

VT-Forschungsbericht 2014-04

Simulation von thermoakustischen Vorgängen in Brennkammern

Dipl.-Ing. Axel Ernst Widenhorn

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Verbrennungstechnik
Stuttgart



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

**Institut für
Verbrennungstechnik**

Pfaffenwaldring 38-40
70569 Stuttgart

Telefon
Telefax

(0 7 11) 68 62 - 3 08
(0 7 11) 68 62 - 5 78

Als Manuskript gedruckt.
Abdruck oder sonstige Verwendung
nur nach Absprache mit dem Institut gestattet

D93, Stuttgart

Simulation von thermoakustischen Vorgängen in Brennkammern

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Dipl.-Ing. Axel Ernst Widenhorn

aus Überlingen

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Franz Joos

Tag der mündlichen Prüfung 25/07/2013

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt
an der Universität Stuttgart

Wer die Praxis übt, ohne sich vorher mit der Theorie beschäftigt zu haben, gleicht einem Steuermann, der sein Schiff ohne Kompass und Steuer besteigt und nun nicht weiß, wohin er fährt.

Leonardo da Vinci

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Verbrennungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Stuttgart.

Mein erster und besonderer Dank gilt meinem Hauptberichter und Institutsleiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner, für das in mich gesetzte Vertrauen, die exzellenten Arbeitsbedingungen am Institut sowie die zahlreichen fachlichen und persönlichen Gespräche. Herrn Prof. Dr.-Ing. Franz Joos danke ich für das Interesse an dieser Arbeit und die freundliche Übernahme des Koreferats. Herrn apl. Prof. Dr.-Ing. Ulrich Rist danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitz.

Ausdrücklich bedanken möchte ich mich bei meinem Betreuer Herrn Dr.-Ing. habil. Berthold Noll. Die konstruktiven Diskussionen, die persönliche Betreuung sowie die gewährten wissenschaftlichen Freiräume haben immer wieder neue Perspektiven erschlossen und wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Mit meinem langjährigen Bürokollegen Herrn Dr.-Ing. Bernd Mühlbauer habe ich die Höhen und Tiefen bei der Erstellung der Dissertation gemeistert. Die vielen konstruktiven Fachgespräche, den privaten Austausch und die freundschaftliche Atmosphäre bleiben unvergessen. Darüber hinaus bedanke ich mich bei allen Kolleginnen und Kollegen für das gute Arbeitsklima. Im besonderen gilt mein Dank Herrn Dipl.-Ing. Markus Kindler, Herrn Dipl.-Ing. Thomas Monz, Herrn Dipl.-Ing. Holger Ax und Frau Dr.-Ing. Elizaveta Ivanova sowie meinen ehemaligen Mitarbeitern aus der Gasturbinenabteilung. Ebenfalls bedanke ich mich bei allen Studien- und Diplomarbeitern für ihre wertvollen Beiträge zu meiner Dissertation.

Herrn Dr.-Ing. Werner Krebs, Herrn Dr.-Ing. Michael Huth, Herrn Dr.-Ing. Krzysztof Kostrezewa sowie Herrn Dr.-Ing. Joachim Lepers von der Firma Siemens danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit, die wertvollen Ratschläge sowie für die Kofinanzierung des Projekts. Ebenfalls gilt mein Dank Herrn Dr. Phil Zwart, Herrn Dr.-Ing. Michael Hortmann, Herrn Dipl.-Ing. Andre Braune sowie Herrn Dipl.-Ing. Thorsten Hansen für die hervorragende fachliche Unterstützung und für die Bereitstellung der benötigten Software-Lizenzen.

Abschließend möchte ich mich noch bei meiner Familie für den persönlichen Rückhalt bedanken. Ein persönliches Dankeschön an meine Frau Jacqueline, die mir stets zur Seite steht. Widmen möchte ich diese Arbeit meinen beiden Söhnen Bent und Ole.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	14
Tabellenverzeichnis	15
Nomenklatur	17
Kurzfassung	25
Abstract	27
1 Einleitung	29
1.1 Motivation	29
1.2 Thermoakustische Instabilitäten	29
1.3 Berechnungsverfahren und experimentelle Methoden	37
1.4 Aufgabenstellung und Ziele	45
2 Theoretische Grundlagen reaktiver Strömungen	47
2.1 Bilanzgleichungen	47
2.2 Turbulente reaktive Strömungen	50
2.3 Verbrennung	65
2.4 Randbedingungen	70
3 Grundlagen der Akustik und Akustiksimulation	73
3.1 Grundlagen der Akustik	73
3.2 Akustiksimulation	77
4 Analyse der Möglichkeiten zur Modellierung von Brennkammern	85
4.1 Beschreibung des Testfalls	86
4.2 Nichtreagierende Strömungen	87
4.3 Reagierende Strömungen	108
5 Formulierung von akustischen Randbedingungen für Brennkammern	131
5.1 Reflektionsarme Randbedingungen	132
5.2 Impedanzrandbedingungen	153

6 Zusammenfassung	169
Literaturverzeichnis	201

Abbildungsverzeichnis

1.1	Anregungsmechanismen von thermoakustischen Instabilitäten in Gasturbinenbrennkammern [269, 223]	33
1.2	Qualitative Darstellung der Grenzzyklus	34
1.3	Einteilung der Methoden zur Berechnung von thermoakustischen Instabilitäten	38
2.1	Schematische Darstellung der spektralen Verteilung der kinetischen Energie E_k als Funktion der Wellenzahl k	51
2.2	Schematische Darstellung der Modellierungstiefe als Funktion des numerischen Aufwands	52
2.3	Qualitative Darstellung des Geschwindigkeitsprofils in einer Grenzschicht .	64
2.4	Borghi-Diagramm für turbulente, vorgemischte Flammen [149]	66
3.1	Darstellung des Reflektions-Koeffizienten als Funktion der Impedanz	77
3.2	Schematische Darstellung der Zeit- und Längenskalen bei einer gekoppelten Strömungs- und Akustiksimulation (Einskalensimulation) [5]	78
3.3	Schematische Darstellung des Rechengebiets und der numerischen Randbedingungen - Strömungskanal	79
3.4	Zeitlicher Verlauf des Schalldrucks p'' an der Stelle $x=0,75\text{m}$; Abklingkoeffizient: $\delta=105$	80
3.5	Amplituden- und Phasenfehler einer akustischen Schwingung als Funktion der räumlichen Auflösung und Diskretisierungsmethode; Upwind-basiertes-Finite-Volumen-Verfahren 2. Ordnung (Kreis, blau), Upwind-basiertes-Finite-Volumen-Verfahren 1. Ordnung (Quadrat, rot)	81
3.6	Amplituden- und Phasenfehler einer akustischen Schwingung als Funktion der zeitlichen Auflösung und Diskretisierungsmethode; Euler-Rückwärts-Verfahren 2. Ordnung (Kreis, blau), Euler-Rückwärts-Verfahren 1. Ordnung (Quadrat, rot)	82
3.7	Zeitlicher Verlauf des Schalldrucks p'' als Funktion der Lauflänge x zur Zeit $t=0,0017\text{s}$ für verschiedene Formulierungen der Energiebilanzgleichung; Gesamthalpie (Quadrat, rot), Thermische Enthalpie (Diamant, blau), Isotherm (Kreis, grün)	83
4.1	Schematische Aufbau der Gasturbinen-Modellbrennkammer	86

4.2	Rechengebiet der Gasturbinen-Modellbrennkammer einschließlich der numerischen Randbedingungen und Messpositionen	87
4.3	Unterschiedliche Perspektiven auf das Rechengitter; <i>a</i>) Darstellung des kompletten Rechengitters; <i>b</i>) Schnitt durch die <i>y-z</i> Ebene nahe dem Düsenaustritt ($h=-0.5\text{mm}$); <i>c</i>) Schnitt durch die <i>y-z</i> Ebene in der Brennkammer ($h=10\text{mm}$)	88
4.4	Zeitlich-gemittelte Darstellung der Absolutgeschwindigkeit des nicht-reagierenden Strömungsfelds in der Schnittebene "A" mittels Stromlinien (Turbulenzmodell: SST-SAS)	90
4.5	Zeitlich-gemittelte axiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)	91
4.6	Zeitlich-gemittelte radiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)	92
4.7	Zeitlich-gemittelte tangentiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)	93
4.8	Zeitlich-gemittelte Konturen-Plots der Axialgeschwindigkeit in der Schnittebene A für verschiedene Turbulenzmodelle	95
4.9	Momentane Blending-Funktionen für die hybriden RANS-LES Turbulenzmodelle in der Schnittebene A; SST-SAS (Gitter A, links), SST-DES (Gitter A, mittig), SST-DES (Gitter B, rechts)	96
4.10	RMS-Werte der axialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)	98
4.11	RMS-Werte der radialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)	99
4.12	RMS-Werte der tangentialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)	100

4.13	Momentanes Absolutgeschwindigkeitsfelder dargestellt als Stromlinien Plots in der Schnittebene "A" zu verschiedenen Zeitpunkten (SST-SAS Turbulenzmodell)	102
4.14	Precessing Vortex Core (PVC) visualisiert durch konstante Isoflächen des statischen Drucks ($p=-450\text{Pa}$) und eingefärbt mit der lokalen Axialgeschwindigkeit	103
4.15	Räumliche Eigenmoden des Strömungsfelds aus der POD Analyse	104
4.16	Frequenzanalyse der helikalen Strömungsinstabilität mittels der Eigenkoeffizienten der Moden 2 und 3 der POD-Analyse (links); Scatterplot der Koeffizienten der zweiten und dritten Eigenmode (rechts)	105
4.17	Tornado-ähnliche Wirbelstruktur visualisiert durch konstante Isoflächen des statischen Drucks ($p=-450\text{Pa}$) und eingefärbt mit der lokalen Axialgeschwindigkeit	106
4.18	Schalldruckpegel L_p bei $h=15\text{mm}$, $h=55\text{mm}$, $h=95\text{mm}$ und $h=150\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Linie (Mikrofon-Messung)	106
4.19	Zeitlich-gemittelte Darstellung der Axialgeschwindigkeit des reagierenden Strömungsfeld in der Schnittebene "A" mittels eines Konturen-Plots (Konfiguration 3)	111
4.20	Zeitlich-gemittelte axiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)	112
4.21	Zeitlich-gemittelte radiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)	113
4.22	Zeitlich-gemittelte tangentielle Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)	114
4.23	RMS-Werte der axialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)	116

4.24	RMS-Werte der radialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)	117
4.25	RMS-Werte der tangentialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)	118
4.26	Zeitlich-gemitteltes (links) und momentanes axiales Geschwindigkeitsfeld dargestellt als Stromlinien Plots in der Schnittebene "A" (Konfiguration 3)	119
4.27	Helikale Struktur visualisiert durch konstante Isoflächen des statischen Drucks ($p=-100\text{Pa}$) und eingefärbt mit der lokalen Axialgeschwindigkeit (links); Frequenzanalyse der helikalen Strömungsinstabilität mittels der Eigenkoeffizienten der Mode 2 der POD-Analyse (rechts)	120
4.28	Zeitlich-gemitteltes (links) und momentanes axiales Temperaturfeld dargestellt in der Schnittebene "A" (Konfiguration 3)	121
4.29	Momentane molare Reaktionsrate bei $t=0.1202\text{s}$ (links) und $t=0.1214\text{s}$ (rechts) dargestellt in der Schnittebene "A" (Konfiguration 3)	122
4.30	Zeitlich-gemittelte (links) und RMS-Werte (rechts) der Temperaturprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (Raman Spektroskopie)	123
4.31	Zeitlich-gemittelte Temperaturfelder dargestellt in der Schnittebene "A"	124
4.32	Zeitlich-gemittelter Mischungsbruch bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (Raman Spektroskopie)	127
4.33	Schalldruckpegel L_p bei $h=15\text{mm}$, $h=55\text{mm}$, $h=95\text{mm}$ und $h=150\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Linie (Mikrofon-Messung)	128
5.1	Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Ghost-Point Randbedingung; Rechengebiet (ausgefüllte Kreise), Ghost-Point-Bereich (nicht-ausgefüllte Kreise) [5]	133

5.2	Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Sponge-Layer-Randbedingung (oben), Rechengebiet (ausgefüllte Kreise), Sponge-Layer-Bereich (nicht-ausgefüllte Kreise); Verlauf des Dämpfungskoeffizienten im Rechengebiet und der Sponge-Layer (unten) [5]	135
5.3	Vergleich der Interaktion einer Schallwelle mit einer reflektierenden (rote Kurven; Schalldruck: Diamant; Schallschnelle: Kreis) und einer nicht-reflektierenden (grüne Kurven; Schalldruck: Rechteck; Schallschnelle: Dreieck) druckbasierten Auslassrandbedingung	138
5.4	Darstellung der Randbehandlung bei der 'Cell-Centered' (links) und der 'Cell-Vertex' (rechts) Methode	139
5.5	Darstellung der in das Rechenfeld ein- und austretenden Wellenamplituden an einem Ein- (links) bzw. Auslass (rechts)	140
5.6	Geglättete Verläufe der Amplitude des komplexen Reflektionsfaktors einer charakteristischen Druckauslassrandbedingung mit verschiedenen K-Werten; K=0 1/s (blaue Linie, Dreieck), K=995 1/s (grüne Linie, Kreis), K=1.990 1/s (braune Linie, Diamant), K=3.980 1/s (rote Linie, Kegelstumpf), K=7.961 1/s (goldene Linie, Rechteck), K=31.844 1/s (Orangene Linie, Sechseck), K=509.509 (violette Linie, Kreuz)	144
5.7	Einfluß einer Schallwelle auf den in das Rechengebiet eintretenden Massenstrom am Beispiel eines charakteristischen Geschwindigkeitseinlasses; Reflektierende Randbedingung (rote Kurve, Schalldruck: Kreis, Schallschnelle: Diamant, Massenstrom: Kreis); Reflexionsarme Randbedingung (grüne Kurve, Schalldruck: Rechteck, Schallschnelle: Dreieck, Massenstrom: Rechteck)	145
5.8	Einfluß einer Schallwelle auf den in das Rechengebiet eintretenden Massenstrom am Beispiel einer charakteristischen Totaldruckrandbedingung am Einlass; Reflektierende Randbedingung (rote Kurve, Schalldruck: Kreis, Schallschnelle: Diamant, Massenstrom: Kreis); Reflexionsarme Randbedingung (grüne Kurve, Schalldruck: Rechteck, Schallschnelle: Dreieck, Massenstrom: Rechteck)	145
5.9	Schematische Aufbau des atmosphärischen Prüfstands [151]	147
5.10	Schematische Skizze des generischen Gasturbinenbrenners [151]	147
5.11	Rechengebiet des generischen Gasturbinenbrennkammersystems einschließlich der numerischen Randbedingungen und Messpositionen	149
5.12	Zeitlich-gemittelte Axialgeschwindigkeit des reagierenden Strömungsfeld in der Schnittebene "A"	150
5.13	Zeitlich-gemittelte Darstellung des Temperaturfelds und der Reaktionsrate in der Schnittebene "A"	151

5.14	Amplitude und Phase der Flammentransferfunktion des generischen Gasturbinenbrenners in Abhängigkeit von verschiedenen Randbedingungskonfigurationen; Konfiguration 1 (blaue Linie, Dreieck), Konfiguration 2 (goldene Linie, Rechteck), Konfiguration 3 (braune Linie, Diamant), Konfiguration 4 (rote Linie, Kegelstumpf), Konfiguration 5 (grüne Linie, Kreis), Experiment Pulsationslevel 24% (orangene Diamanten), Experiment Pulsationslevel 16% (violette Kreise)	153
5.15	Darstellung der Positionen von Impedanzrandbedingungen anhand einer Gasturbinenbrennkammer	154
5.16	Aufbau eines Infinite Response Filter (IRR) [128]	157
5.17	Einfluss von realen Impedanzverläufen auf die Reflektion von akustischen Wellen; $r=-1,0$ (rote Kurven, Kegelstumpf), $r=-0,3$ (braune Kurven, Diamant), $r=0,0$ (grüne Kurven, Kreis), $r=0,6$ (blaue Kurven, Dreieck), $r=1,0$ (goldene Kurven, Rechteck)	160
5.18	Schallabstrahlung an einem offenen Rohrende in das Fernfeld	161
5.19	Rechengebiete zur Simulation eines offenen Endes an einem zylindrischen Rohr; Rechengebiet mit Plenum, Referenz (links), Rechengebiet mit Impedanzrandbedingung (rechts)	162
5.20	Vergleich zwischen dem halb-empirisch und numerisch erzielten Verlaufs der Amplitude und Phase des komplexen Reflektionsfaktors eines offenen zylindrischen Rohrendes; empirischer Kurvenverlauf (rote Linie, Dreieck), numerisch erzielter und geglätteter Kurvenverlauf (blaue Linie, Kreis) . . .	163
5.21	Schematische Darstellung des Rijke-Rohrs (vertikale Anordnung)	164
5.22	Rechengebiet des Rijke-Rohrs einschließlich der numerischen Randbedingungen und Messpositionen	165
5.23	Ausschnitte der zeitlich-gemittelten Axialgeschwindigkeits-, Temperatur- und Wärmefreisetzungsverteilung auf der Symmetrieebene	166
5.24	Vergleich der numerisch und experimentell erzielten Schwingungsfrequenzen und -amplituden im Resonator (Messposition: $x=690\text{mm}$, $y=0\text{mm}$, $z=0\text{mm}$); Experiment (rote Kurve, Kreis), Reflektierender Massenströmeinlass (grüne Kurve, Rechteck), reflexionsarmer Massenströmeinlass (blaue Kurve, Diamant)	166

Tabellenverzeichnis

2.1	Auflistung der eingesetzten Randbedingungstypen	71
4.1	Numerisch ermittelte Frequenzen der brennernahen helikalen Strömungsinstabilität in Abhängigkeit vom gewählten Turbulenzmodell	107
4.2	Benötigte CPU-Rechenzeiten für die Simulation der nicht-reagierenden Brennkammerströmung	108
4.3	Tabellarische Auflistung der eingesetzten Verbrennungsmodelle	110
4.4	Numerisch ermittelte Frequenzen der brennernahen helikalen Strömungsinstabilität in Abhängigkeit vom gewählten Verbrennungsmodell	129
4.5	Benötigte CPU-Rechenzeiten für die Simulation der reagierenden Brennkammerströmung	130
5.1	Randbedingungskonfigurationen zur Bestimmung der Flammentransferfunktion des generischen Gasturbinenbrenners; Reflexionsarme Randbedingung (NR-RB); Reflektierende Randbedingung (R-RB)	152
5.2	Impedanzwerte und Reflektionsfaktoren	159

Nomenklatur

Lateinische Symbole

a	Konstante
a	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit
A	Fläche
A	Konstante
b	Konstante
B	Konstante
c	Konzentration
c	Schallgeschwindigkeit
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
C	Konstante
d	Durchmesser
D	Diffusionskoeffizient
D_K	Cross-Diffusions-Term
\dot{D}	Tangentialer Impulsstrom
e	Spezifische innere Energie
E	Spezifische Gesamtenergie
E_k	Kinetische Energie
E_r	Aktivierungsenergie
f	Externe spezifische Volumenkraft
f	Frequenz
f	Mischungsbruch
f	Riemann Invariante
F	Blending Funktion
F	Filterfunktion
F	Fourier Transformation
g	Riemann Invarinate
h	Höhe
h	Spezifische Enthalpie
H	Spezifische Gesamtenthalpie
i	Imaginäre Zahl

\dot{I}	Axialer Impulsstrom
I	Turbulente Intensität
j	Diffusionsmassenstromdichte
k	Geschwindigkeitskoeffizient
k	Turbulente kinetische Energie
k	Wellenzahl
K	Relaxationsfaktor
l	Längenskala
l_L	Laminare Flammendicke
l_m	Mischungsweglänge
l_t	Integrales Längenmaß
L	Länge
L_i	Charakteristischen Wellenamplitudenvariation
L_p	Schalldruckpegel
$L_{\nu K}$	Karmann Längenskala
\dot{m}	Massenstrom
M	Molekulargewicht
n	Normalenvektor
n	Stoffmenge
n_r	Dimensionsloser Temperatur-Exponent
N	Anzahl
p	Druck
\tilde{p}	Effektiver Schalldruck
p''	Schalldruck
P_k	Turbulenz Produktionsterm
q	Wärmestromdichte
\dot{Q}	Wärmefreisetzungsrate pro Volumen
\dot{Q}'	Wärmefreisetzungsschwankung pro Volumen
r	Elementarreaktion
r	Radius
R	Rayleigh Koeffizient
R	Reaktionsrate
R	Spezifische Gaskonstante
R	Reflektionskoeffizient
R	Akustische Resistenz
R_m	Universelle Gaskonstante
s	Flammengeschwindigkeit
S	Chemischer Produktionsterm
S	Drallzahl

S	Entropie
S	Quellterm
S	Streckungsrate
S_r	Strahlungsterm
t	Zeit
t_0	Startzeit
T	Schwingungsperiode
T	Temperatur
u	Geschwindigkeitskomponente
u_L	Lamniare Flammengeschwindigkeit
u_t	Wandparallele Geschwindigkeit
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor
u''	Schallschnelle
u^+	Wandnahe Geschwindigkeit
u_t	Wandparallele Geschwindigkeit
v	Radialgeschwindigkeit
V	Volumen
w	Tangentialgeschwindigkeit
x	Kartesische Koordinate
\vec{x}	Ortsvektor
X	Akustische Reaktanz
X	Zufallsfunktion
y	Teilchenzahldichte
y	Wandabstand
y^+	Dimensionsloser Wandabstand
y^*	Modifizierter dimensionsloser Wandabstand
Y	Admittanz
Y_α	Massenanteil
\vec{Y}	Massenbruchvektor
Z	Elementarmassenbruch
Z	Impedanz
Z	Transformations-Operator
Z_0	Charakteristische Impedanz

Griechische Symbole

α	Beliebige Komponente
α	Konstante

β	Konstante
χ	Skalare Dissipationsrate
δ	Abklingkoeffizient
δ	Kronecker-Delta
Δ	Filterweite
Δ	Lokaler Gitterabstand
ϵ	Turbulente Dissipationsrate
η	Turbulentes Längenmaß
η_K	Kolmogorov'sche Mikroskala
ϕ	Beliebige Bilanzgröße
ϕ	Konzentrationskoeffizient
ϕ	Phasenverschiebung
Φ	Äquivalenzverhältnis
Γ	Diffusionskoeffizient
Γ	Vorfaktor
λ	Charakteristische Geschwindigkeit
λ	Wärmeleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
μ	Dynamische Viskosität
μ	Proportionalitätsfaktor
μ_t	Wirbelviskosität
ν	Kinematische Viskosität
ν	Massenstromverhältnis
ν	Stöchiometrikoeffizient
κ	Isentropenexponent
κ	Karmann Konstante
ρ	Dichte
σ	Dämpfungskoeffizient
σ	Konstante
τ	Abklingzeit
τ	Periodendauer
τ	Zeitskala
τ	Zeitverzug
τ_{ij}	Schubspannungstensor
ω	Kreisfrequenz

Indizes und Akzente

$\hat{\phi}$	Fourier-transformierte Größe
--------------	------------------------------

$\bar{\phi}$	Mittelwert einer Reynolds-zerlegten Größe
$\tilde{\phi}$	Mittelwert einer Favre-zerlegten Größe
ϕ'	Schwankungsanteil einer Reynolds-zerlegten Größe
$\tilde{\phi}'$	Edukt
$\tilde{\phi}''$	Schwankungsanteil einer Favre-zerlegten Größe
$\tilde{\phi}''$	Produkt
'	Turbulente Schwankungen
"	Akustische Schwankungen
+	Stromab
-	Stromauf
^	Frequenzbereich
<i>a</i>	Aussen
<i>ad</i>	Adiabat
<i>B</i>	Brennstoff
<i>br</i>	Rückreaktion
<i>BZ</i>	Brennstoffzufuhr
<i>fr</i>	Hinreaktion
<i>gl</i>	Global
<i>gr</i>	Gruppe
<i>i</i>	Innen
<i>L</i>	Laminar
<i>L</i>	Luft
<i>mix</i>	Mischung
<i>Stoech</i>	Stöchiometrisch
<i>t</i>	Randwert
<i>t</i>	Turbulent
<i>t</i>	Zeit
<i>T</i>	Transponiert
<i>x</i>	Ortskoordinate
<i>ZD</i>	Zentrale Brennerdüse
0	Charakteristische Größe
0	Ruhezustand

Dimensionslose Kennzahlen

<i>Da</i>	Damköhler-Zahl
<i>Ka</i>	Karlovitz-Zahl
<i>Ma</i>	Mach-Zahl
<i>Pr</i>	Prandtl-Zahl

Re	Reynolds-Zahl
Sc	Schmidt-Zahl

Abkürzungen

ABO	Asymmetric Burner Outlet
Alg	Algebraisch
APE	Acoustic Perturbation Equation
AR	Austritt Abgasrohr
ASM	Algebraische Spammungsmodelle
BF	Blending Funktion
BK	Brennkammer
C_2^*	Selbsterregtes Kohlenstoff-Atom
CAA	Computational Aeroacoustics
$CARS$	Coherent Anti-Stokes Raman Scattering
CBO	Conical Burner Outlet
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy Zahl
CH^*	Selbsterregtes CH-Radikal
CO	Kohlenstoffmonoxid
CO_2^*	Selbsterregtes Kohlenstoffdioxid Atom
DES	Detached-Eddy-Simulation
$Diff$	Differentielles
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direkte Numerische Simulation
EDM	Eddy-Dissipation-Model
EWP	Eigenwertproblem
F	Favre
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FEM	Finite Elemente Methode
FIR	Finite Response Filter
FRC	Finite-Rate-Chemistry
FTF	Flammentransferfunktion
FVM	Finite-Volumen-Methode
GPW	Gitterpunkte pro Wellenlänge
GuD	Gas- und Dampf-Kombikraftwerk
H	Molekularer Wasserstoff
HAB	Höhe über Brenner
HS	Helikale Struktur

<i>ICCD</i>	Intensified Charge-Coupled Device
<i>IIR</i>	Infinite Response Filter
<i>IRZ</i>	Innere Rezirkulationszone
<i>LDA</i>	Laser Doppler Anemometrie
<i>LEE</i>	Linearisierte Euler Gleichungen
<i>LES</i>	Large-Eddy-Simulation Turbulenzmodell, Grobstrukturensimulation
<i>LIF</i>	Laserinduzierte Fluoreszenz
<i>Lin</i>	Linear
<i>LODI</i>	Local One Dimensional Inviscid
<i>M</i>	Mega
<i>Mio.</i>	Million
<i>MRL</i>	Mixing Rate Limiter
<i>MPV</i>	Multiple Pressure Variables
<i>NSCBC</i>	Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions
<i>NO_x</i>	Stickoxide
<i>OH</i>	Hydroxyl-Radikal
<i>OH*</i>	Selbsterregtes Hydroxyl-Radikal
<i>OPD</i>	Gewöhnliche Differenzialgleichung
<i>ORZ</i>	Äußere Rezirkulationszone
<i>Pa</i>	Pascal
<i>PDE</i>	Partielle Differenzialgleichung
<i>PDF</i>	Probability Density Function
<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry
<i>PLIF</i>	Planare Laserinduzierte Fluoreszenz
<i>PML</i>	Perfectly Matched Layer
<i>POD</i>	Proper Orthogonal Decomposition
<i>PVC</i>	Precessing Vortex Core
<i>RANS</i>	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
<i>RMS</i>	Root Mean Square
<i>RSM</i>	Reynoldsspannungsmodelle
<i>SAS</i>	Scale-Adaptive-Simulation
<i>SI</i>	System Identifikation
<i>SO_x</i>	Schwefel
<i>SST</i>	Shear-Stress-Transport Turbulenzmodell
<i>UHC</i>	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe
<i>URANS</i>	Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes
<i>VLES</i>	Very Large Eddy Simulation
<i>ZDV</i>	Zentrales Differenzen Verfahren

Kurzfassung

Zur Minimierung des Schadstoffausstoßes werden moderne Gasturbinenbrennkammern unter mager-vorgemischten Bedingungen betrieben. Das eingesetzte Brennerkonzept basiert überwiegend auf einer gemeinsamen, verdrallten Eindüsung der Verbrennungsluft und des Brennstoffs. Insbesondere nahe der mageren Verlöschgrenze neigen diese Systeme jedoch häufig zu selbsterregten Verbrennungsschwingungen. Diese ungewollten Instabilitäten können in Kombination mit hohen Druckamplituden die Produktlebenszeit sowie die Verfügbarkeit der Gasturbine erheblich reduzieren. Trotz vielversprechenden Fortschritten im Bereich der CFD (Computational Fluid Dynamics) ist es bisher noch nicht gelungen, dieses Phänomen zuverlässig numerisch vorherzusagen. Wesentliche Gründe hierfür sind die oftmals fehlenden oder ungenauen Modelle bzw. Annahmen und Vereinfachungen. Da zukünftig sowohl im akademischen wie auch im industriellen Umfeld vermehrt numerische Methoden zur Auslegung von technischen Brennkammern eingesetzt werden sollen, sind entsprechende Lösungsansätze zu finden.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Beitrag zur Weiterentwicklung von CFD-Werkzeugen zur Berechnung von thermoakustischen Phänomenen in Gasturbinenbrennkammern zu liefern. Schwerpunkte bilden die Analyse und Bewertung von hybriden Ansätzen zur Turbulenzmodellierung sowie deren Kopplung mit Verbrennungsmodellen und chemisch-kinetischen Reaktionsmechanismen. Im Fokus steht weiterhin die Entwicklung und Charakterisierung von neuartigen Randbedingungen zur physikalisch korrekten Abbildung der Brennkammerakustik.

Zunächst werden mittels eines einfachen Testfalls Einflüsse auf die Genauigkeit der numerischen Ergebnisse bei der Lösung eines Mehrskalenproblems untersucht. Detailliert betrachtet werden die Anforderungen an die räumliche und zeitliche Diskretisierungsmethode, das Rechengitter, die Zeitschrittweite sowie die Formulierung der Bilanzgleichung für die Energie. Die erzielten Resultate bilden Anhaltspunkte für die Durchführung einkaliger Simulationen zur gekoppelten Berechnung der charakteristischen Größen eines Strömungs- und Schallfeldes.

Die Analysen zur Eignung von verschiedenen Turbulenz- und Verbrennungsmodellen zur Berechnung von instationären reagierenden Strömungen werden anhand einer Modellbrennkammer durchgeführt. Zur Separierung des Einflusses der Verbrennung und Reduzierung der Komplexität erfolgen die ersten Betrachtungen auf der Basis einer nicht-reagierenden Strömung. Der gewählte Betriebspunkt entspricht dem isothermen Fall ei-

ner stabil brennenden partiell-vorgemischten Methan-Luft Flamme mit einer thermischen Leistung von 35kW. Zur Bewertung der Turbulenzmodellierungsmethoden (SST, SST-DES, SST-SAS, LES) werden die numerischen Simulationen mit experimentellen Ergebnissen, die mittels LDA (Laser Doppler Anemometrie) erzielt worden, verglichen. Anschließend wird die Tauglichkeit verschiedener Verbrennungsmodellierungsansätze (EDM, EDM-FRC, FRC) und Reaktionsmechanismen (1 und 3 Schritt-Mechanismen) zur Vorhersage der reagierenden Strömung diskutiert. Um den komplexen und oftmals nicht ausreichend bekannten Einfluss thermoakustischer Vorgänge zunächst auszuschließen, erfolgen die Arbeiten an einer quasi-stationär brennenden Konfiguration. Die Turbulenz wird durch das hybride SST-SAS Modell berücksichtigt. Zur Bewertung der jeweiligen Modellierungsansätze werden die numerischen Simulationen experimentellen Ergebnissen (LDA, Raman-Spektroskopie, Mikrofon) gegenüber gestellt. Auf Basis der Ergebnisse werden die Stärken und Schwächen der jeweiligen Modellierungskonzepte herausgearbeitet. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse können zur Auswahl geeigneter Turbulenz- und Verbrennungsmodellierungsmethoden zur instationären Simulation von reagierenden Strömungen eingesetzt werden.

Abschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten frequenzabhängigen akustischen Randbedingungen für kompressible Unterschallströmungen vorgestellt. Hierzu zählen die auf den Charakteristiken des Strömungsfelds beruhenden nicht-reflektierenden Randbedingungen sowie neuartige Impedanz- bzw. Reflektionsfaktorformulierungen. Im Gegensatz zu den üblicherweise eingesetzten Beschreibungen nach Dirichlet oder Neumann können mittels der vorgestellten Ansätze zeitgleich die Randwerte des Strömungs- und Akustikfelds definiert werden. Durch die Vorgabe von komplexen Impedanz- bzw. Reflektionsfaktorverläufen im Zeitbereich ist es möglich, frequenzabhängig die Dissipation, die Transmission von akustischer Energie über die Grenzfläche sowie den Phasenverzug reflektierter akustischer Wellen abzubilden. Die Realisierung der Impedanzrandbedingungen beruht auf digitalen Filter-Methoden unter Verwendung der z-Transformation. Die Implementierung der Randbedingungen wurde im Quellcode des kommerziellen CFD-Programms ANSYS-CFX 10.0 vorgenommen.

Neben den theoretischen Grundlagen werden die zur Verifizierung und Validierung eingesetzten akademischen und technischen Testfälle vorgestellt. Das Potential der akustischen Randbedingungsformulierung wird anhand der Rekonstruktion von Flammentransferfunktionen eines generischen Gasturbinenbrenners und der Simulation einer selbsterregten Verbrennungsschwingung in einem Rjke-Rohr diskutiert. Das zur Ermittlung der Flammentransferfunktionen benötigte CFD/SI-Programm wurde im Rahmen dieser Arbeit programmiert, verifiziert und validiert.

Abstract

The combustion chambers of modern gas turbines are driven using a lean premixed mixture to minimize emissions. The current combustion concept is based predominantly on a common swirl injection of the combustion air and the fuel. These systems often have self induced combustion vibrations especially when approaching the lean quenching limits. These undesirable instabilities can considerably reduce both the life of the gas turbine as well as their availability. Despite promising advances in the field of CFD (Combustion Fluid Dynamics) no one has succeeded in reliably predicting numerically these phenomena. The main reasons for this are the missing or inexact models and/or assumptions and simplifications. In the future the need for numerical methods will increase both in academic as well as commercial sectors. For this reason solutions must be found.

The aim of this work is to make a contribution to the further development of CFD tools to enable the calculation of thermo acoustic phenomena in combustion chambers. The main focus of this work is the analysis and evaluation of hybrid approaches used for the modeling of turbulences as well as their connection with combustion models and chemical kinetic mechanisms. The main concentration of work remains the development and characterization of new kinds of boundary conditions for the correct physical illustration of the combustion chamber acoustics.

Firstly the influence on the precision of the numerical results of a multi scale problem is investigated using a simple test case. The requirements for time and space discretization methods, the numerical grid, the time step as well as the formulation of the energy balance equation are considered in detail. The results obtained, form reference points for carrying out mono scale simulations for the corresponding calculation of the characteristic sizes of a flow and sonic field.

The analysis of the suitability of various turbulence and combustion models for the calculation of stationary reacting flows is carried out using a model combustion chamber. The first investigations took place on the basis of a non reacting flow in order to separate the influence of the combustion and to reduce the complexity. The operation point corresponds to the isothermic case of a stable burning partial methane/air premixed flame having a thermal capacity of 35kW. The numerical simulations which were obtained using LDA (Laser Doppler Anemometry) are compared with experimental results for the evaluation of turbulence modeling methods (SST, SST-DES, SST-SAS, LAS). Following this, the suitability of various combustion modeling approaches (EDM, EDM-FRC,

FRC) and the reaction mechanisms (1 and 3 step mechanisms) for predicting reacting flows, is discussed. In order to eliminate the complex and often insufficiently known influence of thermo acoustic processes the work was done on a quasi-stationary burning configuration. The turbulence is taken into account using the SST-SAS hybrid model. For the evaluation of each respective model approach, the numerical simulations are contrasted with the experimental results (by LDA, Raman spectroscopy and microphone). The strengths and weaknesses of each model concept are worked out based on the results. The findings from these results can be utilized for the selection of suitable turbulence- and combustion-modeling methods for the non steady state simulation of reacting flow.

Finally, frequency dependent acoustic boundary conditions, developed from this work, are introduced for compressible subsonic flows. For this purpose the boundary conditions, based on the characteristics of flow field, as well as new kinds of impedance- and/or reflection factor formulations count. In contrast to the usually applied descriptions of Dirichlet or Neumann, the surrounding values of the flow- and acoustic-field are defined at the same time by the approaches described. It is possible to depict, depending on the frequency, the dissipation, the transmission of acoustic energy over the interface as well as the delay in the phase reflected acoustic waves by selection of complex impedance- and/or reflecting-runs over a given time period. The realization of the impedance boundary conditions is based on digital filter methods using the z -transformation. The implementation of the boundary conditions were carried out in the source code of the commercially available CFD-program ANSYS-CFX 10.0.

In addition to the theoretical ground work, academic and technical test cases are introduced for verification and validation. The potential for the formulation of the boundary conditions for the acoustics is discussed using the reconstruction of flame transfer functions of a generic gas turbine burner and the simulation of a self induced combustion vibration in a Rjke-tube. The CFD/SI-program used for determining the flame transfer functions was also programmed, verified and validated during this work.

1 Einleitung

1.1 Motivation

Zur hocheffizienten Stromproduktion aus Erdgas werden verstärkt Gas- und Dampf-Kombikraftwerke (GuD) eingesetzt. Durch die Abwärmenutzung der Gasturbine in einem Dampfprozess sind elektrische Wirkungsgrade von bis zu 62% bereits erzielbar. Im Vergleich zu den konkurrierenden konventionellen Kraftwerkstechnologien wird der Brennstoff hierbei effizienter umgesetzt und somit die Umweltverträglichkeit und Wirtschaftlichkeit erhöht sowie Brennstoffressourcen geschont. Die Ziele der Weiterentwicklung der GuD-Kraftwerkstechnologie sind die Erhöhung der Gesamteffizienz und die Reduktion des Schadstoffausstosses, insbesondere der NO_x -Emissionen. Wesentliche Stellschrauben zur Steigerung des elektrischen Wirkungsgrads von Gasturbinen sind die Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur bei einem möglichst homogenen Temperaturprofil sowie die Reduktion des Kühlluftbedarfs. Wichtige Voraussetzungen zur Senkung des NO_x -Ausstosses sind möglichst niedrige Verbrennungstemperaturen, weit unterhalb der stöchiometrischen Flammentemperatur, sowie kurze Brennkammeraufenthaltszeiten. Beide Größen wirken sich jedoch in der Nähe der mageren Verlöschgrenze negativ auf die CO- und UHC-Emissionen aus. Das größte Potential zur emissionsarmen Verbrennung stellen mager-vorgemischte Flammen dar. In Gasturbinenbrennkammern wird dieser Ansatz aus technischen Gründen überwiegend durch mager teil-vorgemischte Drallflammen mit einer hohen Leistungsdichte realisiert. Nachteilig ist die Neigung des Konzepts hinsichtlich Flammenrückschlag, lokalem Flammenverlöschen, Selbstzündung, Frühzündung und selbsterregten Verbrennungsschwingungen. Die hierbei entstehenden Druckoszillationen können den Betriebsbereich von Gasturbinen einschränken und im Extremfall zur Zerstörung der Brennkammer und weiterer Anlagenkomponenten führen. Um dieses thermoakustische Phänomen zu vermeiden, wird das theoretische Potential von Magerflammen zur NO_x -Reduktion in der Praxis oftmals nicht ausgeschöpft. Vielmehr wird der Betriebsbereich des Verbrennungssystems, soweit dies die gesetzlichen Emissionsvorschriften erlauben, auf brennstoffreichere und somit stabilere Bereiche limitiert.

1.2 Thermoakustische Instabilitäten

Als thermoakustische Instabilitäten werden selbsterregte Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen bezeichnet, welche durch die Rückkopplung einer instationären Wärme-

quelle (Aktuator) mit der Akustik eines eingeschlossenen Raumes (Resonator) entstehen. Durch die auftretenden periodischen Fluktuationen in der Wärmefreisetzung wird thermische Energie in Schwingungsenergie umgewandelt, was eine kohärente Druckoszillation mit einer endlichen Amplitude zur Folge hat. Erste dokumentierte Experimente zu selbsterregten Verbrennungsschwingungen wurden im Jahr 1777 von Higgins anhand einer „singenden Flamme“ durchgeführt. Hierzu lies Higgins eine Wasserstoffdiffusionsflamme innerhalb eines an beiden Enden offenen Glasrohrs brennen. Je nach Position der Flamme bildete sich ein deutlich hörbarer Ton aus [115]. In der Mitte des 19. Jahrhunderts folgten die Forschungsarbeiten von Sondhauf, der systematische Untersuchungen an einem gasgefüllten Rohr mit einem offenen und einem geschlossenen Ende in Form einer Kugel, die gleichzeitig als Wärmequelle diente, durchführte [289]. Das auch in der Glasbläserei bekannte thermoakustische Phänomen wurde zuvor bereits von Pinaud und Marx beobachtet [178, 232]. Im Jahr 1859 entdeckte Rijke, dass die maximale akustische Energie nur dann erzeugt werden kann, wenn der Abstand der Wärmequelle vom Boden exakt ein Viertel der Rohrlänge beträgt. Befindet sich diese in der oberen Hälfte, so wird kein Ton erzeugt. Zur Anregung der thermoakustischen Schwingung in dem nach beiden Seiten offenen Glasrohr verwendete Rijke ein beheizbares Drahtgitter [76, 258]. Eine qualitative Erklärung für die Entstehung von thermoakustischen Instabilitäten stellte Lord Rayleigh 1878 im Rahmen der „Friday Evening Lecture“ des „Royal Instituts of Great Britain“ vor [247]. Das nach ihm benannte Rayleigh-Kriterium ist bis heute die Grundlage zur Bewertung, ob eine Druckschwingung durch eine periodische Wärmezufuhr angeregt werden kann oder nicht. Die erste quantitative Formulierung des Rayleigh Kriterium geht auf Putnam zurück [246].

Technische Relevanz erlangten selbsterregte Verbrennungsschwingungen in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts bei der Entwicklung von Pulsationsbrennern [13, 251, 342]. Die wesentlichen Vorteile dieses Konzepts sind die „selbstatmende“ Brennkammer, welche die Verbrennungsluft direkt angesaugt, die einfache Konstruktion sowie die geringe Anzahl an bewegten Teilen. Nachteilig ist die enorme Lärmemission. Ein Beispiel für ein solches System ist das Schmidt-Rohr [80]. Ebenfalls genutzt wird der Effekt in sogenannten thermoakustischen Maschinen. Hierbei wird die Wärme oder chemische Energie in Schallleistung umgewandelt, die dann beispielsweise zum Betrieb eines Kühlschranks oder eines Stirlings-Motors eingesetzt werden kann [309, 310].

Erste technische Schwierigkeiten mit akustischen Instabilitäten wurden in den 40iger Jahren in Raketenbrennkammern und Nachbrennern von Strahltriebwerken beobachtet [22, 23, 24, 49, 55, 174]. Diese Aggregate wiesen bereits zum damaligen Zeitpunkt sehr hohe Leistungsdichten auf. Die daraus resultierenden kompakten Reaktionszonen stellen eine effektive Schallquellen dar, die durch das kleine Volumen auch schneller auf Fluktuationen der Strömungsgrößen reagieren. In Raketenbrennkammern sind Druckamplituden größer als 10% des gemittelten Drucks, die bis zu 40MPa betragen kann, keine Seltenheit [24, 343].

Im Bereich der stationären Gasturbinen traten in den 90igern Jahren durch die Einführung der mager-vorgemischten Verbrennungssysteme mit möglichst kurzen Aufenthaltszeiten schwerwiegende Probleme mit selbsterregten Verbrennungsschwingungen auf, die bis heute nicht gelöst sind. Zusätzlich hat die Steigerung der Leistungsdichte von $20\text{MW}/\text{m}^3$ in Silobrennkammern auf bis zu $200\text{MW}/\text{m}^3$ in modernen Ring- und Topfbrennkammern die Anfälligkeit für thermoakustische Instabilitäten weiter erhöht und die Dämpfung in Bezug zum Volumen minimiert [67, 151]. Ein weiterer Destabilisierungseffekt des Verbrennungskonzeptes ist die verbesserte Mischung, wodurch die zur Flammenstabilisierung beitragenden Gradienten in der Brennstoffkonzentration abnehmen [269]. Die thermoakustisch induzierten Druckschwankungen können bei stationären Gasturbinen über 1% des Brennkammerdrucks liegen. Bei Fluggasturbinen ist die Anwendung von Magerbrennverfahren aus Zuverlässigkeits- und Sicherheitsgründen bisher noch nicht Stand der Technik. Daher bleibt in diesem Bereich das Potential zur Reduktion des Schadstoffausstosses weitgehend ungenutzt. Um jedoch die zukünftigen Emissionsrichtlinien erfüllen zu können, ist der Einsatz von mager-vorgemischten, vorverdampften Systemen unvermeidlich [2, 70]. Somit werden selbsterregte Verbrennungsschwingungen auch bei der Weiterentwicklung von Triebwerken eine immer bedeutendere Rolle spielen. Ebenfalls treten thermoakustische Instabilitäten in Heizungs- und Industriebrennern sowie in Ramjets auf [206, 185].

1.2.1 Anregungs- und Rückkopplungsmechanismen

Die Anregung von thermoakustischen Instabilitäten kann auf unterschiedliche Phänomene zurückgeführt werden und ist Inhalt zahlreicher Publikationen [37, 68, 268, 269, 322, 343]. Die wahrscheinlich wesentlichen Mechanismen, die in Gasturbinen zu selbsterregten Verbrennungsschwingungen führen können, sind bekannt. Jedoch sind die Bedeutung der einzelnen Mechanismen sowie deren nichtlineare Sättigungseffekte oftmals nicht komplett verstanden. In Gasturbinen können je Betriebspunkt unterschiedliche Anregungsmechanismen, die sich häufig auch überlagern, für die Entstehung von thermoakustischen Instabilitäten verantwortlich sein. Die wichtigsten Mechanismen in technischen Brennkammern sind nachfolgend beschrieben.

- Turbulenzen in der Strömung und der Flamme verursachen eine instationäre Variation der Flammenform und der lokalen Reaktionsraten [27, 35, 288]. Als Folge entsteht ein breitbandiges und inkohärentes Lärmspektrum, der sogenannte direkte Verbrennungslärm [33, 294]. Die dominanten Schallenergieanteile liegen im niedrigen Frequenzbereich und es treten keine Vorzugsfrequenzen auf. Allerdings können durch die Resonanz des Brennraums einzelne Frequenzen verstärkt werden und eine Amplitudenerhöhung erfahren. Im niedrigen Mach-Zahl Bereich ist der turbulente Verbrennungslärm um mindestens zwei Ordnungen größer als die Schallabstrahlung der nicht-reagierenden Strömung [285, 286, 294].

- Erzwungene großskalige kohärente Wirbelstrukturen können die lokale turbulente Mischung zwischen dem unverbrannten Brennstoff-Luft-Gemisch und den heißen Verbrennungsabgasen beeinflussen und somit Fluktuationen in der Wärmefreisetzung bewirken. Die Wirbelstrukturen entwickeln sich zum Beispiel durch Strömungsablösungen, durch Instabilitäten in den Scherschichten oder durch Wirbelzerfall (Vortex Shedding) bzw. Wirbelpaarung. In drallstabilisierten Brennkammersystemen (Vortex Break Down) kann als Folge des Wirbelaufplatzens auch eine helikale Wirbelstruktur im Brennraum entstehen [311]. Im akustischen Spektrum sind die erzwungenen, kohärenten Wirbelstrukturen als tonaler Lärm sichtbar.
- Natürliche Strömungsinstabilitäten können zum Beispiel mit den Geschwindigkeitsfluktuationen im Brennkammersystem koppeln und somit zur Verstärkung von erzwungenen, kohärenten Wirbelstrukturen beitragen oder den konvektiven Transport des unverbrannten Brennstoff-Luft-Gemisch modulieren. Die Strukturen der natürlichen Strömungsinstabilitäten sowie deren Einflüsse auf die Entstehung von selbsterregten Verbrennungsschwingungen in drallstabilisierten Brennkammersystemen ist Gegenstand zahlreicher Publikationen [222, 223, 224, 227, 228, 236, 272].
- Fluktuationen im Äquivalenzverhältnis Φ können durch die Interaktion von akustischen Wellen mit der Luft- und Brennstoffzufuhr eines technisch vorgemischten Brennkammersystems entstehen. Unterscheiden sich die akustischen Impedanzen der Einlässe, so reagieren diese verschieden auf periodisch oszillierende Schallwellen. Dies führt zu einer Änderung des lokalen Äquivalenzverhältnisses und Volumensstroms. Durch den konvektiven Transport der Inhomogenitäten zur Flamme wird die Wärmefreisetzung in der Brennkammer beeinflusst. [42, 141, 166, 239, 240, 269].
- Durch Schwankungen in der Wärmefreisetzungsrates können Entropiemoden entstehen. Der anschließende Transport durch die Brennkammer erfolgt rein konvektiv ohne dabei Schall zu erzeugen. Erst durch die starke Beschleunigung der Entropiemoden am Turbineneinlass findet ein Energietransfer zwischen den Moden statt [56, 140, 141, 177, 240]. Der hierbei neben Wirbeln generierte indirekte Schall, wird als Entropielärm bezeichnet. Die Schallenergieanteile des Entropielärms liegen aufgrund der konvektiven Ausbreitung der Entropiewelle im unteren Frequenzbereich [141]. Der Einfluß dieses Phänomens auf die Entstehung einer selbsterregten Verbrennungsschwingung wird in der Literatur kontrovers diskutiert. [63, 70, 140, 201, 202, 203, 239].
- Eine direkte Interaktion der Schallschnelle mit der Flammenfront kann periodisch die Flammenoberfläche und -form ändern und somit die Wärmefreisetzung beeinflussen [166, 167].

Der Rückkopplungsmechanismus einer selbsterregten Verbrennungsschwingung ist immer gleich und unabhängig vom Anregungsmechanismus. Eine ursprünglich kleine Störung in einer physikalischen Größe verändert das Strömungs- und Mischungsfeld und verursacht somit eine direkte oder zeitverzögerte Fluktuation in der Wärmefreisetzung. Die hierbei entstehenden Schallwellen breiten sich in der Brennkammer aus und werden, wie an Abbildung 1.1 dargestellt, an den stromauf- und stromab liegenden Gasturbinenkomponenten reflektiert. Die Amplitude und Phase der Reflektionen sind durch die jeweiligen akustischen Impedanzen der Bauteile vorgegeben. Durch die unterschiedlichen dynamischen Antworten der Luft- und Brennstoffzufuhr während der Interaktion mit den akustischen Wellen, ändert sich periodisch das lokale Äquivalenzverhältnis Φ und der Volumenstrom. Diese Inhomogenitäten im Strömungs- und Mischungsfeld werden anschließend konvektiv zur Flamme transportiert und ändern dort reaktionskinetische Größen, wie Zündverzugszeit, turbulente Flammengeschwindigkeit und Reaktionsrate. Hieraus resultieren wiederum Schwankungen in der Wärmefreisetzung und der thermoakustische Kreislauf ist geschlossen [36, 31, 32].

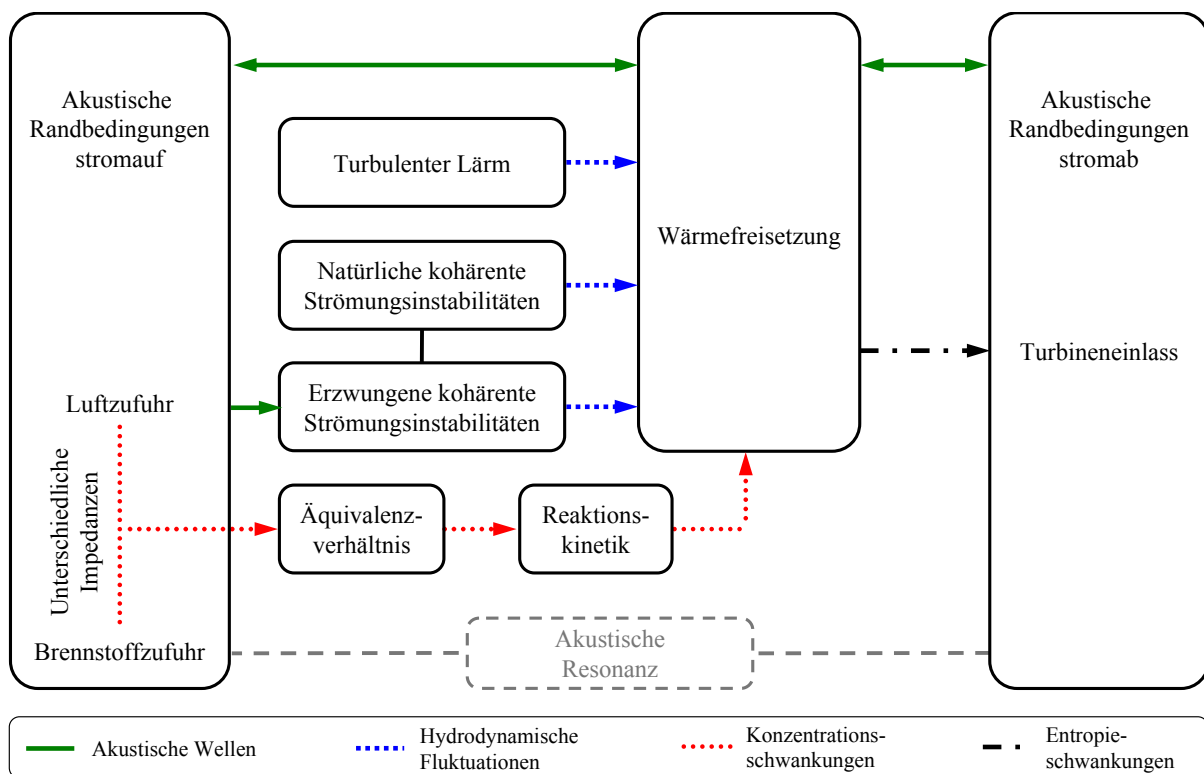


Abbildung 1.1: Anregungsmechanismen von thermoakustischen Instabilitäten in Gasturbinenbrennkammern [269, 223]

Eine selbsterregte Verbrennungsschwingung kann jedoch nur dann entstehen, wenn eine konstruktive Interferenz zwischen der Akustik und der Wärmefreisetzung vorliegt und der Energieeintrag größer ist als die Verluste über die Systemgrenzen. Dieser Zusammenhang ist schematisch in der Abbildung 1.2 dargestellt. Da die Verluste durch die Akustik

bestimmt sind und normalerweise nicht in Gebieten auftreten, in denen eine Wärmefreisetzung stattfindet, können diese vereinfacht als linear angenommen werden. Im Falle einer konstruktiven Überlagerung wird das System ausgehend von einer kleinen Störung zunächst linear instabil, was zu einem exponentiellen Wachstum der Druck- und Wärmefreisetzungsschankungen führt. Anschließend werden die Amplituden der oszillierenden Größen durch nicht-lineare Effekte gesättigt. Hierbei nimmt mit wachsender Druckamplitude die Energiezunahme ab [63, 108, 296]. Sind die Energiezufuhr und die Verluste im Gleichgewicht, stellt sich ein stationärer und stabiler Zustand ein, der als Grenzzzyklus bezeichnet wird [194, 103]. Aufgrund des nicht-linearen Verhaltens ist die maximal erreichbare Amplitude nicht von den Anfangsbedingungen abhängig, sondern wird durch die Eigenschaften des Schwingungssystems vorgegeben. Im akustischen Spektrum ist die kohärente selbsterregte Schwingung als tonaler Lärm sichtbar. Bei einer destruktiven Überlagerung oder durch Verluste, die den Energieeintrag übersteigen, bleibt das System in seinem ursprünglichen stabilen Punkt. Die kleinen Fluktuationen um diesen Punkt können durch ein lineares System beschrieben werden. Die akustischen Emissionen sind dem Strömungs- und Verbrennungslärm zuzuordnen.

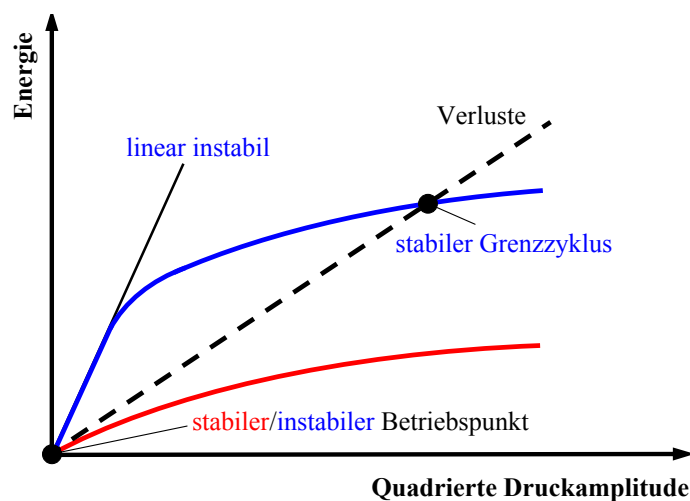


Abbildung 1.2: Qualitative Darstellung der Grenzzzyklus

1.2.2 Stabilitätskriterien

Die erste empirische Formulierung eines Stabilitätskriteriums von Lord Rayleigh sagt aus, dass Druckschwingungen am stärksten durch eine periodische Wärmezufuhr angeregt werden können, wenn diese im Moment des höchsten Drucks bzw. eine Wärmeabfuhr im Moment des niedrigsten Drucks erfolgt und somit gleichphasig sind [247, 248]. Ebenfalls führen Phasenverschiebungen von $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$ zu selbsterregten thermoakustischen Schwingungen [307]. Jedoch ist die Anregung um so schwächer, je größer die Phasenverschiebung zwischen der Wärmefreisetzungs- und Druckoszillation ist. Die mathematische

Beschreibung des Rayleigh-Kriteriums, das auch als Rayleigh-Integral bezeichnet wird, geht auf Putnam et al. zurück [246].

$$R = \oint_{t_0}^{t_0+T} \dot{Q}'_{(t)} p''_{(t)} dt \quad (1.1)$$

In Gleichung (1.1) entspricht R dem Rayleigh-Index, T der Schwingungsperiode, p'' der Schalldruck- und \dot{Q}' der Wärmefreisetzungsschwankung. Ist das integrale Produkt aus der Druckänderung und Wärmefreisetzung über eine Periode positiv, so ist das System instabil und auftretende Schwingungen können sich verstärken. Bei einem negativen Rayleigh-Index R überwiegen die Dämpfungseffekte und das System bleibt stabil. Das Rayleigh-Kriterium stellt nur eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung für die Entstehung und Aufrechterhaltung einer selbsterregten Verbrennungsschwingung dar, da die nicht berücksichtigten akustischen Verluste des Systems den thermischen Energieeintrag übersteigen können. Aufgrund der a priori fehlenden physikalischen Größen, ist es auch nicht für die Vorhersage geeignet, ob ein System zu thermoakustischen Instabilitäten neigt oder nicht. Vielmehr wird es als Werkzeug zur Analyse vorhandener schwingender Systeme eingesetzt.

Ein generelle Formulierung des Rayleigh-Kriterium kann aus den linearisierten Bilanzgleichungen für die Masse und den Impuls hergeleitet werden [197, 45, 47]. In der resultierenden akustischen Energiegleichung tritt neben dem Rayleigh-Term eine Beschreibung der akustischen Energieflüsse über die Systemgrenzen auf. Physikalisch bedeutet dies, dass bei einer konstruktiven Interferenz zwischen der Wärmefreisetzungs- und Druckschwankungen sich die akustische Energie des System nur dann erhöhen kann, wenn deren Produktion größer ist als die akustischen Verluste über die Randbedingungen. Das Reflektionsverhalten der Begrenzungen, welches einen direkten Einfluss auf das Druckfeld des Systems hat, wird durch akustische Impedanzen beziehungsweise Reflektionsfaktoren beschrieben. Aus Gründen der Anschaulichkeit wurden in der Gleichung (1.2) die Diffusivität, Viskosität, Wärmeleitung sowie Entropieschwankungen vernachlässigt.

$$\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \int_V \frac{\kappa - 1}{\rho c^2} p'' \dot{Q}' dV dt > \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \oint_A p'' u'' \cdot n dA dt \quad (1.2)$$

1.2.3 Stabilisierungsstrategien

Die Entwicklung und Erprobung von Methoden zur Reduktion von thermoakustischen Instabilitäten in Gasturbinenbrennkammern ist Gegenstand zahlreicher Veröffentlichungen [36, 182, 65, 253]. Die wesentlichen Mechanismen, die den beschriebenen Ansätzen zur Dämpfung von selbsterregten Verbrennungsschwingungen zu Grunde liegen, sind die Modifikation der

- Abstrahlung und Konvektion von akustischer Energie aus dem System,

- Dissipation von akustischer Energie durch viskose Mechanismen und Wärmeleitung,
- Phasenverschiebung zwischen der Wärmefreisetzungs- und Druckschwankungen [343].

Die technischen Ansätze zur Verbrennungsstabilisierung werden in aktive und passive Methoden unterteilt. Die Auslegung der Maßnahmen erfolgt meistens empirisch und ist oftmals nur bedingt übertragbar. Weiterhin können die Kontrollkonzepte einen negativen Einfluss, z.B. auf die Wartungsintervalle oder Schadstoffemissionen, haben [256].

1.2.3.1 Aktive Kontrolle

Die in technischen Verbrennungssystemen eingesetzten aktiven Kontrollansätze basieren entweder auf der Verbesserung der Flammenstabilisierung durch eine variable und dem Operationsbereich angepasste Pilotierung oder auf der Modifikation der Phasenbeziehung zwischen den Druck- und Wärmefreisetzungsfluktuationen. Bei der zweiten Methode werden thermoakustische Instabilitäten durch eine gezielte Erhöhung der Wärmefreisetzungsraten zu den Zeitpunkten mit niedrigem Brennkammerdruck gedämpft. Hierzu werden in Gasturbinensystemen meistens Aktuatoren eingesetzt, die in Abhängigkeit eines gemessenen zeitaufgelösten Signals, den Brennstoffmassenstrom modulieren [46, 65, 120, 182, 256, 284, 283]. Nachteilig sind bei den aktiven Kontrollstrategien die zusätzlichen technischen und finanziellen Aufwände, die sich aus den benötigten Sensoren, Aktuatoren und Regelalgorithmen ergeben [112]. Weiterhin stellt diese Methodik immer ein Kompromiss zwischen der Stabilität und dem Emissionsverhalten des Brennkammersystems dar. In weit akademischeren Ansätzen werden selbsterregte Verbrennungsschwingungen durch die aktive Modellierung der Brennkammerakustik mittels Lautsprechern unterdrückt [107]. Diese Methode kann auch zur Einstellung von beliebigen akustischen Randbedingungen in Prüfständen eingesetzt werden [26].

1.2.3.2 Passive Kontrolle

Die Eliminierung von thermoakustischen Instabilitäten durch passive Kontrollstrategien beruht auf konstruktiven Änderungen am Verbrennungssystem. Eine häufig verwendete Methode zur Reduzierung von akustischen Druckamplituden, ist der Einsatz von absorbierenden Bauteilen wie Helmholtz-Resonatoren, Lambda-Viertel-Rohren oder mit Hohlräumen hinterlegte Lochbleche [17, 101, 161, 253, 301]. Nachteilig hierbei ist, dass das Dämpfungsverhalten der Bauteile von den geometrischen Abmessungen, der Anzahl und der Anordnung im Brennkammersystem abhängt und oft auf diskrete Frequenzen limitiert ist [15, 34, 69]. Paschereit et al. zeigten, dass pulsierende Wärmefreisetzungen, die durch Wirbelzerfall oder kohärente Strukturen in den Scherschichten angeregt werden, durch Modifikationen im Bereich des Brenners beeinflussbar sind [225]. So kann z.B. mittels Wirbelerzeuger am Brenneraustritt die Bildung kleinskaliger Strukturen von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten verhindert und dadurch die akustischen Druckamplituden abgesenkt werden. Zur Reduktion des Einflusses von großskaligen kohärenten Strukturen auf

selbsterregte Verbrennungsschwingungen werden elliptische Brenneraustrittsöffnungen vorgeschlagen. Ein ähnlicher Ansatz wurde auch von Berenbrink et al. vorgestellt, die zur Minimierung des Pulsationslevels einen asymmetrischen Brennerauslass (ABO) verwendeten [17]. Weitere passive Kontrollmethoden zielen auf die Änderung der Phasenbeziehung zwischen den Druck- und Wärmefreisetzungsfrequenzen ab, indem die charakteristischen Verzugszeiten modifiziert werden. Nachgewiesen wurde die Wirksamkeit dieses Ansatzes durch die Einbringung von zylindrischen Brennererweiterungen (CBO) in eine Ringbrennkammer. Hierbei wurden mittels unterschiedlicher CBO-Längen die Zeitverzögerungen und die räumlichen Bildungspunkte kohärenter Strömungsstrukturen der einzelnen Brenner zueinander verschoben. Als Folge verbesserte sich das Schwingungsverhalten des Systems und die Brenner-Brenner-Interaktionen nahmen ab. Neben diesem Ansatz können abweichende Verzugszeiten auch durch unterschiedliche axiale Brennstoffeindüsungspositionen realisiert werden [295]. Ebenfalls beeinflussbar ist die Stabilität des Brennkammersystems durch die Anpassung der akustischen Impedanz der Brennstoff- und/oder Luftversorgung [167, 168, 169, 97, 119, 129]. So zeigten Richards et al., dass durch eine Phasenänderung in den Schwankungen des Äquivalenzverhältnisses, welches durch die Anpassung der resonanten Charakteristik der Brennstoffleitung erfolgte, die Druckoszillationen erheblich reduziert werden können [252, 254]. Basierend auf diesen Erkenntnissen wies Widenhorn nach, dass mittels zwei akustisch abgestimmten Brennstoffinjektionsstufen, eine Einkopplung der Injektoren in die gleiche akustische Mode verhindert werden kann [326]. Ebenso nutzte Huber den Effekt um thermoakustisch induzierte Brennkammerpulsationen zu reduzieren [129].

1.3 Berechnungsverfahren und experimentelle Methoden

Bis heute ist es nicht möglich, thermoakustische Instabilitäten in technischen Verbrennungssystemen bereits während der Entwicklungsphase zuverlässig vorherzusagen. Zur Beseitigung von selbsterregten Verbrennungsschwingungen wird derzeit häufig die Versuchs- und Irrtum-Methode angewendet. Für die Gasturbinenhersteller ist dieser Zustand äußerst unbefriedigend, da die Nachbesserungsarbeiten oftmals hohe Kosten verursachen. Daher besteht ein reges Interesse an allgemeingültigen Regeln für die Gestaltung von schwingungsarmen Verbrennungssystemen und an verlässlichen Auslegungswerkzeugen. Die nachfolgende Zusammenstellung von Arbeiten gibt einen Überblick über die Schwächen und Stärken der wichtigsten Ansätze und Modelle zur Prognose von Verbrennungsinstabilitäten.

1.3.1 Berechnungsverfahren

Die ersten Arbeiten zur Berechnung von selbsterregten thermoakustischen Schwingungen wurden vermutlich in den 30er Jahren des letzten Jahrhunderts durchgeführt [158]. Darüber hinaus entstand eine Vielzahl von Publikationen, die Berechnungsmethoden zu ther-

moakustischen Instabilitäten in technischen Brennkammersystemen, aufzeigen [44, 49, 51, 52, 53, 236]. Basierend auf den gewonnen Erkenntnissen wurden diverse Verfahren entwickelt, die heutzutage zur Simulation von solchen Phänomenen und deren Analyse zu Verfügung stehen. Eine systematische Einteilung der Berechnungsverfahren ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Unabhängig von der Methode basieren alle Ansätze auf den Bilanzgleichungen für die Masse, den Impuls und der Energie. Die vollständige Lösung der Gleichungen ist jedoch nur mittels der CFD-Technik (Computational Fluid Dynamics) möglich. Alle weiteren Verfahren beruhen auf linearisierten Gleichungen und beinhalten somit Annahmen und Vereinfachungen. In einigen Fällen ist sogar die Vorgabe der Moden- und/oder der Ausbreitungsformen der akustischen Wellen erforderlich. Weiterhin ist das Übertragungsverhalten der Flamme, das die Reaktion der Wärmefreisetzung auf die Schwankungsgrößen des Strömungsfelds beschreibt, explizit zu modellieren. Von Bedeutung hierbei ist, dass die Nichtlinearitäten in der Antwort der Flamme auf die Fluktuationen der Strömungsgrößen berücksichtigt werden. Die Quantifizierung dieses Effektes ist eine wesentliche Voraussetzung für das Auftreten eines Grenzyklus in der Simulation. Die in den nachfolgenden Unterkapiteln beschriebenen mathematischen Methoden zur Lösung der Bilanzgleichungen erfolgen abhängig vom Berechnungsverfahren entweder im Zeit- oder Frequenzbereich. Allgemein gilt, dass der Berechnungsaufwand und die Genauigkeit mit steigendem Vereinfachungsgrad sinken.

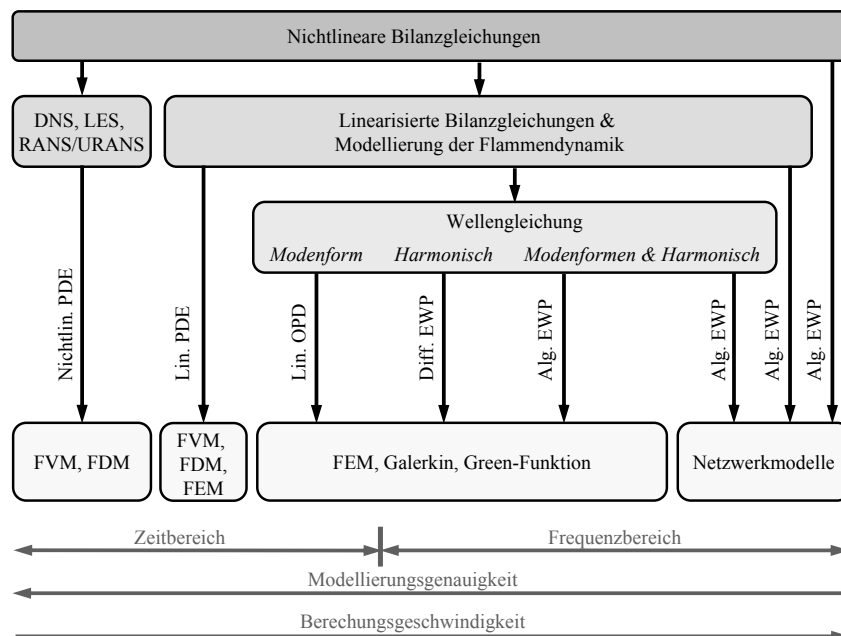


Abbildung 1.3: Einteilung der Methoden zur Berechnung von thermoakustischen Instabilitäten

1.3.1.1 Nichtlineare und linearisierte Bilanzgleichungen

Im Vergleich zu den anderen in Abbildung 1.3 dargestellten Ansätzen, zeichnet sich die CFD durch den geringsten Modellierungsgrad aus. Die physikalischen Zusammenhänge, Wechselwirkungen und Nichtlinearitäten zwischen dem Strömungsfeld, den akustischen Größen sowie der instationären Wärmefreisetzung werden durch die Bilanzgleichungen für eine reagierende Strömung berechnet. Jedoch kann auch bei diesem Verfahren nicht ganz auf Annahmen verzichtet werden. Die wesentliche Limitierung stellt der enorme numerische Aufwand dar, der erforderlich ist, um in komplexen technischen Systemen alle akustischen, chemischen und turbulenten Zeitskalen mittels einer DNS (Direkte Numerische Simulation) aufzulösen. Daher werden zur Berücksichtigung der nicht-aufgelösten Turbulenzstrukturen und der chemischen Verbrennungsprozesse sowie deren Interaktionen mit der Turbulenz, Modelle verwendet. Um den Modellierungsgrad so gering wie möglich zu halten, wird zunehmend die Grobstruktursimulation (LES) zur Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten genutzt. Das Anwendungsgebiet reicht von einfachen generischen Laborbrennern bis hin zu industriellen Gasturbinenbrennkammern [9, 122, 125, 200, 237, 261, 274, 275, 293, 297]. Beispiele hierfür geben Stone et al., die mittels LES den Effekt des Dralls auf die thermoakustische Stabilität eines vorgemischten Brenners untersuchten [297]. Angelberger et al. setzten das Verfahren zur Berechnung von Verbrennungsinstabilitäten in vorgemischten Flammen unter Berücksichtigung von Massenstrom- und Äquivalenzverhältnis-Schwankungen ein [9]. Schlüter et al. beschreiben die Stabilitätsanalyse in einer industriellen Gasturbinenbrennkammer [274]. Die Arbeit von Staffelbach et al. zeigt erstmalig eine dreidimensionale LES basierte CFD Berechnung von thermoakustischen Phänomenen in einer komplexen Helikopter-Ringbrennkammer mit 15 Brennern [293]. Eine weitere Vereinfachung wird durch die Verwendung der Reynolds-gemittelten Bilanzgleichungen (RANS/URANS) erzielt. Sowohl die Turbulenz als auch die kohärenten Strukturen liegen hierbei statistisch gemittelt vor. Infolge der turbulenten Diffusion werden hochfrequente akustische Schwingungen oftmals gedämpft [210]. Die Fehler aus der Turbulenzmodellierung auf die Ausbreitung niederfrequenter akustischer Wellen ist normalerweise vernachlässigbar, da sich die Zeit- und Längenskalen der Strömung und Akustik stark unterscheiden [211]. Trotz dieser Einschränkungen, ist der Einsatz von RANS/URANS Methoden zur Charakterisierung von Verbrennungsschwingungen Gegenstand zahlreicher Veröffentlichungen [29, 30, 105, 106, 339]. Die Wahl des eingesetzten Bilanzgleichungssystems hängt überwiegend von der jeweiligen Anwendung ab. Für die Simulation von Verbrennungsschwingungen, bei denen die akustische Resonanz eine Rolle spielt, sind die kompressiblen Strömungstransportgleichungen zu verwenden.

Einen wesentlichen Einfluss auf die Qualität der numerischen Vorhersage der dominanten Eigenfrequenzen und Amplituden des Grenzyklus einer Verbrennungsschwingung haben neben den Turbulenz- und Verbrennungsmodellen die Randbedingungen [237, 276].

Der Grund hierfür ist, dass die Akustik in einem Gasturbinenbrennkammersystem maßgeblich durch das dynamische Verhalten der stromauf und stromab liegenden Komponenten (Verdichter, Diffuser, Brennstoffzufuhr und Turbine) beeinflusst werden kann. Daher ist deren Interaktion mit dem Rechengebiet mit einzubeziehen. Herkömmliche Randbedingungstypen, wie beispielsweise die Dirichlet-Randbedingungen für die Geschwindigkeit oder den Druck, sind hierfür nur bedingt geeignet. In instationären Simulationen führen diese oftmals zu unphysikalischen Reflektionen von akustischen und numerischen Wellen. Als Folge überlagert sich der Strömung im Rechengebiet ein physikalisch nicht sinnvolles Druckfeld. Um den Einfluss des akustischen Systems vor und nach der Brennkammer zu berücksichtigen, ohne dieses explizit in der CFD zu simulieren, wurden u.a. von Widenhorn so genannte Impedanzrandbedingungen eingeführt [328]. Durch diese Randbedingungsformulierung kann das zur genauen Berechnung der Brennkammerakustik benötigte frequenzabhängige Reflektionsverhalten an den Systemrändern im Zeitbereich realisiert werden. Ähnliche Ansätze wurden auch von weiteren Autoren veröffentlicht [128, 138].

Einen wesentlichen Nachteil der CFD stellt deren hoher Rechenaufwand dar. Der Grund hierfür ist, dass sich bei Brennkammerströmungen im niedrigen Ma -Zahl Bereich die akustischen Zeit- und Längenskalen um Größenordnungen von denen der reagierenden Strömung unterscheiden. Da in der CFD (Einskalenmethode) die akustischen Vorgänge nicht von der Aerodynamik getrennt behandelt werden, ist zur Auflösung der relevanten Skalen eine ausreichend feine örtliche und zeitliche Diskretisierung unerlässlich. Ebenfalls sind zur genauen Abbildung der physikalischen Vorgänge Diskretisierungsschemata erforderlich, die kleinstmögliche Dispersions- und Dissipationsfehler realisieren. Wird zusätzlich zur Beschreibung der Wärmefreisetzung detaillierte Chemie eingesetzt, erhöht sich die benötigte Rechenleistung weiter. Parallel dazu nimmt die Steifigkeit des Differentialgleichungssystems zu, was abhängig vom Lösungsverfahren numerische Instabilitäten zu Folge haben kann [323]. Als Alternative bieten sich die so genannten Mehrskalmethoden an. Um den numerischen Aufwand zu reduzieren, werden hierbei die einzelnen Vorgänge zunächst gemäß ihrer charakteristischen Skalen getrennt und anschließend separat berechnet. Beispiele für Mehrskalmethoden sind der von Munz vorgeschlagene Multiple Pressure Variables (MPV) Ansatz sowie die hybriden CFD/CAA Verfahren [199, 259]. Zur Berechnung der Akustikausbreitung in CAA Codes können entweder integrale Verfahren (akustische Analogien) oder Störgleichungen wie die linearisierten Euler-Gleichungen (LEE) oder die Acoustic Perturbation Equations (APE) verwendet werden. Die zur Berechnung von selbsterregten Verbrennungsschwingungen benötigte Rückkopplung der Akustik auf die reagierende Strömung ist bisher nicht Stand der Technik.

1.3.1.2 Wellengleichung

Eine weitere Vereinfachung stellt die Wellengleichung dar [162]. Bei der Herleitung aus den linearisierten Euler-Gleichungen werden die Effekte der mittleren Strömung und deren

Gradienten sowie die Gradienten des mittleren Drucks vernachlässigt. Der Gültigkeitsbereich umfasst die Simulation von kleinen Schwankungen in einem ansonsten ruhenden, isotropen Medium [71]. Praktisch eingesetzt werden kann diese Formulierung zur Untersuchung nichtlinearer Wellenausbreitung von technischen Brennkammersystemen mit niedrigen Ma -Zahlen. Die veröffentlichten Arbeiten auf diesem Gebiet unterscheiden sich im mathematischen Lösungsverfahren. Im Vergleich zu den vorab beschriebenen Methoden hat sich der Modellierungsgrad stark erhöht. Die Qualität der Lösung hängt von den vorgegebenen Moden- und/oder zeitlichen Schwingungsformen ab. Weiterhin stellt die Lösung durch den Abbruch der Reihenentwicklung an einer geeigneten Stelle nur eine Approximation dar.

Die Finite-Elemente-Methode (FEM) stellt ein häufiges zur Lösung der inhomogenen Wellengleichung verwendetes Verfahren dar. Die Kopplung der verschiedenen Moden muss hierbei nicht vorgegeben werden, jedoch die zeitharmonischen Lösungen. Mathematisch gesehen ergibt sich ein differentielles Eigenwertproblem. Ein Beispiel hierfür ist die Helmholtz-Gleichung, deren Lösung die Eigenmoden und -frequenzen eines rein akustischen Systems liefert [221]. Pankiewicz setzte die FEM im Rahmen eines hybriden Modells zur Analyse von thermoakustischen Phänomenen in einer Ringbrennkammer ein [220, 221]. Die Wärmezufuhr wurde mittels eines externen, nichtlinearen Flammenmodells abgebildet, das über einen Quellterm mit der Akustik gekoppelt wurde. Neben der Bestimmung der Modenform konnten mittels des Modellierungsansatzes auch qualitative Aussagen hinsichtlich der Stabilität des Systems und der Amplituden des Grenzzyklus getroffen werden.

Beim Galerkin-Verfahren wird die inhomogene Wellengleichung für die Druckschwankungen unter der Vorgabe der Modenform durch eine endliche Summe orthogonaler Basisfunktionen approximiert. Das resultierende System gewöhnlicher Differentialgleichungen kann durch Integration im Zeitbereich gelöst werden. Jedoch wird bei größeren Modenbasen dieser Weg numerisch schnell ineffizient [221]. Mit der zusätzlichen Annahme, dass die Lösungsvariablen in der Zeit harmonisch fluktuieren, ist das Problem in den Frequenzbereich übertragbar. Die Lösung des sich ergebenden algebraischen Eigenwertproblems liefert die komplexen Eigenfrequenzen, deren Realteil die Schwingungsfrequenzen und der Imaginärteil die Anfachungs- bzw. Abklingrate der zugehörigen Moden angeben. Zur Berechnung von thermoakustischen Instabilitäten kann der Ansatz durch ein nichtlineares Wärmefreisetzungsmodell ergänzt werden. Culick gibt hierzu einen Überblick aus den 90er Jahren [53]. Überwiegend wird die Galerkin-Methode zur Berechnung von Verbrennungsschwingungen in Raketenbrennkammern genutzt, da dieses Verfahren auch die Betrachtung einer nichtlinearen Wellenausbreitung ermöglicht [53, 54, 134, 171, 341]. Im Bereich der Gasturbinenverbrennung setzten beispielsweise Peracchio et al. diese Technik zur Analyse thermoakustischer Instabilitäten in einem Vormischbrenner ein [230]. Die Wärmefreisetzung wurde dabei mittels eines auf experimentellen Daten gestützten nicht-

linearen Flammenmodells berücksichtigt. Krebs et al. nutzen den mathematischen Ansatz erfolgreich zur Stabilitätsanalyse einer technischen Ringbrennkammer [150, 151]. Dowling et al. zeigten, dass die Form der Kopplung zwischen dem Wärmeeintrag und dem instationären Strömungsfeld einen Einfluss auf die Schwingungsfrequenz hat [62, 64]. Ananthkrishnan et al. demonstrierten, dass ein Wachstum oder Abklingen der verschiedenen Moden von der Anzahl der Expansionsterme abhängen kann [8].

Eine weitere Möglichkeit zur Lösung der inhomogenen Wellengleichung stellt die Green-Funktion dar [162]. Bei diesem Ansatz wird der Quellterm der harmonischen Schwankung in der Wärmefreisetzung durch die Green-Funktion beschreiben. Unter der Voraussetzung einer formalen Kopplung zwischen den Strömungsschwankungen und der Wärmefreisetzung vereinfacht sich die inhomogene partielle Differentialgleichung in eine integrale Gleichung, die iterativ gelöst werden kann. Hedge et al. setzten diese Technik zur Berechnung einer durch instationäre Verbrennungsvorgänge verursachten eindimensionalen Druckschwankung ein [109]. Die Resonanzfrequenz wurde hierbei durch die Minimierung der Amplitude des Nenners der Green-Funktion ermittelt. Peracchio et al. nutzten die Green-Funktion zur Entwicklung eines nichtlinearen parametrischen Wärmefreisetzung-Akustik-Modells [229].

1.3.1.3 Netzwerkmodelle

Die Methode, komplexe akustische Systeme mittels der Definition von Transfer-Matrizen zur beschreiben, stammt aus der technischen Akustik [195]. Merk definierte als erster eine Transferfunktion, die es ermöglichte, eine instationäre Wärmefreisetzung als Funktion der fluktuerenden Strömungsgrößen darzustellen [192]. Deuker übertrug das Prinzip der Netzwerkmodelle auf die Analyse von thermoakustischen Problemstellungen in Gasturbinen [60]. Bis heute findet dieses Verfahren zur Vorhersage von thermoakustischen Instabilitäten in technischen Verbrennungssystemen Anwendung [16, 74, 119, 126, 161, 172, 181, 226, 326].

Die grundlegende Idee dieses numerischen Werkzeugs basiert darauf, ein komplexes System in ein Netzwerk aus einfachen diskreten akustischen Elementen, wie zum Beispiel Rohrstücke, Flächensprünge oder Flammen, zu unterteilen. Die Transfermatrix beschreibt hierbei die Beziehung zwischen den Größen Schalldruck p'' und Schallschnelle u'' beziehungsweise der Riemann Invarianten f und g zwischen dem Eingang und Ausgang eines Elements. Zur Berücksichtigung des Übertragungsverhaltens der Wärmefreisetzungsquelle dient die Flammentransfermatrix. Diese wird häufig über den Umweg der Flammentransferfunktion (FTF) bestimmt und mittels der linearisierten Rankine-Hugoniot Beziehung in das Netzwerkmodelle eingebunden. Die FTF korreliert die schwankenden Wärmefreisetzungsraten direkt mit den modulierenden Größen der Strömung und beschreibt somit die frequenzabhängige Verstärkung/Abschwächung sowie die Phasenverschiebung, die eine Schallwelle durch die Interaktion mit der Flamme erfährt. Dabei wird die Flamme als

Diskontinuität mit vernachlässigbarer Dicke betrachtet [43, 140]. Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung der instationären Wärmezufuhr bietet das von Crocco et al. vorgeschlagene $n - \tau$ Verzugszeitmodell [48]. Unter der Annahme bestimmter Modenformen in den Elementen und einer ebenen sowie harmonischen Wellenausbreitung kann mittels einer Linearkombination der einzelnen Übertragungsfunktionen ein akustisches Netzwerk aufgebaut werden. Mathematisch gesehen, entspricht dies einem linearen Gleichungssystem. Die Stabilitätsanalyse des akustischen Netzwerkes, das ein algebraisches Eigenwertproblem darstellt, erfolgt mittels bekannten Methoden aus der Regelungstechnik [88, 238, 270, 271, 278]. Die Bestimmung der Transfermatrizen [6, 88, 205, 219, 239, 279, 280] und Flammentransferfunktionen [7, 40, 78, 142, 148, 170, 219, 303, 320, 340] kann entweder experimentell, numerisch oder analytisch aus den nichtlinearen Bilanzgleichungen, akustischen Gleichungen oder anderen Modellen erfolgen.

Die wesentlichen Vorteile akustischer Netzwerkmodelle sind der geringe Rechenaufwand sowie die daraus resultierende Eignung zur Durchführung von umfangreichen Parameterstudien. Nachteilig sind die systembedingte Annahme bestimmter Modenformen in den kompakten Elementen, die Linearisierung sowie die Limitierung auf eine ebene und harmonische Wellenausbreitung.

Weiterhin stellt die Abbildung von Verbrennungssystemen mit einer über weite Bereiche verteilten Wärmefreisetzungszone ein Problem dar. Zur Umgehung dieser Beschränkungen wurden in den vergangenen Jahren Ansätze zur Analyse komplexer Modenformen [226, 278] sowie zur Quasi 2D- bzw. Quasi 3D-Betrachtungen entwickelt [74, 218]. Dennoch fällt die Berücksichtigung dieser Effekte noch schwer. Krüger schlägt zum Beispiel vor, für die Simulation einer Ringbrennkammer eindimensionale Elemente zu verwenden und die Umfangskomponenten durch einfache Verzweigungen des Netzwerks zu modellieren [152, 153]. Die Genauigkeit dieser Vorgehensweise ist jedoch fragwürdig, da sich die Ausbreitung nicht ebener Moden von der einer ebenen Welle unterscheidet. Um dieses Problem zu umgehen, formulierten Stow et al. einen Ansatz, der eine Beziehungen für die axiale Ausbreitung höherer Moden berücksichtigt [300, 301]. Somit lässt sich eine Ringbrennkammer in ein unverzweigtes eindimensionales Netzwerk zerlegen, dessen Elemente annulare Teilstücke repräsentieren [74, 145]. Allerdings bestehen auch hier Restriktionen im Hinblick auf die mögliche Komplexität der Geometrie und damit auch auf die technische Einsetzbarkeit.

1.3.1.4 Analytische Methoden

Weitere Methoden zur Analyse des thermoakustischen Verhaltens von Verbrennungssystemen basieren auf analytischen oder halbanalytischen Approximationen. Die Herleitung der entsprechenden mathematischen Formulierung erfordert in der Regel sehr vereinfachende Annahmen über die Geometrie, den Wärmefreisetzungsmechanismus sowie die Strömungsphysik. Frühe Arbeiten aus den 50er und 60er Jahren reduzierten die Bilanzgleichungen

chungen beispielsweise soweit, dass das Ergebnis für die Wachstumsrate der Schwingung analytisch als Funktion der beteiligten dämpfenden und treibenden Effekte dargestellt werden kann [48]. Hierzu zählen auch die halbempirischen Ansätze von Culick und Fassel [50, 51, 52, 75]. Obwohl sich der Ansatz nicht als generelle Methode zur Analyse von technischen Systemen eignet, ist er dennoch bis heute im Fokus zahlreicher Publikationen [4, 62, 79, 86, 127, 139, 167, 253, 255, 321].

1.3.2 Experimentelle Methoden

Zur experimentellen Charakterisierung von thermoakustischen Instabilitäten in technischen Verbrennungssystemen sowie zur Validierung und Optimierung der in Kapitel 1.3.1 beschriebenen Simulationswerkzeuge werden qualitativ hochwertige zeit- und orts aufgelöste Messungen benötigt. Nachfolgend wird eine kurze Übersicht über die wesentlichen Messtechniken im Bereich der Verbrennungstechnik gegeben.

Zur Bestimmung der akustischen Druckschwankungen p'' und der Wärmefreisetzungsrates \dot{Q} werden überwiegend einfache Messtechniken verwendet. Die Druckschwankungen p'' werden normalerweise durch Mikrofone mit einer geringen räumlichen Auflösung direkt erfasst. Zur Messung der Lage und Form der Flammenzone und somit der Wärmefreisetzung wird oftmals die Emissionsspektroskopie mittels Photomultipliern oder ICCD Kameras eingesetzt [28, 236, 266, 335]. Das Verfahren beruht auf der Detektierung der Chemolumineszenz von Radikale wie OH^* , C_2^* , CH^* oder CO_2 . Jedoch ist der Einsatz dieser Technik aufgrund des Auftretens von Nicht-Linearitäten in hochturbulenten Flammen limitiert [102, 267]. Ein weiteres Messverfahren zur Visualisierung der Flammenstrukturen ist die Schlierentechnik [266, 272, 337]. Nachteilig hierbei ist, wie bei der Emissionsspektroskopie, die integrale Abbildung durch die Flamme und der damit verbundene Verlust an räumlicher Auflösung. Allerdings können bei rotationssymmetrischen Flammenstrukturen mittels einer Entfaltung Informationen über die Struktur der zeitlich gemittelten Flammenzone erzeugt werden [57].

Qualitative und quantitative Laser-basierte Meßmethoden bieten aufgrund ihrer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung bis in den Kilo-Hertz-Bereich die Möglichkeit, detaillierte Informationen über die Wechselwirkung von komplexen Strömungs-, Mischungs- und Reaktionsfeldern zu gewinnen. Ein erheblicher Vorteil gegenüber der Sondenmesstechnik ist, dass in optisch zugänglichen Brennkammern berührungslos und somit ohne Beeinflussung der Strömungs- und Verbrennungsprozesse gemessen werden kann. Zur qualitativen Visualisierung der Struktur der Flammenzone ist die planare laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF), besonders am OH-Radikal, Stand der Technik [121, 299]. Die experimentelle Bestimmung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung erfolgt häufig mittels Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) oder Particle Image Velocimetry (PIV). Das Messprinzip dieser partikelgeführten Verfahren ist in der Literatur umfänglich beschrieben [143, 196]. Die spontane Laser-Raman-Streuung ermöglicht die simultane Messung der Teilchenzahl-

dichte mehrerer Spezies y_i . Bei Kenntnis des Brennkammerdrucks können hierbei neben der Zusammensetzung des Gasgemisches auch die Temperatur, der Mischungsbruch sowie der Reaktionsfortschritt berechnet werden [61, 184, 324]. Weitere Laser-basierte Temperaturmessverfahren von Bedeutung sind CARS (Coherent Anti-Stokes Raman Scattering) und die zwei-Linien LIF-Thermometrie [93, 183, 305]. Durch die simultane und zum Teil mehrdimensionale Messung von verbrennungstechnischen Größen mittels unterschiedlicher Lasermesstechniken, können die Interaktionen zwischen der Strömung, der Mischung und den chemischen Reaktionen detailliert untersucht und Korrelationen abgeleitet werden. Durch die Anpassung der Messtechniksteuerung und der Datenerfassung ist es auch möglich, phasenkorrelierte Daten aus Flammen mit periodischen Instabilitäten zu gewinnen [93].

1.4 Aufgabenstellung und Ziele

Bei der Auslegung von modernen Gasturbinenbrennkammersystemen gewinnt der Einsatz von numerischen Methoden zur Vorhersage von thermoakustischen Instabilitäten zunehmend an Bedeutung. Wie in der Literaturübersicht dargestellt, wurden eine Reihe von Berechnungsverfahren mit unterschiedlichen Komplexitätsstufen entwickelt. Trotz dieses Fortschritts ist es bis heute nicht möglich, die Entstehung von Verbrennungsschwingungen, die dominanten Frequenzen sowie die Amplituden der Grenzyklen zuverlässig vorherzusagen. Die wesentlichen Gründe hierfür sind die derzeit oftmals fehlenden fundierten Modelle und/oder die Annahmen und Vereinfachungen, die zur mathematischen/numerischen Lösung des Problems benötigt werden. Aufgrund der zunehmenden Leistungsfähigkeit der Rechenanlagen wird es zukünftig möglich sein, vermehrt die exakten aber rechenzeitintensiven CFD-Methoden als Entwicklungswerkzeug sowohl im akademischen wie auch im industriellen Umfeld einzusetzen. Entscheidend für deren Erfolg werden aber neben der verfügbaren Rechenkapazität auch die Qualität der Turbulenz- und Verbrennungsmodellierung sowie die Abbildung der Brennkammerakustik sein.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, einen Beitrag zur Weiterentwicklung von CFD-Werkzeugen zur Berechnung von thermoakustischen Phänomenen in Gasturbinenbrennkammersystemen zu liefern. Ein wesentlicher Schwerpunkt bildet hierbei die Entwicklung und Implementierung von neuartigen akustischen Randbedingungen. Im Vergleich zu den herkömmlichen Beschreibungen kann mittels dieser Formulierungen ein frequenzabhängiges Reflektionsverhalten an den Rändern des Rechengebiets im Zeitbereich realisiert werden. Dadurch wird eine Abbildung der Interaktion zwischen der Wärmefreisetzung und der Akustik des Systems möglich, was eine unerlässliche Voraussetzung für die exakte Simulation des Grenzyklus einer selbsterregten Verbrennungsschwingung darstellt. Die Validierung der akustischen Randbedingungen erfolgt mittels ausgewählter akademischer und semi-akademischer Testfälle. Zur Analyse und Bewertung werden die numerischen Ergebnisse den analytisch und experimentell erstellten Datensätzen gegenübergestellt. Ein weite-

rer Fokus liegt auf der Untersuchung der Eignung, der Genauigkeit sowie des Aufwands von hybriden Ansätzen zur Turbulenzmodellierung. Hierzu werden zunächst anhand einer nicht-reagierenden Brennkammerströmung das Scale Adaptive Simulation (SAS) und das Detached Eddy Simulation (DES) Turbulenzmodell mit den derzeit vorwiegend eingesetzten RANS und LES Methoden quantitativ verglichen. Ein weiteres Augenmerk liegt auf der Modellierung der komplexen dynamischen Verbrennungsvorgänge in Kombination mit hybriden RANS/LES Ansätzen. Zur Bewertung der Stärken und Schwächen werden Ergebnisse vorgestellt, die unter anderem durch die Kopplung von drei verschiedenen Verbrennungsmodellen in Kombination mit der SAS erzielt wurden.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt strukturiert. Im nachfolgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Turbulenz- und Verbrennungsmodellierung sowie die zugrunde liegenden Bilanzgleichungen beschrieben. Im dritten Kapitel erfolgen die Beschreibung der Grundlagen der Akustik sowie deren Simulation. Nachfolgend werden die Untersuchungen hinsichtlich der Turbulenz- und Verbrennungsmodellierung anhand eines eingeschlossenen, partiell vorgemischten, drall-stabilisierten Laborbrenners vorgestellt. Die Theorie der akustischen Randbedingungen, deren Implementierung, die Vorstellung der Testfälle zur Validierung sind Bestandteil des fünften Kapitels. Abschließend werden die erzielten Ergebnisse zusammengefasst und im Kontext der kompletten Arbeit diskutiert.

2 Theoretische Grundlagen reaktiver Strömungen

2.1 Bilanzgleichungen

Bei der Modellierung von reaktiven Strömungen werden partielle Differentialgleichungen zur Beschreibung des Transports der Gesamtmasse, des Impuls, der Energie und der Komponentenmassen sowie eine algebraische Zustandsgleichung verwendet. Abhängig von der Problemstellung kann das gekoppelte Gleichungssystem entweder in primitiven (ρ , u_i , T , Y_α) oder in konservativen Variablen (ρ , ρu_i , ρT , ρY_α) formuliert werden. Die Herleitung der einzelnen Transportgleichungen auf der Basis der Kontinuumsmechanik findet sich in zahlreichen Lehrbüchern [21, 117, 154, 273]. Die nachfolgenden Gleichungen zur Beschreibung der momentanen, lokalen Größen in kompressiblen, reibungsbehafteten und reaktiven Strömungen sind in konservativer Form und in Tensor-Schreibweise in kartesischen Koordinaten angegeben. Die Einstein'sche Summenkonvention bezieht sich auf die Indizes i bis m , wobei $i, j = 1, 2, 3$ die Einheitsvektoren in die drei Koordinatenrichtungen darstellen.

2.1.1 Allgemeine Form der Transportgleichung

Aufgrund ihrer Ähnlichkeit können die zur Beschreibung einer reaktiven Strömung benötigten partiellen Differentialgleichungen in einer allgemeinen Form dargestellt werden [209]. Hierzu wird die jeweils interessierende Strömungsfeldgröße durch die abhängige Variable ϕ , die eine Funktion des Orts $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)^T$ und der Zeit t ist, ersetzt.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i\phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (2.1)$$

In der Gl. (2.1) beschreiben die Terme auf der linken Seite die lokale zeitliche Änderung sowie die Konvektion der abhängigen Variable ϕ . Auf der rechten Seite befinden sich der Diffusions- und der Quellterm. Im Quellterm sind alle Terme, die nicht zur Konvektion oder Diffusion gehören, zusammengefasst. Die Variable D im Diffusionsterm entspricht dem zugehörigen Diffusionskoeffizienten.

2.1.2 Gesamtmasse

Die Erhaltungsgleichung der Gesamtmasse, die auch als Kontinuitätsgleichung bezeichnet wird, basiert auf dem Axiom der Massenerhaltung. Da nach diesem physikalischen Gesetz weder Masse vernichtet noch erzeugt werden kann, tritt in Gl. (2.2) kein Quellterm auf.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (2.2)$$

Die Variable ρ bezeichnet die Dichte des Stoffgemisches und die Komponente u_i des Geschwindigkeitsvektors $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)^T$ die mittlere Massengeschwindigkeit des Fluids in die x_i -Richtung.

2.1.3 Komponentenmasse

Zur Bestimmung der lokalen Konzentrationen der einzelnen Spezies α in einem Stoffgemisch aus N_k Komponenten wird die folgende Bilanzgleichung mit $\alpha = 1, 2, \dots, N_{k-1}$ verwendet.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i Y_\alpha) + \frac{\partial j_{\alpha i}}{\partial x_i} = S_\alpha \quad (2.3)$$

Y_α entspricht dem Massenbruch und S_α dem chemischen Produktionsterm der Komponente α . Der Quellterm berücksichtigt die Änderung des Massenanteils der jeweiligen Spezies durch chemische Reaktionen. $j_{\alpha i}$ beschreibt die Diffusionsmassenstromdichte der Komponente α in die x_i -Richtung. Gemäß dem Fick'schen Gesetz kann für die gewöhnliche Diffusion diese Größe durch die Gl. (2.4) approximiert werden. Der Proportionalitätsfaktor D_α steht für den Diffusionskoeffizienten der einzelnen Komponenten. Vernachlässigt sind die Druck- und Massenkraftdiffusion sowie die Thermodiffusion (Soret-Effekt), da diese in turbulenten Verbrennungsvorgängen eine untergeordnete Rolle spielen [90, 333].

$$j_{\alpha i} = -\rho D_\alpha \frac{\partial Y_\alpha}{\partial x_i} \quad (2.4)$$

In Kombination mit der Erhaltungsgleichung für die Gesamtmasse sind zur vollständigen Beschreibung des Massenbruchvektors $\vec{Y} = (Y_1, Y_2, \dots, Y_{N_k})^T$ nur N_{k-1} linear unabhängige Bilanzgleichungen für die Komponentenmassen erforderlich. Der Massenanteil der fehlenden Spezies folgt aus der Normierungsbedingung $\sum_{\alpha=1}^{N_k} Y_\alpha = 1$.

2.1.4 Impuls

Die Navier-Stokes-Gleichungen zur Bilanzierung des Impulses beruhen auf dem zweiten Newton'schen Axiom. Die zeitliche Änderung des Impulses eines Massenelements ist somit gleich der Summe aller angreifenden Oberflächen- und Massenkräfte.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho f_i \quad (2.5)$$

Der Term f_i in Gl. (2.5) repräsentiert die externen spezifischen Volumenkräfte. Hierzu zählt die Gravitation, die bei reagierenden Strömungen meist als einzige externe Volumenkraft vorliegt. Die Variable p kennzeichnet den Druck und τ_{ij} den viskosen Schubspannungstensor. Dieser stellt für ein Newton'sches Fluid, unter der Annahme des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts, den folgenden linearen Zusammenhang der Tensor-elemente mit der Scherung her [117].

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.6)$$

Der Proportionalitätsfaktor μ beschreibt die dynamische Viskosität des Stoffgemisches und δ_{ij} das Kronecker Delta.

2.1.5 Energie

Die Bilanzgleichung der Energie basiert auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik, nach dem die zeitliche Änderung der Energie in einem Volumenelement gleich der Summe der geleisteten Arbeit und der übertragenen Wärme ist. Anstelle der Energieform kann die Bilanzgleichung auch als Funktion der Enthalpie oder Temperatur formuliert werden [118].

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i E) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i p) - \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j \tau_{ji}) + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} = \rho u_i f_i + S_r \quad (2.7)$$

Die spezifische Gesamtenergie $E = e + u^2/2$ in Gl. (2.7) setzt sich aus der spezifischen inneren Energie e , welche auch die Bildungsenthalpie der Gasbestandteile enthält, und einem kinetischen Anteil zusammen. Der Term S_r bezeichnet die Wärmeproduktion durch Strahlung und q_i die Wärmestromdichte in die x_i -Richtung. Zur Berechnung der Wärmestromdichte wird die auf den Gradienten der spezifischen Enthalpie basierende Gl. (2.8) verwendet. Die Diffusionswärmeleitung (Dufour Effekt) wird vernachlässigt [90, 323, 96].

$$q_i = -\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_i} + \left(\frac{\mu}{Pr} - \frac{\mu}{Sc} \right) \sum_{\alpha=1}^{N_k} h_\alpha \frac{\partial Y_\alpha}{\partial x_i} \quad (2.8)$$

Hierbei ist $Pr = \mu c_p / \lambda$ die Prandtl-Zahl, $Sc = \mu / \rho D$ die Schmidt-Zahl und c_p die spezifische Wärmekapazität des Stoffgemischs. Unter der Annahme, dass die Lewis-Zahl $Le = Sc / Pr = 1$ und somit die Wärmeleitung gleich der Diffusion ist, entfällt der zweite Term in Gl. (2.8) und die Approximation für die Wärmestromdichte vereinfacht sich weiter.

Die Bilanzgleichung für die spezifische Gesamtenthalpie $H = h + u^2/2$ lässt sich mit der Beziehung für die spezifische Enthalpie $h = e - p/\rho$ aus der Gl. (2.7) herleiten.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho H) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i H) + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j \tau_{ji}) = \rho u_i f_i + S_r \quad (2.9)$$

Für niedrige Strömungsgeschwindigkeiten und somit geringe Mach-Zahlen ist der Anteil der kinetischen Energie an der Gesamtenthalpie vernachlässigbar. Durch diese Annahme ergibt sich die Bilanzgleichung für die thermische Enthalpie.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i}(u_j \tau_{ji}) = \rho u_i f_i + S_r \quad (2.10)$$

Da bei niedrigen Mach-Zahlen keine signifikanten Druckschwankungen auftreten, kann der Druck p thermodynamisch als konstant angesehen und der Druckterm dp/dt in der Gl. (2.11) vernachlässigt werden [165]. Ebenfalls vernachlässigbar ist unter diesen Bedingungen die durch Reibung verrichtete Arbeit $(\tau_{ij}\partial u_i/\partial x_j)$.

2.1.6 Thermodynamische Zustandsgleichung

Die thermodynamische Zustandsgleichung beschreibt den benötigten Zusammenhang zwischen der Temperatur T , dem Druck p und der Dichte ρ eines Stoffgemisches. Unter der bei den meisten Verbrennungsprozessen gültigen Voraussetzung, dass die zwischenmolekularen Kräfte eine untergeordnete Rolle spielen und ein thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt, kann die ideale Gasgleichung verwendet werden.

$$p = \rho R_m T \sum_{\alpha=1}^{N_k} \frac{Y_\alpha}{M_\alpha} \quad (2.11)$$

In Gl. (2.11) bezeichnet R_m die allgemeine Gaskonstante und M_α die molare Masse der Komponente α .

2.2 Turbulente reaktive Strömungen

In technischen Brennkammersystemen sind die Strömungsvorgänge gewöhnlich turbulent, um beispielsweise die Mischungsprozesse zu intensivieren. Turbulente Strömungen zeichnen sich durch zufällige, irreguläre und chaotische zeitabhängige, lokale Geschwindigkeitsfluktuationen aus, die wiederum Schwankungen in den skalaren Größen hervorrufen. Zu den wichtigsten charakteristischen Eigenschaften von turbulenten Strömungen zählen die, im Vergleich zu laminaren Strömungen, höhere Diffusivität, Viskosität und Wärmeleitung. Der Übergang einer laminaren in eine turbulente Strömung erfolgt über den sogenannten Transitionsbereich [213, 113]. Zur Charakterisierung des Strömungszustands wird die Reynoldszahl, die den Zusammenhang zwischen den destabilisierenden nichtlinearen Trägheitskräften und der stabilisierenden Viskositätskraft beschreibt, verwendet. In der Gl. (2.12) entspricht l einem charakteristischen makroskopischen Längenmaß des Strömungsfelds.

$$Re = \frac{\rho u l}{\mu} \quad (2.12)$$

Die Verteilung der in einer turbulenten Strömung enthaltenen kinetischen Energie E_k

ist in Abbildung 2.1 durch die Energiespektralfunktion dargestellt. Die Größe der auftretenden dreidimensionalen Wirbelstrukturen wird über die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ charakterisiert, die eine Funktion der Wellenlänge λ ist. Den einzelnen Wellenzahlbereichen lassen sich verschiedene Beiträge zum Energiehaushalt der Turbulenz zuordnen [116, 260, 315, 180, 243, 144]. Im Bereich kleiner Wellenzahlen wird durch die Bildung von großskaligen, anisotropen und kurzlebigen Wirbelstrukturen der Hauptströmung permanent Energie entzogen. Die maximale Größe der turbulenten Strukturen, die den größten Teil der turbulenten kinetischen Energie beinhalten, ist durch das integrale Längenmaß l_t gegeben [243]. Beim Zerfall geben die großskaligen Wirbel ihre kinetische Energie an immer kleiner werdende Wirbelstrukturen ab. Bei diesem kontinuierlichen Energiefluss im Trägheitsbereich der Energiekaskade dominieren die konvektiven Kräfte. Erst in den kleinsten Turbulenzstrukturen überwiegen die viskosen Kräfte und die kinetische Energie der Wirbel wird dissipiert. Bei hinreichend großen Reynoldszahlen können die turbulenten Strukturen im Dissipationsbereich der Energiekaskade als lokal isotrop betrachtet werden [243]. Die minimale Wirbelgröße ist durch die Kolmogorov'sche Mikroskala $\eta_K = (\nu^3/\epsilon)$ bestimmt, die von der kinematischen Viskosität ν des Fluids und der Dissipationsrate ϵ abhängt. Aufgrund des kontinuierlichen Energieaustauschs zwischen den unterschiedlichen Zeit- und Längenskalen wird die innere Energie einer turbulenten Strömung auf Kosten der kinetischen Energie erhöht [315].

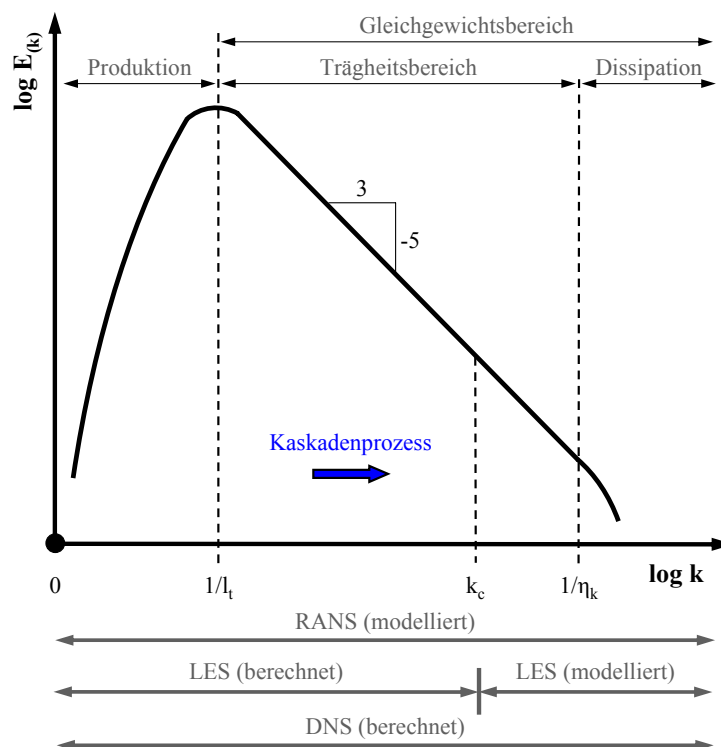


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der spektralen Verteilung der kinetischen Energie E_k als Funktion der Wellenzahl k

2.2.1 Konzepte zur Turbulenzmodellierung

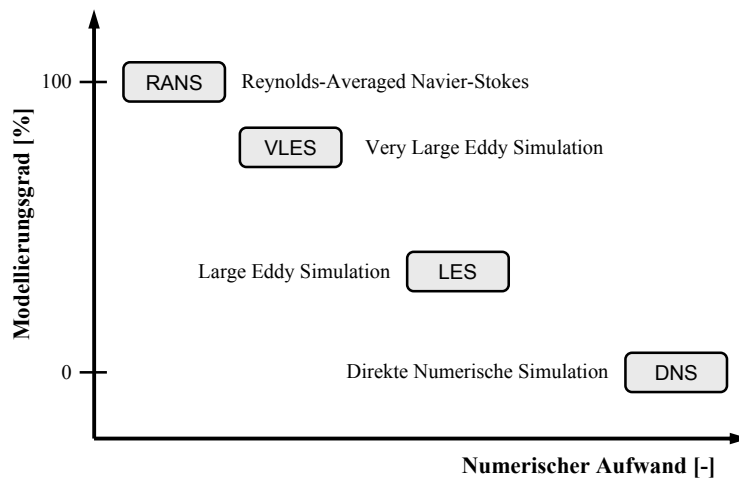


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Modellierungstiefe als Funktion des numerischen Aufwands

Bei der Direkten Numerischen Simulation (DNS) werden die Vorgänge auf allen räumlichen und zeitlichen Turbulenzskalen aufgelöst [250]. Die direkte Lösung der Bilanzgleichungen erfordert jedoch eine Zeitschrittweite und räumliche Gitterauflösung in der Größenordnung der Kolmogorov'schen Mikroskalen. In Abhängigkeit von der Turbulenz-Reynolds-Zahl Re berechnet sich das kleinste aufzulösende turbulente Längensmaß η mit $\eta = Re_t^{-3/4} L_t$ und das Zeitmaß mit $\tau = Re_t^{-1/2} t_t$. Aufgrund des dreidimensionalen Charakters einer turbulenten Strömung, steigt die Anzahl der zur räumlichen Diskretisierung benötigten Gitterpunkte mit $Re^{27/4}$ an. Der numerische Aufwand nimmt mit etwa Re^3 zu. Daher wird die DNS mittelfristig nur in der Grundlagenforschung Anwendung finden. Zur Reduzierung des Rechenzeitaufwands werden bei der Large Eddy Simulation (LES) die momentanen Bilanzgleichungen mittels eines Tiefpasses gefiltert [237, 82, 281]. Hierbei werden die turbulenten Wirbelstrukturen in zwei Längenskalenbereiche eingeteilt, welche durch die Grenzwellenzahl k_c getrennt sind. Die großskaligen, anisotropen Wirbelstrukturen werden bei der LES direkt gelöst. Der Einfluss der turbulenten Feinstrukturen auf das Strömungsfeld wird durch einfache Subgrid-Scale Modelle berücksichtigt. Dennoch ist diese Grobstruktursimulation rechenzeitaufwendig und wird daher nur bedingt für Berechnung von technischen Systemen eingesetzt. Bei der Very Large Eddy Simulation (VLES) sind das Gitter und der Filter so grob, dass im Vergleich zur LES weniger als 80% der turbulenten kinetischen Energie aufgelöst werden, was die Rechenzeit reduziert, aber den Modellierungsgrad deutlich erhöht [237]. Sind nur die Mittelwerte einer turbulenten, reaktiven Strömung und nicht die momentanen Strömungsfeldgrößen von Interesse, können die Reynolds-Averaged Navier Stokes Gleichungen (RANS) verwendet werden [165]. Bei diesem Verfahren wird der Einfluss der Turbulenz auf die Strömung über den kom-

pletten Wellenzahlbereich durch ein Turbulenzmodell berücksichtigt, ohne diese zeitlich und räumlich detailliert aufzulösen. Dadurch reduziert sich der Rechenzeit- und Hauptspeicherbedarf im Vergleich zur DNS und LES erheblich.

2.2.2 Gemittelte Bilanzgleichungen reaktiver Strömungen

Die Komplexität und der Gültigkeitsbereich der gemittelten Bilanzgleichungen hängt von der Art der Zerlegung sowie der Mittelwertbildung ab [90]. Bei der Reynolds-Zerlegung wird der momentane Wert einer fluktuierenden Größe ϕ in einen Mittelwert $\bar{\phi}$ und in einen Schwankungsanteil ϕ' aufgeteilt [249].

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.13)$$

Das zeitliche Reynolds-Mittel der Größe $\bar{\phi}$ wird hierbei mit Hilfe der Gl. (2.14) bestimmt [39, 332].

$$\bar{\phi}_{(x,t)} = \frac{1}{t_g} \int_{t=t_0}^{t_0+t_g} \phi_{(x,t)} dt \quad (2.14)$$

Bei der Ensemble-Mittelung wird die Zufallsvariable $\bar{\phi}$ durch die Gl. (2.15) beschrieben.

$$\bar{\phi} = \langle \phi_{(x,t)} \rangle_N = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N u_{(x,t)}^{(\alpha)} \quad (2.15)$$

Die Reynolds-Zerlegung wird überwiegend bei einem inerten Fluid und bei konstanter Dichte verwendet. Bei turbulenten Strömungen mit starken Dichteänderungen entstehen ungeschlossene Korrelationen, welche die Dichteschwankungen mit den anderen fluktuierenden Strömungsfeldgrößen verbinden [237]. Zur Reduzierung der ungeschlossenen Korrelationen bietet sich aus rein mathematischen Gründen eine Zerlegung nach Favre an. Bei der Favre-Mittelung setzt sich die Variable ϕ aus einem dichtegewichteten Mittelwert $\tilde{\phi}$ und einem fluktuierendem Anteil ϕ'' zusammen [154].

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi''; \tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad (2.16)$$

Das zeitliche Favre-Mittel der Zustandsgröße $\tilde{\phi}$ wird unter Berücksichtigung der Dichte wie folgt bestimmt.

$$\tilde{\phi}_{(x,t)} = \frac{1}{\bar{\rho}_{(x,t)}} \frac{1}{t_g} \int_{t=t_0}^{t_0+t_g} \rho_{(x,t)} \phi_{(x,t)} dt \quad (2.17)$$

Das Ensemble-Mittel der Zufallsvariablen $\tilde{\phi}$ wird mittels der Gl. (2.18) berechnet.

$$\tilde{\phi} = \langle \phi_{(x,t)} \rangle_{F,N} = \frac{1}{\langle \rho_{(x,t)} \rangle_N} \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N \rho_{(x,t)}^{(\alpha)} u_{(x,t)}^{(\alpha)} \quad (2.18)$$

Sowohl bei der Reynolds- als auch bei der Favre-Zerlegung entstehen aufgrund der nichtlinearen Flüsse zusätzliche ungeschlossene Korrelationen, die sogenannten höheren Momente [90]. Diese Terme beschreiben den Einfluss der Turbulenz auf das Strömungsfeld und stellen gleichzeitig das Schließungsproblem der Turbulenz dar. Die Zusammenhänge zwischen Reynolds- und Favre-gemittelten Größen sind in zahlreichen Lehrbüchern beschrieben [39, 165, 332].

2.2.2.1 Gesamtmasse

Aufgrund der Linearität enthält die gemittelte Erhaltungsgleichung der Gesamtmasse keine ungeschlossenen Terme.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \tilde{u}_k) = 0 \quad (2.19)$$

2.2.2.2 Komponentenmasse

In der gemittelten Bilanzgleichung der Komponentenmasse treten als nichtlineare, ungeschlossene Terme der Favre-Komponentenfluss $\overline{\rho u_i'' Y_\alpha''}$, der molekulare Diffusionsterm $\bar{j}_{\alpha k}$ sowie der mittlere Komponentenproduktionsterm \bar{S}_α auf.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \tilde{u}_k \tilde{Y}_\alpha + \overline{\rho u_k'' Y_\alpha''}) + \frac{\partial \bar{j}_{\alpha k}}{\partial x_k} = \bar{S}_\alpha \quad (2.20)$$

Die Bestimmung des Favre'schen Komponentenflusses erfolgt mittels des Gradienten-Diffusions-Ansatz. Hierbei wird der zu schließende Term mit dem Gradienten des mittleren Massenanteils korreliert. Nachteilig bei diesem Verfahren ist, dass die Richtung des mittleren Gradienten und die Richtung des real auftretenden, turbulenzbedingten Stofftransportes voneinander abweichen können [243]. Weiterhin bleibt der direkte Einfluss von chemischen Reaktionen auf den ungeschlossenen Term unberücksichtigt [90].

$$\overline{\rho u_i'' Y_\alpha''} = \overline{\rho u_i'' \tilde{Y}_\alpha''} \approx -\bar{\rho} D_t \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} = -\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} \quad (2.21)$$

Der turbulenzbedingte Diffusionskoeffizient D_t in Gl. (2.21) wird mittels der Turbulenz-Schmidt-Zahl $Sc_t = \mu_t / (\bar{\rho} D_t)$ und der Wirbelviskosität μ_t berechnet. Die Turbulenz-Schmidt-Zahl Sc_t , die keine Stoffgröße darstellt, hängt vom Molekulargewicht der vorliegenden Spezies ab und liegt zwischen 0,25 und 1 [90].

Der molekulare Diffusionsterm $\bar{j}_{\alpha k}$ wird unter der Annahme, dass der Einfluss der turbulenten Fluktuationen auf den Diffusionskoeffizienten D_α vernachlässigbar ist, mittels der nachfolgenden Gleichung angenähert.

$$\bar{j}_{\alpha k} \approx -\bar{\rho} D_\alpha \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_k} \quad (2.22)$$

2.2.2.3 Impuls

Die gemittelte Gl. (2.23) dient zur Bilanzierung des Impulses. Als ungeschlossene Terme treten die Reynolds-Spannungen $-\overline{\rho \tilde{u}_i'' u_j''}$ und der mittlere Spannungstensor $\bar{\tau}_{ij}$ auf.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho \tilde{u}_i}) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_k} + \overline{\rho u_i'' u_k''} \right) - \frac{\partial \bar{\tau}_{ik}}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = \overline{\rho f_i} \quad (2.23)$$

Die Reynolds-Spannungen, die den Einfluss des Impulstransports aufgrund turbulenter Fluktuationen auf das Geschwindigkeitsfeld und somit auch auf die Mischung und Verbrennung berücksichtigen, bilden zusammengefasst den symmetrischen Reynoldsspannungstensor zweiter Stufe. In vollturbulenten Strömungen können die Reynolds-Spannungen die molekularen Schub- und Normalspannungen um Größenordnungen übersteigen. Zur Modellierung der Reynolds-Spannungen wird der lineare Boussinesq-Ansatz, auch als Wirbelviskositätsansatz bekannt, verwendet [331]. Bei diesem Schließungsansatz erster Ordnung werden die turbulenten Spannungen durch die skalare Wirbelviskosität μ_t mit den Geschwindigkeitskomponenten in Bezug gesetzt. k entspricht hierbei der massenspezifischen turbulenten kinetischen Energie.

$$\tau_{ij}^t = -\overline{\rho u_i'' u_j''} \approx \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\mu_t \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} + \bar{\rho} k \right); i, j = 1, 2, 3 \quad (2.24)$$

Die Schwachstellen des linearen Boussinesq-Ansatzes bei der Modellierung von verdrehten Strömungen sind unter anderem die Ungenauigkeiten bei der Berechnung der Wirbelviskosität μ_t und deren Isotropie sowie die möglichen Fehler bei der Korrelation der Reynoldsspannungen mit den mittleren Spannungsraten [90, 243, 332, 180]. Exakter können die Reynoldsspannungen mit den sogenannten Reynolds-Spannungsmodellen (RSM), die auf Transportgleichungen beruhen, modelliert werden [39, 81, 332].

Der mittlere Spannungstensor $\bar{\tau}_{ij}$, der bei hochturbulenten Strömungen im Vergleich zu den Reynolds-Spannungen vernachlässigbar ist, wird durch die Gl. (2.25) approximiert.

$$\bar{\tau}_{ij} \approx \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \quad (2.25)$$

2.2.2.4 Energie

Die nichtlinearen, ungeschlossenen Terme in der nachfolgenden Bilanzgleichung für die Gesamtenergie sind der Reynolds-Energiefluss $\overline{\rho \tilde{u}_i'' h''}$, die molekulare Diffusion $\overline{u_i'' \tau_{ik}}$, der Transport der turbulenten kinetischen Energie $\overline{\rho u_i'' u_i'' u_k''}$ und der mittlere Energiefluss \bar{q}_k .

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho \tilde{E}}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho \tilde{u}_k \tilde{E}}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_k \bar{p}) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\tilde{u}_i \left(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) + \overline{u_i'' \tau_{ik}} - \bar{q}_k - \overline{\rho u_k'' h''} - \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_k''} \right] = \overline{\rho u_i f_i} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Der Reynolds-Energiefluss berücksichtigt den durch turbulente Schwankungen der Geschwindigkeit, Temperatur und Gaszusammensetzung verursachten mittleren Energie-transport. Die Modellierung erfolgt durch den Gradienten-Diffusions-Ansatz, der den turbulenten Energiefluss mit dem Gradienten der mittleren Enthalpie in Bezug setzt. Zur Bestimmung des turbulenzbedingten Wärmetransports wird in Gl. (2.27) die Turbulenz-Prandtl-Zahl $Pr_t = (\mu_t c_p) / \lambda$ verwendet. Abhängig vom Anwendungsfall liegt diese zwischen 0,2 und 1 [90, 131, 132, 133].

$$q_i^t = \overline{\rho u_i'' \tilde{h}''} \approx -\frac{\lambda_t}{c_p} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_i} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_i} \quad (2.27)$$

Die molekulare Diffusion $\overline{u_i'' \tau_{ik}}$ und der Transport der turbulenten kinetischen Energie $\overline{\rho u_i'' u_i'' u_k''}$ können ebenfalls, wie in Gl. (2.28) dargestellt, durch einen Gradienten-Diffusions-Ansatzes angenähert werden. Die Variable σ_k beschreibt eine dimensionslose Modellierungskonstante.

$$\overline{u_i'' \tau_{ik} - \rho u_i'' u_i'' u_k''} \approx \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \quad (2.28)$$

In der Approximation für den ungeschlossenen mittleren Energiefluss wird der Einfluss der turbulenten Schwankungen auf die Wärmeleitfähigkeit λ , den Diffusionskoeffizienten D_α sowie die Enthalpie-Massenanteil-Korrelation beim diffusiven Stofftransport nicht berücksichtigt. Bedingt durch den bedeutend höheren Reynold'schen Energiefluss ist \bar{q}_k bei hochturbulenten Strömungen vernachlässigbar.

$$\bar{q}_k \approx -\lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_k} - \bar{\rho} \sum_{\alpha=1}^{N_k} D_\alpha \tilde{h}_\alpha \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_k} \quad (2.29)$$

Die gemittelten Bilanzgleichung für die Gesamtenthalpie, Gl. (2.30), und die thermische Enthalpie, Gl. (2.31), besitzen die folgende Form [90, 237, 10].

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{H}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \tilde{u}_k \tilde{H}) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_k} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) + \overline{u_i'' \tau_{ik}} - \bar{q}_k - \overline{\rho u_k'' h''} - \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_k''} \right] = \overline{\rho u_i f_i} \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \tilde{u}_k \tilde{h}) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_k} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) + \overline{u_i'' \tau_{ik}} - \bar{q}_k - \overline{\rho u_k'' h''} - \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_k''} \right] = \overline{\rho u_i f_i} \end{aligned} \quad (2.31)$$

2.2.2.5 Gemittelte Thermodynamische Zustandsgleichung

Werden die bei der Mittelung entstehenden Temperatur-Massenanteil-Korrelationen vernachlässigt, so kann die gemittelte thermische Zustandsgleichung wie folgt approximiert

werden.

$$\bar{p} = \bar{\rho} R_m \tilde{T} \sum_{\alpha=1}^{N_k} \frac{\tilde{Y}_\alpha}{M_\alpha} \quad (2.32)$$

2.2.3 Turbulenzmodellierung

Turbulenzmodelle stellen die zur Bestimmung der in den gemittelten Bilanzgleichungen auftretenden ungeschlossenen Terme benötigten Größen, wie beispielsweise die turbulenten Längen- und Zeitskalen, zur Verfügung. Die meisten in der Praxis angewandten Turbulenzmodelle basieren auf dem linearen Wirbelviskositäts-Ansatz von Boussinesq [116, 315]. Hierbei beschränkt sich die Modellierung des turbulenten Reynold'schen Spannungstensors auf die skalare, isotrope Wirbelviskosität μ_t , die eine Funktion des Orts und der Zeit ist. Im Vergleich zur kinematischen Viskosität stellt μ_t keine Stoffgröße dar. Die Klassifizierung der verschiedenen Turbulenzmodelle erfolgt anhand der Anzahl der partiellen Transportgleichungen. Die Null-Gleichungs-Modelle basieren auf dem algebraischen Mischungsweg-Ansatzes von Prandtl, welcher die turbulente Viskosität mit den Geschwindigkeitsgradienten in Bezug setzt [11, 244, 273].

$$\mu_t = \bar{\rho} l_m^2 \left| \tilde{S} \right|, \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_i} \right) \quad (2.33)$$

Die Größe l_m beschreibt die Mischungsweglänge und S die Drehung der Strömung. Das Anwendungsgebiet von algebraischen Turbulenzmodellen ist aufgrund der Vereinfachungen auf die Modellierung von Strömungen mit einer anliegenden turbulenten Grenzschicht und auf sehr einfache Geometrien beschränkt [213]. Eine Weiterentwicklung stellen die Ein-Gleichungs-Modelle, bei denen eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k gelöst wird, dar [290]. Die Wirbelviskosität μ_t wird hierbei mit Hilfe der Konstanten $C_\mu = 0.09$ und einer empirisch zu bestimmenden charakteristischen Länge l_ϵ berechnet.

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu l_\epsilon \sqrt{k} \quad (2.34)$$

Eine genauere Beschreibung des turbulenten Strömungsfelds ist mit Zwei-Gleichungs-Modellen möglich [332, 243]. Zur Berechnung der turbulenten Viskosität können bei diesem Modellierungsansatz unterschiedliche Turbulenzvariablen, wie beispielsweise die turbulente kinetische Energie k , die Dissipationsrate ϵ , die turbulente Frequenz $\omega = \epsilon/k$ oder das turbulente Zeitmaß $\tau = 1/\omega$ verwendet werden. Eine breite Anwendung finden die Zwei-Gleichungs-Modelle sowohl in der Forschung als auch in der Industrie.

Neben den Wirbelviskositäts-Modellen können ebenfalls algebraische Spannungsmodelle (ASM) oder Reynoldsspannungsmodelle (RSM) zur Schließung der gemittelten Bilanzgleichungen eingesetzt werden [104, 157]. Im Gegensatz zu den Wirbelviskositäts-Modellen werden beim ASM-Ansatz anstelle der Boussinesq-Formulierung algebraische Gleichungen zur Modellierung der einzelnen Komponenten des turbulenten Reynold'schen Span-

nungstensors verwendet. Bei den Reynoldsspannungs-Modellen beruht die Berechnung der turbulenten Reynoldsspannungen auf partiellen Transportgleichungen.

2.2.3.1 k - ϵ Modell

Das auf Launder et al. zurückgehende empirische k - ϵ Turbulenzmodell ist das am weitesten verbreitete Zwei-Gleichungs-Modell [155]. Die turbulente Viskosität μ_t wird bei diesem Ansatz mittels der Gl. (2.35) bestimmt. Das turbulente Längenmaß ergibt sich aus $l_t = k^3/\epsilon$.

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.35)$$

Die Bilanzgleichung für die gemittelte massenspezifische turbulente kinetische Energie k beschreibt das integrale turbulente Geschwindigkeitsmaß der größten auftretenden Wirbel und der darin enthaltenen Energie.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} k) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \tilde{u}_k k) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + P_k - \bar{\rho} \epsilon \quad (2.36)$$

In Gl. (2.36) beschreibt der Term P_k die Turbulenz-Produktion, die auf den Wechselwirkungen der Reynolds-Spannungen mit den Gradienten des mittleren Geschwindigkeitsfeld beruht. Die Konstante σ_k bezeichnet die turbulente Prandtl-Zahl. Die Terme für die Druck-Arbeit und die Druck-Dilatation wurden vernachlässigt [90, 39].

$$P_k = \widetilde{\bar{\rho} u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k} \quad (2.37)$$

Aufgrund der Komplexität der exakten Bilanzgleichung für die massenspezifische isotrope Dissipationsrate ϵ wird beim k - ϵ Modell die folgende vereinfachte Formulierung verwendet.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \tilde{u}_k \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.38)$$

Bei der Modellierung von kompressiblen Strömungen wird die Dissipationsrate ϵ in die quellenfreie Dissipation (solenoidal), die sowohl bei konstanter als auch bei variabler Dichte auftritt und in die kompressible Dissipation (dilatational) aufgeteilt [265, 338]. Die Modell-Konstante C_μ wird als Funktion der konvektiven Mach-Zahl beschrieben. Die empirischen Konstanten des Standard k - ϵ Turbulenzmodell sind wie folgt definiert [155]: $C_{\epsilon 1} = 1.44$, $C_{\epsilon 2} = 1.92$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $\sigma_k = 1.0$, $C_\mu = 0.09$.

Die Vorteile dieses Modellierungsansatzes sind die einfache Implementierbarkeit, die hohe numerische Stabilität sowie die geringen Rechenzeiten. Nachteilig ist, dass das Modell nur für vollturbulente Strömung mit homogener und isotroper Turbulenz gültig ist. Weiterhin wird die turbulente Viskosität bei stark verdrallten Strömungen häufig überschätzt, da aufgrund des Bossinesque-Ansatzes die Reynolds-Spannungen linear vom Gradienten der mittleren Geschwindigkeit abhängen [66]. Ferner werden zur Modellierung der wand-

nahen Bereichen, in denen nicht von einer vollturbulenten Strömung ausgegangen werden kann, algebraische Wandfunktionen sowie Dämpfungsfunktionen benötigt.

2.2.3.2 k - ω Modell

Bei diesen von Kolmogorov vorgeschlagenen und von Saffmann und Wilcox weiterentwickelten Zwei-Gleichungs-Modell wird die turbulente Viskosität μ_t gemäß der Gl. (2.39) berechnet [332]. Die Größe $\omega = \epsilon/k$ kennzeichnet hierbei die Frequenz der energietragenden Wirbel.

$$\mu_t = \bar{\rho} \frac{\tilde{k}}{\tilde{\omega}} \quad (2.39)$$

Die Bilanzgleichung der gemittelten massenspezifischen turbulenten kinetischen Energie k wird durch die Gl. (2.40) beschrieben. Die Berechnung des turbulenten Produktionsterms P_k ist analog zum Standard k - ϵ -Modell.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho}\tilde{u}_k k) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k1}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + P_k - \beta' \bar{\rho}k\omega \quad (2.40)$$

Die Bilanzgleichung für die gemittelte massenspezifische turbulente Frequenz ω , die auch als inverses Zeitmaß $\tau^{-1} = \epsilon/k = \omega$ bezeichnet wird, ist durch die Gl. (2.41) gegeben.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho}\tilde{u}_k \omega) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \bar{\rho}\omega^2 \quad (2.41)$$

Die Konstanten des Standard k - ω Turbulenzmodells sind wie folgt definiert [332]: $\alpha_1 = 5/9$, $\beta_1 = 0.075$, $\beta' = 0.09$, $\sigma_{k1} = 2$, $\sigma_{\omega 1} = 2$.

Ein wesentlicher Vorteil des k - ω Modells ist dessen robuste Formulierung für Strömungen mit niedrigen Reynoldszahlen in Wandnähe. Das Modell reduziert dort das turbulente Längenmaß $l_t = k^{1/2}/\omega$ automatisch. Somit werden im Vergleich zum k - ϵ Modell keine komplexen nichtlinearen Dämpfungsfunktionen benötigt, um das turbulente Längenmaß aufgrund zu geringer Dissipation zu verkleinern. Nachteilig ist die hohe Sensitivität des Ansatzes gegenüber den an den Eintrittsrandbedingungen gesetzten ω -Werten bei der Berechnung von freien Strömungen [186].

2.2.3.3 k - ω -SST Model

Das von Menter vorgeschlagene Shear Stress Transport (SST) Turbulenzmodell kombiniert die Vorteile des Wilcox k - ω Modells in Wandnähe und mit denen des k - ϵ Modells in der freien Strömung [187]. Der Transport der gemittelten massenspezifischen turbulenten kinetischen Energie k wird durch die Gl. (2.39) berücksichtigt.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho}\tilde{u}_k k) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + P_k - \beta' \bar{\rho}k\omega \quad (2.42)$$

Zur Kombination der beiden Basismodelle wird die Transportgleichung für die turbulente Dissipation des k - ϵ Modells in eine ω -Formulierung überführt. Hierbei entsteht der sogenannte Cross-Diffusions-Term D_k , der bei freien Scherströmungen die Produktion von ω erhöht und somit die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie verstärkt [187, 10].

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho}\tilde{u}_k\omega) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] + \alpha_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \bar{\rho}\omega^2 + D_k \quad (2.43)$$

Zur Steuerung des SST-Modells wird D_k mit der Blending-Funktion F_1 multipliziert, die mit dem Wandabstand y variiert [187]. Direkt an der Wand beträgt der Wert $F_1 = 1$ und das k - ω Modell ist aktiv. Mit zunehmenden Abstand klingt der Wert auf Null ab. Dadurch liegt am Grenzschichttrand und in der freien Strömung das k - ϵ Modell vor.

$$D_k = 2(1 - F_1) \bar{\rho} \frac{1}{\omega \sigma_{\omega 1}} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \quad (2.44)$$

Die Modellkonstanten werden mittels einer linearen Blending-Funktion aus den Koeffizienten der beiden Basismodelle berechnet [187].

Um die Vorhersagekraft des Modells bei der Strömungsablösung an glatten Wänden zu optimieren, beruht die Berechnung der turbulenten Viskosität μ_t auf der Gl. (2.41). Hierbei wird eine Überschätzung von μ_t in der turbulenten Grenzschicht mittels der Blending-Funktion F_2 vermieden. Diese tritt bei den Basismodelle auf, da der Boussinesq-Ansatzes nicht berücksichtigt, dass innerhalb einer turbulenten Grenzschicht die turbulenten Schubspannungen proportional zu der kinetischen Energie sind.

$$\mu_t = \bar{\rho} \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; SF_2)} \quad (2.45)$$

2.2.3.4 Large Eddy Simulation

Bei der LES werden die ungefilterten Bilanzgleichungen in einen aufgelösten, grobskaligen Anteil $\tilde{\phi}$ und in einen zu modellierenden, kleinskaligen Anteil ϕ'' zerlegt. Die Aufteilung erfolgt entweder mittels einer spektralen oder einer räumlichen Filterung [234, 237]. Bei kompressiblen, reaktiven Strömungen wird zur Berechnung der aufgelösten Größe $\tilde{\phi}$ eine massengewichtete Favre-Filterung durchgeführt. Die angewendete räumliche Filterfunktion F erfüllt die folgende Normierungsbedingung $\int F(r, x) dr = 1$.

$$\bar{\rho}\tilde{\phi}(x, t) = \int \rho\phi(x, r) F(x - r, t) dr \quad (2.46)$$

Die gefilterte Bilanzgleichung des Impulses entspricht in der konservativen Form der Gl. (2.25). Der nichtlineare Term $\tau_{ij}^R = \bar{\rho}\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$ beschreibt den Einfluss der nichtaufgelösten Turbulenz auf das gefilterte Geschwindigkeitsfeld und stellt somit das Schließungsproblem der Grobskalensimulation dar. τ_{ij}^R bezeichnet den Reynolds-Spannungstensor der

nichtaufgelösten Skalen (subgrid scale).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_k) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (2.47)$$

Zur Modellierung des Tensors τ_{ij}^R wird der Ansatz von Smagorinsky eingesetzt [287]. Dieser beruht auf der Verwendung des linearen Wirbelviskositätsansatzes zur Verknüpfung des nichtaufgelösten Reynolds-Spannungstensor τ_{ij}^R mit der gefilterten Streckungsrate \tilde{S}_{ij} . Die nach der Filterung der Bilanzgleichungen entstehenden nichtaufgelösten skalaren Flüsse werden durch einen Gradienten-Ansatz approximiert [237].

$$\tau_{ij}^R - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (2.48)$$

Der isotrope Beitrag τ_{kk} ist bei inkompressiblen Strömungen im gefilterten Druck enthalten und wird bei kompressiblen Strömungen häufig durch $\tau_{kk} = 2C_i \bar{\rho} \Delta^2 \left| \tilde{S} \right|^2$ angenähert [336]. Die zur Schließung der Gl. (2.25) benötigte Wirbelviskosität der nichtaufgelösten Skalen wird mittels des Mischungslängen-Modell modelliert.

$$\mu_t = (C_S \Delta)^2 \left| \tilde{S} \right| = l_s^2 \left| \tilde{S} \right| \quad (2.49)$$

In Gl. (2.49) entspricht $\left| \tilde{S} \right|$ der gemittelten charakteristischen gefilterten Streckungsrate, C_S dem Smagorinsky Koeffizienten, Δ der Filterweite und l_s der Smagorinsky Längenskala. Unter der Annahme einer homogenen isotropen Turbulenz beträgt $C_S \approx 0.2$. Die wesentlichen Nachteile des Ansatzes sind, dass C_S vom Strömungstyp und -geometrie sowie der Gitterweite abhängt und das Verfahren zu dissipativ ist. Weitere Ansätze für die Modellierung der nichtaufgelösten Skalen sind in der Fachliteratur zu finden [12, 77, 91, 208, 233, 234, 264].

2.2.3.5 Detached Eddy Simulation

Das hybride Detached Eddy Simulation (DES) Modell kombiniert die klassische RANS Formulierung mit Elementen der Grobstruktursimulation. Die Idee hierbei ist, die Grenzschichten mittels einer RANS zu modellieren, während in den abgelösten Gebieten ein LES-ähnlicher Ansatz verwendet wird. Der von Strelets vorgeschlagene und von Menter modifizierte Ansatz beruht auf dem k - ω -SST Modell [188, 304]. Das DES-Modell wechselt von der RANS- in die DES-Formulierung in Bereichen, in denen die mittels des RANS-Modells berechnete turbulente Längenskala l_t größer ist, als der maximale lokale Gitterabstand. Hierzu wird in den DES-Gebieten die Längenskala, welche für die Berechnung der Dissipationsrate in der Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie k benutzt wird, durch den lokalen Gitterabstand Δ ersetzt. Durch diese Modifikation der Transportgleichung wird die Wirbelviskosität minimiert und somit die Bildung von turbulenten Strukturen ermöglicht. Um die numerische Diffusion zu minimieren, wechselt die

räumliche Diskretisierung in ANSYS CFX 10.0 von einem Upwind-basierten Verfahren im RANS-Bereich zu einem Zentralen-Differenzen-Verfahren in den DES-Regionen.

$$RANS - Formulierung : \beta' \rho k \omega = \beta' \rho \frac{k^{3/2}}{l_t} \quad (2.50)$$

$$DES - Formulierung : \beta' \rho k \omega = \beta' \rho \frac{k^{3/2}}{C_{DES} \Delta}; \Delta < l_t; C_{DES} = 0.61 \quad (2.51)$$

Um eine gitterinduzierte Ablösung der Strömung in Gebieten zu vermeiden, in denen der lokale Gitterabstand kleiner ist als die Grenzschichtdicke, wird eine zonale Formulierung basierend auf Blending Funktionen, Gl. (2.52), genutzt [188]. Mittels dieser kann gewährleistet werden, dass in der Grenzschicht der RANS-Modus aktiv bleibt.

$$\beta' \rho k \omega = \beta' \rho F_{DES}; F_{DES} = \max \left(\frac{l_t}{C_{DES} \Delta} (1 - F_{SST}), 1 \right) \quad (2.52)$$

Ein wesentlicher Nachteil des DES-Turbulenzmodells ist dessen große Gitterabhängigkeit und die daraus resultierenden hohen Anforderungen an die Gittergenerierung [10]. Darüber hinaus haben der diskontinuierliche Wechsel vom RANS in den DES-Mode, die Zeitschrittweite sowie der Instabilitätsmechanismus Einfluss auf die Qualität der Lösung. Der wesentliche Vorteil im Vergleich zur LES ist, dass die wandnahen Bereiche mittels RANS modelliert werden.

2.2.3.6 Scale Adaptive Simulation

Bei der Scale-Adaptive Simulation (SAS) handelt es sich um eine URANS Formulierung, die in abgelösten Strömungsgebieten Teile des turbulenten Spektrums auflöst und somit ein LES-ähnliches Verhalten zeigt. Die wandnahen Bereiche werden, wie bei der DES, mittels einer RANS-Formulierung gelöst. Das Konzept der SAS basiert darauf, dass zusätzlich zum Tensor der Geschwindigkeitsgradienten ein weiterer externer und unabhängiger Term in der Form der zweiten Ableitung des Geschwindigkeitsfelds verwendet wird. Aus dieser zweiten Ableitung resultiert die von Karman Längenskala $L_{\nu K}$, die es ermöglicht, die lokale Längenskala des unterliegenden Strömungsfelds zu bestimmen.

$$L_{\nu K} = \kappa \frac{S}{U''} = \kappa \left| \frac{\frac{\partial U}{\partial y}}{\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}} \right| \quad (2.53)$$

Die bisher veröffentlichten Zwei-Gleichungs-SAS-Modelle basieren auf einem modifiziertem k - kL -Modell, das in seiner ursprünglichen Form von Rotta vorgeschlagen wurde [260]. Der entscheidende Unterschied in der Modellierung ist die Einführung der von Karman Längenskala $L_{\nu K}$ als Quellterm in die kL -Transportgleichung [189]. Basierend auf diesem Ansatz wurde von Menter et al. das in dieser Arbeit eingesetzte k - ω - SST - SAS Turbulenzmodell formuliert [189, 190, 191]. Durch die Transformation der kL -Gleichung erscheint

in der Transportgleichung für ω der zusätzliche SAS-Term $F_{SST-SAS}$. Die Transportgleichung für die gemittelte massenspezifische turbulente kinetische Energie k bleibt hierbei unverändert. Um die numerische Diffusion zu minimieren, wechselt die räumliche Diskretisierung in ANSYS CFX 10.0 von einem Upwind-basierten Verfahren im RANS-Bereich in ein Zentrales-Differenzen-Verfahren in den SAS-Regionen.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\bar{\rho}\bar{u}_k\omega) = \alpha\rho S^2 - \beta\bar{\rho}\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\frac{\mu_t}{\sigma_\omega}\frac{\partial\omega}{\partial x_k}\right] + D_k + F_{SST-SAS} \quad (2.54)$$

$$F_{SST-SAS} = -\frac{2\bar{\rho}}{\sigma_\Phi}\frac{k}{\omega^2}\frac{\partial\omega}{\partial x_k}\frac{\partial\omega}{\partial x_k} + \tilde{\zeta}_2\kappa\bar{\rho}S^2\frac{l_t}{L_{\nu K}} \quad (2.55)$$

In den RANS-Regionen ist $F_{SST-SAS} \approx 0$ und somit überwiegt bei der Simulation das unterliegende k - ω - SST -Turbulenzmodell. In den SAS-Gebieten dominiert der zweite Term in Gl. (2.55). Durch die LES-ähnliche Modifikation wird die Wirbelviskosität, die im SAS-Bereich mittels $\mu_t = \bar{\rho}(cL_{\nu K})^2 S$ berechnet wird, minimiert und die Bildung von turbulenten Strukturen ermöglicht. Damit das Turbulenzmodell in den wandnahen Gebieten im RANS-Modus bleibt, wird der SAS-Term $F_{SST-SAS}$ mittels einer zonalen Formulierung beschrieben.

$$F_{SST-SAS} = \bar{\rho}F_{SAS}max\left[\tilde{\zeta}_2\kappa\rho S^2\frac{L}{L_{\nu K}} - \frac{2}{\sigma_\Phi}kmax\left(\frac{1}{\omega^2}\frac{\partial\omega}{\partial x_k}\frac{\partial\omega}{\partial x_k}, \frac{1}{k^2}\frac{\partial k}{\partial x_k}\frac{\partial k}{\partial x_k}\right); 0\right] \quad (2.56)$$

Die Konstanten und die integrale Längenskala des k - ω - SST - SAS Turbulenzmodells sind wie folgt definiert [190]: $F_{SAS} = 1.25$, $\tilde{\zeta}_2 = 1.755$, $\sigma_\Phi = 2/3$, $l_t = k^{1/2}(c_\mu^{0.25}\omega)$

Der wesentliche Vorteil der SAS gegenüber der DES ist, dass mittels eines URANS-Modells die turbulenten Strukturen bis zum Gitter-Limit aufgelöst werden können. Durch die Adaption an die lokalen Längenskalen der Strömung ist ein explizites Umschalten der Modellformulierung zwischen RANS- und LES-Regionen nicht erforderlich. Ist bei der SAS das Gitter zu grob oder der Zeitschritt zu groß, geht das Modell in den RANS-Modus zurück. Somit werden zumindest theoretisch Strömungsgebiete vermieden, in denen aufgrund gemischter RANS- und LES-Komponenten die Lösung undefiniert bleibt [291, 292].

2.2.4 Wandbehandlung

Zur mathematischen Beschreibung der Grenzschicht werden Wandgesetze in Form von Wandfunktionen und Low-Reynolds Ansätzen verwendet. Bei den Standard Wandfunktionen erfolgt die Kopplung der abhängigen Variablen zwischen den Wandrandbedingungen und den Gitterpunkten in der vollturbulenten Region der Grenzschicht mittels der Gleichung (2.57) [156, 10]. u^+ entspricht der wandnahen Geschwindigkeit, u_t der wandparallelen Geschwindigkeit, κ der von Karman Konstante und C einer Modellkonstante, die von der Dicke der viskosen Unterschicht abhängt. $y^+ = (\rho u_\tau \Delta y) / \mu$ beschreibt den dimensionslosen Wandabstand, welcher mittels der Schubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = (\tau_\omega / \rho)^{1/2}$

sowie dem Wandabstand Δy berechnet wird.

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (2.57)$$

Die empirische Formulierung ist nur gültig, solange die wandnächste Gitterzelle im logarithmischen Bereich des Geschwindigkeitsprofils liegt. Wird diese Bedingung durch ein zu feines Gitter verletzt, nimmt die Genauigkeit der Wandfunktion ab. Im Fall einer Strömungsablösung entsteht eine Singularität. Um die Abhängigkeit der Wandformulierung von y^+ zu vermeiden, werden so genannte skalierbare Wandfunktionen eingesetzt [100]. Hier wird der untere Wert des dimensionslosen Wandabstands bei der Berechnung der logarithmischen Gleichung mittels $y^* = \max(y^*; 11,06)$ limitiert. Die Zahl 11,06 beschreibt, wie in Abbildung 2.3 qualitativ dargestellt, den Übergang zwischen dem logarithmischen und linearen Profil.

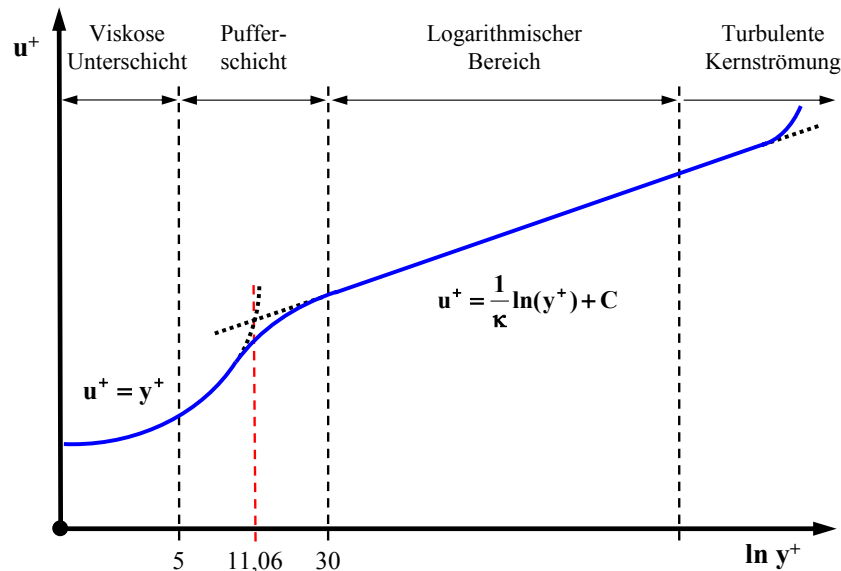


Abbildung 2.3: Qualitative Darstellung des Geschwindigkeitsprofils in einer Grenzschicht

Somit ermöglicht die in Gl. (2.58) beschriebene modifizierte Formulierung der Wandfunktion den Einsatz von beliebig feinen Gittern, ohne in Wandnähe die Annahmen des logarithmischen Profils zu verletzen. Der modifizierte dimensionslose Wandabstand berechnet sich mittels $y^* = (\rho u^* \Delta y) / \mu$ und die alternative wandnahe Geschwindigkeit durch $u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2}$ [10].

$$u_\tau = \frac{U_t}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^*) + C} \quad (2.58)$$

Bei den in ANSYS CFX 10.0 implementierten k - ω -basierten Turbulenzmodellen, die über eine analytische Funktion für ω in der viskosen Unterschicht verfügen, wird eine automatische Wandbehandlung eingesetzt. Hierbei wechselt die wandnahe Formulierung für ω , abhängig von der Feinheit des numerischen Gitters, kontinuierlich zwischen einem Low-

Reynolds Ansatz und einer Wandfunktion [10]. Somit kann, wie bei der skalierbaren Wandfunktion, das Rechengitter konsistent verfeinert werden, ohne dass der wandnächste Punkt aus dem Gültigkeitsbereichs des Turbulenzmodells wandert. Der ideale dimensionslose Wandabstand beträgt eins und sollte die laminare Unterschicht nicht verlassen $y^+ < 5$. Die thermische Grenzschicht wird sowohl bei den Low- als auch bei den High-Reynolds Ansätzen basierend auf dem Wandgesetz von Kader modelliert [137, 10].

2.3 Verbrennung

Die Verbrennung ist eine chemische Redoxreaktion zwischen Brennstoff und Oxidator, bei der Wärme, Licht oder flüchtige Stoffe freigesetzt werden. Eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung von Flammen stellt das Äquivalenzverhältnis Φ des Brennstoff-Luft-Gemischs dar. Für eine stöchiometrische Mischung beträgt $\Phi = 1$, während im mageren Bereich $\Phi < 1$ und im fetten Bereich $\Phi > 1$ ist. In der Brennkammer ändert sich diese Größe lokal. Zur grundlegenden Unterscheidung der verschiedenen Verbrennungstypen erfolgt in der Fachliteratur eine Einteilung in nicht-vorgemischte und vorgemischte Flammen [323]. Im vorgemischten Fall werden der Oxidator und Brennstoff zuerst gemischt und dann verbrannt. Als perfekt vorgemischt werden Flammen bezeichnet, bei denen Φ dem globalen Äquivalenzverhältnis Φ_{gl} entspricht. Bei einem nicht-vorgemischten System laufen die Mischung und die Verbrennungsprozesse gleichzeitig ab. Im Übergangsbereich zwischen der perfekt vorgemischten und nicht-vorgemischten liegt die teilweise vorgemischte Verbrennung. Die Flammentypen lassen sich, abhängig ob die Strömung laminar oder turbulent ist, weiter unterteilen. Eine zusätzliche Einordnung kann nach dem Aggregatzustand des Oxidators und Brennstoffs erfolgen.

$$\Phi = \frac{\left(\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_B}\right)_{st.}}{\left(\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_B}\right)} \quad (2.59)$$

Zur strukturierten Klassifizierung der Vorgänge in einer turbulenten, vorgemischten Flamme kann das in Abbildung 2.4 skizzierte Borghi-Diagramm eingesetzt werden [231]. Die graphische Darstellung der verschiedenen Verbrennungsregimes erfolgt doppeltlogarithmisch und in Abhängigkeit der dimensionslosen Kenngrößen Turbulenz-Reynolds-, Karlowitz- und Damköhler-Zahl. Gebiete mit unterschiedlichen Flammentypen sind durch Geraden getrennt. Das Verhältnis der Turbulenzintensität $u' = \sqrt{2k_0/\bar{\rho}_0}$ zur laminaren Flammengeschwindigkeit u_L ist auf der Ordinate als Funktion des normierten integralen Längenmaßes l_t aufgetragen. Als Normierungsgröße dient die laminare Flammendicke l_L .

Ist die Turbulenz-Reynolds-Zahl $Re_t < 1$, so liegt eine laminare Verbrennung vor. Die Flamme kann unter diesen Bedingungen nur durch Strömungsinhomogenitäten beeinflusst

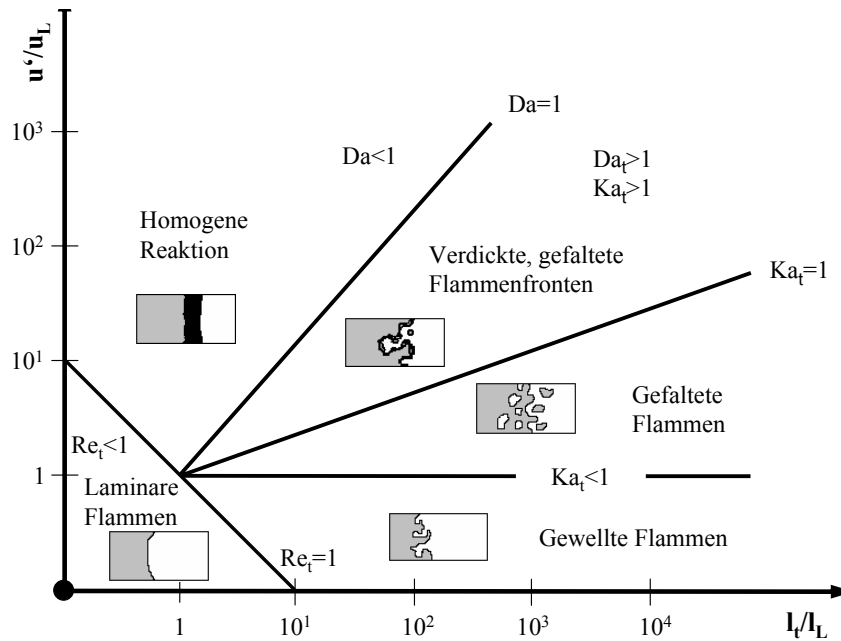


Abbildung 2.4: Borghi-Diagramm für turbulente, vorgemischte Flammen [149]

werden.

$$Re_t = \frac{u' l_t}{\mu} \quad (2.60)$$

Im turbulenten Bereich ($Re_t > 1$) des Verbrennungsdiagramms setzt die Karlowitz-Zahl Ka die laminare chemische Zeitskala t_L mit der Kolmogorov-Zeitskala t_k ins Verhältnis. t_L ist hierbei die Zeit, die bei definierten Ausgangsbedingungen benötigt wird, um das chemische Gleichgewicht zu erreichen.

$$Ka = \frac{t_L}{t_k}; t_k = \sqrt{\frac{\mu}{\tilde{\epsilon}}} \quad (2.61)$$

Der Bezug zwischen der turbulenten integralen Zeitskala t_t und der laminaren chemischen Zeitskala t_L ist durch die Damköhler-Zahl Da definiert.

$$Da = \frac{t_t}{t_L} = \frac{l_0 u_L}{u' s_L} \quad (2.62)$$

Nachfolgend sind die fünf Regime im Borghi-Diagramm kurz beschrieben. Bei der Anwendung der Graphik ist zu beachten, dass in turbulenten Strömungen ein breites Spektrum an verschiedenen Dissipationsgeschwindigkeiten $\tilde{\epsilon}$ vorliegt. Daher lassen sich die Bedingungen in einer turbulenten Flamme oftmals nicht punktförmig beschrieben, sondern vielmehr als Zone. Diese kann sich auch über mehrere Bereiche des Diagramms erstrecken [136, 323]

- $Da > 1$; $Ka < 1$: In diesem Regime ist die chemische Zeitskala immer kleiner als die Kolmogorov Zeitskala. Die turbulente Strömung deformiert und konvektiert die Flammenfront, hat jedoch keinen Einfluss auf deren innere Struktur. Der vor-

liegende laminare Flammentyp wird auch als Flamelet bezeichnet [231]. Im Borghi-Diagramm ist der Bereich der Flamelets durch die Gerade $Ka = 1$, dem genannten Kilmov-Williams Kriterium, begrenzt [237]. Gewellte Flammenfronten liegen vor, wenn $u' < u_L$ ist. Bei $u' > u_L$ wird die Reaktionszone durch die turbulenten Strukturen gefaltet und die Effekte der Flammenkrümmung und die damit verbundene bevorzugte Diffusion von Wärme und Stoff gewinnen an Bedeutung. Durch die Interaktion von benachbarten Flammenfronten können sich Einschlüsse von verbranntem und frischem Gas bilden. Ein Eindringen der Wirbel in die Vormischzone findet nicht statt.

- $Da > 1$; $1 < Ka < 100$: Die dissipativen Turbulenzstrukturen dringen in die Vormischzone ein, die dadurch aufgedickt wird. Eine Interaktion mit der Reaktionszone findet nicht statt [231]. Dadurch bleibt der laminare Charakter der immer noch dünnen Flammenfront erhalten.
- $Da > 1$; $Ka > 100$: Die kleinsten turbulenten Strukturen sind in der Größenordnung der Reaktionszone und interagieren mit dieser. Als Folge der Beeinflussung der Flamme durch die Turbulenz bildet sich eine aufgedickte, zerrissene Reaktionszone aus. Die in diesem Regime ablaufenden Prozesse sind aufgrund der hohen turbulenten Reynoldszahlen und der damit verbundenen numerischen und experimentellen Herausforderungen noch nicht komplett untersucht und verstanden.
- $Da < 1$: Im Borghi-Diagramm wird dieses Regime als idealer Rührreaktor bezeichnet. Die Mischprozesse laufen schneller als die chemischen Reaktionen ab. Als Folge der intensiven Wechselwirkung zwischen den Wirbeln und der Flamme bildet sich eine homogene bzw. verteilte Reaktionszone aus.

2.3.1 Verbrennungsmodellierung

Allgemein kann ein Reaktionsmechanismus mit $r = 1, 2, \dots, N_r$ Elementarreaktionen durch die Gl. (2.63) dargestellt werden.

$$\sum_{\alpha=1}^{N_k} \nu'_{\alpha r} M_{\alpha} \xrightleftharpoons[k_{br}]{k_{fr}} \sum_{\alpha=1}^{N_k} \nu''_{\alpha r} M_{\alpha} \quad (2.63)$$

k_{fr} und k_{br} repräsentieren die Geschwindigkeitskoeffizienten, $\nu'_{\alpha r}$ und $\nu''_{\alpha r}$ die molaren Stöchiometriekoeffizienten der jeweiligen Hin- beziehungsweise Rückreaktion der Elementarreaktion r . M_{α} ist das Symbol für die Gaskomponente α und N_r die Anzahl unterschiedlicher Reaktionen. Die momentane molare Umsatzrate der Komponente α eines beliebigen Re-

aktionsschema ergibt sich aus

$$S_\alpha = M_\alpha \sum_{r=1}^{N_r} \left[\left(\nu''_{\alpha r} - \nu'_{\alpha r} \right) \left(k_{fr} \prod_{\beta=1}^{N_{k+1}} c_\beta^{\nu'_{\beta r}} - k_{br} \prod_{\beta=1}^{N_{k+1}} c_\beta^{\nu''_{\beta r}} \right) \right] \quad (2.64)$$

$c_\alpha = \rho Y_\alpha / M_\alpha$ entspricht der Konzentration der Komponente α und M_α dem Molekulargewicht. Die Konzentration der fiktiven Komponenten N_{k+1} dient der Berücksichtigung inerter Stoßpartner [90]

Zur Schließung der Reaktionsquellterme S_α in den gemittelten Bilanzgleichungen in Kapitel 2.2.2 werden Verbrennungsmodelle eingesetzt. Die wesentlichen Herausforderungen bei der Modellierung von S_α sind die Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen den turbulenten Schwankungsgrößen mit der chemischen Kinetik sowie die oftmals hohe Anzahl an relevanten chemischen Komponenten [90]. Eine Schließung mittels Momentenmethoden ist aufgrund der starken Nichtlinearität der Reaktionsgeschwindigkeit nicht praktikabel [90]. Alternativ wurden zur Approximation des Verbrennungsablaufs Ansätze auf der Basis von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF), der skalaren Dissipationsrate, der Beschreibung der Flammenfrontgeometrie oder der turbulenten Brenngeschwindigkeit entwickelt. Eine detaillierte Darstellung der verschiedenen Methoden ist Gegenstand zahlreicher Veröffentlichungen [90, 136, 231, 237]. Nachfolgend werden die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Verbrennungsmodelle kurz erläutert.

2.3.2 EDM-Verbrennungsmodell

Das Eddy-Dissipation-Modell (*EDM*) von Magnussen et al. [175] gehört zu der Gruppe der Wirbelzerfallsmodellen. Die Modellbildung beruht auf der Hypothese, dass die chemischen Reaktionen sehr bzw. unendlich schnell im Vergleich zu den Mischungsvorgängen auf molekularer Ebene sind (gemischt ist gleich verbrannt). Die Annahme, dass der Stofftransport der geschwindigkeitsbestimmende Prozess ist und der Einfluss der chemischen Kinetik vernachlässigt werden kann, ist gültig für $Re \gg 1$ und $Da \gg 1$. Die Reaktionszonen werden hierbei als Gebiete mit unterschiedlichen Konzentrationen von Edukten und Produkten angesehen, die mittels der turbulenten Wirbel transportiert werden. Die chemische Reaktionsrate ist direkt proportional zur turbulenten Mischungsfrequenz $1/t_{mix}$.

$$\tilde{S}_{\alpha,k} \propto \frac{1}{\tau_{mix}} = \frac{\tilde{\epsilon}}{k} \quad (2.65)$$

Die mittlere Reaktionsrate \bar{S}_α der Komponente α wird aus den mittleren Konzentrationen und Turbulenzvariablen berechnet.

$$\bar{S}_{\alpha,k} = A M_\alpha \nu'_{\alpha,k} \rho \frac{\tilde{\epsilon}}{k} \min \left(\frac{\tilde{Y}_E}{\nu'_{E,k} M_E}, B \frac{\sum_P \tilde{Y}_P}{\sum_P \nu''_{P,k} M_P} \right) \quad (2.66)$$

In Gl. (2.66) bezeichnen Y_E und Y_P die Massenbrüche der Edukte bzw. Produkte. Die Größen A und B stellen empirische Modellparameter dar, die an das jeweilige Problem angepasst werden müssen.

Aufgrund seiner Robustheit, der einfachen Implementierungsweise sowie des niedrigen Rechenaufwands ist der EDM-Ansatz ein in der Industrie weit verbreitetes Verbrennungsmodell zur Berechnung von nicht-vorgemischten und vorgemischten Flammen. Ein wesentlicher Nachteil ist die Annahme des chemischen Gleichgewichts. Somit werden Nichtgleichgewichtseffekte, wie beispielsweise lokale Verlöschungen nicht berücksichtigt. Weiterhin werden die Reaktionsraten und somit die Temperaturen im Bereich von hohen Streckungsraten und bei endlicher Chemie überschätzt.

2.3.3 FRC-Verbrennungsmodell

Beim Finite-Rate-Chemistry-Modell (FRC) basiert die Modellbildung auf der Annahme, dass die Verbrennungsvorgänge kinetisch kontrolliert und somit die chemischen Zeitskalen größer als die turbulenten Zeitskalen sind. Dieser Ansatz ist gültig für $Da < 1$. Die Reaktionsrate $S_{\alpha,k}$ der Komponente α in einer Elementarreaktion k wird mittels der nachfolgenden Gleichung berechnet [136].

$$S_{\alpha,k} = \Gamma M_{\alpha} \left(\nu''_{\alpha,k} - \nu'_{\alpha,k} \right) \left[k_{fr,k} \prod_{\alpha} c'_{\alpha,k} - k_{br,\alpha} \prod_{\alpha} c''_{\alpha,k} \right] \quad (2.67)$$

Die Auswirkung der Stoßpartner auf die Umsatzrate wird durch den Vorfaktor $\Gamma = \sum \gamma_{\alpha,k} \rho Y_{\alpha} / M_{\alpha}$ in Gl. (2.67) berücksichtigt. $\gamma_{\alpha,k}$ beschreibt hierbei den relativen Einfluss der Komponente α als Stoßpartner in der Elementarreaktion k . Die Umsatzrate der Vorwärtsreaktion wird mittels des Arrhenius-Gesetzes berechnet, das eine reine Funktion der gemittelten Temperatur \tilde{T} ist [90]. A_r entspricht der Exponentialkonstante, E_r der Aktivierungsenergie und n_r dem dimensionslosen Temperaturexponenten. Die benötigten Modellierungskonstanten sind experimentell bestimmt.

$$\tilde{k}_r = A_r \tilde{T}^{n_r} \exp \left(- \frac{E_r}{R_m \tilde{T}} \right) \quad (2.68)$$

Die benötigten Geschwindigkeitskoeffizienten der Rückreaktion werden mittels der auf die Konzentrationen bezogenen Gleichgewichtskonstante K_{cr} ermittelt, die auch im Nichtgleichgewicht gilt [10, 90]. In Gl. (2.69) entspricht $p_0 = 101.325 Pa$ dem Standarddruck. $h_{\alpha}^{\circ*}$ ist die molare Enthalpie und $s_{\alpha}^{\circ*}$ die molare Entropie bei Standardbedingungen.

$$\tilde{k}_{br} = \frac{\tilde{k}_{fr}}{\left(\frac{p_0}{R_m \tilde{T}} \right)^{\sum_{\alpha=1}^{N_k} \nu_{\alpha r}} \exp \left[- \frac{1}{R_m \tilde{T}} \sum_{\alpha=1}^{N_k} \left(h_{\alpha}^{\circ*} - s_{\alpha}^{\circ*} \tilde{T} \right) (\nu''_{\alpha r} - \nu'_{\alpha r}) \right]} \quad (2.69)$$

Das chemiekontrollierte FRC-Verbrennungsmodell ermöglicht die Berücksichtigung von Nichtgleichgewichtseffekten. Nachteilig ist, dass nur der Mittelwert der Temperatur in den Arrhenius-Term eingeht. Folglich werden bei der Berechnung der Wärmefreisetzungsrate die turbulenten Schwankungen nicht berücksichtigt und daher teilweise die Temperaturen lokal zu gering vorhergesagt. Das Verbrennungsmodell ist strenggenommen nur für laminare Strömungen gültig.

2.3.4 Kombiniertes EDM-FRC-Verbrennungsmodell

Durch die Kopplung des EDM- mit dem FRC-Verbrennungsmodell besteht die Möglichkeit, einen großen Bereich von Damköhler-Zahlen ($Da \approx 1$ bis $Da \gg 1$) abzudecken. Die Reaktionsraten der beiden zugrunde gelegten Modelle werden bei diesem Ansatz getrennt voneinander berechnet. Zur Bestimmung der effektiven Reaktionsrate, die entweder durch die chemische Kinetik oder turbulente Mischung limitiert ist, wird das Minimum aus beiden Werten verwendet.

$$\tilde{S}_\alpha = \min \left(\tilde{S}_\alpha^{EDM}, \tilde{S}_\alpha^{FRC} \right) \quad (2.70)$$

2.4 Randbedingungen

Das der Beschreibung des Transports der Gesamtmasse, des Impuls, der Energie und der Komponentenmasse zugrundeliegende partielle Differentialgleichungssystem stellt ein Randwert- und/oder Anfangswertproblem dar. Eine eindeutige numerische Lösung kann nur durch die Vorgabe entsprechender Rand- und Anfangswerte erzielt werden. Die Modellierung von elliptischen Strömungen erfordert für die abhängigen Variablen die Festlegung von Randbedingungen an allen Rechenfeldgrenzen. Zur Definition von Randbedingungen werden die nachfolgenden Ansätze genutzt [209].

- Vorgabe der abhängigen Variable auf dem Rechenfeldrand (Dirichlet Randbedingung)
- Vorgabe des zum Rechenfeldrand normalen Flusses der abhängigen Variable (Neumann Randbedingung)
- Periodische Vorgabe der abhängigen Variable auf dem Rechenfeldrand (Periodische Randbedingung)

Abhängig von der Rechenfeldgrenze werden die unterschiedlichen Strömungsgrößen entweder als Dirichlet Randbedingung oder Neumann Randbedingung formuliert. Eine detailliertere Darstellung der verwendeten Randbedingungstypen ist in Tabelle 2.1 zu finden. Bei dem eingesetzten CFD-Programm ANSYS CFX 10.0 werden, wie in Abb. 5.4 gezeigt, die Bilanzgleichungen direkt auf dem Randpunkt gelöst. Hierzu wird ein auf Zelleckpunkte (Cell-Vertex) basierender Finite Volumen Löser verwendet. Die Differentialgleichungen,

die an den Rändern vorzufinden sind, gleichen denen im Inneren des Rechenfelds. Die Speicherung der Strömungsvariablen erfolgt ebenfalls auf den Punkten der Rechenfeldgrenze. Die Werte an den Randpunkten werden aus den vorgegebenen Randbedingungen ermittelt.

Randbedingungstyp	Dirichlet Randbedingung	Neumann Randbedingung
Geschwindigkeitseinlass	Geschwindigkeiten Temperatur Komponentenmassen Turbulente Größen	Statischer Druck Massenstrom ...
Massenstromeinlass	Massenstrom Temperatur Komponentenmassen Turbulente Größen	Statischer Druck Geschwindigkeiten ...
Totaldruckeinlass	Totaldruck Temperatur Komponentenmassen Turbulente Größen	Statischer Druck Massenstrom Geschwindigkeiten ...
Druckauslass	Statischer Druck	Massenstrom Geschwindigkeiten Temperatur Komponentenmassen Turbulente Größen ...
Opening	Einlass: siehe Totaldruck- oder Massenstromeinlass Auslass: siehe Druckauslass	Einlass: siehe Totaldruck- oder Massenstromeinlass Auslass: siehe Druckauslass

Tabelle 2.1: Auflistung der eingesetzten Randbedingungstypen

3 Grundlagen der Akustik und Akustiksimulation

3.1 Grundlagen der Akustik

Zur vollständigen Beschreibung und Berechnung einer Schallwelle sind die in Kapitel 2.1 beschriebenen Erhaltungsgleichungen für die Masse, die Bilanzgleichungen für den Impuls und die Energie sowie die thermische Zustandsgleichung erforderlich. Diese sind Gegenstand zahlreicher Fachbücher [195, 198]. Generell kann die Wellenbewegung durch eine Linearisierung der strömungsmechanischen Größen dargestellt werden. Die Feldgrößen werden hierbei als Superposition der räumlichen und zeitlichen akustischen Schwankungsgrößen (p'', u'', ρ'') , der mittleren Strömungsgrößen $(\bar{p}, \bar{v}, \bar{\rho})$ und der turbulenten Schwankungsgrößen (p', v', ρ') beschrieben. Diese Annahme gilt jedoch nur für den Fall, dass die schallinduzierten Schwankungen im Vergleich zu den Umgebungsbedingungen klein sind. Der Schalldruck p'' ergibt sich aus der Differenz zwischen dem örtlichen Druck im Schallfeld p , dem mittleren Druck der Strömung \bar{p} und dem turbulenten Anteil p' .

$$p_{x_i,t} = \bar{p}_{x_i,t} + p'_{x_i,t} + p''_{x_i,t} \quad (3.1)$$

Die durch Gl. (3.2) beschriebene Schallschnelle $u'' = p''/\bar{\rho}c$ ist die dem Schalldruck zugeordnete Wechselgeschwindigkeit der Fluidteilchen.

$$u_{x_i,t} = \bar{u}_{x_i,t} + u'_{x_i,t} + u''_{x_i,t} \quad (3.2)$$

Die nachfolgende Beziehung für die Dichteschwankung ρ'' wird mittels der thermischen Zustandsgleichung aus der Gl. (3.2) hergeleitet.

$$\rho_{x_i,t} = \bar{\rho}_{x_i,t} + \rho'_{x_i,t} + \rho''_{x_i,t} \quad (3.3)$$

Nachfolgend werden die verwendeten akustischen Definitionen und Gleichungen kurz erläutert.

3.1.1 Allgemeine Definitionen

Die Wellenlänge λ beschreibt den Abstand zweier aufeinanderfolgenden Wellenfronten. Die Größe a kennzeichnet hierbei die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit.

$$\lambda = \frac{a}{f} = aT \quad (3.4)$$

Die Frequenz f , die zur Periodendauer T umgekehrt proportional ist, entspricht der Anzahl an vollendeten Schwingungen einer Schallwelle pro Zeiteinheit.

$$f = \frac{1}{T} \quad (3.5)$$

Die durch Gl. (3.6) definierte reale Wellenzahl k beschreibt, bei Vernachlässigung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, das Verhältnis der Kreisfrequenz ω zur Schallgeschwindigkeit c . Die Wellenzahl ist umgekehrt proportional zur Wellenlänge. Bei einer verlustbehafteten akustischen Wellenausbreitung ist k eine komplexe Zahl.

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.6)$$

Der Schalldruckpegel L_p entspricht dem zwanzigfachen dekadischen Logarithmus des Effektivwerts des Schalldrucks \tilde{p} , bezogen auf den Bezugsschalldruck $p_{ref} = 2 * 10^{-5} Pa$. Der Bezugsschalldruck entspricht näherungsweise der Hörschwelle des gesunden Menschen bei 100Hz für einen Sinuston. Die Schmerzschwelle des Menschen wird abhängig von der Frequenz zwischen 120dB und 140dB angegeben.

$$L_p = 20 \log_{10} \frac{\tilde{p}}{p_{ref}} \quad (3.7)$$

Der Effektivwert des Schalldrucks \tilde{p} wird mittels Gl. (3.8) berechnet.

$$\tilde{p} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_T p''^2(t) dt} = \sqrt{\overline{p''^2}} \quad (3.8)$$

3.1.2 Schallgeschwindigkeit

Kleine Druckstörungen breiten sich mit der Schallgeschwindigkeit c aus. Diese kann mittels der Gl. (3.9) berechnet werden. Der Index 0 kennzeichnet hierbei den Ruhezustand des Mediums.

$$c^2 = \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_0 \quad (3.9)$$

Unter der Annahme, dass die Expansion einer kleinen Druckstörung isentrop und in einem idealen Gas erfolgt, kann c mit der nachfolgenden Gleichung berechnet werden [195].

$$c = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\kappa RT} \quad (3.10)$$

In der Gl. (3.10) entspricht κ dem Isentropenexponenten, R der spezifischen Gaskonstante und T der absoluten Temperatur. Die Schallgeschwindigkeit ist eine Funktion der Temperatur und der Zusammensetzung des vorliegenden Mediums. Für Luft bei $293K$ beträgt die Schallgeschwindigkeit beispielsweise $342m/s$.

Für die Berechnung der Schallgeschwindigkeit in einem Stoffgemisch idealer Gase mit der Stoffmenge n_i ist die Gl. (3.11) gültig.

$$c = \sqrt{\frac{R_m T}{\sum \frac{M_i}{\kappa_i n_i}}} \quad (3.11)$$

Zur Beschreibung des Verhältnisses der Strömungsgeschwindigkeit u zur Schallgeschwindigkeit c dient die dimensionslose Ma – Zahl. Eine Strömung mit $Ma = 1$ bewegt sich mit Schallgeschwindigkeit. Strömungen mit $Ma < 1$ werden als subsonisch und mit $Ma > 1$ als supersonisch bezeichnet.

$$Ma = \frac{u}{c} \quad (3.12)$$

3.1.3 Impedanz

Zur Charakterisierung der akustischen Wellenausbreitung (Transmission und Absorption) in einem Medium oder der Schallreflektion an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien und/oder Materialien werden üblicherweise Impedanzen verwendet. Diese Größe ist beim klassischen Impedanzkonzept im Frequenzbereich formuliert. Gemäß der Gl. (3.13) stellt die Impedanz Z_ω eine Beziehung zwischen dem akustischen Druck p'' und der entsprechenden akustischen Geschwindigkeitskomponente normal zur reflektierenden Oberfläche dar und ist somit richtungsabhängig.

$$Z_{x,\omega} = \frac{\hat{p}_{x,\omega}}{n_x \hat{u}_{x,\omega}} \quad (3.13)$$

In Gl. (3.13) repräsentiert ω die Kreisfrequenz der akustischen Welle und n die nach innen gerichtete Normale zur reflektierenden Oberfläche. Die Größen \hat{p} und \hat{u} entsprechen der Fourier-Transformierten des akustischen Drucks bzw. Geschwindigkeit. Die komplexe Impedanz Z ist vom Ort, aber nicht von der Zeit abhängig und variiert mit der Intensität der einfallenden Schallwelle und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Der Realteil R , die sogenannte akustische Resistenz, beschreibt die Dissipation der akustischen Energie. Die Reaktanz X bestimmt den Phasenverzug einer akustischen Welle bei der Interaktion mit einer reaktiven Oberfläche. Die absoluten Werte der Impedanz variieren zwischen Null

an einem Druckknoten und unendlich an einem Geschwindigkeitsknoten.

$$Z_{x,\omega} = R_{x,\omega} + iX_{x,\omega} \quad (3.14)$$

Im Allgemeinen wird die Impedanz als lokal angenommen. Dies bedeutet, dass die Reaktion eines Punktes der reaktiven Oberfläche nur abhängig von dieser und linear zum akustischen Druck ist. Die räumliche Verteilung des akustischen Felds hat somit keinen Einfluss auf Z [198]. Die zur Definition der Impedanz benötigten Größen R_ω und X_ω können entweder mittels Messungen, empirischen Formeln oder numerischen Simulationen, beispielsweise auf der Basis von CFD-Methoden oder simplen Netzwerkmodellen, bestimmt werden.

Die dimensionslose Form der Impedanz ist durch Gl. (3.15) definiert.

$$Z_{0,x,\omega} = \frac{Z_{x,\omega}}{Z_0} = \frac{Z_{x,\omega}}{\rho_0 c_0} \quad (3.15)$$

Z_0 kennzeichnet die temperatur- und mediumsabhängige charakteristische Impedanz. Diese bestimmt neben dem Reflektionsverhaltens eines Mediums auch die Kopplung zwischen der Druck- und Geschwindigkeitsamplitude einer akustischen Welle.

$$\hat{p}_{x,\omega} = Z_0 \hat{u}_{x,\omega} = \rho_0 c_0 \hat{u}_{x,\omega} \quad (3.16)$$

Die Inverse der Impedanz Z wird als Admittanz Y bezeichnet.

$$Y_{x,\omega} = \frac{1}{Z_{x,\omega}} = \frac{n_x \hat{u}_{x,\omega}}{\hat{p}_{x,\omega}} \quad (3.17)$$

3.1.4 Reflektions-Koeffizient

Der Reflektions-Koeffizient $R_{x,\omega}$ definiert das ortsabhängige Verhältnis der komplexen Amplitude der reflektierten zur eingefallenen Schallwelle. Im Gegensatz zur Impedanzformulierung ist eine direkte Bestimmung der Amplitude und der Phase der reflektierten akustischen Welle möglich.

$$R_{x,\omega} = \frac{\hat{g}_{x,\omega}}{\hat{f}_{x,\omega}} \quad (3.18)$$

Die Riemann'schen Invarianten in Gl. (3.18) beschreiben die einfallende ($\hat{f}_{x,\omega}$) bzw. die reflektierte ($\hat{g}_{x,\omega}$) Schallwelle. Die Ausbreitungsrichtung der akustischen Welle wird in den nachfolgenden Gleichungen durch die Indizes + (stromab) und - (stromauf) berücksichtigt.

$$\hat{f}_{x,\omega} = \frac{1}{\rho c} \hat{p}''^+ e^{-ik^+ x + i\omega t} \quad (3.19)$$

$$\hat{g}_{x,\omega} = \frac{1}{\rho c} \hat{p}''^- e^{ik^- x + i\omega t} \quad (3.20)$$

Eine äquivalente Formulierung des Reflektions-Koeffizienten ist durch die Gl. (3.21) gegeben. $|R|$ kennzeichnet hierbei das Verhältnis zwischen den Wellenamplituden und φ den Phasenverzug.

$$R_{x,\omega} = |R_{x,\omega}| e^{i\varphi\omega} \quad (3.21)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Reflektions-Koeffizienten und der Impedanz wird durch die Gl. (3.22) beschrieben. Die Abb. 3.1 zeigt exemplarisch für eine reale Impedanz den Verlauf des Reflektions-Koeffizienten.

$$R_{x,\omega} = \frac{Z_{x,\omega} - Z_0}{Z_{x,\omega} + Z_0} \quad (3.22)$$

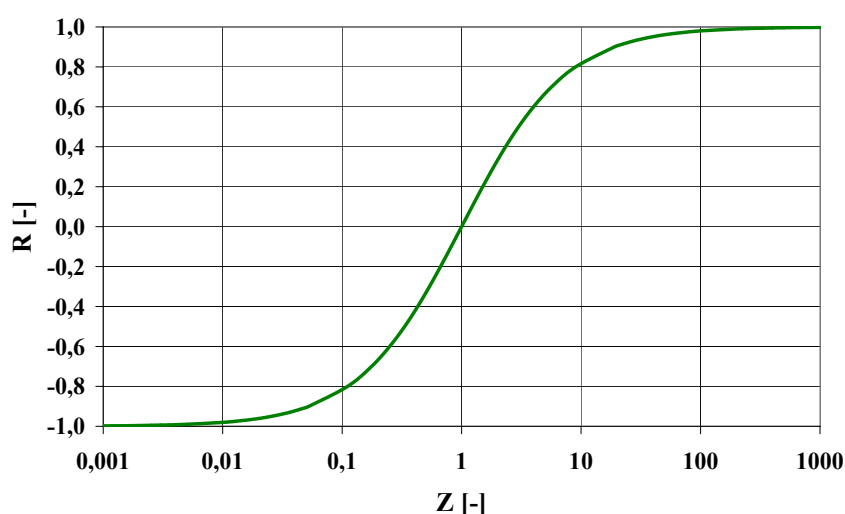


Abbildung 3.1: Darstellung des Reflektions-Koeffizienten als Funktion der Impedanz

In einem System ohne akustische Quellen kann der Reflektions-Koeffizient beliebige Werte zwischen -1 und 1 annehmen. Die Sonderfälle sind nachfolgend kurz beschrieben. Bei einer „schallharten“ oder „akustisch geschlossenen“ Reflektionsfläche beträgt $R = 1$. Physikalisch entspricht dies beispielsweise einer festen Wand. Die zugeordnete Schallschnelle ist immer Null. Bei einer „schallweichen“ oder „akustisch offenen“ Reflektionsfläche ist $R = -1$. Dieses Verhalten ist beispielweise charakteristisch für ein offenes Ende [195]. Der entsprechende Schalldruck ist gleich Null. $R = 0$ bezeichnet eine nicht-reflektierende Grenzfläche. Die komplette akustische Energie wird hier entweder perfekt absorbiert oder komplett aus dem System transportiert. Reflektions-Koeffizienten größer als Eins treten dann auf, wenn über eine Grenzfläche dem System extern akustische Energie zugeführt wird.

3.2 Akustiksimulation

Die wesentliche Schwierigkeit bei der kombinierten Strömungs- und Akustiksimulation mittels CFD stellt die Mehrskaligkeit des Problems dar. Bei Brennkammerströmungen mit

niedrigen Ma -Zahlen können beispielsweise die charakteristischen Zeit- und Längenskalen der akustischen Moden und der strömungsmechanischen Prozesse um Größenordnungen voneinander abweichen. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 3.2 schematisch dargestellt. Da die konvektiven und diffusiven Vorgänge in der Strömung meist langsamer ablaufen als die Schallgeschwindigkeit, wird die Zeitschrittweite durch die Akustik bestimmt. Die Größe der Rechengitterzellen wird dagegen überwiegend durch die bedeutend kleineren Strukturen der Strömung vorgegeben. Folglich beeinflusst die Zeitschrittweite und der Rechengitterabstand nicht nur die Qualität der Strömungssimulation sondern auch die mit einer Schallausbreitung mögliche Dissipation und Dispersion. Darüber hinaus werden die akustischen Vorgänge durch die numerischen Verfahren, die strenggenommen nur eine Näherungslösung liefern, und durch die Genauigkeit des Gleichungslösers beeinflusst. Im folgenden Kapitel werden anhand eines einfachen Testfalls die Auswirkungen von zeitlichen und räumlichen Diskretierungsverfahren, des Rechengitters, der Zeitschrittweite sowie der Form der Bilanzgleichung für die Energie auf die charakteristischen Größen einer Schallwelle analysiert. Eine Verallgemeinerung der Ergebnisse auf beliebige Fälle ist nicht ohne weiteres möglich. Vielmehr dienen die Analysen als Anhaltspunkt für die Durchführung von Akustikrechnungen mittels CFD-Methoden.

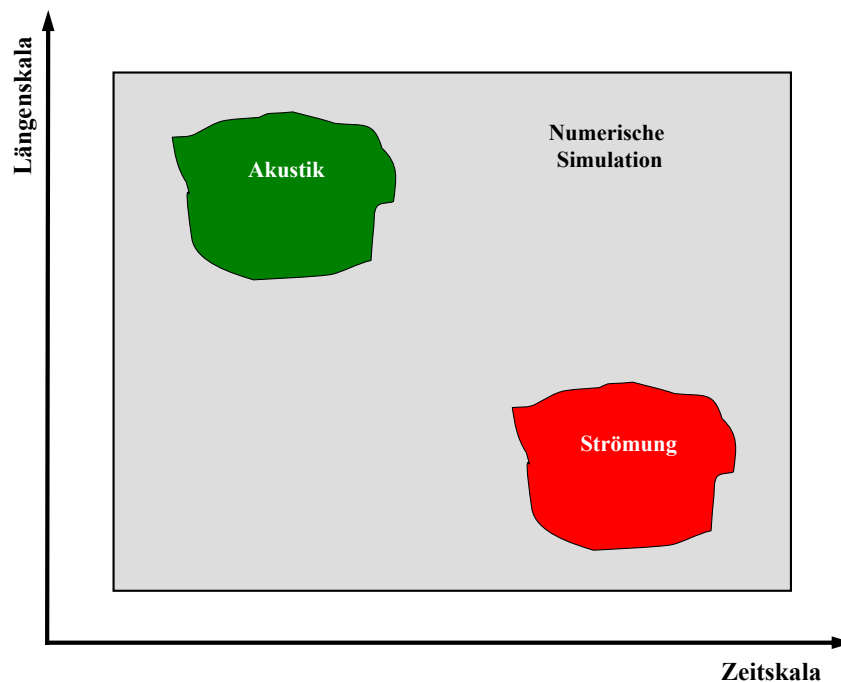


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Zeit- und Längenskalen bei einer gekoppelten Strömungs- und Akustiksimulation (Einskalensimulation) [5]

3.2.1 Numerischer Testfall

Der Testfall zur Untersuchung des Einflusses der vorab genannten Größen auf die charakteristischen Eigenschaften einer akustischen Welle basiert auf einem rechteckigen Kanal

mit einer Länge von 2m. Die Kantenlänge des quadratischen Kanalquerschnitts beträgt 0,1m. Das verwendete Rechengebiet sowie die numerischen Randbedingungen sind in Abb. 3.3 dargestellt. Der Eintritt in die Rechendomain ist mittels eines Geschwindigkeitseinlasses definiert. Die Axialgeschwindigkeit beträgt $u_0=1\text{m/s}$ ($v_0=0\text{m/s}$, $w_0=0\text{m/s}$) bei einer Temperatur von 293K. Die turbulenten Größen werden durch die in ANSYS-CFX 10.0 vorhandene 'Low Intensity Option' berechnet [10]. Die Anregung der Strömung zur Generierung einer sinusförmigen akustischen Welle am Einlass erfolgt mittels Gl. (3.23), die der exakten Lösung entspricht. u'' bezeichnet die Amplitude der akustischen Geschwindigkeit, die hier bei 0,01m/s liegt. Die Schwingungsfrequenz f beträgt 1.000Hz.

$$u = u_0 + u'' * \sin(2\pi ft) \quad (3.23)$$

Die reibungsfreien Wände des Kanals werden als adiabat angenommen. Am Kanalauslass wird eine statische Druckrandbedingung mit $p=0\text{Pa}$ verwendet. Der Referenzdruck im Rechengebiet liegt bei 101.325Pa. Die Energie wird mittels der Bilanzgleichung für die Gesamtenthalpie und die Turbulenzgrößen durch das k - ϵ -Modell berücksichtigt. Es ist zu erwähnen, dass aufgrund der geringen Reynoldszahlen ($Re \approx 6.500$) die Turbulenzmodellierung eine untergeordnete Rolle spielt. Die Diskretisierung des dreidimensionalen

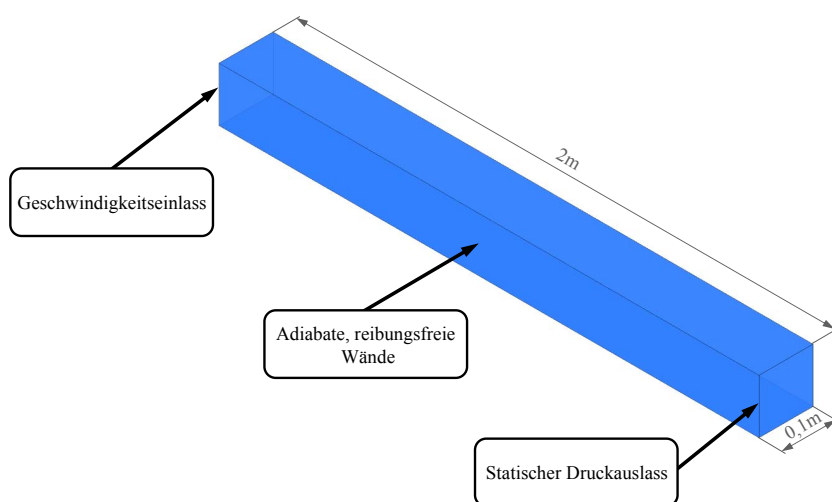


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Rechengebiets und der numerischen Randbedingungen - Strömungskanal

Rechengebiets erfolgt mittels eines strukturierten Hexaeder-Gitters. Das Basisgitter besteht in axialer Richtung aus 147 Gitterpunkten, die äquidistant angeordnet sind. Diese Konfiguration ermöglicht eine Auflösung der sinusförmigen Schwingung mit 25 Gitterpunkten pro Wellenlänge. Die Vernetzung des Rechengebiets in die zwei verbleibenden Koordinatenrichtungen geschieht jeweils mit 2 Gitterpunkten.

Soweit nicht abweichend beschrieben, erfolgt die räumliche Diskretisierung der Bilanzgleichungen über ein Upwind-basiertes-Differenzen-Verfahren und die zeitliche Diskreti-

sierung über ein implizites Euler-Rückwärts-Verfahren. Beide Diskretisierungsverfahren sind zweiter Ordnung. Zur Erzielung einer konvergierten Lösung innerhalb eines Zeitschritts werden zehn innere Iterationsschritte durchgeführt. Als Anfangsbedingung wird ein stationäres Strömungsfeld initialisiert.

3.2.2 Räumliche Diskretisierung

Zur Analyse des Einflusses des Gitterabstands auf die numerische Abbildung der charakteristischen Größen einer Schallwelle wurde eine Studie mit unterschiedlich feinen Rechengittern durchgeführt. Das in Kapitel 3.2.1 beschriebene Basisgitter wurde hierzu sukzessive vergrößert und somit die Anzahl der Gitterpunkte pro Wellenlänge reduziert. Es ist zu beachten, dass mit zunehmendem Gitterabstand, aufgrund des Mehrskalensproblems, sich die Auflösung des Strömungsprofils verschlechtert. Da bei diesem Testfall jedoch eine zeitlich konstante und homogene Grundströmung verwendet wird und nur der Einfluss des modifizierten Gitters auf die Charakteristik der Schallwelle von Interesse ist, kann dieser Effekt vernachlässigt werden. Die Zeitschrittweite beträgt bei allen Simulationen $\Delta t = 1e^{-5}$ s.

Die Abb. 3.4 zeigt den zeitlichen Verlauf des Schalldrucks p'' der sinusförmigen Schwingung an der Stelle $x=0,75$ m. Die Schallwelle ist hierbei exemplarisch mit 8 Gitterpunkten pro Wellenlänge (GPW) aufgelöst. Die akustische Dämpfung wird durch den in Gl. (3.24) beschriebenen exponentiellen Abklingkoeffizienten δ angenähert.

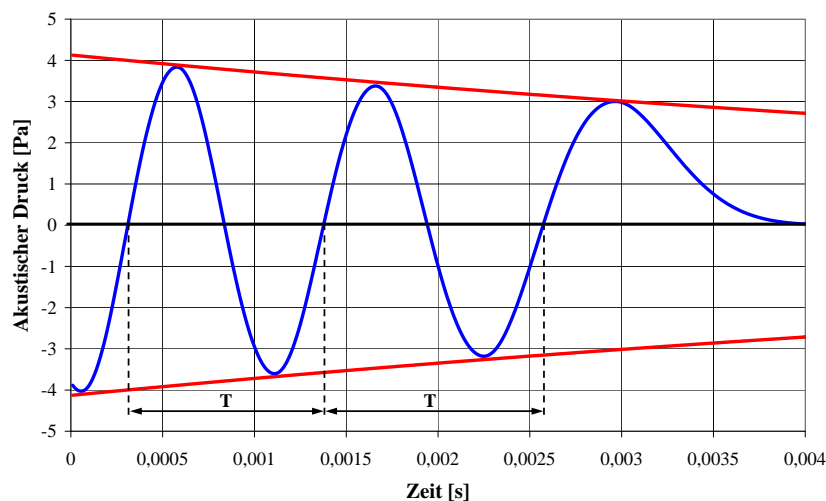


Abbildung 3.4: Zeitlicher Verlauf des Schalldrucks p'' an der Stelle $x=0,75$ m; Abklingkoeffizient: $\delta=105$

$$p_t'' = p_0'' \exp^{-\delta(t-t_0)} \quad (3.24)$$

Die relativen Amplituden- und Phasenfehler an der Stelle $x=0,75$ m sind als Funktion der Gitterpunkte pro Wellenlänge in der Abb. 3.5 visualisiert. Die Schwingungsamplitude

stellt hierbei das Maß für die Dissipation dar. Die Periodendauer τ bzw. die Frequenz f und somit der Phasenfehler wird aus den zeitlichen Abständen der Nulldurchgänge abgeleitet. Für die Auswertung wird nur die Druckvariable betrachtet, da die Dichte- und Geschwindigkeitsschwankungen direkt mit dieser Größe gekoppelt sind und daher keine abweichenden Ergebnisse liefern.

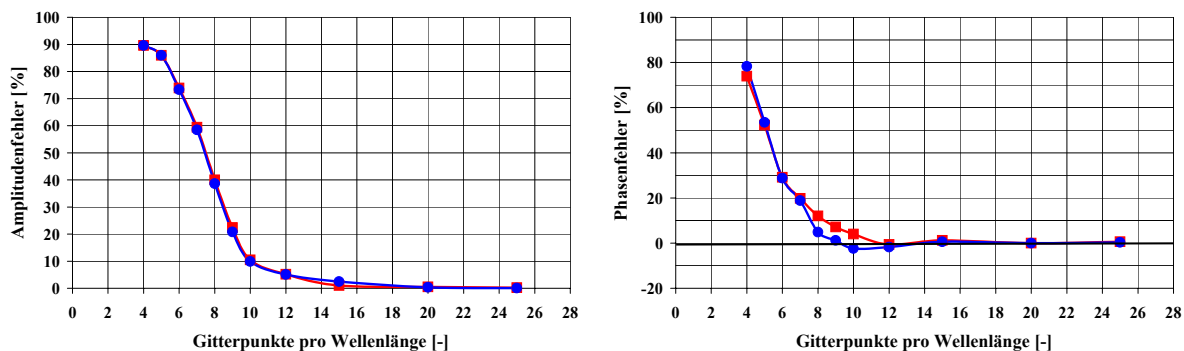


Abbildung 3.5: Amplituden- und Phasenfehler einer akustischen Schwingung als Funktion der räumlichen Auflösung und Diskretisierungsmethode; Upwind-basiertes-Finite-Volumen-Verfahren 2. Ordnung (Kreis, blau), Upwind-basiertes-Finite-Volumen-Verfahren 1. Ordnung (Quadrat, rot)

In Abb. 3.5 ist klar erkennbar, dass die Dissipation und Dispersion mit sinkender Gitterauflösung zunimmt. Der Kurvenverlauf in dem hier behandelten Testfall ist nahezu unabhängig von der Wahl der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten räumlichen Diskretisierungsverfahren für die Bilanzgleichungen. Die Dissipation der Schalldruckamplitude liegt beispielsweise bei der Auflösung einer Wellenlänge mit 25 Gitterpunkten sowohl beim Upwind-basierten-Differenzen-Verfahren zweiter Ordnung als auch bei dem erster Ordnung unterhalb 0,01%. Im Bereich zwischen 25 und 10 Gitterpunkten pro Wellenlänge steigt der relative Amplitudenfehler kontinuierlich auf ca. 10% an. Ein starker Anstieg der Dissipation erfolgt bei den Rechengittern mit 9 bis 5 Stützstellen pro Schwingungsperiode. Der relative Fehler in der Amplitude nimmt in diesem Bereich annähernd linear von etwa 20% auf ungefähr 86% zu. Bei 4 Gitterpunkten pro Wellenlänge, was als Mindestauflösung angenommen wurde, beträgt die Dissipation um die 90%. Vergleichbar ist die Vergrößerung des Rechengitters mit einer Erhöhung der Koeffizienten in den Diffusionstermen der Bilanzgleichungen. Der Phasenfehler liegt im Bereich größer 10 Gitterpunkte pro Periode zwischen -2,5% und 4%. Eine negative Phasengeschwindigkeit bedeutet, dass die Ausbreitung der akustischen Welle schneller ist als die Schallgeschwindigkeit. Bei einem Fehler größer Null ist diese geringer als die exakte Lösung. Ein Phasenfehler von 4% entspricht beispielsweise einer Änderung der Wellenlänge von 0,34m auf 0,3568m bzw. einer Frequenzänderung von 1.000Hz auf 961Hz. Bei einer geringen räumlichen Auflösung (GPW<10) erfolgt ein rascher Anstieg des Phasenfehlers.

3.2.3 Zeitliche Diskretisierung

Neben der räumlichen Diskretisierung beeinflusst auch das zeitliche Integrationsverfahren sowie die gewählte Zeitschrittweite die Ausbreitungscharakteristik von akustischen Wellen. Zur Analyse dieses Aspekts werden die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Verfahren untersucht. Die Auswertung erfolgt nach den in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Größen und Kriterien. Die Ergebnisse der numerischen Studie sind in Abb. 3.6 dargestellt. Diese zeigt die relativen Amplituden- und Phasenfehler als Funktion der zeitlichen Stützstellen pro Wellenlänge an der Stelle $x=0,75\text{m}$.

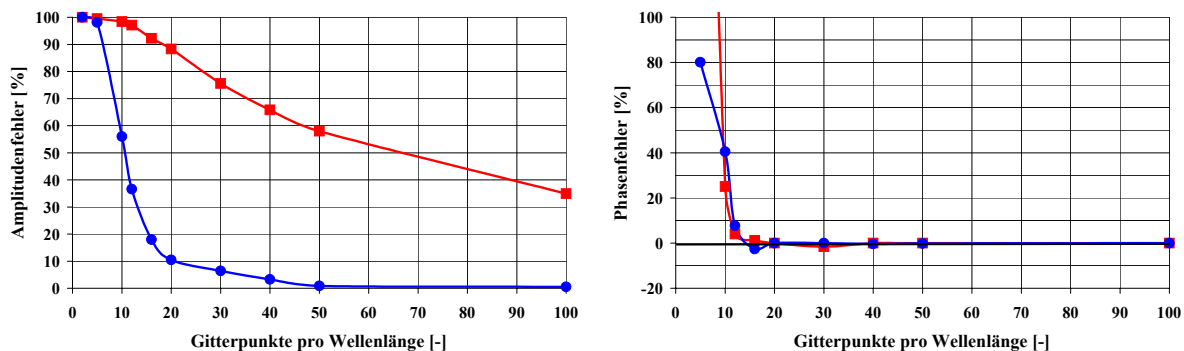


Abbildung 3.6: Amplituden- und Phasenfehler einer akustischen Schwingung als Funktion der zeitlichen Auflösung und Diskretisierungsmethode; Euler-Rückwärts-Verfahren 2. Ordnung (Kreis, blau), Euler-Rückwärts-Verfahren 1. Ordnung (Quadrat, rot)

Es ist zu beobachten, dass sowohl für das Euler-Rückwärts-Verfahren erster als auch für das Verfahren zweiter Ordnung die Dissipation und Dispersion abhängig von der zeitlichen Auflösung der Schallwelle ist. Die relative Dissipation ist beispielsweise beim zeitlichen Diskretisierungsverfahren zweiter Ordnung kleiner als 1,2%, wenn die Schwingung mit mindestens 50 Stützstellen pro Periode aufgelöst ist. Im Bereich zwischen 50 und 20 Stützstellen steigt der relative Fehler auf knapp 11% an. Danach erfolgt ein steiler Anstieg auf einen Amplitudenfehler von 56% bei 10 bzw. 98% bei 5 zeitlichen Stützstellen. Der mittels des Verfahrens erster Ordnung erzielte Kurvenverlauf weicht von diesen Ergebnissen ab. Bereits bei 100 zeitlichen Stützstellen pro Schwingungsperiode beträgt der relative Fehler 35%. Zwischen 100 und 20 Stützstellen wächst der relative Amplitudenfehler kontinuierlich auf 89% an. Die Ergebnisse zeigen, dass neben der zeitlichen Diskretisierungsmethode auch die Zeitschrittweite maßgeblich die Dämpfung bestimmt. Limitiert wird die Zeitschrittweite durch die in Gl. 3.25 beschriebene Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL-Zahl). Bei expliziten Verfahren sollte diese kleiner 1 und bei impliziten kleiner 10 sein [77]. Die maximal zulässige Zeitschrittweite wird somit durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle definiert.

$$CFL = \frac{(u + c) \Delta t}{\Delta x} \quad (3.25)$$

Relative Phasenfehler treten bei beiden zeitlichen Integrationsverfahren auf, sobald die akustische Welle mit weniger als 50 zeitlichen Stützstellen aufgelöst wird. Negative Phasengeschwindigkeiten kennzeichnen, dass die Wellenausbreitung schneller als die theoretische Schallgeschwindigkeit ist. Bei Zeitschrittweiten, die weniger als 12 Stützstellen pro Periode entsprechen, steigt der relative Phasenfehler steil an. Ähnlichen Einfluss auf die Phasengeschwindigkeit haben die Gitterabstände bei der räumlichen Diskretisierung.

3.2.4 Energiebilanzgleichung

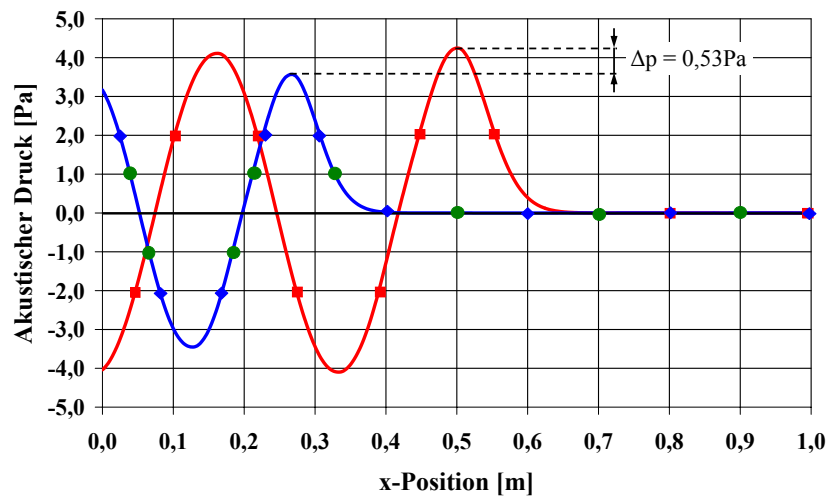


Abbildung 3.7: Zeitlicher Verlauf des Schalldrucks p'' als Funktion der Lauflänge x zur Zeit $t=0,0017\text{s}$ für verschiedene Formulierungen der Energiebilanzgleichung; Gesamthalpie (Quadrat, rot), Thermische Enthalpie (Diamant, blau), Isotherm (Kreis, grün)

Die in Abb. 3.7 dargestellten Verläufe zeigen den Einfluss der Energiebilanzgleichung auf die charakteristischen Größen einer akustischen Welle. Die Visualisierung der Ergebnisse geschieht mittels des akustischen Drucks p'' der als Funktion der Lauflänge x zum Zeitpunkt $t=0,0017\text{s}$ aufgetragen ist. Die Zeitschrittweite beträgt bei allen Simulationen $\Delta t = 1e^{-5}\text{s}$. Eine dissipations- und dispersionsfreie Schallausbreitung kann numerisch nur durch die Verwendung der Formulierung für die spezifische Gesamthalpie, Gl. (2.7), abgebildet werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit entspricht mit $344,2\text{m/s}$ der analytischen Lösung, welche sich aus der Strömungsgeschwindigkeit (1m/s) und der Schallgeschwindigkeit ($343,2 \text{ m/s}$) zusammensetzt. Berechnet und gemittelt wurde die Größe aus den zeitlichen Abständen der Nulldurchgänge an verschiedenen axialen Positionen. Erfolgt die Bilanzierung der Energie über die Differentialgleichung für die thermische Enthalpie oder mittels der isothermen Schreibweise beträgt die berechnete Ausbreitungsgeschwindigkeit

der Schallwelle 298m/s. Im Vergleich zur theoretischen Lösung entspricht dies einer Abweichung von 15,8%. Darüber hinaus tritt bei diesen Modellierungsansätzen Dissipation auf. Die Dämpfung der Wellenamplitude beträgt in beiden Fällen 0,53Pa. Bei einer theoretischen Amplitude der Schwingung von 4,13Pa kommt dies einer prozentualen Abweichung von 13,7% gleich. Neben den Fehlern in der Amplitude und Ausbreitungsgeschwindigkeit wird auch die Schwingungsfrequenz beeinflusst. Die Dispersion der Schallwelle beträgt 16%. Dies entspricht einer Verkürzung der Wellenlänge von 0,343m auf 0,289m.

Der Grund für die Abweichungen zwischen den analytisch und numerisch erzielten Ergebnissen liegt in den Vereinfachungen, die bei der Herleitung der thermischen Enthalpiegleichung und im Fall einer isothermen Strömungssimulation getroffen werden. Im Wesentlichen zählen hierzu, wie in Kapitel 2.1.5 beschrieben, die Vernachlässigung des Druckterms $\partial p/\partial t$ und der kinetischen Energie $u^2/2$. Die Ergebnisse der Studie zeigen, dass diese aus rein strömungsmechanischen Gesichtspunkten zulässigen Vereinfachungen nicht für die Betrachtung von akustischen Phänomenen gültig sind.

4 Analyse der Möglichkeiten zur Modellierung von Brennkammern

Die Auslegung von modernen Gasturbinenbrennkammern erfolgt heute oftmals mittels CFD-Methoden. Die Grundvoraussetzung für eine zuverlässige Vorhersage von reagierenden Strömungen ist die akkurate Abbildung der aerodynamischen Phänomene und der Verbrennungsprozesse. Zur instationären Berechnung von turbulenten Strömungsfeldern stehen unterschiedlich komplexe Ansätze zur Verfügung. Hierzu zählen die in Kapitel 2.2.3 beschriebenen URANS, LES und hybriden Turbulenzmodelle. Beim URANS-Ansatz, der aufgrund seiner Robustheit überwiegend im industriellen Umfeld eingesetzt wird, werden die Strömungsgrößen statistisch gemittelt [209, 210]. Die Erfahrungen mit dieser Methode zeigen, dass aufgrund der hohen turbulenten Dissipation wesentliche Strömungsstrukturen gedämpft oder ausgelöscht werden können. Im Gegensatz dazu ermöglicht die LES eine Auflösung der grobskaligen Strukturen [87, 274]. Nachteilig bei der Berechnung von technischen Brennkammersystemen ist der enorme Rechenaufwand. Eine ausreichende Auflösung der turbulenten Strukturen bei einer akzeptablen Rechenzeit bieten die Hybriden-Turbulenzmodelle [329, 330]. Ein weiterer Punkt stellt die akkurate numerische Abbildung der Verbrennungsvorgänge und der ablaufenden chemisch-kinetischen Prozesse dar.

Im Rahmen dieses Kapitels wird die Eignung von verschiedenen Turbulenz- und Verbrennungsmodellen zur Simulation von Gasturbinenbrennkammern analysiert. Die Untersuchungen erfolgen anhand einer partiell-vorgemischten Methan-Luft Drallflamme in einer Modellbrennkammer. Zunächst werden für die nichtreagierende Strömung Ergebnisse vorgestellt, die mittels unterschiedlicher Turbulenzmodelle (RANS, URANS, LES, SAS, DES) erzielt wurden. Anschließend werden die numerischen Experimente zur Kopplung ausgewählter Turbulenz- und Verbrennungsmodelle zur Vorhersage der reagierenden Strömung diskutiert. Die Arbeiten wurden an einer stabil brennenden, eingeschlossenen Flamme durchgeführt, um den komplexen und oftmals nicht ausreichend bekannten Einfluss thermoakustischer Vorgänge auszuschließen. Die erzielten Ergebnisse können als Grundlage für die Auswahl geeigneter Turbulenz- und Verbrennungsmodelle zur instationären Simulation von reagierenden Strömungen eingesetzt werden. Zur Durchführung der Simulationen wurde das voll-implizite CFD-Paket ANSYS-CFX 10.0 eingesetzt.

4.1 Beschreibung des Testfalls

4.1.1 Experimenteller Aufbau

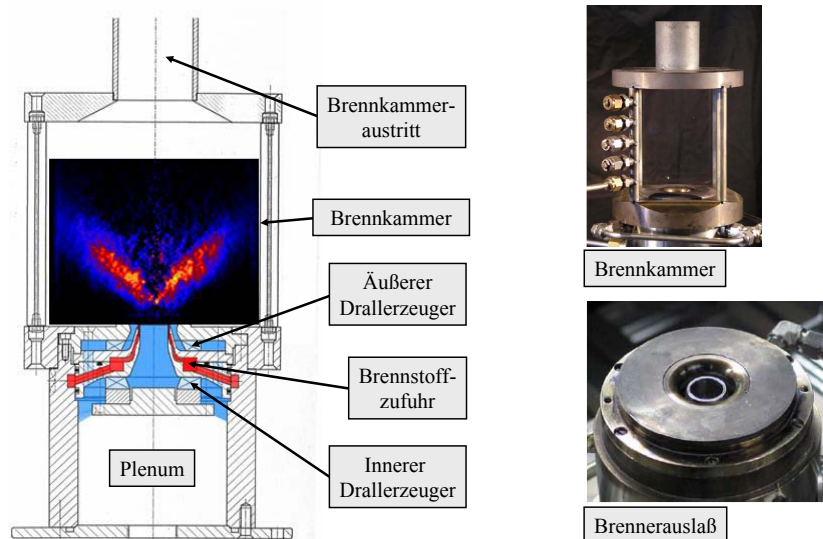


Abbildung 4.1: Schematische Aufbau der Gasturbinen-Modellbrennkammer

Eine schematische Schnittdarstellung des experimentellen Aufbaus der Gasturbinen Modellbrennkammer ist in Abb. 4.1 gegeben. Der eingesetzte Doppeldrallbrenner basiert auf einer Kerosin-Zerstäuberdüse der Firma MTU [38, 193]. Diese wurde für die atmosphärische Verbrennung von gasförmigen Brennstoffen unter Laborbedingungen leicht modifiziert [159, 160]. Der Brenner besteht neben den beiden gleichsinnig angeordneten Drallerzeugern aus einer zentralen ($d_i=15\text{mm}$) und einer äußeren Ringdüse ($d_i=17\text{mm}$, äußerer Düsenaustritt: $17 < d_a < 25\text{mm}$ - konturiert bis auf 40mm). Der innere Drallerzeuger ist aus 8 und der äußere aus 12 einzelnen rechteckigen Kanälen aufgebaut. Das Luftplenum ($d_i=79\text{mm}$, $h=65\text{mm}$), dient zur Versorgung der beiden Drallerzeuger mit trockener Luft. Die Anströmung des inneren Drallerzeugers erfolgt direkt aus dem Plenum, während der äußere Drallerzeuger über 24 Bohrungen versorgt wird. Der freie Durchmesser der Luftzufuhr in das Plenum entspricht $d=13\text{mm}$. Der gasförmige Brennstoff wird unverdrallt zwischen den beiden gleichdrehenden Luftströmen über 72 einzelne Kanäle eingedüst. Die quadratische Querschnittsfläche eines Brennstoffkanals beträgt $A=0.5 \times 0.5 \text{mm}^2$. Die Brennstoffzufuhr findet über ein Brennstoffplenum statt, das aus drei jeweils um 120° versetzten Bohrungen gespeist wird. Die Kante des Brennstoffaustrittsrings befindet sich 4.5mm unterhalb der Bodenplatte der Brennkammer, die als Referenzhöhe $h=0\text{mm}$ dient. Die Brennkammer besteht aus 4 Quarzgläsern mit einer Dicke von 1.7mm . Die Quarzgläser werden durch 4 seitliche Stahlpfosten ($d=10\text{mm}$) und durch Nuten in der Boden- und Deckenplatte ungedichtet gelagert. Diese Bauweise ermöglicht eine optische Zugänglichkeit in nahezu dem gesamten Brennkammervolumen. Die Kantenlänge der quadrati-

schen Grundfläche des Brennkammerbodens beträgt $l=85\text{mm}$ und die Brennkammerhöhe $h=114\text{mm}$. Zur Verbindung des Brennraums mit dem zentralen Abgasrohr ($d_i=40\text{mm}$, $l=50\text{mm}$) dient eine Platte mit einer konischen Auslaßöffnung. Der durch die kontinuierliche Verjüngung resultierende Versperrungsgrad am Brennkammeraustritt beläuft sich auf $A_{BK}/A_{AR} \approx 0.2$. Zur Messung der Brennkammerakustik sind Mikrofone im Plenum und an den Stahlpfosten der Brennkammer installiert.

4.2 Nichtreagierende Strömungen

Die Untersuchungen zur Eignung verschiedener Turbulenzmodelle (SST, SAS, DES, LES) zur Simulation von verdrallten, turbulenten Brennkammerströmungen werden anhand der vorab beschriebenen Gasturbinen-Modellbrennkammer durchgeführt. Zur Separierung des Einflusses der Verbrennung und Reduzierung der Komplexität erfolgen die Analysen zuerst auf der Basis einer nicht-reagierenden Strömung. Der gewählte Betriebspunkt entspricht dem isothermen Fall einer partiell-vorgemischten Methan-Luft Flamme mit einer thermischen Leistung von 35kW . Zur Bewertung der Stärken und Schwächen der jeweiligen Modelle werden die numerischen Simulationen mit experimentellen Ergebnissen, die mittels Laser-Doppler-Anemometry (LDA) erzielt worden, verglichen.

4.2.1 Numerischer Aufbau

4.2.1.1 Rechengebiet und Randbedingungen

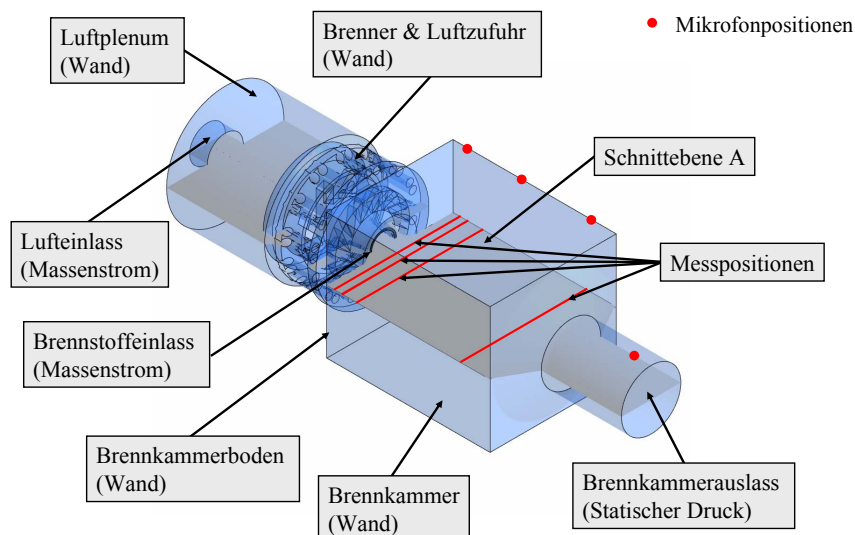


Abbildung 4.2: Rechengebiet der Gasturbinen-Modellbrennkammer einschließlich der numerischen Randbedingungen und Messpositionen

Das eingesetzte Rechengebiet sowie die numerischen Randbedingungen der Gasturbinen-Modellbrennkammer sind in der Abb. 4.2 dargestellt. Zur Definition des Luftpfeinlasses in das Brennkammerplenum dient eine Massenstromrandbedingung. Der Luftmassenstrom,

welcher normal zur Oberfläche eingebracht wird, liegt bei $m_L=0.01974\text{kg/s}$. Die Lufttemperatur beträgt $T=295\text{K}$. Die turbulenten Größen werden durch die in ANSYS-CFX 10.0 vorhandene 'Medium-Intensity-Option' bestimmt [10]. Der Brennstoffeinlass wird durch einen zum Brenngas äquivalenten Luftmassenstrom ($m_B=0.001256\text{kg/s}$) beschrieben. Die Brenngastemperatur beträgt hierbei $T=295\text{K}$, die turbulente Intensität $I=15\%$ und die Längenskala $l_t=0.0005\text{m}$. Die Wände des Brennkammersystems werden als reibungsbehaftet angenommen. Der Brennkammerauslass wird mittels einer statischen Druckrandbedingung ($p=0\text{Pa}$) spezifiziert. Der Referenzdruck im Rechengbiet ist 101.325Pa .

4.2.1.2 Rechengitter

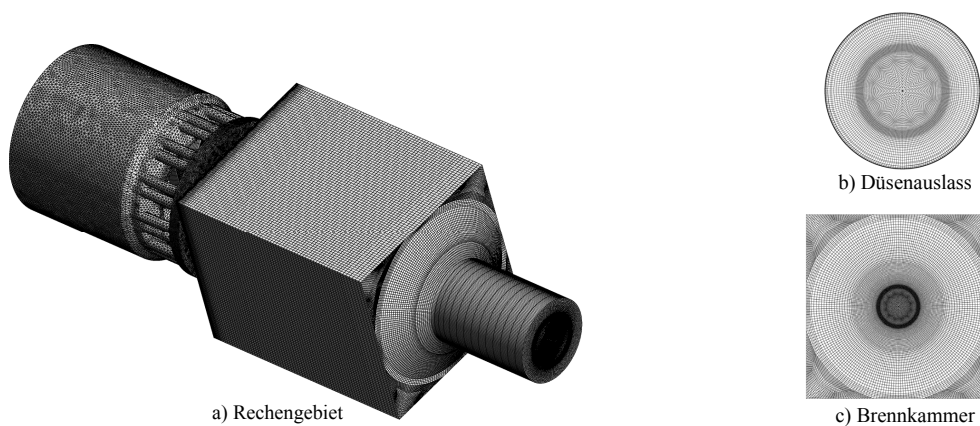


Abbildung 4.3: Unterschiedliche Perspektiven auf das Rechengitter; a) Darstellung des kompletten Rechengitters; b) Schnitt durch die y - z Ebene nahe dem Düsenaustritt ($h=-0.5\text{mm}$); c) Schnitt durch die y - z Ebene in der Brennkammer ($h=10\text{mm}$)

Zur Untersuchung des Einflusses der Turbulenzmodelle auf die relevanten Strömungsgrößen sind zwei Rechengitter erstellt worden. Im Wesentlichen unterscheiden sich diese in der Anzahl der Gitterpunkte. Zur Vereinfachung der Gittergenerierung ist das Rechengbiet in zwei Baugruppen unterteilt. Die erste Baugruppe umfasst das komplette Luftplenum sowie die Luftversorgung der beiden Drallerzeuger. Zur Diskretisierung dieses geometrisch komplexen Rechengbiets wird ein unstrukturiertes Tetraeder-Gitter verwendet, das aus 1.79 Mio. Tetraeder-Elementen bzw. 0.31 Mio. Gitterpunkten besteht. Die zweite Baugruppe beinhaltet die Doppeldralldüse, die Brennkammer, den konischen Übergang und das Abgasrohr. Für diesen Teil der numerischen Domain werden zwei unstrukturierte Hexaeder-Gitter mit 1.6 Mio. (Gitter A) bzw. 2.3 Mio. (Gitter B) Gitterpunkten eingesetzt. Die zusätzlichen Knoten des Gitters B dienen überwiegend zur feineren axialen Auflösung des Rechengbiets in der oberen Hälfte der Brennkammer. Die numerischen Gitter des gesamten Brennkammersystems bestehen aus 1.91 Mio. (Gitter A) bzw. aus 2.61 Mio. Gitterpunkten (Gitter B). In Gebieten potentieller Turbulenzgenerierung und großen Ge-

schwindigkeitsgradienten genügen beide Gitter den Bedingungen für eine LES-Rechnung. Das Wachstum der benachbarten Gitterzellen ist in diesen Zonen auf 10% limitiert. Zur Gittergenerierung wurde das kommerzielle Software-Paket ICEM-CFD eingesetzt. Die Abb. 4.3 zeigt exemplarisch das Rechengitter B.

4.2.1.3 Numerische Methoden

Die räumliche Diskretisierung der Bilanzgleichungen für die Gesamtmasse, den Impuls und die Turbulenzgrößen erfolgt durch ein Upwind-basiertes Finites-Volumen-Verfahren zweiter Ordnung [10]. Ausnahmen bilden die Grobkalensimulation sowie die hybriden Turbulenzmodelle in den skalen-auflösenden Bereichen. Zur Reduktion der numerischen Diffusion wird hier ein Zentrales-Differenzen-Verfahren (ZDV) zweiter Ordnung eingesetzt. Die Gesamtenthalpiegleichung wird aus numerischen Gründen mittels eines High-Resolution-Verfahrens, das überwiegend zweiter Ordnung ist, gelöst [10].

Für die stationären Simulationen wird eine quasi-stationäre Zeitschrittweite von $1e^{-4}$ s verwendet [10]. Bei den instationären Rechnungen erfolgt die zeitliche Diskretisierung mit einem impliziten Euler-Rückwärts-Verfahren zweiter Ordnung [10]. Die Zeitschrittweite beträgt hierbei $1e^{-5}$ s. Innerhalb eines Zeitschritts werden 4 innere Iterationsschleifen durchlaufen. Alle transienten Rechnungen werden auf der Basis einer stationären Startlösung, die mit dem SST Turbulenzmodell erzielt wurde, initialisiert. Die räumliche und zeitliche Mittelung der relevanten Strömungsfeldgrößen erfolgt nach zwei ($t=0.06$) und wird über sechs ($t=0,18$ s) Strömungsaufenthaltszeiten durchgeführt. Eine stochastische Anregung der Geschwindigkeitskomponenten an den Eintrittsrandbedingungen erfolgt nur bei der Grobkalensimulation.

4.2.2 Zeitlich-gemittelttes Strömungsfeld

Die Abbildung 4.4 zeigt eine zwei-dimensionale Darstellung der nicht-reagierenden Strömung in der Gasturbinen-Modellbrennkammer. Das durch zeitlich-gemittelte Stromlinien visualisierte Strömungsfeld ist typisch für einen eingeschlossenen, drall-stabilisierten Brenner mit einer als Viertelkreis geformten Brennerauslassgeometrie. Wie erwartet, tritt aufgrund des Wirbelaufplatzens (Vortex Break Down) eine innere Rezirkulationszone (IRZ) auf. Eine äußere Rezirkulationszone (ORZ) ist in den unteren Ecken der Brennkammer existent. Die Lage, Form und Größe beider Rezirkulationszonen sind stark instationär und unterliegen periodischen Schwankungen. Der Winkel des einströmenden Frischgasstroms beträgt in Bezug zur Mittelachse ca. 30° . Scherschichten befinden sich zwischen dem in die Brennkammer eintretenden Frischgasstrom, der IRZ sowie der ORZ. Obwohl eine quadratische Brennkammer eingesetzt wird, ist das Strömungsfeld nahezu achsensymmetrisch. Die erkennbaren kleinen Abweichungen treten sowohl in den experimentellen als auch numerischen Daten auf. Die Abb. 4.6, 4.7, 4.8 zeigen den Vergleich der numerisch gewonnenen Favre-gemittelten axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitsprofilen mit den entsprechenden LDA-Messungen von Lehmann [160]. Die axialen Positionen der

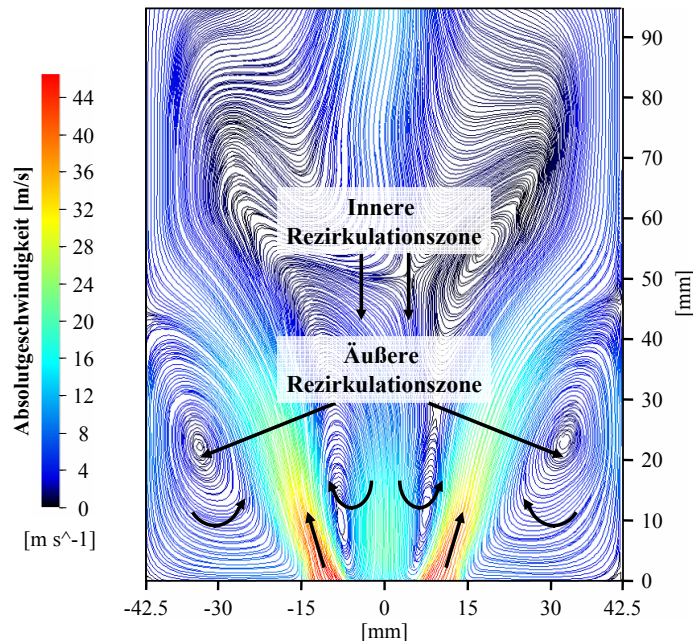


Abbildung 4.4: Zeitlich-gemittelte Darstellung der Absolutgeschwindigkeit des nicht-reagierenden Strömungsfelds in der Schnittebene "A" mittels Stromlinien (Turbulenzmodell: SST-SAS)

im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Probenahmen sind $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$. Die positiven Peaks im axialen Geschwindigkeitsprofil bei beispielsweise $h=5\text{mm}$ zeigen den in die Brennkammer eintretenden Frischgasstrom. Die simulierte zeitlich-gemittelte axiale Geschwindigkeit beträgt an dieser Stelle maximal $u_{max} = 42,5$ m/s. In der radialen Geschwindigkeitskomponente wird durch die nach innen gerichtete Geschwindigkeit in der Region $y > 16,5$ mm die ORZ sichtbar. Die maximale zeitlich-gemittelte radiale Geschwindigkeit ist ungefähr halb so hoch wie die in axiale Richtung. In der ORZ ist die tangentielle Geschwindigkeit fast konstant. Im Vergleich zu $h=5\text{mm}$ ändern sich die grundlegenden Strömungsverläufe bei $h=10\text{mm}$ nicht. Bei $h=20\text{mm}$ werden die Geschwindigkeitsprofile breiter und die Größe der ORZ reduziert sich. Mit zunehmendem Abstand vom Brennerauslass glätten sich die Profile weiter und die IRZ sowie ORZ verschwinden. An der Position $h=90\text{mm}$ ist die radiale Geschwindigkeitskomponente über die komplette Brennkammerbreite annähernd null. Die axialen und tangentialen Geschwindigkeiten steigen aufgrund der geometriebedingten Kontraktion am Brennkammerauslass wieder an. Der Luftmassenstrom-Split $v = \dot{m}_i / \dot{m}_a$, welcher das Verhältnis zwischen dem Massenstrom durch den inneren und äußeren Drallerzeuger definiert, beträgt in allen Simulationen 0,64.

An den Positionen $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$ und $h=20\text{mm}$ liegt eine gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und experimentell gewonnenen axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitsprofilen vor. Kleinere Abweichungen treten nur bei den axialen Geschwindigkeitsverläufen bei $h=5\text{mm}$ und $h=10\text{mm}$ auf. Hier werden die maximalen

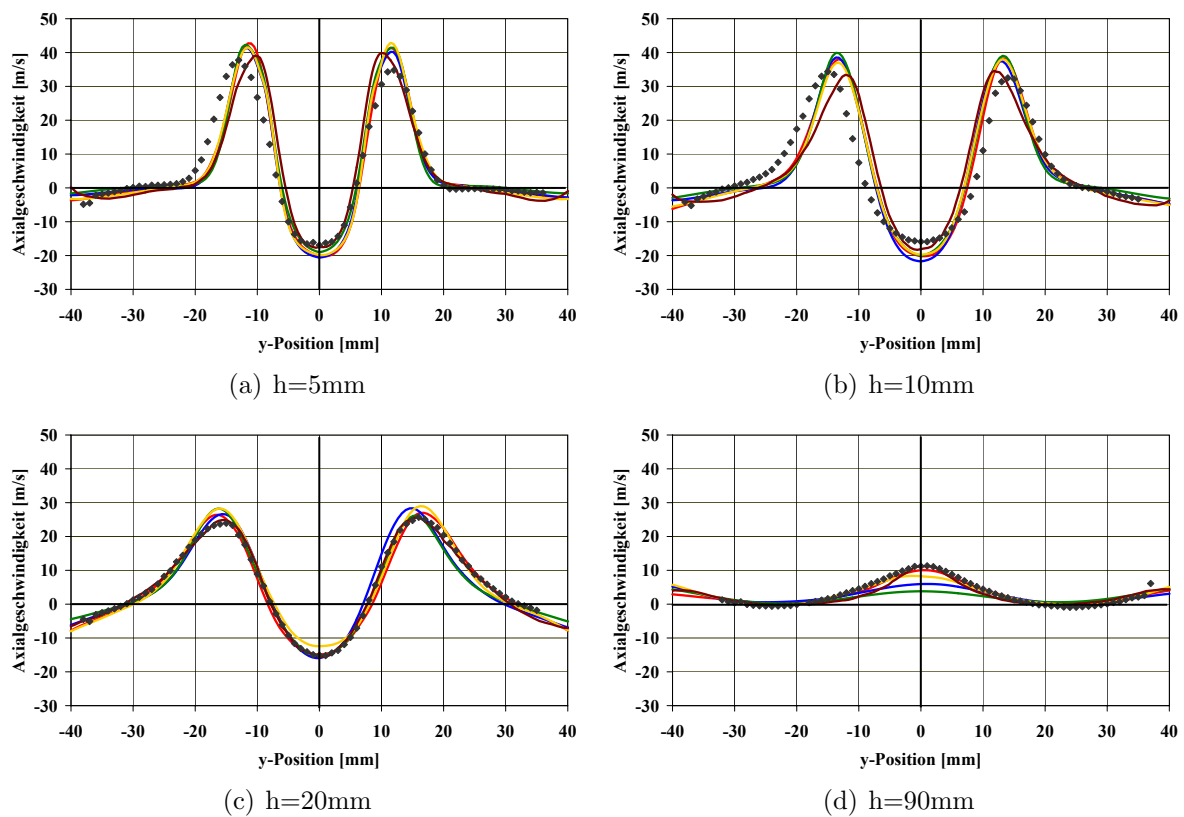


Abbildung 4.5: Zeitlich-gemittelte axiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)

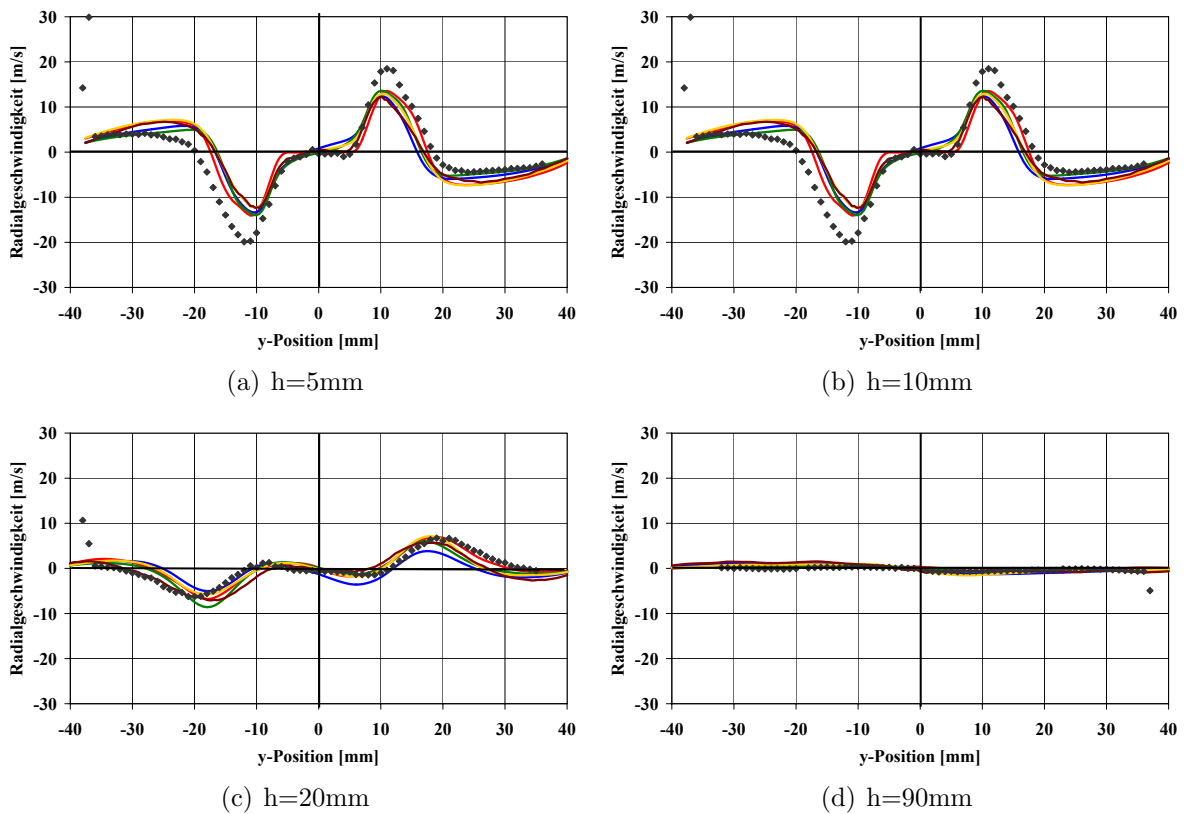


Abbildung 4.6: Zeitlich-gemittelte radiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)

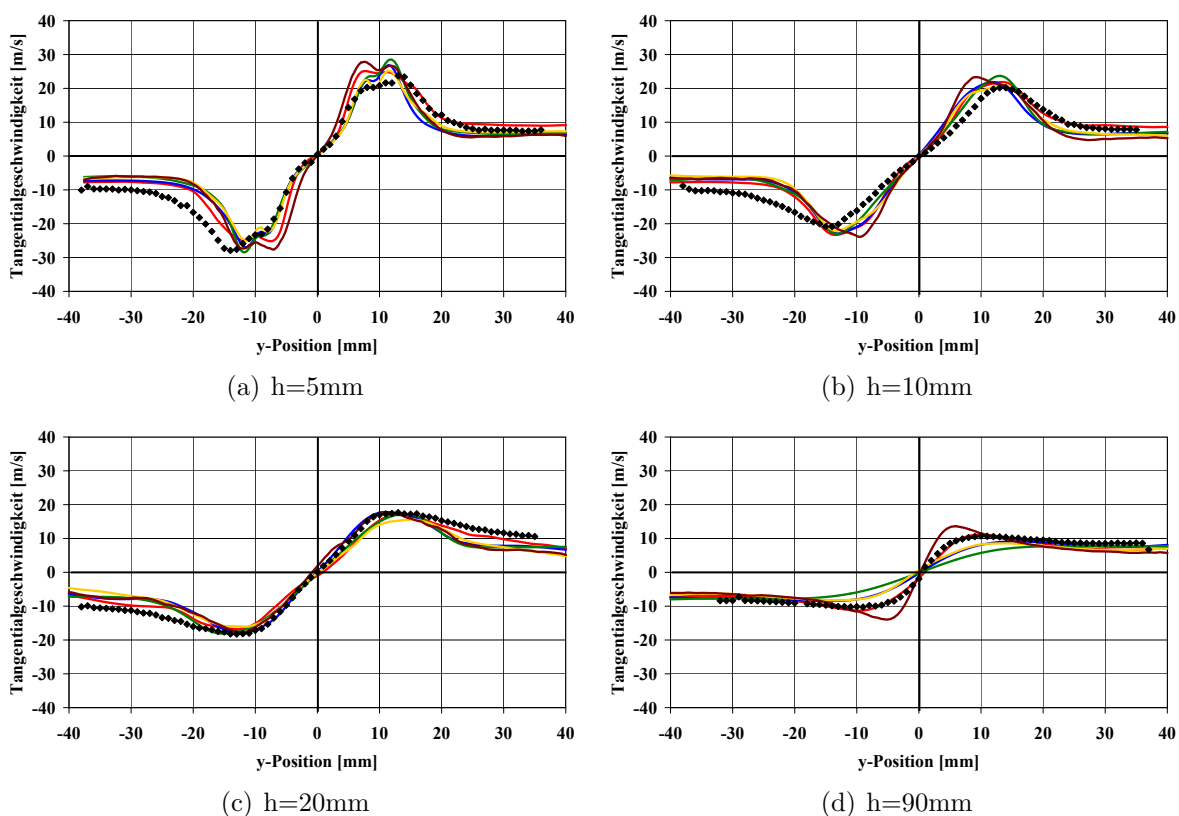


Abbildung 4.7: Zeitlich-gemittelte tangentielle Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)

Geschwindigkeitswerte des einströmenden Frischgases sowie die Stärke der IRZ leicht überschätzt. Ebenfalls sind bei $h=5\text{mm}$ geringfügige Abweichungen bei der zeitlich-gemittelten radialen Geschwindigkeitskomponente erkennbar. Diese wird im Vergleich zum Experiment in allen Fällen zu gering vorhergesagt. Die tangentialen Profile stimmen im Allgemeinen gut mit dem gemessenen Datensatz überein. Die besten Ergebnisse werden in diesem Bereich mit dem SST-SAS Turbulenzmodell erzielt. Bei $h=90\text{mm}$ wird die maximale zeitlich-gemittelte axiale Geschwindigkeit nur durch die Rechnungen mit dem SST-SAS und SST-DES (Gitter B) Turbulenzmodell sowie der Grobskalensimulation richtig vorhergesagt. Größere Abweichungen im Bereich der Brennkammerachse treten bei den SST-DES (Gitter A) und SST Simulationen auf. Jedoch nehmen diese nach außen ab bzw. verschwinden in den wandnahen Bereichen. Abweichungen nahe der Mittellinie treten auch bei den tangentialen Geschwindigkeitsverläufen auf. Im Vergleich zur Messung wird dieses Profil nur durch das SST-SAS Turbulenzmodell bestens wiedergegeben. Die Rechnungen mit dem SST, SST-DES und LES Turbulenzmodell weisen Differenzen auf. Dies deutet darauf hin, dass methodenbedingt instationäre turbulente Größen, die einen Einfluss auf das Strömungsfeld haben nicht bzw. nicht korrekt aufgelöst werden können.

Zur Erklärung der Abweichungen in den axialen und tangentialen Geschwindigkeitsprofilen in der oberen Hälfte der Brennkammer dient Abb. 4.8. Diese zeigt Konturen-Plots der zeitlich-gemittelten Verteilung der axialen Strömungsgeschwindigkeit. Die schwarzen Linien repräsentieren Bereiche in denen die axiale Geschwindigkeitskomponente null ist. Gebiete mit einer negativen axialen Geschwindigkeit im Zentrum der Brennkammer kennzeichnen die IRZ, deren Form und Lage vom gewählten Turbulenzmodell sowie Rechengitter abhängt. Im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen liegt die beste Übereinstimmung bezüglich der Form und Lage der IRZ für die SST-SAS Simulation vor. Die aus den zeitlich-gemittelten Daten bestimmte Gesamtlänge der IRZ beträgt ca. 95mm . Bei $h=58\text{mm}$ spaltet sich diese in eine Y-ähnliche Form auf. Die Eindringtiefe der IRZ in die zentrale Düse des Brenners entspricht ungefähr 5mm . In den unteren Ecken der Brennkammer ist die ORZ sichtbar. Scherschichten befinden sich zwischen dem Frischgasstrom und der IRZ bzw. ORZ. Weitere Rezirkulationszonen befinden sich im Bereich des Viertelkreises am Brenneraustritt, im Luftplenum sowie in der Luftzufuhr zu den Dralherzeugern. Die überhöhte axiale Geschwindigkeit um die Mittellinie im oberen Bereich der Brennkammer indiziert eine Tornado-ähnliche Struktur in deren Auslass.

Wesentliche Abweichungen von der beschriebenen Strömungsform treten bei den Simulationen mit dem SST-DES (Gitter A) und SST Turbulenzmodell in der oberen Hälfte der Brennkammer auf. Hier wird die Y-förmige Struktur der IRZ nicht korrekt wiedergegeben. Wie in Abb. 4.8 ersichtlich, beträgt die Gesamtlänge der inneren Rezirkulationszone bei der SST-DES Rechnung 72mm beziehungsweise 90mm bei der Verwendung des SST-Turbulenzmodells. In beiden Fällen dringt die IRZ 6mm in die zentrale Brennerdüse ein. Ähnlich zur SAS-SST Rechnung tritt bei der SST-DES Simulation, die auf dem Gitter 'B'

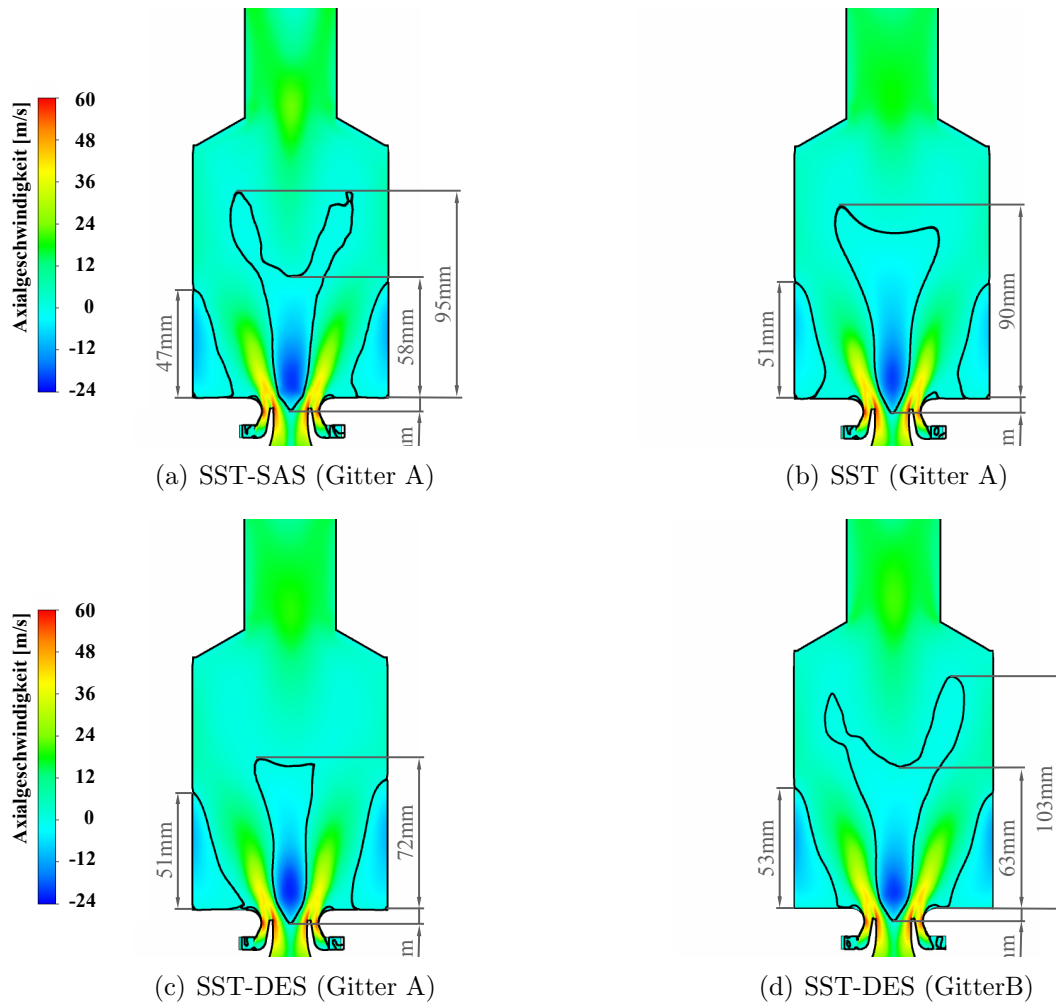


Abbildung 4.8: Zeitlich-gemittelte Konturen-Plots der Axialgeschwindigkeit in der Schnittenebene A für verschiedene Turbulenzmodelle

durchgeführt worden ist, die Y-ähnliche Form der IRZ auf. Die Länge der IRZ beträgt 58mm bevor sich diese aufteilt. Die Gesamtlänge von 95mm ist in guter Übereinstimmung mit den LDA-Daten. Die charakteristischen Größen der ORZ sind in allen Fällen vergleichbar.

Die Abb. 4.9 visualisiert eine momentane Blending-Funktion (vgl. Kapitel 2.2.3.6) für die eingesetzten hybriden Turbulenzmodelle. Diese Kenngröße dient zur Bestimmung der Strömungsbereiche in denen sich die Simulation im RANS bzw. in einem LES-ähnlichen Modus befindet. Im grobstrukturauflösenden Bereich ist die Blending Funktion gleich null und in RANS Gebieten eins. Dazwischen sind die Modelle gemischt. Aufgrund der Instationarität der Strömung ist die räumliche Verteilung der Blending-Funktion zeitabhängig. Bei der SST-SAS Simulation werden die wandnahen Bereiche modellbedingt mittels der RANS-Formulierung gelöst. Innerhalb der Brennkammer arbeitet das Modell überwiegend im LES-ähnlichen Modus. Im Gegensatz dazu ist dieser Bereich bei der SST-DES Simulation (Gitter A) deutlich kleiner und beschränkt sich auf die untere Brennkammerhälfte.

Der obere Bereich der Brennkammer, das Abgasrohr sowie die Brennerdüsen werden mittels des unterliegenden SST Turbulenzmodells berechnet. Hier ist das Gitter "A" zu grob, um die auftretenden turbulenten Längenskalen aufzulösen. Einen großen Einfluss auf die Qualität der Strömungssimulation hat das Gebiet in dem sich die IRZ Y-förmig aufteilt. Hier schaltet das hybride SST-DES Turbulenzmodell teilweise in den RANS-Bereich zurück. Durch den plötzlichen Anstieg der Wirbelviskosität im Übergangsbereich wird ein Teil der turbulenten Strukturen dissipiert. In den RANS-Regionen liegt die Wirbelviskosität um eine Größenordnung über der in den LES-ähnlichen Gebieten. Folglich können turbulente Strukturen über einen größeren Wellenzahlbereich nicht mehr aufgelöst werden. Sofern der Instabilitätsmechanismus ausreichend groß ist, tritt dieses Phänomen bei den SAS-basierten hybriden Turbulenzmodellen nicht auf. Die Adaptionsfähigkeit des Modells ermöglicht eine Anpassung der Formulierung an die lokal vorliegenden turbulenten Längenskalen. Durch eine Verfeinerung des Rechengitters (Gitter B) im oberen Teil der Brennkammer ist es gelungen das Gebiet der Grobskalensimulation zu vergrößern. Dadurch konnten mit einer SST-DES Rechnung ähnlich gute Ergebnisse wie mit dem SST-SAS Turbulenzmodell erreicht werden. Nachteilig ist der, in Kapitel 4.2.4 beschriebene, bedeutend höhere Rechenaufwand.

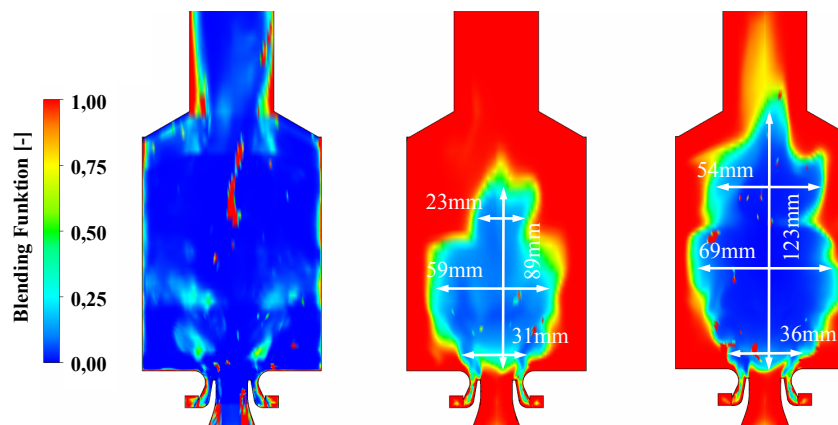


Abbildung 4.9: Momentane Blending-Funktionen für die hybriden RANS-LES Turbulenzmodelle in der Schnittebene A; SST-SAS (Gitter A, links), SST-DES (Gitter A, mittig), SST-DES (Gitter B, rechts)

Die Abb. 4.10, 4.11, 4.12 stellen die Profile der turbulenten Fluktuationen (RMS) der drei Geschwindigkeitskomponenten dar. Zur Berechnung der RMS-Werte wurde neben dem aufgelösten auch der 'Subgrid-Scale' Anteil der numerischen Lösung berücksichtigt [237]. Für die axiale Geschwindigkeit zeigen die experimentellen Daten in der Scherschicht zwischen dem eintretenden Frischgasstrom und der IRZ bei $h=5\text{mm}$ ein ausgeprägtes Maximum von $21,5\text{m/s}$. Die hohen RMS-Werte in den brennernenahen Scherschichten sind ein Beweis für starke turbulente Fluktuationen in diesen Regionen. Daher kann von einer intensiven Mischung zwischen dem einströmendem Gas und der rezirkulierten Luft ausge-

gangen werden. Die breiten RMS-Maxima deuten daraufhin, dass die Scherschichten und Rezirkulationszonen lokal nicht stabil sind. Weiterhin sind die numerischen Ergebnisse ein Indiz dafür, dass die momentane Axialgeschwindigkeit in der ORZ häufig ihre Richtung ändert. Während die axialen turbulenten Fluktuationen in der ORZ zwischen 6-9 m/s liegen, ist die entsprechende zeitlich gemittelte Größe, wie in Abb. 4.6 gezeigt, nahezu Null. Ebenfalls überhöhte RMS-Werte treten bei $h=5\text{mm}$ in der radialen Geschwindigkeitskomponente im Bereich der Scherschichten zwischen dem Frischgasstrom und der ORZ auf. Diese nehmen in Wandnähe sowie im Gebiet der Brennachse deutlich ab. Der grundlegende Verlauf der RMS-Profile bei einer Höhe über dem Brenner (HAB) von $h=10\text{mm}$ ist ähnlich zu denen bei $h=5\text{mm}$. Mit steigender Brennkammerhöhe, wie beispielsweise für $h=20\text{mm}$ dargestellt, werden die RMS-Verläufe und deren Maxima breiter. Bei $h=90\text{mm}$ schwanken die experimentellen RMS-Werte der axialen Geschwindigkeitskomponente zwischen 2,2-4,9m/s. Kleinere Maxima treten im Bereich der Mittellinie und an der Brennkammerwand auf. Die turbulenten Fluktuationen der radialen und tangentialen Profile zeigen breite Plateaus in der Brennkammermitte. In Richtung der Brennkammerwand flachen beide Profile zunächst ab und bleiben dann annähernd konstant. Die Überhöhung der RMS-Werte und deren Verläufe weisen auf eine fluktuierende Tornado-ähnliche Wirbelstruktur im hinteren Teil der Brennkammer hin.

Der direkte Vergleich der RMS-Werte in den Abb. 4.10, 4.11, 4.12 zeigt, dass die mit dem SST-SAS Turbulenzmodell erzielten Ergebnisse am besten mit dem experimentellen Datensatz übereinstimmen. Kleinere Abweichungen treten bei $h=5\text{mm}$ und axialen Positionen oberhalb $h=10\text{mm}$ auf, wo die Maxima leicht überschätzt bzw. unterschätzt werden. Im Bereich der Brennkammerachse ist die Numerik fast deckungsgleich mit den LDA-Messungen. Ebenfalls stimmt der Verlauf der RMS-Werte der radialen und tangentialen Geschwindigkeiten gut mit den Messergebnissen überein. Bei der LES Simulation werden die turbulenten Fluktuationen im brennernenahen Bereich ($h=5\text{mm}$) über die komplette Breite zu hoch vorhergesagt, während bei $h=10\text{mm}$ und $h=20\text{mm}$ diese überwiegend in der Brennkammermitte überschätzt werden. Die messtechnisch erfassten turbulenten Strukturen am Brennkammerauslass ($h=90\text{mm}$) werden bei der LES aufgelöst, jedoch für die radiale und tangentiale Geschwindigkeitskomponente überbestimmt. Bei der SST-DES Rechnung (Gitter) ergeben sich in den axialen Profilen der turbulenten Fluktuationen Abweichungen im Bereich $h>45\text{mm}$. Dagegen zeigt die SST-DES Simulation, die auf Gitter B durchgeführt wurde, im oberen Brennkammerbereich eine gute Übereinstimmung. Exemplarisch dargestellt ist dies für $h=90\text{mm}$. Der Unterschied in den Verläufen kann durch die verschiedenartige Form und Lage der IRZ erklärt werden. Ebenfalls werden die radialen und tangentialen Geschwindigkeiten durch die falsche Vorhersage der IRZ beeinflusst. Der generelle Verlauf der mit dem SST-Modell erzielten RMS-Profile ist bis zu einer HAB von $h=45\text{mm}$ ähnlich zu den Messungen. Die danach auftretenden Abweichungen sind exemplarisch für $h=90\text{mm}$ in den Abb. 4.10, 4.11, 4.12 dargestellt. Aufgrund der modell-

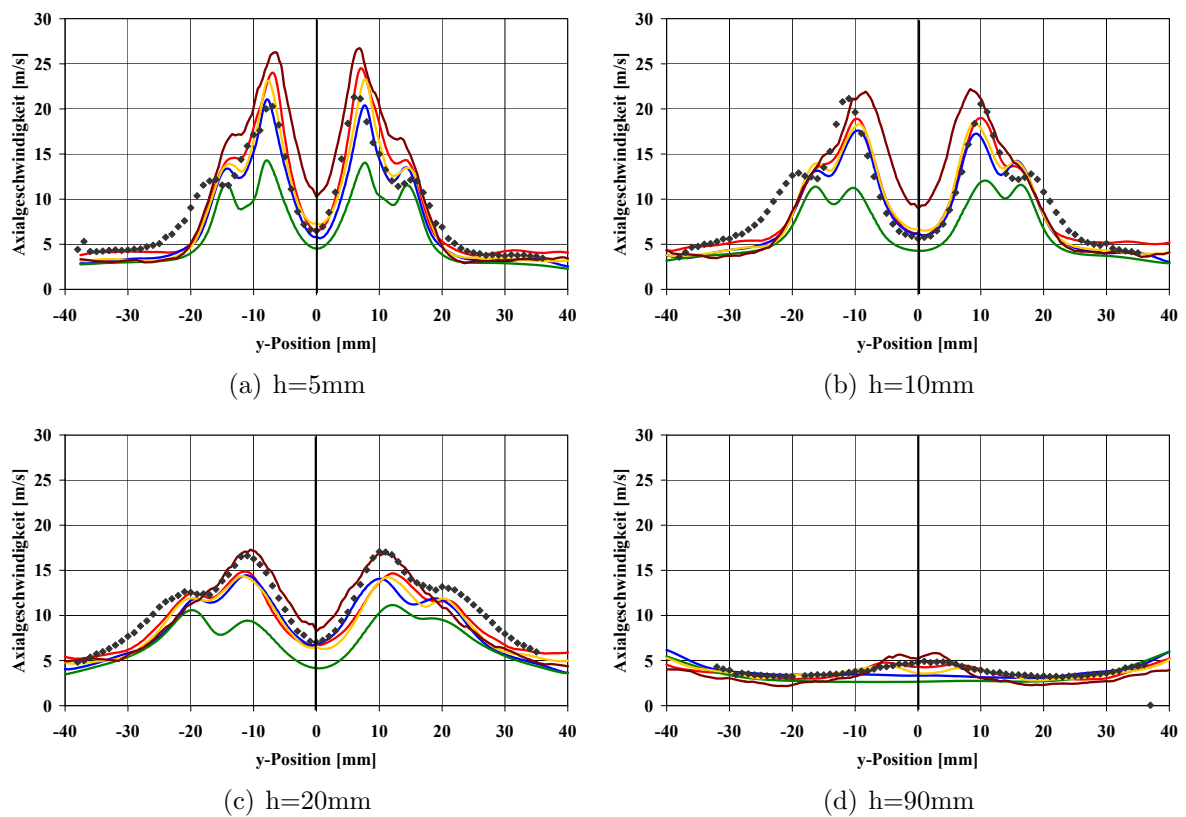


Abbildung 4.10: RMS-Werte der axialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)

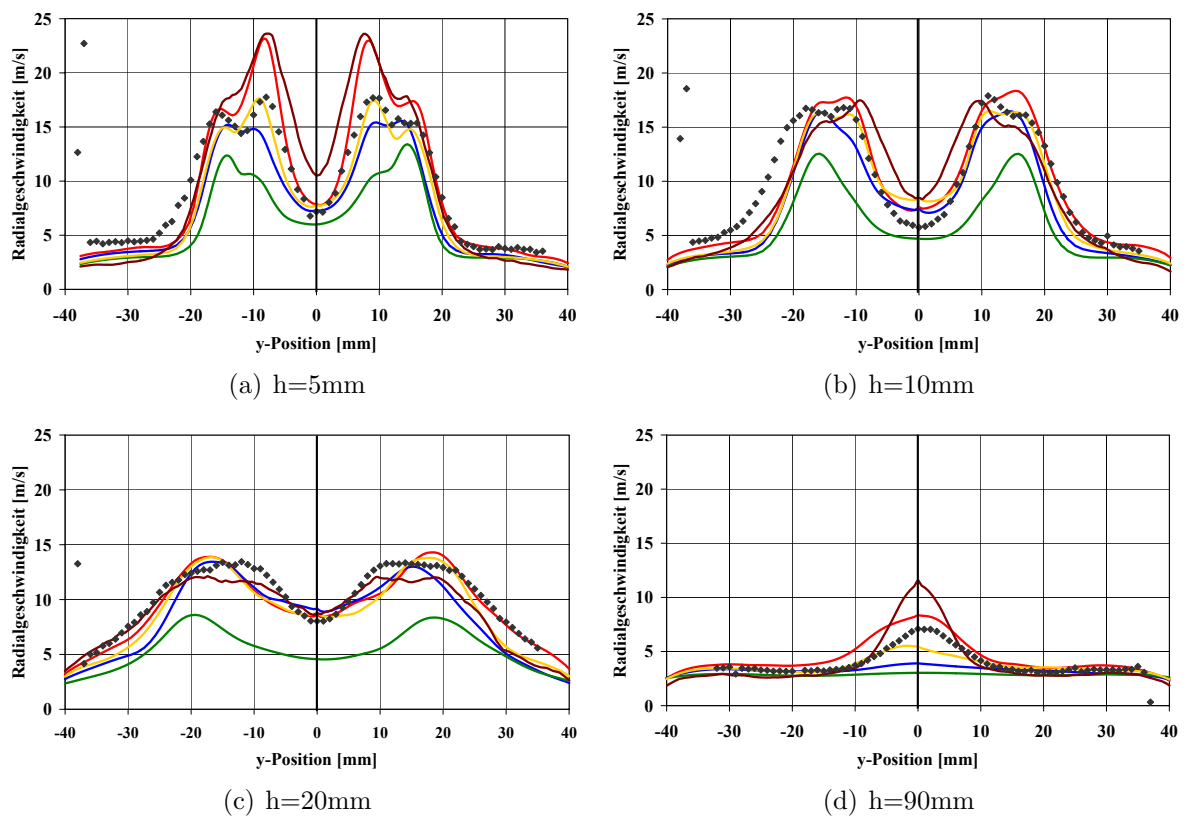


Abbildung 4.11: RMS-Werte der radialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)

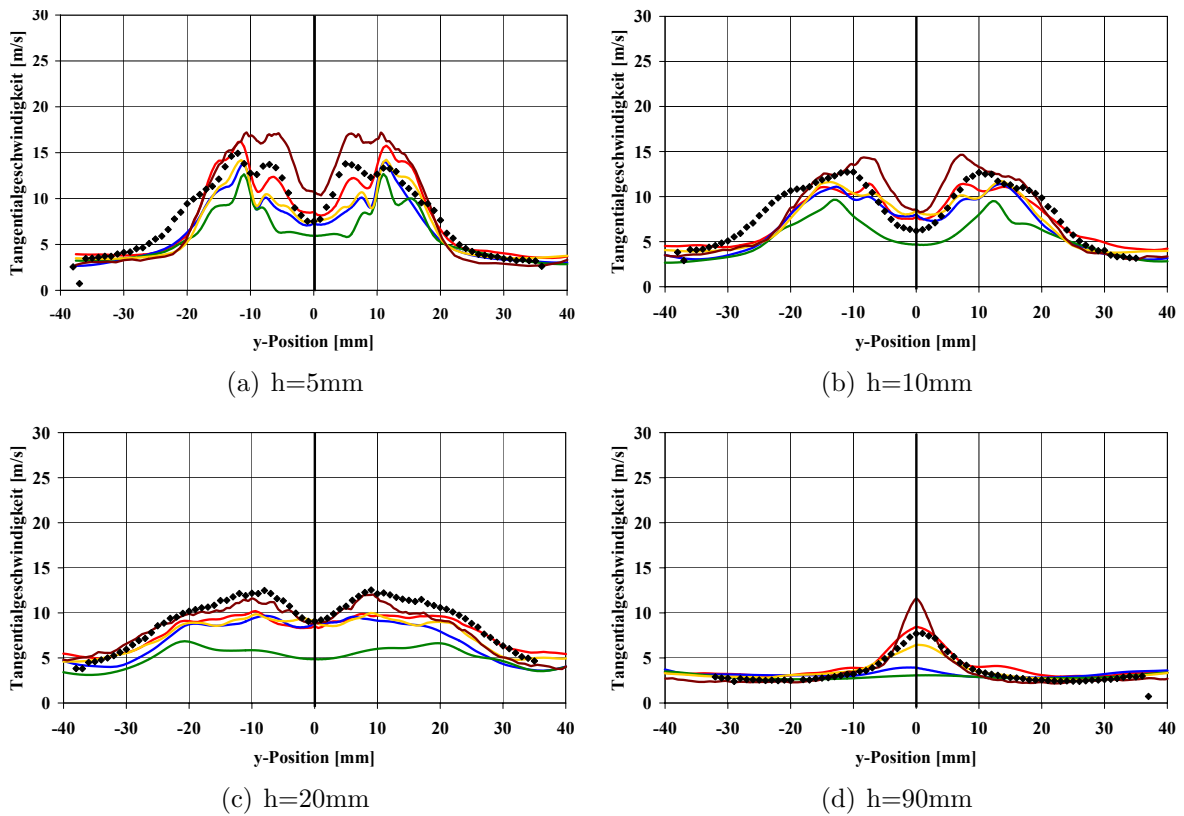


Abbildung 4.12: RMS-Werte der tangentialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Diamanten (LDA Messung)

bedingten Dissipation werden die turbulenten Strukturen, welche in diesem Testfall in der Brennkammermitte eine Überhöhung der RMS-Werte verursachen, ausgelöscht. Weiterhin sind bei diesem Modellierungsansatz, im Vergleich zu den Messungen, den hybriden RANS-LES bzw. LES Ansätzen, die absoluten Werte deutlich niedriger.

4.2.3 Instationäres Strömungsfeld

Für die generelle Beschreibung der Eigenschaften einer turbulenten, nicht-reagierenden Strömung sind zeitlich-gemittelte bzw. stationäre Ergebnisse oftmals ausreichend. Zu deren detaillierten Charakterisierung ist jedoch eine Analyse der instationären Strömungsfelder oftmals hilfreich. Im Rahmen dieser Arbeit werden die in der Modellbrennkammer auftretenden dynamischen Strukturen am Beispiel der durchgeführten SST-SAS Simulation erläutert. Die Abb. 4.13 zeigt exemplarisch das momentane Strömungsfeld zu zwei verschiedenen Zeitpunkten. Der V-förmig eintretende Frischgasstrom ist hierbei deutlich zu erkennen. Weiterhin weisen die Stromlinien-Plots die Existenz von Wirbelstrukturen in den inneren und äußeren Scherschichten, die sich zwischen dem Frischgasstrom und der IRZ bzw. ORZ, nach. Die Anordnung der durch schwarze Linien verbundenen Wirbel auf der linken und rechten Seite der inneren Scherschicht erfolgt helikal, während der Abstand zwischen den Strukturen Richtung Brennkammeraustritt zunimmt. In den momentanen Geschwindigkeitsfeldern ist beobachten, dass die beschriebenen turbulenten Strukturen periodisch unterschiedlich tief in die Brennkammer eindringen bzw. bereits in der zentralen Düse des Brenners gebildet werden. Am Beispiel der Illustration "A" in Abb. 4.13 penetrieren die Wirbelstrukturen bis in die obere Brennkammerhälfte. Dieses Verhalten entspricht eher der Ausnahme. Viel häufiger sind nur bis zu vier Wirbelzentren zu sehen. In Kombination mit einer rotationssymmetrischen Brennkammer ist dies ein starker Indikator für eine helikale Instabilität [237]. Neben den hohen turbulenten Intensitäten in den Scherschichten kann dieses Phänomen signifikant zur Mischung des Frischgases mit dem rezirkulierten Abgas beitragen. Die helikal angeordneten Wirbel sind nicht sichtbar in den zeitlich-gemittelten Strömungsfeldern.

Eine weitere Charakteristik der Brennkammerströmung ist ebenfalls in Abb. 4.13 dargestellt. Der im Bild "B" markierte Wirbel wurde im Bereich einer Rezirkulationszone, die im Bereich des Viertelkreis der äußeren Ringdüse des Brenners auftritt, erzeugt. In den zeitlich-gemittelten Ergebnissen liegt der Ablösepunkt der Rezirkulationsblase ungefähr $h=4\text{mm}$ unterhalb des Brennkammerbodens. Da die Strömung hochgradig instationär und die Strömungsablösung nicht z.B. durch eine Abrisskante geometrisch fixiert ist, wandert der Ablösepunkt zwischen $h=-7,5\text{mm}$ und $h=0,0\text{mm}$ entlang der Brennerwand. Die Form und Lage des Rezirkulationsgebiets ist somit zeitabhängig. Bei $h=0,0\text{mm}$ ist eine kurzzeitige Vereinigung der Ablöseblase mit der ORZ möglich. Die SST-SAS Rechnung zeigt außerdem, dass der Winkel des in die Brennkammer einströmenden Frischgases durch dieses Phänomen stark beeinflusst werden kann.

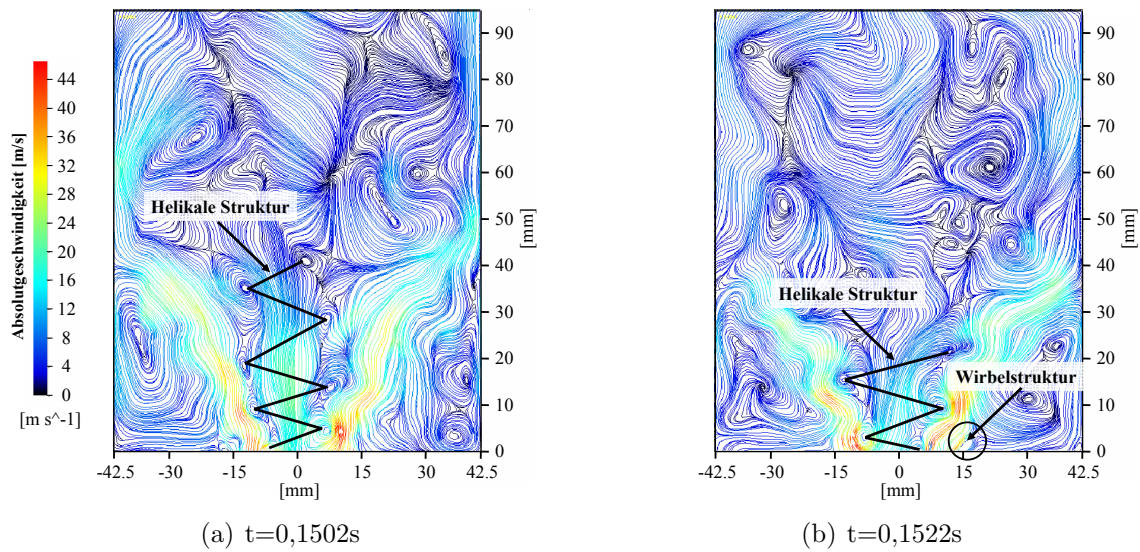


Abbildung 4.13: Momentanes Absolutgeschwindigkeitsfelder dargestellt als Stromlinien Plots in der Schnittebene "A" zu verschiedenen Zeitpunkten (SST-SAS Turbulenzmodell)

4.2.3.1 Kohärente Strukturen

Bei der helikalen Instabilität handelt es sich um eine in der IRZ liegende rotierende Strömungsstruktur, die sich um die zentrale Brennkammerachse dreht. Je nach dessen Stärke kann die helikale Struktur zu einer intensiven Mischung beitragen sowie die momentane Form und Lage des brennernenahen Strömungsfelds beeinflussen. Eine wesentliche Voraussetzung für die Entstehung dieses Phänomens ist der sogenannte 'Vortex-Break-Down', welcher vom Niveau der Drallzahl abhängt. Zur Charakterisierung des Dralls dient die Drallzahl S , welche das Verhältnis zwischen dem tangentialen und axialen Impulsstrom beschreibt. Die Entdimensionalisierung der Drallzahl erfolgt mit dem Radius r der Brenneraustrittsgeometrie.

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I}_r} \quad (4.1)$$

In einer dichtebeständigen Strömung reduziert sich bei einem Querschnittsprung die Axialgeschwindigkeit mit r^2 aufgrund der Massenerhaltung und die Umfangsgeschwindigkeit mit r infolge der Erhaltung des Drehimpulses. Die Drallzahl nimmt somit zu, während die Kreisfrequenz sinkt. Mit steigender Drallzahl vergrößert sich die indizierte innere Rezirkulationszone. Ab einer kritischen Drallzahl kann sich ein präzisierender Wirbelkern mit Übergang in eine helikale Struktur ausbilden. Weitere Einflussgrößen auf die Existenz von helikalen Strukturen sind neben der Drallzahl, das Äquivalenzverhältnis, die physikalischen Umgebungsgrößen sowie die Brennergeometrie [237, 87].

Die Abb. 4.14 zeigt exemplarisch zeitliche Momentanaufnahmen der helikalen Instabilität in der untersuchten Gasturbinen-Modellbrennkammer. Zur Darstellung wird eine

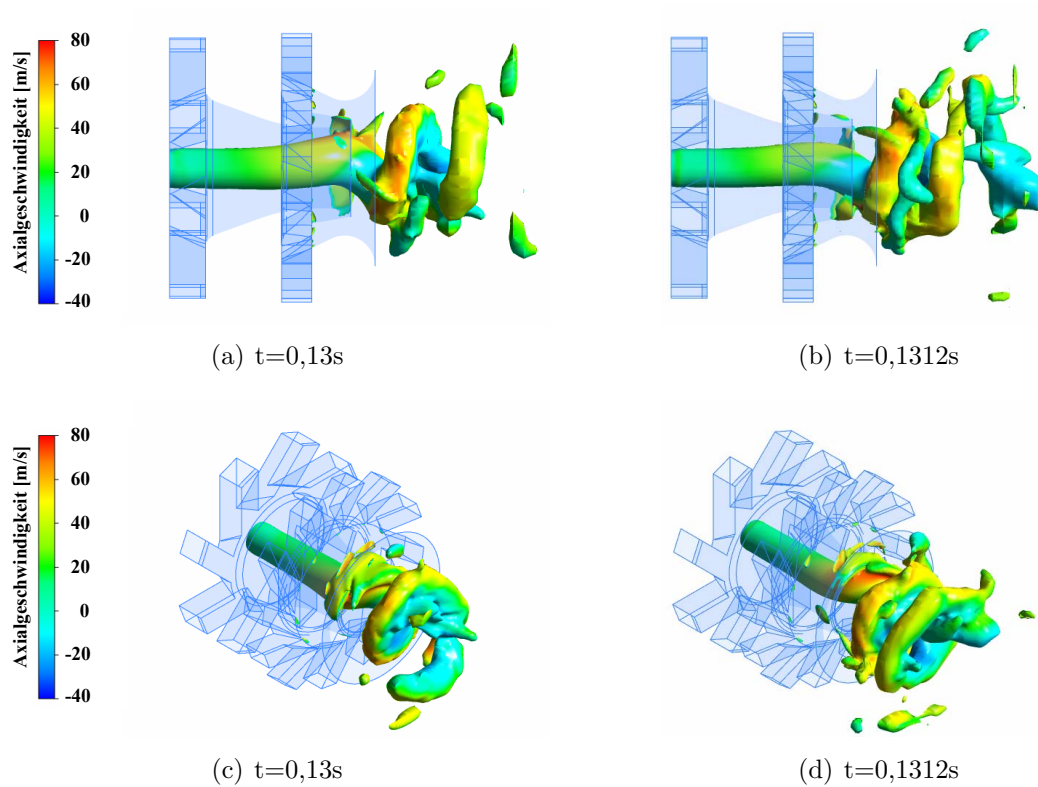


Abbildung 4.14: Precessing Vortex Core (PVC) visualisiert durch konstante Isoflächen des statischen Drucks ($p=-450\text{Pa}$) und eingefärbt mit der lokalen Axialgeschwindigkeit

Isofläche des statischen Drucks eingesetzt, die mit der lokalen Axialgeschwindigkeit eingefärbt ist. Die Wurzel der Strömungsinstabilität ankert bei dieser Konfiguration in der zentralen Brennerdüse und reicht bis zu deren Boden. Das Durchmesser Verhältnis beträgt im Vergleich zum engsten Düsenquerschnitt $d_{HS}/d_{ZD} \approx 0,5$. Verursacht und getrieben wird das Phänomen durch die verdrehte Strömung, die im Bereich der Brennerachse ein im Uhrzeigersinn rotierendes Unterdruckgebiet erzeugt. Am Stagnationspunkt zerfällt die Struktur in eine spirale Form. Anschließend schwimmen die Wirbel, die sich in der inneren Scherschicht befinden, ab. Die räumliche Position der helikalen Instabilität entspricht in etwa dem Bereich in dem die RMS-Werte der tangentialen Geschwindigkeitskomponente eine Überhöhung aufweisen. Mit zunehmender axialer Höhe h nimmt die Intensität der kohärenten Struktur und somit auch die Maxima der RMS-Werte ab. Die Analysen legen nahe, dass der PVC wesentlich zur Erzeugung der hohen Turbulenzen im Bereich der inneren Scherschichten beiträgt. Zur Bestimmung der Eigenschaften der Strömungsinstabilität wird die sogenannte Proper-Orthogonal-Decomposition Methode (POD) eingesetzt. Hierbei handelt es sich um ein statistisches Verfahren, das zur Analyse von kohärenten Strukturen in instationären Strömungen dient [3, 19, 98]. Durch eine Filterung des Strömungsfelds wird dieses in räumliche Moden zerlegt. Zur Analyse der nicht-reagierenden Strö-

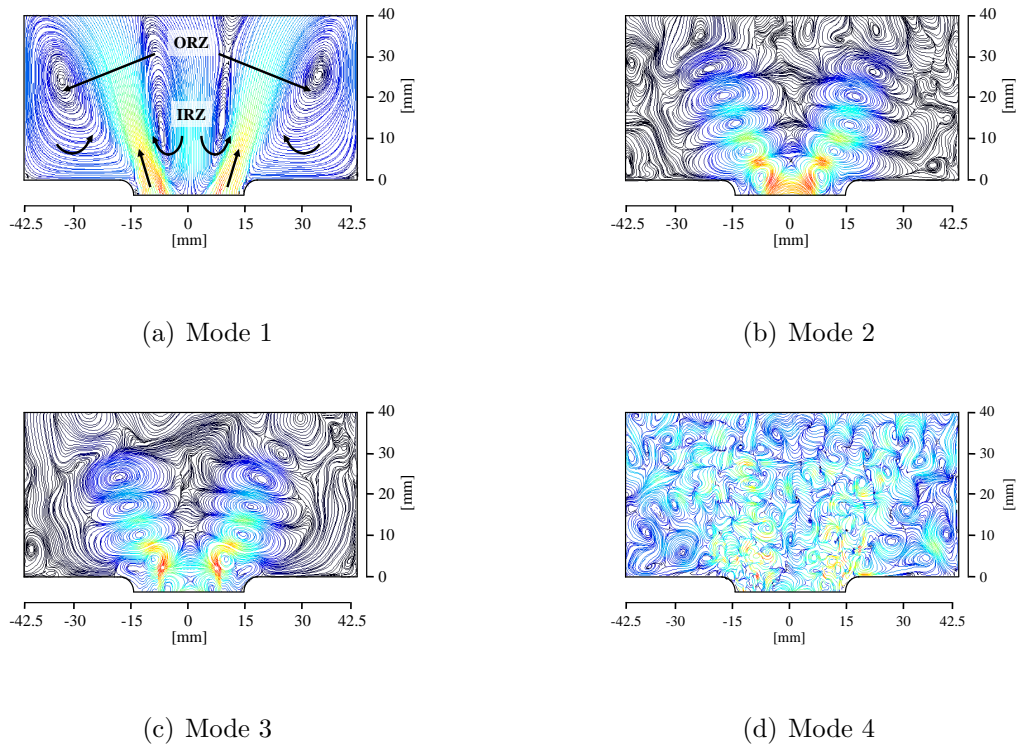


Abbildung 4.15: Räumliche Eigenmoden des Strömungsfelds aus der POD Analyse

mung erfolgten die POD-Analysen mittels 800 aufeinanderfolgenden zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern. Die hierzu benötigten Datensätze wurden aus der Schnittebene 'A' extrahiert, die für diesen Zweck auf den relevanten Bereich zwischen $0\text{mm} \leq h \leq 40\text{mm}$ und $-42.5\text{mm} \leq y \leq 42.5\text{mm}$ begrenzt wurde. Eine der Haupteigenschaften der POD ist, dass die hinsichtlich der kinetischen Energie dominantesten Strukturen durch die ersten Eigenmoden dargestellt werden. Die Abb. 4.15 zeigt ausgewählte Eigenmoden der POD-Analyse, die auf der Basis der SST-SAS Rechnung durchgeführt wurde. Das in der ersten Mode dargestellte Strömungsfeld zeigt die gleichen Charakteristiken wie der zeitlich-gemittelte Datensatz in Abb. 4.4. Anhand der helikalen Struktur in der inneren Scherschicht ist die Strömungsinstabilität in der Mode 2 und 3 erkennbar. In beiden Moden sind die Wirbel V-förmig angeordnet und besitzen ein abwechselndes Vorzeichen in der Wirbelstärke. Ab der vierten Mode sind keine weiteren kohärenten Strukturen mehr identifizierbar. Die Größe der turbulenten Strukturen wird mit ansteigender Mode kleiner bis die Kolmogorov Längenskala erreicht ist. Die Abb. 4.16 visualisiert die mittels der Eigenkoeffizienten der beiden Moden ermittelte Frequenz der helikalen Struktur, die 1533Hz beträgt. Die kreisförmige Verteilung der Koeffizienten der Eigenmoden 2 und 3, dargestellt in Abb. 4.16, unterstützt die Hypothese, dass eine kontinuierliche Wirbelbewegung vorliegt [302]. Neben den vorab beschriebenen Strömungsphänomenen in den brennernahen Bereichen tritt in der oberen Brennkammerhälfte eine Tornado-ähnliche Wirbelstruktur

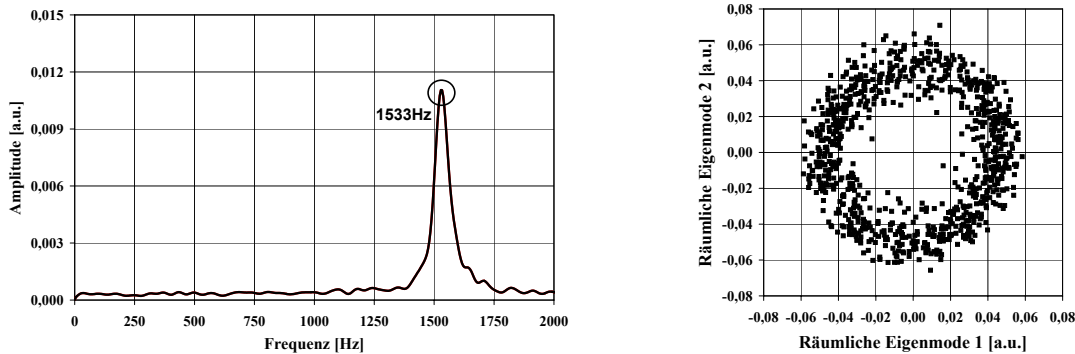


Abbildung 4.16: Frequenzanalyse der helikalen Strömungsinstabilität mittels der Eigenkoeffizienten der Moden 2 und 3 der POD-Analyse (links); Scatterplot der Koeffizienten der zweiten und dritten Eigenmode (rechts)

auf. Die Struktur selbst ist hochgradig instationär und rotiert wie die brennernahe helikale Struktur im Uhrzeigersinn. Der Kern der präzisierenden Drallströmung pflanzt sich aufgrund der Impulserhaltung bis zum Brennkammerauslass fort. Die Axialgeschwindigkeit nimmt aus Gründen der Massenerhaltung bei einer Flächenkontraktion zu, während die Drallzahl sich reduziert. Das Auftreten von Tornado-ähnlichen Strömungsstrukturen wurde anhand weiterer Testfälle sowohl experimentell als numerisch nachgewiesen [72, 73].

In der vorliegenden Gasturbinen-Modellbrennkammer dringt der Tornado-ähnliche Wirbel unterschiedlich tief in die Brennkammer ein. Die Ergebnisse der durchgeführten instationären Rechnungen zeigen, dass diese Struktur mit der IRZ und deren turbulenten Phänomenen interagieren kann. Dadurch werden sowohl die momentane Lage und Form der IRZ, die charakteristischen Größen der brennernahe helikalen Instabilität sowie der Transport der rezirkulierten Luft zur Brennerdüse stark beeinflusst. Die Auswirkung der Wirbelstruktur ist durch die Y-förmige Aufspaltung der IRZ in den zeitlich-gemittelten Strömungsfeldern zu sehen. Das Schließen des Wirbelkerns unmittelbar vor dem Brennkammeraustritt ist Folge der gewählten Randbedingung, die den statischen Druck an der Rechenfeldbegrenzung vorgibt. In Realität ist aufgrund der Impuls- und Drallerhaltung zu erwarten, dass sich die präzisierende Struktur in das Fernfeld fortpflanzt und es zu Rückströmungen in die Brennkammer kommt. Der Einfluss der gewählten Randbedingungsformulierung auf das Strömungsfeld und die Brennkammerakustik kann anhand der vorliegenden numerischen Ergebnisse nicht bewertet werden. Die Abb. 4.17 zeigt die Tornado-ähnliche Wirbelstruktur als Isofläche des statischen Drucks zu verschiedenen Zeitpunkten.

4.2.4 Brennkammerakustik

Die Abb. 4.18 visualisiert die gemessenen und berechneten Schalldruckpegel an den Positionen $h=15\text{mm}$, $h=55\text{mm}$, $h=95\text{mm}$ und $h=150\text{mm}$. Die Darstellungen sind auf einen Frequenzbereich zwischen 25 und 2.000Hz limitiert. Im Niederfrequenten grenzt das Nyquist-

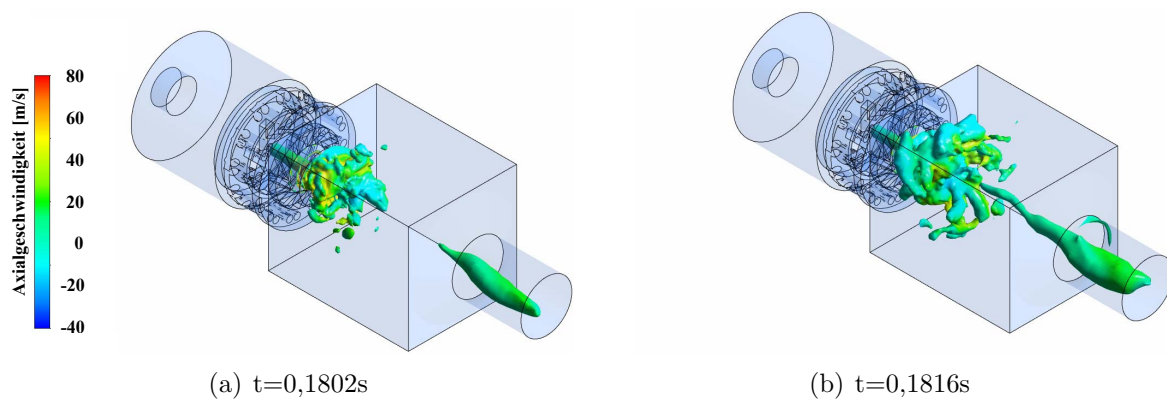


Abbildung 4.17: Tornado-ähnliche Wirbelstruktur visualisiert durch konstante Isoflächen des statischen Drucks ($p=-450Pa$) und eingefärbt mit der lokalen Axialgeschwindigkeit

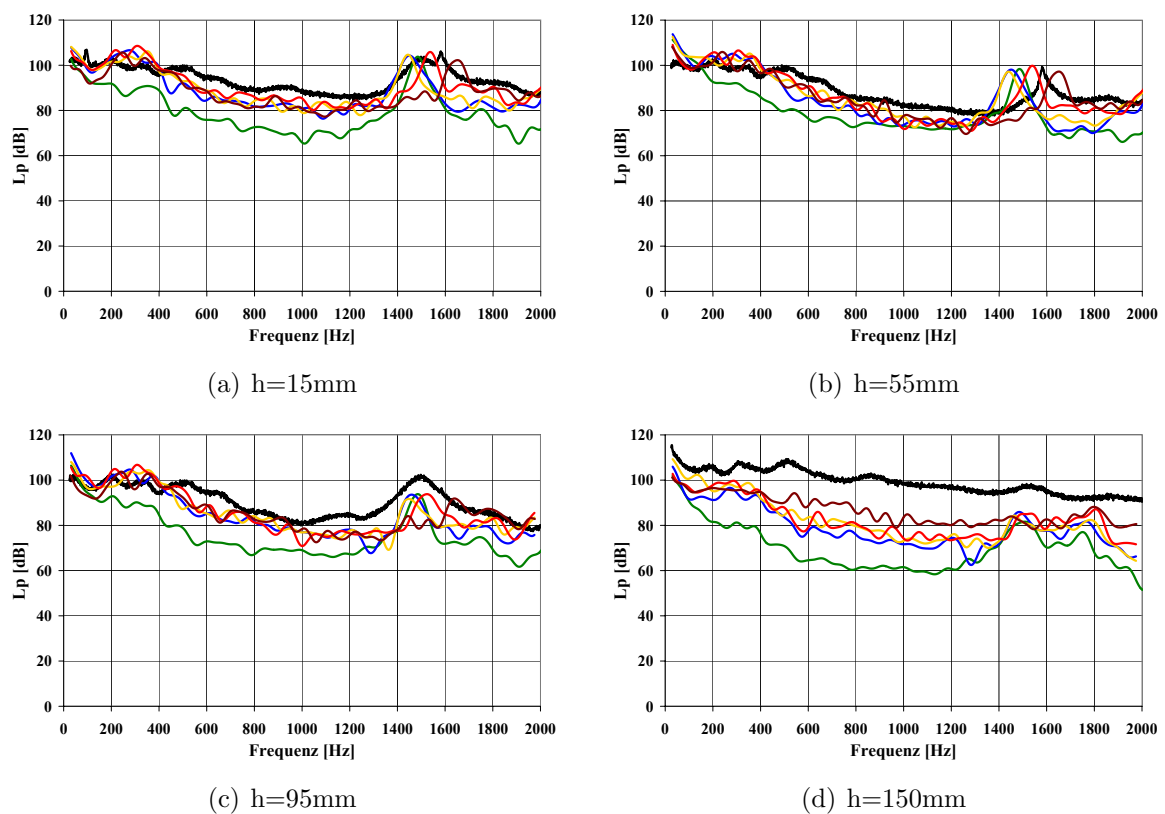


Abbildung 4.18: Schalldruckpegel L_p bei $h=15mm$, $h=55mm$, $h=95mm$ und $h=150mm$; braune Linie (LES, Gitter A), rote Linie (SAS, Gitter A), blaue Linie (DES, Gitter A), goldene Linie (DES, Gitter B), grüne Linie (SST, Gitter A), schwarze Linie (Mikrofon-Messung)

Kriterium und damit die Simulationszeit die Auswertung ein. Die obere Grenze ist durch die maximal mögliche Auflösung des gewählten Messaufbaus vorgegeben. Zur Berechnung des Schalldruckpegels in der Gasturbinen-Modellbrennkammer wurde die Gl. (3.7) verwendet. Der zur Bestimmung von L_p benötigte zeit- und ortsabhängige Schalldruck p'' wurde aus der Differenz zwischen dem momentanen Druck und dem gemittelten Druck des Strömungsfelds berechnet.

Generell zeigt das experimentell ermittelte Spektrum ein breitbandiges Lärmspektrum, den sogenannten turbulenten Lärm. Die dominanten Schallenergieanteile liegen im unteren Frequenzbereich. Mit zunehmender Frequenz fällt der Schalldruckpegel ab. Weiterhin sichtbar ist die brennernahe helikale Strömungsinstabilität, die im experimentelle akustischen Spektrum als tonaler Lärm bei einer Frequenz von 1.585Hz erscheint. Die erzwungene Wirbelstruktur im oberen Bereich der Brennkammer ist nicht eindeutig erkennbar. Entweder rotiert diese mit gleicher Frequenz wie die brennernahe Instabilität oder deren Schwankungsgrößen gehen im Strömungslärm unter. Im Vergleich zu den Messungen wird der Verlauf der numerisch ermittelten Schalldruckpegel gut wiedergegeben. Jedoch liegen die Werte bei allen Simulationen unterhalb des Experiments. Während die hybriden Turbulenzmodelle und die Grobskalensimulation ähnliche L_p vorhersagen, ist dieser bei der SST Rechnung deutlich niedriger. Ein wesentlicher Grund hierfür ist die höhere numerische Dämpfung, die nicht nur einen Einfluss auf die Erzeugung des Strömungslärms sondern auch auf dessen Transport hat. Die mittels einer FFT-Analyse berechneten Frequenzen der helikalen Struktur im unteren Brennkammerbereich sind, abhängig vom eingesetzten Turbulenzmodell, in der Tabelle 4.1 dargestellt.

Turbulenzmodell	Frequenz der helikalen Instabilität [Hz]
SST (Gitter 1)	1.488
SST-DES (Gitter 1)	1.450
SST-DES (Gitter 2)	1.450
SST-SAS (Gitter 1)	1.537
LES (Gitter 1)	1.652
Experiment	1.585

Tabelle 4.1: Numerisch ermittelte Frequenzen der brennernen helikalen Strömungsinstabilität in Abhängigkeit vom gewählten Turbulenzmodell

Abweichungen vom experimentellen Ergebnis können neben numerischen und Modellierungsgründen auch durch den Einfluss der nicht ausreichend vermessenen Randbedingungen erklärt werden. Anhand einer ähnlichen Konfiguration wies Garcia et al. nach, dass die Frequenz einer helikalen Strömungsinstabilität beispielsweise durch den Druck am Ein-

tritt in das Luftplenum beeinflusst werden kann [87]. Die Ursachen für die Frequenzverschiebungen zwischen den einzelnen Simulationen sind noch ungeklärt. Mit zunehmender Brennkammerlänge ändern sich der generelle Verlauf des Schalldruckpegels sowie die Lage der numerischen Ergebnisse zueinander nicht. Jedoch nimmt der Peak-Wert der helikalen Instabilität im Schalldruckpegel ab.

4.2.5 Rechenzeiten

Die Simulationen wurden auf einen HP XC4000 System, das auf AMD Opteron Prozessoren basiert, durchgeführt. Ein Rechenknoten besteht aus 4 Cores mit einer theoretische Spitzenleistung von 20,8 GFLOPS. Die einzelnen Knoten sind mit einem InfiniBand 4X Interconnect verbunden. Die Rechnungen erfolgten auf 20 Prozessen verteilt auf 5 Knoten. In der Tabelle 4.2 sind die zur Durchführung der Simulationen benötigten CPU-Rechenzeiten dargestellt.

Turbulenzmodell	CPU-Zeit [Tage]
SST (Gitter 1)	58,8
SST-DES (Gitter 1)	70,8
SST-DES (Gitter 2)	96,8
SST-SAS (Gitter 1)	79,1
LES (Gitter 1)	89,3

Tabelle 4.2: Benötigte CPU-Rechenzeiten für die Simulation der nicht-reagierenden Brennkammerströmung

4.3 Reagierende Strömungen

In diesem Kapitel wird die Eignung verschiedener Verbrennungsmodelle (EDM, FRC, EDM-FRC) und Reaktionsmechanismen (1- und 3-Schritt-Mechanismus) in Kombination mit dem SST-SAS Turbulenzmodell untersucht. Die Analysen werden anhand der vorab beschriebenen Gasturbinen-Modellbrennkammer durchgeführt. Um die wesentlichen Einflussgrößen aus den numerisch gewonnenen Ergebnissen separieren zu können wird die Komplexität möglichst gering gehalten. Folglich wurde ein stabiler Lastfall mit einer thermischen Leistung von 35kW gewählt. Zur Bewertung der jeweiligen Modellierungsansätze werden die numerischen Simulationen mit experimentellen Ergebnissen, die mittels Laser Doppler Anemometry (LDA) und Raman Spektroskopie erzielt worden, verglichen [159, 160, 324, 325].

4.3.1 Numerischer Aufbau

4.3.2 Rechengebiet und Randbedingungen

Das eingesetzte Rechengebiet, die numerischen Randbedingungen sowie die Lage der Messpositionen und der Schnittebene "A" sind in der Abb. 4.2 dargestellt. Identisch zu der in Kap. 4.2.1.1 beschriebenen Konfiguration wird der Lufteinlass mittels einer Massenstromrandbedingung definiert. Der Massenstrom, welcher senkrecht zur Oberfläche in das Rechengebiet eintritt, beträgt $\dot{m}=0.01762$ m/s. Die Luftvorwärmung durch die Wärmeübertragungseffekte im Bereich des Luftplenums, der Luftzuführung sowie des Brenners wird durch die Festlegung der Lufttemperatur am Eintritt in die Domain berücksichtigt. Diese liegt bei $T=330$ K und entspricht einem gemessenen Wert am Brenneraustritt. Eine direkte Berücksichtigung der Wärmeübertragungseffekte ist aufgrund der sehr unterschiedlichen Zeitskalen bei den durchgeführten instationären Rechnungen nicht möglich. Die turbulenten Größen werden durch die in ANSYS-CFX 10.0 vorhandene "Medium-Intensitäts-Option" bestimmt [10]. Der Brennstoffmassenstrom beträgt $\dot{m}=0.000696$ m/s und dessen Temperatur $T=330$ K. Die turbulente Intensität liegt bei $I=15\%$ und die entsprechende Längenskala bei $l_t=0.0005$ m. Alle Wände des Brennkammersystems sind als reibungsbehaftet angenommen. Die Wandtemperatur des Brennkammerbodens beläuft sich auf $T=600$ K, während die seitlichen Wände, der konische Übergang und das Abgasrohr mit einer Temperatur von 1.050 K berücksichtigt werden. Alle verbleibenden Wände werden als adiabat angesehen. Der Brennkammerauslass wird mittels einer statischen Druckrandbedingung ($p=0$ Pa) spezifiziert. Der Referenzdruck im Rechengebiet ist $p=101.325$ Pa. Die Simulationen wurden auf dem in Kapitel 4.2.1.2 beschriebenen Gitter "A" durchgeführt.

4.3.3 Numerische Methoden

Die räumliche Diskretisierung der Bilanzgleichungen für die Gesamtmasse, den Impuls und die Turbulenzgrößen erfolgt mittels eines Upwind-basierten Finite-Volumen-Verfahrens zweiter Ordnung. Zur Reduktion der numerischen Diffusion im skalen-auflösenden Modus wird ein Zentrales-Differenzen-Verfahren zweiter Ordnung eingesetzt. Die Gesamtenthalpie sowie die Bilanzgleichungen für die Komponentenmassen werden aus numerischen Gründen mittels eines High-Resolution-Verfahrens, das überwiegend zweite Ordnung ist, gelöst [10]. Die zeitliche Diskretisierung beruht auf einem impliziten Euler-Rückwärts-Verfahrens zweiter Ordnung [10]. In allen instationären Simulationen beträgt die Zeitschrittweite $1e^{-5}$ s. Innerhalb eines Zeitschritts werden 4 innere Iterationsschleifen durchlaufen. Alle transienten Rechnungen werden auf der Basis einer stationären Startlösung, die mit dem SST-Turbulenzmodell erzielt wurde, initialisiert. Die räumliche und zeitliche Mittelung der relevanten Strömungsfeldgrößen erfolgt nach zwei ($t=0.06$ s) und wird über vier ($t=0,12$ s) Strömungsaufenthaltszeiten durchgeführt.

Die im Rahmen dieses Kapitels angewandten Verbrennungsmodelle sowie die Modellpa-

parameter sind in der Tabelle 4.3 zusammengefasst. Ebenfalls aufgeführt sind in Tabelle 4.3

Konfig.	Modell	Modellparameter	Mechanismus
1	EDM	$\tau_c=5e^{-4}s$, $T_v=900K$, $MRL=2500$, $A=4.0$, $B=0.5$	1-Schritt
2	EDM	$MRL=2500$, $A=4.0$, $B=0.5$	1-Schritt
3	EDM-FRC	$MRL=2500$, $A=4.0$, $B=0.5$	1-Schritt
4	EDM-FRC	$MRL=2500$, $A=4.0$, $B=0.5$	3-Schritt
5	FRC	$\tau_c=5e^{-4}s$	1-Schritt

Tabelle 4.3: Tabellarische Auflistung der eingesetzten Verbrennungsmodelle

die zur Berechnung der Reaktionsrate eingesetzten chemisch-kinetischen Mechanismen für eine Methan/Luft Verbrennung [10, 207]. Die Turbulenz-Schmid-Zahl und die Turbulenz-Prandtl-Zahl entsprechen bei allen Simulationen 0.9. Zur Vermeidung von unphysikalischen lokalen turbulenten Mischungsraten in wandnahen Bereichen wird beim Einsatz des EDM-Verbrennungsmodells ein Mixing-Rate-Limiter (MRL) verwendet. Für die Methan/Luft Verbrennung hat sich ein MRL-Wert von $2.500s^{-1}$ als sinnvoll erweisen [10].

4.3.4 Zeitlich-gemittelttes Strömungsfeld

Die Abb. 4.19 visualisiert eine Konturen-Darstellung der zeitlich-gemittelten axialen Geschwindigkeitskomponente in der Schnittebene "A". Die schwarzen Linien entsprechen Isoflächen in denen die Axialgeschwindigkeit gleich Null ist. Sie dienen zur Abgrenzung der für einen drall-stabilisierten Brenner typischen Rezirkulationsgebiete. Die Gesamtlänge der IRZ beträgt 76mm bei einer maximalen Breite von 40mm. Die zeitlich-gemittelte Eindringtiefe der IRZ in die zentrale Düse des Brenners liegt bei 4mm. Die Länge der ORZ, die in den unteren Ecken der Brennkammer auftritt, ist 36mm. Scherschichten befinden sich zwischen dem in die Brennkammer eintretenden Frischgasstrom, der IRZ sowie der ORZ. Der Winkel des einströmenden Frischgases beträgt im Bezug zur Mittelachse ca. 29° . Neben den inneren und äußeren Rückströmgebieten tritt geometriebedingt eine Rezirkulationszone am konischen Brennerauslass auf. Der zeitlich-gemittelte Ablösepunkt liegt bei ungefähr $h=-2,5mm$. Wie bei der nicht-reagierenden Brennkammerströmung sind auch in diesem Fall die numerisch und experimentell ermittelten Strömungsfelder nicht ganz achsensymmetrisch. Der Luftmassenstrom-Split $v = \dot{m}_i/\dot{m}_a$ beträgt in allen Simulationen 0,64.

Die Abb. 4.20, 4.21, 4.22 vergleichen die zeitlich-gemittelten axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitsprofile mit entsprechenden LDA-Daten [159, 160]. Der positive Peak in der axialen Geschwindigkeitskomponente bei $h=5mm$ wird durch den einströmenden Frischgasstrom verursacht. Die maximal gemessene Axialgeschwindigkeit beträgt hier-

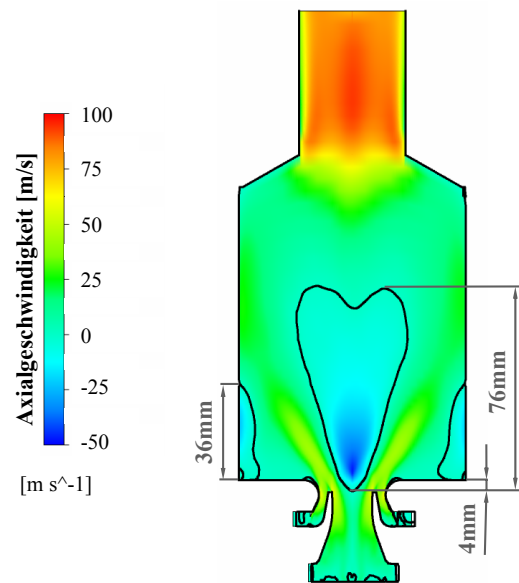


Abbildung 4.19: Zeitlich-gemittelte Darstellung der Axialgeschwindigkeit des reagierenden Strömungsfeld in der Schnittebene "A" mittels eines Konturen-Plots (Konfiguration 3)

bei $u_{max}=38,9$ m/s. Im Bereich der Brennkammermitte ist die IRZ und in den Brennkammerecken die ORZ mittels der negativ gerichteten Geschwindigkeiten sichtbar. Ebenfalls erkennbar ist die ORZ in dem radialen Geschwindigkeitsprofil durch die nach innen gerichtete Geschwindigkeit bei $y>16$ mm. Die Maxima in der tangentialen Geschwindigkeitskomponenten sind dem einströmenden Frischgasstrom geschuldet. Die Eindellungen in den experimentellen Daten im Bereich des Peaks ($5\text{mm}\leq y\leq 15\text{mm}$) werden durch den Nachlauf der Brennstoffdüse verursacht. Die zeitlich-gemittelte Brennstoffaustrittsgeschwindigkeit liegt bei $u_{mean}\approx 54$ m/s. Der Einfluss des Nachlaufs auf das Geschwindigkeitsprofil konnte im Rahmen der durchgeführten Simulationen numerisch nicht aufgelöst werden. Im Vergleich zu $h=5$ mm ändert sich der generelle Verlauf der Geschwindigkeitsprofile bei $h=10$ mm nicht. Bei $h=20$ mm werden die Geschwindigkeitsprofile breiter und die ORZ verkleinert sich. Mit zunehmender Brennkammerhöhe flachen die Profile weiter ab und die IRZ bzw. ORZ verschwinden. An der Stelle $h=90$ mm nehmen, wie bei der nicht-reagierenden Strömung, die Axial- und Tangentialgeschwindigkeit im Bereich der Brennkammerachse wieder zu.

An allen gezeigten Messpositionen liegt eine gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und experimentell gewonnenen axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten vor. Unabhängig vom gewählten Verbrennungs- und Chemie-Modell werden bei $h=5$ mm die Maxima in der Axialgeschwindigkeit korrekt vorhergesagt. Wesentliche Abweichungen treten nur im Bereich der IRZ auf. Hier wird die axiale Ge-

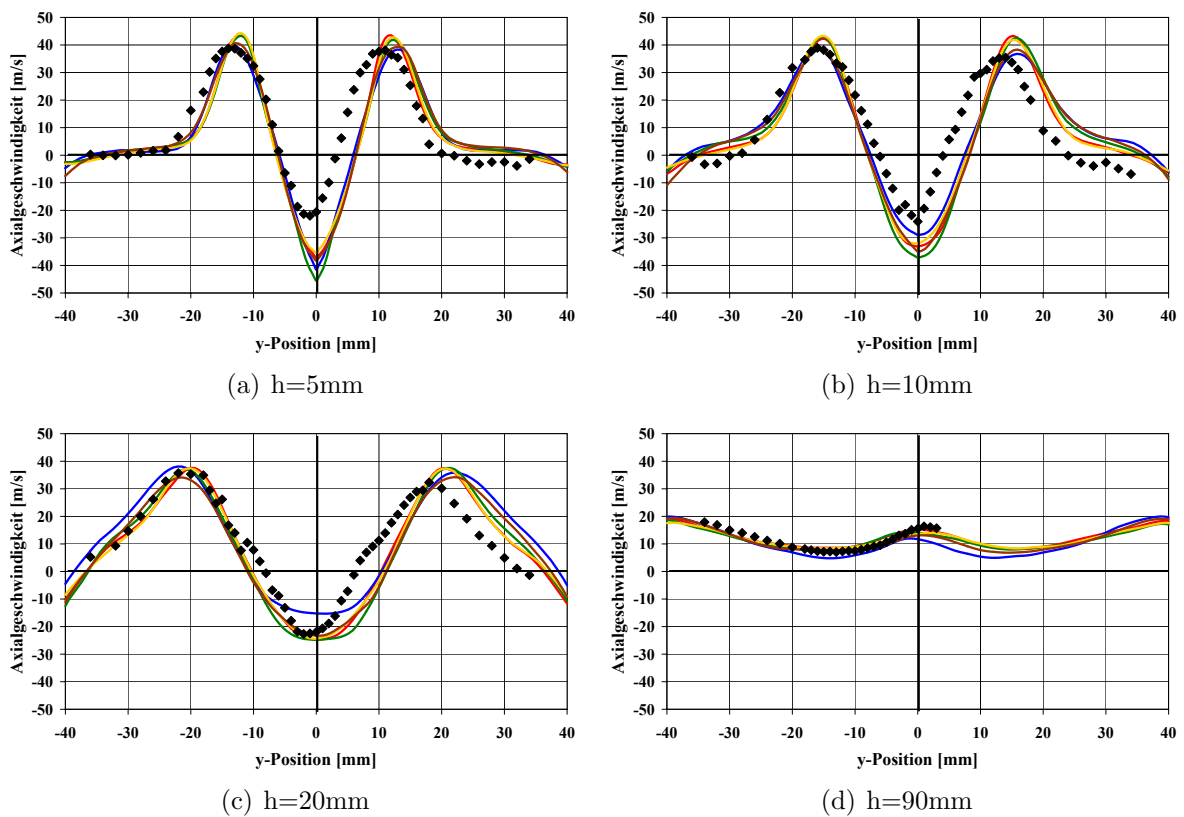


Abbildung 4.20: Zeitlich-gemittelte axiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)

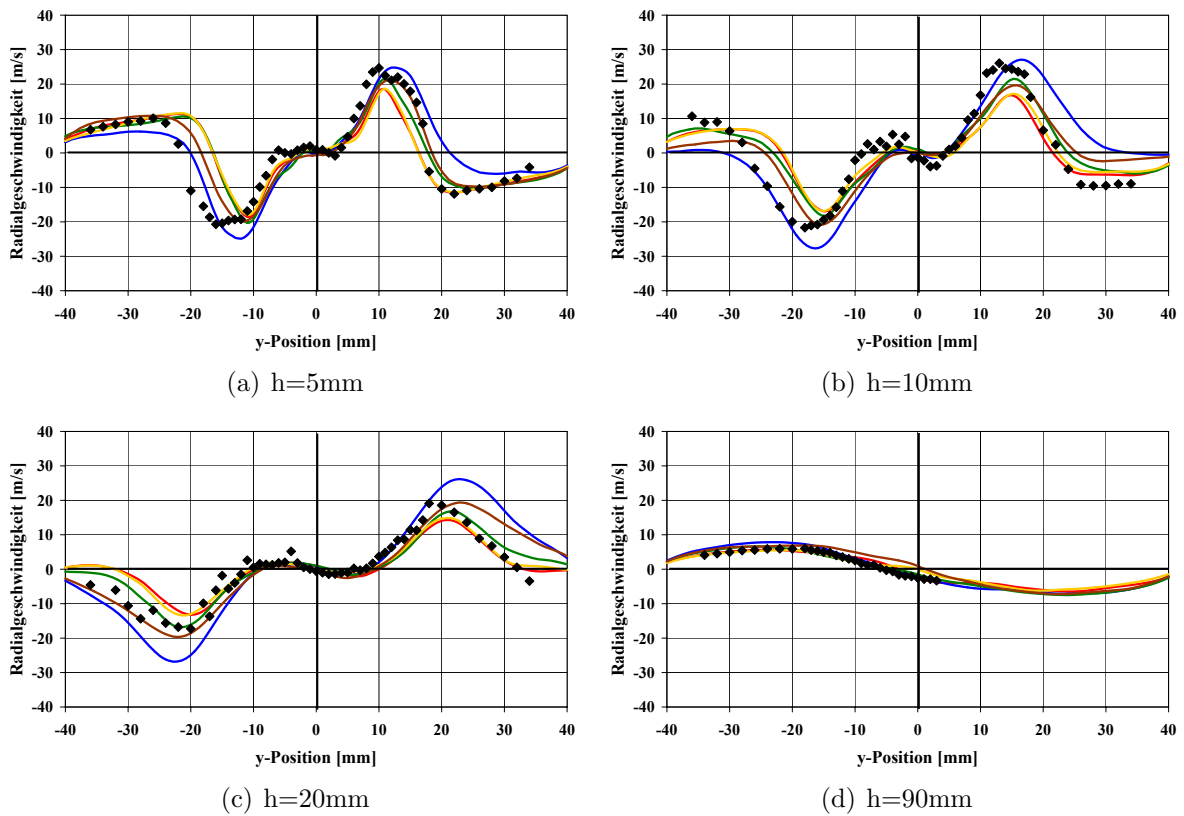


Abbildung 4.21: Zeitlich-gemittelte radiale Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)

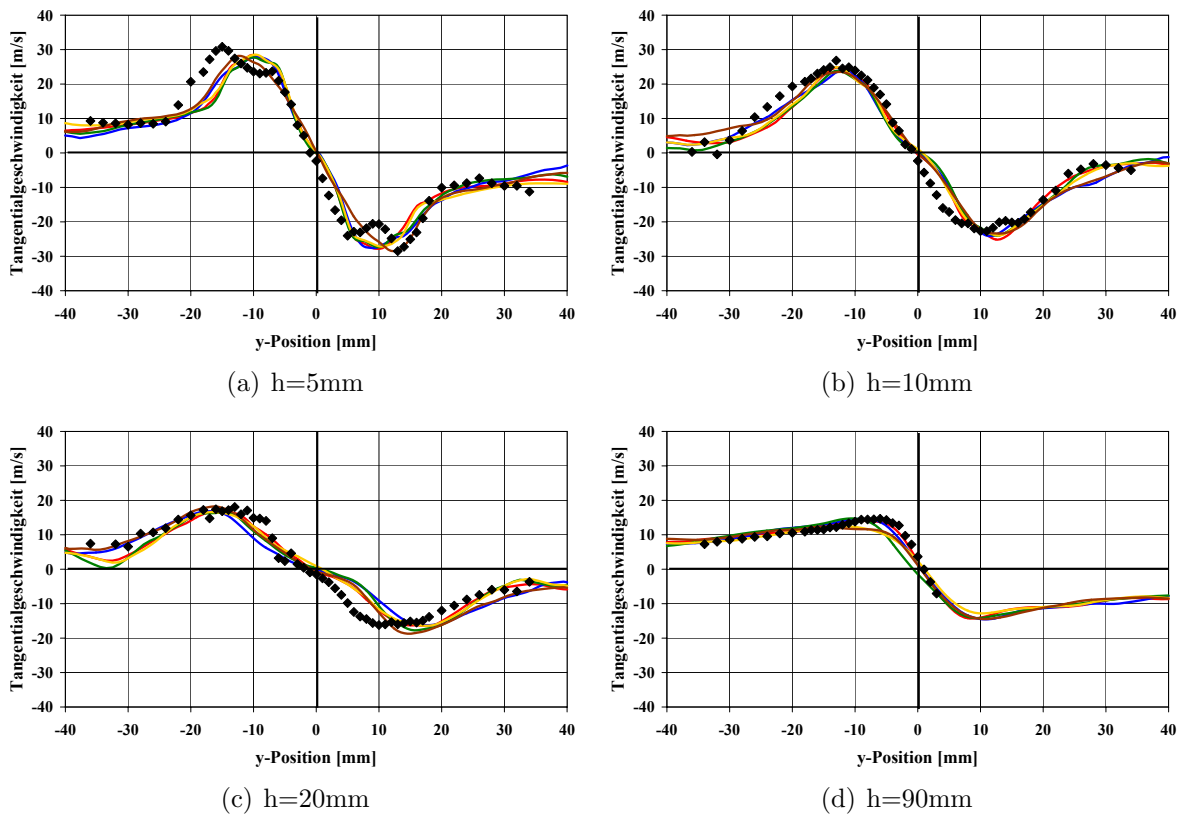


Abbildung 4.22: Zeitlich-gemittelte tangentielle Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)

schwindigkeitskomponente um minimal 13m/s (Konfiguration 5) bzw. maximal 26m/s (Konfiguration 3), im Vergleich zu den Messungen, überschätzt. Bei $h=10\text{mm}$ stimmt der generelle Verlauf aller Simulationen mit den Experimenten gut überein, jedoch wird die IRZ zu stark vorhergesagt. Die besten Ergebnisse liefern die Konfigurationen 2 und 5. Bei $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$ liegt eine exzellente Übereinstimmung vor. Nur in der Konfiguration 2 wird die IRZ bei $h=20\text{mm}$ zu schwach berechnet. In der Radialgeschwindigkeit treten bei $h=5\text{mm}$ kleinere Abweichungen im Bereich der Maxima auf. Während die Peaks durch die Konfigurationen 3 und 5 sehr gut beschrieben werden, sind diese in den Rechenfällen 1 und 4 unter- bzw. in Konfiguration 2 überbestimmt. Dieser Trend ist auch bei den weiter stromab liegenden Messpositionen $h=10\text{mm}$ und $h=20\text{mm}$ zu beobachten. Die einzige nennenswerte Abweichung in den Verläufen der Tangentialgeschwindigkeit ist bei $h=90\text{mm}$ sichtbar. Die besten Resultate werden mit den reinen EDM Modellen erzielt. Die Rechnungen mit dem EDM/FRC-Modell und einer 3-Schritt Chemie (Konfiguration 4) sowie mit dem FRC-Verbrennungsmodell (Konfiguration 5) unterschätzen die Peaks. Im Rechenfall 3 ist der Kurvenverlauf im Bereich der Brennkammermitte leicht nach links verschoben.

Die Abb. 4.23, 4.23, 4.24 visualisieren die Profile der turbulenten Fluktuationen der drei Geschwindigkeitskomponenten. Im Bereich der inneren Scherschichten, zwischen dem eintretenden Frischgasstrom und der IRZ, zeigen die experimentellen Daten bei $h=5\text{mm}$ ein ausgeprägtes Maximum von $u_{rms} \approx 28\text{m/s}$. Weitere Peaks sind im Bereich der äußeren Scherschichten der radialen Geschwindigkeitskomponente sichtbar. Die hohen RMS-Werte in den brennernen Scherschichten verdeutlichen die starken turbulenten Fluktuationen im Bereich der Flamme. Folglich ist eine intensive Mischung zwischen dem einströmendem Frischgas und dem rezirkulierten Abgas zu erwarten. Die breiten Peaks in den RMS-Verläufen sind Anzeichen, dass die Scherschichten lokal nicht stabil sind. Wie bei der nicht-reagierenden Strömung sind die Form und Lage der Rezirkulationszonen hochgradig instationär. In der Nähe der zentralen Brennkammerachse sowie in Richtung der Brennkammerwände sinken die turbulenten Fluktuationen in der axialen und radialen Geschwindigkeitskomponente. Umgekehrt sind bei der Tangentialgeschwindigkeit in diesem Bereich die RMS-Werte am höchsten. Ebenfalls deutlich erkennbar ist der Nachlauf des Brennstoffeinlasses ($5\text{mm} \leq y \leq 15\text{mm}$). Der grundlegende Verlauf der RMS-Profile bei einer HAB von $h=10\text{mm}$ ist ähnlich zu denen bei $h=5\text{mm}$. Mit steigender Brennkammerhöhe, werden die RMS-Profile und deren Maxima breiter. In der Nähe des Brennkammeraustritts, wie beispielsweise für $h=90\text{mm}$ dargestellt, tritt bei der Axialgeschwindigkeit im Bereich der Mittellinie ein Maximum auf. Die experimentell gemessenen turbulenten Fluktuationen schwanken hier zwischen $u_{rms}=3,9\text{m/s}$ und $u_{rms}=7,1\text{m/s}$. Die RMS-Verläufe der radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten zeigen ebenfalls Überhöhungen in der Brennkammermitte. Diese betragen in ihrem Maximum $v_{rms}=12,1\text{m/s}$ bzw. $w_{rms}=12,1\text{m/s}$. Der Anstieg der RMS-Werte deutet auf Turbulenz-

produktion infolge einer fluktuierenden Tornado-ähnliche Struktur im hinteren Teil der Brennkammer hin.

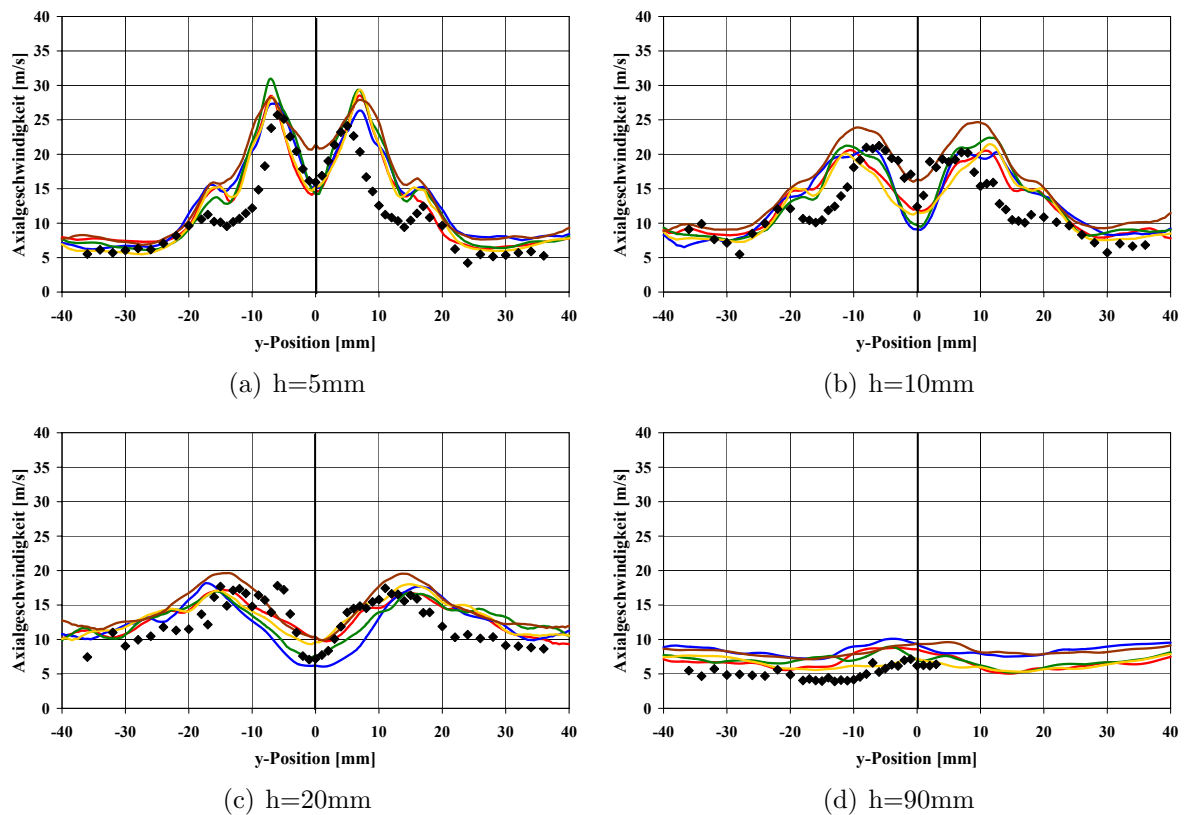


Abbildung 4.23: RMS-Werte der axialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)

Im Generellen geben die durchgeführten Simulationen den Verlauf der gemessenen axialen RMS-Profile an allen Messpositionen gut wieder. Bei $h=5\text{mm}$ werden die Maxima im Bereich der inneren Scherschicht leicht überschätzt, während die Werte in der Brennkammermitte annähernd deckungsgleich mit dem Experiment sind. Die einzige Ausnahme bildet hier die Rechnung mit dem FRC-Verbrennungsmodell im Gebiet $(-3,5\text{mm} \leq y \leq 3,5\text{mm})$. Weitere Abweichungen zum Experiment liegen im Bereich der äußeren Scherschichten vor, wobei die Verläufe der verschiedenen Simulationen untereinander nicht groß divergieren. Die RMS-Profile zeigen bei $h=10\text{mm}$ ein ähnliches Verhalten wie bei $h=5\text{mm}$. Bei $h=90\text{mm}$ zeigt die Konfiguration 4 die besten Ergebnisse. Ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen dem Verlauf der experimentellen und numerischen Ergebnisse liegt für die RMS-Werte der Radial- und Tangentialgeschwindigkeiten vor. Bei der radialen Geschwindigkeitskomponente werden bei $h=5\text{mm}$ die Maxima und Minima im Bereich des einströmenden Frischgaststroms überschätzt, während die Werte in der Brennkammermitte gut getroffen werden. Die Resultate der verschiedenen Rechenfälle weichen hier vonein-

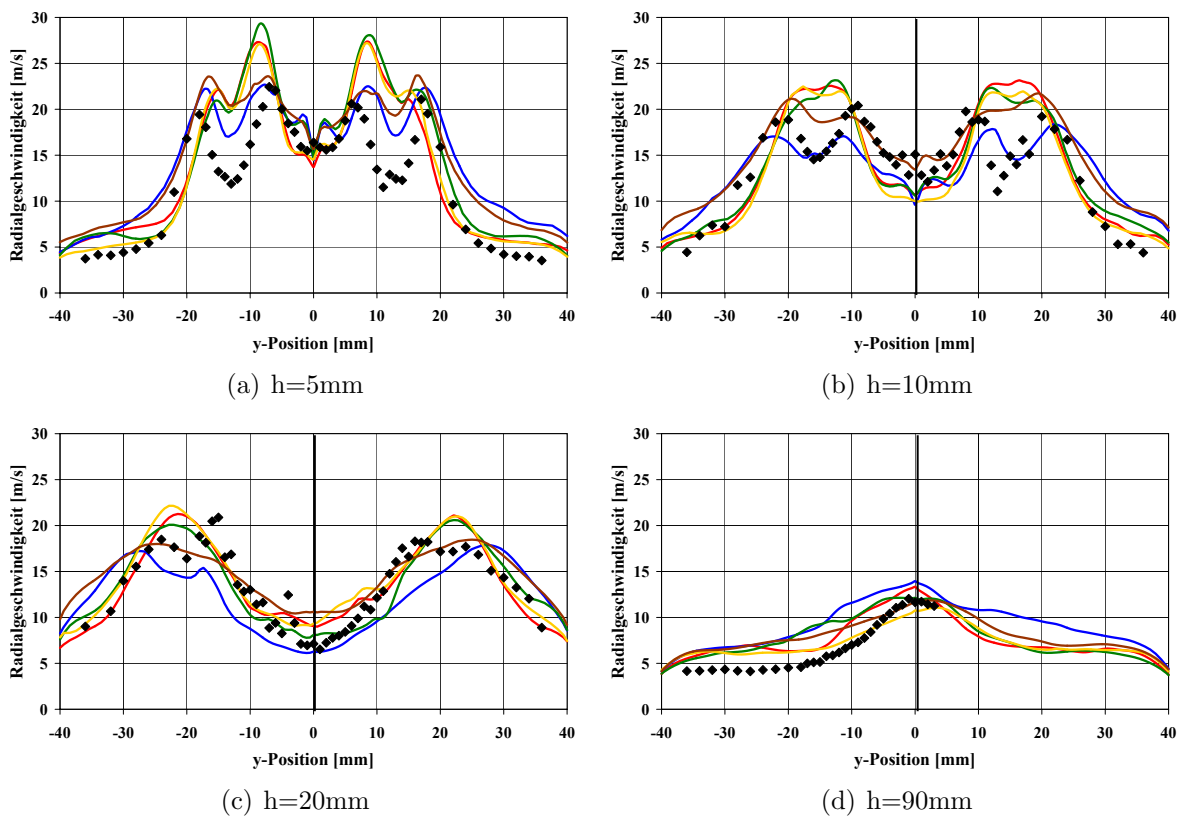


Abbildung 4.24: RMS-Werte der radialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)

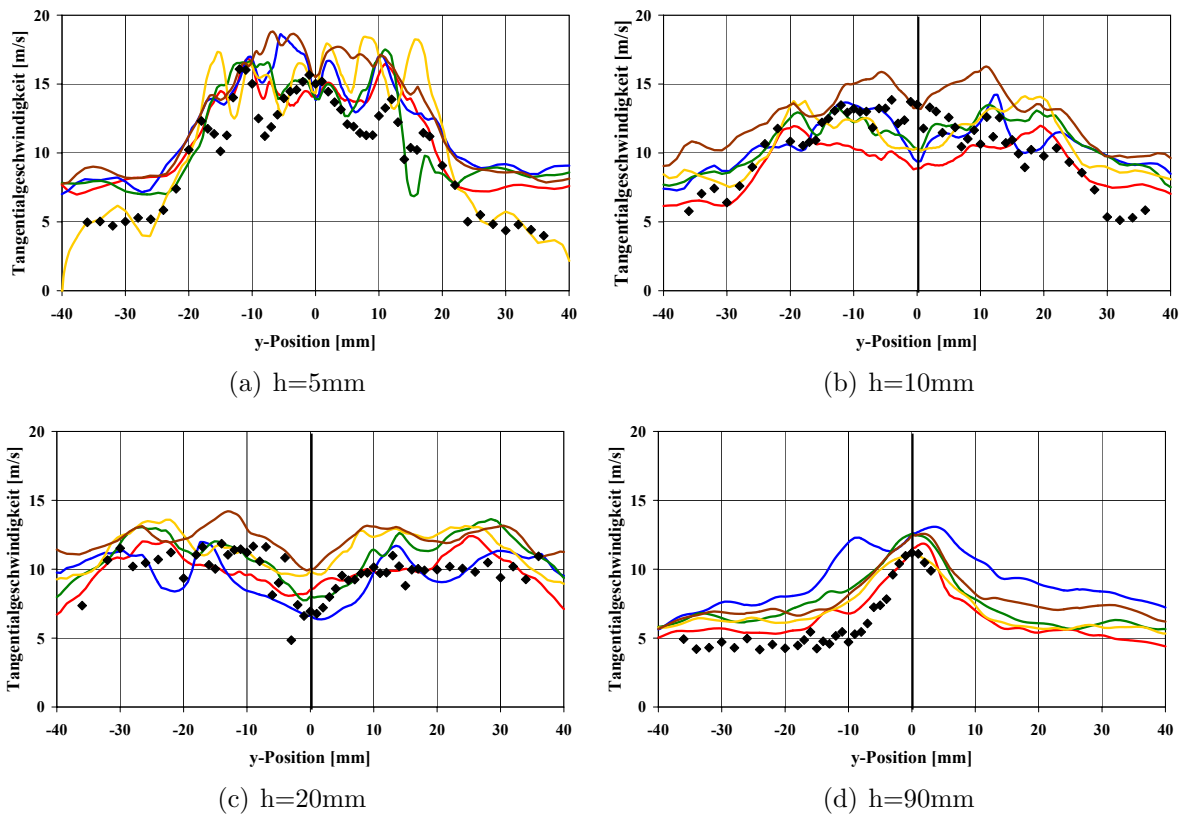


Abbildung 4.25: RMS-Werte der tangentialen Geschwindigkeitsprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (LDA Messung)

ander ab. Die beste Übereinstimmung wurde mit der Rechenkonfiguration 2 erzielt. Bei $h=20\text{mm}$ sagt die Konfiguration 2 die turbulenten Fluktuation zu gering voraus, während die Fälle 1, 3 und 4 eine gute Übereinstimmung liefern. Der RMS-Verlauf der tangentialen Geschwindigkeitskomponenten wird bei $h=5\text{mm}$ nur annähernd durch die durchgeführten Simulationen wiedergegeben. Die Absolutwerte stimmen jedoch gut mit den Messungen überein. Mit zunehmender axialer Messposition nähert sich auch das Profil an die experimentellen Daten an. Zur Berechnung der RMS-Werte wurde neben dem aufgelösten auch der 'Subgrid-Scale' Anteil der numerischen Lösung berücksichtigt [237].

4.3.5 Instationäres Strömungsfeld

Die typischen instationären Strukturen der nicht-reagierenden Strömung treten auch im Fall mit Wärmefreisetzung auf. Der verdrehte Frischgastrom dringt, wie in Abb. 4.26 dargestellt, konusförmig in die Brennkammer ein. Es ist sichtbar, dass der aktuelle Rezirkulationsprozess nicht auf den Skalen der zeitlich-gemittelten IRZ stattfindet, sondern diese bedeutend kleiner sind.

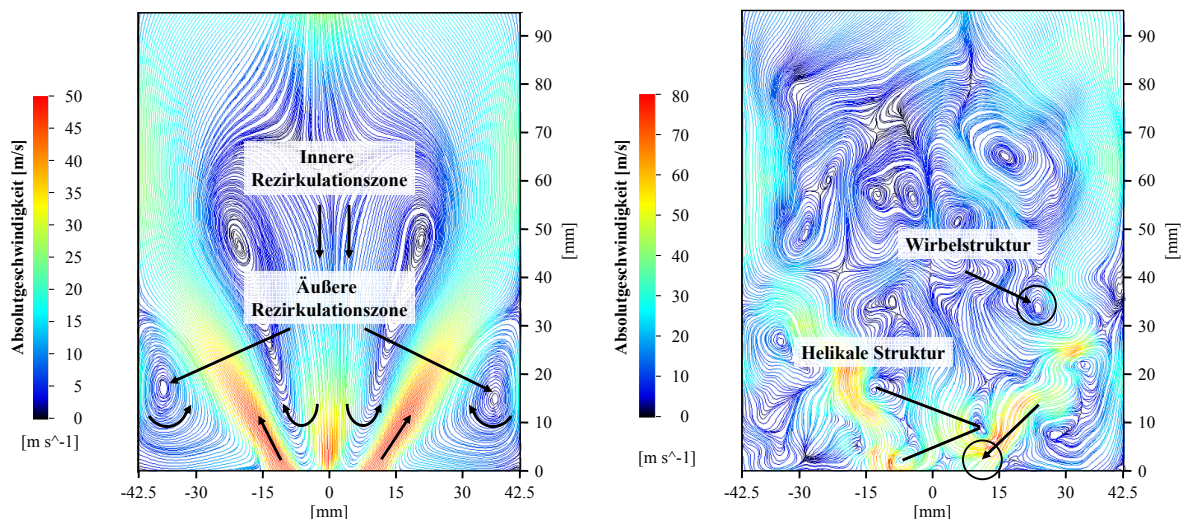


Abbildung 4.26: Zeitlich-gemitteltes (links) und momentanes axiales Geschwindigkeitsfeld dargestellt als Stromlinien Plots in der Schnittebene "A" (Konfiguration 3)

Im Bereich der inneren Scherschicht befindet sich eine helikale Instabilität. Die räumliche Position der Strömungsinstabilität entspricht in etwa dem Bereich in dem die RMS-Werte der tangentialen Geschwindigkeitskomponente eine Überhöhung aufweisen. Mit zunehmender axialer Höhe h nimmt die Intensität der kohärenten Struktur und somit auch die Maxima der RMS Werte ab. Die Analysen zeigen, dass das helikale Strömungsphänomen zu einer intensiven Mischung zwischen dem kalten Brennstoff/Luft-Gemisch und den in der IRZ rezirkulierten Verbrennungsabgasen beiträgt. Dies ist einer der wesentlichen Prozesse, der zur Zündung des Frischgases führt und die Flamme stabilisiert. Eine exem-

parische Darstellung der im Uhrzeigersinn drehenden helikalen Struktur erfolgt in Abb. 4.27. Die Wurzel Strömungsinstabilität ankert im Bereich der zentralen Düse. Das Durchmesser Verhältnis beträgt im Vergleich zum engsten Düsenquerschnitt $d_{HS}/d_{ZD} \approx 0,5$. Die experimentell bestimmte Frequenz (1.690Hz) weicht von der simulierten Frequenz (1.592Hz) um 98Hz ab. Zur detaillierten Analyse des PVC wurden auf Basis der numerischen Ergebnisse POD Analysen durchgeführt [330].

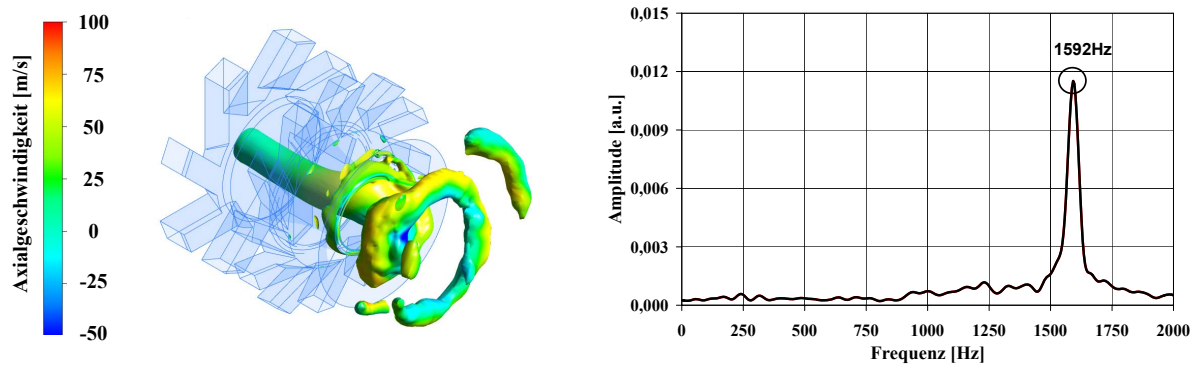


Abbildung 4.27: Helikale Struktur visualisiert durch konstante Isoflächen des statischen Drucks ($p=-100\text{Pa}$) und eingefärbt mit der lokalen Axialgeschwindigkeit (links); Frequenzanalyse der helikalen Strömungsinstabilität mittels der Eigenkoeffizienten der Mode 2 der POD-Analyse (rechts)

Weiterhin zeigen die Stromlinien-Plots die Existenz von Wirbelstrukturen, die im Bereich der äußeren Scherschichten abschwimmen. Gebildet werden diese durch die zeitlich und räumlich abhängige Strömungsablösung im Bereich des Viertelkreises am Brennerauslass. Einen direkten Einfluss haben die Wirbel auf den Winkel des in die Brennkammer einströmenden Firschgases. In den zeitlich-gemittelten Ergebnissen liegt der Ablösepunkt der Rezirkulationsblase bei $h=-4\text{mm}$. Die momentane Lage des Ablösepunkts wandert zwischen $h=-7,5\text{mm}$ und $h=0\text{mm}$ entlang der äußeren Düsenauslassgeometrie des Brenners. Bei $h=0\text{mm}$ kann die Ablöseblase sogar kurzzeitig mit der ORZ verschmelzen. Weitere kleinskalige turbulente Strukturen, welche die aktuelle Form und Lage des brennernahen Strömungsfelds beeinflussen, treten im Bereich der Brennstoffeindüsung auf.

In der oberen Brennkammerhälfte ist eine tornado-ähnliche Wirbelstruktur vorhanden [330]. Die Struktur selbst ist hochgradig instationär und rotiert im Uhrzeigersinn. Der Kern der präzisierenden Drallströmung befindet sich im Abgasrohr. Im Vergleich zur nicht-reagierenden Strömung nimmt die Drallzahl aufgrund des Dichteabfalls und der damit verbundenen Erhöhung der Axialgeschwindigkeit stärker ab. Folglich ist das Strömungsphänomen schwächer ausgeprägt und kann daher zwar unterschiedlich tief, aber nicht so weit wie bei der dichtebeständigen Strömung in die Brennkammer eindringen.

Darüber hinaus beeinflusst die tornado-ähnliche Wirbelstruktur den Transport des heißen Abgases aus der Brennkammer. Die Form der IRZ sowie der Transport des Abgases zur Brennerdüse werden hingegen nur bedingt beeinflusst. Der Grund für das Schließen des Wirbelkerns unmittelbar vor dem Brennkammeraustritt ist detailliert in dem Kapitel 4.2.3.1 erläutert.

4.3.6 Temperaturfeld

Die Abb. 4.28 visualisiert die zeitlich-gemittelte sowie eine momentane Temperaturverteilung in der Schnittebene "A". In der gemittelten Darstellung zeigt die Flamme eine konische Form. Die Flammenwurzel liegt bei ungefähr $h=5\text{mm}$. Dies bedeutet, dass vor der Zündung eine partielle Vormischung des Brennstoff/Luft-Gemisches stattfindet. Die chemisch-kinetischen Reaktionen finden hauptsächlich im Bereich der inneren und äußeren Scherschichten statt. Dort wird das heiße Abgas der ORZ und IRZ mit dem unverbrannten Gas gemischt. Die Wärmefreisetzung endet in der Regel bei $h=70\text{mm}$. Eine Analyse des instationären Temperaturfelds zeigt, dass die heißen Verbrennungsabgase über die IRZ auch bis in die zentrale Brennerdüse transportiert werden können. Dies ermöglicht bereits eine Zündung innerhalb des Brenners. Die Form und Lage der Flammenwurzel wird im Wesentlichen durch die im Bereich des Brennermundes entstehende helikale Struktur beeinflusst. Durch das helikale Strömungsphänomen rotiert die Spitze der Reaktionszone periodisch mit der Frequenz der Wirbelstruktur im Uhrzeigersinn. Je nach Intensität des PVC zündet das Gemisch entweder in oder außerhalb der zentralen Brennerdüse. Die maximale Eindringtiefe der Flamme in die Düse beträgt hierbei ca. 10mm. Die Lage

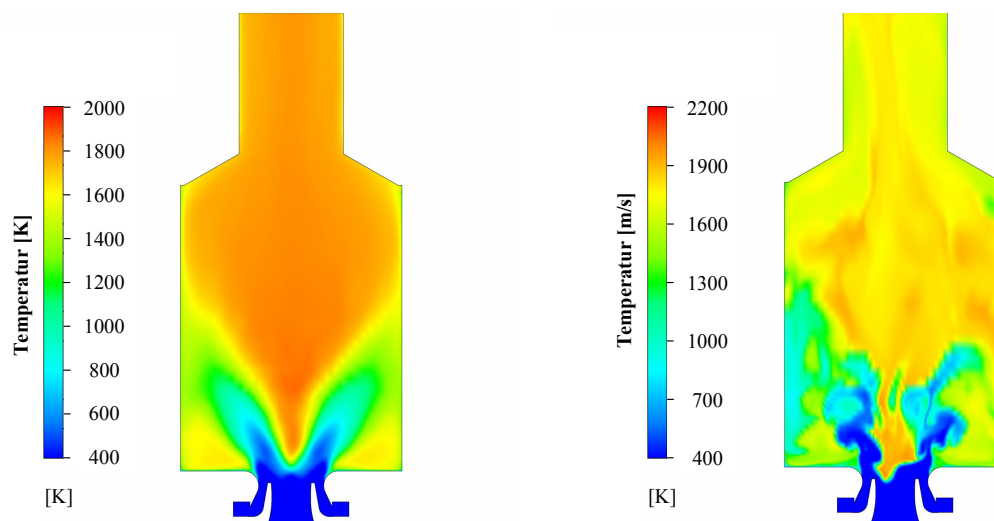


Abbildung 4.28: Zeitlich-gemitteltes (links) und momentanes axiales Temperaturfeld dargestellt in der Schnittebene "A" (Konfiguration 3)

und Form momentaner Reaktionsraten sind exemplarisch in der Abb. 4.29 dargestellt. Der hohe lokale Turbulenzgrad des Strömungsfelds spiegelt sich in den stark verwinkelten

Flammenfronten wieder. Insbesondere die kleinen Wirbelstrukturen spielen eine wichtige Rolle bei der Formation und Zerstörung von Reaktionszonen.

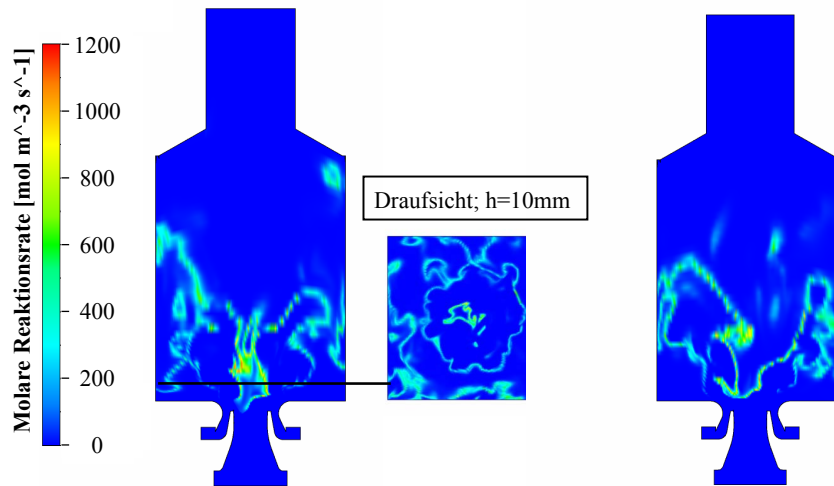


Abbildung 4.29: Momentane molare Reaktionsrate bei $t=0.1202s$ (links) und $t=0.1214s$ (rechts) dargestellt in der Schnittebene "A" (Konfiguration 3)

In der Abb. 4.30 werden die numerisch erzielten und zeitlich-gemittelten Temperaturprofile mit den entsprechenden Raman-Messungen verglichen. Ebenfalls aufgeführt sind die dazugehörigen RMS-Werte. Die Verteilung der zeitlich-gemittelten Daten spiegelt die in Abb. 4.28 gezeigte Form der Flamme wieder. Die bei $h=5mm$ im Bereich $5mm \leq y \leq 15mm$ auftretenden Temperaturminima reflektierten den eintretenden Frischgasstrom. Die minimal gemessene Temperatur liegt hier bei $T=500K$. Der Temperaturanstieg für $y > 10mm$ beruht auf der Einmischung heißer Abgase aus der ORZ in das Frischgas. Mit zunehmendem axialen Abstand von der Brennkammerbodenplatte nimmt die Temperatur zu und erreicht ihr Maximum zwischen $h=10mm$ und $h=20mm$. Danach sinkt die Maximaltemperatur langsam wieder ab. Die höchste in der IRZ vorliegende experimentell bestimmte Temperatur beträgt $T=1.827K$. Der zeitlich-gemittelte Mischungsbruch liegt hierbei über dem globalen Wert. Im Vergleich zu $h=5mm$ ändern sich die grundlegenden Temperaturverläufe bei $h=10mm$ nicht. Bei $h=20mm$ werden die Temperaturverläufe breiter. Für $h > 10mm$ ist die Temperatur in der ORZ immer kleiner als in der IRZ. Dieser Effekte kann durch die magere Mischung sowie die Wandwärmeverluste erklärt werden. An der Position $h=90mm$ zeigt das Temperaturprofil einen annähernd horizontalen Verlauf. Die Temperaturabsenkung in den wandnahen Bereichen kann mittels der Wärmeverluste nach außen begründet werden. Die heiße Strähne in der Mitte des Abgasstrangs ist dem Unterdruckgebiet, das durch die Tornado-ähnliche Wirbelstruktur erzeugt wird, geschuldet.

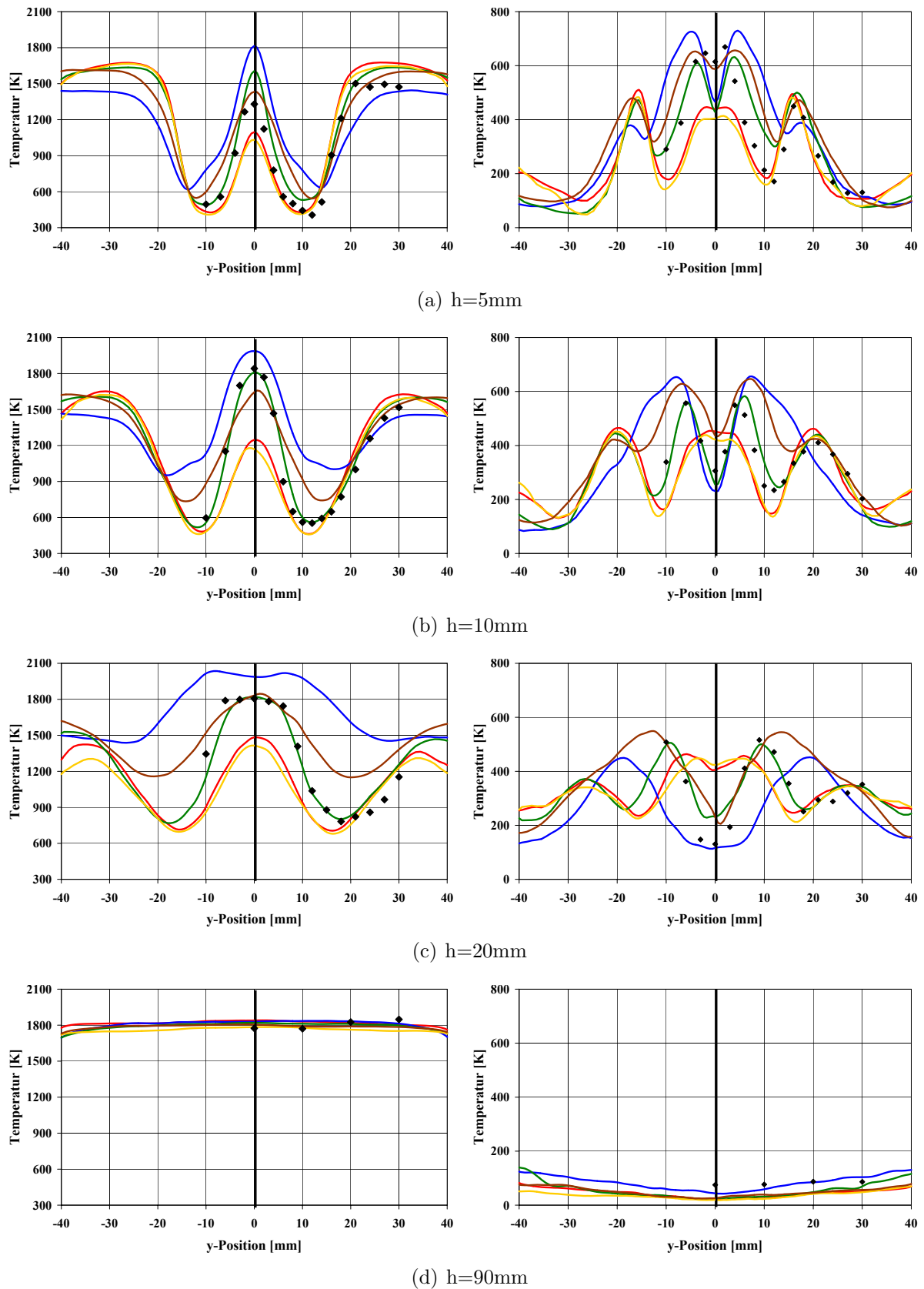


Abbildung 4.30: Zeitlich-gemittelte (links) und RMS-Werte (rechts) der Temperaturprofile bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (Raman Spektroskopie)

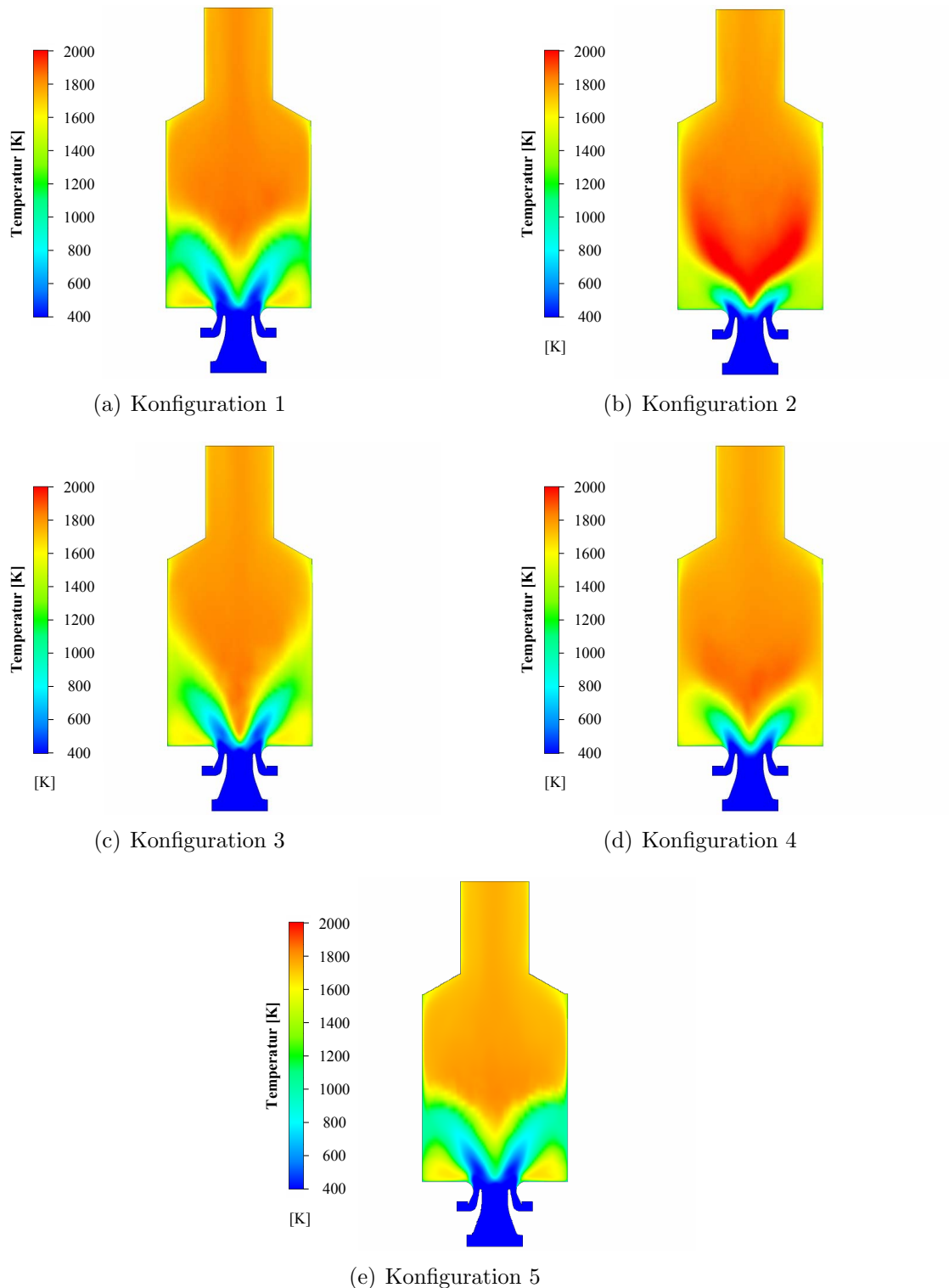


Abbildung 4.31: Zeitlich-gemittelte Temperaturfelder dargestellt in der Schnittebene “A“

Die Temperaturfluktuationen betragen aufgrund der hohen Turbulenzen im brenner-nahen Bereich zwischen 500K-600K. Die hohen Schwankungen in der Nähe der zentralen Brennkammerachse bei $h=5\text{mm}$ deuten darauf hin, dass die Lage der Flammenwurzel stark fluktuiert. Weiterhin ist der hohe RMS-Wert in den brennernahen Scherschichten

ein Indiz für eine erhöhte Turbulenz im Bereich der Flamme. Folglich ist eine intensive Mischung zwischen dem einströmendem Frischgas und dem rezirkulierten Abgas zu erwarten. Mit zunehmender Brennkammerhöhe nehmen die turbulenten Fluktuationen ab und das RMS-Profil wird breiter und flacher. Im Gegensatz zu den brennernenahen Bereichen treten am Brennkammerauslass die höchsten RMS-Werte nahe der Brennkammerwand auf. Die experimentell bestimmten Temperaturschwankungen liegen hier zwischen 40K-70K.

Alle durchgeführten Simulationen geben den Verlauf der gemessenen Profile wieder. Jedoch treten Unterschiede bei den Absolutwerten sowohl zwischen den Modellen als auch zum Experiment auf. Die beste Übereinstimmung wurde mit dem EDM/FRC Verbrennungsmodell (Konfiguration 3) und der 1-Schritt-Chemie erzielt. Bei $h=5\text{mm}$ wird mit dieser Konfiguration nur der Temperaturpeak in der Brennkammermitte überschätzt. Ebenfalls wird dieser Wert in den Rechenkonfigurationen 2 und 5 zu hoch vorhergesagt, während er für Fall 1 und 4 unterschätzt wird. Die zu geringen Temperaturen im Bereich der IRZ deuten darauf hin, dass die Flamme erst weiter stromab stabilisiert. Folglich nimmt die Abhebehöhe zu. Ursache für diese Verhaltensweise sind bei Konfiguration 1 die gewählten Modellparameter. Durch die Vorgabe einer Verlöschtemperatur sowie einer chemischen Zeitskala wird die Zündung des Brennstoff/Luft-Gemisches verzögert. Das gleiche Phänomen ist im Fall 4 aufgrund der Annahme einer laminaren Chemie zu beobachten. Die abgehobene Flamme deutet darauf hin, dass deren Stabilisierung nicht nur von den chemisch-kinetischen Größen sondern auch von der turbulenten Mischung abhängt. Im umgekehrten Fall zündet die Flamme früher und die Flammenwurzel wird weiter Richtung Brennermund verschoben. Hier ist das typische Problem einer reinen EDM Modellierung, dass die Reaktionsraten bei einer endlichen Chemie überschätzt, zu sehen. Die Formulierung des kombinierten EDM/FRC Modell berücksichtigt hingegen, ob die Wärmefreisetzung mischungs- oder chemiekontrolliert erfolgt. Dieser Modellierungsansatz bietet sich vor allem an, wenn ein skalenauflösendes Turbulenzmodell verwendet wird. Folglich wird beim FRC Modell der Einfluss der Turbulenz auf die Reaktionsraten nur im "Subgrid-Bereich" vernachlässigt. Die Abweichungen einzelner Modellierungsansätze in der Nähe der inneren Scherschichten und des Frischgasmassenstroms weisen darauf hin, dass die Flamme stärker aufklappt als im Experiment. Für $y>12\text{mm}$ stimmen alle Modellierungsansätze mit dem experimentellen Datensatz gut überein. Die Verläufe der Temperaturprofile bei $h=10\text{mm}$ sind ähnlich zu denen bei $h=5\text{mm}$. Bei $h=20\text{mm}$ liegt die Temperaturverteilung der Konfiguration 1 deutlich über der Messung. Dies ist ein Indikator für eine starke Wärmefreisetzung. Hierbei weist der relativ flache Verlauf auf eine breite Verteilung der chemischen Reaktionen hin. Bei der EDM/FRC Rechnung mit der detaillierteren Chemie (Konfiguration 4) stimmen die Werte im Zentrum der IRZ gut mit den Messungen überein. Jedoch weichen diese bereits im Bereich der inneren Scherschichten ab. Der Grund ist die verschleppte Wärmefreisetzung, die zu einer abgehobenen Flamme mit einem größeren Öffnungswinkel führt. In der Nähe des Brennkammerauslas-

ses findet kein chemischer Umsatz mehr statt. Alle Simulationen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen. Die zeitlich-gemittelten Temperaturprofile in der Schnittebene "A" sind in der Abb. 4.31 gezeigt.

Die Verläufe der RMS-Profile in Abb. 4.30 stimmen ebenfalls gut mit den entsprechenden gemessenen Daten überein. Abweichungen zwischen den Simulationen untereinander sowie zur Messungen treten bei $h=5\text{mm}$ beispielsweise im Bereich der zentralen Brennerachse auf. Bis auf die Konfiguration 5 werden die turbulenten Fluktuationen im Zentrum der IRZ unterschätzt. Bei $h=10\text{mm}$ geben die Konfigurationen 2 und 3 die experimentellen Werte im Gebiet um $y=0$ sehr gut wieder. Dies deutet darauf hin, dass die Verbrennungsvorgänge mischungskontrolliert sind. Ein wesentlicher Unterschied zur Messung tritt bei diesen Modellierungsansätzen in den Bereichen der inneren Scherschichten und des Frischgasstroms auf. Hier ist der breitere Öffnungswinkel der Flamme in den Profilen des zweiten aber auch vierten Rechenfalls zu erkennen. Die RMS-Werte der Rechenkonfigurationen 1 und 5 sind aufgrund der verzögerten Wärmefreisetzung geringer. Die RMS-Profile zeigen bei $h=20\text{mm}$ ein ähnliches Verhalten wie bei $h=10\text{mm}$. Eine sehr gute Übereinstimmung aller Simulationen mit den entsprechenden Raman-Messung tritt bei $h=90\text{mm}$ auf.

4.3.7 Mischungsbruch

Die Abb. 4.32 zeigt den Vergleich der zeitlich-gemittelten simulierten Mischungsbrüche mit den entsprechenden Raman-Daten. Der Mischungsbruch f variiert zwischen null und eins. Im Brennstoffstrom beträgt $f=1$ und im Oxidatorstrom $f=0$. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Mischungsbruch nach Bilger definiert [20]. In Gl. (4.2) definiert Z_i die Elementmassenbrüche und M_i die Elemente ($i=C,H,O$). Die Indizes 1 und 2 stehen für den Brennstoff beziehungsweise für den Oxidator. Da die verwendete Formulierung auf Elementmassenbrüchen basiert, ist diese unabhängig vom Reaktionsfortschritt. Somit wird durch f auch das Mischungsverhältnis der beiden Stoffströme im Abgas beschrieben.

$$f = \frac{\frac{2Z_C}{M_C} + \frac{Z_H}{M_H} + \frac{Z_{O,2}-Z_O}{M_O}}{\frac{2Z_{C,1}}{M_C} + \frac{Z_{H,1}}{M_H} + \frac{Z_{O,2}}{M_O}} \quad (4.2)$$

In der unmittelbaren Nähe der Brennstoffdüse beträgt der Mischungsbruch systembedingt $f=1$. Aufgrund der intensiven Mischung nimmt diese Größe mit zunehmender Brennkammerhöhe schnell ab. Bereits bei einer Höhe von $h=5\text{mm}$ liegt der maximale gemessene Wert des Mischungsbruchs, der sich im Bereich des einströmendes Frischgases befindet, bei $f = 0.078$. Folglich findet eine partiell-vorgemischte Verbrennung in der Gasturbinen-Modellbrennkammer statt. Stöchiometrische Mischungen ($f_{St}=0,055$) tauchen in den Messungen bei $y=-4\text{mm}$ und $y=10\text{mm}$ auf. Unter Berücksichtigung der niedrigen Temperaturen in diesen Bereichen, bedeutet dies, dass sich hier die Verbrennung nicht im chemischen Gleichgewicht befindet. In der IRZ ist der Mischungsbruch überwiegend oberhalb des globalen Werts von $f_{global}=0.036$. Dies hat einen positiven Effekt auf die Zündung

und Flammenstabilisierung, da das Temperaturniveau über der globalen adiabaten Flammentemperatur von $T_{ad}=1778\text{K}$ liegt. In der ORZ entspricht f annähernd dem globalen Mischungsbruch f_{global} . Mit zunehmender Brennkammerhöhe wird der Verlauf der Mischungsbrüche flacher. Die breiten Maxima deuten ebenfalls auf eine schnelle Mischung des Brennstoffstrahls mit dem rezikulierten Abgas hin. Bereits ab einer Höhe von $h=20\text{mm}$ ist das Gasgemisch soweit vorgemischt, dass dieses im zeitlichen Mittel überstöchiometrisch ist. Die Mischung ist bei ca. $h=40\text{mm}$ abgeschlossen. Bei $h=90\text{mm}$ deutet der Mischungsbruch auf ein homogenes, ausreagiertes Gasgemisch hin. Der Mischungsbruch liegt bei ungefähr f_{global} .

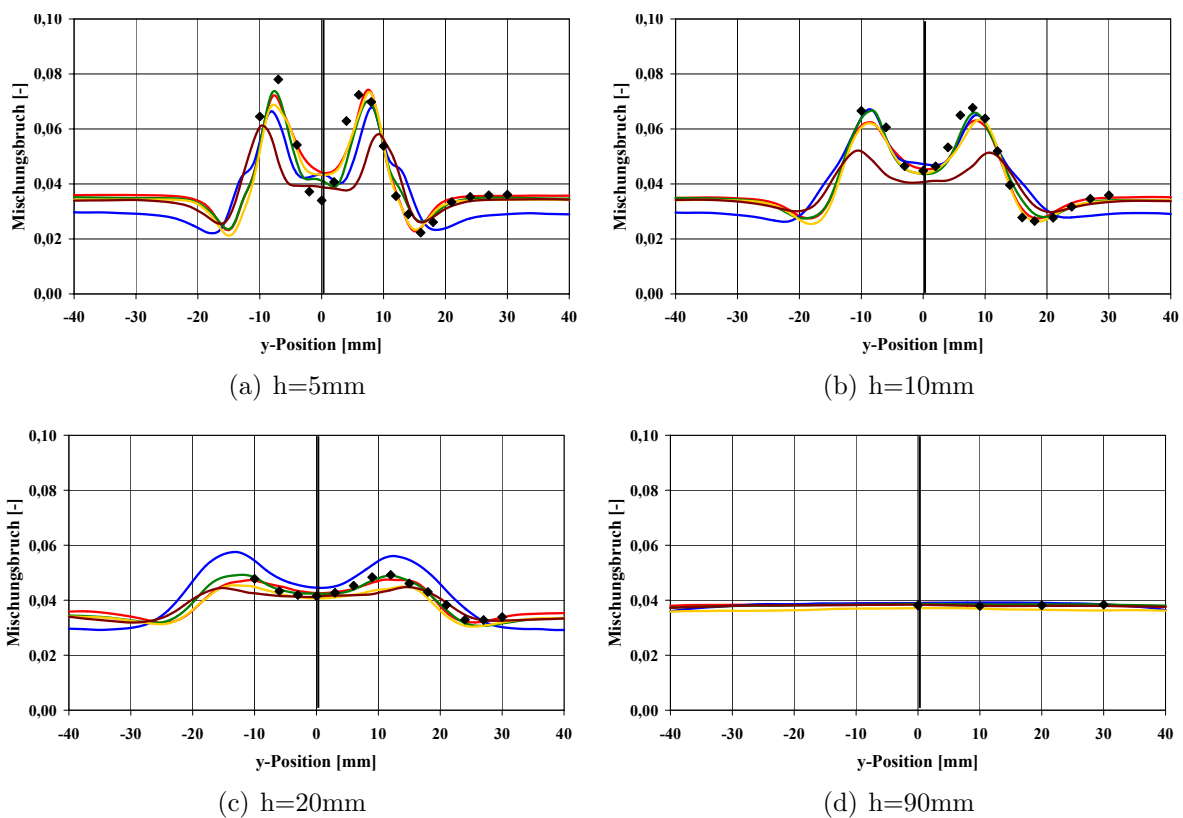


Abbildung 4.32: Zeitlich-gemittelter Mischungsbruch bei $h=5\text{mm}$, $h=10\text{mm}$, $h=20\text{mm}$ und $h=90\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Diamanten (Raman Spektroskopie)

Generell stimmen die Verläufe des experimentell erzielten zeitlich-gemittelten Mischungsbruchs gut mit den Simulationen überein. Abweichungen treten bei der Konfiguration 2 im Bereich der ORZ ($h=5\text{mm}$) auf. Hier wird das Gasgemisch zu mager und somit die Temperatur zu niedrig vorhergesagt. Weiterhin wird bei diesem Modellierungsansatz der Peak-Wert unterschätzt. Als Folge der fehlenden Limitierung der Umsatzrate wird der Brennstoff zu schnell verbraucht. Durch die Definition einer Verlöschtemperatur und chemischen Zeitskala kann das EDM Verbrennungsmodell an den Testfall angepasst werden

(Konfiguration 1). Jedoch ist keine beliebige Verallgemeinerung dieses Ansatzes möglich. Beim FRC Verbrennungsmodell können die Abweichungen durch die Annahme einer laminaren Chemie im "Subgrid-Modell" erklärt werden. Diese Annahme führt ebenfalls dazu, dass der Brennstoff zu schnell umgesetzt wird. Bei $h=10\text{mm}$ zeigen die Verläufe der zeitlich-gemittelten Mischungsbrüche eine ähnliche Charakteristik wie bei $h=5\text{mm}$. Die in Kapitel 4.3.7 beschriebene Verschleppung der Wärmefreisetzung im Rechenfall 1 ist ebenfalls in Abb. 4.32 sichtbar. Der entsprechende Mischungsbruch befindet sich im Bereich der IRZ und der Scherschichten oberhalb der Messung.

4.3.8 Akustik

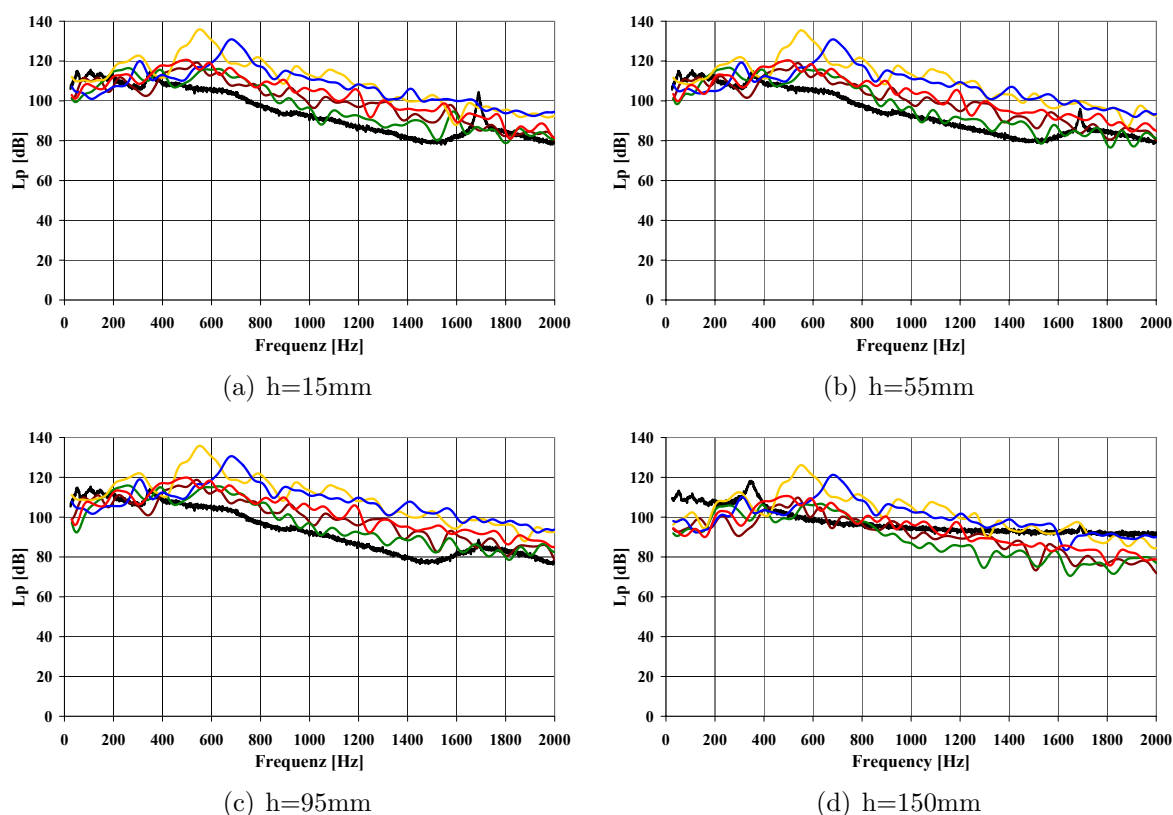


Abbildung 4.33: Schalldruckpegel L_p bei $h=15\text{mm}$, $h=55\text{mm}$, $h=95\text{mm}$ und $h=150\text{mm}$; rote Linie (Konfiguration 1), blaue Linie (Konfiguration 2), grüne Linie (Konfiguration 3), goldene Linie (Konfiguration 4), braune Linie (Konfiguration 5), schwarze Linie (Mikrofon-Messung)

Die gemessenen und berechneten Schalldruckpegel L_p der reagierenden Strömung sind in der Abb. 4.33 dargestellt. Aus den in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Gründen, sind die Graphen auf einen Frequenzbereich zwischen 25 und 2.000Hz limitiert. Zur Berechnung des Schalldruckpegels in der Gasturbinen-Modellbrennkammer wurde die Gl. (3.7) verwendet. Der zur Bestimmung von L_p benötigte zeit- und ortsabhängige Schalldruck p'' wurde aus der Differenz zwischen dem momentanen Druck und dem gemittelten Druck des Strö-

Verbrennungsmodell	PVC Frequenz [Hz]
Fall 1	1.539
Fall 2	689
Fall 3	1.589
Fall 4	559
Fall 5	1.569
Experiment	1.692

Tabelle 4.4: Numerisch ermittelte Frequenzen der brennernen helikalen Strömungsinstabilität in Abhängigkeit vom gewählten Verbrennungsmodell

mungsfelds berechnet. Wie bei der nicht-reagierenden Strömung (vgl. Kapitel 4.2.4) zeigt der experimentell ermittelte Verlauf ein breitbandiges Lärmspektrum, den sogenannten Strömungs- bzw. Verbrennungslärm. Die dominanten Schallenergieanteile liegen im unteren Frequenzbereich und fallen mit steigender Frequenz ab. Weiterhin im Spektrum sichtbar ist die helikale Strömungsinstabilität. Dieser erscheint als tonaler Lärm bei einer Frequenz von 1.692Hz. Die erzwungene Wirbelstruktur im oberen Bereich der Brennkammer ist in Abbildung 4.33 d) eindeutig erkennbar. Die Frequenz beträgt 356Hz. Im Vergleich zu den experimentellen Daten stimmen die Rechnungen bis zu einer Frequenz von zirka 400Hz gut mit diesen überein. Abweichungen treten im Frequenzbereich zwischen 400Hz und 1.700Hz auf. Hier liegen die Simulationen im Wesentlichen oberhalb der Messungen. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass sich zuviel akustische Energie im System befindet. Gründe hierfür können beispielsweise sein, dass diese nicht ausreichend gedämpft wird oder aufgrund der gewählten Randbedingungsformulierung das Rechengebiet nicht verlassen kann. Weiterhin streuen die numerischen Ergebnisse untereinander. Die größten Differenzen zum Experiment sind in den Konfigurationen 2 und 4 sichtbar. In diesen Simulationen stabilisiert die Flamme zu nah an der Brennerdüse. Die beste Übereinstimmung tritt, wie auch für das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld, für das EDM-FRC Verbrennungsmodell mit der 1-Schritt-Chemie auf. Die verbleibenden Modelle, bei denen die Flamme zu weit abhebt, liegen dazwischen. Neben den Gebieten in denen durch strömungsmechanische Prozesse Turbulenz erzeugt wird, beeinflusst somit auch die Lage und Form der Wärmefreisetzungszonen die Brennkammerakustik. Ebenfalls in Abb. 4.33 erkennbar sind die Auswirkungen der verschiedenen Verbrennungsmodelle auf die Frequenz der brennernen helikalen Struktur. Diese weichen, abhängig von der gewählten Verbrennungsmodellierung deutlich voneinander ab.

Die mittels einer FFT-Analyse bestimmten Frequenzen der helikalen Instabilität am Brennermund sind, abhängig vom eingesetzten Verbrennungsmodell, in der Tabelle 4.4

dargestellt. Die wesentlichen Unterschiede zur nicht-reagierenden Strömung stellen die Höhe des Schalldruckpegels sowie die abweichende Frequenz der helikalen Strömungsinstabilität dar.

4.3.9 Rechenzeiten

Die numerischen Simulationen wurden auf dem in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Cluster-System mit 20 Prozessoren verteilt auf 5 Knoten (4 Cores) durchgeführt. Die zur Umsetzung der Simulationen benötigten CPU-Rechenzeiten sind in der Tabelle 4.5 dargestellt.

Verbrennungsmodell	CPU-Zeit [Tage]
Konfiguration 1	96,2
Konfiguration 2	92,1
Konfiguration 3	94,6
Konfiguration 4	99,5
Konfiguration 5	91,8

Tabelle 4.5: Benötigte CPU-Rechenzeiten für die Simulation der reagierenden Brennkammerströmung

5 Formulierung von akustischen Randbedingungen für Brennkammern

Die numerische Lösung der in Kapitel 2.1 beschriebenen Bilanzgleichung erfordert die Spezifikation von Randbedingungen an den Grenzen des Rechengebiets. Üblicherweise werden hierzu physikalische Strömungsfeldgrößen gesetzt, deren Anzahl und Typ abhängig von der jeweiligen Randbedingungsbeschreibung variiert. Gängige Formulierungen im Bereich von reagierenden Brennkammerströmungen sind der Massenstrom-, Geschwindigkeits- und Totaldruckeinlass bzw. der Druck- und Massenstromauslass.

Aus Gründen der numerischen Effizienz wird das Rechengebiet bei der Simulation von technischen Systemen oftmals auf einzelne Baugruppen oder Bauteile reduziert und durch Randbedingungen begrenzt. Am Beispiel einer reagierenden Strömung in einer Gasturbinenbrennkammer ist dies normalerweise der Bereich zwischen Verdichteraus- und Turbineneinlass. Der Einsatz von herkömmlichen Randbedingungsformulierungen nach Dirichlet oder Neumann ist hier oftmals nicht ausreichend. Die Annahme von zeitlich konstanten Größen zur Definition des Strömungszustands hat bei einer kompressiblen Strömung auch eine direkte Auswirkung auf das akustische Verhalten der Ränder. Eine frequenzabhängige Modellierung des akustischen Reflektionsverhaltens ist so nicht möglich. Dieser Umstand kann zu fehlerhaften Ergebnissen führen, wenn die realen akustischen Eigenschaften am Rand des Rechengebiets von den numerischen abweichen.

In den nachfolgenden Kapiteln werden Randbedingungsformulierungen für Unterschallströmungen ($Ma < 1$) vorgestellt, die eine Vorgabe von akustischen Eigenschaften an den Systemgrenzen ermöglichen. Strömungen mit einer $Ma \geq 1$, die beispielsweise bei kritisch durchströmten Turbinen auftreten, benötigen keine spezielle Formulierung von akustischen Randbedingungen. Da in diesem Fall die Strömungsgeschwindigkeit gleich oder größer als die Schallgeschwindigkeit ist, findet keine Rückwirkung des Fernfelds auf das Rechengebiet statt.

Anwendung finden diese beispielsweise bei der Simulation von selbsterregten Verbrennungsschwingungen sowie von Verbrennungs- und Strömungslärm [128, 138, 202, 203, 204, 328]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Ansätze in den Quellcode des kommerziellen CFD-Programms ANSYS-CFX implementiert, verifiziert und validiert. Ab dem Release 11.0 stehen die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten reflexionsarmen Randbedingungsformulierungen den ANSYS-CFX Anwendern zur Verfügung.

5.1 Reflektionsarme Randbedingungen

Die nachfolgend beschriebenen Randbedingungstypen ermöglichen eine akustisch reflektionsarme Begrenzung des Rechengebiets. Diese Eigenschaft wird realisiert indem akustische Wellen die mit der Systemgrenze interagieren entweder das Rechenfeld verlassen können bzw. gedämpft werden. Die Lösung der Simulation ist somit unabhängig von dem Einfluss des Fernfelds. Weiterhin können mittels dieser Randbedingungen auch unphysikalische Reflektionen von physikalischen und numerischen Störungen effektiv vermieden werden. Anwendung finden die Formulierungen z. B. bei der Berechnung von Flammtransferfunktionen und in der Aeroakustik [148, 204]. Zur Umsetzung von reflektionsarmen Randbedingungen wurden in der Vergangenheit eine Reihe von verschiedenen Konzepten entwickelt. Die geläufigsten Methoden sind die Abstrahlrandbedingung, die Ausströmrandbedingung, die absorbierenden Randbedingungen (Perfectly-Matched-Layer, Sponge-Layer) sowie die auf den Charakteristiken der Strömung basierenden Randbedingungen. In dieser Arbeit wurden charakteristische Randbedingungen für den Einlass (Totaldruck, Geschwindigkeit und Massenstrom), den Auslass (statischer Druck) sowie für das Opening (Totaldruck, statischer Druck) realisiert. Die Funktionsweise der Randbedingungstypen ist in den nachfolgenden Unterkapiteln erläutert.

5.1.1 Abstrahlrandbedingung

Die Abstrahlrandbedingung basiert auf der asymptotischen Lösung für eine kompakte Schallquelle. Tam et al. veröffentlichten eine entsprechende zweidimensionale Formulierung auf der Basis der linearisierten Eulergleichungen [312]. Die Herleitung beruht auf den Annahmen, dass die mittlere Grundströmung gleichförmig ist, die Druckfluktuationen rein akustisch und die akustischen Wellen relativ zur punktförmigen Quellen radial in das Fernfeld laufen. Bogey et al. erweiterten die 2D-Formulierung um die dritte Dimension und Tam et al. auf ungleichförmige mittlere Strömungen [25, 313]. Die Effizienz der Abstrahlrandbedingung hängt stark von der Kompaktheit der Schallquelle der jeweiligen Konfiguration ab. Die nachfolgende Gleichung beschreibt für eine sphärische Abstrahlung eine Randbedingungsformulierung auf der Basis der Wellengleichung.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi'' + v_{gr} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) \Phi'' = 0 \quad (5.1)$$

Die Gruppengeschwindigkeit $v_{gr} = (u_n + c)$ setzt sich aus der Strömungsgeschwindigkeit in Normalenrichtung und der Schallausbreitungsgeschwindigkeit zusammen. Die Implementierung dieses Randbedingungstyps erfolgt mittels Ghost Points [312]. Dieses in Abb. 5.1 visualisierte Konzept basiert auf einer räumlichen Diskretisierung, die über das eigentliche Rechengebiet hinaus reicht. Die Anzahl der benötigten Ghost-Points hängt vom räumlichen Diskretisierungsverfahren ab. Ein wesentlicher Vorteil der Ghost-Point Methode ist, dass die zusätzlichen Rechenpunkte nicht physikalisch im Gitter vorgehalten

werden müssen. Dies reduziert den Speicherbedarf und erleichtert die Gittergenierung mittels kommerziellen Programmen. Der reflexionsarme Abschluss wird über eine Korrektur des jeweiligen Flussterms der Bilanzgleichungen (vgl. Kapitel 4) erzielt.

Eine Erweiterung der Abstrahlrandbedingung stellt die Ausströmrandbedingung dar. Zusätzlich zur akustischen Abstrahlung werden auch der Transport der durch akustische Störungen verursachten Entropie- und Wirbelkomponenten ins Fernfeld berücksichtigt [5]. Zu beachten ist, dass diese Formulierung nur für Randbedingungstypen stabil ist, an denen tatsächlich ein Ausfluss stattfindet [313].

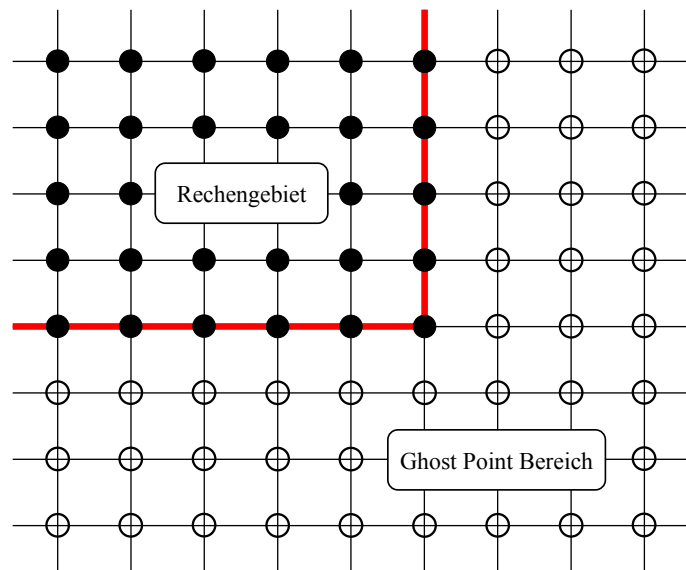


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Ghost-Point Randbedingung; Rechengebiet (ausgefüllte Kreise), Ghost-Point-Bereich (nicht-ausgefüllte Kreise) [5]

5.1.2 Sponge-Layer Randbedingungen

Eine weitere Möglichkeit zur Realisierung einer reflexionsarmen Begrenzung eines Rechengebiets stellen die absorbierenden Randbedingungen dar. Der von Isreali et al. vorgeschlagene Ansatz basiert auf einer sogenannten ‘‘Sponge-Layer‘‘ in der die akustischen Größen künstlich gedämpft werden, bevor diese auf die Ränder der numerischen Domäne treffen [130, 146]. Die Abschwächung der relevanten Strömungsfeldgrößen erfolgt bei der Durchquerung eines Absorptionsgebiets, welches um das eigentliche Rechengitter gelegt wird. Die künstliche Dissipation innerhalb der Dämpfungsschicht wird durch einen zusätzlichen Quellterm S_α in den entsprechenden Bilanzgleichungen (vgl. Kapitel 4) berücksichtigt. Die Variable Φ in Gl. 5.2 bezeichnet den Zielwert der Dämpfung und σ den Dämpfungskoeffizienten. $\Phi=0$ bedeutet, dass der Abschluss des Rechengebiets reflexionsarm ist. Für Φ -Werte ungleich Null kann von außen akustische Energie in das System

eingebraucht werden.

$$S_\alpha = \sigma (\Phi - \Phi_\alpha) \quad (5.2)$$

Einen wesentlichen Einfluss auf das Reflektionsverhalten der Sponge-Layer Randbedingung hat die Länge der Absorptionszone sowie der räumliche Verlauf der Dämpfungsfunktion. Um numerisch induzierte Reflektionen und Instabilitäten zu vermeiden, werden, wie in Abb. 5.2 visualisiert, die Gradienten der künstlichen eingebrachten Dissipation langsam gesteigert [5]. Folglich erstreckt sich die Dämpfungsschicht über mehrere Rechenpunkte. Eine geeignete Dämpfungsfunktion ist beispielsweise die nachfolgend beschriebene Gaußverteilung, die am Anfang des Absorptionsgebiets Null ist und am Ende ihr Maximum erreicht [277]. In Gl. 5.3 beschreibt d_{RB} den Abstand eines Rechenpunkts und Δx die Länge der Dämpfungszone.

$$\sigma = \exp \left\{ -\frac{1}{2} n p \frac{d_{RB}^2}{\Delta x} \right\} \quad (5.3)$$

Die Vorteile des Sponge-Layer Ansatzes sind dessen einfache und rechenzeitsparsame Implementierung. Eine wesentliche Schwachstelle ist die Einbringung der künstlichen Dissipation zur Dämpfung. Für eine Schallwelle stellt die künstliche Dissipation ein Wechsel des Ausbreitungsmediums dar. Somit können abhängig vom Schallfeld und deren Dämpfungsfunktion sowohl im Übergangsbereich vom Rechengebiet in die Dämpfungszone sowie innerhalb der Dämpfungszone unerwünschte Reflektionen auftreten [130]. Weiterhin ist die Methode nur zur Behandlung von ebenen Wellenfronten geeignet, da das Reflektionsverhalten abhängig vom Einfallswinkel der akustischen Welle ist.

5.1.3 Perfectly-Matched-Layer Randbedingungen

Bei dem aus der Elektrodynamik stammenden Perfectly-Matched-Layer (PML) Konzept werden zur Umsetzung von reflexionsarmen Randbedingungen ebenfalls Dämpfungsschichten eingesetzt [277]. Die Basis bildet ein numerisch erzeugtes absorbierendes und anisotropes Medium, welches um das eigentliche Rechengebiet angeordnet ist. In der dissipativen Schicht klingen die Störgrößen ab. Die Verbindung zwischen den beiden Zonen stellt die sogenannte PML her. Eine wesentliche Eigenschaft dieser ist, dass einfallende akustische Wellen theoretisch unabhängig von der Frequenz und Einfallswinkel reflektionsfrei den Übergang passieren [114]. Hierzu müssen die beide Zonen unter anderem über eine gleiche charakteristische Impedanz verfügen. In der Realität treten jedoch wie bei dem Sponge-Layer Ansatz Einschränkungen hinsichtlich der Reflektionsfreiheit auf. Zum einen ist durch die Überlagerung der künstlichen Dissipation ein Zonenübergang nicht komplett reflektionsfrei realisierbar, zum anderen ist die PML nicht unendlich. Folglich können für akustische Wellen, die nicht komplett absorbiert wurden, an den Rändern der Pufferschicht Reflektion auftreten [277].

Zur Umsetzung einer PML werden in der Literatur verschiedene Ansätze beschrieben. Bei dem auf Berenger zurückgehenden Konzept erfolgt für jede Raumrichtung eine unphy-

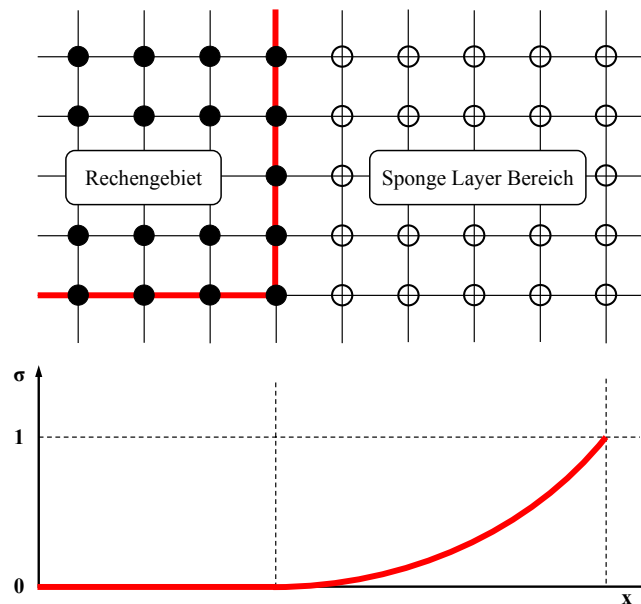


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Sponge-Layer-Randbedingung (oben), Rechengebiet (ausgefüllte Kreise), Sponge-Layer-Bereich (nicht-ausgefüllte Kreise); Verlauf des Dämpfungskoeffizienten im Rechengebiet und der Sponge-Layer (unten) [5]

sikalische Aufteilung der abhängigen Variablen der Bilanzgleichungen in zwei separate Formulierungen. Dieser zusätzlich gewonnene Freiheitsgrad ermöglicht die Definition einer absorbierenden Schicht mit Dämpfungstermen [18, 277]. Die Dämpfung innerhalb der absorbierenden Schicht wird wie bei den Sponge Layern durch einen zusätzlichen Quellterm S_α in den entsprechenden Bilanzgleichungen berücksichtigt. Die das Rechenfeld verlassenden Komponenten werden somit gedämpft. Nachteilig ist, dass die künstliche Dissipation für den Schall wie eine Änderung des Ausbreitungsmediums wirkt und daher Reflexionen auftreten können. Die von Hesthaven vorgeschlagene Einführung eines imaginären Anteils in die Dispersionsbeziehung der transformierten Bilanzgleichung bewirkt eine Gitterstreckung, welche eine Dämpfung verursacht, aber die Ausbreitungscharakteristik des Schalls nicht beeinflusst [114]. Der Grund hierfür ist, dass die Dämpfung über den Imaginärteil erfolgt, während der Realteil der Dispersionsbeziehung unverändert bleibt. Der Übergang vom Rechengebiet in die Dämpfungsschicht ist hinsichtlich der Schallausbreitung so abgestimmt, dass Reflexionen vermieden beziehungsweise reduziert werden. Numerische Probleme können bei Drallströmungen auftreten. Um diese zu umgehen, schlägt beispielsweise Hesthaven vor, die Grundströmung ebenfalls zu dämpfen [114]. Eine Weiterentwicklung stellt die Unsplit-Field-PML von Chew et al. dar [41]. Das grundlegende Prinzip dieser Berechnungsvorschrift beruht auf der komplexen Koordinatentransformation. Hierbei werden die originalen Raumkoordinaten in Dämpfungsrichtung mit einem komplexen Faktor multipliziert, um die Koordinatengrößen zu strecken. Gedanklich entspricht dies einer ana-

lytischen Fortführung der eingesetzten Differentialgleichungen in der PML mittels komplexer Koordinaten. Die Reflektionsfreiheit am Zonenübergang kann durch eine geschickte Wahl der benötigten Streckungsfaktoren erreicht werden. Ein Nachteil des Verfahrens sind beispielsweise die Schwierigkeiten bei einem Wechsel des Koordinatensystems.

Die von Hu et al. vorgeschlagene "Split-PML" basiert auf der nicht-physikalischen Aufspaltung der Variablen in ihre Ableitungsrichtung [123]. Eine Implementierung dieses PML Typs in ein CFD-Verfahren ist aufgrund der abweichenden Gleichungsstruktur ineffizient und komplex [277]. Abarbanel et al. hat auf der Basis von Hu et al. eine Formulierung abgeleitet, welche ohne die vorab beschriebene Aufspaltung der Variablen auskommt [1]. Jedoch wies Tam nach, dass diese Randbedingung instabil ist [314]. Eine stabile PML Variante stellt die von Hu et al. vorgeschlagene PML auf der Basis der Prandtl-Glauert Transformation dar [124]. Gegenstand neuerer Veröffentlichungen ist die Uniaxial-PML [263]. Dieses Konzept basiert auf der Einführung eines Diagonaltensors zur Beschreibung eines dämpfenden, anisotropen, komplexen Mediums. Die Tensoreinträge werden hinsichtlich einer möglichst reflektionsfreien Übergangszone bestimmt. Die Methode zeichnet sich durch eine hohe Effizienz und Einfachheit aus.

5.1.4 Charakteristische Randbedingungen

Eine Alternative zu den vorab diskutierten Methoden stellen die charakteristischen Randbedingungen dar. Bei diesem Ansatz werden die Eigenschaften der akustischen Welle, die sogenannten Charakteristiken genutzt, um eine reflexionsarme Terminierung des Rechengebiets herzustellen. Erste Anwendung fand dieses Verfahren im Kontext mit den Euler-Gleichungen [95, 110, 262, 316, 317]. Poinot und Lele veröffentlichten eine Formulierung für die kompressiblen dreidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen [235]. Baum et al. und Sutherland et al. führten basierend auf den vorangegangenen Arbeiten eine Beschreibung des Ansatzes für reagierende Strömung ein [14, 308]. Eine Erweiterung der Methode zur Handhabung von realen Gasen wurde von Okong'o et al. vorgeschlagen [214]. Darüber hinaus formulierten unter anderem Poinot et al. einen Ansatz zur Behandlung von dreidimensionalen nicht-ebenen akustischen Wellen [99].

5.1.4.1 Theoretische Grundlagen

Die Basis zur Herleitung der im Rahmen dieser Arbeit umgesetzten charakteristischen Randbedingung bilden die Bilanzgleichungen einer kompressiblen reagierenden Strömung (vgl. Kapitel 4). Durch die Zerlegung der Differentialgleichungen in eine entsprechende charakteristische Form und die Vernachlässigung der transversalen und viskosen Terme resultiert ein modifiziertes Gleichungssystem. Dieses wird unter der Annahme einer laminaren, nicht-reagierenden und eindimensionalen Strömung als LODI-System (Local One Dimensional Inviscid) bezeichnet. Die Strömungsfeldgrößen an der Randbedingung eines hyperbolischen Systems sind hierbei eine Funktion der Variation der Wellenamplituden L_i . Die LODI-Bedingungen verbinden somit die charakteristischen Wellenamplitudenva-

riation L_i mit der zeitlichen Entwicklung der primitiven Variablen der Bilanzgleichungen. Die Theorie zur Herleitung der Gleichungen ist Gegenstand zahlreicher Veröffentlichungen [212, 316, 317, 327].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \left(L_2 + \frac{1}{2} (L_5 + L_1) \right) = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{2} (L_5 + L_1) = 0 \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{1}{2\rho c} (L_5 - L_1) = 0 \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + L_3 \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} + L_4 \quad (5.8)$$

Die nachfolgenden Gleichungen dienen zur Ermittlung der Größen L_i von akustischen Wellen, die das Rechengebiet verlassen. Die Berechnung erfolgt mittels einseitigen Differenzen. L_1 und L_5 entsprechen einer links bzw. rechts laufenden akustischen Welle, während L_2 die Ausbreitung von Entropiewellen beschreibt. Die konvektive Wirbelbewegung wird durch L_3 und L_4 berücksichtigt.

$$L_1 = \lambda_1 \left(\frac{\partial p}{\partial x_1} - \rho c \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right) \quad (5.9)$$

$$L_2 = \lambda_2 \left(c^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_1} - \frac{\partial p}{\partial x_1} \right) \quad (5.10)$$

$$L_3 = \lambda_3 \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \quad (5.11)$$

$$L_4 = \lambda_4 \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \quad (5.12)$$

$$L_5 = \lambda_5 \left(\frac{\partial p}{\partial x_1} + \rho c \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right) \quad (5.13)$$

Die Eigenwerte λ_i repräsentieren die charakteristische Ausbreitungsgeschwindigkeit. Das Vorzeichen der Eigenwerte λ_i beschreibt, ob eine Welle das Rechengebiet verlässt oder eintritt. u_1 bezeichnet die konvektive Strömungsgeschwindigkeit normal zur Oberfläche.

$$\lambda_1 = u_1 - c \quad (5.14)$$

$$\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = u_1 \quad (5.15)$$

$$\lambda_5 = u_1 + c \quad (5.16)$$

Die Funktionsweise einer charakteristischen Randbedingung ist zu verschiedenen Zeitpunkten für einen statischen Druckauslass graphisch in der Abb. 5.3 dargestellt. Auf den

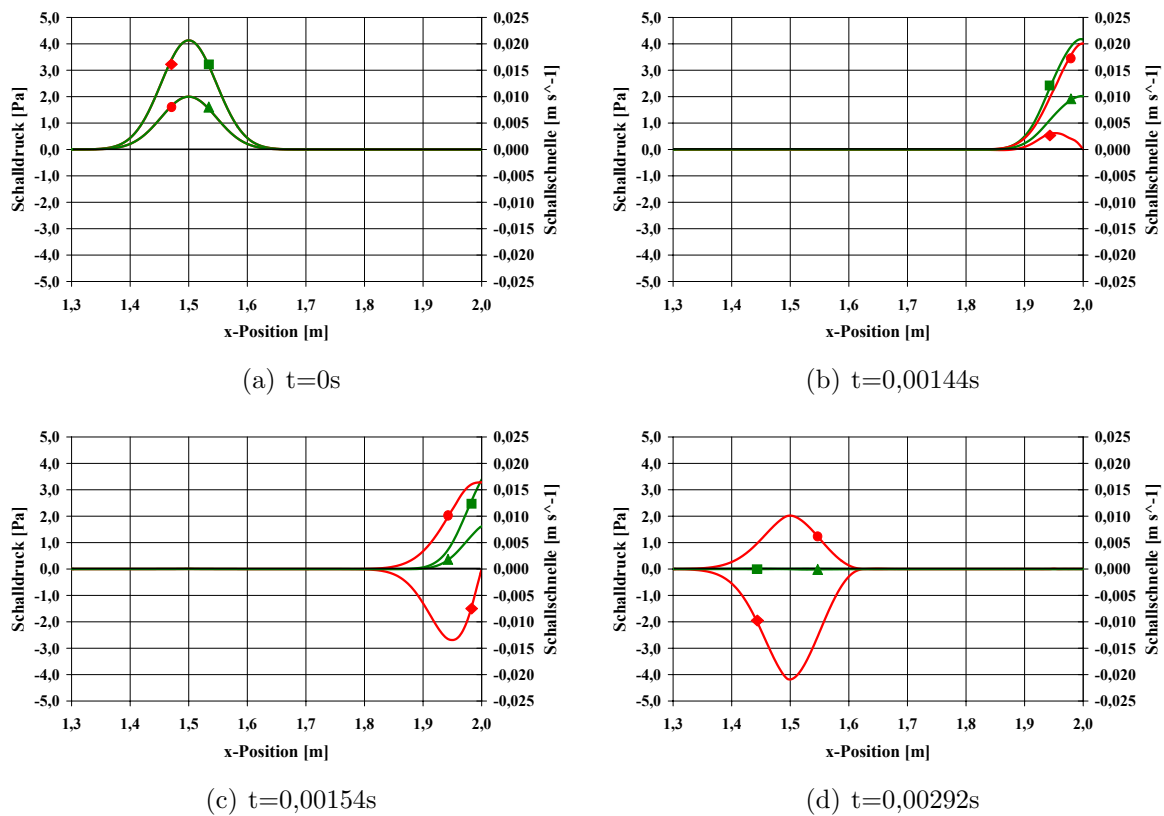


Abbildung 5.3: Vergleich der Interaktion einer Schallwelle mit einer reflektierenden (rote Kurven; Schalldruck: Diamant; Schallschnelle: Kreis) und einer nicht-reflektierenden (grüne Kurven; Schalldruck: Rechteck; Schallschnelle: Dreieck) druckbasierten Auslassrandbedingung

beiden Ordinaten-Achsen ist der Schalldruck (links) bzw. die Schallschnelle (rechts) abgebildet. Die mittels der Gleichungen (5.17) und (5.18) erzeugte eindimensionale Schallwelle propagiert mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 344m/s stromab in Richtung des Auslasses. Die Konstanten sind wie folgt definiert: $A=0,01\text{m/s}$, $B=30$, $L=2\text{m}$, $c_0=343,11\text{m/s}$, $u_0=1\text{ m/s}$, $x_0=1,5\text{m}$. Die Simulationen wurden auf der Basis des in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Testfalls durchgeführt. Die Auslassrandbedingung, welche sich auf der rechten Seite des Rechenfelds befindet, wurde hierbei entweder als reflektierend oder reflexionsarm spezifiziert. Die Zeitschrittweite betrug $1e^{-5}\text{s}$. Zur räumlichen Diskretisierung wurde ein Hexaeder-Gitter mit 2.336 gleichmäßig verteilten Gitterpunkten verwendet.

$$u = u_0 + A \exp \left[- \left(\frac{B(x - x_0)}{L} \right)^2 \right] \quad (5.17)$$

$$p = p_0 + c_0 (u - u_0) \quad (5.18)$$

Im Fall einer reflektierenden Randbedingung (rote Linie) wird an den Randknoten zu jedem Zeitpunkt ein fixer relativer Druck (Dirichlet Randbedingung) erzwungen, was zu

einem Druckknoten führt. Die Schallschnelle, welche als numerischer Randwert behandelt wird, stellt sich als Funktion der Zeit ein. Zum Zeitpunkt indem der maximale Schalldruck mit der Randbedingung interagiert, stellt sich die größte Schallschnelle ein. Diese ist hierbei doppelt so hoch wie im Bereich der freien Schallausbreitung. An der schallweichen Begrenzung wird der Schalldruck mit einem Phasensprung von 180° reflektiert, während die Schallschnelle keine Phasenänderung erfährt. Bei der nicht-reflektierenden Randbedingungsformulierung passen sich die relevanten Strömungsvariablen an den momentanen Schalldruck bzw. -schnelle an. Im Gegensatz zum reflektierenden Fall ist der physikalische Randwert variabel. Die Randbedingung zeigt somit ein gleiches Verhalten wie eine Wellenausbreitung im Feld. Dementsprechend kann die akustische Welle diese passieren und das Rechenfeld verlassen.

5.1.4.2 Implementierung

Bei der Implementierung der charakteristischen Randbedingungen ist zwischen den Randbedingungsformulierungen von Dirichlet und denen von Neumann zu unterscheiden. Die zu spezifizierenden Variablen auf dem Rechenfeldrand hängen von der Randbedingungsart ab. Im Normalfall ist die Anzahl der fix definierten Randwerte geringer als die Anzahl der primitiven Variablen, die zur Lösung der Bilanzgleichungen benötigt werden. Die verbleibenden Variablen werden mittels des zum Rechenfeldrand normalen Flusses der jeweiligen Größe bestimmt (vgl. Kapitel 2.4).

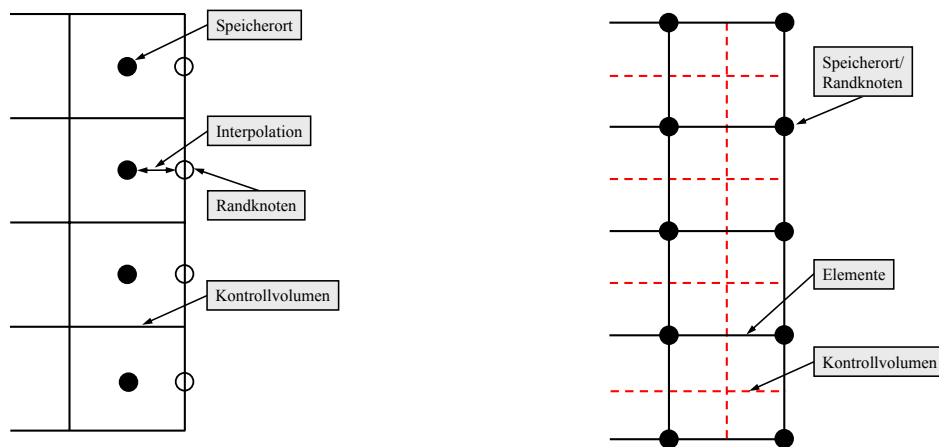


Abbildung 5.4: Darstellung der Randbehandlung bei der 'Cell-Centered' (links) und der 'Cell-Vertex' (rechts) Methode

Der Lösungsansatz für die abhängigen Variablen hängt im Wesentlichen davon, ob ein "Cell-Vertex" oder "Cell-Centered" basierter Finite-Volumen-Löser verwendet wird. Bei der "Cell-Centered" Methode werden, wie in der Abb. 5.4 dargestellt, die Variablen in der Mitte der Zelle, die als Kontrollvolumen dient, gespeichert. Beim "Cell-Centered" Ansatz erfolgt die Speicherung der Werte auf den Eckknoten. Der signifikante Unterschied zwischen den beiden Techniken tritt an den Rändern des Rechengebiets auf. Während bei

der “Cell-Vertex“-Methode per Definition der Speicherort auf den Rand des Rechengebiets fällt, ist dies bei der “Cell-Centered“ Diskretisierung nicht der Fall. Folglich werden zur Berechnung von Randwerten Formalismen benötigt. Ein häufig eingesetztes Verfahren ist die Extrapolation mit konstanten Gradienten. Nachteilig dabei ist, dass durch diese Vorgehensweise eine künstliche Randbedingung geschaffen wird, die überspezifiziert sein kann. Dieser Umstand kann zu unphysikalischen numerischen und physikalischen Reflektionen an den Rändern führen. Um dies zu umgehen, führte Poinsoit et al. eine formale Prozedur zur Berechnung von Randwerten auf der Basis der charakteristischen Bilanzgleichungen ein [235]. In der Fachliteratur wird diese Methode als “Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions“ (NSCBC) bezeichnet. Aufgrund der Implementierungsweise treten die unphysikalischen numerischen Reflektionen bei der “Cell Vertex“ Methode nicht auf. Physikalische Wellen werden hingegen reflektiert.

In dem eingesetzten CFD-Programm ANSYS-CFX 10.0 werden, wie in Abb. 5.4 dargestellt, die Bilanzgleichungen direkt auf den Randknoten gelöst. Somit wird eine Extrapolation, beispielsweise der von Poinsoit entwickelte NSCBC-Formalismus, zur Berechnung der abhängigen Variablen an den Rändern nicht benötigt. Zur Bestimmung der Randvariablen werden die charakteristischen Gl. (5.29) - (5.8) gelöst und die Randwerte mit dem erzielten Ergebnis modifiziert. Abhängig von der Randbedingungsart ist dies entweder der Druck (Druck-basierte Formulierung) oder die Geschwindigkeit (Geschwindigkeits- bzw. Massenstrom-basierte Formulierung). Das Geschwindigkeits- und Druckfeld wird sowohl im Rechengebiet als auch am Rand auf einem nicht versetzten Gitter gekoppelt gelöst [10]. Neben der vorab beschriebenen Implementierung wurde im Rahmen dieser Arbeit auch ein Konzept zur Einbindung der charakteristischen Randbedingungsformulierung in ein Lösungsverfahren auf der Basis der Druckkorrektur entwickelt, verifiziert und validiert [327].

5.1.4.3 Subsonische Randbedingungsformulierungen

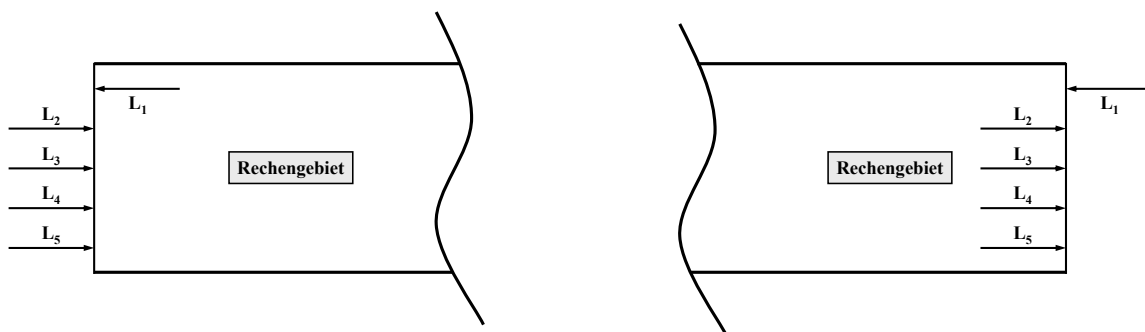


Abbildung 5.5: Darstellung der in das Rechenfeld ein- und austretenden Wellenamplituden an einem Ein- (links) bzw. Auslass (rechts)

Im Allgemeinen gilt, dass bei einer Einlassrandbedingung die Wellenamplituden L_2, L_3, L_4, L_5 in das Rechengebiet eintreten, während L_1 dieses mit der Geschwindigkeit $u_1 - c$ verlässt. Im Gegensatz dazu tritt an einem Auslass L_1 in das Rechengebiet ein. Die restlichen Wellenamplituden verlassen dieses und werden durch einseitige Differenzen berechnet. Die eintretenden Wellen werden mittels der nachfolgenden Gleichungen bestimmt. Die Randbedingungsformulierungen sind reflexionsarm für ebene Wellen. Schräg auftreffende akustische Wellen die das Rechengebiet verlassen, werden abhängig vom Einfallswinkel unterschiedlich stark reflektiert [344]. Voraussetzung für eine stabile Randbedingung ist hierbei, dass die vorgegebenen Randwerte erhalten bleiben und gleichzeitig reflexionsarm sind. Diese zwei Ziele sind oftmals konträr und erfordern einen Kompromiss.

Reflexionsarme Auslassrandbedingung

An dem implementierten statischen Druckauslass ist der Druck als einziger Randwert fest vorgegeben. Die in das Rechenfeld eintretende Wellenamplitude L_1 wird mittels der Gl. (5.19) bestimmt. p_0 steht für den Druck im Fernfeld.

$$L_1 = K(p - p_0) \quad (5.19)$$

Der Relaxationsfaktor K , der die Dimension einer Frequenz besitzt, ist wie folgt definiert:

$$K = \frac{\sigma c}{L} (1 - Ma^2) \quad (5.20)$$

Die Größe L beschreibt eine charakteristische Länge des Rechengebiets, Ma die maximale Mach-Zahl und σ ist eine Konstante. Unter der Annahme dass $\sigma = 0$ ist, wird die zeitliche Änderung des Drucks an der Randbedingung nur durch die rauslaufende akustische Welle bestimmt. Hierbei verhält sich die Randbedingung perfekt nicht-reflektierend. Jedoch besteht die Gefahr, dass mit zunehmender Zeitintegration der physikalische Randwert einem numerisch verursachten Drift unterliegt. Der Grund ist, dass die Randbedingung die Information über den Druck im Fernfeld verliert und somit instabil wird [237]. Zur Vermeidung dieses Phänomens ist ein $\sigma \neq 0$ zu wählen. Durch die Relaxation wird die in das Rechenfeld eintretende akustische Welle so modelliert, dass der Druck dem des Fernfelds entspricht. Diese Vorgehensweise verursacht allerdings Teilreflektionen [237, 262]. Der Druckunterschied $\Delta p = p - p_0$ reduziert sich mit einer Abklingzeit die indirekt proportional zu $(\sigma c)/L$ ist [242]. Ein weiterer Ansatz zur Vermeidung einer Abweichung vom Druck des Fernfelds basiert auf der Definition einer analytischen Lösung, die eine Beziehung zwischen dem Auslass und der Umgebung beschreibt [318, 319].

Reflexionsarme Einlassrandbedingung

Unabhängig vom Randbedingungstyp werden an einem Einlass als Randwerte die Temperatur, die Gemischzusammensetzung sowie die Turbulenzgrößen definiert. Weitere Größen

zur Spezifikation des Strömungszustands sind entweder die Geschwindigkeit, der Massenstrom oder der Totaldruck. Die in das Rechenfeld eintretenden Wellenamplituden werden mittels den Gl. (5.21) - (5.24) bestimmt. Bei einem Geschwindigkeitseinlass können die Gleichungen direkt verwendet werden, während bei einem Massenstrom- bzw. Totaldruckeinlass zunächst äquivalente Geschwindigkeitskomponenten zu bestimmen sind. Die hierfür benötigten Berechnungsvorschriften sind im ANSYS-CFX Handbuch beschrieben [10]. Der Index t kennzeichnet den nach dem Dirichlet Formalismus definierten Randwert, der für die vorab beschriebene Relaxation als Zielwert dient.

$$L_2 = K (T - T^t) \quad (5.21)$$

$$L_3 = K (v - v^t) \quad (5.22)$$

$$L_4 = K (w - w^t) \quad (5.23)$$

$$L_5 = K (u - u^t) \quad (5.24)$$

Der Relaxationsfaktor K wird mittels der Gl. (5.25) kalkuliert.

$$K = \frac{\sigma c}{L} \rho c (1 - Ma^2) \quad (5.25)$$

5.1.4.4 Externe akustische Anregung

Eine externe akustische Anregung der Strömung ist beispielsweise zur Berechnung von Flammentransferfunktionen erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurden in Kombination mit den charakteristischen Randbedingungen zwei Methoden zur externen akustischen Anregung umgesetzt. Die erste Variante basiert auf der Nutzung der Variation der Wellenamplitude L_i . Hierbei wird das akustische Anregungssignal (z.B. weißes Rauschen, sinusförmiges Signal) in Form einer variierenden Wellenamplitude definiert und auf die in das Rechengelände einfallenden Wellen superpositioniert [242].

$$L_i = \text{Kopplungsterm} + L_{\text{Anregung}} \quad (5.26)$$

Der Kopplungsterm hängt vom Randbedingungstyp ab und wird durch die in Kapitel 5.1.4.3 aufgeführten Gleichungen definiert. Die Anregung erfolgt mittels $L_{\text{Anregung}} = 2\rho c \partial f_x(t) / \partial t$. f_x bezeichnet eine in positive x-Richtung laufende Wellenamplitude. Äquivalent hierzu wird die in umgekehrte Richtung laufende Wellenamplitude mit g_x abgekürzt.

In der zweiten Implementierung, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ebenfalls in den ANSYS-CFX Source-Code eingebunden wurde, werden die Größen an der Randbedingung zunächst mittels der in Kapitel 5.1.4.1 beschriebenen Gleichungen berechnet. Anschließend erfolgt eine Addition der akustischen Anregung auf die relevanten Strömungsvariablen. Abhängig vom Randbedingungstyp wird entweder die Geschwindigkeit oder der Druck

modifiziert. In den Gleichungen (5.27) und (5.28) entspricht jeweils der erste Term auf der rechten Seite der gemittelten Größe und der zweite der Fluktuation verursacht durch die externe akustische Anregung.

$$p = \bar{p} + p''_{Anregung} \quad (5.27)$$

$$u = \bar{u} + u''_{Anregung} \quad (5.28)$$

5.1.4.5 Impedanzverhalten der Randbedingungsformulierung

Wie bereits in Kapitel 5.1.4.3 diskutiert, sind charakteristische Randbedingungen nicht dazu geeignet, gleichzeitig die Strömung und die Akustik in einem kompressiblen Löser perfekt zu kontrollieren. Eine genaue Einstellung der mittleren Strömung führt oftmals zu akustischen Reflektionen an den Rändern des Rechengebiets. Im Gegensatz dazu können perfekt nicht-reflektierende Randbedingungen einen Drift in der gemittelten Strömung verursachen [235]. Um diesen Effekt zu vermeiden, ist ein Mindestmaß an Reflektion erforderlich. Grundlegende Arbeiten auf diesem Gebiet wurden von verschiedenen Autoren durchgeführt [282, 242].

Die Abb. 5.6 zeigt das Reflektionsverhalten einer charakteristischen Druckauslass Randbedingung mit verschiedenen Werten für den Relaxationsfaktor K . Die Simulationen wurden basierend auf dem in Kapitel 3.2.1 beschriebenen numerischen Versuchsaufbau durchgeführt. Die akustische Anregung der Strömung erfolgt am Geschwindigkeitseinlass in axiale Richtung mittels weißen Rauschens. Das Anregungssignal ist durch die folgenden Gleichungen beschrieben.

$$u_{ein} = \bar{u} + u''_t \quad (5.29)$$

$$u''_t = K\bar{u}X_t \quad (5.30)$$

Die Geschwindigkeitskomponente u setzt sich aus einem mittleren (\bar{u}) und einem zeitlich schwankenden Anteil (u'') zusammen. Die Größe X entspricht der gleichmäßigen verteilten Zufallsfunktion im Bereich zwischen $-0,5$ und $0,5$. K bezeichnet die Amplitude der Anregung und beträgt $0,1$. Um zu gewährleisten, dass die Linearitätsgrenzen des Systems nicht überschritten werden und ein ausreichendes Signal zu Geräusch-Verhältnis vorliegt, ist K auf einen Wert zwischen 10% und 20% limitiert. Zur räumlichen Diskretisierung wurde ein Hexaeder-Gitter mit 4.812 gleichmäßig verteilten Gitterpunkten eingesetzt. Die Zeitschrittweite beträgt $1e^{-5}$ s. Die Visualisierung der Ergebnisse erfolgt exemplarisch mittels der Amplitude des komplexen Reflektionsfaktors als Funktion der Frequenz. Gemeinsam haben die Kurvenverläufe, dass bei niedrigen Frequenzen eine signifikante Reflektion der rauslaufenden akustischen Welle auftritt. Diese nimmt mit zunehmender Frequenz ab. Bei der Grenzfrequenz f_G zeigt die Randbedingung die geringste Reflektion, bevor diese wieder ansteigt. f_G verschiebt sich mit steigendem Relaxationsfaktor und somit längeren Abklingzeiten τ in den höherfrequenten Bereich. Für sehr kleine K -Werte befindet

sich die Amplitude des Reflektionsfaktors über einen weiten Frequenzbereich unterhalb 10%. Für hohe Relaxationsfaktoren verliert die Randbedingung zunehmend ihren nicht-reflektierenden Charakter. Für K gegen unendlich entspricht das Verhalten einem Druckknoten. Eine mögliche Vorgehensweise zur Berechnung eines geeigneten K -Wertes, der stark von physikalischen und technischen Parametern des Strömungsfelds abhängt, wird in Selle et al. erläutert [282].

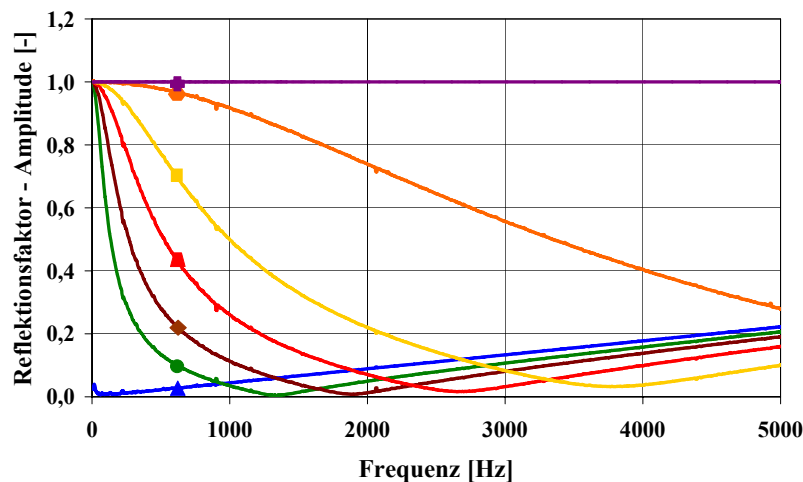


Abbildung 5.6: Geglättete Verläufe der Amplitude des komplexen Reflektionsfaktors einer charakteristischen Druckauslassrandbedingung mit verschiedenen K -Werten; $K=0$ 1/s (blaue Linie, Dreieck), $K=995$ 1/s (grüne Linie, Kreis), $K=1.990$ 1/s (braune Linie, Diamant), $K=3.980$ 1/s (rote Linie, Kegelstumpf), $K=7.961$ 1/s (goldene Linie, Rechteck), $K=31.844$ 1/s (Orangene Linie, Sechseck), $K=509.509$ (violette Linie, Kreuz)

5.1.4.6 Massenstrommodulation durch Impedanzverhalten

In den bisherigen Kapiteln wurde der Einfluss bei der Interaktion einer Schallwelle mit einer Randbedingung auf den Druck und die Geschwindigkeit untersucht. Neben diesen Variablen wird als weitere strömungsmechanische Größe indirekt der Massenstrom moduliert. Die Diskussion dieses Phänomens erfolgt beispielhaft anhand einer Totaldruck- bzw. einer Geschwindigkeitsrandbedingung am Einlass in das Strömungsfeld. Zur Durchführung der Simulationen wurde der in Kapitel 3.2.1 erläuterte Versuchsaufbau eingesetzt. Die eindimensionale akustische Anregung der Strömung erfolgt mittels der Gleichungen (5.17) und (5.18). Die eingesetzten Konstanten sind identisch zu denen in Kapitel 5.1.4.1. Die räumliche Diskretisierung wurde anhand eines Hexaeder-Gitter mit 2.336 gleichmäßig verteilten Gitterpunkten realisiert. Die Zeitschrittweite beträgt $1e^{-5}$ s.

Die Abb. 5.7 visualisiert in dem linken Diagramm den zeitlichen Verlauf des Schalldrucks und der Schallschnelle an einer Geschwindigkeits-basierten charakteristischen Einlassrandbedingung. In dem rechten Schaubild ist der Massenstrom durch den Eintritt als

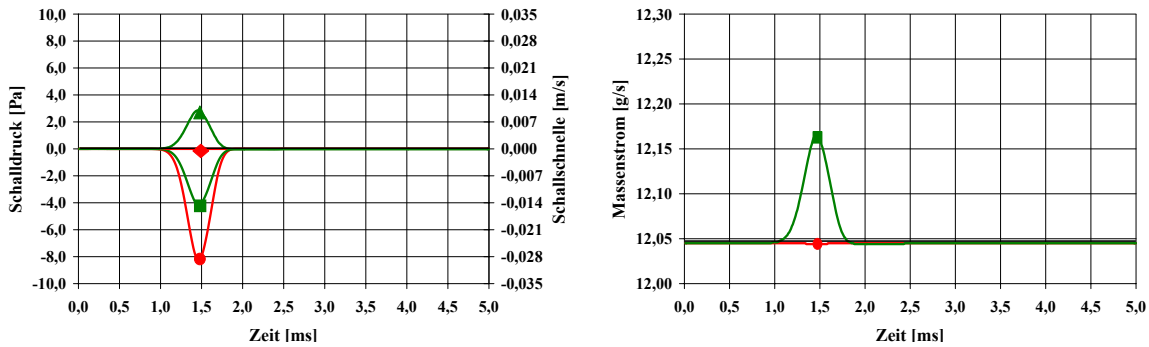


Abbildung 5.7: Einfluß einer Schallwelle auf den in das Rechengebiet eintretenden Massenstrom am Beispiel eines charakteristischen Geschwindigkeitseinlasses; Reflektierende Randbedingung (rote Kurve, Schalldruck: Kreis, Schallschnelle: Diamant, Massenstrom: Kreis); Reflexionsarme Randbedingung (grüne Kurve, Schalldruck: Rechteck, Schallschnelle: Dreieck, Massenstrom: Rechteck)

Funktion der Zeit dargestellt. Bevor die Schallwelle mit der Randbedingung interagiert, tritt ein konstanter Massenstrom von 12,045g/s in das Rechengebiet ein. Im Fall einer reflektierenden Randbedingungsformulierung (Geschwindigkeitsknoten, rote Kurve) bleibt die Geschwindigkeit konstant, während sich der Druck als numerische Randbedingung dem Wellendurchgang anpasst. Folglich wird die akustische Welle komplett reflektiert und es tritt nur eine geringe Fluktuation des Massenstroms auf, welche durch die Dichteänderung verursacht wird. Beim Einsatz einer reflexionsarmen Beschreibung (grüne Kurve) des Rechengebietseinlasses superpositionieren sich die entsprechenden Variablen der Schallwellen mit den Randwerten. Die akustische Welle verlässt unter Anpassung der Geschwindigkeit und somit auch des Massenstroms nahezu reflektionsfrei das Rechengebiet.

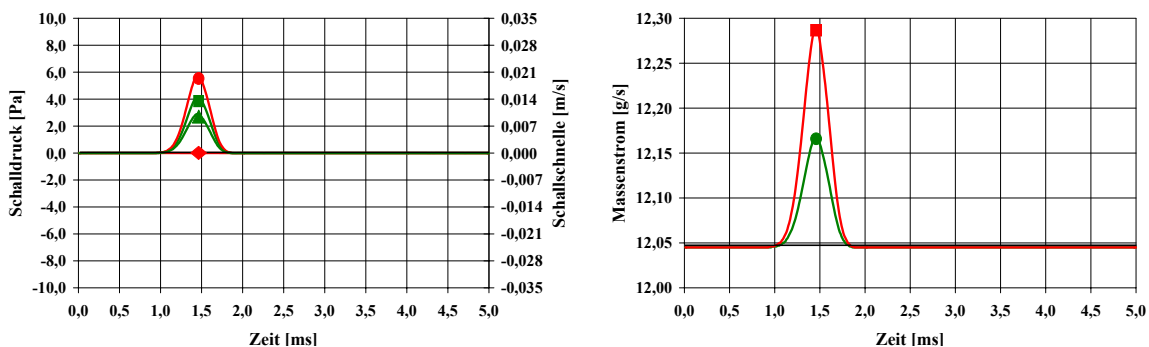


Abbildung 5.8: Einfluß einer Schallwelle auf den in das Rechengebiet eintretenden Massenstrom am Beispiel einer charakteristischen Totaldruckrandbedingung am Einlass; Reflektierende Randbedingung (rote Kurve, Schalldruck: Kreis, Schallschnelle: Diamant, Massenstrom: Kreis); Reflexionsarme Randbedingung (grüne Kurve, Schalldruck: Rechteck, Schallschnelle: Dreieck, Massenstrom: Rechteck)

Die Abb. 5.8 zeigt das Verhalten einer Totaldruckrandbedingung am Einlass bei der Interaktion mit einer Schallwelle. Im Fall der reflektierenden Formulierung (rote Kurve) verhält sich die Randbedingung wie ein Druckknoten, d.h. die akustische Energie kann das Rechengebiet nicht verlassen. Im Gegensatz zur vorab beschriebenen reflektierenden Geschwindigkeitsrandbedingung treten jedoch Schankungen im Massenstrom auf, da sich der dynamische Druckanteil dem Wellendurchgang anpasst. Die reflexionsarme Begrenzung (grüne Kurve) ermöglicht der Schallwelle ein nahezu reflektionsfreies Verlassen des Rechengebiets. Die auftretende Massenstromschwankung ist hierbei doppelt so groß wie die der reflektierenden Totaldruck- bzw. der reflexionsarmen Geschwindigkeitsrandbedingung. Der reflexionsarme Geschwindigkeitskeitsseinlass zeigt somit ein identisches Verhalten wie der reflektierende Totaldruckeinlass. Hierbei ist der aus dem Rechengebiet austretende Massenstrom während des Wellendurchgangs äquivalent zur Fluktuation der Geschwindigkeit.

Die erzielten Resultate zeigen, dass die charakteristischen Randbedingungsformulierungen in beschränktem Maße zur Modellierung des Reflektionsverhaltens von akustischer Wellen und der daraus resultierenden Massenstromschwankungen eingesetzt werden können. Darüber hinaus ist zu erwähnen, dass die charakteristische Formulierung eine Beschreibung des in das Rechengebiet eintretenden zeitlich-gemittelten Massenstroms ermöglicht. Mit herkömmlichen Randbedingungsformulierungen kann dieser Effekt nicht erzielt werden.

5.1.5 Testfall: Generischer Gasturbinenbrenner

Der nachfolgende Testfall dient zum einen der Demonstration des Einflusses von akustischen Randbedingungen auf die Strömungsfeldgrößen und zum anderen dem Funktionsnachweis der Implementierung anhand eines komplexen technischen Testfalls. Die Basis hierfür bildet ein generischer Gasturbinenbrenner. Die Analyse der Auswirkung von Randbedingungsformulierungen auf die Ergebnisse von instationären CFD-Simulationen erfolgt am Beispiel der Rekonstruktion von Flammentransferfunktionen (FTF). Anwendung finden diese bei der Durchführung von Stabilitätsanalysen anhand von eindimensionalen akustischen Netzwerken (vgl. Kapitel 1.3). Die durchgeführten Untersuchungen bauen auf den Arbeiten von Kostrzewa et al. auf [147, 148]. Das zur Ermittlung der Flammentransferfunktionen benötigte CFD/SI-Programm wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und anhand unterschiedlicher Testfälle verifiziert und validiert [179]. Die Theorie der CFD/SI-Methode wird in zahlreichen Veröffentlichungen beschrieben [89, 241].

5.1.5.1 Experimenteller Aufbau

Eine schematische Darstellung des atmosphärischen Prüfstands zur experimentellen Bestimmung der Flammentransferfunktionen ist in Abb. 5.9 gegeben. Die Hauptkomponenten des Versuchsaufbaus sind die Brennstoffversorgung, die Pulsationseinheit, der vorge-mischte, drallstabilisierte Gasturbinenbrenner, die Brennkammer sowie das wassergekühlte

Abgasrohr.

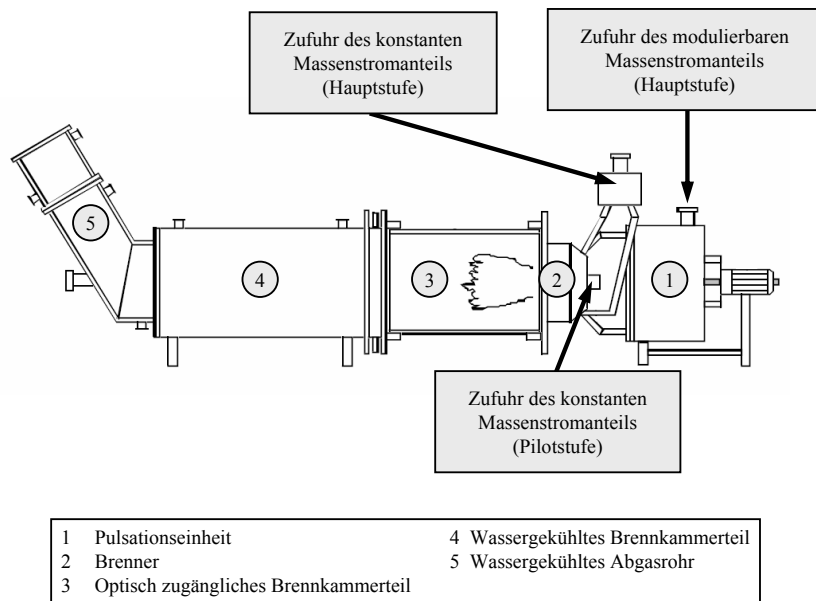


Abbildung 5.9: Schematische Aufbau des atmosphärischen Prüfstands [151]

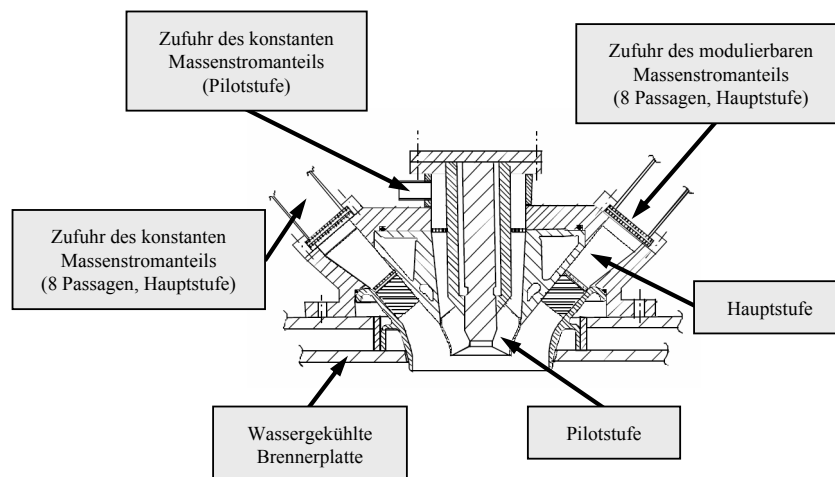


Abbildung 5.10: Schematische Skizze des generischen Gasturbinenbrenners [151]

Der Brenner besteht aus zwei konzentrisch angeordneten Drallerzeugern. Durch den äußeren diagonalen Drallerzeuger, in dieser Konfiguration die Hauptstufe, strömen ca. 90% des Brennstoff/Luft-Gemisches. Das Äquivalenzverhältnis beträgt $\phi = 0,5$. In der zentralen Passage wird ein axialer Drallerzeuger zur Pilotierung eingesetzt. Diese Stufe wird zur Stabilisierung der Verbrennung, insbesondere zur Vermeidung von Flammenverlöschungen während thermoakustischen Vorgängen, im fetteren Bereich mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,8$ betrieben. Die zylindrische Brennkammer besteht aus einem optisch

zugänglichen ($d=300\text{mm}$, $L=500\text{mm}$) und einem wassergekühltem ($d=300$, $L=1.200\text{mm}$) Teil. Das Abgasrohr verfügt über einen Durchmesser von $d=250\text{mm}$ und eine Länge von $L=600\text{mm}$. Die homogene zeitlich und räumlich perfekte Vormischung des Erdgas/Luft-Gemisches wird über eine externe Brennstoffversorgung realisiert. Die Zufuhr des Gemisches erfolgt über 16 Versorgungsleitungen. Die zur Messung der FTF benötigte sinusförmige Modulation des Massenstroms erfolgt mittels der Pulsationseinheit in der äußeren Passage des Brenners. Einstellbar sind hierbei die Amplitude sowie die Anregungsfrequenz bis 250Hz . Zur Messung der zur Rekonstruktion der Flammentransferfunktion benötigten Strömungsfeldgrößen werden ein Hitzdrahtanemometer (Geschwindigkeitsfluktuationen) und zwei Photomultiplier (Wärmefreisetzungsschwankungen) eingesetzt [170].

5.1.5.2 Numerischer Aufbau

Rechengebiet und Randbedingungen

Zur Reduktion des numerischen Aufwands wurden URANS-Simulationen anhand eines 10° Segments durchgeführt. Ein wesentlicher Nachteil von rotationssymmetrischen Konfigurationen ist, dass dreidimensionale Strömungsphänomene, wie beispielsweise präzisierende Wirbelkerne oder helikale Strukturen, in der Simulation nicht abgebildet werden. Ebenfalls wird der Einfluss der Strömungsstrukturen auf die Mischung zwischen dem kalten Brennstoff-/Luftgemisch und den in der IRZ rezirkulierten Verbrennungsabgase nicht berücksichtigt. Aufgrund fehlender Messdaten können die Einflüsse der instationären Phänomene auf die reagierende Strömung und Brennkammerakustik nicht detailliert quantifiziert werden. Das eingesetzte Rechengebiet, die numerischen Randbedingungen sowie die Lage der Messpositionen und der Schnittebene "A" sind in der Abb. 5.11 dargestellt. Zur Beschreibung der Einlässe am axialen und diagonalen Drallerzeuger dienen Geschwindigkeitsrandbedingungen. Die Definition der jeweiligen Geschwindigkeitskomponenten erfolgt mittels eindimensionalen Geschwindigkeitsprofilen. Diese, in Umfangsrichtung gemittelten Verläufe, stammen aus einer vorangegangenen Strömungssimulation des gesamten Brennersystems einschließlich der Drallerzeuger [151, 148]. Die äquivalenten Massenströme des Brennstoff/Luft-Gemisches betragen $\dot{m}=0,515\text{kg/s}$ durch die innere bzw. $\dot{m}=4,5\text{kg/s}$ durch die äußere Passage. Die Gemischtemperatur beläuft sich in beiden Fällen auf 337K . Diese Konfiguration entspricht dem perfekt vorgemischten Fall mit einer thermischen Leistung von 277kW [170]. Die turbulenten Größen werden mittels eines 1D-Profiles für die turbulente kinetische Energie k und Dissipation ϵ beschrieben. An allen Rechengebietswände wird die Reibung berücksichtigt. Die Wandtemperatur des Brenners ist auf 337K gesetzt und die des wassergekühlten Brennkammerteils auf 500K . Die Wand im Bereich des optischen Zugangs wird als adiabat angenommen. Der Brennkammerauslass ist mittels einer statischen Druckrandbedingung $p=0\text{Pa}$ spezifiziert. Der Referenzdruck im Rechengebiet liegt bei $p=101.325\text{Pa}$. Zur Verbindung der seitlichen Elemente des Rechengebiets wird eine rotationssymmetrische Randbedingung verwendet. Zur Abbildung der Turbulenz wird

das in Kapitel 2.2.3.3 beschriebene SST Turbulenzmodell eingesetzt. Die Berücksichtigung der Wärmefreisetzung erfolgt mittels des EDM Verbrennungsmodells in Kombination mit einer 1-Schritt Chemie [10]. Die eingestellten Parameter des Verbrennungsmodell sind: $A=4.0$, $B=0,5$, $MRL=2.5001/s$, $\tau_c=5e^{-4}s$, $T_v=900K$.

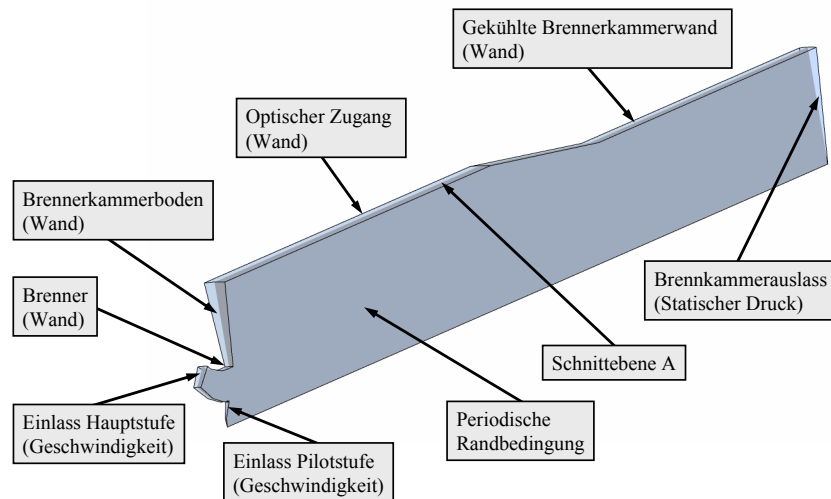


Abbildung 5.11: Rechengebiet des generischen Gasturbinenbrennkammersystems einschließlich der numerischen Randbedingungen und Messpositionen

Die zur Durchführung der CFD/SI Methode benötigte Strömungsanregung erfolgt am äußeren Drallerzeuger mittels weißen Rauschens. Das Anregungssignal ist durch die Gl. 5.29-5.30 beschrieben. Die gleichmäßig verteilte Zufallsfunktion X liegt im Bereich zwischen $-0,5$ und $0,5$ und die Amplitude der Anregung K beträgt $0,1$. Die Drallzahl ändert sich in der Simulation bei Strömungsanregung, da die Störung auf alle Geschwindigkeitskomponenten addiert wird. Diese Vorgehensweise ist äquivalent zu der im Experiment durchgeführten Anregung des Massenstroms.

Rechengitter

Das Rechengitter besteht aus einem unstrukturierten Hexaeder-Gitter mit 133.920 Gitterpunkten. In Gebieten potentieller Turbulenzgenerierung und großen Geschwindigkeitsgradienten wurde das Gitter unter Berücksichtigung der Kriterien für eine (U)RANS Rechnung verfeinert. Das Wachstum der benachbarten Gitterzellen ist in diesen Zonen auf 10% limitiert. Zur Gittergenerierung wurde das kommerzielle Software-Paket ICEM-CFD eingesetzt.

Numerische Methoden

Die räumliche Diskretisierung der Bilanzgleichungen für die Gesamtmasse, den Impuls und der Turbulenzgrößen erfolgt mittels eines Upwind-basierten Finite-Volumen-Verfahrens

zweiter Ordnung. Die Gesamtenthalpie sowie die Bilanzgleichungen für die Komponentenmassen werden aus numerischen Gründen mittels eines High-Resolution-Verfahrens, das überwiegend zweite Ordnung ist, gelöst [10]. Zur zeitlichen Diskretisierung wird ein implizites Euler-Rückwärtsverfahren zweiter Ordnung verwendet. In allen instationären Simulationen beträgt die Zeitschrittweite $\Delta t = 5e^{-5}$ s. Innerhalb eines Zeitschritts werden 3 innere Iterationsschleifen durchlaufen. Alle transienten Rechnungen werden auf der Basis einer auskonvergierten stationären Startlösung initialisiert. Die räumliche und zeitliche Mittelung der relevanten Strömungsfeldgrößen erfolgt über 0,4s. Die minimal aufzulösende Frequenz von 2Hz ergibt sich aus der Zeitschrittweite der CFD-Simulation, Gl. (5.31), und die maximale von 10.000Hz aus dem Nyquist-Kriterium, Gl. (5.32).

$$f_{min} = \frac{1}{\Delta t N} \quad (5.31)$$

$$f_{max} = \frac{1}{2\Delta t} \quad (5.32)$$

5.1.5.3 Zeitlich-gemittelte Strömungsfeldgrößen

Nachfolgend sind exemplarisch für den Rechenfall mit reflektierenden Ein- und Auslassrandbedingungen Strömungsfeldgrößen gezeigt. Die Abb. 5.12 visualisiert eine Konturdarstellung der zeitlich-gemittelten axialen Geschwindigkeitskomponente in der Schnittebene 'A'. Die schwarzen Linien kennzeichnen Isoflächen in denen die Axialgeschwindigkeit Null ist. Die zeitlich-gemittelte Länge der IRZ beträgt ungefähr 750mm, die der ORZ ca. 220mm. Scherschichten befinden sich zwischen den beiden eintretenden Frischgasströmen und der äußeren bzw. inneren Rezirkulationszone.

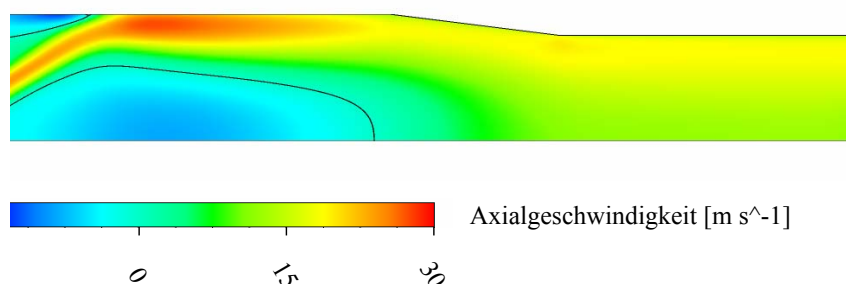


Abbildung 5.12: Zeitlich-gemittelte Axialgeschwindigkeit des reagierenden Strömungsfeld in der Schnittebene "A"

Die Abb. 5.13 stellt die zeitlich-gemittelte Temperaturverteilung und Wärmefreisetzungsrates in der Schnittebene 'A' dar. Die Flamme zeigt im unteren Bereich eine konus-

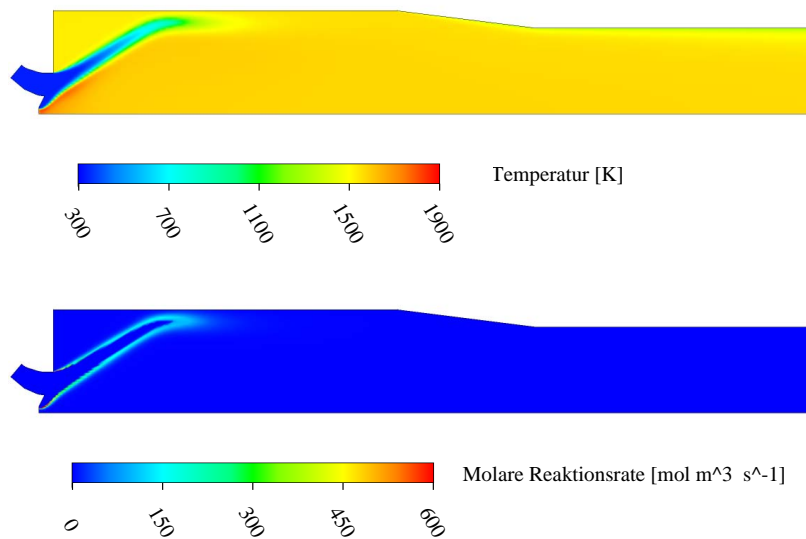


Abbildung 5.13: Zeitlich-gemittelte Darstellung des Temperaturfelds und der Reaktionsrate in der Schnittebene "A"

förmige Form und knickt in Richtung der Flammenspitze ab. Hierbei liegen die Gebiete hoher Temperatur, aufgrund der vernachlässigten Wand-Wärme-Verluste, an der Brennkammerwand an. Die Flammenwurzeln befinden sich in der Nähe des Brenneraustritts. Die höchsten Temperaturen und Reaktionsraten treten im Bereich des Austritts aus dem zentralen Drallerzeuger auf. Ursache hierfür ist das fettere Brennstoff/Luft-Gemisch, das zur Pilotierung benötigt wird. Die Flammenstabilisierung und die damit verbundenen chemisch-kinetischen Reaktionen finden überwiegend im Bereich der Scherschichten zwischen den eintretenden Frischgasströmen und der ORZ bzw. IRZ statt. Die Wärmefreisetzung endet im zeitlich-gemittelten Fall bei ca. 335mm. Instationäre Verteilungen der vorgestellten Strömungsfeldgrößen sind in Kostrzewa et al. sowie Matha [147, 179] veröffentlicht.

5.1.5.4 Flammentransferfunktionen

Die Charakterisierung des dynamischen Verhaltens einer Flamme auf die fluktuierende Schallschnelle erfolgt im Frequenzbereich häufig mittels der Flammentransferfunktion (FTF). Diese durch Gl. (5.33) ausgedrückte komplexe Funktion F_ω beschreibt das normalisierte Verhältnis zwischen der Wärmefreisetzungsschwankung \hat{Q}' und der akustischen Geschwindigkeitsfluktuation \hat{u}'' .

$$F_\omega = \frac{\hat{Q}'}{\hat{u}''} \quad (5.33)$$

Zur Analyse der Sensitivität der Randbedingungen auf die Rekonstruktion von Flammentransferfunktion mittels eines CFD/SI Ansatzes wurden die in Tabelle 5.1 aufgeführ-

Fall	Axiale Stufe	Diagonale Stufe	Auslass
1	$NR - RB; K = 7.092[1/s]$	$NR - RB; K = 7.092[1/s]$	$NR - RB; K = 18[1/s]$
2	$R - RB$	$R - RB$	$R - RB$
3	$NR - RB; K = 7.092[1/s]$	$NR - RB; K = 7.092[1/s]$	$R - RB$
4	$R - RB$	$NR - RB; K = 7.092[1/s]$	$NR - RB; K = 18[1/s]$
5	$NR - RB; K = 7.092[1/s]$	$R - RB$	$NR - RB; K = 18[1/s]$

Tabelle 5.1: Randbedingungskonfigurationen zur Bestimmung der Flammentransferfunktion des generischen Gasturbinenbrenners; Reflexionsarme Randbedingung (NR-RB); Reflektierende Randbedingung (R-RB)

ten Konfigurationen simuliert und ausgewertet. In der Abb. 5.14 werden die numerisch erzielten mit den experimentell gewonnenen Ergebnissen verglichen. Hierbei werden die normalisierte Amplitude bzw. Phase der Flammentransferfunktion als Funktion der Frequenz aufgetragen. Die Darstellung der Amplitude erfolgt anhand einer logarithmischen Skala. Die Normalisierung der Amplitude wurde mit dem entsprechenden Amplitudenwert bei 10Hz durchgeführt. In diesem Betriebspunkt zeigte die Flamme während der Messungen einen quasi-stationären Zustand ohne die Bildung von Ringwirbeln. Keine Antwort auf die Strömungsanregung zeigt der Verbrennungsvorgang bei Frequenzen über 250Hz [170]. Die orangenen Vierecke stellen in den Diagrammen die Resultate des Experiments bei einer Massenstromanregung von 24% am diagonalen Drallerzeuger dar. Im Fall der violetten Kreise beträgt der Pulsationslevel 16% [170]. Der Abfall in der Amplitude im Frequenzbereich zwischen 20-40Hz kann durch die Entstehung einer selbsterregten Verbrennungsschwingung erklärt werden. Diese tritt infolge der Interaktion zwischen der Brennkammer, dem Brenner sowie der Modulation des Massenstroms auf [170]. Die akustische Rückkopplung führt zu einer stark überhöhten Amplitude sowie Flammenverlöschen bzw. -rückschlag, was eine Evaluierung der Flammentransferfunktion schwierig gestaltet. Einen Anstieg der Amplitude findet zwischen 40-50Hz statt. Bei 50Hz zeigen die Messungen mit beiden Pulsationsleveln ein Maximum in der Amplitude. Bei höheren Frequenzen geht die Flammendynamik mit unterschiedlichen Steigungen zurück. Der Rückgang der Amplitude wird in der Literatur durch die Bildung von kohärenten Ringwirbeln unterschiedlicher Stärke erklärt [170, 92]. Der Phasenwinkel sinkt mit steigenden Frequenzen signifikant ab. Der Grund hierfür ist, dass die Schwingungsperiode immer kleiner im Vergleich zur Verzugszeit der Flamme wird.

Die so aus der CFD rekonstruierten Flammentransferfunktionen können im Bereich bis zu 50Hz den Trend der experimentellen Kurve nur annähernd (Konfiguration 2,3) bzw. gar nicht folgen (Konfiguration 1,4,5). In allen Fällen liegt die berechnete Amplitude oberhalb der gemessenen Werte. Bei den Simulationen mit einem reflektierenden Druckauslass

fällt, ähnlich wie in der Messung, der Amplitudenverlauf ab einer Frequenz von ca. 50Hz. Die Flamme wirkt hierbei wie ein Tiefpass-Filter. Eine gute Übereinstimmung, sowohl in der Amplitude wie auch der Phase, wird mit reflektierenden Auslassrandbedingungen erreicht. Alle mit einem nicht-reflektierenden Auslass durchgeführten Simulationen zeigen eine deutliche Überhöhung in der Amplitude und Phasenwinkel. Ein Abfall der Amplitude tritt frühestens ab einer Frequenz von 170Hz auf. Ebenfalls zeigt die Wahl der Randbedingungen einen erheblichen Einfluss auf den Phasenverlauf. Mögliche Gründe für die Abweichungen, insbesondere bei niedrigen Frequenzen, sind eine ungenaue Abbildung der Brennkammerakustik aufgrund der fehlenden Impedanzverläufe an den Rechengebietsrändern und die verwendeten numerischen Vereinfachungen, welche die Abbildung von dreidimensionalen instationären Strukturen verhindern. Folglich wird auch die Rückwirkung der Akustik auf die Größen der reagierenden Strömung fehlerhaft abgebildet. Die Systemidentifikationen wurden in allen Fällen mit den gleichen Filterparametern durchgeführt ($L=88, m=1$). Eine detaillierte Beschreibung des untersuchten Testfalls und der eingesetzten Auswertemethoden befindet sich beispielweise in Matha [179].

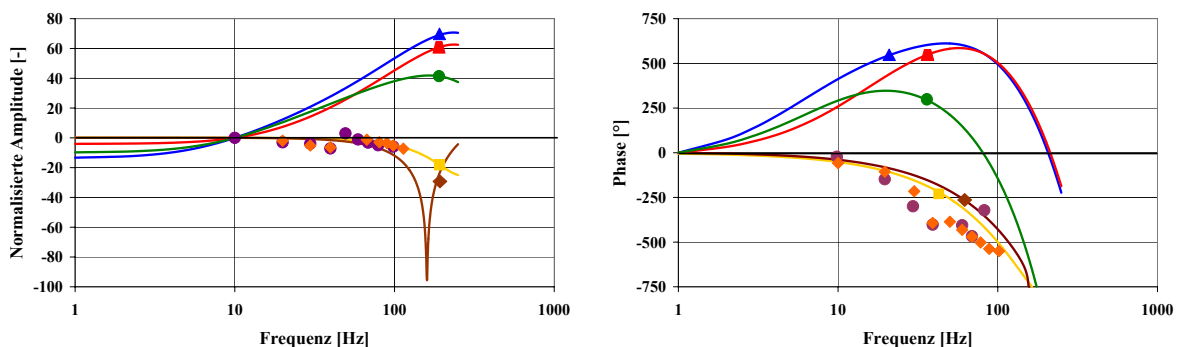


Abbildung 5.14: Amplitude und Phase der Flammentransferfunktion des generischen Gasturbinenbrenners in Abhängigkeit von verschiedenen Randbedingungen; Konfiguration 1 (blaue Linie, Dreieck), Konfiguration 2 (goldene Linie, Rechteck), Konfiguration 3 (braune Linie, Diamant), Konfiguration 4 (rote Linie, Kegelstumpf), Konfiguration 5 (grüne Linie, Kreis), Experiment Pulsationslevel 24% (orangene Diamanten), Experiment Pulsationslevel 16% (violette Kreise)

5.2 Impedanzrandbedingungen

Frequenzabhängige Randformulierungen können in kompressiblen Strömungen zur genauen Beschreibung der physikalischen Strömungsgrößen und des akustischen Reflektionsverhaltens der Rechengebietsränder eingesetzt werden. Die Methode basiert entweder auf der Formulierung von komplexen Impedanz- oder Reflektionsfaktorverläufen im Zeitbereich. Diese ermöglichen eine Abbildung der Dissipation und Transmission von akustischer Energie über die Grenzfläche sowie des Phasenverzugs der Reflektion. Im Gegensatz zur CAA,

wo Impedanzrandbedingungen zur makroskopischen Beschreibung des Reflektionsverhaltens eingesetzt werden, ist deren Einsatz im Bereich der CFD nicht Stand der Technik. Ein Anwendungsgebiet für diese Art der Randbedingungen stellt die einkalige, kompressible Simulation von selbsterregten Verbrennungsschwingungen in technischen Brennkammern dar. Zur korrekten Berechnung der Eigenfrequenzen sowie Amplituden des Grenzyklus sind die akustischen Eigenschaften der benachbarten Systeme zu berücksichtigen. Am Beispiel einer Gasturbinenbrennkammer sind dies, wie in Abb. 5.15 visualisiert, mindestens das Brennstoffzufuhrsystem, das Luftplenum, der Turbineneinlass sowie die Brennkammerwände. Durch die Verwendung von Impedanzrandbedingungen können diese Baugruppen berücksichtigt werden, ohne diese explizit zu modellieren. Folglich kann das Rechengebiet bedeutend verkleinert und die numerischen Rechenzeiten erheblich reduziert werden.

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird die Theorie der Impedanzrandbedingungen im Zeitbereich anhand eines Druckauslasses sowie deren Implementierung erläutert. Die Vorgehensweise zur Herleitung der entsprechenden Gleichungen für Geschwindigkeits-basierte Randbedingungen ist analog und wird daher nicht detailliert diskutiert. Es wird angenommen, dass die Impedanz konstant über die Oberfläche und auf ebene Wellen limitiert ist. Die Verifizierung und Validierung der Implementierung erfolgt mittels drei einfacher Testfälle.

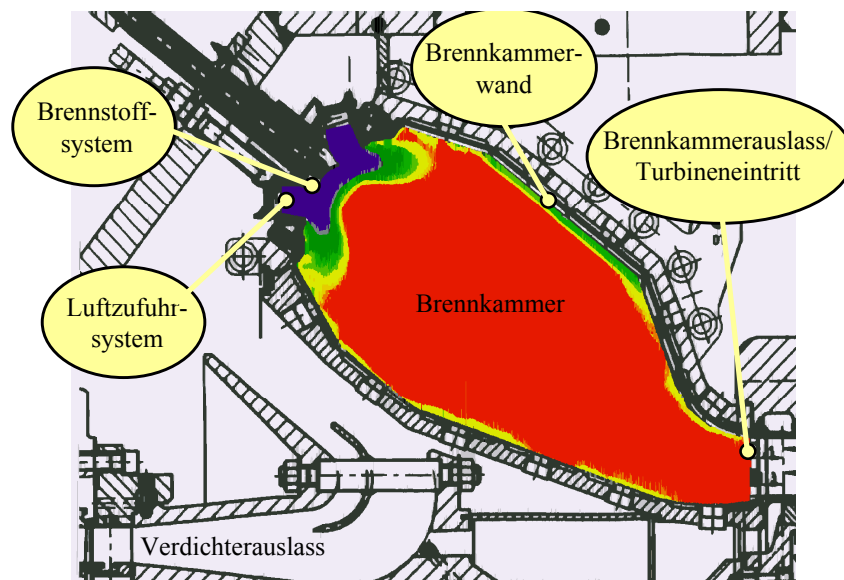


Abbildung 5.15: Darstellung der Positionen von Impedanzrandbedingungen anhand einer Gasturbinenbrennkammer

5.2.1 Theoretische Grundlagen

Das klassische Impedanz- und Reflektionsfaktorkonzept im Frequenzraum ist durch Gl. (5.34) bzw. Gl. (5.35) definiert.

$$\hat{p}''(\omega) = \hat{Z}(\omega) \hat{u}_n''(\omega) \quad (5.34)$$

$$\hat{g}(\omega) = \hat{R}(\omega) \hat{f}(\omega) \quad (5.35)$$

Die Überführung dieser Formulierungen vom Frequenz- in den Zeitbereich verlangt eine inverse Fourier-Transformation. Dabei ist das in den Gleichungen enthaltene Faltungsintegral zu lösen.

$$p''(t) = \int_{-\infty}^{\infty} Z(\tau) u_n''(t - \tau) d\tau \quad (5.36)$$

$$g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) f(t - \tau) d\tau \quad (5.37)$$

Zur Lösung der Gl. (5.36)-(5.37) werden alle in der Vergangenheit liegenden Werte der Schallschnelle bzw. der charakteristischen Wellenamplitude f benötigt. Dies bedeutet einen enormen Aufwand hinsichtlich der Rechenzeit und des Speicherbedarfs. Zur Reduktion des Rechenaufwands wurden alternative Ansätze in Form von analytischen Modellen entwickelt, welche die Berechnung des Faltungsintegrals umgehen. Hierzu zählen beispielsweise frequenzunabhängige Exponentialfunktionen, Polynome oder rationale Funktionen die an den Rändern des Rechengebiets gelöst werden [173, 176, 216, 217, 257, 313]. Die Kausalität und Stabilität der jeweiligen Modelle hängt stark von der gewählten Formulierung ab. Zur Sicherstellung der Kausalität schlagen Fung et al. vor, anstelle der Impedanz den Reflektionsfaktor zu verwenden [83, 85]. Generell herrscht in der Literatur aber kein Konsens, welche Formulierung bevorzugt eingesetzt werden sollte. Im Rahmen dieser Arbeit wird zur Umgehung des Faltungsintegrals bei der Transformation der Gl. (5.34)-(5.35) in den Zeitbereich die aus der digitalen Signalverarbeitung stammende z-Transformation eingesetzt [245, 215]. Mathematisch gesehen, stellt diese wie die Fourier- oder Laplace-Ansätze eine Methode dar, um stetige und differenzierbare Funktionen vom Frequenz- in den Zeitbereich und umgekehrt zu transformieren. Die grundlegenden Arbeiten hierzu gehen auf Özyörük et al. sowie Sullivan et al. zurück, welche erstmalig einen diskreten Filter mit entsprechend angepassten Koeffizienten zur Beschreibung der frequenzabhängigen Impedanz einsetzen [216, 217, 306]. Das Faltungsintegral wird bei der z-Transformation in Form einer äquivalenten endlichen Reihe dargestellt.

z-Transformation

Für eine Serie $x(n)$ von $-\infty < i < \infty$ ist die z-Transformierte wie folgt definiert:

$$Z[x(i)] = X(z) = \delta t \sum_{i=-\infty}^{\infty} x(i) z^{-i} \quad (5.38)$$

x_i beschreibt die diskrete Form der zeitkontinuierlichen Variablen x_t und X_z die z-transformierte der Sequenz x_i . Im Kontext dieser Arbeit werden im Wesentlichen die nachfolgenden Eigenschaften der z-Transformation hinsichtlich der Faltung, Gl. (5.39), und Zeitverschiebung, Gl. (5.40), genutzt. In der Gl. (5.39) bezeichnet $x(i-k)$ den i-ten Abtastwert der Variablen $q(t)$ und Z den Transformations-Operator.

$$Z[x(i) * y(i)] = \sum_{i=-\infty}^{\infty} x(i-k) y(i) \leftrightarrow X(z)Y(z) \quad (5.39)$$

$$Z[x(i-k)] \leftrightarrow z^{-k} X(z) \quad (5.40)$$

Eine weitere Charakteristik der z-Transformation ist, dass der Zeitableitungs-Operator ∂ als eine Potenz von z ausgedrückt werden kann. Für ein Euler-Rückwärts-Verfahren erster Ordnung gilt beispielsweise die Beziehung (5.41). Die z-Transformation kann durch den Austausch von z und $i\omega$ in Bezug zur Fourier-Transformation gesetzt werden. F stellt hierbei den Fourier- und Z den z-Transformation-Operator dar.

$$\frac{\partial}{\partial t} \xleftrightarrow{F} i\omega \xleftrightarrow{Z} \frac{1-z^{-1}}{\Delta t} \quad (5.41)$$

Impedanzformulierung im Zeitbereich

Der erste Schritt zur Herleitung der Impedanzrandbedingung im Zeitbereich basiert auf der Nutzung der Faltungseigenschaften der z-Transformation beschrieben durch Gl. (5.39). Die hieraus resultierende mathematische Formulierung lautet:

$$\frac{P(z)}{U(z)} = Z(z) \quad (5.42)$$

Zur Beschreibung der Impedanz Z_z wird eine rationale Funktion angenommen. Die Variablen a_l und b_k definieren Konstanten die zur möglichst genauen Abbildung des Impedanzverlaufs dienen [216, 217]. Die Werte beziehen sich auf vorhergehende und den aktuellen Zeitschritt.

$$Z(z) = \frac{a_0 + \sum_{l=1}^{M_N} a_l z^{-l}}{1 - \sum_{k=1}^{M_D} b_k z^{-k}} \quad (5.43)$$

Unter Verwendung der Gl. (5.40)-(5.43) lässt sich die nachfolgende Impedanzgleichung erster Ordnung im diskreten Zeitbereich ableiten. Alternativ kann durch die Verwendung

eines Euler-Rückwärts-Verfahrens zweiter Ordnung eine genauere Approximation erzielt werden [216, 217].

$$\begin{aligned} \frac{p(i) - p(i-1)}{\Delta t} = & -a_0 \frac{u(i) - u(i-1)}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta t} \sum_{l=1}^{M_N} a_l [u(i-l) - u(i-1-l)] \\ & + \frac{1}{\Delta t} \sum_{k=1}^{M_D} b_k [p(i-k) - p(i-1-k)] \end{aligned} \quad (5.44)$$

Die Antwort der Randbedingung kann gemäß Gl. (5.44) wie ein lineares System berechnet werden. In der digitalen Signalverarbeitung entspricht die Formulierung einem Infinite Response Filter (IIR). Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass die Historie der Ein- und Ausgangssignale berücksichtigt werden ($a_l, b_k \neq 0$).

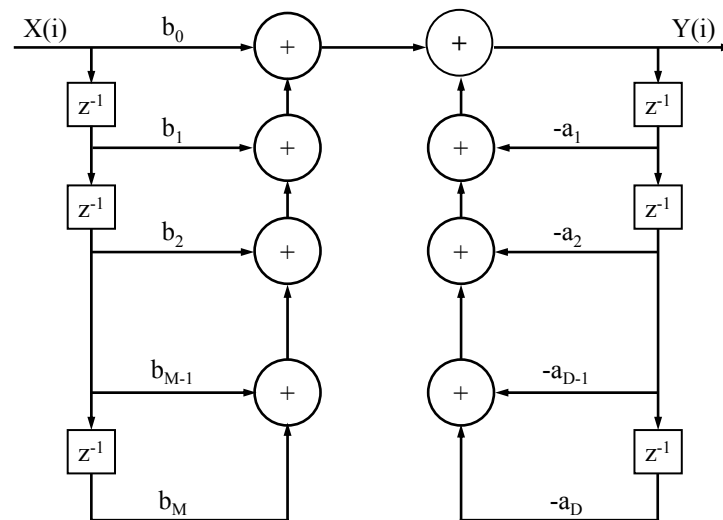


Abbildung 5.16: Aufbau eines Infinite Response Filter (IRR) [128]

Die Bestimmung der Filter-Konstanten a_l und b_k erfolgt entweder über einen analytischen, experimentellen oder numerisch erzielten Verlauf der Impedanz. Huber et al. schlagen hierzu vor, den Amplituden- und Phasenverlauf zu verwenden [128]. Im Rahmen dieser Arbeit, wurde dagegen wie in der CAA üblich, die Resistenz und Reaktanz eingesetzt [216, 217]. Die Evaluierung der Koeffizienten basiert auf dem Einsatz von numerischen Optimierungswerkzeugen [164, 59]. Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Programm zur Bestimmung der Filterkoeffizienten basiert auf der Minimierung der kleinsten Fehlerquadrate.

Reflektionsfaktorformulierung im Zeitbereich

Die Herleitung der Formulierung für den Reflektionsfaktor im Zeitbereich erfolgt analog zu dem der Impedanz [138]. Unter Verwendung der Faltungseigenschaft der z-Transformation

ergibt sich aus Gl. (5.35).

$$\frac{G(z)}{F(z)} = R(Z) \quad (5.45)$$

Zur Approximation des Reflektionsfaktors wird ebenfalls eine rationale Funktion verwendet.

$$R(z) = \frac{a_0 + \sum_{l=1}^{M_N} a_l z^{-l}}{1 - \sum_{k=1}^{M_D} b_k z^{-k}} \quad (5.46)$$

Die Ableitung des Reflektionsfaktors im diskreten Zeitbereich als Funktion der Riemann'schen Invarianten erfolgt mittels der Zeitverschiebungseigenschaft der z-Transformation auf der Basis der Gl. (5.40), (5.45) und (5.46).

$$g(t) = \sum_{l=1}^{M_N} a_l f(t - l\Delta t) - \sum_{k=1}^{M_D} b_k g(t - k\Delta t) \quad (5.47)$$

Die Bestimmung der Filterkoeffizienten a_l und b_k in Gl. (5.47) erfolgt analog zur Impedanz. Der Reflektionsfaktor kann im Zeitbereich entweder als IIR oder Finite Response Filter (FIR) modelliert werden [128]. Im Gegensatz zum IIR- werden beim FIR-Filter die Parameter b_k zu Null gesetzt ($a_l \neq 0, b_k = 0$). Die wesentlichen Vorteile des FIR-Filters sind die stabilere Formulierung sowie die einfachere Anpassung an einen vorhandenen Reflektionsfaktorverlauf. Jedoch werden im Vergleich zum IIR-Filter mehr Zeitschritte in die Vergangenheit benötigt. Zur Minimierung des numerischen Aufwands schlagen Huber et al. die Verwendung eines Kaskaden-Filters vor [128].

5.2.2 Implementierung

Die Implementierung der vorab beschriebenen Impedanz- bzw. Reflektionsfaktorformulierungen im Zeitbereich erfolgt auf der Basis der charakteristischen Randbedingungen (vgl. Kapitel 5.1.4). Zur Bestimmung der Randvariablen werden zunächst die charakteristischen Grundgleichungen (5.29)-(5.8) so gelöst, dass ein reflektionsarmer Abschluss entsteht. Die aufgrund der Impedanz- bzw. Reflektionsfaktorformulierung entstehende akustische Rückkopplung wird anhand der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Gleichungen bestimmt. Die anschließende Berechnung der Randwerte erfolgt durch eine Superposition der relevanten physikalischen Variablen des reflektionsarmen Abschlusses und der Impedanz bzw. des Reflektionsfaktors. Abhängig vom Randbedingungstyp ist der zu modifizierende Randwert entweder der Druck (druckbasierte Formulierung) oder die Geschwindigkeit (geschwindigkeits- bzw. massenstrombasierte Formulierung).

5.2.3 Testfälle

Zur Verifizierung und Validierung der implementierten Impedanzrandbedingungen dienen drei Testfälle. Im ersten Beispiel wird der Einfluss einer nur aus reellen Zahlen bestehenden Impedanz auf das Reflektionsverhalten analysiert. Ein komplexwertiger Impe-

Resistenz R [kg/(m ² s)]	Reaktanz X [kg/(m ² s)]	Reflektionskoeffizient r [-]
0	0	-1,0
72	0	-0,7
220	0	-0,3
408	0	0,0
1632	0	0,6
∞	0	1,0

Tabelle 5.2: Impedanzwerte und Reflektionsfaktoren

danzverlauf wird im zweiten Fall eingesetzt. Hierzu wird frequenzabhängig ein offenes zylindrisches Rohrende abgebildet. Abschließend werden die Ergebnisse aus der Simulation einer selbsterregten Verbrennungsschwingung in einem Rijke-Rohr diskutiert. Soweit vorhanden, werden die numerisch erzielten Resultate mit entsprechenden Messdaten oder analytischen Lösungen verglichen. Alle Testfälle sind auf eine eindimensionale und ebene Wellenausbreitung beschränkt.

5.2.4 Teilreflektierende Randbedingung

Dieser Testfall dient zur Diskussion des Einflusses von realen, frequenzabhängigen Impedanzen auf die Reflektion von akustischen Wellen. Die hierzu benötigten Simulationen wurden auf der Basis des in Kapitel 3.2.1 beschriebenen numerischen Versuchsaufbaus durchgeführt. Zur Beschreibung des Auslasses wird eine im Zeitbereich formulierte druckbasierte Impedanzrandbedingung eingesetzt. Die eindimensionale akustische Anregung der Strömung erfolgt mittels der Gleichungen (5.17) und (5.18). Die eingesetzten Konstanten sind identisch zu denen in Kapitel 5.1.4.1. Die räumliche Diskretisierung wurde mittels eines Hexaeder-Gitters mit 4.812 gleichmäßig verteilten Gitterpunkten realisiert. Die Zeitschrittweite beträgt $1e^{-5}$ s. Die im Rahmen der Studie eingesetzten Werte für die Resistenz, die Reaktanz sowie den Reflektionskoeffizienten sind in der Tabelle 5.2 zusammengefasst. Der reale Reflektionskoeffizient beschreibt hierbei das Verhältnis zwischen der einfallenden und reflektierten Schallwelle (vgl. Kapitel 3.1.4).

Die Abb. 5.17 visualisiert das Verhalten einer identisch initialisierten Schallwelle vor, während und nach der Iteration mit der vorab beschriebenen Impedanz-Randbedingung. Die verschiedenen Reflektionskoeffizienten werden durch die Verwendung der in Tabelle 5.2 angegebenen Impedanzwerten realisiert. In dem Diagramm 5.17a ist der akustische Druck der Schallwelle zum Zeitpunkt der Initialisierung dargestellt. Nach der Initialisierung propagiert die Schallwelle stromab in Richtung des Auslasses. Die Bilder 5.17b und 5.17c visualisieren die Interaktion der Wellen mit der Randbedingung zu zwei verschiedenen

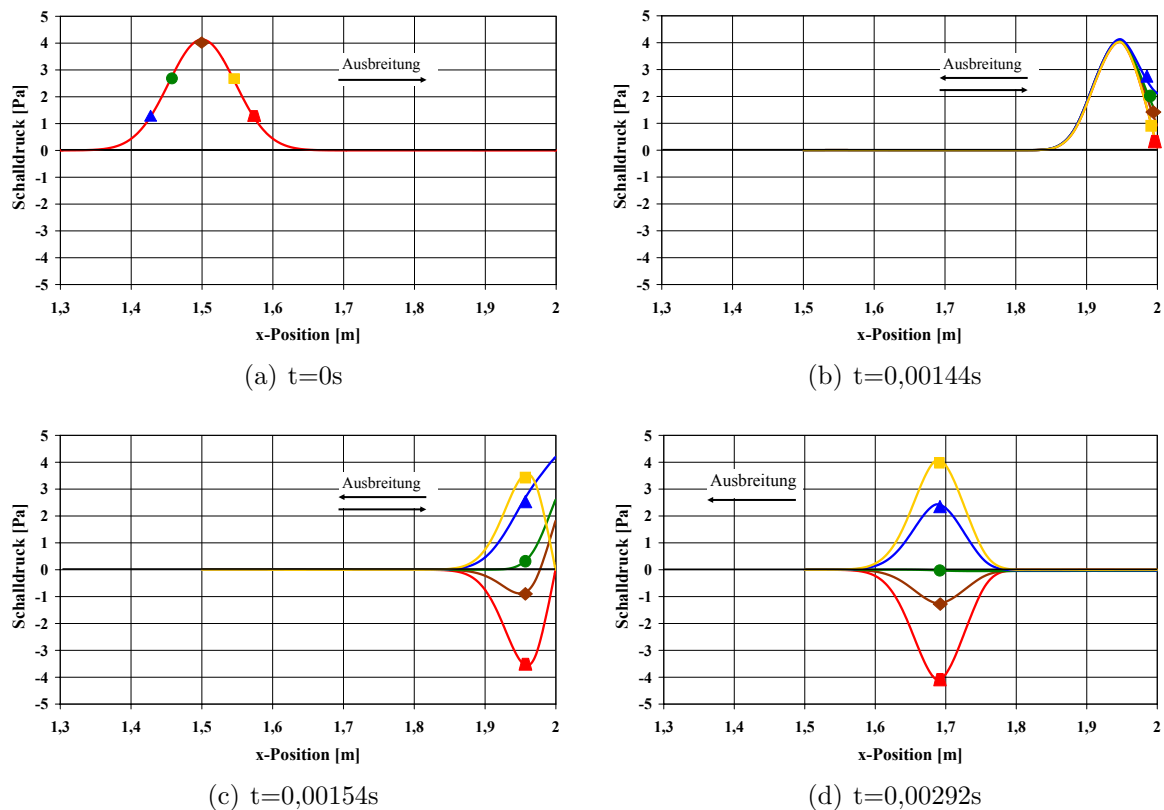


Abbildung 5.17: Einfluss von realen Impedanzverläufen auf die Reflexion von akustischen Wellen; $r=-1,0$ (rote Kurven, Kegelstumpf), $r=-0,3$ (braune Kurven, Diamant), $r=0,0$ (grüne Kurven, Kreis), $r=0,6$ (blaue Kurven, Dreieck), $r=1,0$ (goldene Kurven, Rechteck)

Zeitpunkten. Abhängig von der akustischen Resistenz zeigen die Schallwellen während ihres Durchgangs ein unterschiedliches Verhalten. Hierbei hängt der aktuelle Wert des Schalldrucks, aufgrund des gültigen Prinzips der Superposition, sowohl vom einfallenden als auch vom reflektierten Druck ab. Für einen Reflektionskoeffizienten von Null (grüne Kurve) verlässt die rauslaufende Welle reflektionsarm das Rechengebiet. Ein klassischer Druckknoten liegt bei $r=-1$ (rote Kurve) vor. Ist der Resistenz kleiner als die charakteristische Impedanz $\rho_0 c_0$ befindet sich der Reflektionsfaktor zwischen $-1 < r < 0$. In der Abb. 5.17 sind diese Fälle durch $r=-1$, $r=-0,7$ und $r=-0,3$ dargestellt. Der Phasenverzug zwischen der einfallenden und reflektierten Welle liegt bei 180° . Für Impedanzwerte oberhalb $\rho_0 c_0$ ist $0 < r < 1$ und es tritt kein Phasenverzug auf.

5.2.4.1 Offenes Ende

Die Abb. 5.18 zeigt exemplarisch die Schallabstrahlung eines offenen Endes zu zwei verschiedenen Zeitpunkten in das Fernfeld. Die am Einlass generierten akustischen Wellen wandern in Richtung des Rohrauslasses und werden dort frequenzabhängig reflektiert bzw. in das Fernfeld abgestrahlt. Hierbei tritt sowohl in der Theorie als auch in der CFD-

Simulation der sogenannte Mündungseffekt auf. Aufgrund dieses Phänomens befindet sich der Druckknoten nicht direkt auf der Auslassenebene, sondern im Bereich des Fernfelds. Die Position des Druckknotens ist eine Funktion des Rohrdurchmessers. Zur Abschätzung des relativen Abstands zum Rohraustritt dient die Formel $l=0,4*d$ [111]. Die abgestrahlten Wellen bereiten sich kugelförmig im Plenum aus, bevor diese mit der nicht-reflektierenden Randbedingung ($K=0s^{-1}$) interagieren und das Rechenfeld verlassen.

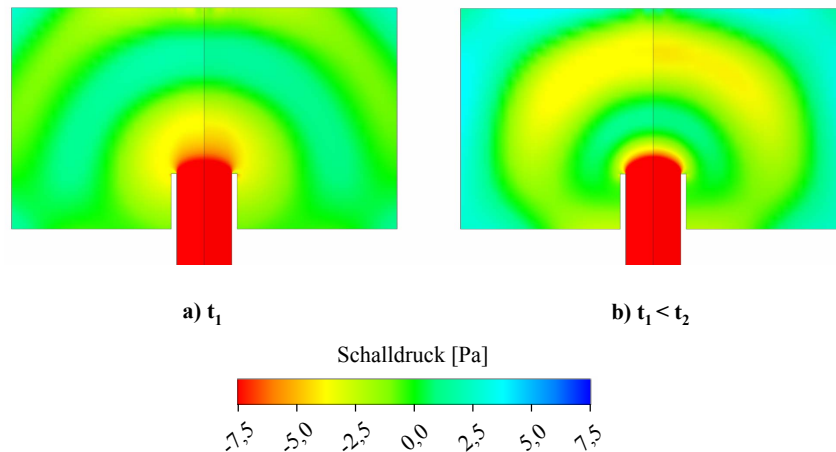


Abbildung 5.18: Schallabstrahlung an einem offenen Rohrende in das Fernfeld

Die Referenzsimulationen wurden auf dem in Abb. 5.19 links gezeigten Rechengebiet durchgeführt. Die numerische Domain besteht aus einem zylindrischen Rohr ($l=1000\text{mm}$, $r=5\text{mm}$). Das angeschlossene Plenum ($l=100\text{mm}$, $r=120\text{mm}$) dient zur Berücksichtigung des Einflusses des Fernfelds auf die Lärmabstrahlung. Der Eintritt in die Rechendomäne ist mittels eines Geschwindigkeitseinlasses definiert. Die Axialgeschwindigkeit beträgt $u_0 = 1\text{m/s}$ ($v_0 = 0\text{m/s}$, $w_0 = 0\text{m/s}$) bei einer Temperatur von 293K . Die turbulenten Größen werden durch die in ANSYS-CFX 10.0 vorhandene "Low Intensity Option" berechnet [10]. Die Generierung der akustischen Anregung am Strömungsfeldeinlass erfolgt durch weißes Rauschen (vgl. Kapitel 5.1.4.1) mit einer Amplitude von 10%. Die reibungsfreien Wände des Kanals werden als adiabatisch angenommen. Zur Begrenzung des Plenums werden reflexionsarme Druck-basierte Opening-Randbedingungen eingesetzt. Der relative Opening-Druck beträgt 0Pa und die Temperatur 293K . Der Referenzdruck im Rechengebiet liegt bei 101.325Pa . Die Energie wird mittels der Bilanzgleichung für die Gesamtenthalpie und die Turbulenzgrößen durch das $k-\epsilon$ -Modell berücksichtigt. Zur Verbindung der seitlichen Elemente des Rechengebiets wird eine periodische Randbedingung verwendet. Die Diskretisierung des dreidimensionalen Rechengebiets erfolgt mittels eines unstrukturierten Hexaeder-Rechengitters und umfasst 36.564 Punkte. Zur Validierung der implementierten Impedanzrandbedingung besteht das zweite Rechengebiet (rechts) nur aus einem Rohr ohne Plenum. Der Einfluss des Fernfeldes wird hierbei durch eine geeignete Impedanzformulierung für die Rohrakustik am Auslass der numerischen Domain abgebildet. Das Re-

chengitter reduziert sich um 14.864 Knoten. Die restlichen Spezifikationen sind identisch zum Testfall mit Plenum. Die Modellierung der Impedanz beruht auf der nachfolgenden halb-empirischen Formulierung für die Schallabstrahlung an einem offenen Rohrende. Die hierzu von Davies et al. veröffentlichten und nachfolgend aufgeführten Gleichungen gehen auf den theoretischen Ansatz von Levine und Schwinger zurück [58, 163]. l steht für die Länge der Endkorrektur, r für den Rohrradius und k für die Wellenzahl.

$$\frac{l}{r} = 0.6133 - 0.1168 (kr)^2; kr < 0,5 \quad (5.48)$$

$$\frac{l}{r} = 0.6393 - 0.1104 (kr)^2; 0,5 < kr < 2 \quad (5.49)$$

Die Approximation für den Reflektionskoeffizient beschreibt die Gl. 5.50. Der Gültigkeitsbereich der nachfolgenden Formulierung liegt im Bereich zwischen $0 < kr < 1,5$.

$$R = 1 + 0,013336 (kr) - 0,59079 (kr)^2 + 0,33576 (kr)^3 - 0,06432 (kr)^4 \quad (5.50)$$

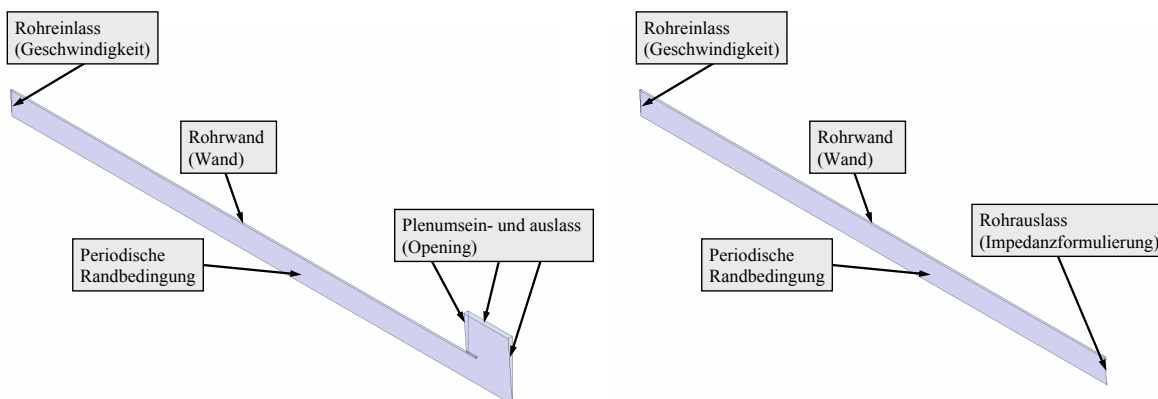


Abbildung 5.19: Rechengebiete zur Simulation eines offenen Endes an einem zylindrischen Rohr; Rechengebiet mit Plenum, Referenz (links), Rechengebiet mit Impedanzrandbedingung (rechts)

In der Abb. 5.20 zeigt die rote Linie (Dreieck) den mittels der Gl. (5.50) berechneten Verlauf der Amplitude und Phase des komplexen Reflektionsfaktors. Die Amplitude der Reflektion fällt von 1 bei 1Hz auf ca. 0,73 bei 1000Hz ab. Diese bedeutet, dass die Lärmaustrahlung in das Fernfeld mit zunehmender Frequenz größer wird. Beispielsweise ist die Schallamplitude der reflektierten Welle bei 1.000Hz um ca. 27% geringer als die der einfallenden Schallwelle. Hierbei wird Schallenergie an das Fernfeld abgegeben. Ebenfalls ändert sich die Phase in Abhängigkeit der Frequenz. Während bei 1Hz kein Phasenverzug auftritt beträgt dieser bei 1.000Hz ca. -56° . Die blauen Linien (Kreis) visualisieren die mit dem Impedanzauslass erzielten Resultate. Zwischen den halb-empirischen und numerisch ermittelten Ergebnissen liegt eine gute Übereinstimmung vor. Eine geringfügige Abwei-

chung tritt im Phasenverlauf ab einer Frequenz von etwa 700Hz auf. Die berechnete Phase wird in diesem Bereich etwas zu groß vorhergesagt. Zur Diskretisierung der eingesetzten Druck-basierten Impedanzrandbedingung wurden 40 Koeffizienten verwendet. Die Basis zur Bestimmung der Koeffizienten bilden der Verlauf der Resistanz und Reaktanz der Impedanz. Der hierzu benötigte Impedanz wurde aus der Gl. 5.50 berechnet.

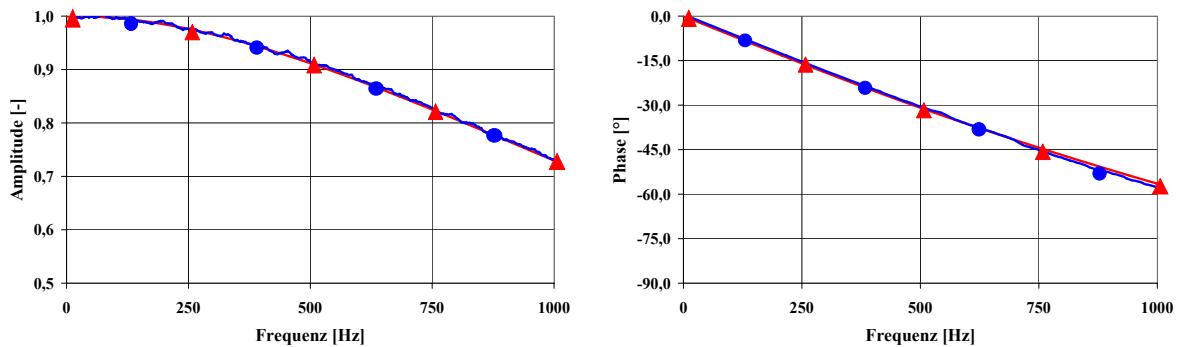


Abbildung 5.20: Vergleich zwischen dem halb-empirisch und numerisch erzielten Verlaufs der Amplitude und Phase des komplexen Reflektionsfaktors eines offenen zylindrischen Rohrendes; empirischer Kurvenverlauf (rote Linie, Dreieck), numerisch erzielter und geglätteter Kurvenverlauf (blaue Linie, Kreis)

5.2.4.2 Rijke Rohr

Die Funktionsweise des erstmalig von Rijke untersuchten thermoakustischen Resonators wird, wie in Abb. 5.21 dargestellt, anhand einer vertikal aufgestellten Konfiguration erläutert. Generell handelt sich bei einem Rijke-Rohr um ein beidseitig offenes Rohr, in dessen unteren Hälfte sich eine Wärmequelle befindet. Die erwärmte Luft strömt im Rohr von unten nach oben. Tritt hierbei eine kleine Störung in der Strömungsgeschwindigkeit auf, beginnt die Wärmefreisetzung zu schwanken. Im Fall, dass die fluktuierende Energiezufuhr in Phase mit der Druckschwankung ist (vgl. Rayleigh-Kriterium in Kapitel 1.2.2), bildet sich eine selbsterregte Schwingung in der Eigenfrequenz der Luftsäule im Rohr aus. Abhängig von der Lage und Intensität der Wärmefreisetzung können sich Druckamplituden von mehreren hundert Pascal einstellen. Einfluss auf die Frequenz haben beispielsweise die Resonatorlänge sowie die Position und Stärke der Wärmezufuhr [94]. Die Klassifizierung des Rijke-Rohrs erfolgt in der Literatur nach der Art der Energiezufuhr [105]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die thermische Energie mittels einer laminaren Wasserstoff-Diffusionsflamme zugeführt [135].

Die Abb. 5.22 zeigt das eingesetzte Rechengebiet, die numerischen Randbedingungen sowie die Lage der Messpositionen. Der äquivalente experimentelle Aufbau ist in Giezen-danner beschrieben [94]. Zur Reduktion des numerischen Aufwands wurden zur Simulationen ein 4° Segments eingesetzt. Die seitlichen Elemente werden mittels Symmetrie-

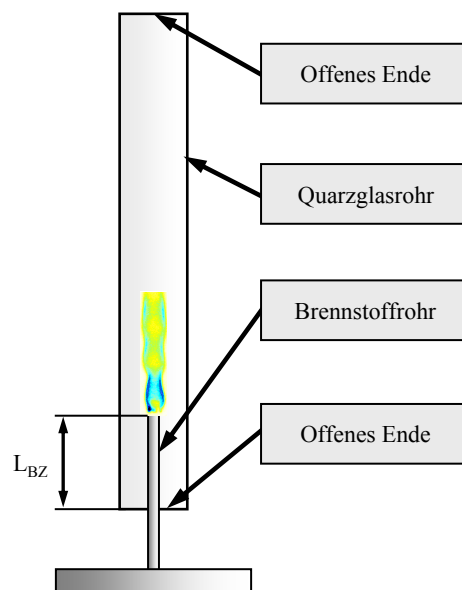


Abbildung 5.21: Schematische Darstellung des Rijke-Rohrs (vertikale Anordnung)

randbedingungen definiert. Das Quarzglasrohr besitzt eine Länge von 700mm und einen Innenradius von 10mm. Die offenen Enden sind mittels einer Druck-basierten Opening Randbedingung definiert. Der relative Druck am Opening beträgt 0Pa und die Temperatur der einströmenden trockenen Luft 293K. Das akustische Reflektionsverhalten der offenen Enden wird durch eine Impedanzformulierung, die auf dem Ansatz von Levine und Schwinger basiert, eingesetzt [163]. Zur Diskretisierung der druck-basierten Impedanzrandbedingung werden 40 Koeffizienten verwendet. Die Beschreibung des auf der Symmetrieachse befindlichen Brennstoffeinlasses erfolgt durch eine reflektierende Massenstromrandbedingung. Der Wasserstoffmassenstrom, der normal zur Oberfläche eingebracht wird, liegt bei $\dot{m}_{H_2} = 5e^{-7} \text{kg/s}$. Dies entspricht einer thermischen Leistung von 40W. Die Brenngastemperatur beträgt 293K. Das metallische Brennstoffrohr hat einen Innendurchmesser von 2mm und ragt um $L_{BZ} = 50\text{mm}$ in das Quarzrohr. Die Wandstärke beläuft sich auf 1mm. Alle Wände des Brennkammersystems werden als adiabatisch und reibungsbehaftet angenommen. Der Referenzdruck im Rechengbiet ist 101.325Pa. Die Energie wird mittels der Bilanzgleichung für die Gesamtenthalpie berechnet. Zur Berücksichtigung der Wärmefreisetzung der laminaren Wasserstoff/Luft-Flamme dient das FRC Verbrennungsmodell in Kombination mit einer Globalreaktion [10]. Im Gegensatz zu den bisherigen Testfällen wird hier der Einfluss der Schwerkraft modelliert, da die periodische Instabilität durch die Auftriebsströmung ausgelöst wird. Die räumliche Diskretisierung des Rechengbiets erfolgt mittels eines unstrukturierten Hexaeder-Rechengitters und umfasst 13.338 Punkte. Die Mikrofonposition liegt zentral 10mm unterhalb des oberen Rohraustritts.

Die räumliche Diskretisierung der Bilanzgleichungen für die Gesamtmasse und den Impuls erfolgt durch ein Upwind-basiertes Finite-Volumen-Verfahren zweiter Ordnung. Die

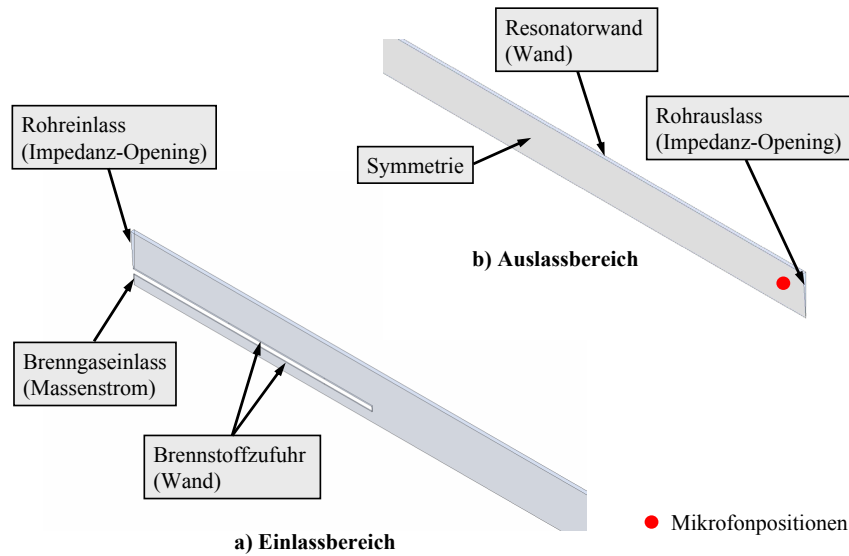


Abbildung 5.22: Rechengebiet des Rijke-Rohrs einschließlich der numerischen Randbedingungen und Messpositionen

Gesamtenthalpie sowie die Bilanzgleichungen für die Komponentenmassen werden mittels eines High-Resolution-Verfahrens, das überwiegend zweite Ordnung ist, gelöst [10]. Zur zeitlichen Diskretisierung wird ein implizites Euler-Rückwärtsverfahren zweiter Ordnung verwendet. In allen instationären Simulationen beträgt die Zeitschrittweite $\Delta t = 1e^{-5}s$. Innerhalb eines Zeitschritts werden 4 innere Iterationsschleifen durchlaufen. Alle transienten Rechnungen werden auf der Basis einer auskonvergierten stationären Startlösung initialisiert. Die räumliche und zeitliche Mittelung der relevanten Strömungsfeldgrößen erfolgt über 0,2s. Die simulierte Gesamtzeit beträgt 0,25s. Die minimal auflösbare Frequenz beträgt 5Hz.

Die Abb. 5.23 zeigt ausschnittsweise die zeitlich-gemittelte Verteilung der Axialgeschwindigkeit, Temperatur und Reaktionsrate der laminaren Wasserstoff/Luft Diffusionsflamme. Die Wärmefreisetzung findet in der Nähe des Brennstoffauslasses statt und zeigt eine typische Diffusionsflamme. Die Verbrennungsluft wird der Flamme infolge des Auftriebs von unten zugeführt. Sowohl die durchgeführten instationären numerischen Arbeiten als auch die experimentellen Untersuchungen zeigen eine Abhängigkeit der Schwingung von der Brennstoff- und Luftzufuhr. Detailliert erläutert wird der Anregungsmechanismus anhand von phasenaufgelösten OH-PLIF und OH*-Chemilumineszenz Messungen in Gießendanner [94]. Der Fokus dieses Kapitels liegt auf der Demonstration des Einflusses und Nutzens der akustischen Randbedingungsformulierungen anhand einer selbsterregten Verbrennungsschwingung. Trotz der geringen technischen Relevanz aufgrund der laminaren Strömung eignet sich das Rijke Rohr zur Demonstration der Komplexität zwischen Chemie, Strömung und Akustik. Die Abbildung 5.24 stellt die numerisch erzielten Schwingungsamplituden und -frequenzen im Vergleich zu den experimentellen Daten von Stopper dar

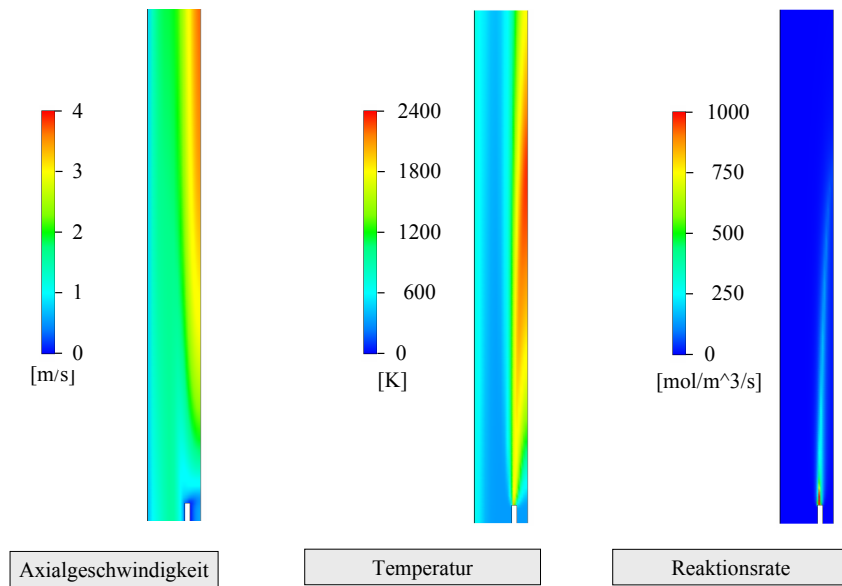


Abbildung 5.23: Ausschnitte der zeitlich-gemittelten Axialgeschwindigkeits-, Temperatur- und Wärmefreisetzungverteilung auf der Symmetrieebene

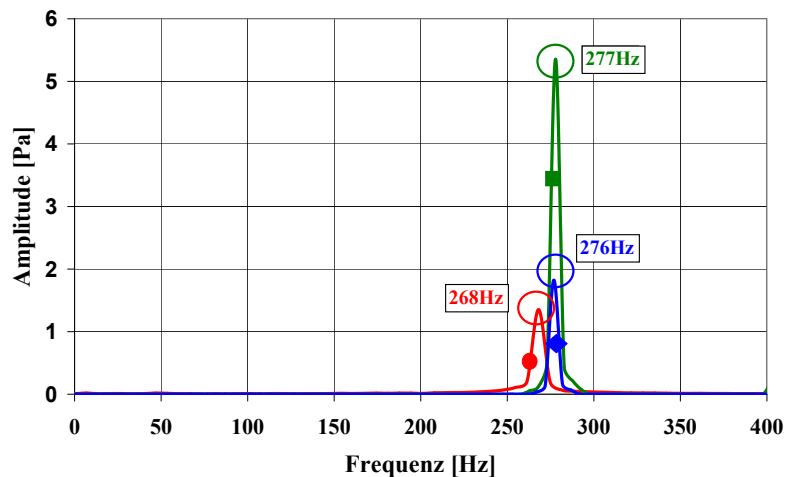


Abbildung 5.24: Vergleich der numerisch und experimentell erzielten Schwingungsfrequenzen und -amplituden im Resonator (Messposition: $x=690\text{mm}$, $y=0\text{mm}$, $z=0\text{mm}$); Experiment (rote Kurve, Kreis), Reflektierender Massenstromeinlass (grüne Kurve, Rechteck), reflexionsarmer Massenstromeinlass (blaue Kurve, Diamant)

[298]. Der experimentelle Verlauf (rote Linie, Kreis) zeigt ein ausgeprägtes Maxima bei $f=268\text{Hz}$. Die Amplitude beträgt $1,35\text{Pa}$. Die mit dem vorab beschriebenen reflektierenden Massenstromeinlass erzielte Schwingungsfrequenz ist 277Hz bei einer Druckamplitude von $5,4\text{Pa}$ (grüne Linie, Rechteck). Gründe für die Abweichung in der Frequenz könnten unter anderem die adiabate Behandlung der Wände, die Vernachlässigung von diffusiven Transportvorgängen oder eine zu einfache Abbildung der chemischen Vorgänge sein. Ein wesentlicher Grund für die Differenz in der Amplitude stellt die akustische Behandlung des Massenstromeinlasses dar. Während das akustische Verhalten an den offenen Enden des Resonators durch die Formulierung von Levine und Schwinger realitätsnah berücksichtigt wird, ist dies beim Brennstoffeinlass nicht der Fall. Wie vorab beschrieben, schwankt das Brenngas in dessen Zufuhr. Die Modulation des Massenstroms, ist wie in Kapitel 5.1.4.6 beschrieben, jedoch eine Funktion der akustischen Eigenschaften der Randbedingung. Diese hängt wiederum von dem mechanischen Aufbau des Brennstoffzufuhrsystems ab und können normalerweise mittels einer Impedanz beschrieben werden. Da ein entsprechender Impedanzverlauf nicht zur Verfügung steht, wurde der Effekt durch eine reflexionsarme Randbedingung ($K=0\text{s}^{-1}$) untersucht. Während sich die Frequenz im Vergleich zum reflektierenden Fall nur geringfügig ändert, reduziert sich die Amplitude der Schwingung um $3,6\text{Pa}$ (blaue Linie, Viereck). Ein Vergleich der erzielten Resultate zeigt die Notwendigkeit von akustischen Randbedingungen bei der Simulation von selbsterregten Verbrennungsschwingungen.

6 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit liefern einen Beitrag zur genaueren numerischen Abbildung reagierender, kompressibler Brennkammerströmungen. Detailliert untersucht wurden verschiedene komplexe Ansätze zur Turbulenzmodellierung sowie deren Kopplung mit geeigneten Verbrennungsmodellen und chemisch-kinetischen Reaktionsmechanismen. Darüber hinaus wurden neuartige Randbedingungen zur physikalisch korrekten Abbildung der Brennkammerakustik entwickelt sowie grundlegende Analysen zur Schallausbreitung in einem CFD-Programm durchgeführt.

Die Analyse der Anforderungen an die numerische Lösung eines Mehrskalensproblems zeigen die Auswirkungen von zeitlichen und räumlichen Diskretisierungsverfahren, des Rechengitters, der Zeitschrittweite sowie der Form der Bilanzgleichung für die Energie auf die charakteristischen Größen einer sich ausbreitenden Schallwelle. Die räumliche Gitterauflösung wird aufgrund der bedeutend kleineren Strukturen durch die Strömung vorgegeben. Unabhängig von den betrachteten Diskretisierungsverfahren werden in dem eingesetzten Finite-Volumen-Löser zur korrekten Abbildung der Schallausbreitung mindestens 25 Gitterpunkte pro Wellenlänge benötigt. Die Zeitschrittweite wird wegen der höheren Ausbreitungsgeschwindigkeit hingegen durch die Akustik bestimmt. Das zeitliche Diskretisierungsverfahren sollte mindestens 2. Ordnung und die Welle mit wenigstens 50 Zeitschritten aufgelöst sein. Ebenfalls einen Einfluss auf die Dissipation, Dispersion und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle hat die Bilanzgleichung für die Energie. Hier ist die Formulierung für die spezifische Gesamtenthalpie zu wählen. Eine Verallgemeinerung der Ergebnisse auf beliebige Fälle ist nicht ohne weiteres möglich. Vielmehr dienen die Analysen als Anhaltspunkt für die Durchführung von einkaligen Akustik- und Strömungsrechnungen mittels CFD-Methoden.

Die Betrachtungen zur Eignung von verschiedenen Turbulenz- und Verbrennungsmodellen zur Berechnungen von instationären reagierenden Strömungen werden anhand eines partiell-vorgemischten Doppeldrallbrenners durchgeführt. Die zeitlich-gemittelten Strömungsgrößen zeigen sowohl für den reagierenden als auch nicht-reagierenden Fall ein für eingeschlossene, drall-stabilisierte Brenner typisches Strömungsfeld. Wie erwartet, tritt aufgrund des Wirbelzerfalls eine IRZ auf. Eine ORZ ist in den unteren Ecken der Brennkammer existent. Die Lage, Form und Größe beider Rezirkulationszonen sind stark instationär und unterliegen periodischen Schwankungen. Die instationären Simulationen zeigen die Existenz einer helikalen Strömungsinstabilität im Bereich des Brenners und einer tor-

nadoähnlichen Struktur im oberen Teil der Brennkammer. Beide Wirbelstrukturen drehen im Urzeigersinn. Die Auswertung der Frequenzen der kohärenten Strukturen erfolgt durch POD-Analysen bzw. des akustischen Drucks an verschiedenen Positionen in der Modellbrennkammer. Im reagierenden Fall beeinflusst die helikale Instabilität maßgeblich die Mischung zwischen dem Frischgas und dem rezirkulierten Verbrennungsabgas sowie die Form und Lage der Wärmefreisetzungszonen.

Die Validierung der verschiedenen Turbulenzmodelle (SST, SAS, DES, LES) hinsichtlich ihrer Tauglichkeit zur Berechnung von verdrallten, turbulenten Strömungen beruht auf den experimentellen Datensätzen der vorab beschriebenen Gasturbinen-Modellbrennkammer. Zur Separierung des Einflusses der Verbrennung und Reduzierung der Komplexität erfolgen die Analysen zunächst auf Basis einer nicht-reagierenden Strömung. Die Stärken und Schwächen der jeweiligen Modelle wurden durch einen Vergleich zwischen der numerisch und experimentell bestimmten axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten im Brennraum diskutiert. Für die zeitlich-gemittelten Größen und deren RMS-Werte konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Simulation mit dem SST-SAS bzw. LES Turbulenzmodell und dem Experiment erreicht werden. Im Rahmen der Untersuchungen wurde nachgewiesen, dass die Qualität der Ergebnisse der SST-DES Rechnungen stark vom Gitter abhängt. Zur Erzielung vergleichbarer Resultate, in Bezug auf die SST-SAS Simulation, musste das Rechengitter bedeutend verfeinert werden. Der Grund hierfür ist die Abhängigkeit des Modells vom Gitterabstand. Ist dieser zu groß, fällt das Modell von einem strukturauflösenden Modus in das unterliegende SST-Turbulenzmodell zurück. Durch den daraus resultierenden Anstieg in der Wirbelviskosität kann es zur Dämpfung der turbulenten Strukturen kommen. Die Auswertung des Schalldrucks an verschiedenen Positionen in der Brennkammer zeigt den Einfluss des Turbulenzmodells auf die Rotationsfrequenz der brennernen helikalen Wirbelstruktur. Diese liegt zwischen 1.450Hz (SST-DES) und 1.652Hz (LES). Der gemessene Wert beträgt 1.689Hz. Für die berechnete Konfiguration stellt das hybride SST-SAS Turbulenzmodell den besten Kompromiss aus Genauigkeit und numerischem Aufwand dar.

Die Eignung verschiedener Verbrennungsmodelle (EDM, FRC, EDM-FRC) und Reaktionsmechanismen (1 und 3 Schritt-Mechanismen) wurden in Kombination mit dem SST-SAS Turbulenzmodell untersucht. Um die wesentlichen Einflussgrößen aus den numerisch gewonnenen Ergebnissen separieren zu können, wurde ein quasi-stationärer Lastfall mit einer thermischen Leistung von 35kW gewählt. Die Bewertung der Modellierungsansätze erfolgte anhand experimenteller Datensätze aus LDA und Raman-Messungen. Die Verläufe der zeitlich-gemittelten Geschwindigkeiten und deren turbulenter Fluktuationen stimmen gut mit den experimentellen Daten überein. Jedoch treten Unterschiede bei den Absolutwerten sowohl zwischen den einzelnen Modellen als auch zum Experiment auf. Die gleichen Aussagen treffen auch auf die Temperaturprofile zu. Abhängig von den gewählten Verbrennungsmodellkonfigurationen, Modellparametern und Reaktionsmechanismen

stabilisiert die Flamme an der experimentell bestimmten Position, oder geringfügig weiter stromab bzw. -auf. Die Rechnung mit laminarer Chemie deutet aufgrund der abgehobenen Flamme darauf hin, dass die Flammenstabilisierung nicht nur von den chemisch-kinetischen Größen, sondern auch von der turbulenten Mischung abhängt. Im Fall einer Mischungskontrollierten Verbrennung zündet die Flamme früher und die Flammenwurzel wird weiter Richtung Brennermund verschoben. Hier ist das typische Problem einer reinen EDM Modellierung, dass die Reaktionsraten bei einer endlichen Chemie überschätzt, zu sehen. Dieser Effekt zeigt, dass eine reagierende Strömung in der Nichtgleichgewichtseffekte auftreten, nicht durch ein rein Mischungskontrolliertes Verbrennungsmodell abgebildet werden kann. Die Auswertung der Brennkammerakustik verdeutlicht die Auswirkung der Verbrennungsmodellierung auf die Frequenz der kohärenten Strukturen. Die experimentell ermittelte Drehfrequenz der helikalen Strömungsinstabilität liegt bei 1.690Hz, während sich die numerischen Daten zwischen 559HZ (Konfiguration 4) und 1.589Hz (Konfiguration 3) befinden. Die besten Übereinstimmungen konnten mit dem kombinierten EDM-FRC Modellierungsansatz und einer 1-Schritt Chemie erzielt werden.

Weiterhin wurden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten frequenzabhängigen akustischen Randbedingungsformulierungen für kompressible Unterschallströmungen vorgestellt. Hierzu zählen die auf den Charakteristiken des Strömungsfelds beruhenden nicht-reflektierenden Randbedingungen sowie neuartige Impedanz- bzw. Reflektionsfaktorformulierungen. Die Implementierung der Randbedingungen für den Einlass (Totaldruck, Geschwindigkeit und Massenstrom), den Auslass (statischer Druck) sowie für das Opening (Totaldruck, statischer Druck) wurde im Quellcode des kommerziellen CFD-Programms ANSYS-CFX 10.0 vorgenommen.

Charakteristische Randbedingungen ermöglichen eine akustisch reflektionsarme Begrenzung des Rechengebiets. Die Lösung der Simulation ist somit unabhängig von dem Einfluss des Fernfelds. Weiterhin können mittels dieser Randbedingungen auch unphysikalische Reflektionen von physikalischen und numerischen Störungen effektiv vermieden werden. Im Rahmen der Verifizierung und Validierung der Implementierung wurde anhand eines einfachen Testfalls die Funktionsweise der Randbedingung getestet und das Impedanzverhalten erläutert. Generell verhalten sich die Randbedingungsformulierungen ähnlich wie ein Tiefpass-Filter. Bei niedrigen Frequenzen tritt eine signifikante Reflektion der rauslaufenden akustischen Wellen auf. Diese nimmt mit zunehmender Frequenz ab. Bei der Grenzfrequenz f_G zeigt die Randbedingung die geringste Reflektion, bevor diese dann wieder ansteigt. Ferner zeigen die Arbeiten, dass die charakteristischen Randbedingungsformulierungen in beschränktem Maße auch zur Modellierung des Reflektionsverhaltens von akustischen Wellen und der daraus resultierenden Massenstromschwankungen eingesetzt werden können. Eine praxisnahe Anwendung dieses Randbedingungstyps wurde zur Rekonstruktion der Flammentransferfunktion eines generischen Gasturbinenbrenners gezeigt. Zur Bewertung des Einflusses der Randbeschreibungen wurden numerische und

experimentelle Verläufe der Amplitude und Phase der Flammentransferfunktion für fünf verschiedene Konfigurationen miteinander verglichen. Die Resultate zeigen, dass die Qualität der berechneten Flammentransferfunktion maßgeblich von der Wahl der Randbedingungen abhängt. Das zur Ermittlung der Flammentransferfunktionen benötigte CFD/SI-Programm sowie die externe Strömungsanregung wurden im Rahmen dieser Arbeit geschaffen.

Im Gegensatz zu den konventionellen Randbedingungen nach Dirichlet oder Neumann können durch Impedanzen oder Reflektionsfaktoren direkt komplexe, frequenzabhängige Verläufe der entsprechenden Größen vorgegeben werden. Eine Abbildung der Dissipation und Transmission von akustischer Energie über die Grenzfläche sowie des Phasenverzugs der Reflektion wird somit ermöglicht. Diese Eigenschaften werden zur korrekten Berechnung der Eigenfrequenzen sowie Amplituden des Grenzyklus einer selbsterregten Verbrennungsschwingung benötigt. Die Realisierung einer effektiven und vielseitig einsetzbaren Impedanzrandbedingung beruht in dieser Arbeit auf digitalen Filter-Methoden unter Verwendung der z -Transformation. In einem ersten Testfall wurde der Einfluss einer nur aus reellen Zahlen bestehenden Impedanz auf das Reflektionsverhalten analysiert. Darüber hinaus wurde ein komplexwertiger Impedanzverlauf eingesetzt, um das frequenzabhängige Reflektionsverhalten eines offen zylindrischen Rohrendes abzubilden. Beide Testfälle zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den jeweiligen analytischen Lösungen. Abschließend erfolgt die Demonstration der Auswirkung und des Nutzens der akustischen Randbedingungsformulierung anhand einer selbsterregten Verbrennungsschwingung in einem Rijke-Rohr. Trotz der geringen technischen Relevanz aufgrund der laminaren Strömung verdeutlicht dieser Testfall die Komplexität zwischen Chemie, Strömung und Akustik. Die Wärmefreisetzung erfolgt durch eine laminare Luft/Wasserstoff Diffusionsflamme. Das akustische Verhalten an den offenen Rohrenden basiert auf einer frequenzabhängigen Formulierung, während der Brennstoffeinlass mittels verschiedener Randbedingungsformulierungen berücksichtigt wurde. Die Ergebnisse zeigen einen starken Einfluss der Eintrittsrandbedingung des Brennstoffs auf die Amplitude der Verbrennungsschwingung während die Frequenz nahezu unverändert bleibt. Dieses Resultat verdeutlicht die Notwendigkeit von akustischen Randbedingungen bei der Simulation von selbsterregten Verbrennungsschwingungen.

Literaturverzeichnis

- [1] Abarbanel, S.; Gottlieb, D.; Hesthaven, J.S.: A Mathematical Analysis of the PML Method. *Journal of Computational Physics*, 134(2) (1997), S. 357-363
- [2] Advisory Council for Aeronautic Research in Europe. *European Aeronautics: A vision for 2020*. European Commission, <http://www.acare4europe.com/docs/Vision%202020.pdf>, 2001
- [3] Adrian, R.J.; Christensen, K.T.; Liu Z.C.: Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Experiments in Fluids*, 29 (2000), S. 275-290
- [4] Akamatsu, S.; Dowling, A.P.: Three dimensional thermoacoustic oscillation in a premix combustor. *ASME-Paper*, 2001-GT-0034, 2001
- [5] Alber, R.D.: *Hochauflösende numerische Verfahren in der Aeroakustik*. Stuttgart, Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2000
- [6] Alemela, P.R.; Fanaca, D.; Ettner, F.; Hirsch, C.; Sattelmayer, T.: Flame Transfer Matrices of a Premixed Flame and a Global Check with Modelling and Experiments. *ASME-Paper*, GT2008-50111, 2008
- [7] Alemela, P.R.: *Measurement and Scaling of Acoustic Transfer Matrices of Premixed Swirl Flames*. München, Technische Universität München, Dissertation, 2009
- [8] Ananthkrishnan, N.; Shardul, D.; Culick, F.E.C.: Reduced-Order Modeling and Dynamics of Acoustic Waves in a Combustion Chamber. *Combustion Science and Technology*, 177 (2005), S. 221-247
- [9] Angelberger, C.; Veynante, D.; Egolfopoulos, F.; Poinso, T.: Large eddy simulation of combustion instabilities in premixed flames. *Proceedings of the Summer Program, Center for Turbulence Research*, 1998, S. 61-82
- [10] *ANSYS-CFX 10.0 Handbuch*. Canonsburg, ANSYS, 2006
- [11] Baldwin, B.S.; Lomax, H.: Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. *AIAA-Paper*, 78-257, 1978

- [12] Bardina, J.; Ferziger, J.H.; Reynolds, W.C.: Improved subgrid model for large eddy simulation. AIAA-Paper, 80-1357, 1980
- [13] Barr, P.K.; Gunn Jr., M.E.; Kezerle, J.A.; Bramlette, T.T.; Keller, J.O.; Roose, T.R.: Special issue on pulsating combustion - Preface. *Combustion Science and Technology*, 94 (1993), S. I-IX
- [14] Baum, M.; Poinso, T.; Thévenin, D.: Accurate Boundary Conditions for Multicomponent Reactive Flows. *Journal of Computational Physics*, 116 (1995), S. 247-261
- [15] Belluci, V.; Paschereit, C.O.; Flohr, P.; Magni, F.: On the Use of Helmholtz-Resonators for Damping Acoustic Pulsations in Industrial Gas Turbines. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 126(2) (2001), S. 271-275
- [16] Bellucci, V.; Schuermans, B.; Nowak, D.; Flohr, P.; Paschereit, C.O.: Thermoacoustic Modeling of a Gas Turbine Combustor Equipped with Acoustic Dampers. *Journal of Turbomachinery*, 127(2) (2005), S. 372-379
- [17] Berenbrink, P.; Hoffmann, S.: Suppression of Dynamic Combustion Instabilities by Passive and Active Means. ASME-Paper, 2000-GT-0079, 2000
- [18] Berenger, J.P.: A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 114 (1994), S. 185-200
- [19] Berkooz, G.; Holmes, P.; Lumley, J.L.: The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25 (1993), S. 539-575
- [20] Bilger, R.W.; Starner, S.H.; Kee, R.L.: On Reduced Mechanisms for Methane-Air Combustion in Nonpremixed Flames. *Combustion and Flame*, 80 (1990), S.135-149
- [21] Bird, R.B.; Stewart, W.E.; Lightfoot, E.N.: *Transport phenomena*. New York, John Wiley and Sons, 1960
- [22] Blackshear Jr.; P.L.: Driving standing waves by heat addition. 4th International Symposium on Combustion, The Combustion Institute (1953), S. 553-566
- [23] Blocksidge, G.J.; Dowling, A.P.; Langhorne, P.J.: Reheat buzz: an acoustically coupled combustion instability. Part 2. Theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 193 (1998), S. 445-473
- [24] Blomshield, F.S.: Historical Perspective of Combustion Instability in Motors: Case Studies. AIAA-Paper, 2001-3875, 2001

-
- [25] Bogey, C.; Bailly, C.: Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations: far field formulation and validation test cases. *Acta Acoustica*, 88 (2002), S. 463-471
- [26] Bothien, M.: Impedance Tuning: A Method for Active Control of the Acoustic Boundary Conditions of Combustion Test Rigs. Berlin, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2008
- [27] Bragg, S.L.: Combustion Noise. *Journal of the Institute of Fuel*, 36 (1963), S. 12-16
- [28] Broda, J.; Seo, S.; Santoro, R.; Shirhattikar, G.; Yang, V.: An Experimental Study of Combustion Dynamics of a Premixed Swirl Injector. *Proceedings of the Combustion Institute*, 27 (1998), S. 1849-1856
- [29] Brookes, S.J.; Cant, R.S.; Dowling, A.P.: Modelling combustion instabilities using computational fluid dynamics. ASME-Paper, 99-GT-112, 1999
- [30] Brookes, S.J.; Cant, R.S.; Dupere, I.D.; Dowling, A.P.: Computational Modelling of Self-Excited Combustion Instabilities. ASME-Paper, 2000-GT-0104, 2000
- [31] Büchner, H.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in technischen Vormisch-Verbrennungssystemen. Karlsruhe, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 1992
- [32] Büchner, H.: Strömungs- und Verbrennungsinstabilitäten in technischen Verbrennungssystemen. Karlsruhe, Universität Karlsruhe (TH), Habilitationsschrift, 2000
- [33] Calvin, P.; Siggis, E.D.: Turbulent premix flames and sound generation. *Combustion Science and Technology*, 78 (1991), S. 147-155
- [34] Camporeale, S.M.; Forte, A.; Fortunato, B.; Mastrovito, M.; Ferrante, A.: Numerical Simulation of the Acoustic pressure Field in an Annular Combustion Chamber with Helmholtz-Resonators. ASME-Paper, GT2004-54139, 2004
- [35] Candel, S.M.; Durox, D.; Ducruix, S.; Birbaud, A.L.; Noiray, N.; Schuller, T.: Flame dynamics and combustion noise: progress and challenges. *International Journal of Aeroacoustics*, 8(1) (1977), S. 1-56
- [36] Candel, S.: Combustion Instabilities Coupled by Pressure Waves and Their Active Control. *Proceedings of the Combustion Institute*, (24) (1992), S. 1277-1296

- [37] Candel, S.: Combustion Dynamics and Control: Progress and Challenges. Proceedings of the Combustion Institut 29 (2002), S. 1-28
- [38] Cao, M.; Eickhoff, H.; Joos, F.; Simon, B.: Influence of operating conditions on the atomization and distribution of fuel by air blast atomizers. ASME Propulsion and Energetics Panel 70th Symposium, 422 (1987), S. 8.1-8.8
- [39] Chen C.J.; Jaw S.Y.: Fundamentals of Turbulence Modeling. Taylor and Francis, 1998
- [40] Cheung, W.S.; Sims, G.J.M.; Copplestone, R.W.; Tilston, J.R.; Wilson, C.W.; Stow, S.R.; Dowling, A.P.: Measurement and analysis of flame transfer function in a sector combustor under high pressure conditions. ASME-Paper, 2003-GT-38219, 2003
- [41] Chew, W.C.; Weedon, W.H.: A 3D Perfectly Matched Medium from Modified Maxwell's Equations with Stretched Coordinates. Microwave and Optical Technology Letters, 7(13) (1994), S. 599-604
- [42] Cho, J.H.; Lieuwen, T.: Laminar premixed flame response to equivalence ratio oscillations. Combustion and Flame, 140 (2005), S. 116-129
- [43] Chu, B.T.: On the generation of pressure waves at a plane flame front. 4th International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 1953, S. 603-612
- [44] Chu, B.T.; Kovasznay, L.S.G: Nonlinear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas. Journal of Fluid Mechanics, 3(5) (1958), S. 494-514
- [45] Chu, B.T.: On the Energy Transfer to Small Disturbances in Fluid Flow (Part I). Acta Mechanica, 1(3) (1965), S. 215-234
- [46] Coker, A.; Neumeier, Y.; Zinn, B.T.; Menon, S.; Lieuwen, T.: Active instability control effectiveness in a liquid fueled combustor. Combustion Science and Technology, 178 (2006), S. 1251-1261
- [47] Crighton, D.G.; Dowling, A.; Ffowcs Williams, J.; Heckl, M.; Leppington, F.: Modern Methods in Analytical Acoustics. New York, Springer Verlag, 1992
- [48] Crocco, L.; Cheng, S.I.: Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors. London, Butterworth's Scientific Publications, 1956

-
- [49] Crocco, L.; Harrje, D.T.; Sirignano, W.A.: A theoretical study of nonlinear combustion instability: Longitudinal mode. Forschungsbericht, Princeton University, Dept. of Aerospace and Mechanical Science, 1967
- [50] Culick, F.E.C.: Stability of Three-Dimensional Motions in a Combustion Chamber. *Combustion Science and Technology*, 10 (1975), S. 109-124
- [51] Culick, F.E.C: Combustion Instabilities in Liquid-Fuelled Propulsion Systems - an Overview. *Combustion instabilities in liquid-fuelled propulsion systems*, 1998
- [52] Culick, F.E.C: Combustion Instabilities in Propulsion Systems. New York, ASME, In: *Combustion Instabilities Driven by Thermo-Chemical Acoustic Sources*, 1989, S. 33-52
- [53] Culick, F.E.C: Some Recent Results for Nonlinear Acoustics in Combustion Chambers. *AIAA-Journal*, 32(1) (1994), S. 146-169
- [54] Culick, F.E.C; Burnley, V.; Swenson, G.: Pulsed Instabilities in Solid-Propellant Rockets. *Journal of Propulsion and Power*, 11 (1995), S. 657-665
- [55] Culick, F.E.C.: Unsteady Motions in Combustion Chambers for Propulsion Systems. NATO/RTO. RTO AGARDograph AG-AVT-039, 2006
- [56] Cumpsty, N.A.; Marble, F.E.: The interaction of entropy fluctuations with turbine blade rows; a mechanism of turbojet engine noise. *Proceedings of the Royal Society London*, 357 (1977), S. 323-344
- [57] Dasch, C.: One-dimensional tomography: a comparison of abel, onion-peeling, and filtered backprojection methods. *Applied Optics*, 31(8) (1992), S. 1146-1152
- [58] Davies, P.; Bento, C.; Bhattacharya, M.: Reflection coefficients for an unflanged pipe with flow. *Journal of Sound and Vibration*, 72(4) (1980), S. 543-546
- [59] Dennis, J.; Schnabel, R.: A technique for the identification of linear systems. *IEEE Transactions on Automatic Control*, AC-10, S. 461-464
- [60] Deuker, E.: Ein Beitrag zur Vorausberechnung des akustischen Stabilitätsverhaltens von Gasturbinen-Brennkammern mittels theoretischer und experimenteller Analyse von Brennkammerschwingungen. Aachen, RWTH Aachen, Dissertation, 1995

- [61] Dibble, R.W.; Masri, A.R.; Bilger, R.W.: The spontaneous Raman scattering technique applied to non-premixed flames of methane. *Combustion and Flame*, 67 (1987), S. 189-206
- [62] Dowling, A.P.: The calculation of thermoacoustic oscillations. *Journal of Sound and Vibration*, 180(4) (1995), S. 557-581
- [63] Dowling, A.P.: Nonlinear self-excited oscillations of a ducted flame. *Journal of Fluid Mechanics*, 346 (1997), S. 271-290
- [64] Dowling, A.P.; Stow, S.R.: Acoustic analysis of gas turbine combustors. *Journal of Propulsion and Power*, 19 (2003), S. 751-764
- [65] Dowling, A.P.; Morgans, A.S.: Feedback Control of Combustion Oscillations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 37 (2005), S. 151-182
- [66] Döbbeling, K.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen an stark verdrallten, turbulenten isothermen Strömungen. Karlsruhe, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 1990
- [67] Döbbeling, K.; Hellat, J.; Koch, H.: 15 Years of BBC/ABB/ALSTOM Lean Premix Combustion Technologies. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 129(1) (2007), S. 2-12
- [68] Ducruix, S.; Schuller, T.; Durox, D.; Candel, S.: Combustion Instability Mechanism in Premixed Combustors. Reston, AIAA, *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines*, Hrsg.: Lieuwen, T.C.; Yang, V., 2005, S. 3-26
- [69] Dupre, I.J.D.; Dowling, A.P.: The use of Helmholtz Resonators in a practical combustor. ASME-Paper, GT2003-38429, 2003
- [70] Eckstein, J.: On the Mechanisms of Combustion Driven Low-Frequency Oscillations in Aero-Engines. München, Technische Universität München, Dissertation, 2005
- [71] Ehrenfried, K.: Strömungsakustik I. Berlin, Technische Universität Berlin, Vorlesungsskript, 2004
- [72] Escudier, M.P., Keller, J.J.: Essential aspects of vortex break-down. *Proceedings of the Colloquium on Vortex Breakdown*, Sonderforschungsbereich 25, 1985, S. 119-144.
- [73] Escudier, M.P.: Confined Vortices in Flow Machinery. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 19 (1987), S. 27-52

-
- [74] Evesque, S.; Polifke, W.: Low-Order Acoustic Modelling for Annular Combustors: Validation and Inclusion of Modal Coupling. ASME-Paper, GT-2002-30064, 2002
- [75] Fassl, F.A.; Spagna, P.; Boronine, E.: Engineering Method for High Frequency Stability Investigatins of Rocket Engines. 6th International Symposium on Launcher Technologies, 2005
- [76] Feldmann Jr., K.T.: Review of the literature on Rijke thermoacoustic phenomena. *Journal of Sound and Vibration*, 7(1) (1968), S. 83-89
- [77] Ferziger, J.H.; Perić, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Berlin, Springer Verlag, 1997
- [78] Fischer, A.: *Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern*. München, Technische Universität München, Dissertation, 2004
- [79] Fleifil, M.; Annaswamy, A.M.; Ghoneim, Z.A.; Ghoniem, A.F.: Response of a laminar premixed flame to flow oscillations: A kinematic model and thermoacoustic instability results. *Combustion and Flame*, 106 (1996), S. 487-510
- [80] Foa, J.V.: *Elements of flight propulsion*. New Yorck, John Wiley and Sons, 1960
- [81] Fox, R.O.: *Computational Models for Turbulent Reacting Flows*. Cambridge, Cambridge University Press, 2003
- [82] Fröhlich, J.: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Braunschweig, Vieweg Verlag, 2006
- [83] Fung, K.Y.; Ju, H.: A time-domain method for duct acoustics. *Journal of Sound and Vibration*, 237(4) (2000), S. 667-681
- [84] Fung, K.Y.; Ju, H.: Time-domain impedance boundary conditions with mean flow effects. *AIAA-Journal*, 39(9) (2001), S. 1683-1690
- [85] Fung, K.Y.; Ju, H.: Time-domain Impedance Boundary Conditions for Computational Acosutsics and Aeroacoustics. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 18(6) (2004), S. 503-511
- [86] Garcia-Schäfer, J.E.; Linnan, A.: Longitudinal acoustic instabilities in slender propellant rockets: linear analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 437 (2001), S. 229-254

- [87] Garcia-Villalba, M.; Fröhlich, J.: LES of a free annular swirling jet - Dependence of coherent structures on a pilot jet and the level of swirl. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 27 (2006), S. 911-923
- [88] Gentemann, A.; Fischer, A.; Evesque, S.; Polifke, W.: Acoustic Transfer Matrix Reconstruction and Analysis for Ducts with Sudden Change of Area. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference and Exhibit, 2003
- [89] Gentemann, A.M.G.: Identifikation von akustischen Transfermatrizen und Flammenfrequenzgängen mittels Strömungssimulation. München, Dissertation, TU München, 2006
- [90] Gerlinger, P., Numerische Verbrennungssimulation. Heidelberg, Springer Verlag, 2005
- [91] Germano, M.; Piomelli, U.; Main, P.; Cabot, W.H.: A dynamic subgrid scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A*, 3 (1991), S. 1760-1765
- [92] Giauque, A.; Selle, L.; Poinso, T.; Büchner, H.: System identification of a large scale swirled partially premixed combustor using LES and measurements. *Journal of Turbulence*, 6(21) (2005), S. 1-20
- [93] Giezendanner-Thoben, R.; Meier, U.; Meier, W.; Aigner, M.: Phase-Resolved Temperature Measurements by Two-Line OH-PLIF Thermometry of a Self-Excited Combustion Instability in a Gas Turbine Model Combustor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 75 (2005), S. 317-333
- [94] Giezendanner-Thoben, R.: Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten mit phasenkorrelierten Lasermesstechniken. Stuttgart, Universität Stuttgart, Dissertation, 2006
- [95] Giles, M.G.: Nonreflecting boundary conditions for the Euler equations. *AIAA-Journal*, 28(12) (1990), S. 2050-2058
- [96] Giovangigli, V.: Multicomponent Flow Modeling. Boston, Birkhäuser, 1999
- [97] Goldmeier, J.; Sanderson, S.; Myers, G.; Stewart, J.; D'Ercole, M.: Passive control of Dynamic Pressure in a dry, low NOx combustion system using fuel gas circuit impedance optimization. ASME-Paper, GT2005-68605, 2005
- [98] Graftieux, L.: Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology*, 12(9) (2001), S. 1422-1429

-
- [99] Granet, V.; Vermorel, O.; Leonard, T.; Gicquel, L.; Poinso, T.: Comparison of Nonreflecting Outlet Boundary Conditions for Compressible Solvers on Unstructured Grids. *AIAA-Journal*, 48(10) (2010), S. 2348-2364
- [100] Grotjans, H.; Menter, F.R.: Wall functions for general application CFD codes. New York, John Wiley and Sons, Proceedings of the Fourth European Computational Fluid Dynamics Conference, Hrsg.: Papailioz, K.D., 1998
- [101] Gysling, D.L.; Copeland, G.S.; McCormick, D.C.; Proscia, W.M.: Combustion system damping augmentation with Helmholtz resonators. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122 (2000), S. 269-274
- [102] Haber, L.; Vandsburger, U.; Saunders, W.; Khanna, V.: An Examination of the Relationship Between Chemiluminescent Light Emissions and Heat Release Rate under Non-Adiabatic Conditions. *ASME-Paper*, 2000-GT-0121
- [103] Hagedorn, P.: *Non-linear oscillations*. New York, Oxford University Press, 1988
- [104] Hallback, M.; Johansson, A.V.; Burden, A.D.: The basics of turbulence modelling. Kluwer Academic Publisher, In: *Turbulence and Transition Modelling*, 1996
- [105] Hantschk, C.C.: *Numerische Simulation selbsterregter thermoakustischer Schwingungen*. München, Technische Universität, Dissertation, 2000
- [106] Hantschk, C.C.; Vortmeyer, D.: Numerical Simulation of Self-Excited Combustion Oscillations in a Non-Premixed Burner. *Combustion Science and Technology*, 174 (2002), S. 189-204
- [107] Heckl, M.A.: Active control of the noise from a Rijke tube. *Journal of Sound and Vibration*, 124(1) (1988), S. 1-17
- [108] Heckl, M.A.: Non-linear acoustic effects in the Rijke tube. *Acoustica*, 72 (1990), S. 63-71
- [109] Hedge, U.G.; Reuter, D.; Zinn, B.T.: Sound generation by ducted flames. *AIAA-Journal*, 26 (1988), S. 532-537
- [110] Hegstrom, G.W.: Nonreflecting Boundary Conditions for nonlinear hyperbolic systems. *Journal of Computational Physics*, 30 (1979), S. 222-237
- [111] Henn, H.; Sinambari, G.R.; Fallen, M.; Erhard, C.: *Ingenieurakustik: Physikalische Grundlagen und Anwendungsbeispiele*. Braunschweig, Vieweg Verlag, 2008

- [112] Hermann, J.; Hantschk, C.-C.; Zangl, P.; Gleis, S.; Vortmeyer, D.; Seume, J.; Vortmeyer, N.; Krause, W.; Orthmann, A.: Aktive Stabilitätskontrolle an einer 170MW Gasturbine. 18. Deutsch-Niederländischer Flammentag, VDI-Bericht Nr. 1313 (1997), S. 337-344
- [113] Herwig, H.: Strömungsmechanik. Heidelberg, Springer Verlag, 2006
- [114] Hesthaven, J.S.: On the analysis and construction of perfectly matched layers for the linearized euler equations. *Journal of Computational Physics*, 142 (1998), S. 129-147
- [115] Higgins, B.: On the sound produced by a current of hydrogen gas passing through a tube. *Journal of Natural Philosophy, Chemistry and the Arts*, (1892), S. 129-131
- [116] Hinze, J.O.: Turbulence. New Yorck, McGraw-Hill, 1965
- [117] Hirsch, C.: Numerical Computation of Internal and External Flows. Vol. 1 and 2. New Yorck, John Wiley and Sons, 1990
- [118] Hirschfelder, J.O.; Curtiss, C.F.; Bird, R.B.: Molecular theory of gases and liquids. New Yorck, Wiley and Sons, 1964
- [119] Hobson, D.E.; Fackrell, J.E.; Hewitt, G.: Combustion Instabilities in Industrial Gas Turbines - Measurements on Operating Plant and Thermoacoustic Modeling. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122(3) (2000), S. 420-428
- [120] Hoffmann, S.; Weber, G.; Judith, H.; Hermann, J.; Orthmann, A.: Application of Active Combustion control to Siemens Heavy Duty Gas Turbines: In Gas Turbine Engine Combustion, Emissions and Alternative Fuels. RTO Meeting, RTO-MP-14 (1999), S. 40.1-40.13.
- [121] Hochloch, M.; Sadanandan, R.; Widenhorn, A.; Meier, W.; Aigner, M.: OH*-Chemiluminescence and OH-PLIF Measurements in a Micro Gas Turbine Combustor, ASME-Paper, GT2010-22800, 2010
- [122] Hsiao, G.C.; Pandalai, R.P.; Hura, H.S.; Moniga, H.C.: Combustion Dynamic Modeling for gas Turbine Engines. AIAA-Paper, 1998-3381, 1998
- [123] Hu, F.Q.: On absorbing boundary conditions for linearized euler equations by a perfectly matched layer. *Journal of Computational Physics*, 129 (1996), S. 201-209

-
- [124] Hu, F.Q.: A Stable Perfectly Matched Layer for Linearized Euler Equations in Unsplit Physical Variables. *Journal of Computational Physics*, 173(2) (2001), S. 455-480
- [125] Huang, Y.; Sung, H.G.; Hsieh, S.Y.; Yang, V.: An LES Study of Combustion Instabilities in Lean-Premixed Gas Turbine Combustors. *Journal of Propulsion and Power*, 19 (2003), S. 782-794
- [126] Hubbard, S.; Dowling, A.P.: Acoustic instabilities in premix burners. AIAA-Paper, AIAA-98-2272, 1998
- [127] Hubbard, S.; Dowling, A.P.: Acoustic resonances of an industrial gas turbine combustion system. ASME-Paper, 2000-GT-94, 2000
- [128] Huber, A.; Romann, P.; Polifke, W.: Filter-based Time-Domain Impedance Boundary Conditions for CFD Applications. ASME-Paper, GT2008-51195, 2008
- [129] Huber, A.: Impedance of fuel line supply impedance and fuel staging on gas turbine combustion stability. München, Technische Universität München, Dissertation
- [130] Israeli, M.; Orszag, S.: Approximation of radiation boundary condition. *Journal of Computational Physics*, 41(1) (1981), S. 115-135
- [131] Ivanova, L.; Noll, B.; Di Domenico, M.; Aigner, M.: Unsteady Simulations of Flow Field and Scalar Mixing in Transverse Jets. ASME-Paper, GT2009-59147, 2009
- [132] Ivanova, L.; Noll, B.; Aigner, M.: Computational modelling of turbulent mixing of a transverse jet. ASME-Paper, GT2010-22764, 2010
- [133] Ivanova, L.; Noll, B.; Aigner, M.: A numerical study on the turbulent Schmidt numbers in a jet in crossflow. ASME-Paper, GT2012-69294, 2012
- [134] Jahnke, C.C.; Culick, F.E.C.: Application of dynamical systems theory to non-linear combustion instabilities. *Journal of Propulsion and Power*, 10(4) (1994), S. 508-517
- [135] Jones, A.: Singing Flames. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 16(4) (1945), S. 254-266
- [136] Joos, F.: Technische Verbrennung: Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen. Berlin, Springer Verlag, 2006

- [137] Kader, B.A.: Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(9) (1981), S. 1541-1544
- [138] Kaess, R.; Huber, A.; Polifke, W.: A Time-Domain Impedance Boundary Condition for Compressible Turbulent Flow. *AIAA-Paper*, 2008-2921, 2008
- [139] Keller, J.J.: Nonlinear self-excited acoustic oscillations within fixed boundaries. *Journal of Fluid Mechanics*, 123 (1982), S. 267-281
- [140] Keller, J.J.; Egli, W.; Hellat, J.: Thermally induced low-frequency oscillations. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 36 (1985), S. 250-274
- [141] Keller, J.J.: Thermoacoustic oscillations in combustion chambers of gas turbines. *AIAA-Journal*, 33(12) (1995), S. 2280-2287
- [142] Klein, S.A., Kok, J.B.W: Acoustic instabilities in syngas fired combustion chambers. *ASME-Paper*, 99-GT-355, 1999
- [143] Kohse-Höinghaus, K.: *Applied Combustion Diagnostics*. Taylor and Francis, Hrsg.: Jeffries, J.B., 2002
- [144] Kolmogorov, A.N.: Dissipation of Energy in Locally Isotropic Turbulence. *Mathematical and Physical Science*, 434 (1991), S. 15-17
- [145] Kopitz, J.; Huber, A.; Sattelmayer, T.; Polifke, W.: Thermoacoustic stability analysis of an annular combustion chamber with acoustic low order modeling and validation against experiment. *ASME-Paper*, GT2005-68797, 2005
- [146] Kosloff, R.; Kosloff, D.: Absorbing boundaries for wave propagation problems. *Journal of Computational Physics*, 63 (1986), S. 363-376
- [147] Kostrzewa, K.; Noll, B.; Aigner, M.; Lepers, J.; Krebs, W.; Prade, B.; Huth, M.: Validation of advanced computational methods for determining flame transfer functions in gas turbine combustion systems. *ASME-Paper*, GT2007-27267, 2007
- [148] Kostrezewa; K, Widenhorn, A.; Noll, B.; Aigner, M.; Krebs, W.; Huth, M.; Kaufmann, P.: Impact of Boundary Conditions on the Reconstructed Flame Transfer Function for Gas Turbine Combustion Systems. *ASME-Paper*, GT2008-50445, 2008
- [149] Kotchourko, A.; Breitung, W.: Numerische Simulation der turbulenten Verbrennung von vorgemischten Gasen in komplexen 3D-Geometrien. *Nachrichten - Forschungszentrum Karlsruhe*, 32(3) 2000, S. 222-242

-
- [150] Krebs, W.; Walz, G.; Hoffmann, S.: Thermoacoustic analysis of annular combustor. AIAA-Paper, AIAA-99-1971, 1999
- [151] Krebs, W.; Flohr, P.; Prade, B.; Hoffmann, S.: Thermoacoustic stability chart for high-intensity gas turbine combustion systems. *Combustion Science and Technology*, 174(7) (2002), S. 99-128
- [152] Krüger, U.; Hüren, J.; Hoffmann, S.; Krebs, W.; Bohn, D.: Prediction of thermoacoustic instabilities with focus on the dynamic flame behavior of the 3A-series gas turbine of Siemens KWU. ASME-Paper, 99-GT-111, 1999
- [153] Krüger, U.; Hüren, J.; Hoffmann, S.; Krebs, W.; Flohr, P., Bohn, D.: Prediction and measurement of thermoacoustic improvements in gas turbines with annular combustion systems. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 123 (2001), S. 557-566
- [154] Kuo K.K.: *Principles of Combustion*. New Yorck, John Wiley and Sons, 1986
- [155] Launder, B.E.; Sharma, B.I.: Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2) (1974), S. 131-183
- [156] Launder, B.E.; Spalding, D.B.: The numerical computation of turbulent flows. *Computational Methods of Applied Mechanical Engineering*, 3 (1974), S. 269-289
- [157] Launder, B.E.: *Advanced turbulence models for industrial applications*. Kluwer Academic Publisher, In: *Turbulence and Transition Modelling*, 1996
- [158] Lehmann, K.O.: Über die Theorie der Netztöne (thermisch erregter Schall-schwingungen). *Annalen der Physik* 5. Folge, 29(6) (1937), S. 527-555
- [159] Lehmann, B.; Mante, J.: Experiments on the flow characteristics behind swirl nozzles in atmospheric combustion chambers. ISABE, AIAA-99-IS-221, 1999
- [160] Lehmann, B.: Gasfilmdüse II - Ergebnisse von Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen in der Modellbrennkammer ohne und mit Verbrennung. DLR interner Bericht, DLR-IB-92517-2000, 2000
- [161] Lepers, J.; Krebs, W.; Prade, B.; Flohr, P.; Pollarolo, G.; Ferrante, A.: Investigation of Thermoacoustic Stability Limits of an Annular Gas turbine Combustor Test Rig with and without Helmholtzresonators. ASME-Paper, GT2005-68246, 2005

- [162] Lerch, R.; Sessler, G.; Wolf, D.: Technische Akustik - Grundlagen und Anwendungen. Heidelberg, Springer Verlag, 2009
- [163] Levine, H.; Schwinger, J.: On the radiation of sound from an unflanged circular pipe. *Physical Review*, 73(4) (1948), S. 383-406
- [164] Levy, E.: Complex-curve fitting. *IRE Transaction on Automatic Control*, AC-4(1), S. 37-43
- [165] Libby P.A.; Williams F.A.: Turbulent reacting flows. New York, Academic Press, 1994
- [166] Lieuwen, T.C.; Zinn, B.T.: The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NO_x gas turbines. 27th International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, S. 1809-1816
- [167] Lieuwen, T.C.; Zinn, B.T.: Theoretical investigation of combustion instability mechanisms in lean premixed gas turbines. AIAA-Paper, 98-0641, 1998
- [168] Lieuwen, T.C.; Torres, H.; Johnson, C.; Zinn, B.T.: A Mechanism of Combustion Instability in Lean Premixed Gas Turbine Combustors. ASME-Paper, 99-GT-3, 1999
- [169] Lieuwen, T.C.; Yang, V.: Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines. Reston, AIAA, 2005
- [170] Lohrmann, M.; Büchner, H.; Zarzalis, N.; Krebs, W.: Flame transfer function characteristics of swirl flames for gas turbine applications. ASME-Paper, GT-2003-38113, 2003
- [171] Lores, M.E.; Zinn, B.T.: Nonlinear Longitudinal Combustion Instability in Rocket Motors. *Combustion Science and Technology*, 7 (1973), S. 245-256
- [172] Lovett, J.A.; Uznanski, K.T.: Prediction of combustion dynamics in a staged premixed combustor. ASME-Paper, GT-2002-30646, 2002
- [173] Luebbers, R.; Hunsberger, F.; Kunz, K.; Standler, R.; Schneider, M.: A frequency-dependent finite difference time-domain formulation for disperse materials. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 32(3) (1990), S. 222-227
- [174] Macquisten, M.A.; Dowling, A.P.: Low-frequency combustion oscillations in a model afterburner. *Combustion and Flame*, 94 (1993), S. 253-264

-
- [175] Magnussen, B.F.; Hjertager, B.H.: On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion. 16th International Symposium on Combustion, The Combustion Institute (1976), S. 719-729
- [176] Maloney, J.; Smith, G.: The use of surface impedance concepts in the finite-difference time-domain method. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 40(1) (1992), S. 38-40
- [177] Marble, F.E.; Candel, S.M.: Acoustic disturbance from gas non-uniformities convected through a nozzle. Journal of Sound and Vibration, 55(2) (1977), S. 225-243
- [178] Marx, C.: Über das Tönen erhitzter gläserner Röhren. Journal für Praktische Chemie, 22(1) (1841), S.129-135
- [179] Matha, D.: Implementierung und Validierung eines Ansatzes zur Identifikation von akustischen Systemen basierend auf instationären CFD-Simulationen (CFD/SI). Stuttgart, Universität Stuttgart, Studienarbeit
- [180] Mathieu, J.; Scott, K.: An Introduction to Turbulent Flows. Cambridge, Cambridge University Press, 2000
- [181] McIntosh, A: Combustion-Acoustic Interaction o a Flat Flame Burner System Enclosed within an Open Tube. Combustion Science an Technology, 54 (1987), S. 217-236
- [182] McManus, K.R.; Poinso, T.; Candel, S.M.: A review of active control of combustion instabilities. Progress in Energy and Combustion Science, 19 (1993), S. 1-29
- [183] Meier, W.; Plath, I.; Stricker, W.: The Application of Single-Pulse CARS for Temperature Measurements in a Turbulent Stagnation Flame. Applied Physics B, 53 (1991), S. 339-346
- [184] Meier, W.; Duan, X.R.; Weigand, P.: Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor II. Turbulence-chemistry interactions. Combustion and Flame, 144 (2006), S. 225-236
- [185] Menon, S.; Jou, W.H.: Large eddy simulations of combustion instability in an axisymmetric ramjet combustor. Combustion Science and Technology, 75 (1991), S. 53-72
- [186] Menter, F.R.: Influence of free stream values on $k-\omega$ turbulence predictions. AIAA-Journal, 30(6) (1992), S. 1657-1659

- [187] Menter, F.R.: Zonal two-equation k - ω turbulence model for aerodynamic flows. AIAA-Paper, 1993-2906, 1993
- [188] Menter, F.R.; Kuntz, M.; Durand, L.: Adaption of eddy viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. The aerodynamics of heavy vehicles: Trucks, Buses and Trains, 2002
- [189] Menter, F.R.; Egorov, Y.: Re-visiting the turbulent scale equation. Kluwer Academic Publishers, In: Proceedings IUTAM Symposium "One hundred years of boundary layer research", Hrsg.: Heinemann, H.J., 2004
- [190] Menter, F.R.; Egorov, Y.: "A Scale-adaptive simulation model using two-equation models". AIAA-Paper, 2005-1095, 2005
- [191] Menter, F.R.; Egorov, Y.; "Turbulence models based on the length-scale equation". Proceedings Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Hrsg.: Humphrey J.A.C.; Gatski, T.B.; Eaton, J.K.; Friedrich, R.; Kasagi, N.; Leschziner, M.A., 2005
- [192] Merk, H.J.: Analysis of heat-driven oscillations of gas flows. I. General considerations. Applied Scientific Research, (1956/57), S. A6:317-336
- [193] Merkle, K.; Büchner, H.; Zarzalis, N.; Sara, N.O.: Influence of co and counter swirl on lean stability limits of an airblast nozzle. ASME-Paper, GT2003-38004, 2003
- [194] Minorsky, N.: Nonlinear oscillations. New York, Robert E. Krieger Publishing, 1974
- [195] Munjal, M.L. Acoustics of Ducts and Mufflers. New York, JohnWiley and Sons, 1987
- [196] Mungal, M.G.; Lourenco, L.M.; Korthapalli, A.: Instantaneous velocity measurement in laminar and turbulent premixed flames using on-line PIV. Combustion Science and Technology, 106(4-6) (1995), S. 239-265
- [197] Morfey, C.L.: Acoustic Energy in Non-Uniform Flows. Journal of Sound and Vibration, 14(2) (1971), S. 159-170
- [198] Morse, P.M.; Ingard, K.U.: Theoretical Acoustics. New York, Mc-Graw-Hill Inc., 1968
- [199] Munz, C.D.; Dumbser, M.; Zucchini, M.: The multiple pressure variables method for fluid dynamics and aeroacoustic at low Mach numbers. IRMA series in mathematics and theoretical physics, Numerical methods for hyperbolic and

-
- kinetic problems, Hrsg.: Codier, S.; Goudon, T.; Gutnic, M.; Sonndendrucker, E., 2003
- [200] Murota, T.; Ohtsuka, M.: Large-Eddy-Simulation of Combustion Oscillation in the Premixed Combustor. ASME-Paper, 99-GT-274, 1999
- [201] Mühlbauer, B.; Widenhorn, A.; Liu, M.; Noll, B.; Aigner, M.: Fundamental mechanism of entropy noise in aero-engines: numerical simulation. ASME-Paper, GT2007-27173, 2007
- [202] Mühlbauer, B.; Noll, B.; Aigner, M.: Numerical simulation of entropy noise and its acoustic sources in aero-engines. ASME-Paper, GT2008-50321, 2008
- [203] Mühlbauer, B.; Noll, B.; Aigner, M.: Numerical investigation of the fundamental mechanism for entropy noise generation in aero-engines. *Acta Acoustica united with Acoustica*, 95 (2009), S. 470-478
- [204] Mühlbauer, B.: Numerische Simulation von Verbrennungslärm. Stuttgart, Universität Stuttgart, Dissertation, 2011
- [205] Neunert, U.; Kathan, R.; Sattelmayer, T.: Determining Acoustic Properties of Open-Cell Metal Foams Using the Multi-Microphone Transfer Matrix Method. 13th International Congress on Sound and Vibration, 2006
- [206] Neunert, U.: Thermoakustische Stabilität einer Reisemobilheizung. München, Technische Universität München, Dissertation, 2009
- [207] Nicol, D.G.; Malte, P.C.; Hamer, A.J.; Roby, R.J.; Steele, R.C.: Development of a five-step global methane oxidation NO formation mechanism for lean premixed gas turbine combustion. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 121(2) (1999), S. 272-280
- [208] Nicoud, F.; Ducros, F.: Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62 (1999), S. 183-200
- [209] Noll, B.: Numerische Strömungsmechanik. Berlin, Springer Verlag, 1993
- [210] Noll, B.; Schütz, H.; Aigner, M.: Numerical simulation of high-frequency flow instabilities near an airblast atomizer. ASME-Paper, 2001-GT-0041, 2001
- [211] Noll, B.; Aigner, M.: Numerische Simulation von periodisch angeregten turbulenten Verbrennungsvorgängen in realen Systemen. Abschlussbericht SFB 606, 2004
- [212] Nordström, J.: The Use of Characteristic Boundary Conditions for the Navier-Stokes Equations. *Computers and Fluids*, 24(5) (1995), S. 609-623

- [213] Oertel, H.: Strömungsmechanik. Braunschweig, Vieweg Verlag, 1999
- [214] Okong'o, N.; Bellan, J.: Consistent boundary conditions for multicomponent real gas mixtures based on characteristic waves. *Journal of Computational Physics*, 176 (2002), S. 330-344
- [215] Oppenheim, A.; Schäfer, E.: Discrete time signal processing (2nd Edition). New York, Prentice-Hall, 1999
- [216] Özyörük, Y.; Long, L.N.: A time-domain implementation of surface acoustic impedance condition with and without flow. *Journal of Computational Acoustics*, 5 (1997), S. 277-296
- [217] Özyörük, Y.; Long, L.N., Jones, M.G.: Time-domain numerical simulation of a flow-impedance tube. *Journal of Computational Physics*, 146 (1998), S. 29-57
- [218] Pankiewitz, C.; Evesque, S.; Polifke, W.; Sattelmayer, T.: Stabilitätsanalyse der Verbrennung in Gasturbinen unter Anwendung von modalen Ansätzen und Finite-Element-Methoden. *Proceedings des DGLR-Fachsymposiums, Berechnungsverfahren für Brennkammerströmungen in Raketen- und Gasturbinenbrennkammern*, 2002
- [219] Pankiewitz, C.; Fischer, A.; Hirsch, C.; Sattelmayer, T.: Computation of Transfer Matrices for Gas Turbine Combustors Including Acoustics/ Flame Interaction. *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, 2003
- [220] Pankiewitz, C.; Sattelmayer, T.: Time Domain Simulation of Combustion Instabilities in Annular Combustors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125 (2003), S. 677-685
- [221] Pankiewitz, C.: Ein hybrides Berechnungsverfahren für Verbrennungsschwingungen in Ringbrennkammern. München, Technische Universität München, Dissertation, 2004
- [222] Paschereit, C.O.; Gutmark, E.; Weisenstein, W.: Structure and control of thermoacoustic instabilities in gas-turbine combustors. *Combustion Science and Technology*, 138 (1998), S. 213-232
- [223] Paschereit, C.O.; Gutmark, E.; Weisenstein, W.: Coherent structures in swirling flows and their role in acoustic combustion control. *Physics of Fluids*, 11(9) (1999), S. 2667-2678
- [224] Paschereit, C.O.; Gutmark, E.; Weisenstein, W.: Excitation of Thermoacoustic Instabilities by Interaction of Acoustics and Unstable Swirling Flow. *AIAA-Journal*, 38(6) (2000), S. 1025-1034

-
- [225] Paschereit, C.O., Gutmark, E.: The Effectiveness of Passive Combustion Control Methods. ASME-Paper, GT2004-53587, 2004
- [226] Paschereit, C.O.; Schuermans, B.; Bellucci, V.: Modeling and Control of Combustion Instabilities. Proceedings des Twelfth International Congress on Sound and Vibration, 2005
- [227] Paschereit, C.O.; Flohr, P.; Gutmark, E.: Combustion Control by Vortex Breakdown Stabilization. Journal of Turbomachinery, 128(4) (2006), S. 679-688
- [228] Paschereit, C.O.; Gutmark, E.: Control of High frequency Thermoacoustic Pulsations by Distributed Vortex Generators. AIAA-Journal, 44(3) (2006), S. 550-557
- [229] Peracchio, A.A.; Proscia, W.M.: Nonlinear heat-release/acoustic model for thermoacoustic instability in lean premixed combustors. ASME-Paper, 98-GT-269, 1998
- [230] Peracchio, A.A.; Proscia, W.M.: Nonlinear heatrelease/acoustic model for thermoacoustic instability in lean premix combustors. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 121(3) (1999), S. 415-421
- [231] Peters, N.: Turbulent Combustion. Cambridge, Cambridge University Press, 2000
- [232] Pinaud, A: Über eine neue Art der Ton-Erzeugung. Annalen der Physik und Chemie, 118(30) (1837), S. 610-618
- [233] Piomelli, U.; Chasnov, J.R.: Large eddy simulation: theory and applications. Kluwer Academic Publisher, In: Turbulence and Transition Modelling, 1996
- [234] Piomelli, U.: Large eddy simulation: achievements and challenges. Progress in Aerospace Sciences 35 (1999), S. 335-362
- [235] Poinso, T.; Lele, S.: Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. Journal of Computational Physics 101 (1992), S. 104-129
- [236] Poinso, T.J.; Trounev, A.C.; Veynante, D.P.; Candel, S.M.; Esposito, E.J.: Vortex-driven acoustically coupled combustion instabilities. Journal of Fluid Mechanics, 177 (1987), S. 265-292
- [237] Poinso, T.; Veynante, D.: Theoretical and Numerical Combustion. R.T. Edwards Inc., 2001

- [238] Polifke, W.; Paschereit C.O.; Sattelmayer, T.: A universally applicable stability criterion for complex thermo-acoustic systems. 18. Deutsch-Niederländischer Flammentag, VDI-Bericht Nr. 1313, 1997, S. 455-460
- [239] Polifke, W.; Kopitz, J.: Impact of the fuel time lag distribution in elliptical premix nozzles on combustion stability. AIAA-Paper, 2001-2104, 2001
- [240] Polifke, W.; Paschereit, C.O.; Döbbling, K.: Constructive and destructive interference of a acoustic and entropy waves in a premixed combustor with a choked exit. International Journal of Acoustics and Vibration, 6(3) (2001), S. 135-146
- [241] Polifke, Wolfgang: Numerical Techniques for identification of Acoustic Multi-Ports. VKI Lecture Series, 2004
- [242] Polifke, W.; Wall, C.; Moin, P.: Partially reflecting and non-reflecting boundary conditions for simulation of compressible viscous flow. Journal of Computational Physics, 213(1) (2006), S. 437-449
- [243] Pope, S.B.: Turbulent Flows. Cambridge, Cambridge University Press, 2000
- [244] Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre. Braunschweig, Vieweg Verlag, 1942
- [245] Proakis, J.; Manolakis, D.: Digital signal processing (3rd Edition). New York, Prentice Hall, 1996
- [246] Putnam, A.A.; Denis, W.R.: A Study of Burner Oscillations of the Organ-Pipe Type. Transactions of ASME, 75(1) (1953), S. 15-28
- [247] Rayleigh, J.W.S.: The explanation of certain acoustical phenomena. Nature, 18 (1878), S. 319-321
- [248] Rayleigh, J.W.S.: Theory of Sound. New York, Dover Publications, 1945
- [249] Reynolds, O.: On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 286 (1895), S. 123-164
- [250] Reynolds, W.C.: The potential and limitations of direct and large eddy simulation. New York, Springer Verlag, In: Whither turbulence? Turbulence at crossroads. Lectures notes in physics, 1989
- [251] Reynst, F.H.: Pulsating combustion - The collected publications. Oxford, Pergamon Press Limited, Hrsg.: Thring, M.W., 1961

-
- [252] Richards, G.A.; Straub, D.L.; Robey, E.H.: Dynamic Response of a Premix Fuel Injector. ASME-Paper, 2001-GT-0036, 2001
- [253] Richards, G.A.; Straub, D.L.; Robey, E.H.: Passive Control of Combustion Dynamics in Stationary Gas Turbines. *Journal of Propulsion and Power*, 19(5) (2003), S. 795-810
- [254] Richards, G.A.; Straub, D.L.; Robey, E.H.: Control of Combustion Dynamics Using Fuel System Impedance. ASME-Paper, GT2003-38521, 2003
- [255] Richards, G.A.; Robey, E.H.: Effect of fuel system impedance mismatch on combustion dynamics. ASME-Paper, GT2005-68386, 2005
- [256] Richards, G.A., Thornton, J.D., Robey, E.H., Arellano, L.: Open-Loop Active Control of Combustion Dynamics on a Gas Turbine Engine. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 129(1) (2007), S. 38-48
- [257] Richter C.; Thiele, F.; Li, X.D; Zhuang, M.: Comparison of Time-Domain Impedance Boundary Conditions by Lined Duct Flows. AIAA-Paper, 2006-2527, 2006
- [258] Rijke, P.L.: Notiz über eine neue Art, die in einer an beiden Enden offenen Röhre enthaltene Luft in Schwingungen zu versetzen. *Annalen der Physik und Chemie*, 107 (1859), S. 339-343
- [259] Roller, S.; Munz, C.D.: A low Ma number scheme based on multi-scale asymptotics. *Computation Visual Science*, 3 (2000), S. 85-91
- [260] Rotta, J.C.: *Turbulente Strömungen*. Stuttgart, Teubner Verlag, 1972
- [261] Roux, S.; Lartigue, G.; Poinso, T.; Meier, U.; Bérat, C.: Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations. *Combustion and Flame*, 141(1-2) (2005), S. 40-54
- [262] Rudy, D.; Strikwerda, J.: A nonreflecting outflow boundary condition for subsonic Navier-Stokes calculations. *Journal of Computational Physics*, 36 (1980), S. 55-70
- [263] Sacks, Z.S.; Kingsland, D.M.; Lee, R.; Lee, J.F.: A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition. *IEEE Transactions Antennas and Propagation*, 43(12) (1995), S. 1460-1463
- [264] Sagaut, P.: *Large Eddy Simulation for incompressible flows*. New York, Springer Verlag, 2000

- [265] Sarkar, S.; Erlebacher, G.; Hussaini, M.Y.; Kreiss, H.O.: The analysis and modelling of dilatational terms in compressible turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 227 (1991), S. 473-491
- [266] Samaniego, J.; Yip, T.; Poinso, T.; Candel, S.: Low Frequency Combustion Instability Mechanism in a Side-Dump Combustor. *Combustion and Flame*, 94 (1993), S. 363-380
- [267] Samaniego, J.M.; Egolfopoulos, F.N.; Bowman, C.T.: CO₂ Chemiluminescence in Premixed Flames. *Combustion Science and Technology*, 109 (1995), S. 183-203
- [268] Sattelmeyer, T.; Polifke, W.: Assessment of Methods for the Computation of the Linear Stability of Combustors. *Combustion Science and Technology*, 175 (2003), S.453-476
- [269] Sattelmeyer, T.: Influence of the Combustor Aerodynamics on Combustion Instabilities From Equivalence Ratio Fluctuations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125(1) (2003), S.11-19
- [270] Sattelmayer, T.; Polifke, W.: Assessment of Methods for the Computation of the Linear Stability of Combustors. *Combustion Science and Technology*, 175(3) (2003), S. 453 - 476
- [271] Sattelmayer, T.; Polifke, W.: A novel method for the computation of the linear stability of combustors. *Combustion Science and Technology*, 175(3) (2003), S. 477-497
- [272] Schadow, K.C., Gutmark, E.: Combustion instabilities related to vortex shedding in dump combustors and their passiv control. *Progress in Energy and Combustion Science*, 18 (1992), S. 117-132
- [273] Schlichting, H.: *Grenzschicht Theorie*. Karlsruhe, G. Braun, 1982
- [274] Schlüter, J.; Schönfeld, T.; Poinso, T.; Krebs, W.; Hoffmann, S.: Characterisation of Confined Swirl Flows Using Large Eddy Simulations. ASME-Paper, 2001-GT-0060, 2001
- [275] Schmitt, P.; Poinso, T.; Schuermans, B.; Geigle, K.P: Large-Eddy Simulation and Experimental Study of Heat Transfer, Nitric Oxide Emissions and Combustion Instability in a Swirled Turbulent High Pressure Burner. *Journal of Fluid Mechanics*, 570 (2007), S. 17-46

-
- [276] Schönfeld, T.; Poinso, T.: Influence of boundary conditions in LES of premixed combustion instabilities. Center for Turbulence Research, Annular Research Briefs, 1999, S. 73-84
- [277] Schönwald, N.: Effiziente Simulation der Schallausbreitung in anwendungsnahen Triebwerkskonfigurationen. Berlin, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2005
- [278] Schuermans, B.: Modeling and Control of Thermoacoustic Instabilities. Lausanne, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Dissertation, 2003
- [279] Schuermans, B.; Bellucci, V.; Guethe, F.; Meili, F.; Flohr, P.; Paschereit, C.O.: A Detailed Analysis of Thermoacoustic Interaction Mechanisms in a Turbulent Premixed Flame. ASME-Paper, GT2004-53831, 2004
- [280] Schuermans, B.; Luebcke, H.; Bajusz, D.; Flohr, P.: Thermoacoustic Analysis of Gas Turbine Combustion Systems Using Unsteady CFD. ASME-Paper, GT2005-68393, 2005
- [281] Schumann, U.; Friedrich, R.: Direct and Large Eddy Simulation of Turbulence. Braunschweig, Vieweg Verlag, In: Notes on Numerical Fluid Mechanics, 15, 1986
- [282] Selle, L.; Nicoud, F.; Poinso, T.: Actual Impedance of Nonreflecting Boundary Conditions: Implications for Computation of Resonators. AIAA-Journal; 42 (2004), S. 958-964
- [283] Seume, J.R.; Vortmeyer, N.; Krause, W.; Hermann, J.; Hantschk, C.C.; Zangl, P.; Gleis, S.; Vortmeyer, D.; Orthmann, A.: Application of active combustion instability control to a heavy duty gas turbine. Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 120 (1998), S. 721-726
- [284] Shcherbik, D.; Lubarsky, E.; Neumeier, Y.; Zinn, B.T.; McManus, K.; Fric, T.F.; Srinivasan, S.: Suppression of instabilities in gasoues fuel high-pressure combustor using non-coherent oscillatory fuel injection. ASME-Paper, GT2003-38103, 2003
- [285] Singh, K.K.; Frankel, S.H.; Gore, J.P.: Effects of combustion on the sound pressure generated by circular jet flows. AIAA-Journal, 41(2) (2003), S. 319-321
- [286] Singh, K.K.; Frankel, S.H.; Gore, J.P.: Study of spectral noise emissions from standard turbulent nonpremixed flames. AIAA-Journal, 42(5) (2004), S. 931-936

- [287] Smagorinsky, J.; Manabe, S.; Holloway, S.: General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91(3) (1963), S. 99-164
- [288] Smith, T.J.B.; Kilham, J.K.: Noise generation by open turbulent flames. *Journal of the Acoustical Society of America*, 35 (1963), S. 715-724
- [289] Sondhauß, C.: Über die Schallschwingungen der Luft in erhitzten Glasröhren und in gedeckten Pfeifen ungleicher Weite. *Annalen der Physik und Chemie*, 155(1) (1850), S. 1-34
- [290] Spalart, P.R.; Allmaras, S.R.: An one equation turbulence model for aerodynamic flows. *La Recherche Aérospatiale* 1 (1994), S. 5-21
- [291] Spalart, P.R.: A young person's guide to Detached Eddy simulation grids. NASA/CR-2001-211032, 2001
- [292] Squires, K.: Detached eddy simulation: Current status and future perspectives. *Proceedings DLES Conference*, 2005
- [293] Staffelbach, G.; Gicquel, L.Y.M.; Boudier, G.; Poinso, T. J.: Large Eddy Simulation of Self Excited Azimuthal Modes in Annular Combustors. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2) (2009), S. 2909-2916
- [294] Stahle, W.C.: On Combustion generated noise. *Journal of Fluid Mechanics*, 49 (1971), S. 399-414
- [295] Stelle, R.C.; Cowell, L.H.; Cannon, S.M.; Smith, C.E.: Passive control of combustion instability in lean premixed combustors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122(3) (2000), S. 412-419
- [296] Sterling, J.D.: Nonlinear analysis and modelling of combustor instabilities in a laboratory combustor. *Combustion Science and Technology*, 89 (1993), S. 167-179
- [297] Stone, C.; Menon, S.: Open Loop Control of Combustion Instabilities in a Model Gas Turbine Combustor. *Journal of Turbulence*, 4 (2003), S. 1-14
- [298] Stopper, U.: Private Kommunikation, 2008
- [299] Stopper, U.; Stöhr, M.; Sadanandan, R.; Meier, W., Aigner, M., Kim, I.S.: Flow field and combustion characterization of premixed gas turbine flames by planar laser techniques. ASME-Paper, GT2008-50520, 2008
- [300] Stow, S.R.; Dowling, A.P.: Thermoacoustic oscillations in an annular combustor. ASME-Paper, 2001-GT-0037, 2001

-
- [301] Stow, S.R.; Dowling, A.P.: Modelling circumferential modal coupling due to helmholtz resonators. ASME-Paper, 2003-GT-38168, 2003
- [302] Stöhr, M.; Meier, W.: Coherent structures in partially premixed swirling flames. 12th International Symposium on flow visualization, 2006
- [303] Straub, D.L.; Richards, G.A.; Baumann W.T., Saunders, W.R.: Measurement of dynamic flame response in a lean premixed single-can combustor. ASME-Paper, 2001-GT-0038, 2001.
- [304] Strelets, M.: Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows. AIAA-Paper 2001-0879, 2001
- [305] Stricker, W.; Lückcrath, R.; Meier, U.; Meier, W.: Temperature Measurement in Combustion ... not only with CARS. A look back on one aspect of the European CARS workshop, Journal of Raman Spectroscopy, 34 (2003), S. 922-931
- [306] Sullivan, D.: Frequenz-dependent FDTF methods using z-transform. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 40(10) (1992), S. 1223-1230
- [307] Summerfield, M: A theory of unstable propulsion in liquid propellant rocket systems. ARS Journal, 21(5) (1951), S. 108-144
- [308] Sutherland, J.; Kennedy, C.: Improved Boundary Conditions for viscous, te-acting, compressible Flows. Journal of Computational Physics, 191 (2003), S. 502-524
- [309] Swift, G.W.: Thermoacoustic engines. Journal of the Acoustical Society of America, 84(4) (1988), S. 1145-1180
- [310] Swift, G.W.: Thermoacoustics. New York, Springer Verlag, Springer, Handbook of Acoustics, Hrsg.: T.D. Rossing, 2007
- [311] Syred, N.; Beer, J.M.: Combustion in Swirling Flows; A review. Combustion and Flame, 25 (1974), S.143-201
- [312] Tam, C.K.W.; Webb, J.C.: Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. Journal of Computational Physics, 107(2) (1993), S. 262-281
- [313] Tam, C.K.W.; Dong, Z.: Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow. Journal of Computational Acoustics, 4(2) (1996), S. 175-201

- [314] Tam, C.K.W.; Auriault, L.; Cambuli, F.: Perfectly Matched Layer as an Absorbing Boundary Condition for the Linearized Euler Equations in Open and Ducted Domains. *Journal of Computational Physics*, 144 (1998), S. 213-234
- [315] Tennekes, H.; Lumley, J.L.: *A First Course in Turbulence*. Massachusetts, MIT Press, 1972
- [316] Thompson, K.W.: Time Dependent Boundary Conditions for Hyperbolic Systems I. *Journal of Computational Physics*, 68 (1987), S. 1-24
- [317] Thompson, K.W.: Time-Dependent Boundary Conditions for Hyperbolic Systems II. *Journal of Computational Physics*, 89 (1990), S. 439-461
- [318] Tourettem L.: Artificial boundary conditions for the linearized compressible navier-Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, 137 (1997), S. 1-37
- [319] Tourettem L.: Artificial boundary conditions for the linearized compressible navier-Stokes equations, the discrete approach. *Journal of Computational Physics*, 144 (1998), S. 151-179
- [320] Truffin, K.; Varoquie, B.; Poinot, T.: Measurements of transfer functions using large eddy simulations: Theoretical framework and first tests. 20th International Congress on Sound and Vibration, 2003
- [321] Umurhan, O.M.: Exploration of fundamental matters of acoustic instabilities in combustion chambers. Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research, 1999
- [322] Wangher, A., Searby, G. Quinard, J.: Experimental investigation of the unsteady response of premixed flame fronts to acoustic pressure waves. *Combustion and Flame*, 154 (2008), S. 310-318
- [323] Warnatz, J., Mass, U.; Dibble, R.W.: *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. Berlin, Springer Verlag, 2001
- [324] Wiegand, P., Meier, W., Duan, X.R., Stricker, W., Aigner, M.: Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor I. Flow field, structures, temperature, and species distributions. *Combustion and Flame*, 144 (2006), S. 205-224
- [325] Weigand, P.; Meier, W.; Duan, X.R.; Stricker, W.; Aigner, M.: Investigation of swirl flames in a gas turbine model combustor; II. Turbulence-chemistry interactions. *Combustion and Flame*, 144 (2006), S. 225-236

-
- [326] Widenhorn, A.: Auslegung und Prüfung eines Gasturbinenverbrennungssystems mit mehreren Brennstoffstufen. Karlsruhe, Universität Karlsruhe, Diplomarbeit
- [327] Widenhorn, A.; Noll, B.; Aigner, M.: Accurate Boundary Conditions for the Numerical Simulation of Thermoacoustic Phenomena in Gas Turbine Combustion Chambers. ASME-Paper, GT2006-90441
- [328] Widenhorn, A.; Noll, B.; Aigner, M.: Impedance Boundary Conditions for the Numerical Simulation of Gas Turbine Combustion Systems. ASME-Paper, GT2008-50445, 2008
- [329] Widenhorn, A. Noll, B.; Aigner, M.: Numerical Study of a Non-Reacting Turbulent Flow in a Gas Turbine Model Combustor. AIAA-Paper, 2009-647, 2009
- [330] Widenhorn, A.; Noll, B.; Aigner, M.: Numerical Characterisation of a Gas Turbine Model Combustor Applying Scale-Adaptive Simulation. ASME-Paper, GT2009-59038, 2009
- [331] Wilcox, D.C.; Rubesin, M.W.: Progress in Turbulence Modelling for Complex Flow Fields Including Effects of Compressibility. NASA-Report TP-1517, 1980
- [332] Wilcox, D.C.: Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, 1998
- [333] Williams, F.A.: Combustion theory. Westview Press, 1994
- [334] Yang, V.; Culick, F.E.C.: On the Existence and Stability of Limit Cycles for Transverse Acoustic Oscillations in a Cylindrical Combustion Chamber. 1: Standing Modes. Combustion Science and Technology, Vol. 72 (1990), S. 37-65
- [335] Yip, B.; Samaniego, J.M.: Direct C_2 Imaging in Combustion Instabilities. Combustion Science and Technology, 84 (1992), S. 81-89
- [336] Yoshizawa, A.: Statistical theory for compressible turbulent shear flows, with the application to subgrid modelling. Physics of Fluids 29 (1986), S. 2152-2164
- [337] Yu, K.; Trounev, A.; Candel, S.M.: Combustion Enhancement of a Premixed Flame by Acoustic Forcing with Emphasis on Role of Large-Scale Vortical Structures. AIAA-Paper, 91-0367, 1991
- [338] Zeman, O.: Dilatation dissipation: the concept and application in modelling compressible mixing layers. Physics of Fluid, 2 (1990), S. 178-188
- [339] Zhu, M.; Dowling, A.P.; Bray, K.N.C.: Self-excited oscillations in combustors with spray atomizers. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 123 (2001), S. 779-786

-
- [340] Zhu, M.; Dowling, A.P.; Bray, K.N.C.: Study of flame transfer function with three dimensional calculations. ASME-Paper, GT-2003-38409, 2003
- [341] Zinn, B.T.; Powell, E.A.: Nonlinear Combustion Instability in Liquid-Propellant Rocket Engines. 13th International Symposium on Combustion, The Combustion Institut, 1970, S. 491-503
- [342] Zinn, B.T.: Pulse Combustion: Recent applications and research issues. 24th International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 1992, S. 1297-1305
- [343] Zinn, B., Lieuwen, T.: Combustion Instabilities: Basic Concepts. Reston, AIAA, Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines, Hrsg.: Lieuwen, T.C.; Yang, V. (2005), S. 3-26
- [344] Zwart, P.; Abshoff, J.: Non-reflective Boundary Conditions in CFX-5. CFX Validation Report, CFX-VAL01/07042/10/2005, 2005

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Axel Ernst Widenhorn
Geburtsdatum	03.08.1977
Geburtsort	Überlingen a.B.
Staatsangehörigkeit	deutsch

Schulbildung

1984 - 1988	Grundschule, Überlingen a.B.
1988 - 1994	Realschule, Überlingen a.B.
1994 - 1997	Technisches Gymnasium, Überlingen a.B. (Abschluss: Allg. Hochschulreife)

Studium

10/1998 - 03/2004	Universität Karlsruhe (TH), Maschinenbaustudium (Abschluss: Diplom)
-------------------	--

Berufliche Tätigkeit

04/2004 - 12/2007	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, DLR e.V., Institut für Verbrennungstechnik, Stuttgart
01/2008 - 12/2009	Gruppenleiter "Gasturbinen", DLR e.V., Institut für Verbrennungstechnik, Stuttgart
01/2010 - 12/2011	Abteilungsleiter "Gasturbinen", DLR e.V., Institut für Verbrennungstechnik, Stuttgart
seit 01/2012	Abteilungsleiter "Turbomaschinen", Dürr Systems GmbH, Bietigheim-Bissingen