koordinatensystem . . . 47
4.13 Integrationsfläche . . . 48
4.14 Programmstruktur . . . 50
4.15 Links: Schmierfilmdarstellung (dimensionslos) in transformierten Koordinaten. Rechts: Druckverteilung mit Sägezahnverlauf nach lokaler Integrationsmethode . 51
4.16 (a) Dimensionslose Lagertragfähigkeit mit experimentellen Daten von Hirs . . . 52
4.17 Gegenüberstellung dynamischer Lagereigenschaften von konventionellem Gleitlager (Lager 1) und Hirs Beispiellager (Lager 2) (a) direkte Steifigkeitskoeffizienten; (b) gekoppelte Steifigkeitskoeffizienten (c) direkte Dämpfungskoeffizienten; (d) gekoppelte Dämpfungskoeffizienten . . . 53
4.18 Stabilitätszustände des Lagers; links: konvergierender Orbit (stabil). Mitte: konstanter Orbit (noch stabil). Rechts: divergierender Orbit (instabil) nach [101] 54
4.19 Stabilitätszustände des Lagers in Abhängigkeit der konzentrischen Spaltbreite $(C, \Delta R)$ bei verschiedenem Exzentrizitäten ϵ für eine Drehzahl von 200 Hz . . . 54
4.20 Links: Druckverteilung der finalen radialen Lagergeometrie unter Berücksichtigung von Kavitationseffekten; rechts: Schmierfilmdicke des Radiallagers . . . 55
4.21 Finale statische und dynamische Eigenschaften des radialen Lagers . . . 56
4.22 Einfluss der Prandtlzahl auf die viskose und thermische Grenzschicht bei konstanter Wandtemperatur nach [44] . . . 57
4.23 Wärmeleistung durch Reibungsverluste im Lager . . . 59
4.24 Darstellung toroidaler Taylorwirbel bei Überschreiten einer kritischen Drehzahl nach [145] . . . 60
4.25 Finale Lagergeometrie mit Radialrillengleitlager und axialem Spiralrillenlager . . 62

5.1 Rotorbaugruppe bestehend aus Achse, zwei Rotorträgern, Target und Tellerfeder 64
5.2 Targetgeometrie R Radius, t Dicke und b_{WRe} Wolfram-Rhenium-Brennbahn [162] 66
5.3 FEM-Modell des Targets mit heaxagonalem Gitter und Wärmeverteilung . . . 67
5.4 Werkstoffeigenschaften von TZM in Abhängigkeit der Temperatur nach [94] . . . 67
5.5 Spannungs-Temperatur-Verhältnis am inneren Targetdurchmesser während des vierten Bestrahlungszyklus. T_1 bezeichnet den Beginn der Bestrahlung und T_2 das Ende der Bestrahlung. Die grüne Linie stellt die Gesamtstrahlleistung und eine kontinuierliche Drehung des Targets dar. Die rote Linie berücksichtigt rückgestreute Elektronen und das Abbremsen des Targets nach der Bestrahlung [162] . . . 69
5.6 Radialer Zentriersitz des Targets. Grau: Target. Braun: Kragen des Rotorträger-rechts 70
5.7 Nennmaßer Tellerfeder nach DIN 2093 . . . 75
5.8 Links: axiale thermische Dehnung; Rechts: axiale Dehnung durch Rotation . . . 75
5.9 Federkennlinie . . . 76
5.10 Hexagonales Netz . . . 77

5.11 Überblick wichtigster Randbedingungen (ohne axiale Fixierung) 78
5.12 Temperaturverteilung 79
5.13 Spannungsdarstellung des Kragens durch thermische und mechanische Aufweitung des Targets 80
5.14 Temperaturgegenüberstellung für den reduzierten Lastfall von 60 kW in Gegenüberstellung mit voller Leistung (90 kW) 80
5.15 Technische Skizze der Statorabmessungen 83
5.16 Halbschnittdarstellung des hexagonalen Netzes des Spaltrohrs 86
5.17 Maximaler Temperaturanstieg bei minimalem Wärmeübergangskoeffizienten . . . 87
5.18 Spaltrohr unter Temperatur-,Vakuum- und Dehnungslast von -0,2 mm 88
5.19 Spaltrohr in der Endbearbeitungsspannung 88
5.20 Modell des Rotors, blau entspricht den Trägheiten, grün den Lagerstellen. 91
5.21 Numerisch berechnetes Campbell-Diagramm 91
5.22 Auszug aus Weißlichtinterferometrie-Vermessung. Links: Überhöhung in Folge von Materialaufschub beim Fräsen. Rechts oben: Oberfläche nach Fräsbearbeitung, Rechts unten: Oberfläche nach Laserabtrag 93
5.23 Schnittdarstellung des Antriebstrangs mit Kennzeichnung der Benetzungsschicht (rot) und der Antibenetzungsschicht (schwarz) 94
5.24 Schematische Darstellung des Kontaktwinkels bei einem liegenden Tropfen [57] . 95
5.25 Beschichtungspläne der Lagerbauteile 97

6.1 (a) Rückstreuelektronen-induzierte Temperaturverteilung auf der Rückwand der Vakuumkammer; (b) CAD-Modell der Vakuumkammer; (c) FEM-gerechte Modellableitung mit geometrischen Vereinfachungen 100
6.2 CAD Modell der Rippengeometrie mit l als Kanallänge, w als Kanalbreite, h als Kanalhöhe und d als Rippenbreite 101
6.3 Rezipienten der Kühlung. Links: Achskühlung und Motorkühlung (Öl). Rechts: Deckelkühlung mit 2 Hauptkreisläufen, 2 Mantelkühlungen und Strahlfensterkühlung 103
6.4 Flussplan der Kühlkreisläufe 104
6.5 Explosionsdarstellung der Vakuumkammer. Rotorträger und Target sind nicht dargestellt. 105
6.6 Links: Schematische Darstellung des Radialsensors Rechts: Controller zur Abstandserfassung [98] 106
6.7 Links: Schematische Darstellung des Drehzahlsensors. Rechts: Controller zur Pulserfassung und Drehzahlberechnung [98] 107
6.8 Links: CAD Darstellung des Sensorhalters. Rechts: Gefertigter Sensorhalter . . . 107

7.1 Links: CAD-Modell Vorversuchsaufbau; Blau: Lagerböcke, Gelb: Sensorhalter, Rot: Stator, Violett: Rotor, Grün: Passives Magnetlager, Pink: Befüllungseinheit. Rechts: Foto des finalen Aufbaus (Deckel nicht dargestellt) 109
7.2 Miniachse mit Gleitlager und Befüllungsöffnung für Flüssigmetall 109
7.3 Bild des Rotors bestehend aus Glasrohr, Permanentmagnet und Scheibe mit Zähnen 110
7.4 Prinzipskizze zur Befüllung Flüssigmetall-geschmierter-Gleitlager nach [55]. Positionsbilder werden vernachlässigt. 110
7.5 Befüllungsaufbau bestehend aus 1 Argongasflasch, 2 T-Stück mit Kugelhähnen, 3 Druckmessgerät mit Ventil, 4 Glasgefäß mit Kugelhahn und 5 Aufbau 111
7.6 Fortschritt der Befüllung 1)Austreten der Flüssigkeit aus Bohrung 2)Halbe Befüllung des Lagers 3) Befüllungsverlauf entlang der Fischgrätenstruktur 113
7.7 Skizze der Befüllungshilfe für den finalen Prototypen (Teflonschlauch und O-Ring nicht dargestellt) 113
7.8 Einteilung des Gesamtsystems in Module und Baugruppen 114
7.9 CAD Modell der Quelle ohne IR-Kamera und Kollimator 115
7.10 CAD Modell der Beschleunigerstrecke nach [93] 115

7.11 links: Brennfleckdimensionen der Länge (x) und Breite (y); rechts: Normierte Elektronenintensität des Brennfleckes nach [93] . . . 116
7.12 CAD Modell des Raumes ohne Kabinett . . . 116
7.13 CAD Modell des Strahlenschutzkabinetts . . . 117
7.14 (a) Targetkammer (Gehäuse); (b) Target;(c) Gestell-Aufbau; (d) Kabinett; (e) Rotorträger-links; (f) Rotorträger-rechts . . . 118

A.1 Rechengitter . . . 130

B.1 Achse . . . 132
B.2 Rotorträger links . . . 133
B.3 Rotorträger rechts . . . 134
B.4 Target . . . 135
B.5 Zusammenbauzeichnung der rotierenden Baugruppe . . . 136
B.6 Gesamtdimension Stator . . . 137
B.7 Detailzeichnung Stator von EMOD MOTOREN GmbH . . . 138
B.8 Detailzeichnung Rotorblech von EMOD MOTOREN GmbH . . . 139
B.9 Spaltrohr . . . 140
B.10 Gehäuse . . . 141
B.11 Deckel in Kollaboration mit der Universität Mainz . . . 142
B.12 Gehäusedeckel . . . 143
B.13 Achsedeckel . . . 144
B.14 Wassertank . . . 145
B.15 Koaxiale Achskühlung . . . 146
B.16 Sensorhalterung . . . 147
B.17 Befüllungseinheit . . . 148
B.18 Miniachse . . . 149
B.19 Scheibe (Target-Dummy) . . . 150
B.20 Rotorbaugruppe (mit Axialmagnet) . . . 151
B.21 Statorhalter . . . 152
B.22 Sensorhalter . . . 153
B.23 Linker Lagerbock . . . 154
B.24 Rechter Lagerbock . . . 155
B.25 Acrylscheibe . . . 156
B.26 Deckel . . . 157
B.27 Gehäuse . . . 158
B.28 Zusammenbau . . . 159

C.1 Messprotokoll Rillen Miniachse . . . 160
C.2 Messprotokoll Achse . . . 161
C.3 Messprotokoll Blechpaket (Rotorträger links) . . . 162
C.4 Messprotokoll Stator . . . 163
C.5 Messprotokoll Rotorträger-links . . . 164
C.6 Messprotokoll Rotorträger-rechts . . . 165
C.7 Messprotokoll Sensorhalter . . . 166
C.8 Messprotokoll Spaltrohr . . . 166
C.9 Wuchtprotokoll Rotorträger-links . . . 167
C.10 Schleuderversuchsprotokoll Rotorträger-rechts mit Target . . . 168

D.1 Kennlinien der Pumpen, oben große Pumpe, mittig mittlere Pumpe, unten kleine Pumpe. . . . 169
D.2 Kennlinien Ölwärmetauscher; oben: Kreislauf B; unten: Kreislauf A . . . 170
D.3 Kennlinien Wasser-Luftwärmetauscher . . . 171

Tabellenverzeichnis

3.1 Allgemeine Anforderungsliste für das Antriebs- und Lagersystem 20
3.2 Zuordnung von Funktionen und Modulen bei einem Lager- und Antriebssystem einer Röntgenröhre 23
3.3 Infrage kommende Lösungsansätze zur Funktionserfüllung 24
3.4 Gewichtungskriterien für die Bewertung von Lagerprinzipien 26
3.5 Bewertung der prinzipiellen Lagervarianten 27

4.1 Turbulenzkoeffizienten nach [30, 42] 34
4.2 Lagerparameter des Beispiellagers nach Hirs [68] 51
4.3 Lagerparameter des radialen Spiralrillengleitlagers 55
4.4 Materialparameter Galinstan und Quecksilber nach [91] 58
4.5 Lagerparameter des axialen Spiralrillengleitlagers 62

5.1 Massen und Trägheitsmomente der Rotorkomponenten 63
5.2 Parameter zur Analytischen Vorbetrachtung. Für Stahl gilt 1.4021 nach [36] . . . 71
5.3 Federparameter 74
5.4 Ergebnisse mit reduzierter Presspassung 80
5.5 Kennwerte des Elektromotors 82
5.6 Eigenschaften betrachteter Spaltrohrwerkstoffe 85
5.7 Temperaturanstieg in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten 87
5.8 Temperaturanstieg in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten 87
5.9 Parameter zur Schrumpfmaßberechnung 89

6.1 Darstellung der relevanten Rechengrößen am Beispiel des Deckel-1 Kreislaufs . . 103
6.2 Ergebnisdarstellung der berechneten Kühlkreisläufe mit Pumpenauswahl, Fördermenge, Druck und Temperatur 104

Eigene Veröffentlichungen

Journalveröffentlichungen (mit peer-review)

(1) J.Winter, A.Dimroth, S.Rötzer, Y.Zhang K.-L. Krämer, C.Petrich, C.Matejcek, K.Aulenbacher, M.Zimmermann, S.Combs, M.Galek, G.Natour, M.Butzek, J.Wilkens, S.Bartzsch. *Heat management of a compact x-ray source for microbeam radiotherapy and FLASH treatments.* Med Phys. 2022; 49: 3375- 3388. https://doi.org/10.1002/mp.15611

(2) C.Matejcek, J.Winter, K.Aulenbacher, A. Dimroth, G. Natour, S. Bartzsch. *A novel electron source for a compact x-ray tube for microbeam radiotherapy with very high dose rates.* Physica Medica, August 2022

Veröffentlichungen in Proceedings internationaler Konferenzen (mit peer-review)

(1) C.Petrich, J.Winter, A.Dimroth, C.Matejcek, S.Rötzer, Y.Zhang, M.Ravichandran, M. Zimmermann, M.Butzek, G.Natour, G.Aulenbacher, J.Wilkens, S.Bartzsch. *Prototype of a Line-Focus-X-ray Tube (LFXT) as a compact source for microbeam and flash radiotherapy.* 4th European Congress of Medical Physics, Dublin, August 2022

(2) S.Bartzsch, A.Dimroth, J.Winter, C.Petrich, C.Matejcek, Y.Zhang, J.Rieser, S.Rötzer, K.-L. Krämer, M.Galek, M.Butzek, K.Aulenbacher, J.Wilkens, S.Combs. *The Line Focus X-ray tube: An x-ray source for FLASH and sptially fractionated radiation therapy.* Physica Medica, Volume 94, S71-S72, DOI:10.1016/S1120-1797(22)01595-2, Februar 2022

(3) J.Winter, A.Dimroth, M.Butzek, S.Combs, J.Wilkens, S.Bartzsch. *Heat management of the line-focus x-ray tube for microbeam radiotherapy and FLASH treatments.* Joint Conference of the ÖGMP, DGMP & SGSMP, ISBN:978-3-948023-16-4, September 2021

Betreute Abschlussarbeiten

(1) M.Barbri. *Entwicklung einer Auslegungssoftware für ein Flüssigmetall-geschmiertes Radialrillengleitlager.* Masterarbeit, Fachbereich Maschinenbau, Hochschule für Technik und Wirtschaft Berlin, Januar 2022

(2) A. Janes. *Konzeptionierung und Auslegung einer Röntgentarget-Struktur für die Hochleistungs-Strahlentherapie.* Masterarbeit, Fakultät für Maschinenbau und Sicherheitstechnik, Bergische Universität Wuppertal, Juni 2022

(3) K.Sterz, *Konzeptentwicklung eines Steuer- und Überwachungssystems für eine neuartige Röntgenquelle zur Strahlentherapie*, Bachelorarbeit, Technische Hochschule Köln, Juli 2022

Sonstige Arbeiten

(1) A.Dimroth. *Entwicklung einer Markteintrittsstrategie für eine neuartige Technologie zur Strahlentherapie.* Masterarbeit MBA, Fachbereich Maschinenbau und Mechatronik, FH Aachen, Mai 2022

Lebenslauf

Personalien	Anton Dimroth	
	10.05.1993	geboren in Berlin
Schulbildung	1999-2003	Grundschule Heinrich-Zille, Stahnsdorf
	2003-2008	Weinberg Gymnasium, Kleinmachnow
	2008-2010	Ellesmere College, Vereinigtes Königreich
	Sept. 2010	International Baccalaureate, Abitur
Studium	2010-2011	Rechtswissenschaften an der Viadrina Universität Frankfurt O.
	2011-2017	Maschinenbau mit Vertiefung Luft- und Raumfahrttechnik an der Technischen Universität Dresden
	April 2017- Oktober 2017	Diplomarbeit am Institut für Flugsystemtechnik des DLR Braunschweig
	07.November 2017	Ausstellung Diplomurkunde
	2020-2022	Management & Entrepreneurship an der Fachhochschule Aachen
	09.Juni 2022	Ausstellung der Masterurkunde
Praktika	August 2011- Oktober 2011	Mechanisches Grundpraktikum bei der Jordahl GmbH in Trebbin
	Oktober 2014- März 2015	Luft- und Raumfahrtpraktikum bei der CTC GmbH in Stade
	Oktober 2016- Dezember 2016	Praktikum bei Rolls-Royce Deutschland AG in Berlin
	Januar 2016- Februar 2017	Praktikum bei Patentanwaltskanzlei Maikowski & Ninnemann in Berlin
	März 2019- Juni 2019	Praktikum Beatmungstechnik am Universitäts-klinikum Carl Gustav der TU Dresden
Berufliche Tätigkeit	April 2017- Oktober 2017	Studentischer Mitarbeiter DLR in Braunschweig
	März2018- September 2018	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiert für Industrielle Informationstechnik der TU Berlin
	März 2018- Dezember 2019	Gastdozent Global Production Engineering der TU Berlin
	September 2018- Dezember 2018	Entwicklungsingenieur Humedics GmbH in Berlin
	seit Januar 2020	Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand des FZ-Jülich und der RWTH Aachen