

Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Verbrennung in radial durchströmten porösen inerten Medien

zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik des
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Ilian Dinkov
aus Sofia, Bulgarien

Referent: Prof. Dr. H. Bockhorn

Korreferent: Prof. Dr. U. Maas

Tag der mündlichen Prüfung: 03.11.2017

Meiner Mutter, Kamelia, gewidmet.

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik am Engler-Bunte-Institut des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) als Wissenschaftlicher Mitarbeiter.

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn, danke ich herzlich für die Ermöglichung dieser Arbeit und tatkräftige Unterstützung während der gesamten Zeit. Herrn Dr.-Ing. Peter Habisreuther schulde ich einen besonderen Dank, für seine stete fachliche, moralische und freundliche Unterstützung. Ich möchte mich bei Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis für die Bereitschaft, mich mit seinem tiefgründigen Fachwissen zu unterstützen bedanken.

Mein Dank gilt auch allen Lehrstuhlangehörigen für das freundliche Ambiente, die wertvolle Hinweise und zahlreiche, glückliche Erinnerungen, die auch zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonderer Dank den Kollegen, die meine Aufgaben unterstützt haben: C. Bedoya, S. Harth, F. Zhang, F. Galeazzo, V. Vukadinovic, A. Aleksandrov, P. Kasabov, P. Parthasarathy und S. Marinov.

Ich danke Herrn Walter Pfeffinger, der durch seine unermüdliche Arbeit an den Rechnern und dem Institutsnetzwerk einen reibungslosen Ablauf der Forschung am Institut ermöglicht.

Ohne die Unterstützung der Mitarbeiter aus der Werkstatt für Aufbau und Weiterentwicklung von Prüfständen wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Ich bedanke mich besonders bei H. Pabel, M. Berg und M. Haug.

Meinen Studien- und Diplomarbeitern V. Madzharov, M. Flory, M. Bauer und M. Kutterer danke ich für ihr Engagement und ihre Mitwirkung an dieser Arbeit.

Meiner Lebenspartnerin, Veselina Hadzhieva, möchte ich für ihre Unterstützung und ihr Verständnis danken, sowie meinen Eltern, Kamelia und Anton für ihre Unterstützung aus der Entfernung.

Karlsruhe, November 2017

Ilian Dinkov

Zusammenfassung

Die vorliegende Dissertation befasst sich mit der Verbrennung in radial durchströmten porösen inerten Medien (PIM). Die stattfindende Vormischverbrennung nutzt das hohe Potential magerer Vormischflammen zur Minderung der Schadstoffemissionen bei gleichzeitiger Verhinderung der mit dieser Art der Verbrennungsführung zusammenhängenden technischen Schwierigkeiten, wie Flammenstabilität und Flammenrückschlag sowie thermoakustische Instabilitäten und Selbstzündung.

In Rahmen dieser Arbeit wurden systematische experimentelle Untersuchungen in einer ringförmigen Brennergeometrie durchgeführt, die den Einfluss charakteristischer Betriebsbedingungen wie Gemischzusammensetzung (Luft-zu-Brennstoff-Verhältnis) und thermischen Leistungen auf Flammendicke und Brenngeschwindigkeit erfassen. Die Brenngeschwindigkeit wurde aus der Bestimmung der Flammendicke mit Hilfe von Thermoelementen berechnet. Es wurden Erkenntnisse über den Verlauf und die Stabilität der Verbrennung in PIM gewonnen, die nicht nur zum besseren Verständnis der Verbrennungsprozesse in einer radial durchströmten Porenbrennergeometrie beitragen, sondern auch zur Validierung und Verbesserung der numerischen Modelle führen können.

Hierzu wurde eine dreidimensionale Simulation der Strömung und Verbrennung in PIM auf Porenebene durchgeführt (3D DPLS Direct Pore Level Simulation). Für die numerischen Untersuchungen wurde ein Segment aus dem experimentell untersuchten radial durchströmten Porenbrenner mit einer divergierenden Geometrie verwendet. Bei allen Rechnungen wurden die Interaktion zwischen Gas- und Feststoffphase, also der konvektive Wärmeübergang, der Einfluss der Strömungsdispersion und der Anteil der Wärmeleitung des Feststoffs am Wärmetransport und der inneren Wärmereizirkulation berücksichtigt. Die Ergebnisse der numerischen Simulation wurden mit den experimentellen Daten und Literaturwerten verglichen. Der Vergleich der Temperaturverläufe und der Vergleich der Brenngeschwindigkeit hat gezeigt, dass die hier angewandten Methoden für die dreidimensionale numerische Simulation in der Lage sind, die Verbrennungsvorgänge in PIM wiederzugeben.

Die Vorwärmung des Gemisches aufgrund der Wärmerückführung über den Festkörper und zusätzlich durch die hydrodynamische Dispersion resultiert nicht nur in der Beschleunigung der Flamme, sondern auch in der Ausbildung eines sogenannten superadiabatischen Temperaturpeaks, d. h., lokalen Temperaturen in der Flammenfront, die höher sind als die adiabate Verbrennungstemperatur des zuströmenden Luft-Brennstoff-Gemischs. Die superadiabatischen Temperaturen zeigten eindeutig eine Abhängigkeit von der Gemischzusammensetzung.

Um die Dreidimensionalität der Flammenfront während der Verbrennung in PIM zu betrachten, wurden zusätzlich zu den gemittelten Werten lokale Gas-Stromlinien der Strömung in PIM aus der Rechnung extrahiert und ausgewertet. Der Verlauf der Geschwindigkeit und die Temperatur entlang dieser Stromlinien zeigte, dass das Vorhandensein des Feststoffs eine lokale Beschleunigung der Strömung in PIM bzw. ein Abbremsen in der Nähe von festen Wänden

bewirkt. Dies resultiert in beträchtlich hohen räumlichen Geschwindigkeits- und Temperaturschwankungen, insbesondere im Bereich der makroskopischen Flammenfront direkt nach der Zündung, wenn die Strömung aufgrund der Dichteabnahme beschleunigt und der maximale Geschwindigkeitsgradient erreicht wird. Da diese nur räumlich und nicht zeitlich sind, kann nur teilweise eine Analogie zu turbulenten Strömungen, in denen zeitliche und räumliche Schwankungen vorhanden sind, festgestellt werden. Bei den gängigen 1D-Modellen für diese Art der Verbrennung ist es nicht möglich, solche 3D-Phänomene wiederzugeben. Der Grund dafür ist, dass 1D-Modelle makroskopische bzw. effektive Transportkoeffizienten verwenden. Für einfache Ingenieur Anwendungen, wie z. B. Auslegung von Brennern, ist es zweckmäßig, eindimensionale Berechnungsmethoden zu verwenden, da diese zeitsparender und ressourcenschonender sind. Daher wurden die Ergebnisse der numerischen Simulation in dieser Arbeit analysiert, um Phänomene wie räumliche Schwankungen der Temperatur und Geschwindigkeit für die 1D-Modellierung zugänglich zu machen. Unter Verwendung der Boussinesq-Hypothese konnte durch Einbeziehung des axialen Dispersionskoeffizienten, der lokalen Geschwindigkeit und des Temperaturgradienten, der eine Ähnlichkeit zu den räumlichen Temperaturschwankungen aufweist, eine algebraische Beziehung für die räumlichen Temperaturschwankungen abgeleitet werden. Mit Hilfe dieser algebraischen Beziehung können in volumengemittelten 1D-Methoden die für die Verbrennung wichtigen Größen im Bereich der makroskopischen Flammenfront besser vorhergesagt werden.

Abstract

This dissertation investigates the combustion process in radial flow porous inert media (PIM). The ongoing premixed combustion makes use of the high potential of lean premixed flames for reducing the emissions of pollutant species while preventing technical problems due to this kind of combustion regime, such as flame stability, flame flashback, thermoacoustic instabilities and auto-ignition.

A part of this study were systematic experimental investigations in a ring-shaped burner geometry in order to determine the impact of characteristic operating conditions, such as the mixture ratio (air to fuel ratio) and the flow rate on the flame thickness and burner flame velocity. The flame velocity was calculated on the basis of the determined flame thickness obtained by using thermocouples. The results on the combustion process and combustion stability in PIM can not only enhance our understanding of combustion processes in a radial flow porous burner geometry, but can also be used for the validation and improvement of numerical models.

As the experimental access, optically as well as with probes, is inherently limited due to the solid structure, numerical examination of the reacting flow field is done via 3D direct solution of the momentum, energy and species balance equations without further modelling assumption for the solution of the flow field (3D DPLS Direct Pore Level Simulation). For the calculation, a real porous structure obtained from computer tomography is used. The geometry represents a segment of the radial flow porous burner investigated experimentally. The model intrinsically includes the interaction between the fluid and the solid material: heat convection between phases, conduction through the solid and the influence of the flow dispersion. The results of the DPLS are compared with experimental data of the radial flow porous burner and also with literature data. The comparison between DPLS and experimental data shows good agreement with respect to temperatures and burning velocities.

Due to the competition between heat recirculation mechanisms, such as the coupled heat recirculation and hydrodynamic dispersion inside the solid matrix, a superadiabatic temperature peak is observed in the calculations as a result of preheating the unburned mixture. The latter effect is predicted to be more pronounced at leaner mixtures.

The DPLS results showed that the flame structure is substantially affected by the topology of the PIM at the pore level. The flame is anchored at solid struts and spans downstream in regions with higher velocity. Thus the detailed flame structure is corrugated and discontinuous, although it does not change along time. Therefore, considerable lateral variations of parameters such as temperatures, velocity and concentrations are present along the space. These spatial fluctuations, especially in the region of the macroscopic flame front, represents the three-dimensionality of the flame inside the PIM and need to be considered by the 1D calculations while calculating species and conversion rate. The limited capability of the 1D-model to quantitatively predict the temperature profile and burning velocity is due to the fact that the 1D-model does not consider the spatial temperature distribution along the cross sectional area while

calculating the species conversion rates. A possible way to improve the 1D-model to overcome the above-mentioned limitation has been identified by taking into account the spatial fluctuations of temperature and mass fractions along the cross sectional area by means of the use of presumed probability density functions.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation und Zielsetzung	1
1.2	Aufbau und Struktur der Arbeit	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Verbrennungstechnische Grundlagen	5
2.2	Grundlagen der vorgemischten Verbrennung	5
2.2.1	Laminare Vormischflamme	5
2.2.1.1	Flammgeschwindigkeit und Flammendicke	6
2.2.1.2	Einflussparameter der laminaren Flammgeschwindigkeit und Flammendicke	10
2.2.2	Schadstoffemissionen	11
2.2.2.1	Stickoxid-Bildung	12
2.2.2.2	Kohlenmonoxid-Bildung	15
3	Verbrennungsvorgänge in porösen Medien	19
3.1	Grundlagen	19
3.2	Wärmetransportmechanismen	21
3.3	Verbrennung in radial durchströmten porösen Medien	22
3.4	Experimentelle Untersuchungen	24
3.5	Numerische Untersuchungen	25
4	Experimentelle Untersuchungen	31
4.1	Aufbau der Versuchsanlage	31
4.1.1	Brennstoff- und Luftversorgung	32
4.1.2	Mischsystem	32
4.1.3	Flammenüberwachung	33
4.1.4	Eingesetzte poröse Materialien	34
4.1.5	Thermoelemente	35
4.1.6	Kühlung	36
4.1.7	Datenerfassung	36
4.2	Messmethoden und Versuchsdurchführung	37
4.2.1	Temperaturmessung	37
4.2.1.1	Verfahrbare Thermosonde	38
4.2.1.2	Zwei-Perlen Thermosonde	38
4.2.1.3	Berührungslose Temperaturmessverfahren	39
4.2.1.3.1	Infrarotkamera	39

4.2.1.3.2	Quotientenpyrometer	39
4.2.2	Analyse des Rauchgases	39
4.2.3	Bestimmung der Brenngeschwindigkeit	41
4.3	Ergebnisse und Interpretation	42
4.3.1	Temperaturverteilung und Flammendicke	42
4.3.1.1	Aufnahme des radialen Temperaturverlaufs im Porenbrenner	42
4.3.1.2	Messung der Oberflächentemperatur und der Rauchgastem- peratur	49
4.3.2	Brenngeschwindigkeit in PIM	51
4.3.3	Schadstoffemissionen	53
4.3.3.1	Validierung	53
4.3.3.2	Ergebnisse der Abgasmessungen	56
5	Numerische Untersuchungen	61
5.1	Dreidimensionale numerische Simulation der Mischung und Verbrennung in porösen Medien (3D DPLS - Direct-Pore-Level-Simulation)	61
5.2	Numerisches Setup (Aufbau der 3D DPLS)	61
5.2.1	Rechengitter	61
5.2.2	Randbedingungen	62
5.3	Ergebnisse der DPLS	67
5.4	Temperaturverteilung und Flammendicke	70
5.5	Brenngeschwindigkeit	74
5.6	Einfluss unterschiedlicher Reaktionsmechanismen	77
5.7	Räumliche Geschwindigkeits- und Temperaturschwankungen	81
5.8	Superadiabatischer Temperaturpeak	83
5.9	Formulierung eines Modells für die bessere Vorhersage der Verbrennung in PIM mittels volumengemittelter 1D Methoden	88
6	Zusammenfassung	95

Abbildungsverzeichnis

2.1	Berechnete Temperatur- und Konzentrationsverläufe für eine Methan-Luft-Vormischflamme ($\lambda=1,4$; $T=298$ K)	6
2.2	Vereinfachter, linearer Temperaturverlauf einer Flamme	7
2.3	Laminare Flammgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Luftzahl für eine Methan-Luft-Flamme ($T=298$ K)	11
2.4	Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitskoeffizienten k_1 [17]	13
2.5	Umwandlung N-haltiger Komponenten bei der Verbrennung [17]	15
2.6	Berechnete Temperatur- und Konzentrationsverläufe für eine Methan-Luft-Vormischflamme ($\lambda = 1,4$; $p=1$ bar; $T=298$ K)	16
3.1	Keramische Schaumstruktur (SiSiC, 10 PPI)	20
3.2	Wärmetransportmechanismen bei der Verbrennung in porösen Medien	22
3.3	Strömungsgeschwindigkeiten in einem radialen (links) und einem axial durchströmten Brenner (rechts)	23
4.1	Schematischer Aufbau der Porenbrenneranlage	32
4.2	Mischer	33
4.3	Flammensperre - duoform HAT 180	33
4.4	Eingesetztes poröses Material - 10 PPI SiSiC	35
4.5	LabView Oberfläche	37
4.6	Radialer Temperaturverlauf bei 65kW, $\lambda=2,0$	38
4.7	Schematischer Aufbau der Abgasmesstechnik	40
4.8	Aufnahme der Abgasentnahme mit einer wassergekühlten Absaugsonde	40
4.9	Exemplarisches Temperaturprofil bei 65 kW und $\lambda=1,95$ (M.7)	43
4.10	Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl bei 65 kW (M.7)	44
4.11	Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl bei 45 kW (M.5)	45
4.12	Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl bei 37kW (M.2)	46
4.13	Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl bei 45kW (M.4)	46
4.14	Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Leistung bei $\lambda = 2,0$ (M.4)	47
4.15	Experimentell ermitteltes Temperaturprofil bei 65 kW und $\lambda = 1,95$ (M.7) im Vergleich zu der laminaren Flamme	48
4.16	Experimentell ermittelte Flammendicke im Vergleich zu der laminaren Flamme	48

4.17	Vergleich der experimentell ermittelten maximalen Temperatur zu der adiabaten Flammentemperatur	49
4.18	Oberflächentemperaturen des PIM bei $\lambda = 1,55; 1,6; 1,7; 1,8; 1,9; 2,0$ und 65 kW (M.7)	50
4.19	Temperaturschwankungen auf einer horizontale Linie in der Mitte der Mantelfläche	51
4.20	Gemessene Temperaturen am Brenneraustritt	52
4.21	Vergleich der gemessenen Brenngeschwindigkeiten in PIM mit der laminaren Brenngeschwindigkeit als Funktion der Luftzahl 10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC 65 kW	52
4.22	Grafische Darstellung zur Validierung der Messungen bei 40 KW (a) und bei 55 kW (b) mit Fehlerabschätzung Δ (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)	55
4.23	Konzentrationsverläufe zweier Messungen bei Versuch M.7 (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)	56
4.24	Sauerstoffkonzentrationen über T_{ad} [K] bei konstantem Brennstoffmassenstrom (a) und bei konstantem Luftmassenstrom (b) (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)	57
4.25	Kohlenstoffdioxidkonzentrationen über T_{ad} [K] bei konstantem Brennstoffmassenstrom (a) und bei konstantem Luftmassenstrom (b) (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)	57
4.26	Kohlenstoffmonoxidkonzentrationen über T_{ad} [K] bei konstantem Brennstoffmassenstrom (a) und bei konstantem Luftmassenstrom (b) (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)	58
4.27	NO_x über T_{ad} [K] bei konstantem Brennstoffmassenstrom (a) und bei konstantem Luftmassenstrom (b) (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)	59
4.28	NO_x Konzentrationen im Vergleich mit gesetzlichen Grenzwerten (GW) nach *DIRECTIVE 2015/2193/EC [1] bei M.5-M.7 (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)	59
5.1	numerische Rechengebiete	62
5.2	Gitterausschnitt	63
5.3	Wärmeleitfähigkeit von SiSiC als Funktion der Temperatur [4]	66
5.4	links: Geschwindigkeit, rechts: Temperatur DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar. .	68
5.5	links: CH_4 Reaktionsrate, rechts: CH_4 Massenfraktion DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	68
5.6	links: CO Reaktionsrate, rechts: CO Massenfraktion DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	69
5.7	links: CO_2 Massenfraktion, rechts: H_2O Massenfraktion DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	69
5.8	Vergleich der Temperaturprofile bei unterschiedlichen Luftüberschussverhältnisse - $\lambda=1,4$ - links, $\lambda=1,6$ - Mitte, $\lambda=2,0$ - rechts, $T_0=300$ K, $p=1$ bar	70
5.9	Massenstrom-gemittelte Ergebnisse der numerischen Simulation	71
5.10	Berechnete gemittelte Temperatur-und Konzentrationsverläufe - DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	71
5.11	Vergleich der gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	72
5.12	Vergleich der gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=1,8$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	73
5.13	Vergleich der gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=2,0$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	73
5.14	Methode zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in PIM	75

5.15 Brenngeschwindigkeit in PIM	75
5.16 Vergleich der Temperaturprofile bei den unterschiedlichen Reaktionsmechanismen - DPLS $\lambda=1,8$, links - WD1, Mitte - WD2, rechts - J&L, $T_0=300$ K, $p=1$ bar	78
5.17 links: CO Massenfraktion, rechts: H_2 Massenfraktion DPLS, $\lambda=1,8$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar, JL.	78
5.18 Vergleich der mit unterschiedlichen Reaktionsmechanismen berechneten, gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=1,8$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	79
5.19 Vergleich der mit unterschiedlichen Reaktionsmechanismen berechneten, gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=2,0$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	80
5.20 Vergleich der mit unterschiedlichen Reaktionsmechanismen berechneten Brenngeschwindigkeit in PIM mit experimentell ermittelten Werten, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	80
5.21 Vergleich des mit unterschiedlichen Reaktionsmechanismen ermittelten Beschleunigungsfaktors FSR, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.	81
5.22 numerisches Rechengebiet mit Stromlinien	82
5.23 Mittlerer Geschwindigkeitsverlauf mit Geschwindigkeit auf den Stromlinien, $\lambda = 1,8$	82
5.24 Mittlerer Temperaturverlauf mit Temperatur auf den Stromlinien, $\lambda = 1,8$	83
5.25 Mittlerer Temperaturverlauf mit Temperatur auf den Stromlinien, $\lambda = 1,4$, untere Luftzahlgrenze	84
5.26 Mittlerer Temperaturverlauf mit Temperatur auf den Stromlinien, $\lambda = 2,0$, obere Luftzahlgrenze	84
5.27 Mittlerer Temperaturpeak in den numerischen Simulationen und Differenz zu den adiabaten Verbrennungstemperaturen.	85
5.28 Temperaturpeak auf den Stromlinien in den numerischen Simulationen und Differenz zu den adiabaten Verbrennungstemperaturen.	86
5.29 Verweilzeit dargestellt anhand der Stromlinien, $\lambda = 1,4$	86
5.30 Verweilzeit dargestellt anhand der Stromlinien, $\lambda = 2,0$	87
5.31 Vergleich der berechneten gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen und 1D-Berechnungen, $\lambda = 1,8$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar	89
5.32 Räumliche Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der mittleren Gastemperatur, $\lambda = 1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar	90
5.33 Relative RMS-Werte der Geschwindigkeit	92
5.34 Temperaturgradient, räumliche Temperaturabweichung und vorgeschlagene Korrelation für $T_{g,RMS}$ bei $\lambda = 1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar	92

Kapitel 1

Einleitung

Dem weltweit wachsenden Energiebedarf steht die Tatsache gegenüber, dass die Vorräte an fossilen Energieträgern Erdöl, Erdgas und Kohle endlich sind. Gleichzeitig steigt bei wachsendem Energieverbrauch auch die Umweltbelastung, denn abgesehen von der Belastung mit Kohlendioxid (CO_2) entstehen bei Energieumwandlungsprozessen mit hohen Leistungsdichten wie bei der Verbrennung auch Schadstoffe wie z. B. Stickoxid (NO_x) und Kohlenmonoxid (CO). Dies mündet in immer strengeren gesetzlichen Richtlinien für die Emission von Schadstoffen. Folglich ist im Sinne einer Reduzierung von Umweltbelastungen unumgänglich neue Wege zu finden, Verbrennungsprozesse hinsichtlich des Verbrauchs an fossilen Energieträgern und der Schadstoffemissionen zu optimieren.

1.1 Motivation und Zielsetzung

Durch neue Anforderungen und höhere Leistungsdichten der Anlagen sind neue Technologien notwendig. Bekanntlich werden durch magere Vormischverbrennung geringere Schadstoffemissionen an NO_x und CO erreicht. Bei der mageren Vormischverbrennung kann es jedoch zu Zünd-Löschvorgängen und Problemen mit der Flammenstabilität kommen. Bei der Verbrennung in porösen, inerten Medien (PIM) wird das kalte Frischgasgemisch vorgewärmt, ohne mit rezirkulierendem Abgas verdünnt zu werden. Dadurch stabilisiert sich die vorgemischte Flamme in einer geschlossenen Struktur aus Stegen und Hohlräumen. Frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass diese Art der Verbrennungsführung eine Reduzierung der Schadstoffe und eine Stabilisierung der Verbrennungsreaktion ergibt [17]. In dieser Arbeit wird, motiviert durch die Vorteile dieser Art der Verbrennungsführung, die Flammenstabilisierung in einem radial durchströmten Porenbrenner experimentell sowie mit numerischen Methoden untersucht. Untersuchungen bezüglich der Eigenschaften verschiedener keramischer Materialien wurden bereits durchgeführt [21].

Als poröses Material wird eine Keramik aus Silicium infiltriertem Siliciumcarbid SiSiC mit einer Porosität von 10 PPI verwendet. Die PPI-Zahl oder Porendichte ("pores per inch") ist eine sehr oft verwendete Kenngröße für solche offenporigen Strukturen. Das in dieser Arbeit verwendete Material hat als Vorteile eine hohe Wärmeleitfähigkeit, hohe optische Emissivität, hohe thermische Beanspruchbarkeit und einen niedrigen Druckverlust [21]. Aufgrund der hervorragenden Wärmetransporteigenschaft des Feststoffs relativ zum Gas wird ein intensiver Wärmetransport hervorgerufen. Die Vorwärmung des Frischgasgemisches beruht auf dem stromaufwärts wirkenden Wärmetransport in PIM zwischen Verbrennungszone und Vor-

wärmzone auf Grund von Strahlung, Feststoffwärmeleitung sowie Strömungsdispersion. Dies hat eine zusätzliche Stabilisierung der Verbrennungsreaktion und eine Erhöhung der Brenngeschwindigkeit zur Folge. Damit erhöht sich gleichzeitig der Stabilitätsbereich. Zugleich sinkt die NO_x -Bildungsrate, ohne die CO -Abbaurate nennenswert zu beeinflussen, verursacht durch die sehr schnelle Wärmeabfuhr in der Reaktionszone und deren Nachlauf [17]. Durch den erweiterten Stabilitätsbereich bei hohen Luftzahlen und der homogeneren Temperaturverteilung in PIM ist eine Niedertemperaturverbrennung möglich. Dies wirkt zusätzlich der Entstehung von thermischem NO_x entgegen. Ein weiterer Vorteil ist die kompakte Bauweise des Brenners gegenüber einer freien Flamme.

Prinzipiell kann je nach Strömungsrichtung die Einteilung von Porenbrennern in zwei Arten erfolgen - in axial und radial durchströmte. Die meisten Untersuchungen wurden an einer axial durchströmten Porenbrennergeometrie durchgeführt. Mit einem radial durchströmten Porenbrenner und dessen geometrischen Eigenschaften gehen weitere Verbesserungsmöglichkeiten und Vorteile gegenüber einem axialen Brenner wie auch gegenüber einer freien Flamme einher. So ist ein geometrisches Merkmal des Zylinders, dass die Oberfläche mit steigendem Radius zunimmt. Eine solche geometrische Eigenschaft ermöglicht die Stabilisierung der Flamme an unterschiedlichen Positionen und Radien und bringt mehr Flexibilität bezüglich einer Änderung der Betriebsbedingungen. Da sich die Flamme in einem Bereich stabilisiert, in dem die Flammengeschwindigkeit gleich der Strömungsgeschwindigkeit des Frischgases ist, spielt die Geschwindigkeitsverteilung im Porenbrenner eine bedeutende Rolle für die Stabilität der Flamme und deren Leistungsmodulation. Für eine Gasströmung mit konstanter Dichte ist die Geschwindigkeitsverteilung durch die zylindrische poröse Schicht umgekehrt proportional zum Radius, während für die axial durchströmten Brenner (flache Brenner) die Strömungsgeschwindigkeit entlang der porösen Schicht konstant ist. Demzufolge kann sich die Flamme im radialen Brenner an unterschiedlichen Positionen, für die $u_u^{T_0} = S_{PIM}$, aber bei gleicher Leistung stabilisieren. Bei einer Änderung der Luftzahl λ , die eine Änderung des Durchsatzes bzw. der Brenngeschwindigkeit mit sich bringt, kann sich die Flamme an der nächsten Position (stromauf-, stromabwärts) stabilisieren ohne dass eine Änderung der Leistung nötig ist.

Ziel dieser Arbeit sind weitgehende experimentelle Untersuchungen in einer radial durchströmten Porenbrennerkonfiguration bezüglich Flammenstabilität, Temperaturverteilung, Brenngeschwindigkeit und Schadstoffemissionen.

In der Literatur finden sich experimentelle Untersuchungen zur Verbrennung in porösen Medien. Demgegenüber steht ein Mangel an Modellen für die ausreichend genaue, quantitative Beschreibung der vielfältigen Eigenschaften dieser Materialien bzw. dieser Art der Verbrennungsführung. Es existieren einige Arbeiten mit eindimensionalen Modellen, doch sind diese aufgrund von Vereinfachungen ungenau und können bestimmte Phänomene und Eigenschaften nicht erklären. Z. B. fließt die Dreidimensionalität der Flammenfront und des Strömungsfeldes nicht in die Berechnung ein, d. h. Temperatur- und Geschwindigkeitsschwankungen in einer Ebene werden nicht berücksichtigt.

In dieser Arbeit soll deshalb eine 3D-Simulation des Strömungs- und Verbrennungsvorgangs auf Porenebene durchgeführt werden (3D DPLS Direct Pore Level Simulation), deren Ergebnisse auch zur Verbesserung von Modellen mit 1D-volumengemittelten Methoden eingesetzt werden können. Dazu wurde die aus MRI-Messdaten gewonnene, rekonstruierte Geometrie eines porösen Körpers benutzt, um mit einem kommerziellen CFD-Programm eine dreidimensionale numerische Simulation durchzuführen.

1.2 Aufbau und Struktur der Arbeit

Die Arbeit gliedert sich in folgende vier Hauptabschnitte:

- Kapitel 2 Verbrennungstechnische Grundlagen
- Kapitel 3 Grundlagen der Verbrennung in porösen, inerten Medien (PIM)
- Kapitel 4 Experimentelle Untersuchungen
- Kapitel 5 Numerische Untersuchungen und Formulierung eines Modells für die bessere Vorhersage der Verbrennung in PIM mittels volumengemittelter 1D Methoden (Kapitel 5.9).

Im Kapitel 2.2 werden die Grundlagen der vorgemischten Verbrennung erläutert sowie charakteristische Größen wie die Flammgeschwindigkeit und Flammendicke abgeleitet. Darüber hinaus ist die Motivation für die vorliegenden Untersuchungen die Minderung der Schadstoffemissionen. Zum Verständnis der Reduktionsmechanismen sind die in Abschnitt 2.2.2 dargestellten Kenntnisse zur Bildungswege von Stickoxiden und Kohlenmonoxid erforderlich. In Kapitel 3 werden die Grundlagen der Verbrennung in porösen Medien dargestellt und eine Literaturübersicht über die auf diesem Gebiet bereits durchgeführten experimentellen und numerischen Studien gegeben. Hierbei werden die komplexe und randome Topologie der eingesetzten porösen Materialien im Detail erörtert sowie der Einfluss der Wärmetransportmechanismen, die die Vorteile dieser Art Verbrennungsführung mit sich bringen, detailliert betrachtet.

Im Kapitel 4 werden die experimentellen Untersuchungen vorgestellt. Es werden die Versuchsanlage, die eingesetzte Porenbrennergeometrie und -materialien beschrieben sowie die Messmethoden und Versuchsdurchführung erläutert. Die experimentellen Ergebnisse gliedern sich in folgende Teilabschnitte:

- 4.3.1 Temperaturverteilung und Flammendicke
- 4.3.2 Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in PIM
- 4.3.3 Rauchgaszusammensetzung und Schadstoffemissionen

Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen bezüglich Temperaturverteilung und Brenngeschwindigkeit werden in Kapitel 5 mit numerisch ermittelten Werten verglichen und diskutiert. Dies ist notwendig, um die aus den numerischen Untersuchungen gewonnenen Ergebnisse zu validieren. Dabei werden zunächst die angewandten numerischen Methoden und Modelle vorgestellt. Am Ende von Kapitel 5 werden die Ergebnisse diskutiert, Phänomene wie räumliche Geschwindigkeits- und Temperaturschwankungen sowie die Ausbildung eines superadiabatischen Temperaturpeaks werden detailliert betrachtet und erklärt.

Für einfache Ingenieur Anwendungen, wie z. B. Auslegung von Brennern, ist es zweckmäßig, eindimensionale Berechnungsmethoden zu verwenden, da diese zeitsparender und ressourcenschonender sind. Daher ist es notwendig, die aus der DPLS gewonnenen detaillierten Informationen über die Verbrennung in PIM, wie z. B. die Temperatur- und Geschwindigkeitsschwankungen, in den 1D-Modellansätzen zu implementieren. Daher werden in Kapitel 5.9 die DPLS-Ergebnisse analysiert, um eine Möglichkeit zu finden, die 1D-Modellierung hinsichtlich der Vorhersage realistische Brenngeschwindigkeiten und Temperaturprofile zu verbessern.

Zum Schluss wird in Kapitel 6 eine Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse aus der vorliegenden Arbeit gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Verbrennungstechnische Grundlagen

Um die Ergebnisse dieser Arbeit diskutieren zu können, ist die Definition einiger verbrennungstechnischer Kenngrößen notwendig. Zusätzlich soll in diesem Kapitel die Art der Flamme während der Verbrennung in porösen inerten Medien (PIM) je nach Mischungs- und Strömungszustand näher erläutert werden. Ein fester Bestandteil jeglicher experimenteller Untersuchungen bezüglich Verbrennungsprozessen und Flammenstabilisierung sind die von einer Flamme emittierten Schadstoffe. Zum besseren Verständnis der Reduktionsmechanismen werden in Kapitel 2.2.2 die Bildungswege von den in dieser Arbeit untersuchten Schadstoffen - NO_x und CO näher erläutert.

2.2 Grundlagen der vorgemischten Verbrennung

In der vorliegenden Arbeit wird die Verbrennung innerhalb eines PIM experimentell und numerisch untersucht. Da Brennstoff und Oxidationsmittel (Luft) vorgemischt in das poröse Medium eingeleitet werden, handelt es sich dabei um eine vorgemischte Verbrennung. Die Wärmefreisetzungsreaktion in PIM ist durch eine hauptsächlich laminare Flammenausbreitung gekennzeichnet, weshalb die Kenntnisse über die damit einhergehenden Vorgänge für das weitere Verständnis erforderlich sind. In diesem Abschnitt soll daher ein Überblick über die Struktur und die physikalischen Vorgänge einer laminaren Vormischflamme gegeben werden.

2.2.1 Laminare Vormischflamme

Eine laminare Vormischflamme zeichnet sich dadurch aus, dass Brennstoff und Oxidator vorgemischt in den Brennraum einströmen. Zusätzlich zeichnet sich das Strömungsfeld im Brennraum und der Flammenfront als laminar aus. Wichtig für das Verständnis solcher Flammen sind verbrennungstechnische Kenngrößen wie die Flammengeschwindigkeit, Flammendicke und Temperatur. Die Betrachtung dieser Kenngrößen erfordert das Verständnis der Struktur der vorgemischten Flamme. Mit dem auf CHEMKIN basierten Programm PREMIX [34] ist es möglich, die Struktur einer solchen Flamme unter Verwendung detaillierter Chemie numerisch aufzulösen. In Abbildung 2.1 sind mit dem Reaktionsmechanismus GRI 3.0 ([53]) berechnete Verläufe der Temperatur, Edukte, Produkte und Zwischenspezies H_2 und CO für eine Methan-Luft-Vormischflamme bei einer Luftzahl von 1,4 und unter der Standardbedingung ($p=1$ bar,

$T=298\text{ K}$) dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass sich in dieser Flamme drei Bereiche unterscheiden lassen. Im ersten Bereich, der Vorwärmzone, findet eine Vorwärmung des Gemisches ohne erhebliche Wärmefreisetzung statt. Die Reaktanten, in diesem Fall Methan und Luft, werden in dieser Zone auf die Zündtemperatur aufgeheizt. Dort ist die Temperaturerhöhung vor allem durch diffusive Transportvorgänge von heißen Spezies und Wärme aus der Reaktionszone bedingt. Die eigentliche chemische Umwandlung des Brennstoffes zu den Zwischenprodukten H_2 und CO erfolgt erst in der Reaktionszone und ist mit Wärmefreisetzung verbunden, die zum Aufbau der für den molekularen Transport in Richtung Vorwärmzone benötigten Gradienten führt. Im Anschluss an die Reaktionszone folgt die Ausbrandzone, in der die stabilen Zwischenprodukte zu den Verbrennungsprodukten CO_2 und H_2O oxidiert werden. Diese befinden sich am Ende der Ausbrandzone im chemischen Gleichgewicht und weisen die adiabate Verbrennungstemperatur auf.

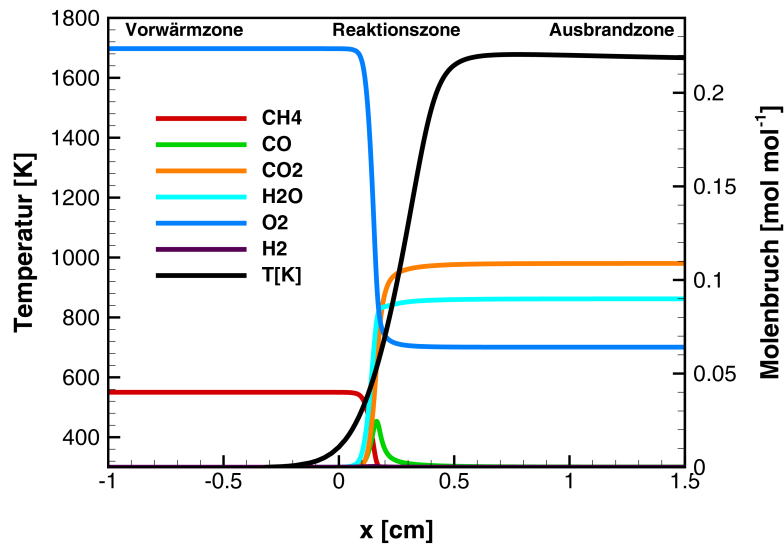


Abbildung 2.1: Berechnete Temperatur- und Konzentrationsverläufe für eine Methan-Luft-Vormischflamme ($\lambda=1,4$; $T=298\text{ K}$).

2.2.1.1 Flammengeschwindigkeit und Flammendicke

Um einen einfachen Zugang zu verbrennungstechnischen Kenngrößen, wie Flammengeschwindigkeit und Flammendicke, zu ermöglichen, wird in diesem Kapitel eine vereinfachte Analyse der Flammenstruktur vorgemischter Flammen durch einige weitgehende Vereinfachungen der Verbrennungsreaktion und des Temperaturverlaufs nach Spalding [54] vorgestellt. Diese vereinfachte Analyse beruht auf eindimensionalen Betrachtungen mit zusätzlichen Vereinfachungen und Annahmen, die wie folgt definiert sind:

1. $1D, A = \text{const.}, \rho u = \rho_0 u_0 = \rho_e u_e = \text{const.}$
2. Strahlung wird vernachlässigt
3. $p = \text{const.}$

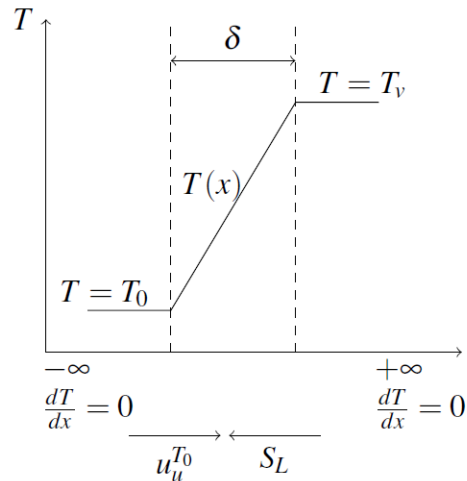
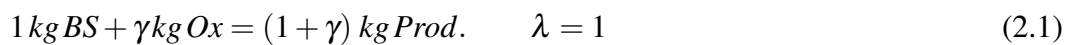


Abbildung 2.2: Vereinfachter, linearer Temperaturverlauf einer Flamme

4. spezifische Wärmen sind konstant und unabhängig von der Zusammensetzung $c_{pi} = c_p$
 $\Rightarrow \sum j_i c_{pi} = 0 \quad c_p \neq f(T)$
5. $Le = 1 = \frac{a}{D} \quad a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \Rightarrow a = D$ oder $D\rho = \lambda/c_p$ nur Fick'sche Diffusion mit konstanten Diffusionskoeffizienten
6. Die Verbrennung kann beschrieben werden als 1-Schritt-Reaktion:



\Rightarrow Speziesgleichungen für Brennstoff (BS), Oxidationsmittel (Ox) und Produkte (Prod.) sind daher Linearkombinationen

$$r_{BS} = \frac{1}{\gamma} \quad r_{Ox} = \frac{1}{\gamma + 1} r_{Pr} \quad (2.2)$$

Die Bilanzgleichungen lauten mit diesen Voraussetzungen und Vereinfachungen:

$$\rho u = \text{const.} \quad (2.3)$$

Speziesgleichung:

$$\frac{d}{dx} \left[\rho u y_i - \left(D \rho \frac{\partial y_i}{\partial x} \right) \right] = C r \quad (2.4)$$

$$i = BS : C = 1 \quad ; \quad i = Ox : C = \gamma \quad ; \quad i = Prod. : C = 1 + \gamma$$

Temperaturgleichung (Energiegleichung):

$$\frac{d}{dx} \left[\rho u T - \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] = \frac{d}{dx} \left[\rho u T - \left(\rho D \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] = - \frac{r \Delta_R h}{c_p} \quad (2.5)$$

$$\Delta_R h = -h_{BS} - \gamma_{O_x} h_{O_x} + (1 + \gamma) h_{P_r} \quad (2.6)$$

Um Gleichung 2.5 in eine lösbare Form zu bringen, wird zur Vereinfachung ein linearer Temperaturverlauf in der Flamme angenommen (s. Abb.2.2). Der Verlauf der Massenbrüche der chemischen Spezies ist dann ebenfalls linear. Die Randbedingungen für diese vereinfachte Flammenstruktur lauten:

RB 1:

$$x = -\infty : T = T_0, \frac{dT}{dx} = 0; x = +\infty : T = T_v, \frac{dT}{dx} = 0 \quad (2.7)$$

Dies erlaubt die Formulierung von vier Randbedingungen, sodass die Bestimmung der beiden Integrationsgrenzen aus der Lösung der Differentialgleichung zweiter Ordnung sowie die Bestimmung der sogenannten Eigenwerte in Gl.2.5, nämlich ρu und der Flammendicke δ möglich ist. Eine Integration in den Grenzen $x = -\infty$ und $x = +\infty$ führt zu:

$$\rho u T \Big|_{T_0}^{T_v} - \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{dT/dx=0}^{dT/dx=0} = - \frac{\Delta_R h}{c_p} \int_{-\infty}^{\infty} r dx \quad (2.8)$$

Dabei hebt sich $\frac{\partial T}{\partial x}$ bei $x = 0$ und $x = \delta$ auf. Gleichung 2.8 hat dann folgende Form:

$$\rho u (T_v - T_0) = - \frac{\Delta_R h}{c_p} \int_{-\infty}^{\infty} r dx \quad (2.9)$$

Da r nur zwischen 0 und $\delta \neq 0$ ist, trägt nur der Bereich zwischen 0 und δ zum Integral auf der rechten Seite von Gleichung 2.9 bei, sodass man dx ersetzen kann durch:

$$dx = \frac{\delta}{T_v - T_0} dT \quad (2.10)$$

Damit wird aus Gleichung 2.9:

$$\rho u (T_v - T_0) = - \frac{\Delta_R h}{c_p} \frac{\delta}{T_v - T_0} \int_{T_0}^{T_v} r dT \quad (2.11)$$

Mit der gemittelten Reaktionsgeschwindigkeit

$$r_m = \frac{1}{T_v - T_0} \int_{T_0}^{T_v} r dT \quad (2.12)$$

erhält man die einfache Beziehung:

$$\rho u (T_v - T_0) = -\frac{\Delta_R h}{c_p} \delta r_m \quad (2.13)$$

Gleichung 2.13 ist eine einfache algebraische Gleichung, welche noch zwei Unbekannte beinhaltet - den Eigenwert ρu (lam. Brenngeschwindigkeit) und die Flammendicke δ , sodass man noch eine Gleichung für die komplette Lösung benötigt. Das kann erreicht werden, indem die Gleichung 2.5 erneut integriert wird, jedoch nur über einen Bereich, in dem die Reaktionsgeschwindigkeit r verschwindend klein ist. Da man eine exponentielle Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Temperatur annehmen kann ($r \propto \exp(-E_A/RT)$), ist als obere Integrationsgrenze $x = \delta/2$ sinnvoll. Die Randbedingungen für diese Integrationsgrenzen lauten:

RB 2:

$$x = -\infty : T = T_0, \frac{dT}{dx} = 0; \quad x = \frac{\delta}{2} : T = \frac{T_v + T_0}{2}, \frac{dT}{dx} = \frac{T_v - T_0}{\delta} \quad (2.14)$$

Damit wird aus 2.5

$$\rho u \left(\frac{T_v + T_0}{2} - T_0 \right) - \frac{\lambda}{c_p} \left(\frac{T_v - T_0}{\delta} \right) = 0 \quad (2.15)$$

oder

$$\rho u \frac{\delta}{2} - \frac{\lambda}{c_p} = 0 \quad (2.16)$$

aus 2.13 folgt

$$\delta = \frac{\rho u (T_v - T_0) c_p}{r_m (-\Delta_R h)} \quad (2.17)$$

Nun ist es möglich die Eigenwerte ρu (sowie folglich die lam. Brenngeschwindigkeit) und die Flammendicke δ zu bestimmen. Aus den Gleichungen 2.13 und 2.16 folgten:

$$\rho u = \left[2 \frac{\lambda}{c_p^2} \frac{-\Delta_R h}{T_v - T_0} r_m \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

und

$$\delta = \frac{2\lambda}{c_p \rho u} \quad (2.19)$$

Unter Verwendung von $S_l = \frac{\rho u}{\rho_0}$, $a = \frac{\lambda}{\rho_0 c_p}$, $\Delta_R h = (\gamma + 1) c_p (T_v - T_0)$ ergibt sich

$$S_l = \left[-2a(\gamma + 1) \frac{r_m}{\rho_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{und} \quad \delta = \left[-\frac{2a\rho_0}{(\gamma + 1)r_m} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{2a}{S_l} \quad (2.20)$$

Die erhaltenen Ausdrücke für die laminare Flammengeschwindigkeit und für die Flammendicke geben Aufschluss über die diese Größen beeinflussenden Faktoren.

2.2.1.2 Einflussparameter der laminaren Flammengeschwindigkeit und Flammendicke

Die Flammengeschwindigkeit und die Flammendicke von Brennstoff-Luftgemischen hängt außer von den Brennstoffeigenschaften vor allem von Temperatur, Druck und vom Brennstoff-Luft-Mischungsverhältnis ab.

Der Ausdruck für die laminare Flammengeschwindigkeit S_l (Gl.2.20) enthält folgende temperatur- sowie druckabhängige Terme:

$$a = \frac{\lambda(\bar{T})}{\rho_0 c_p(\bar{T})} \propto \bar{T}^{1/2} T_0 \propto p^{-1} \quad (2.21)$$

$$\rho_0 \propto \frac{1}{T_0}, \rho_0 \propto p_0 \quad (2.22)$$

$$\lambda(\bar{T}) \propto T^{1/2} \quad (2.23)$$

$$r = -A \cdot \exp\left(-\frac{T_A}{\bar{T}}\right) \cdot \rho_0^{m+n} \left(\frac{\bar{Y}_{Br}}{M_{Br}}\right)^m \left(\frac{\bar{Y}_{Ox}}{M_{Ox}}\right)^n M_{Br} \propto \bar{T}^{m+n} \exp\left(-\frac{T_A}{\bar{T}}\right) \propto p_0^{m+n} \quad (2.24)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität kann für diese Betrachtung als schwach angenommen werden und wird deshalb nicht betrachtet.

Damit ergibt sich folgende Temperatur- und Druckabhängigkeit für die laminare Flammengeschwindigkeit:

$$S_l \propto T_0 \cdot \bar{T}^{0.25} \cdot \bar{T}^{-\frac{(m+n)}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{T_A}{2\bar{T}}\right) \quad (2.25)$$

$$S_l \propto p_0^{\frac{(m+n-2)}{2}} \quad (2.26)$$

sowie für die Flammendicke:

$$\delta \propto \bar{T}^{0.25} \cdot \bar{T}^{\frac{(m+n)}{2}} \cdot \exp\left(\frac{T_A}{2\bar{T}}\right) \quad (2.27)$$

$$\delta \propto p_0^{-\frac{(m+n)}{2}} \quad (2.28)$$

Erkennbar ist die relativ komplexe Temperaturabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit (s. Gl.2.25). Eine Erhöhung der Frischgastemperatur, auch Vorwärmtemperatur genannt, führt entsprechend zu einer nahezu um den gleichen Betrag angehobenen, maximalen Verbrennungstemperatur. Demzufolge führt einer Erhöhung der Vorwärmtemperatur zu einer Erhöhung der

laminaren Flammgeschwindigkeit. Die Reaktionstemperatur und auch die maximale Verbrennungstemperatur ist für adiabate Systeme von der Luftzahl abhängig. Demzufolge weist die laminare Flammgeschwindigkeit für den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Brennstoff CH_4 die in Abb.2.3 dargestellte Abhängigkeit von der Luftzahl auf. Abbildung 2.3 zeigt die mittels eindimensionaler Simulation mit dem GRI 3.0 ([53]) Reaktionsmechanismus berechneten laminaren Flammgeschwindigkeiten für eine CH_4 -Luft Flamme bei atmosphärischem Druck und einer Lufteinlasstemperatur von 298 K. Das Maximum liegt nahe der stöchiometrischen Mischung auf der luftarmen Seite. Der geringe Inertanteil luftärmerer Gemische bewirkt einen schnelleren Temperaturanstieg zu Reaktionsbeginn, was durch höhere Konzentrationen aktiver Spezies, z. B. von OH-Radikalen in der CH_4 -Flamme erklärt und durch Messungen bestätigt werden konnte [31].

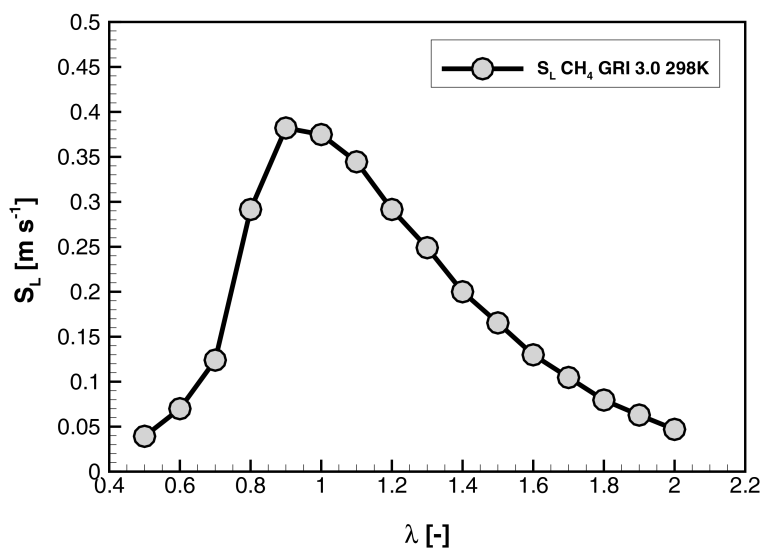


Abbildung 2.3: Laminare Flammgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Luftzahl für eine Methan-Luft-Flamme ($T=298 \text{ K}$)

Die Druckabhängigkeit der Flammgeschwindigkeit und der Flammendicke wird laut Gl.2.26 und Gl.2.28 durch die Reaktionsordnung n beeinflusst: für $n \leq 2$ sinkt die Flammgeschwindigkeit mit steigendem Druck, für $n > 2$ führt eine Druckerhöhung zu einer Vergrößerung der Flammgeschwindigkeit.

2.2.2 Schadstoffemissionen

Durch den immer stärker anwachsenden Energiebedarf und die damit verbundene Energieumwandlung von fossilen Brennstoffen durch Verbrennung steigt auch der Schadstoffausstoß. Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen sind dies hauptsächlich Kohlenstoffmonoxid, Ruß, unverbrannte Kohlenwasserstoffe (HC) und Stickoxide. Da diese Stoffe für die Menschen gesundheitsgefährdend sind und ihnen eine wichtige Rolle bei der Entstehung von Smog zugeschrieben wird, ist es unbedingt notwendig, die Verbrennung dahin zu optimieren, diese Stoffe auf ein Minimum zu reduzieren. Um dies jedoch zu erreichen, müssen die Bildungsmechanismen bekannt sein. In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Mechanismen der Stickoxid- und Kohlenstoffmonoxidbildung vorgestellt.

2.2.2.1 Stickoxid-Bildung

Die Bildung von Stickoxiden kann auf zwei unterschiedlichen Wegen erfolgen. Zum einen ist die Bildung von NO aus molekularem Luftstickstoff und zum anderen aus brennstoffgebundenem Stickstoff möglich. Bei der Entstehung durch molekularen Luftstickstoff können in Abhängigkeit von der Verbrennungstemperatur zwei Mechanismen unterschieden werden. Thermische NO-Bildung bei hohen Temperaturen und die Prompt-NO-Bildung bei niedrigen Temperaturen. Im Folgenden wird insbesondere auf die thermische NO-Bildung eingegangen, da diese eine wichtige Rolle für die Minderung von NO bei der Verbrennung in PIM einnimmt [17].

Die NO-Bildung durch brennstoffgebundenen Stickstoff soll nur vollständigkeithalber kurz erläutert werden, da die verwendete Erdgasmischung einen vernachlässigbaren Anteil an Stickstoff besitzt [17].

Thermisches NO (Zeldovich-NO)

Der Mechanismus zur Bildung von thermischem NO, auch Zeldovich-NO genannt (nach Y.A. Zeldovich, 1946, der den Mechanismus zuerst postulierte) [59], kann durch die zwei Elementarreaktionen 2.29 und 2.30 beschrieben werden:



In Reaktion 2.29 wird die starke Dreifachbindung des Stickstoffmoleküls durch atomaren Sauerstoff aufgebrochen, der zu jeweils einem Molekül Stickstoffmonoxid und atomarem Sauerstoff reagiert. Das Aufbrechen der Dreifachbindung im Stickstoffmolekül erfordert eine hohe Energie, sodass die Reaktion 2.29 eine hohe Aktivierungsenergie, $E_A = 3,2 \cdot 10^5 \text{ J mol}^{-1}$ [59] aufweist und erst bei sehr hohen Temperaturen mit ausreichender Reaktionsgeschwindigkeit abläuft. Zwei weitere notwendige Bedingungen, damit die Reaktion 2.29 ablaufen kann, sind eine ausreichende Radikalkonzentrationen in der Reaktionszone und eine ausreichende Verweilzeit τ . Somit sind insgesamt folgende drei Faktoren für die thermische NO-Bildung verantwortlich:

- Temperatur T
- Verweilzeit τ
- Sauerstoffangebot

Die Sauerstoffdissoziation (O_2 -Spaltungsgleichgewicht) für die benötigte Radikalbildung lässt sich in der Ausbrandzone nach Reaktionsgleichung 2.31 über die Gleichgewichtskonstante K_p (s. Gleichung 2.32) beschreiben [36][67].



$$K_p = \frac{p_O}{p_{O_2}^{0,5}} = 0,24004 \exp \frac{-245000}{RT} \quad (2.32)$$

Der nach Gleichung 2.29 gebildete atomare Stickstoff reagiert in 2.30 mit elementarem Sauerstoff zu weiterem Stickstoffmonoxid und atomarem Sauerstoff. Findet die Verbrennung bei brennstoffreichen Bedingungen statt ($\lambda < 1$), so muss eine weitere Reaktion betrachtet werden. Diese läuft nach Fenimore [17][19] parallel zu 2.30 ab und kann wie folgt formuliert werden:



Die Geschwindigkeitskonstanten k_1 , k_2 und k_3 sind dabei wie folgt definiert [36]:

$$k_1 = 1,8 \cdot 10^{14} \exp \left[-318 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1} / (R T) \right] \text{ cm}^3 / (\text{mol} \cdot \text{s}) \quad (2.34)$$

$$k_2 = 9,0 \cdot 10^9 \exp \left[-27 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1} / (R T) \right] \text{ cm}^3 / (\text{mol} \cdot \text{s}) \quad (2.35)$$

$$k_3 = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^3 / (\text{mol} \cdot \text{s}) \quad (2.36)$$

Es ist zu erkennen, dass k_1 und k_2 jeweils von der Temperatur abhängig sind und k_1 die kleinste Konstante ist. Somit ist Reaktion 2.29 der geschwindigkeitsbestimmende Schritt für die thermische NO-Bildung. In Abbildung 2.4 ist der Verlauf von k_1 grafisch dargestellt. Da es sich um eine Exponentialfunktion handelt, ist zu erkennen, dass k_1 bis zu einer gewissen Temperatur nahe zu Null ist. Erst ab einer ausreichend hohen Temperatur von ca. 1700 K steht genügend Energie zur Verfügung, um die Reaktion 2.29 aufrechtzuerhalten. Daher lässt sich festhalten, dass die thermische NO-Bildung erst bei einer Verbrennungstemperatur $T > 1700$ K mit ausreichender Reaktionsgeschwindigkeit abläuft.

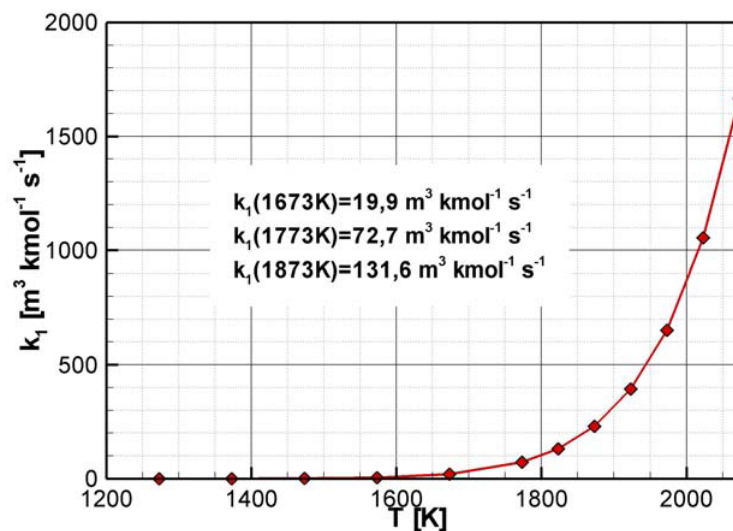


Abbildung 2.4: Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitskoeffizienten k_1 [17]

Mit Hilfe der Geschwindigkeitskoeffizienten und der Reaktionsgleichungen (2.29, 2.30, 2.33) lassen sich nun die NO-Bildungsraten formulieren:

$$\frac{d[NO]}{dt} = k_1 [O][N_2] + k_2 [N][O_2] + k_3 [N][OH] \quad (2.37)$$

äquivalent gilt für Stickstoff

$$\frac{d[N]}{dt} = k_1 [O][N_2] - k_2 [N][O_2] - k_3 [N][OH] \quad (2.38)$$

Da das Stickstoffatom aus Gleichung 2.29 sehr schnell weiterreagiert (s. Gl.2.30 und Gl.2.33), kann eine Quasistationarität, d. h. $d[N]/dt \approx 0$, vorausgesetzt werden[17]. Um die NO-Bildungsgeschwindigkeit letztendlich zu beschreiben, erhält man folgende Gleichung:

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2 k_1 [O][N_2] \quad (2.39)$$

Neben der Quasistationarität dürfen keine brennstoffreichen Bedingungen ($\lambda < 1$) vorliegen, da sonst der Reburn-Mechanismus zum Tragen kommt[17].

Prompt-NO-Bildung (Fenimore-NO)

Liegt im Gegensatz zum Thermischen-NO (magere Bedingungen) ein leicht brennstoffreiches Gemisch vor, so kann der von Fenimore (1971) vorgeschlagene Mechanismus zur Erklärung der NO-Bildung herangezogen werden. Bei diesem Mechanismus wird Stickstoffmonoxid durch die Aufspaltung des molekularen Luftstickstoffs durch CH_i -Radikale gebildet. Die Aufspaltung des Luftstickstoffs kann mit folgenden Reaktionsgleichungen beschrieben werden:



Da die Reaktionen 2.40 - 2.42 und die konsekutiven Reaktionen der Zwischenprodukte zu NO sehr schnell ablaufen, geschieht die NO-Bildung bei diesem Mechanismus "schlagartig". Aus dieser Gegebenheit folgt auch der Name für diesen NO-Bildungsmechanismus, Prompt-NO [17]. Da die Reaktion 2.41 eine sehr viel geringere Aktivierungsenergie ($E_A = 75 \text{ kJ mol}^{-1}$) als die geschwindigkeitsbestimmende Reaktion beim Thermischen-NO ($E_A = 318 \text{ kJ mol}^{-1}$) aufweist, wird Prompt-NO schon bei weitaus geringeren Temperaturen ($T=1000 \text{ K}$) gebildet. Im mageren Bereich spielt der Prompt-NO-Mechanismus jedoch keine Rolle. Hier überwiegt eindeutig die Bildung des thermischen-NO [36]. Somit ist im Rahmen dieser Arbeit, da der Porenbrenner nur im mageren Bereich betrieben wird, allein der thermische-NO-Bildungsmechanismus relevant.

NO-Bildung aus brennstoffgebundenem Stickstoff

Da im Rahmen dieser Arbeit alle Versuche mit Erdgas, das 2,24% N_2 enthält durchgeführt werden, soll dieser Mechanismus zur Vollständigkeit kurz beschrieben werden. Allerdings ist brennstoffgebundener Stickstoff zur NO-Bildung nur bei signifikanten Konzentrationen von Stickstoff im Brennstoff, wie bei Kohle, von Bedeutung. Da bei diesem Mechanismus sehr viele komplexe Elementarreaktionen ablaufen, ist in Abbildung 2.5 nur der letzte Reaktionsschritt schematisch dargestellt. So wird durch sehr schnelle Reaktion der gebundene Stickstoff zu HCN und dann weiter zu NH_i -Radikalen umgewandelt. Diese werden schließlich zu NO oxidiert. Des Weiteren sind in Abbildung 2.5 die Reaktionspfade für die NO-Bildung aus Luftstickstoff abgebildet.

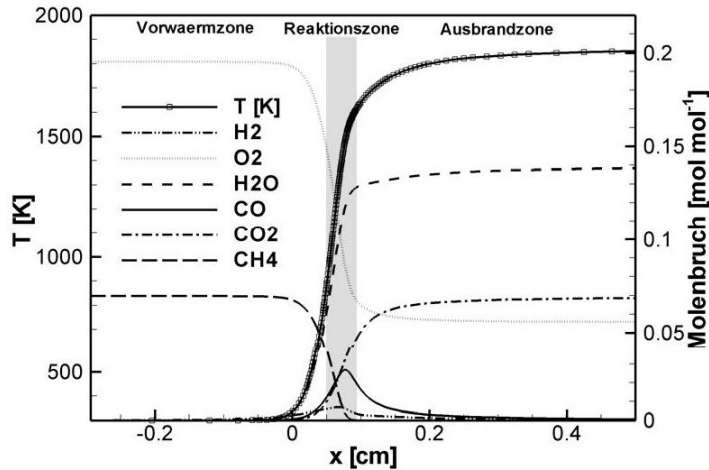


Abbildung 2.6: Berechnete Temperatur- und Konzentrationsverläufe für eine Methan-Luft-Vormischflamme ($\lambda = 1,4$; $p=1$ bar; $T=298$ K)

Da die Reaktion 2.43 eine höhere Reaktionsgeschwindigkeit als die Oxidation mit molekularem Sauerstoff aufweist, wird diese bevorzugt. Sind jedoch eine ausreichend hohe Temperatur, überschüssiger Sauerstoff sowie eine ausreichende Verweilzeit τ im Abgas vorhanden, kann es zur Oxidation mit molekularem Sauerstoff kommen. Diese wird durch die Reaktionsgleichung 2.44 beschrieben. Die benötigten OH-Radikale für die Reaktionsgleichung 2.43 werden wie folgt gebildet [17]:



Da diese Reaktionen schneller als die Reaktion 2.43 ablaufen, ist der geschwindigkeitsbestimmende Schritt durch Gleichung 2.43 gegeben. Mit Hilfe des Arrhenius-Ansatzes lässt sich für die Abbaurrate von Kohlenstoffmonoxids Folgendes formulieren:

$$-\frac{d[CO]}{dt} = k [CO][H_2O]^{0,5}[O_2]^{0,25} \exp \frac{-E_A}{RT} \quad (2.48)$$

Um wie gefordert die CO-Konzentrationen zu senken, lassen sich aus Gleichung 2.48 drei Primärmaßnahmen ableiten[17]:

- Erhöhung der Temperatur
- Erhöhung der Verweilzeit τ

- Erhöhung der Sauerstoffkonzentration ($\lambda > 1$)

Zusätzlich ist es von Vorteil, lokale Temperaturspitzen zu vermeiden, da sich dort das chemische Gleichgewicht Richtung Kohlenstoffmonoxid aufgrund des so entstandenen Gradienten der Entropie verschiebt.

Nach dieser Einführung in die Struktur einer vorgemischten Flamme sowie Ableitung wichtiger verbrennungstechnischer Größen, wie der Flammengeschwindigkeit und Flammendicke sowie dem Verständnis der wichtigsten Schadstoffemissionen in dieser Art Verbrennungsführung ist es möglich, zusammen mit der nachfolgenden Vertiefung in die Eigenschaften der in dieser Arbeit angewandten porösen inerten Medien in Kapitel 3 die Ergebnisse der experimentellen sowie numerischen Untersuchungen zu betrachten und zu erörtern.

Kapitel 3

Verbrennungsvorgänge in porösen Medien

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der Verbrennung in porösen Medien dargestellt und eine Übersicht zu den auf diesem Gebiet bereits durchgeführten experimentellen und numerischen Studien gegeben.

3.1 Grundlagen

Die Flammenstabilisierung in einem porösen inerten Medium (PIM) beruht auf dem intensivierten Wärmetransport, bedingt durch die hervorragenden Wärmetransporteigenschaften des Feststoffs relativ zum Gas. Das anströmende Frischgasgemisch wird somit vorgewärmt, ohne mit zurückgeführtem Abgas verdünnt zu werden. Diese Vorwärmung des Frischgases ist bedingt durch den stromaufwärts wirkenden Wärmetransport aufgrund der Festkörperwärmeleitung, Strahlung und des konvektiven Wärmetransports durch Strömungsdispersion und resultiert in lokal höheren Verbrennungstemperaturen, die zu einer Erhöhung der Brenngeschwindigkeit und der Umsatzrate führen. Der Aufbau und die Struktur des eingesetzten porösen Mediums spielt eine große Rolle für das Zusammenspiel der aufgeführten Wärmetransportmechanismen.

Aufbau der porösen inerten Struktur

Oft sind in der Literatur die Begriffe offenporige Schäume oder “foams“ für inerte Strukturen zu finden. Daher wird in dieser Arbeit von Schäumen oder porösen inerten Medien (PIM) gesprochen. In Abbildung 3.1 ist eine Aufnahme einer derartigen Struktur abgebildet. Bei näherer Betrachtung ist zu erkennen, dass der Aufbau einem Netzwerk aus Hohlräumen und Stegen gleicht. Des Weiteren können morphologische Parameter eines Schaumes unterschieden werden.

Insgesamt gibt es vier morphologische Parameter, die den Aufbau eines keramischen Schaumes charakterisieren und in Abbildung 3.1 zu sehen sind [17]:

- **Zellen:** polyedrische Räume, von denen sich jeweils drei an einem Steg treffen
- **Stege:** Strukturelemente in Form dreieckiger Prismen, die das Netzwerk in der festen Phase aufbauen. Sie sind oft so abgerundet, dass sie zu einer zylindrischen Geometrie neigen.
- **Knoten:** Hier treffen sich jeweils vier Stege und bilden somit die Verbindung im Schaum untereinander.

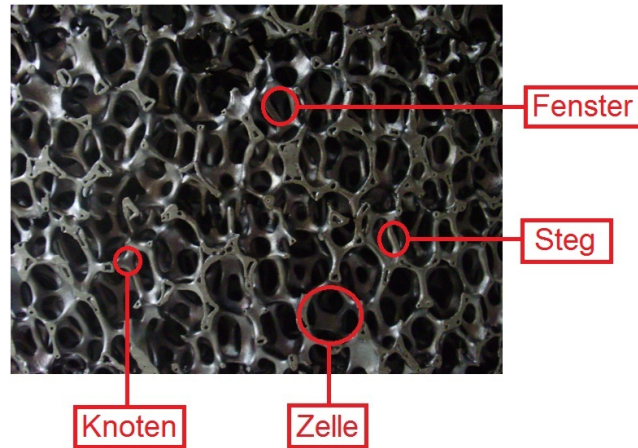


Abbildung 3.1: Keramische Schaumstruktur (SiSiC, 10 PPI)

- **Fenster:** Sie stellen die flächige Verbindung von zwei Zellen dar und werden in festen Schäumen im Durchschnitt durch fünf Stege begrenzt, entsprechen somit eine pentagonalen Geometrie [20].

Wird über die Verbrennung in PIM gesprochen, ist es üblich, folgende Eigenschaften des Schaumes anzugeben:

- Porösität ε [-]
- Spezifische Oberfläche A_v [m^{-1}]
- Porendichte (PPI) [$1/m$]

Die Porösität gibt das Verhältnis von Hohlraum zum Gesamtvolumen an (s. Gleichung 3.1). Das Hohlvolumen lässt sich aus Stegdicke, Zellen- und Fenstergrößen bestimmen. Typische Werte für ε sind 75 - 90 % [49]. Für den verwendeten Schaum aus SiSiC gilt eine Porösität von 87 % [21].

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{Hohlraum}}}{V_{\text{Gesamt}}} \quad (3.1)$$

Die spezifische Oberfläche gibt das Verhältnis der Fläche, die Feststoff und Hohlraum trennt, zum Gesamtvolumen an. Da die Beschreibung der Fläche bei einer schaumähnlichen Struktur schwierig ist, kann als Näherung der analytische Ausdruck für eine Kugelschüttung angenommen werden:

$$A_v = \frac{A_s}{V_{\text{Gesamt}}} = \frac{6(1 - \varepsilon)}{d_{\text{Kugel}}} \quad (3.2)$$

Die Porendichte oder auch PPI-Zahl ("pores per inch") ist die vom Hersteller gebräuchliche Angabe keramischen Schäumen. Jedoch ist diese Eigenschaft nicht eindeutig definiert, da zwischen Fenster und Zellen nicht unterschieden wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein offenporiger Schaum mit der PPI-Zahl von 10 eingesetzt.

Material

Je nach Anwendungsbereich können sowohl Metalle als auch Keramiken für den Einsatz in Brennern in Frage kommen. Da bei den meisten Verbrennungsanwendungen die Temperaturniveaus über den Anwendungstemperaturen der gängigen metallischen Werkstoffe liegen, werden hauptsächlich keramische Materialien eingesetzt. In früheren Untersuchungen wurde gezeigt, dass derzeit im Wesentlichen nur ZrO_2 , Al_2O_3 und $SiSiC$ für den Einsatz in der Verbrennungszone eines Porenbrenners in Frage kommen. Wegen der hervorragenden Wärmetransporteigenschaften werden alle experimentellen sowie numerischen Untersuchungen in dieser Arbeit mit einem Schaum aus Siliziumcarbid ($SiSiC$) als Grundmaterial ausgeführt. Die Besonderheit des verwendeten Schaumes liegt darin, dass in die Hohlräume der Stege weiteres Silizium infiltriert wurde. Somit konnte eine Erhöhung der mechanischen Stabilität erzielt werden.

3.2 Wärmetransportmechanismen

In konventionellen Brennern mit freier Flamme ist die Flammenfront aufgrund der schlechten Wärmetransporteigenschaften des Gasgemisches sehr dünn. Eine Verdickung der Flammenfront ist durch die Nutzung der thermischen Eigenschaften von porösen Materialien möglich. Dazu wird ein Keramik-Schaum zur Intensivierung des Wärmetransports in die Verbrennungszone eingebracht. Der maßgebliche Mechanismus der Wärmerückführung in einem PIM-Brenner kann folgendermaßen beschrieben werden (siehe dazu auch Abbildung 3.2): Durch Zündung des Gasgemisches wird die im Brennstoff gespeicherte Energie in der Reaktionszone freigesetzt. Die freiwerdende Wärme wird dann aufgrund der entstandenen Temperaturdifferenz zwischen Gas und Feststoff konvektiv aus dem heißen Gas an die feste Matrix transportiert. Nach ausreichender Wärmezufuhr zur Keramik wird die Wärme, begünstigt über Festkörperwärmeleitung und -strahlung, durch die hohe Wärmeleitfähigkeit und den Strahlungskoeffizienten des porösen Materials [4] auf die gesamte Matrix verteilt.

Am Brennereintritt, wo das kalte Gasgemisch einströmt, ist die Temperatur des Feststoffs so weit gestiegen, dass er eine höhere Temperatur als das Gasgemisch aufweist und damit wiederum ein Wärmestrom vom Feststoff zu Gasphase entsteht. Somit wird eine Vorwärmung des Frischgasgemisches ermöglicht, ohne mit dem rezirkulierenden Abgas verdünnt zu werden (wie bspw. in Motoren und Drallflammen üblich). Zusätzlich erfährt das Frischgas noch eine Vorwärmung aufgrund von Strömungsdispersion (siehe unten). Angesichts dieses Effekts der Wärmeabgabe an das unverbrannte Gas entstehen lokal in der Reaktionszone höhere Reaktionsraten, verbunden mit einer lokalen Erhöhung der Verbrennungstemperatur über den Gleichgewichtswert hinaus. Dies hat eine Erhöhung der Flammendicke und der Flammengeschwindigkeit zur Folge, wodurch wiederum die magere Ausblasgrenze (und somit auch der Stabilitätsbereich) im Vergleich zur laminaren Flamme erweitert werden kann.

Unter Einfluss der lokalen Strömungsmechanik wird nun das vorgewärmte Gemisch weitertransportiert und reagiert im weiteren Verlauf unter Energiefreisetzung. Die Produkte strömen entlang eines gewundenen Pfades in Richtung Brennerausgang und erwärmen auf dem Weg dorthin konvektiv den Festkörper, der wiederum thermische Energie in Form von Strahlung an die Umgebung abgibt.

Die bereits angesprochene Erweiterung der mageren Ausblasgrenze ermöglicht einen Betrieb mit sehr mageren Gemischen und dadurch die Steuerung der Flammentemperatur in der Weise, dass die Emissionen von Schadstoffen wie CO und NO_x minimiert werden können. Die Möglichkeit der mageren Verbrennung bewirkt eine niedrigere Flammentemperatur, was wie-

derum zur Reduzierung der NO_x -Produktion führt. Zusätzlich verursachen die hervorragenden thermischen Eigenschaften der porösen Matrix eine sehr schnelle Wärmeabfuhr in der Reaktionszone und eine homogene Verteilung der Wärme auf den gesamten Brenner, wodurch sogenannte „Hot-Spots“ vermieden werden und damit die NO_x -Bildung ebenfalls eingeschränkt wird.

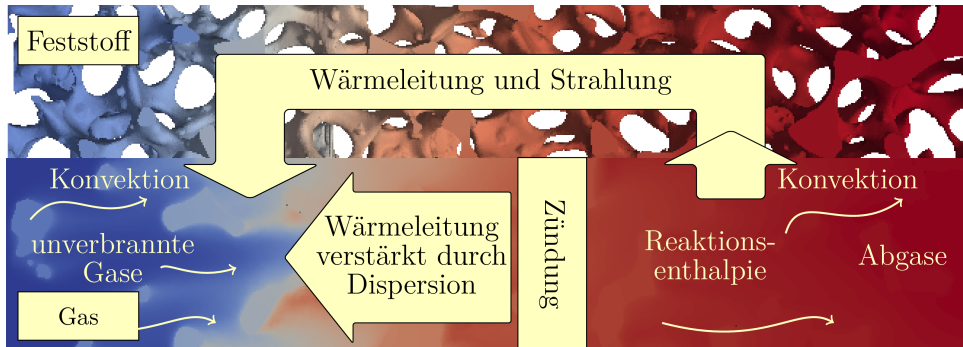


Abbildung 3.2: Wärmetransportmechanismen bei der Verbrennung in porösen Medien

Wie bereits erwähnt, geschieht der Wärmetransport bei einer Verbrennung in PIM-Brenner hauptsächlich durch vier Mechanismen:

- Konvektion,
- Wärmeleitung im Feststoff,
- Strahlung (durch den Festkörper des Schaumes) und
- Strömungsdispersion

Die Gasstrahlung im System kann aufgrund des deutlich höheren Anteils der Festkörperstrahlung vernachlässigt werden.

3.3 Verbrennung in radial durchströmten porösen Medien

Die meisten Untersuchungen zur Flammenstabilisierung und zu Schadstoffemissionen bei der Verbrennung in PIM wurden bis jetzt an axial durchströmten Porenbrennergeometrien vorgenommen. Jedoch besitzt der radial durchströmte Porenbrenner einige Vorteile gegenüber dem axialen Brenner. Diese positiven Eigenschaften sollen in diesem Kapitel hervorgehoben werden.

Bei einem radial durchströmten Brenner wird das Luft-Brennstoff-Gemisch in eine ringförmige poröse Struktur eingeleitet. Schon allein die Geometrie dieses Zylinders hat Einfluss auf die Verbrennung in PIM. So ist ein geometrisches Merkmal des Zylinders, dass dessen Oberfläche mit dem Radius zunimmt. Diese geometrische Eigenschaft verleiht dem radial durchströmten zylindrischen Brenner einen Vorteil gegenüber einem axialen Porenbrenner, in Form einer breiteren Flammenstabilitätsbereiches. Da sich die Flamme in einem Bereich, in der die Flammengeschwindigkeit gleich der Strömungsgeschwindigkeit des Frischgases ist, stabilisiert, spielt die Geschwindigkeitsverteilung im Porenbrenner eine bedeutende Rolle für die Stabilität der Flamme und deren Leistungsmodulation. Allein auf Grund der Geometrie ist der Geschwindigkeitsverlauf einer Strömung durch den PIM, sofern keine Verbrennung stattfindet,

eine Funktion vom Radius der Form $u_u^{T_0} \sim 1/r$. In Abbildung 3.3 sind sowohl der Geschwindigkeitsverlauf eines radialen (links) als auch eines axialen (rechts) Brenners dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Strömungsgeschwindigkeit des axial durchströmten Brenners über die Dicke der porösen Schicht konstant ist. Die Bedingung, dass sich eine Flamme stabilisiert, ist durch $u_u^{T_0} \stackrel{!}{=} S_{PIM}$ gegeben.

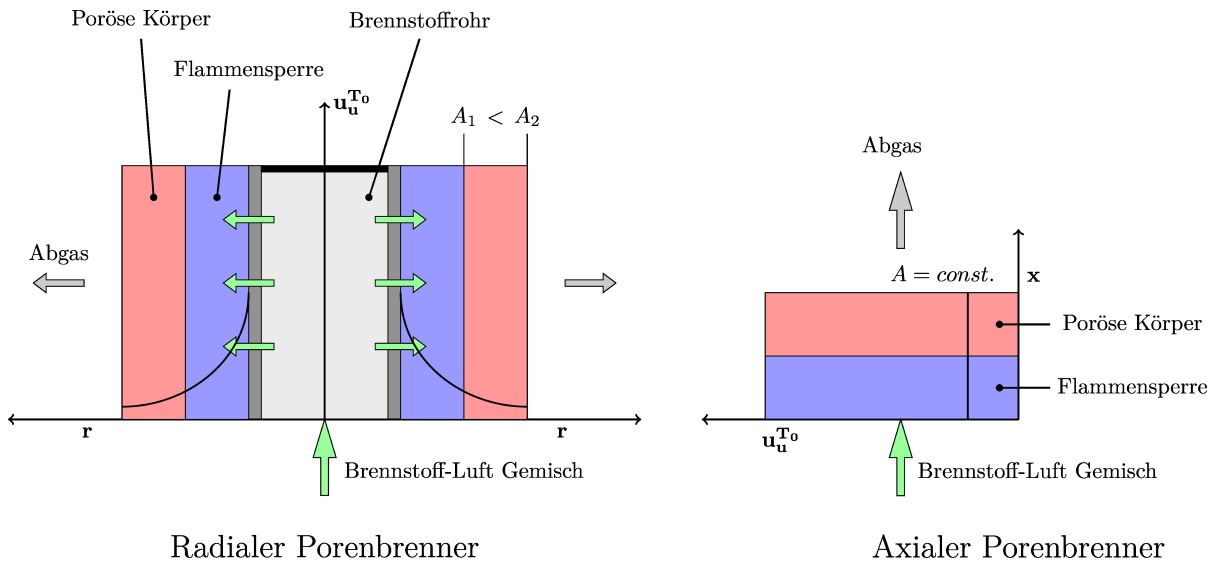


Abbildung 3.3: Strömungsgeschwindigkeiten in einem radialen (links) und einem axial durchströmten Brenner (rechts)

Wird nun die Brenngeschwindigkeit S_{PIM} durch Änderung der Luftzahl λ erhöht oder gesenkt, so kann die Flamme bei einem radial durchströmten Brenner stromauf- bzw. stromabwärts wandern und sich erneut an einem anderen Punkt, in dem $u_u^{T_0} \stackrel{!}{=} S_{PIM}$ gilt, stabilisieren. Beim axial durchströmten Brenner ist dies nicht der Fall. Hier ist die Kaltgeschwindigkeit über die ganze Dicke der porösen Schicht konstant. Es kann keine genaue Aussage über den Aufenthaltsort der Flamme gemacht werden, da die Bedingung für die Stabilität $u_u^{T_0} \stackrel{!}{=} S_{PIM}$ nicht ortsabhängig ist. Demzufolge kann immer nur genau eine Betriebsbedingung erfüllt sein. Dies bedeutet, dass die thermische Leistung und die Luftzahl $\lambda(\dot{m})$ genau so eingestellt werden müssen, dass eben genau die Beziehung der Brenngeschwindigkeit $u_u^{T_0} \stackrel{!}{=} S_{PIM}$ vorliegt. Im Rückschluss bedeutet dies, dass eine Änderung der Luftzahl zur Folge hat, dass der Durchsatz (\dot{m}) entsprechend angepasst werden muss, da die Flamme sonst ihren stabilen Zustand verlässt und aus dem PIM herausgetragen wird. Dementsprechend ist bei dem radial durchströmten zylindrischen Brenner eine höhere Flammenstabilität und Leistungsmodulation als beim axial durchströmten Porenbrenner gegeben.

Nicht nur eine erhöhte Leistungsmodulation durch die höheren Brenngeschwindigkeiten in PIM sind zu erwarten, sondern auch niedrige Schadstoffemissionen. Durch die rund 350-mal bessere Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes zum Gas im porösen Körper kommt es zur homogenen Temperaturverteilung im gesamten PIM, somit treten keine lokalen Temperaturspitzen auf. Die Niedertemperaturverbrennung bei höheren Luftzahlen und das homogene Temperaturfeld bewirken eine Reduzierung der NO_x -Emissionen. Die auftretende Wärmerückführung in PIM sorgt für eine erhöhte Brenngeschwindigkeit und einen höheren Brennstoffumsatz, was sich vor allem im Hinblick auf die Kohlenstoffmonoxidbildung sehr günstig auswirken sollte. Dies wird durch

ein qualitativ gut vorgemischtes Brennstoff-Luftgemisch unterstützt. Somit sind letztlich sehr niedrige CO- und NO_x-Konzentrationen zu erwarten.

3.4 Experimentelle Untersuchungen

Im Gegensatz zur Verbrennung in axial durchströmten porösen Medien wurde die Verbrennung in radial durchströmten PIM bisher experimentell weniger erforscht. Aus diesem Grund werden hier einige experimentelle Studien vorgestellt.

Eine konische Geometrie wurde zwecks Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in PIM von Diezinger ([15]) untersucht. Genau wie in einem radial durchströmten Porenbrenner verringert sich die Strömungsgeschwindigkeit in einem Konus entlang der Anströmrichtung aufgrund des sich vergrößernden Querschnitts, d. h. die Flamme wird sich in einem Konus so lange stromaufwärts bewegen, bis die Gasgeschwindigkeit und die Brenngeschwindigkeit im kinematischen Gleichgewicht sind. Bei den in [15] durchgeführten Stabilitätsuntersuchungen wurde die Brenngeschwindigkeit jedoch auf Basis des Gaszustandes im Stabilitätspunkt ermittelt und nicht basierend auf dem Zustand des unverbrannten Gasgemisches, wie es gemäß der Definition vorgesehen ist. Dies führt zu einer Überschätzung der Brenngeschwindigkeit.

Bedoya et al. [8] führten auch Untersuchungen zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in einem konischen Porenbrenner durch. Deren Porenbrenneranlage wurde so konstruiert, dass es möglich war, die Brenngeschwindigkeit bei Drücken bis zu 15 bar zu bestimmen.

Kamal und Mohamad [33] haben experimentelle Untersuchungen zur Verbrennung in einer aus keramischen Fasern bestehenden Lamellenstruktur durchgeführt. Dabei wurden die Strahlungseigenschaften, Abgasemissionen und der Einfluss der Verdrallung auf den Wärmeübergang untersucht. Erhofft wurde dabei ein verstärkter Wärmetransfer vom Gas zum Feststoff durch Einbringen von Turbulenz ins Strömungsfeld. Die gemessenen Gastemperaturen zeigten eine lokal erhöhte Flammentemperatur. Mit Hilfe eines Infrarot-Thermometers war es möglich, die Festkörpertemperatur und die Strahlungsintensität zu messen. Die Ergebnisse zeigten eine um 37 % verstärkte Wärmestrahlungseffizienz im Vergleich zu freien Flammen. Die Abgasuntersuchungen der vorgemischten Verbrennung zeigten niedrige NO_x-Werte von 29 ppm und 400 ppm CO.

In einer weiteren Übersicht zur Verbrennung in porösen Medien [32] werden drei Mechanismen vorgestellt, die zur Erhöhung der Brenngeschwindigkeit in radial durchströmten porösen Medien führen. Laut Kamal und Mohamad [32] sind das die Wärmerückführung, die Erhöhung der Kontaktfläche und der verstärkte Wärmeübergang. Der erste Mechanismus stellt ein Gleichgewicht zwischen dem Energieeintrag durch den Brennstoff und die zurückgeführte Energie in Form von Wärme dar. Bei einer Erhöhung des Massenstroms erhöht sich die zurückgeführte Energie um den erhöhten Konvektionsanteil der Wärmeübertragung zwischen den zwei Phasen. Der zweite Mechanismus wurde von Takeno und Sato [57] eingeführt. Wenn sich die Flamme weiter stromabwärts verschiebt, nimmt die Kontaktfläche zwischen Gas- und Feststoff in Strömungsrichtung zu und die Vorwärmzone wird verlängert. Der dritte Mechanismus betrachtet die erhöhte Turbulenz durch die Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit und wurde von Chen [12] vorgestellt. Wie in dieser Arbeit auch untersucht wurde, steigt die Brenngeschwindigkeit bei Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit bis zu einem bestimmten Wert, also dem Durchsatz an. Dies wird allerdings auch von einem zusätzlichen Mechanismus hervorgerufen, nämlich der verstärkten molekularen Dispersion, also der verstärkten Mischung.

Dobrego et al. [18] und Sathe et al. [50] haben den Einfluss unterschiedlicher Parameter wie

Art des porösen Mediums, Luft-Brennstoffverhältnisses und der Porosität auf die Flammenstabilität in zylindrischen Porenbrennern untersucht. Sie stellten fest, dass sich die Flammenfront, je kleiner die Körnung ist (also die einzelnen Partikel, die die Feststoffphase bilden) umso stärker dem Brennerzentrum annähert. Bei diesen Studien wurde die Flammenposition variiert, also die Position der Flammenfront als Funktion des Durchsatzes. Die Brenngeschwindigkeit und der Strahlungsanteil hatten einen Maximalwert, wenn sich die Flamme in der Mitte der porösen Schicht stabilisierte. Eine weitere Aussage war, dass die Wärmeverluste von der radialen Position abhängig sind.

Experimentelle Untersuchungen bezüglich der Schadstoffemissionen in zylindrischen Porenbrennern aus Metallfasern wurden von [27] und [26] durchgeführt. Es wurde eine Reduktion der NO-Emissionen von 14 ppm auf 5 ppm im Vergleich zu herkömmlichen Heizkesseln mit CO-Werten von 10 ppm festgestellt.

3.5 Numerische Untersuchungen

Die numerische Simulation von Verbrennungsvorgängen spielt eine immer größere Rolle in der Forschung sowie in der Entwicklung und Optimierung neuer Technologien für die industrielle Anwendung. Die auch für komplexe Rechnungen benötigten Rechnerkapazitäten stehen heute dank des raschen Fortschritts in der Computertechnologie zur Verfügung. Experimentelle Untersuchungen sind zwar unbedingt notwendig, um die Ergebnisse der Simulation zu validieren und empirisch zu belegen, doch wird aufgrund des hohen Zeitaufwands beim Versuchsaufbau und der Durchführung bevorzugt auf computergestützte Simulationen zurückgegriffen. Diese haben neben der Zeitersparnis zusätzlich den Vorteil der geringeren Kosten im Vergleich zum Aufbau und Durchführung mehrerer Versuchsreihen und ermöglichen Einsicht in nicht messbare Vorgänge.

In der Literatur findet sich eine Reihe von experimentellen Untersuchungen zur Verbrennung in porösen Medien. Eine Motivation dieser Arbeit ist unter anderem der Mangel an numerischen Untersuchungen zur Flammeneigenschaften in porösen inerten Medien auf Porenebene. Experimentell sind unter anderem Schadstoffemissionsmessungen und Temperaturverteilungen entlang des PIM die typischerweise am häufigsten durchgeführten Versuche, während die Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in vielen Arbeiten nicht aufgeführt ist [17]. Die Studien, in denen die Brenngeschwindigkeit S untersucht wurde, stimmen mit einer 4- bis 10-fachen Erhöhung der Brenngeschwindigkeit S gegenüber der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l überein. S ist abhängig von den Eigenschaften des PIM, wie z. B. der Wärmeleitfähigkeit und der Porosität.

Aufgrund der experimentellen Schwierigkeiten und der eingeschränkten Messmethoden, die aus der beschränkten Zugänglichkeit des PIM resultieren [35], sowie der Komplexität der Physik, die hinter dem Verbrennungsprozess in einem PIM steckt, sollte der Entwicklungsprozess der porösen Verbrennungstechnologie durch numerische Simulationen begleitet werden, welche in der Lage sind, die physikalischen Phänomene abzubilden [28].

Die Mehrheit der Modelle, die bisher angewandt wurden, basieren auf der eindimensionalen Finite-Elemente-Methode, während sich nur wenige Modelle auf 2D- und 3D-Rechnungen stützen. Vor allem auf 3D-Porenebene lassen sich nur wenige Arbeiten über die Strömungsdynamik (ohne Verbrennungsreaktion) [66, 24, 17, 14] und eine einzige Studie über die Verbrennung von Ruß [64] finden.

In den 1D-Simulationen wurden für gewöhnlich Reaktionsmechanismen mit detaillierter

Chemie angewandt und der Wärmetransport [25], Materialeigenschaften [16], [6], [37] die Komplexität der Chemie der Verbrennung [70] untersucht. Z. B. schlugen Zhou und Pererira [69] ein eindimensionales Modell vor, welches die Strömung, die Verbrennung und den Wärmetransport in einem Zweizonen-Brenner (10 PPI Alumina-Schaum in der Verbrennungszone und 66 PPI Alumina Schaum in der Vorwärmzone) vorhersagen konnte. Sie nutzten einen detaillierten Reaktionsmechanismus und betrachteten zwei getrennte Energiegleichungen für Gas und Feststoff mit Wärmetransport durch Wärmeleitung und Strahlung. Dabei wurden die Gasphase und die Feststoffmatrix durch den konvektiven Wärmetransport gekoppelt. Das Ziel der Berechnungen bestand darin, Temperatur, NO_x - und CO-Profile vorherzusagen. Ihre Ergebnisse stimmten zwar sehr gut mit den experimentellen Daten überein, doch wurde keine Aussage über die Berechnung der Brenngeschwindigkeit und deren Vergleich mit experimentellen Daten getroffen. In einer folgenden Publikation untersuchten sie den Einfluss der Verwendung von vier verschiedenen Reaktionsmechanismen: Detaillierter Mechanismus (49 Spezies, 227 Reaktionen); Skelettmechanismus (SM) nach Glarbourg et al. (27 Spezies, 73 Reaktionen); 4-Schritt reduzierter Mechanismus mit 9 Spezies (4RM) und globaler 1-Schritt Mechanismus (1GM) [70]. Alle untersuchten Mechanismen zeigten eine gute Übereinstimmung mit der experimentell bestimmten Temperatur, Spezieskonzentrationen und Brenngeschwindigkeiten. Der Einschritt-Mechanismus überschätzte die berechnete Temperatur aufgrund der vernachlässigten Dissoziation, die sich in einer Erhöhung der Reaktionsrate äußerte. Das betraf somit auch die Brenngeschwindigkeit, die signifikant höher war als bei den anderen Mechanismen.

In eindimensionalen Modellen müssen für die Berechnung effektive Transportkoeffizienten angewendet werden, die vereinfacht durch experimentelle Korrelationen oder "Direct Pore Levels Simulations" (DPLS) ermittelt werden. Die Sensitivität dieser Koeffizienten wurde in [6, 17] verglichen. Djordjevic et al. [17] zeigten die Relevanz der Strömungsdispersion in PIM, da der gemessene Anstieg einer 10-fachen laminaren Brenngeschwindigkeit numerisch nur unter Einbeziehung der Dispersion erreicht werden konnte. Dafür wurde der Dispersionskoeffizient durch Berechnungen in einem dreidimensionalen numerischem Gitter bestimmt, das durch μ -Computer-Tomographie Bilder (μ -CT) eines SiSiC-Schaumes generiert wurde.

Generell wird in allen 1D-Modellen ein eindimensionaler Fluss angenommen und folglich auch eine 1D-Flammenfront sowie keine radialen Wärmeverluste, räumliche Flammstreckung und Temperaturschwankungen. Diese Annahme ist allerdings in porösen Brennern mit komplexer Geometrie eine starke Vereinfachung. In diesem Fall sind eindimensionale Gleichungen nicht länger gültig und daher mehrdimensionale Modelle notwendig.

Die CFD-Software FASTEST-3D wurde zur Untersuchung der partiellen Oxidation von Kohlenwasserstoffen [2] und des Einflusses keramischer Schaumstrukturen auf die Dispersion [55] eingesetzt. Eine volumengemittelte Methode wurde zur Berechnung der vorgemischten Methan-Verbrennung und des Wärmetransports in porösen Brennern mit integrierten Wärmetauschern von Malico und Pereira vorgestellt [38, 39]. Sie untersuchten ebenfalls den Einfluss der Strahlungsmodellierung und die Abhängigkeit der Strahlungseigenschaften. Xie et al. [52] und Liu et al. [61] verwendeten FLUENT-Software um den Druckverlust und die Temperaturverteilung in zwei verschiedenen Systemen zu untersuchen.

2D DPLS wurden von Hackert et al. [25] durchgeführt, die ein Modell entwickelten, um den Einfluss der Mehrdimensionalität auf Flammen innerhalb von zwei geometrisch einfachen porösen Strukturen zu untersuchen: Waben (keine Dispersion) und Querbleche (Wärmerückführung durch Strahlung).

Außerdem wurden einige 3D DPLS der Strömung durch ein PIM veröffentlicht, in denen verbesserte Standardkorrelationen für den Druckabfall und die Diffusivität in einem quasi-

homogenen porösen Medium eingesetzt wurden [14]. Habisreuther et al. [24] analysierten Eigenschaften eines PIM wie Druckverlust der offenporigen Schäume, die Erhöhung der Mischungsbedingungen in der Fluidphase wegen der randomen Struktur aufgrund der hydrodynamischen Dispersion und der Tortuosität der Strömung. Für die numerischen Untersuchungen wurde eine aus MRI-Messdaten gewonnene, rekonstruierte Geometrie eines porösen Körpers eingesetzt.

Einige Wissenschaftler verwendeten unkonventionelle Modellierungstechniken, wie die "Flamelet generated manifolds" (FGM)-Methode [43, 44], die eine Kombination zweier verschiedener Ansätze darstellt um damit die Berechnungen zu vereinfachen, d. h. der Flamelet-Ansatz und der "manifold approach". Andere wendeten für die Simulation des Reaktionsvorgangs innerhalb komplexer Geometrien die "Lattice Boltzmann Methode" (LBM) [63, 62, 66] an, um die komplexen Geometrien durch verschiedene Approximationen zu vereinfachen, anstatt sie mit der Finiten Volumen Methode zu berechnen [66]. Zudem haben Finite Volumenberechnungen die Gemeinsamkeit, dass es Mehrgitter-Methoden sind, wie z. B. der gitterbasierte Mikrostruktur-Algorithmus, mit dem sich eine zufällige Gitterstruktur von PIM anhand von Strukturparametern generieren lässt [68]. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass dem Feststoff und dem Fluid die thermodynamischen Parameter und Transporteigenschaften des korrespondierenden physikalischen Materials zugeordnet sind und dass ihre Wechselwirkung leicht untergebracht werden kann.

In der Geschichte der Verbrennungsmodellierung in PIM versuchten Autoren den Einfluss der verschiedenen Wärmetransportmechanismen zu quantifizieren. Die folgende Tabelle 3.1 ist das Ergebnis ihrer Schlussfolgerungen über die relative Wichtigkeit und Sensitivität der Wärmetransportprozesse bei der Verbrennung in porösen Medien.

Tabelle 3.1: Relevanz der Wärmetransportmechanismen bei der Verbrennungsmodellierung in PIM; Legende: ++ sehr wichtig; + wichtig; - weniger wichtig

Strahlung Festkörper	Strahlung Gas	Wärmeleitung Festkörper	Wärmeleitung Gas	Dispersion	Wärme konvektiv
+	-	++	-	++	+
[6, 11, 65] [51]	[5, 56]	[5, 56, 51, 29] [40, 7]		[17, 24]	[56, 29, 40]

In einigen 1D-Berechnungen ([17],[16]) wurde auch eine Sensitivitätsanalyse bezüglich der effektiven Wärmetransportkoeffizienten durchgeführt. Djordjevic et. al [17] entwickelten ein 1D-Modell, das zusätzlich zum Wärmetransport in der Feststoffphase auch die Diffusion von Spezies, verursacht durch Strömungsdispersion, betrachtet. So konnte die Bedeutung der Strömungsdispersion für die Erhöhung der Brenngeschwindigkeit in PIM nachgewiesen werden.

Chen et al. [11] diskutierten die Auswirkungen der Strahlung in einem porösen Ein-Zonen-Brenner. Dabei wurde ein Ein-Phasen-Modell verwendet, das die Effekte der Wärmeleitung und der Festkörperstrahlung miteinbezog. Ihre Schlussfolgerung bestand darin, dass der Strahlungsanteil am Wärmetransport das unverbrannte Frischgasgemisch aufheizt, was sich in einer Erhöhung der maximalen Flammentemperatur und der Brenngeschwindigkeit äußert, die Flammendicke aber verringert. Ähnlich wie [11], fanden Sathe et. el [51] heraus, dass die effektive Brenngeschwindigkeit von Flammen, die sich in der Nähe des Brennerausgangs stabilisierten, hauptsächlich von der Festkörperstrahlung bestimmt wurde. Bei Flammen, die sich in

der stromaufwärts gerichteten Hälfte innerhalb des porösen Mediums stabilisieren, tragen beide Faktoren (Festkörperstrahlung und Festkörperwärmeleitung) zur erhöhten Brenngeschwindigkeit bei. Die Modellvoraussagen von [29] zeigen, dass der Extinktionskoeffizient, welcher von der Zellengröße und den Materialeigenschaften des Festkörpers abhängt, einen bedeutenden Einfluss auf die Flammeneigenschaften besitzt. Der Vorwärmeeffekt wird mit erhöhtem konvektiven Wärmetransport und mit steigender effektiver Wärmeleitfähigkeit des Feststoffs größer. Es wäre zu erwarten, dass die Konvektion mit wachsender Anzahl von Zellen pro Längeneinheit steigt. Jedoch erhöht sich der Extinktionskoeffizient mit steigender Zelldichte und verringert sich mit steigendem Zelldurchmesser. Als Schlussfolgerung der oben aufgezählten Arbeiten kann festgehalten werden, dass die Festkörper-Festkörper-Strahlung, Wärmeleitung im Feststoff und der konvektive Wärmetransport durch Strömungsdispersion die beherrschenden Wärmetransportmechanismen beim Verbrennungsprozess in porösen Medien sind.

Viele der Autoren erreichten hinsichtlich der Emissionen und Verbrennungstemperaturen gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Ergebnissen, jedoch wurde die Dreidimensionalität der Strömung und der Flammenfront in porösen Strukturen nicht in Betracht gezogen. Die Berücksichtigung der radialen und axialen Temperaturschwankungen in der Flammenfront können nur durch die Verwendung einer 3D DPLS (3D Direct-Pore-Level-Simulation) vorhergesagt werden. Die 3D DPLS kann unter Bedingungen eingesetzt werden, bei denen die Güte von Modellen, die auf volumengemittelten Methoden basieren, ungenügend ist. Alle Veröffentlichungen über die Verbrennungsreaktion in PIM führen deshalb zu dem Schluss, dass es weiterhin einen breit gefächerten Anwendungsbereich für zukünftige Forschungsarbeiten, vor allem im Bereich der 3D Modellierung der porösen Verbrennung auf Porenebene gibt, die bisher nur von Yamamoto und Takada [64] für die Verbrennung von Ruß in PIM mit der Lattice Boltzmann Methode durchgeführt wurde.

Bezüglich der numerischen Simulation der Verbrennung im radial durchströmten Porenbrenner existieren wenige wissenschaftlichen Studien. Mohamad ([42]) hat die Wärmefreisetzung und die Verbrennung in einem axial und radial durchströmten Porenbrenner mittels numerischer 1D-Methoden untersucht und die Temperatur- sowie die Geschwindigkeitsverteilung in beiden Geometrien miteinander verglichen. Die Eigenschaften der festen Phase wurden dabei als konstant angenommen, ebenso das thermische Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen. Bei der Modellierung der Strahlung wurde die Rosseland Gleichung angewandt und die Gassstrahlung vernachlässigt. Die Verbrennung wurde mittels eines Wärmequellterms in der vorgegebenen Region berechnet. Als Ergebnis zeigte sich, dass das Temperaturmaximum beim axial durchströmten Porenbrenner höher war als im radial durchströmten Brenner, was zu niedrigeren NO_x -Emissionen führen soll. Die berechneten Geschwindigkeitsprofile zeigen die Geschwindigkeitsabnahme über den Radius in der radial durchströmten Geometrie ($u \approx 1/r$), welche zu einer Erweiterung der Stabilität und der Leistungsmodulation führt.

Die Änderung der Brenngeschwindigkeit in PIM mit dem Durchsatz wurde von [41] und [10] analytisch und numerisch (1D) untersucht. Es wurde festgestellt, dass drei mögliche Flammenpositionen bei der Verbrennung in PIM existieren können: (1) an der Grenzfläche am Anfang des PIMs, (2) in PIM und (3) an der PIM-Oberfläche. Diese unterscheiden sich voneinander durch die Wärmetransportmechanismen, die während der Verbrennung wirken. Bei den Flammenfrontpositionen (1) und (3) wird die Wärme von der Flamme wegtransportiert, durch die PIM selbst, stromaufwärts und durch die Umgebung, stromabwärts. Bei (2) wird theoretisch die maximale Brenngeschwindigkeit erreicht.

Eine der wenigen numerischen CFD Studien mit dem Code Ansys CFX ist die von Tierney et al. ([58]). In dieser Untersuchung wurden die Wechselwirkungen zwischen Gas- und

Feststoffphase mit einem relativ detaillierten chemischen Mechanismus (16 Spezies und 28 Reaktionen) berücksichtigt. Die Strömung wurde als laminar und newtonisch angenommen und die Feststoffphase als inert und homogen. Es wurden separate Energiegleichungen für die beiden Phasen angewandt, verbunden über den konvektiven Wärmeübergangsterm. In diese Studie wurden aber nur Temperaturprofile dargestellt, ohne eine Aussage über die Brenngeschwindigkeit in PIM und ohne die numerischen Ergebnisse mit Experimenten zu vergleichen.

Kapitel 4

Experimentelle Untersuchungen

Das Ziel des experimentellen Teils der vorliegenden Arbeit war die Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in einer radial durchströmten Porenbrennerkonfiguration und die Ermittlung der wichtigsten Schadstoffemissionen. Dazu wurden unterschiedliche Luft-Brennstoff-Verhältnisse sowie unterschiedliche thermische Leistungen eingestellt. Um einen genaueren Einblick in den Verbrennungsvorgang im radial durchströmten Porenbrenner zu bekommen, wurden die axialen und die radialen Temperaturverteilungen im Brennraum sowie die Abgastemperatur gemessen. Die so gewonnenen experimentellen Daten dienen als Basis für die Validierung der numerischen Untersuchungen bzw. der direkten numerischen Simulation der Strömung und Verbrennung in porösen Medien, die in Kapitel 5 vorgestellt wird.

In diesem Kapitel werden zunächst die Versuchsanlage und die Prinzipien der in dieser Arbeit eingesetzten Messungen und ihre Verfahrensweisen vorgestellt. Weiter werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen hinsichtlich Temperaturverteilung (makroskopische Flammendicke), Schadstoffemissionen, Flammenstabilität und Brenngeschwindigkeit dargestellt.

4.1 Aufbau der Versuchsanlage

Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Darstellung der Versuchsanlage, die in folgende Komponenten gegliedert werden kann:

- Brennstoff- und Luftversorgung
- Mischsystem
- Flammenüberwachung
- Porenbrenner
- Thermoelemente
- Kühlung
- Datenerfassung

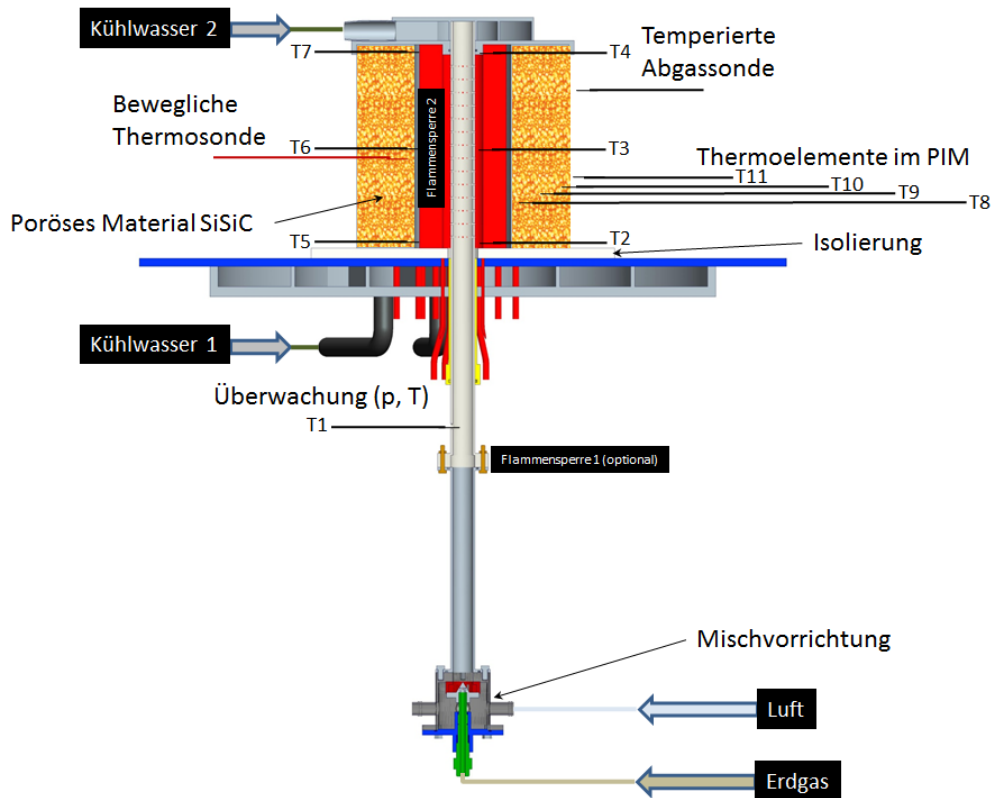


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der Porenbrenneranlage

4.1.1 Brennstoff- und Luftversorgung

Um die Betriebsbedingungen des Porenbrenners genau einstellen zu können, werden in die Zuleitungen von Luft und Erdgas jeweils digitale Massendurchflussmesser eingesetzt. Zusätzlich ist die Brennstoffleitung mit einem digitalen Regler ausgestattet. So kann die Dosierung von Erdgas über den PC gesteuert und eine genaue thermische Leistung sowie unterschiedliche Luft-Brennstoff-Verhältnisse eingestellt werden. Sowohl der Regler als auch die Durchflussmesser stammen von der Firma Wagner. Der Messbereich für Luft ist zwischen 1,2 und 60 Nm^3/h kalibriert, der für Brennstoff von 0,14 bis 7 Nm^3/h .

4.1.2 Mischsystem

Für die Vormischverbrennung in PIM ist es notwendig, ein homogenes Brennstoff-Luft-Gemisch vor Eintritt in den Brennraum (PIM) bereitzustellen. In dieser Arbeit wurde eine auf Simulationsergebnissen basierende fertigungsgerechte Konstruktion eines Vormischsystems konzipiert. Hauptbestandteile des Vormischsystems sind der radiale Drallerzeuger und die Brennstoffdüse (s. Abb. 4.2). Die vom Drallerzeuger hervorgerufene Verdrallung der Verbrennungsluft ermöglicht eine verbesserte Vermischung mit dem Brennstoff. Dank der größeren tangentialen Geschwindigkeiten erhöht sich die Turbulenz, wodurch der Querstoffaustausch zunimmt und ein schnellerer Abbau von Konzentrationsgradienten erzielt wird. Die Brennstoffdüse hat vier schräg gebohrte Öffnungen, die gleichmäßig zum Umfang verteilt sind. Diese Düsengeometrie begünstigt die Ausbildung einer Scherzone zwischen Luft und Brennstoff, was die Mischung deutlich verbessert.

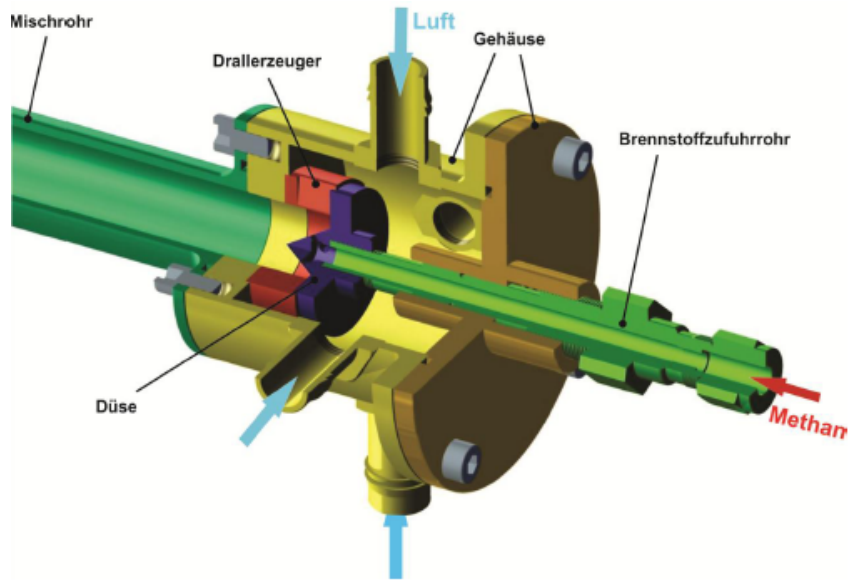


Abbildung 4.2: Mischer

4.1.3 Flammenüberwachung



Abbildung 4.3: Flammensperre - duoform HAT 180

Das homogene Brennstoff-Luft-Gemisch wird aus einem nach oben abgeschlossenen Rohr mittels gleichmäßig angebrachter Öffnungen radial umgelenkt. Zwischen Austrittsrohr und dem zylindrischen PIM (SiSiC 10 PPI) ist eine Flammensperre (Flammensperre 2 in Abb.4.1) duoform HAT 180 (duoform Stark Isoliersysteme) angebracht (Abb.4.3). Die Flammensperre ($D_i=40$ mm, $D_a=86$ mm) besteht aus einer Mischung aus Al_2O_3 und SiO_2 . Diese hat den Vorteil einer sehr geringen Wärmeleitfähigkeit, welche sich in den Temperaturen vor und nach der Flammensperre bemerkbar macht. Zusätzlich hat diese Materialmischung eine Anwendungstemperatur bis 1750 °C. Die Temperatur ist vor der Flammensperre um ein Vielfaches niedriger als nach der Flammensperre. Die Verhinderung des Flammenrückschlags beruht auf der Wirkung des

Löschabstandes. Der Lochdurchmesser beträgt $d_{\text{Loch}}=1,2$ mm und ist somit viel kleiner als der Löschabstand von Methan bei den in dieser Arbeit gewählten Betriebsbedingungen (ca. 2 mm). Somit wird ein Flammenrückschlag verhindert. In Tabelle 4.1 sind alle Eigenschaften des eingesetzten Material zusammengefasst.

Name	Zusammensetzung	Schmelzpunkt ($^{\circ}\text{C}$)	Anwendungstemperatur ($^{\circ}\text{C}$)	Wärmeleitfähigkeit λ (W/mK) bei	Spezif. Wärmekapazität c_v ($\text{kJ}/\text{kg}^{\circ}\text{C}$)
douform	75 % Al_2O_3	> 1800	1750	500 $^{\circ}\text{C}$ 0.10	1.1
HAT 180	25 % SiO_2			700 $^{\circ}\text{C}$ 0.12	
				900 $^{\circ}\text{C}$ 0.14	
				1100 $^{\circ}\text{C}$ 0.16	

Tabelle 4.1: Eigenschaften der Flammensperre

4.1.4 Eingesetzte poröse Materialien

Das Konzept der Porenbrennertechnik beruht darauf, dass die Verbrennungsreaktion innerhalb einer porösen Matrix abläuft, welche weitaus bessere Wärmetransporteigenschaften aufweist als das Brenngasgemisch allein. Im Gegensatz zu konventionellen Brennersystemen, die durch inhomogene, strömungsstabilisierte Reaktionszonen mit lokalen Temperaturspitzen und hohen Emissionen charakterisiert werden, erlaubt die Porenbrennertechnologie homogene Temperaturbereiche mit nur geringem Druckabfall bei einer höheren Leistungsdichte sowie den Einsatz von Gasen mit niedrigem Heizwert [47]. Basierend darauf ist es erforderlich, dass das in der Verbrennungszone eingesetzte poröse Material folgende Anforderungen erfüllt:

- Ausreichende Grenztemperatur
- Temperaturwechselbeständigkeit - um der geforderten Anzahl an Lastwechseln und Start-Stopp-Vorgängen standhalten zu können (instationäre Prozesse beim Anfahren und Abschalten)
- Geringe Wärmeausdehnung
- Chemische Beständigkeit
- Hohe Wärmeleitfähigkeit und Emissivität

In diese Arbeit wurde aufgrund der oben aufgezählten Anforderungen als poröses Material in der Verbrennungszone SiSiC eingesetzt. Einige wichtige physikalische Eigenschaften und Stoffdaten sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

Die hohe Wärmeleitfähigkeit und Emissivität von SiSiC sowie die für die meisten Zwecke ausreichende Grenztemperatur führt zu einem breitem Anwendungsbereich. Bei Siliciumcarbid liegt der Schmelzpunkt im Vergleich zu anderen Keramiken weit höher, bei etwa 2830 $^{\circ}\text{C}$. Die maximale Einsatztemperatur bei zusätzlich infiltriertem Silicium liegt bei 1600 $^{\circ}\text{C}$. Es hat eine Dichte von $3.15 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, also nahe der des Aluminiumoxids. Verglichen mit anderen, bei Porenbrenneranwendungen oft eingesetzten Keramiken wie ZrO_2 und Al_2O_3 besitzt SiSiC eine weitaus höhere Wärmeleitfähigkeit sowohl bei Raumtemperatur (80 – 150 $\frac{\text{W}}{\text{mK}}$) als auch bei

Material	Emissionsgrad [-]	Porosität ϵ [-]	Maximale Anwendungstemperatur [°C]	Spezifische Oberfläche A_v [1/m]	Porendichte (PPI) [1/m]	Wärmeleitfähigkeit λ [W/mK]
SiSiC	0.9	0.88	1600	477	10	80 – 150 (25°C) 20 – 50 (1000 °C)

Tabelle 4.2: Eigenschaften des verwendeten PIM [21],[15]

1000 °C ($20 - 50 \frac{W}{mK}$). Diese Eigenschaft gekoppelt mit einem geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten resultiert in einer guten Thermoschockbeständigkeit. Dazu kommt noch der hohe Emissionsgrad von ca. 0,9 bei 2000 K.

Für die radial durchströmte Porenbrenneranlage wurde eine speziell ausgelegte und gefertigte ringförmige poröse Struktur aus SiSiC mit 10 PPI Porosität eingesetzt (s. Abb.4.4). Die Dicke der porösen Schicht beträgt 57,5 mm mit einem Außendurchmesser von $D_a=210$ mm und einem Innendurchmesser von $D_i=95$ mm. Zwischen Flammensperre ($D_a=86$ mm) und der ringförmigen, porösen Struktur existiert ein Spalt (Leerraum) mit einer Breite von 9 mm, damit sich Flammensperre und PIM nicht berühren. So kann ein Wärmeübergang durch Wärmeleitung von Festkörper zu Festkörper ausgeschlossen werden.



Abbildung 4.4: Eingesetztes poröses Material - 10 PPI SiSiC

4.1.5 Thermoelemente

Um die Position der Reaktionszone während der Verbrennung und die Entwicklung des Temperaturverlaufs nach der Zündung bzw. bei einer Änderung der Luftzahl zu ermitteln, wurden an verschiedenen Stellen 11 Thermoelemente in den Porenbrenner eingesetzt (s. Abb.4.1). Aufgrund der in PIM erreichten Temperaturen wurden Thermoelemente vom Typ S aus Pt-Pt (Platin) mit 10 % Rh (Rhodium) und zusätzlichem Keramikmantel verwendet. Der Durchmesser beträgt 0,3 mm und der Anwendungsbereich liegt bei -50 °C bis 1750 °C.

Das erste Thermoelement T1 befindet sich im Mischrohr, danach sind jeweils 3 weitere (T2-T4 und T5-T7) in einer Höhe von 0 mm, 50 mm und 100 mm vor und hinter der Flammensperre angebracht. Diese Thermoelemente dienen hauptsächlich zur Temperaturüberwachung. Das im Mischrohr eingesetzte Thermoelement ist an ein Relais angeschlossen, welches die Gaszufuhr bei einer einstellbaren Temperatur schließt. Im PIM selbst befinden sich 3 Thermoelemente (T8-T10) im Abstand von 18,5 mm, 31,5 mm und 44,5 mm und in einer Höhe von 40 mm (ausgehend vom Innenradius des Schaumes als Nullpunkt). Das letzte Thermoelement (T11) befindet sich direkt an der äußeren Oberfläche des PIM, um die Abgastemperatur zu messen. Weiterhin ist eine radial-bewegliche, temperierte Temperatursonde auf einer Schiene außerhalb des Brenners angebracht. Damit ist es möglich, durch eine kleine Bohrung (ca. 3 mm) in den Brenner einzudringen (0-57,5 mm), um an jedem beliebigen Punkt (in radialer Richtung) die Temperatur messen zu können und ein präzises Temperaturprofil innerhalb des PIM zu erhalten. Das so gemessene Temperaturprofil wird auch zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit im PIM verwendet.

Aufgrund des Vorhandenseins des Feststoffes und der beschränkten Zugänglichkeit ist es nicht möglich, eindeutig zu bestimmen, ob die Messperle eines Thermoelements einen festen Steg berührt. Dies gilt besonders für die verschiebbare Thermosonde. Die Thermoelemente vor dem Schaum (T2-T4) und die Thermoelemente, die im Schaum eingebracht sind, inklusive der Thermosonde sind von einer festen Matrix umgeben mit deutlich höheren Wärmestrahlungseigenschaften im Vergleich zur Gasphase. Das führt dazu, dass sich die Thermoelemente in einer Umgebung befinden, in der die Festkörper-zu-Festkörper-Strahlung eine entscheidende Rolle bei der Wärmeübertragung spielt. Dementsprechend kann davon ausgegangen werden, dass die mit den Thermoelementen gemessenen Temperaturen einen Wert zwischen Gas- und Festkörpertemperatur annehmen.

4.1.6 Kühlung

Oberhalb und unterhalb des porösen Körpers ist eine Kühlung angebracht, um eine Überhitzung zu vermeiden und um Wärmeverluste zu erfassen. Das Kühlmittel ist ein Wasser/Glykol-Gemisch. Der Kühlmittelfluss kann per Hand über ein Ventilrad geregelt werden. Die Kühlmitteltemperatur wird mittels Niedertemperaturelement im Rücklauf gemessen und über die LabView-Oberfläche angezeigt und aufgezeichnet. Zwischen Kühlung und PIM sind jeweils oberhalb und unterhalb Isoliermatten mit je einer Dicke von 15mm angebracht. Diese verhindern einen Wärmefluss nach außen und es werden nahezu adiabate Betriebsbedingungen ermöglicht.

4.1.7 Datenerfassung

Die Datenerfassung erfolgt über die Computersoftware LabView®(Laboratory Virtual Instruments Engineering Workbench). Die speziell für den Versuchsstand geschriebene Programm-Routine ermöglicht eine Echtzeit-Überwachung, Auswertung und Sicherung wichtiger Betriebsparameter. Die Rohinformationen werden über den Analog-Digital-Wandler, der die analogen Signale der Messinstrumente in digitale umwandelt, geliefert. Diese setzen sich zusammen aus:

- Luft- und Brennstoffdurchsatz (digitale Massendurchflussmesser)
- Kennzahlen
 - Luftüberschussverhältnis (λ)

- Thermische Leistung
- Temperatur
 - Temperatur im Mischrohr (T1)
 - Temperatur vor und nach der FS2 (T2-T4 und T5-T7)
 - Temperaturen in PIM (T8-T10)
 - Abgastemperatur (T11)
 - Kühlwassertemperaturen oberhalb und unterhalb des porösen Mediums (T12,T13)
 - Temperatur (T14) und Position der Sonde

Abb. 4.5 zeigt einen Screenshot der im Experiment verwendeten LabView-Oberfläche.

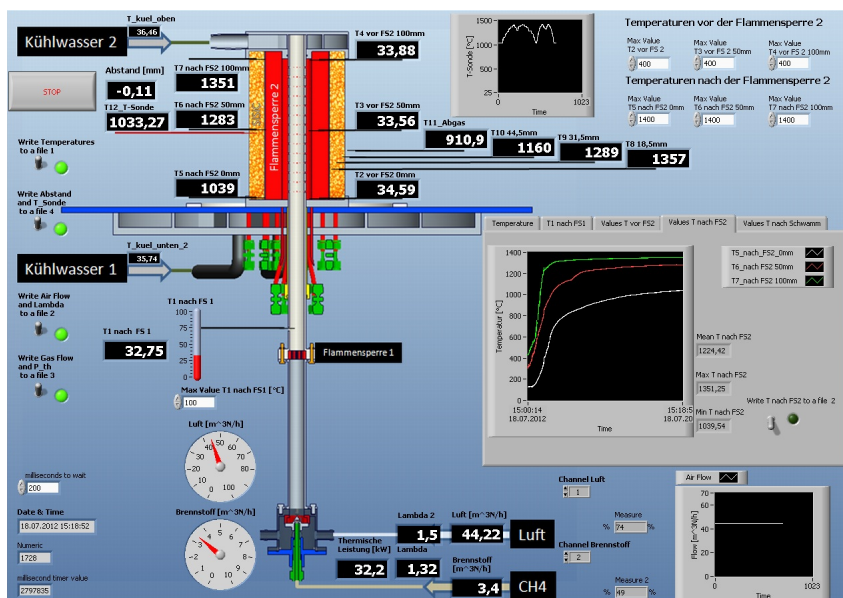


Abbildung 4.5: LabView Oberfläche

4.2 Messmethoden und Versuchsdurchführung

4.2.1 Temperaturmessung

Ziel der durchgeführten Temperaturmessungen ist neben der Flammenüberwachung zwecks Flammenrückschlagsicherung die Bestimmung der Position, an der sich im Schaum stabilisierte Flamme befindet. Bei der untersuchten Porenbrennerkonfiguration kann sich die Flamme an der Stelle stabilisieren, an der die Brenngeschwindigkeit gleich der Anströmgeschwindigkeit ist. Wie bereits erwähnt, ändert sich aufgrund der Geometrie die „kalte“ Anströmgeschwindigkeit und die Flamme kann sich in Abhängigkeit von Luftzahl und Leistung an unterschiedlichen Stellen in der porösen Matrix stabilisieren. Diese Änderung der Flammenposition bzw. die Position der Hauptreaktionszone wurde mit Hilfe der im Schaum eingebrachten Thermolemente und mittels der beweglichen Thermosonde bestimmt.

4.2.1.1 Verfahrbare Thermosonde

Wie bereits in Abschnitt 4.1.5 erwähnt, wurde eine neue Methode zur Temperaturmessung und zur Bestimmung der Flammgeschwindigkeit in PIM angewandt. Durch eine auf fahrbaren Schlitten montierte temperierte Thermosonde in einem keramischen Mantel kann der radiale Temperaturverlauf in PIM erfasst werden. Die Position der Sonde wurde dabei mit einem Seilzugsensor, der an dem Schlitten angebracht ist, bestimmt. Somit stehen mehrere Messpunkte über den Radius zur Verfügung.

In Abbildung 4.6 ist exemplarisch ein Temperaturverlauf bei einer thermischen Leistung von 65 kW und bei einer Luft-Brennstoff-Verhältnis von 2,0 aufgetragen.

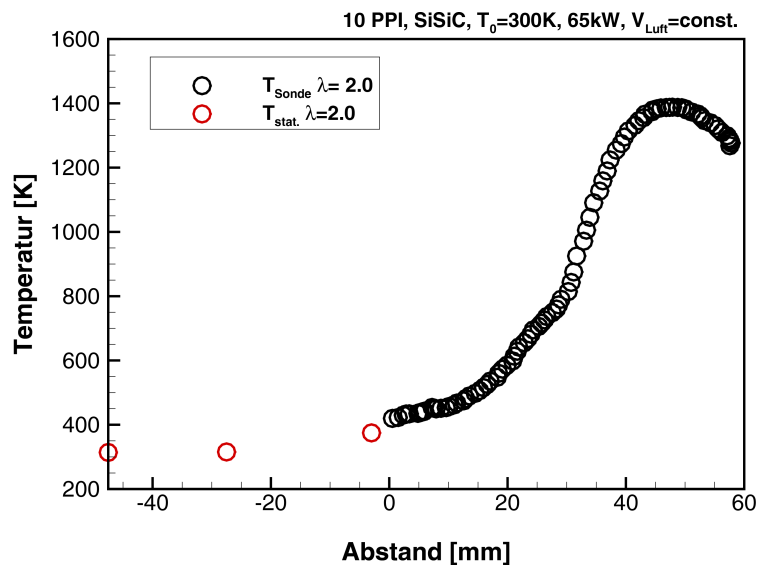


Abbildung 4.6: Radialer Temperaturverlauf bei 65kW, $\lambda=2.0$

4.2.1.2 Zwei-Perlen Thermosonde

Wie bereits erwähnt, befinden sich die im Schaum eingebrachten Thermoelemente in einer Umgebung, in der die Festkörperwärmestrahlung aufgrund der hohen Emissivität des Festkörpers eine nichtvernachlässigbare Rolle spielt. Daher wird zur Messung der Abgastemperatur eine Zwei-Perlen-Temperatur-Sonde eingesetzt. Sie besteht aus zwei Thermoelementen ungleichen Durchmessers ($d_1=1,8$ mm; $d_2=5,8$ mm), aber gleichen Materials, wodurch zwei Temperaturen aufgrund der unterschiedlich großen Oberflächen und somit unterschiedlichen Strahlungsabsorption gemessen werden. Die Gastemperatur kann somit durch folgende Gleichung berechnet werden:

$$T_G = \frac{T_{d_1} - T_{d_2}}{\frac{T_{d_2}^4 - T_w^4}{T_{d_1}^4 - T_w^4} \cdot \sqrt{\frac{d_2}{d_1}} - 1} + T_{d_1} \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet T_w die Temperatur der Wand, d_1 den Durchmesser der kleineren Perle und d_2 den Durchmesser der größeren Perle.

4.2.1.3 Berührungslose Temperaturmessverfahren

4.2.1.3.1 Infrarotkamera Die zuvor benötigte Wandtemperatur (Oberflächentemperatur des Schaumes) wird zusätzlich durch eine Infrarotkamera der Firma Dias bestimmt. Zur Auswertung der Messdaten wird der Emissionsgrad benötigt, welcher nur vom Material, der Oberflächenbeschaffenheit, der Wellenlänge, jedoch kaum von der Temperatur abhängig ist und für das verwendete Objekt entsprechend eingestellt werden muss (Berechnung mithilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes $P = \epsilon \cdot \sigma_B \cdot A \cdot T^4$). Durch ein bildgebendes Verfahren (Thermografie) stellt die Infrarotkamera dann die Temperaturverteilungen sichtbar dar. Damit werden zweidimensionale Temperaturmessungen an PIM vorgenommen. Der Temperaturmessbereich der Kamera erstreckt sich von 600 °C bis 1500 °C und die Bildaufnahmefrequenz liegt bei 25 Hz.

Im Folgenden sind die wichtigsten technische Daten der IR-Kamera aufgelistet:

Messtemperaturbereich	600°C-1500°C
Messfrequenz	25Hz
Spektralbereich	0,8µm bis 1,1µm
Display	640x480 Pixel
Datenübertragung	Fast Ethernet
Datenexport	Text, Bitmap, Video

Tabelle 4.3: Technische Daten der IR-Kamera

Die so aufgenommenen Bilder erfassen die Temperaturverteilung auf der Schaum-Außenseite sowie den zeitlichen Temperaturverlauf bei Änderung eines Betriebsparameters.

4.2.1.3.2 Quotientenpyrometer Um die quantitative Aussagekraft der Bilder zu unterstützen, wird der Emissionsgrad mittels Quotientenpyrometer kalibriert und anschließend mit den gemessenen Temperaturen des Schaumes verglichen. Für die Echtzeit-Messung wurde ein Quotientenpyrometer der Firma Keller HCW verwendet, welches den zeitlichen Temperaturverlauf bei der jeweiligen Wellenlänge zusammen mit dem aus dem Quotienten ermittelten tatsächlichen Temperaturverlauf darstellt. Der Unterschied zur IR-Kamera liegt in der Funktionsweise des Pyrometers: Es misst die Strahlung bei zwei verschiedenen Wellenlängen, bildet aus diesen Signalen den Quotienten und berechnet daraus die Temperatur. Vorteil dieser Geräte ist die in weiten Bereichen emissionsgradunabhängige, berührungslose Temperaturmessung an den Messobjekten. Nachteil ist, dass die Messung nur punktweise (1D) erfolgt.

4.2.2 Analyse des Rauchgases

Für die Abgasuntersuchungen wird eine geeignete Abgasmesstechnik benötigt. Abbildung 4.7 zeigt dem schematische Aufbau.

Um die zu untersuchende Abgasprobe zu entnehmen, wird eine temperierte Sonde nahe des PIM in einer Höhe von 50 mm positioniert (Abb.4.8). Über beheizte Schläuche gelangt das Abgas in den Elektrogaskühler der Firma Bühler des Typs EGK-4. Um bis dahin das Auskondensieren des im Abgas enthaltenen Wassers zu vermeiden, werden die Schläuche auf 200 °C und die Sonde auf 80 °C beheizt. Um immer die gleiche Abgasmenge zu erhalten, werden ein Durchflussmesser und ein Druckmesser nach dem Trockner geschaltet. Das den Kondensationsstrockner verlassende trockene Gas kann nun den Messgeräten zur Konzentrationsbestimmung zugeleitet werden. Je nach Stellung des Hauptventils kann der Abgasstrom entweder in

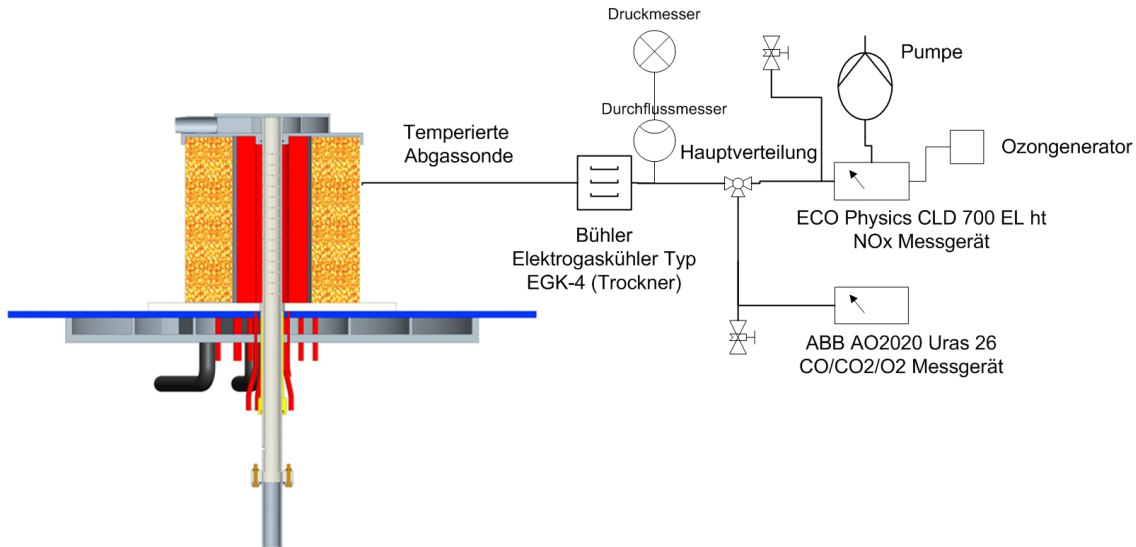


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau der Abgasmesstechnik

das CO/CO₂/O₂- oder in das NO/NO_x-Messgerät weitergeleitet werden. Da jedes Messgerät über ein eigenes Pumpensystem verfügt und unterschiedliche Durchflussmengen benötigt, kann nicht gleichzeitig mit beiden Messgeräten gemessen werden. Die verwendeten Messgeräte sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.



Abbildung 4.8: Aufnahme der Abgasentnahme mit einer wassergekühlten Absaugsonde

Messprinzipien

Um den Sauerstoffgehalt im Abgas zu bestimmen, ist das ABB AO2020 mit einem elektrochemischen Sauerstoffsensor ausgestattet. Die Sauerstoffkonzentration wird in [Vol. %] angegeben. Die CO- und CO₂-Konzentrationsmessung basiert auf einer nichtdispersiven Infrarotabsorption in einem Wellenbereich von $\lambda = 2.5 - 8 \mu\text{m}$. Die Konzentrationen werden bei CO in [ppm] und CO₂ in [Vol. %] angegeben.

Die Bestimmung der NO- und NO_x-Konzentrationen basiert auf der Chemolumineszenz (CLD). Dabei reagiert das im Abgas enthaltene Stickstoffmonoxid mit dem generierten Ozon zu Stickstoffdioxid in einem höheren Energieniveau (NO₂^{*}). Dieses ist sehr instabil und fällt sofort wieder auf sein Grundenergieniveau zurück. Dabei werden Photonen emittiert. Das emittierte Licht liegt im Wellenlängenbereich von $\lambda = 600 - 800 \text{ nm}$. Dabei ist die Intensität des Lichts

Analyse	Messgeräte
O_2, CO, CO_2	ABB AO2020 Uras 26 (integrierte Pumpe)
NO, NO_x	ECO Physics CLD 700 El ht (externe Pumpe)

Tabelle 4.4: Verwendete Messgeräte

direkt proportional zur NO-Konzentration. Um Stickstoffdioxid zu messen, muss dieses zuvor in einer Messkammer zu Stickstoffmonoxid reduziert werden. Diese Reduktion kann mit Hilfe von Kohle oder Metallen erfolgen. Mit Hilfe dieser Vormesskammer ist es möglich, die totale NO_x -Konzentration zu messen. Diese ergibt sich aus der Summe der beiden Konzentrationen von NO und NO_2 :

$$[NO_x] = [NO] + [NO_2] \quad (4.2)$$

4.2.3 Bestimmung der Brenngeschwindigkeit

Das Hauptproblem bei der Untersuchung der Verbrennung in einem PIM ist die Stabilisierung der Flamme. Es wurde bereits festgestellt, dass sich die Flamme in porösen Medien bei mageren Betriebsbedingungen und höherer Flammengeschwindigkeit als bei freien Flammen stabilisiert. Im Folgenden wird die Gleichung für die Flammengeschwindigkeit basierend auf einer Methan/Luft-Flamme in einem radial durchströmten Porenbrenner hergeleitet. Für eine stabile Flamme ist die Flammengeschwindigkeit S_l gleich der Geschwindigkeit des unverbrannten Gemischs $u_u^{T_0}$. Daher lässt sich die Flammengeschwindigkeit durch Bestimmung der eingehenden Mischung errechnen. Es kann abgeleitet werden:

$$u_u^{T_0} = \frac{\dot{V}_L + \dot{V}_{Br}}{A_{Flamme}} \quad (4.3)$$

mit

$$\dot{V}_L = \frac{\dot{m}_L}{\rho_A(p, T_{VW})} = \frac{\dot{m}_{Br} \cdot LBV \cdot \lambda}{\rho_A(p, T_{VW})} = \frac{P_{th} \cdot LBV \cdot \lambda}{H_u} \quad (4.4)$$

$$\dot{V}_{Br} = \frac{\dot{m}_{Br}}{\rho_{Br}(p, T_{Br})} = \frac{P_{th}}{H_u} \quad (4.5)$$

Mithilfe der bekannten Werte, dem Heizwert H_u des Gasgemisches, dem Luft-Brennstoff-Verhältnis LBV bei den jeweiligen Luftzahlen λ , der Dichten für Luft ρ_L und Brennstoff ρ_{Br} und der gemessenen thermischen Leistung P_{th} kann der Volumenstrom der Frischgas Mischung letztendlich beschrieben werden.

Setzt man die Gleichungen (4.4) und (4.5) in Gl. (4.3) ein, erhält man die Geschwindigkeit des unverbrannten Gemischs und somit die Flammengeschwindigkeit:

$$u_u^{T_0} = S_l = \frac{P_{th} \left(\frac{LBV \cdot \lambda}{\rho_A(p, T_{VW})} + \frac{1}{\rho_{Br}(p, T_{Br})} \right)}{A_{Flamme}} = \frac{P_{th} \left(\frac{LBV \cdot \lambda}{\rho_A(p, T_{VW})} + \frac{1}{\rho_{Br}(p, T_{Br})} \right)}{2 \cdot \pi \cdot r_{Flamme} \cdot h_{Brenner}} \quad (4.6)$$

Mit $P_{th} = \dot{m} \cdot H_u$.

4.3 Ergebnisse und Interpretation

Grundsätzlich werden bei der durchgeführten Untersuchung zwei Messreihen unterschieden (siehe dazu auch Tabelle 4.5). Zum einen wird bei konstantem Luftdurchfluss die Luftzahl durch einen variablen Brennstoffdurchfluss eingestellt (M.5-M.7), wodurch der Volumenstrom des Gasgemisches, also die Geschwindigkeit, aufgrund des geringen Brennstoffanteils am Gesamtvolumen und somit auch der Druckverlust Δp nahezu konstant bleiben. Zum anderen wird der Luftdurchfluss geändert (M.1-M.4), um die Messung bei einer konstanten thermischen Leistung durchzuführen.

Name	thermische Leistung [kW]	$\dot{m}_{BS}=\text{const.}$	$\dot{m}_L=\text{const.}$	λ
M.1	35	x	variabel	1,45-2,0
M.2	37	x	variabel	1,5-2,0
M.3	40	x	variabel	1,5-2,0
M.4	45	x	variabel	1,55-2,0
M.5	45*	variabel	x	1,4-1,9
M.6	55*	variabel	x	1,5-2,1
M.7	65*	variabel	x	1,55-2,05

* Startleistung

Tabelle 4.5: Durchgeführte Messreihen, Betriebsbedingungen

4.3.1 Temperaturverteilung und Flammendicke

Im folgenden Kapitel wurde die Temperaturverteilung bei unterschiedlichen Luft-Brennstoff-Verhältnissen und thermischen Leistungen untersucht. Zusätzlich wurden Untersuchungen zur Erfassung der Oberflächentemperatur mittels einer mit Hilfe eines Quotientenpyrometers kalibrierten Infrarotkamera durchgeführt. Anschließend wurde die Temperatur am Brenneraustritt mittels einer Zwei-Perlen-Temperatur-Sonde erfasst, sodass der Strahlungseinfluss über die Festkörperwärmestrahlung auf die Abgastemperatur korrigiert werden konnte.

4.3.1.1 Aufnahme des radialen Temperaturverlaufs im Porenbrenner

Die Temperaturprofile werden mit den in Kapitel 4.1.5 aufgeführten Thermoelementen experimentell erfasst. Dazu wird die Temperatur T1 im Mischrohr sowie die Temperaturen T3 und T6 direkt vor und nach der Flammensperre auf mittlerer Schaumhöhe (50mm) benötigt. Die Werte der Thermoelemente T2, T4, T5 und T7 werden in den später gezeigten Diagrammen nicht berücksichtigt, da sich die Werte dieser fest im Schaum eingebrachten Thermoelemente mit den von der Temperatursonde aufgenommenen Werten decken. Zudem wurden bei 100 mm aufgrund des Wärmestaus am oberen Ende etwas höhere Temperaturen verzeichnet, wodurch sich deren Aussagekraft beschränkt. Der wichtigste Teil, die Temperaturverteilung im Schaum, wird mit Hilfe der beweglichen Thermoelementsonde gemessen, um ein genaues Temperaturprofil zu erhalten.

Ein Temperaturprofil des gesamten Brenners ist exemplarisch in Abbildung 4.9 dargestellt. In dem Diagramm ist die Temperatur [K] im radial durchströmten Porenbrenner in Abhängigkeit vom Radius [mm] aufgetragen. Der Temperaturbereich erstreckt sich dabei von 300 bis

2000 K und die Abstandsachse reicht von -50 mm bis 60 mm, wobei der Nullpunkt des Abstandes am Innenradius des PIM liegt. Dadurch erklärt sich der negative Abstand der Temperaturpunkte von T1 (-47,5 mm, auf der Achse des Zylinders), T3 (-27,5 mm vor der Flammensperre) und T7 (-3 mm nach der Flammensperre), welche sich noch vor dem Schaum befinden. Die Temperaturpunkte von 0 bis 57,5 mm sind Aufzeichnungen der beweglichen Temperatursonde. Die thermische Leistung beträgt 65 kW bei einer Luftzahl von $\lambda = 1,95$ und einer Anfangstemperatur des unverbrannten Gemischs von 300 K.

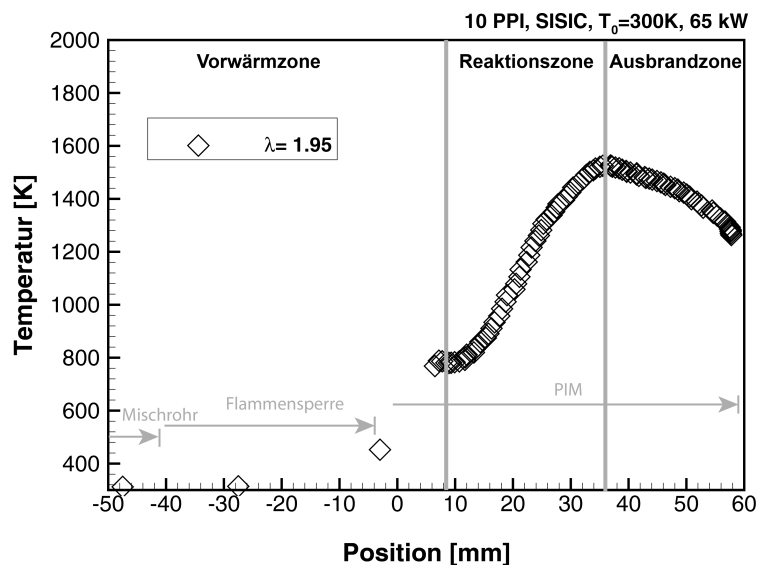


Abbildung 4.9: Exemplarisches Temperaturprofil bei 65 kW und $\lambda=1,95$ (M.7)

Insgesamt lässt sich das Temperaturprofil in drei Bereiche unterteilen (s. Kapitel 2.1). Der erste Bereich reicht bis zur Zündtemperatur des Brennstoffes (ca. 800 K) und kann als Vorwärmzone bezeichnet werden. Das unverbrannte Gasgemisch mit einer Eingangstemperatur von ca. 300 K wird in diesem Bereich auf Zündtemperatur aufgeheizt. Diese Temperaturerhöhung, bedingt durch diffusive Transportvorgänge von heißen Spezies und Wärme, wird im Falle einer Verbrennungsreaktion in PIM durch den stromaufwärts wirkenden Wärmetransport deutlich verstärkt. In dieser Zone findet in erster Näherung keine Wärmefreisetzung statt, sondern nur die Bereitstellung reaktiver Spezies für die nachfolgende exotherme Reaktion. Die Reaktionszone, in der die eigentlichen chemischen Umwandlungen des Brennstoffes zu den Hauptzwischenprodukten H_2 und CO unter Wärmefreisetzung stattfinden, ist aufgrund des steilen Temperaturanstiegs und der Erreichung des Temperaturmaximums erkennbar. Diese freiwerdende Wärme wird konvektiv an die feste Matrix übergeben und stromaufwärts in die Vorwärmzone transportiert. Zusätzlich erfährt die Vorwärmzone einen verstärkten Wärmerücktransport aufgrund der Strömungsdispersion, wie in Kapitel 3.2 festgehalten wurde. Im nachfolgenden Bereich (Ausbrandzone) findet die Nachoxidation der intermediären Spezies (H_2 und CO) und die Bildung der Endprodukte H_2O und CO_2 statt. Dort kommt es nicht mehr zu einer Umwandlung von Brennstoff, verbunden mit Wärmefreisetzung. Die zur Nachoxidation benötigte Wärme ist jedoch vorhanden. Die Ausbrandzone ist in Abbildung 4.9 durch eine Temperaturabnahme gekennzeichnet. Dort gibt die äußere Mantelfläche des Schaumes thermische Energie hauptsächlich in Form von Strahlung an die Umgebung ab, wodurch der Feststoff eine stärkere Abkühlung erfährt und somit wiederum auch die Temperatur der Gasphase sinkt.

Der Einfluss des Luft-Brennstoff-Verhältnisses auf die Temperaturverteilung bzw. die Flammenposition im radial durchströmten Porenbrenner ist in den Abbildungen 4.10 und 4.11 dargestellt. Die Untersuchungen wurden bei mageren Bedingungen zwischen $\lambda = 1,6$ und $\lambda = 2,0$ durchgeführt. Die untere Luftzahl ist durch die maximale Anwendungstemperatur des Materials vorgegeben, die obere durch die Stabilität der Flamme in PIM. Bei den Versuchen M.7 und M.5 wurden die Luft-Brennstoff-Verhältnisse allein durch die Variation des Brennstoffmassenstroms eingestellt. Aufgrund des geringen Anteils des Brennstoffes am Gesamtvolumenstrom bleiben während dieser Untersuchungen die Anströmgeschwindigkeit des Gasgemischs und der Druckverlust in der Anlage nahezu konstant. Folglich soll dieses Verfahren Aufschluss über die alleinigen Auswirkungen der Luftzahl auf die Temperaturverteilung bzw. die makroskopische Flammendicke und die Position der Flamme in PIM geben.

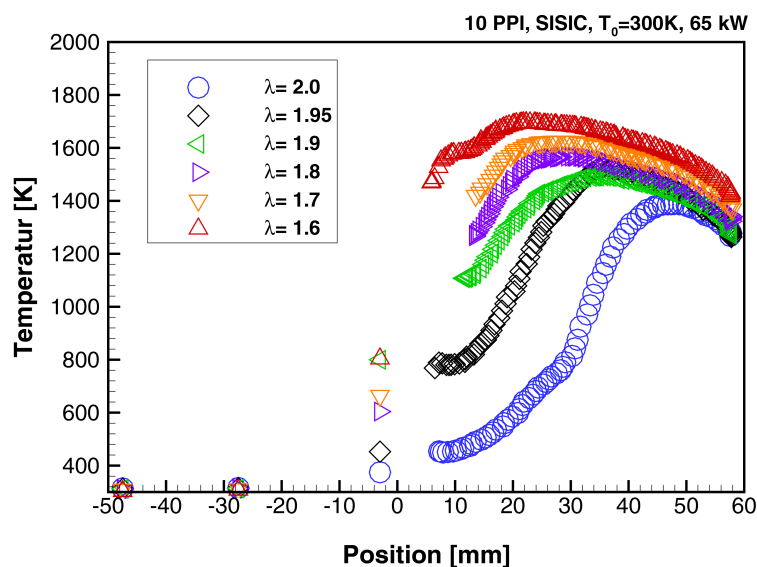


Abbildung 4.10: Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl bei 65 kW (M.7)

In Abbildungen 4.10 und 4.11 ist die nahezu lineare Abnahme der Temperaturmaxima mit steigender Luftzahl deutlich zu erkennen. Grund dafür ist der verhältnismäßig steigende thermische Ballast an O_2 und N_2 mit zunehmender Luftzahl. Die Flamme in PIM wandert bei einer Abmagerung des Gasgemischs weiter stromab, was in diesem Fall nicht mit einer Erhöhung der Einlassgeschwindigkeit verbunden ist, sondern nur mit der Abnahme der Brenngeschwindigkeit mit der Luftzahl (s. Kapitel: Theoretische Grundlagen). Hier ist auch der wesentliche Vorteil der radial durchströmten Porenbrennerkonfiguration im Vergleich zu einer axial durchströmten Geometrie zu erkennen: Mit sinkender Flammengeschwindigkeit wandert die Flamme stromabwärts, verlässt aber nicht die poröse Matrix, sondern stabilisiert sich an der Ort wo $u_u^{T_0} = S_{PIM}$. Deutlich erkennbar in den beiden Abbildungen ist die Abflachung der Temperaturgradienten, wodurch die makroskopische Flammendicke zunimmt. Zusätzlich erfährt die Flammenfront eine Verdickung als Konsequenz der hier wirkenden Wärmerückführung.

Eine wesentliche Charakteristik dieser Messreihe (M.5-M.7) ist, dass die Leistung für die Messung bei unterschiedlichen Luftzahlen variiert werden muss. Da sich mit der Leistung die relativen Wärmeverluste ändern, sind die bei unterschiedlichen Luftzahlen bestimmten Temperaturprofile und Brenngeschwindigkeiten nur bedingt miteinander vergleichbar [15]. Ein wich-

tiges Ziel war es daher, Messungen für verschiedene Luftzahlen bei konstanter Leistung und damit bei konstanten relativen Wärmeverlusten durchführen zu können.

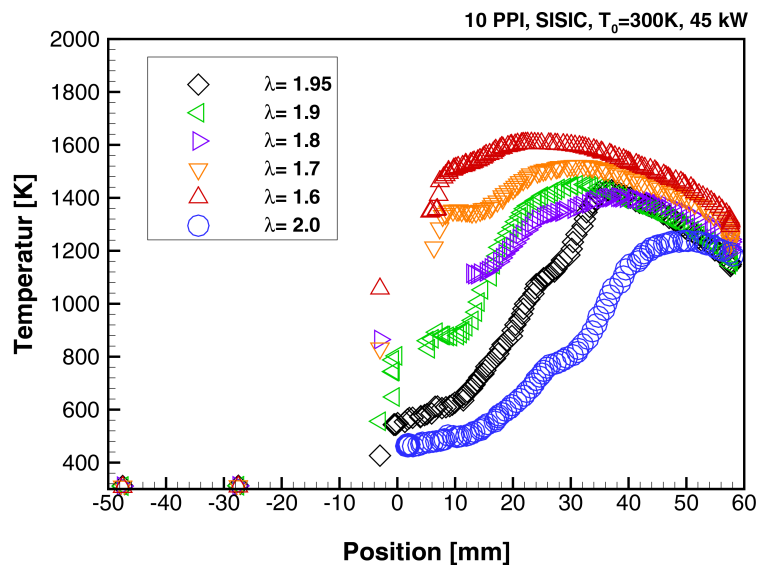


Abbildung 4.11: Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl bei 45 kW (M.5)

In der zweiten Versuchsreihe (M.1-M.4) wird das Luft-Brennstoff-Verhältnis durch Variation des Luftvolumenstroms bei konstanter thermischer Leistung verändert. Durch die mit der Erhöhung der Luftzahl verbundene Erhöhung des Luftvolumenstroms steigt auch die Einlassgeschwindigkeit des Gasgemischs. Dies geschieht jedoch bei konstanten relativen Wärmeverlusten. Dank der ringförmigen Geometrie des Schaumes ($u_u^{T_0} \sim 1/r$) war es hier möglich, bei einer gleichzeitigen Erhöhung der Einlassgeschwindigkeit und der Luftzahl, also bei sinkender Flammengeschwindigkeit, die Flamme in PIM zu stabilisieren.

Erwartungsgemäß sinkt die maximale Temperatur bei den in Abbildung 4.12 und 4.13 dargestellten thermischen Leistungen (M.2, M.4) bei Erhöhung der Luftzahl. Darüber hinaus verschiebt sich der Bereich des Temperaturanstiegs stromabwärts, als Folge des mit der Luftzahl-erhöhung verbundenen Anstiegs des Volumenstroms sowie signifikanten Absinkens der Flammengeschwindigkeit.

Die Vorwärmung des Frischgases wird bedingt durch den stromaufwärts wirkenden Wärmetransport aufgrund der Festkörperwärmeleitung, Strahlung und des konvektiven Wärmetransports durch Strömungsdispersion und resultiert in lokal höheren Verbrennungstemperaturen und dabei einer Verdickung der Flammenfront. Dies wird in Abbildung 4.15 ersichtlich. Hier wird das Temperaturprofil in PIM bei 65 kW und $\lambda = 1,95$ (M.7) mit dem Temperaturprofil der laminaren Flamme verglichen. Die Daten für die laminare Flamme wurden aus einer CHEMKIN-basierten numerischen Simulation unter Anwendung des PREMIX-Code ermittelt [34]. PREMIX löst die stationären Bilanzgleichungen für Masse, Energie und Spezies-Massenbrüche für die spezifizierten thermodynamischen Bedingungen am Einlass. Der Vergleich beider Temperaturprofile zeigt, dass sich die Reaktionszone in PIM in einem Bereich von ca. 15 mm erstreckt und um mindestens eine Größenordnung höher als die laminare Flammendicke ist.

Eine genauere Auswertung der Flammendicke im radial durchströmten Porenbrenner ist mit Hilfe einer der drei bekanntesten Definitionen zur Berechnung der Flammendicke möglich.

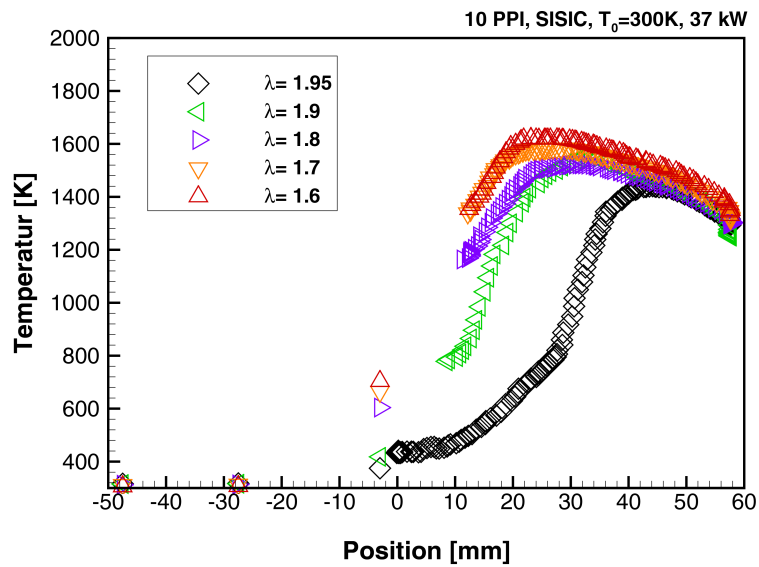


Abbildung 4.12: Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl bei 37kW (M.2)

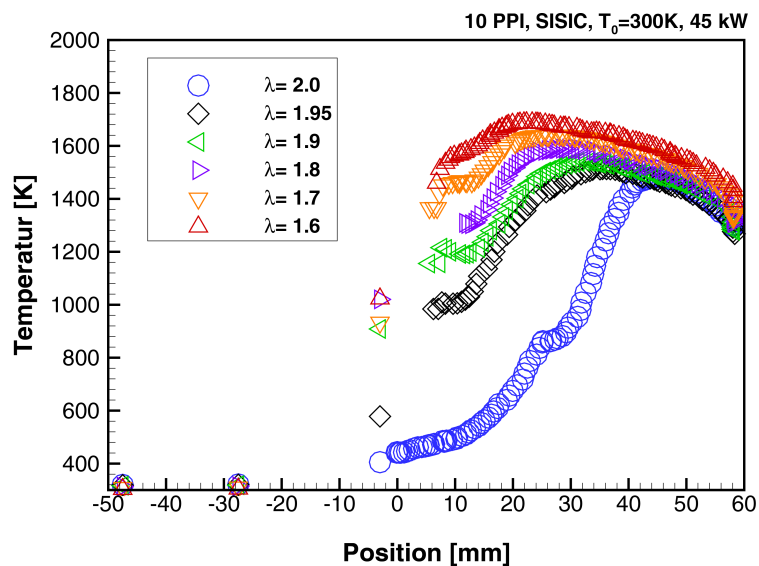


Abbildung 4.13: Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl bei 45kW (M.4)

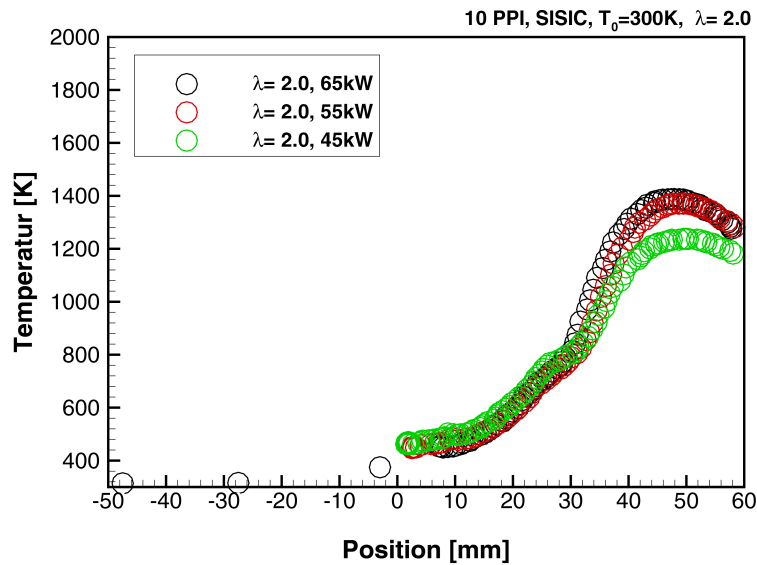


Abbildung 4.14: Experimentell ermittelte Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Leistung bei $\lambda = 2,0$ (M.4)

Gleichung 4.7 stellt eine Berechnungsmethode für die sogenannte thermische Flammendicke [48] dar. Dabei wird die Flammendicke aus der Differenz zwischen Anfangstemperatur des Gemisches und maximaler Verbrennungstemperatur, dividiert durch den maximalen Temperaturgradienten, berechnet.

$$\delta_L^0 = \frac{T_{max} - T_{min}}{\max\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)} \quad (4.7)$$

Bei der genaueren Betrachtung des in Abbildung 4.16 dargestellten Vergleichs der Flammendicke einer laminaren Flamme und die Flammendicke in PIM gemäß der thermischen Definition, kann festgehalten werden, dass die Wärmerückführung aufgrund des vorhandenen Feststoffs eine 7- bis 11-fache Erhöhung der Flammendicke im Vergleich zur laminaren Flamme bewirkt. Die Flammendicke in den durchgeführten Messungen beträgt 7.5 mm bei einer Luftzahl von $\lambda = 1,5$ und steigt bei $\lambda = 2,0$ auf 11 mm.

Die Vorwärmung des unverbrannten Gasgemisches resultiert nicht nur in einer Verdickung der Flammenfront, sondern auch in lokal höheren Verbrennungstemperaturen. Dies wird in Abbildung 4.15 ersichtlich, in der die maximale Verbrennungstemperatur die adiabate Flammentemperatur T_{ad} bei einer Luftzahl von 1,95 um 25 K übersteigt. Die adiabate Flammentemperatur T_{ad} wurde anhand der CHEMKIN-basierten numerischen Simulationen mit dem PREMIX Code [34] für den adiabaten Methan/Luft-Verbrennungsprozess und die bestimmten Einlassbedingungen ermittelt. Das Erreichen der oft in anderen Studien erwähnten superadiabatischen Temperaturpeaks [16], [39], [29] ist eine Folge der Wärmerückführung, die eine Vorwärmung des unverbrannten Gasgemisches bewirkt ohne Abgasrezirkulation, also Verdünnung durch die Edukte. Abbildung 4.17 vergleicht die maximal gemessenen Temperaturen bei der Verbrennung in PIM mit den adiabaten Temperaturen als Funktion der Luftzahl. Die ausgeprägte Abhängigkeit der in dieser Arbeit gemessenen superadiabatischen Temperaturpeaks von der Luftzahl ist erkennbar. Bei einer Luftzahl von 1,6 werden in PIM Temperaturen gemessen, die geringfügig

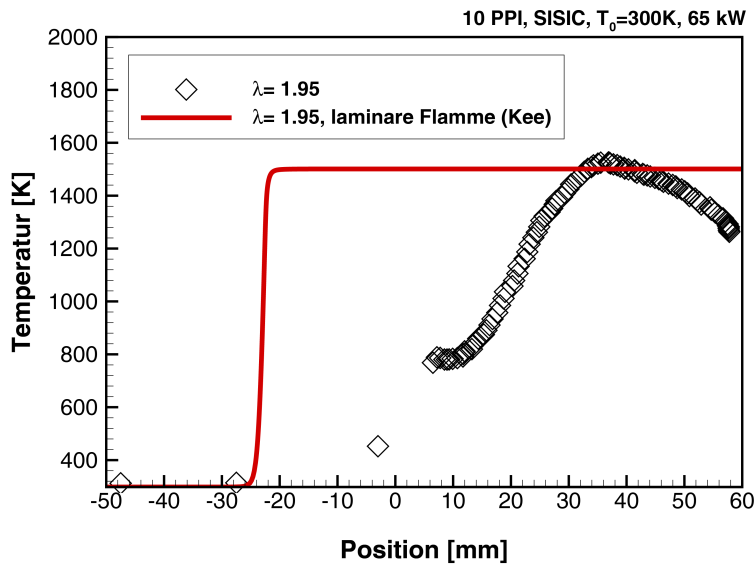


Abbildung 4.15: Experimentell ermitteltes Temperaturprofil bei 65 kW und $\lambda = 1,95$ (M.7) im Vergleich zu der laminaren Flamme

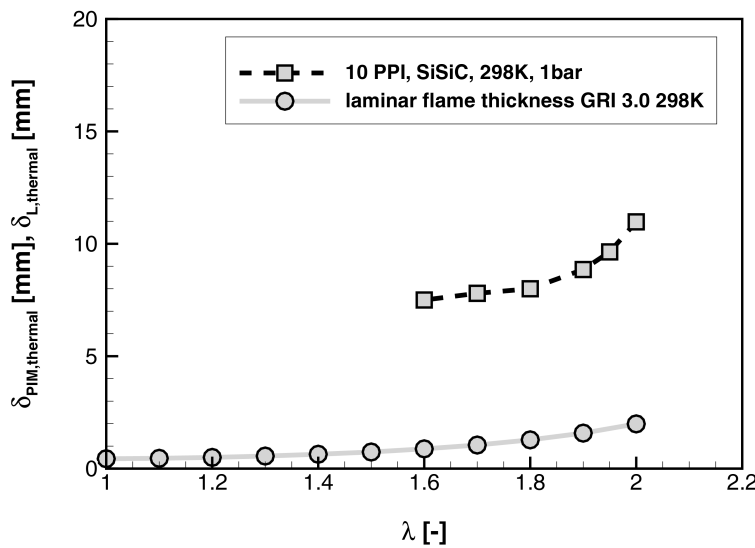


Abbildung 4.16: Experimentell ermittelte Flammendicke im Vergleich zu der laminaren Flamme

die adiabatische Temperatur überschreiten (4 K), eine weitere Abmagerung des Methan/Luft Gemisches bewirkt eine Differenz von 25 K bei $\lambda = 1,95$. Festzuhalten ist, dass bei $\lambda = 2,0$ diese Differenz nur 5 K beträgt. Eine mögliche Erklärung dieses Phänomens ist die Position der Flamme im Schaum und die Effizienz der Wärmerückführung. Bei brennstoffreicheren Bedingungen ($\lambda = 1,5 - \lambda = 1,7$) stabilisiert sich die Flamme weiter stromaufwärts in der festen Matrix. Bei $\lambda = 1,5$ ist sie so nah am Einlass des Schaumes, dass die Strecke für die Vorwärmung im Schaum nicht lang genug ist, um dem unverbrannten Gasgemisch die komplette Energie, die durch die feste Matrix von der Hochtemperaturzone entzogen wird, zurückzugeben. Bei $\lambda = 1,7 - \lambda = 1,95$ ist die Position der Flamme in der Mitte der porösen Schicht günstig und die Wärmerückführung ist maximal effizient, da dort einerseits die Vorwärmstrecke ausreichend lang ist, andererseits die Flammenposition weit entfernt von der äußeren Mantelfläche des Schaumes, die thermische Energie in Form von Strahlung an die Umgebung abgibt. Dadurch erfährt der Feststoff eine stärkere Abkühlung, die Temperatur der Gasphase sinkt somit wiederum.

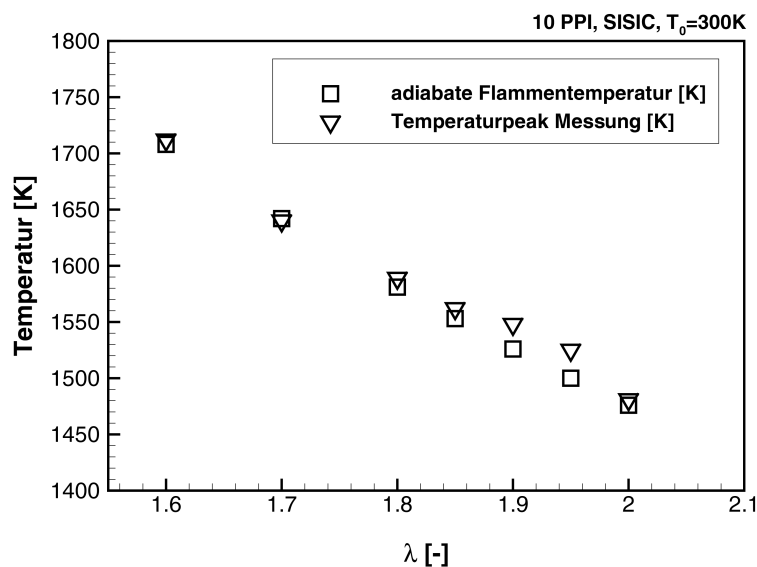


Abbildung 4.17: Vergleich der experimentell ermittelten maximalen Temperatur zu der adiabaten Flammentemperatur

4.3.1.2 Messung der Oberflächentemperatur und der Rauchgastemperatur

Die guten Strahlungseigenschaften des PIM erlauben einen großen Anwendungsbereich des Brenners in der Industrie. Dieser kann bspw. als Trockner oder zur Beheizung verwendet werden. Ausschlaggebend für solche Anwendungen ist die Temperaturverteilung der im Infrarotbereich strahlenden äußeren Oberfläche des Porenbrenners, weshalb mithilfe einer Infrarotkamera (4.2.1.3.1) zweidimensionale Temperaturmessungen vorgenommen wurden. Die mit Hilfe der Infrarotkamera gemessenen Temperaturen wurden mit den Temperaturen des Quotientenpyrometers verglichen und der Emissionsgrad im jeweiligen Temperaturbereich ermittelt. So war es möglich, für jede Aufnahme der Infrarotkamera die Temperaturen mit dem richtigen Emissionsgrad zu korrigieren. Dazu sind in Abbildung 4.18 die Temperaturen an der Oberfläche bei Versuch M.7 exemplarisch aufgezeigt.

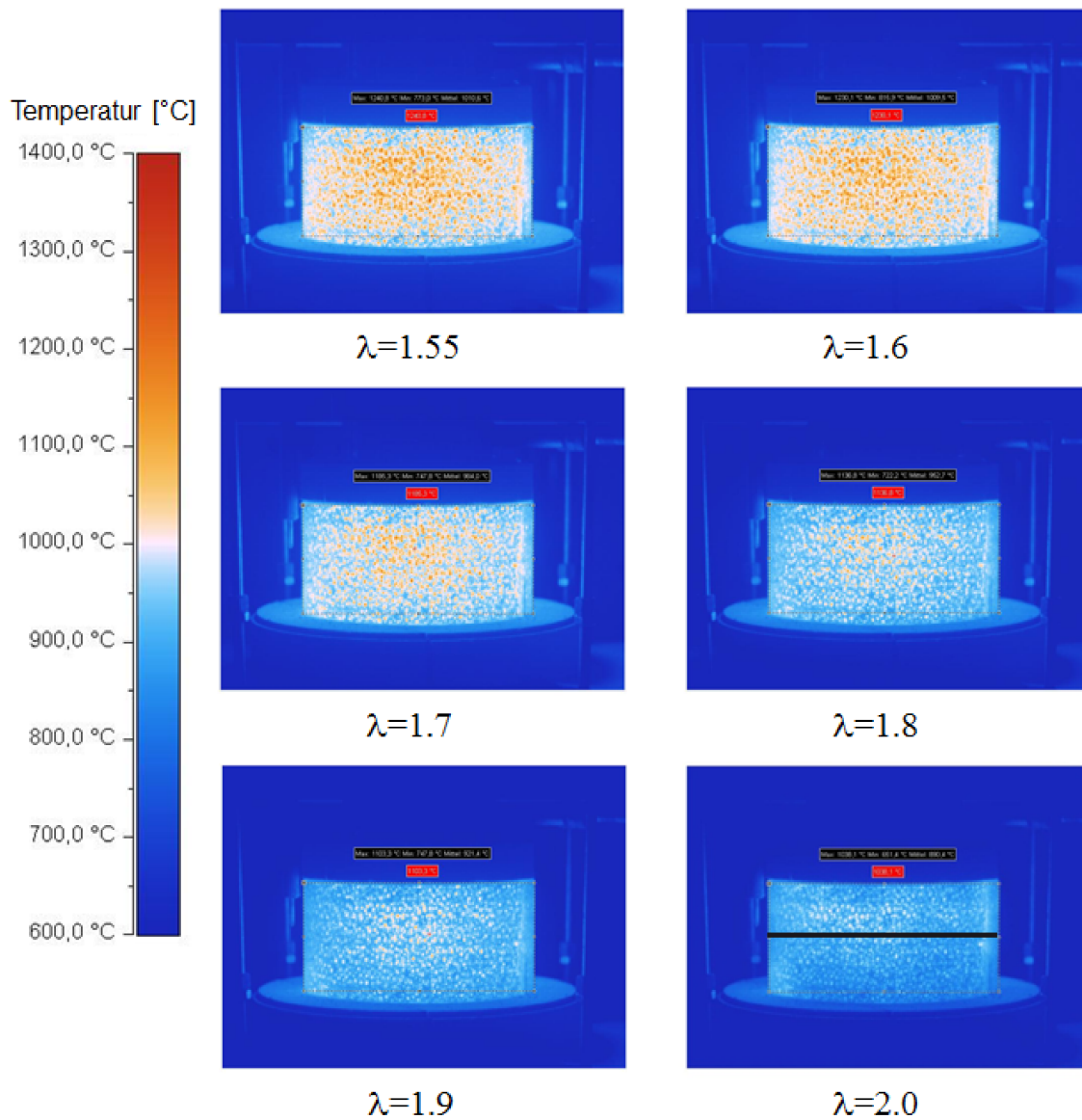


Abbildung 4.18: Oberflächentemperaturen des PIM bei $\lambda = 1,55; 1,6; 1,7; 1,8; 1,9; 2,0$ und 65 kW (M.7)

Die zu erkennenden dunklen und hellen Flecken zeigen Temperaturunterschiede zwischen Feststoff und Gas, welche ein unterschiedliches Strahlungsverhalten besitzen bzw. zwischen den Feststoffen, die nicht auf gleicher Ebene (z. B. weiter innerhalb) liegen. Diese Schwankungen der Oberflächentemperatur sind in Abb. 4.19 dargestellt. Die Auswertung dieser Schwankungen erfolgte auf einer horizontalen Linie in der Mitte der Mantelfläche, dargestellt in Abb. 4.18. Dabei ist ein Unterschied von 100 °C bis maximal 150 °C zu erkennen, weshalb die Temperaturverteilung als homogen betrachtet werden kann. Die Skala rechts neben den Bildern beginnt bei 600 °C (blau) und endet bei 1400 °C (rot), wobei die maximalen Temperaturen bei ca. 1230 °C ($\lambda = 1,55$ bzw. 1,5) und die minimalen Temperaturen bei ca. 1000 °C ($\lambda = 2,0$) liegen. Anhand der Bilder der IR-Kamera ist, wie bereits in den vorherigen Kapiteln analysiert, eine Verringerung der Temperaturen mit steigender Luftzahl gut zu erkennen.

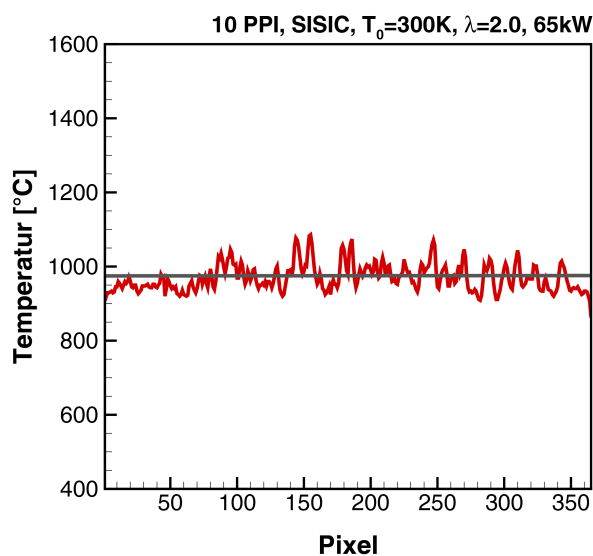


Abbildung 4.19: Temperaturschwankungen auf einer horizontale Linie in der Mitte der Mantelfläche

Ebenso wie die Oberflächentemperatur nimmt auch die Temperatur des Abgases kontinuierlich mit steigender Luftzahl ab. Die Abgastemperaturen wurden mithilfe einer Zwei-Perlen-Temperatur-Sonde (4.2.1.2) gemessen bzw. nach Gl. (4.1) berechnet, sodass die Strahlungseinflüsse korrigiert sind. In Abbildung 4.20 sind dazu exemplarisch die Abgastemperaturen der Versuche M.7, M.5, M.4 und M.2 dargestellt. Die Messungen der Abgastemperatur zeigen nicht nur eine Abhängigkeit von der Gemischzusammensetzung, sondern auch eine Abhängigkeit von der Leistung. Mit steigender thermischer Leistung steigen auch die Temperaturen am Brenneauslass. Dieses Phänomen ist auf die Minderung der relativen Wärmeverluste mit Erhöhung der thermischen Leistung zurückzuführen.

4.3.2 Brenngeschwindigkeit in PIM

In der Abbildung 4.21 sind die aus der Messung bei 65 kW (M.7) berechneten porösen Brenngeschwindigkeiten als Funktion der Luftzahl dargestellt. Ein Vergleich mit der für die laminare Flamme berechneten Flammgeschwindigkeiten zeigt, dass die Geschwindigkeiten während der Verbrennung in PIM 6- bis 11-mal größer sind. Es ist ersichtlich, dass die Flammenge-

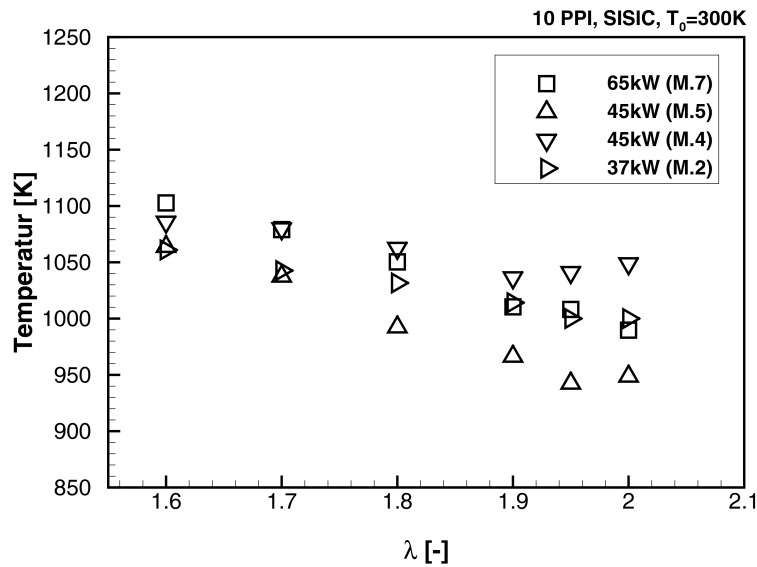
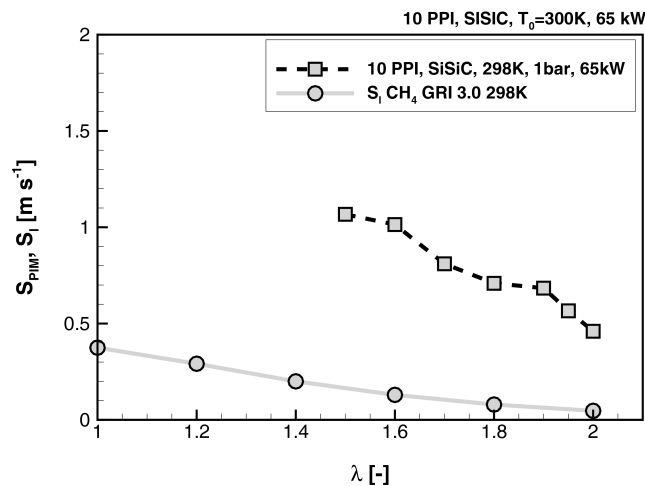


Abbildung 4.20: Gemessene Temperaturen am Brenneraustritt

schwindigkeit in PIM mit sinkender Luftzahl ansteigt und der Anstieg im Bereich zwischen $\lambda = 1,5$ und $\lambda = 1,8$ deutlich höher ist als der Anstieg bei der laminaren, freien Flamme. Dies ist auf die unterschiedlichen Einflüsse der verschiedenen Wärmetransportmechanismen zurückzuführen, da der Wärmerücktransport von der Verbrennungszone zu den anströmenden Edukten ein wesentlicher Einflussparameter auf die Brenngeschwindigkeit ist.

Abbildung 4.21: Vergleich der gemessenen Brenngeschwindigkeiten in PIM mit der laminaren Brenngeschwindigkeit als Funktion der Luftzahl 10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC 65 kW

Bei Verringerung der Luftzahl sinkt der bei der Verbrennung in porösen Medien wichtige konvektive Wärmerücktransport durch Dispersion aufgrund der sinkenden Strömungsgeschwindigkeit. Gleichzeitig erhöht sich aber der Wärmerücktransport durch Strahlung des porösen Festkörpers, da die Verbrennungstemperaturen mit sinkender Luftzahl steigen. Dies wirkt sich bei der Verbrennung in porösen Medien deutlich stärker aus als in freien Flammen, da

Festkörper um Größenordnungen mehr Wärme über Strahlung transportieren als Gase. Das hat einerseits zur Folge, dass der effektive Wärmetransport in porösen Medien deutlich höher als in freien Flammen ist, und andererseits, dass sich die Abhängigkeit des Wärmetransports von der Luftzahl bei der Verbrennung in porösen Medien deutlich von der in freien Flammen unterscheidet. Insbesondere der starke Einfluss der Strahlung bei der Verbrennung in porösen Medien führt zu einer starken Abhängigkeit des Wärmetransports von der Temperatur, da der Strahlungswärmetransport in der vierten Potenz mit der Temperatur steigt. Diese unterschiedlichen Abhängigkeiten führen dazu, dass die Brenngeschwindigkeit in PIM stärker mit sinkender Luftzahl steigt als in freien Flammen.

Eine mögliche Erklärung für die Verdickung der Flammenfront in PIM und für die Beschleunigung der Flamme im Vergleich zu einer laminaren vorgemischten Flamme wird in Kapitel 5.5 detailliert betrachtet. In diesem Kapitel werden die experimentell ermittelten Werte der Brenngeschwindigkeit mit den Ergebnissen der numerischen Simulation verglichen.

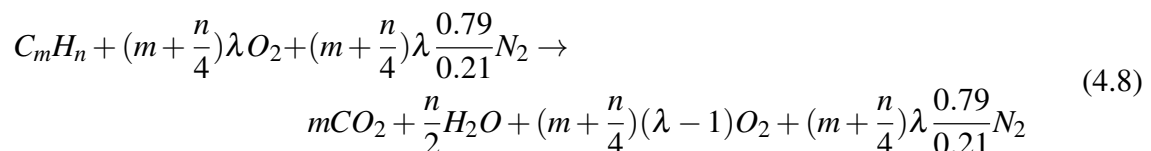
Die erhebliche Flammenbeschleunigung während der Verbrennung in der hier untersuchten Porenbrennerkonfiguration ermöglicht die Herstellung kommerzieller Brenner in kompakter Bauweise. Begleitend dazu zeichnet sich die Verbrennung in PIM durch die aus hohen Luftzahlen resultierende vorgemischte Niedertemperaturverbrennung mit geringen CO- und NO_x-Emissionen aus, wie in Kapitel 4.3.3 näher erläutert wird.

4.3.3 Schadstoffemissionen

Für eine technische Anwendung der radial durchströmten Porenbrennerkonfiguration ist neben der Erfassung der Temperaturverläufe auch eine Analyse des Rauchgases von Bedeutung. In dieser Arbeit wurde für jeden Betriebspunkt eine Analyse des Rauchgases durchgeführt.

4.3.3.1 Validierung

Für die Güte jeder Messung ist nicht nur dessen Reproduzierbarkeit wichtig, sondern auch eine theoretische Validierung notwendig. Eine Validierung ist über die Berechnung der Luftzahl im Abgas λ_{Abgas} , aus der CO₂-Bilanz und deren Vergleich mit dem eingestellten Luft-Brennstoff-Verhältnis möglich. Als Berechnungsgrundlage dient die Reaktionsgleichung für die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen bei $\lambda > 1$ und die Zusammensetzung des verwendeten Erdgases. Zunächst ist die Reaktionsgleichung für die überstöchiometrische Verbrennung von Kohlenwasserstoffen in Gleichung 4.8 gegeben.



Aus Gleichung 4.8 kann eine spezifische Rauchgasmenge bei der Verbrennung mit Luft R_{Luft} bestimmt werden. Dabei ist die spezifische Rauchgasmenge die Menge der Verbrennungsprodukte v_i (stöchiometrische Koeffizienten) bei der Verbrennung eines Mols Brennstoff. Somit ist R_{Luft}

$$R_{Luft, nass} = \left(\frac{v_{CO_2} + v_{H_2O} + v_{O_2} + v_{N_2}}{v_{C_m H_n}} \right) = \frac{n}{4} + 4.762 \cdot \lambda \cdot \left(m + \frac{n}{4} \right) \quad (4.9)$$

$$R_{Luft, trocken} = \left(\frac{v_{CO_2} + v_{O_2} + v_{N_2}}{v_{C_m H_n}} \right) = -\frac{n}{4} + 4.762 \cdot \lambda \cdot \left(m + \frac{n}{4} \right) \quad (4.10)$$

Da bei den Messungen rein trockene Konzentrationen gemessen wurden, ist nur $R_{Luft, trocken}$ für die weitere Berechnung relevant. Für nasse Konzentrationen ist die Rechnung äquivalent dazu, bei $R_{Luft, nass}$. Die Volumenanteile eines Stoffes im Abgas lassen sich somit wie folgt bestimmen:

$$X_i = \frac{v_i}{R_{Luft, trocken}} \quad (4.11)$$

Für CO_2 folgt

$$X_{CO_2, trocken} = \frac{v_{CO_2}}{R_{Luft, trocken}} = \frac{4 \cdot m}{-n + 4.762 \cdot \lambda \cdot (4 \cdot m + n)} \quad (4.12)$$

Diese Gleichung umgestellt nach λ ergibt

$$\lambda_{Abgas} = \frac{4 \cdot m + X_{CO_2, trocken} \cdot n}{(4 \cdot m + n) \cdot 4.762 \cdot X_{CO_2, trocken}} \quad (4.13)$$

Damit ergibt sich eine Gleichung, mit der aus der CO_2 -Bilanz das λ_{Abgas} berechnet werden kann. Die einzigen Unbekannten in der Gleichung 4.13 sind die Anzahl der Kohlenstoffatome m und Wasserstoffatome n der theoretischen Brennstoffmischung und $X_{CO_2, trocken}$, welche jedoch die gemessenen Abgasvolumenanteile darstellen. Die beiden Indizes m und n können über die Zusammensetzung des Erdgases berechnet werden. Dazu ist eine Analyse des Erdgases notwendig, um die Anteile der vorkommenden chemischen Verbindungen zu bestimmen. In Tabelle 4.6 ist die Erdgasanalyse mit den vorkommenden Verbindungen und jeweiligen Massenanteilen aufgelistet.

Verbindung	Massenanteil
CH_4	0,8959
C_2H_6	0,0461
C_3H_8	0,01001
C_4H_{10}	0,00321
C_5H_{12}	0,00082
CO_2	0,0149
N_2	0,0291
O_2	0

Tabelle 4.6: Zusammensetzung von Erdgas

Um m zu berechnen, werden die einzelnen Massenanteile mit den Kohlenstoffindizes der jeweiligen Verbindungen multipliziert und anschließend aufsummiert. Äquivalent dazu lässt

sich n bestimmen. Die Wassertoffindizes werden mit den jeweiligen Massenanteilen der Verbindungen multipliziert und anschließend wieder aufsummiert. Für die Zusammensetzung in Tabelle 4.6 sehen m und n wie folgt aus:

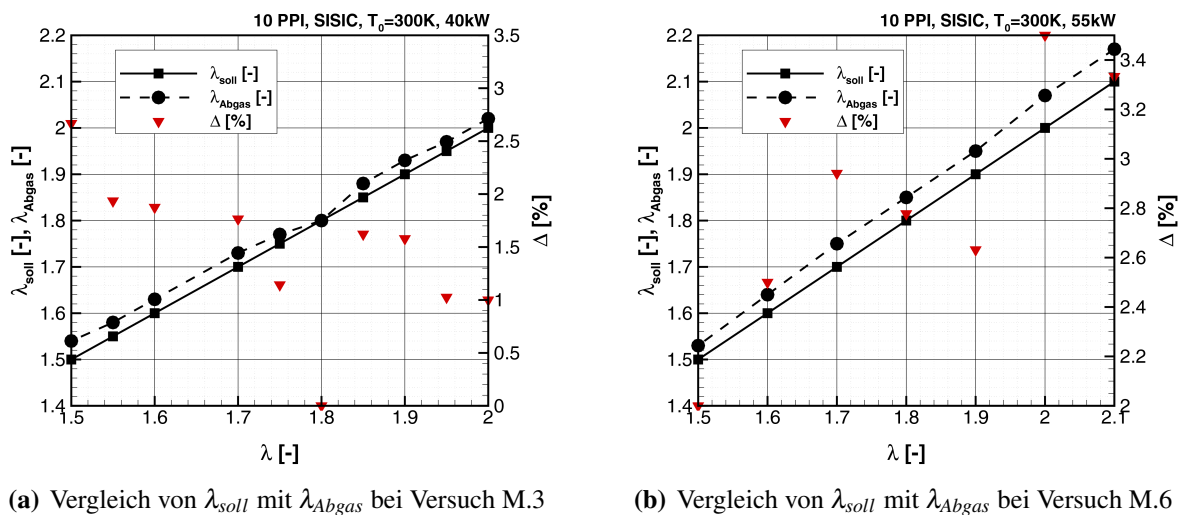
$$m = 1 \cdot 0.8959 + 2 \cdot 0.0461 + 3 \cdot 0.01001 + 4 \cdot 0.00321 + 5 \cdot 0.00082 + 0.0149 = 1.05 \quad (4.14)$$

$$n = 4 \cdot 0.8959 + 6 \cdot 0.0461 + 8 \cdot 0.01001 + 10 \cdot 0.00321 + 12 \cdot 0.00082 = 3.98222 \quad (4.15)$$

Nun sind alle Informationen für die Berechnung von λ_{Abgas} nach Gleichung 4.13 bekannt. Um die Güte der Messung zu validieren, werden das eingestellte λ_{soll} mit dem berechneten λ_{Abgas} verglichen und eine Fehlerabschätzung Δ in % berechnet.

$$\Delta = \frac{(\lambda_{Abgas} - \lambda_{soll})}{\lambda_{soll}} \cdot 100 \quad (4.16)$$

In Abbildung 4.22 sind zwei Validierungen von jeweils einer Messreihe bei $\dot{m}_{BS} = const$ und einer bei $\dot{m}_L = const$ grafisch dargestellt.



(a) Vergleich von λ_{soll} mit λ_{Abgas} bei Versuch M.3

(b) Vergleich von λ_{soll} mit λ_{Abgas} bei Versuch M.6

Abbildung 4.22: Grafische Darstellung zur Validierung der Messungen bei 40 kW (a) und bei 55 kW (b) mit Fehlerabschätzung Δ (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)

Es ist eindeutig zu erkennen, dass bei beiden Messreihen die Geraden λ_{soll} und λ_{Abgas} sehr nahe beieinander liegen und die Fehlerabschätzung deutlich unter 5 % liegt. Die noch vorhandenen kleinen prozentualen Fehler können auf Kalibrier- und Mess-Ungenauigkeit zurückgeführt werden. Um die Reproduzierbarkeit zu überprüfen, wird eine Messung unter gleichen Bedingungen an unterschiedlichen Tagen durchgeführt und anschließend werden die Ergebnisse miteinander verglichen. In Abbildung 4.23(a) sind die Konzentrationsverläufe bei 65 kW Startleistung von CO_2 [Vol. %] und O_2 [Vol. %] bei zwei Messungen über die adiabate Verbrennungstemperatur aufgetragen. Dabei zeigt der schwarze Verlauf die erste und der rote Verlauf die zweite Messung. Die adiabaten Temperaturen wurden mit dem auf CHEMKIN basierenden Programm ERNEST sowie mit einem detaillierten chemischen Mechanismus (G.R.I.3), der 325 Elementarreaktionen und 53 Spezies umfasst, berechnet.

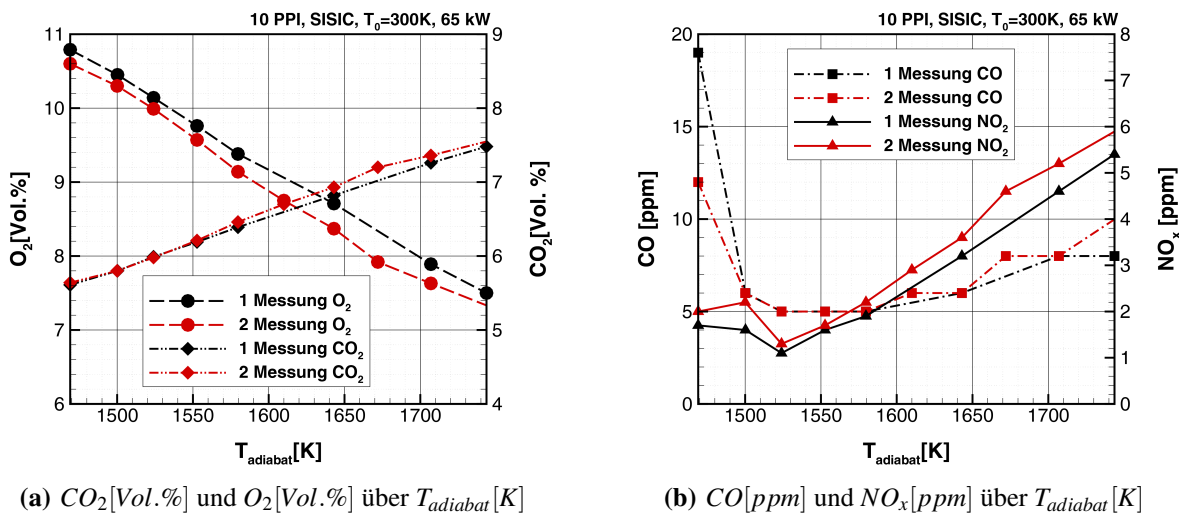


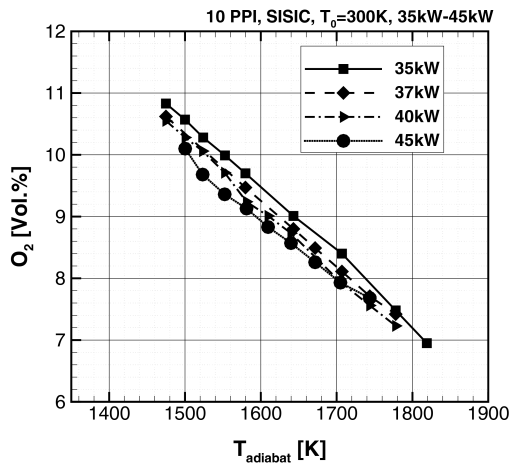
Abbildung 4.23: Konzentrationsverläufe zweier Messungen bei Versuch M.7 (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)

Es ist zu erkennen, dass die Verlaufscharakteristik beiden Messungen nahezu identisch ist - sowohl bei Sauerstoff als auch bei Kohlenstoffdioxid. Beim Kohlenstoffdioxid sind die Verläufe nahezu deckungsgleich. Die Verläufe des Sauerstoffs liegen nahe beieinander, mit einem maximalen Unterschied von 0,17 % bei 1640 K. Bei diesem, relativ geringen Unterschied kann von einer Reproduzierbarkeit der Messwerte von CO_2 und O_2 gesprochen werden. Eine ähnliche Charakteristik weisen auch die CO - und NO_x -Verläufe, dargestellt in Abbildung 4.23(b), auf. Bei CO sind die Abweichungen im Bereich von 1500 - 1650 K minimal. Bei NO_x liegen die beiden Verläufe etwas weiter auseinander, jedoch immer noch im Bereich kleiner 0,5 ppm. Daher ist auch hier eine Reproduzierbarkeit der gemessenen Abgaswerte gegeben. Für alle durchgeführten Messreihen sind ähnliche Verläufe zu erkennen.

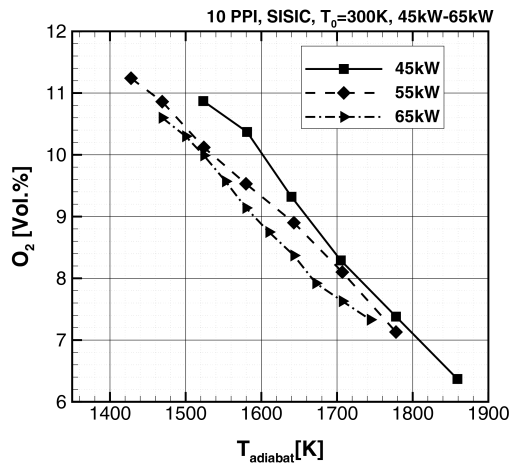
4.3.3.2 Ergebnisse der Abgasmessungen

In Abbildung 4.24 sind die Sauerstoffkonzentrationsverläufe (in Vol. %) aller Leistungen über die adiabate Verbrennungstemperatur für die Versuchreihe mit konstantem Brennstoffmassenstrom 4.24(a) und bei konstantem Luftmassenstrom 4.24(b) aufgetragen. Wie zu erwarten, nimmt die Sauerstoffkonzentration bei zunehmender adiabater Verbrennungstemperatur und somit Annäherung an eine stöchiometrische Verbrennung linear ab. Die bei unterschiedlichen thermischen Leistungen gemessenen Konzentrationen sind nahezu identisch, etwas niedrigere Werte sind bei steigender Leistung zu beobachten. Dies kann mit der Erhöhung der Leistungsdichte und den abnehmenden Wärmeverlusten bei den Messungen erklärt werden. Damit verbunden ist eine verbesserte Konversion des Sauerstoffs zu den Hauptprodukten der Verbrennung CO_2 und H_2O bei höheren thermischen Leistungen. Dies korreliert mit den gemessenen CO_2 -Konzentrationen in Abb. 4.25. Wie erwartet, verlaufen diese Konzentrationen gegensätzlich zur Sauerstoffkonzentration, d. h. mit zunehmenden adiabaten Verbrennungstemperaturen nimmt die Kohlenstoffdioxidkonzentration zu.

Die Oxidation der Kohlenwasserstoffe zu Kohlendioxid während der Verbrennung geschieht über die Bildung von Kohlenmonoxid als Zwischenprodukt. Um zu überprüfen, ob die Verbrennungsreaktion vollständig innerhalb des Porenbrenners abgelaufen ist, wurde das Rauch-

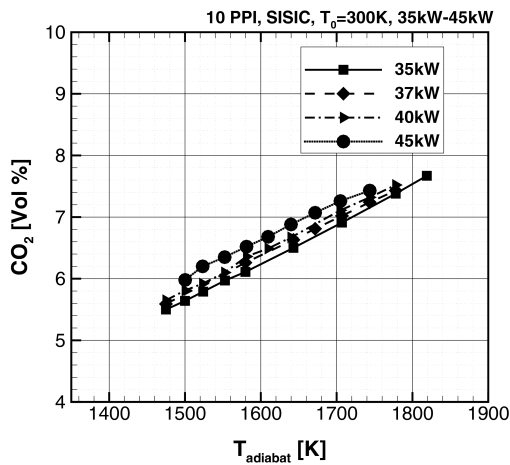


(a) Versuchsreihe M.1 - M.4

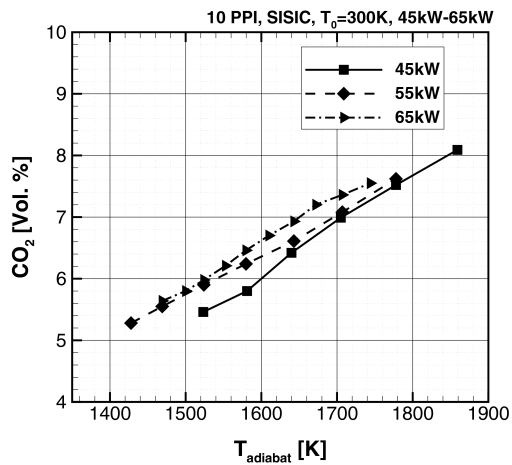


(b) Versuchsreihe M.5 - M.7

Abbildung 4.24: Sauerstoffkonzentrationen über T_{ad} [K] bei konstantem Brennstoffmassenstrom (a) und bei konstantem Luftmassenstrom (b) (10 PPI, $T_0=300\text{K}$, SiSiC)



(a) Versuchsreihe M.1 - M.4



(b) Versuchsreihe M.5 - M.7

Abbildung 4.25: Kohlenstoffdioxidkonzentrationen über T_{ad} [K] bei konstantem Brennstoffmassenstrom (a) und bei konstantem Luftmassenstrom (b) (10 PPI, $T_0=300\text{K}$, SiSiC)

gas auf den CO-Gehalt untersucht. In Abbildung 4.26 sind die Kohlenstoffmonoxidkonzentrationen beider Versuchsreihen bei konstantem Brennstoffmassenstrom in 4.26(a) und konstantem Luftmassenstrom in 4.26(b) dargestellt. Die Bildung des Kohlenstoffmonoxids kann durch die drei Einflussparameter Verweilzeit, Temperatur und Sauerstoffangebot erklärt werden. Bei hohen Temperaturen, wenn sich λ der stöchiometrischen Mischung nähert, ist zwar $T > T_{equilibrium}$ ($T_{equilibrium} = ca. 1550 K$), doch steht nicht genügend O_2 zur Oxidation von CO zu CO_2 zur Verfügung. Im flacher verlaufenden Bereich stehen sowohl eine ausreichende Verweilzeit, genügend hohe Temperaturen ($T \approx T_{equilibrium}$) als auch OH-Radikale zur Kohlenstoffmonoxid-Oxidation zur Verfügung. Daher ist hier ein Minimum zu beobachten. Werden die adiabaten Verbrennungstemperaturen niedriger, so steigt die CO-Konzentration. Dies geschieht bei hohem Luftüberschuss, wenn ein Sauerstoffangebot da ist, doch die niedrigen Temperaturen und kurze Verweilzeit aufgrund der verringerten Ausbrandzone die CO-Oxidation verhindern. Kommt es zum Abblasen der Flamme, so steigt die CO-Konzentration schlagartig an. Dies deutet einen unvollständigen Verbrennungsprozess hin; die Flammenstabilität innerhalb des Porenbrenners wird nicht mehr gewährleistet. Das Phänomen der schlagartigen Erhöhung der CO-Konzentration in Rauchgas wurde als eine der Hauptkriterien zur Bestimmung der Stabilitätsgrenze in der untersuchte Porenbrennerkonfiguration angewandt.

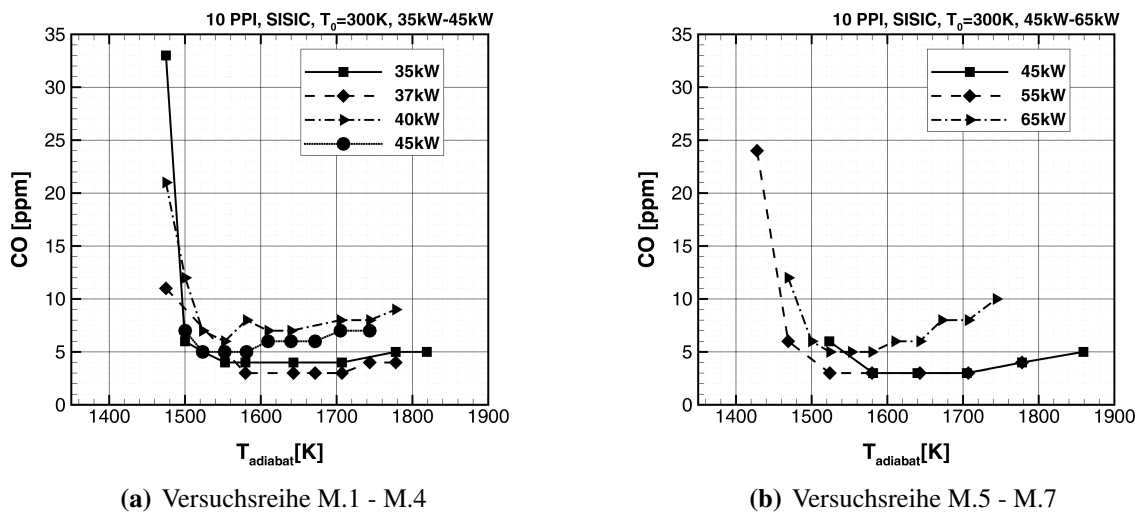


Abbildung 4.26: Kohlenstoffmonoxidkonzentrationen über T_{ad} [K] bei konstantem Brennstoffmassenstrom (a) und bei konstantem Luftmassenstrom (b) (10 PPI, $T_0=300 K$, SiSiC)

Die in Abbildung 4.27 dargestellten NO_x -Konzentrationen sind sehr gering und weisen bei allen untersuchten thermischen Leistungen einen ähnlichen Verlauf auf, da sie hauptsächlich von der Prozesstemperatur und der Temperaturverteilung abhängig sind. Entsprechend dem bei Hochtemperaturverbrennung über einen breiten Luftzahlbereich dominierenden thermischen Mechanismus der NO-Bildung sind Temperaturen über 1700 K erforderlich, um die NO-Bildung wirksam zu aktivieren [67]. Die erweiterten Stabilitätsgrenzen aufgrund der intensiven Wärmerückführung in der untersuchten Porenbrennerkonfiguration ermöglichen eine Niedertemperaturverbrennung bei hohen Luftzahlen begleitet von geringen NO_x -Emissionen. Die rund 350-fach höhere Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes zum Gas und die daraus folgenden Tendenz des porösen Mediums, das Temperaturfeld zu homogenisieren, verstärkt durch die hydrodynamische Dispersion, verhindern die Existenz von heißen Gebieten im Tempera-

turfeld, so genannten „hot spots“. Bekannt ist, dass diese für die erhöhten NO_x -Emissionen maßgeblich sein können. Mit sinkender Temperatur flacht der Verlauf bis zu einem Minimum um 1 ppm ab. Anschließend ist ein kleiner Anstieg der Konzentrationen zu verzeichnen. Dies rührt daher, dass sich die Flamme bei dieser adiabaten Temperatur schon sehr weit stromabwärts verschoben hat. An dieser Stelle ist die Ausbrandzone sehr gering, und damit besteht zu wenig Zeit, um die Gleichgewichtskonzentration zu erreichen. Dies bedeutet, dass die NO_x -Konzentrationen quasi oberhalb der Gleichgewichtskonzentration „einfrieren“. Dennoch bleiben die NO_x -Konzentrationen unter 10 ppm, da ein erweiterter magerer Verbrennungsbereich zur Verfügung steht.

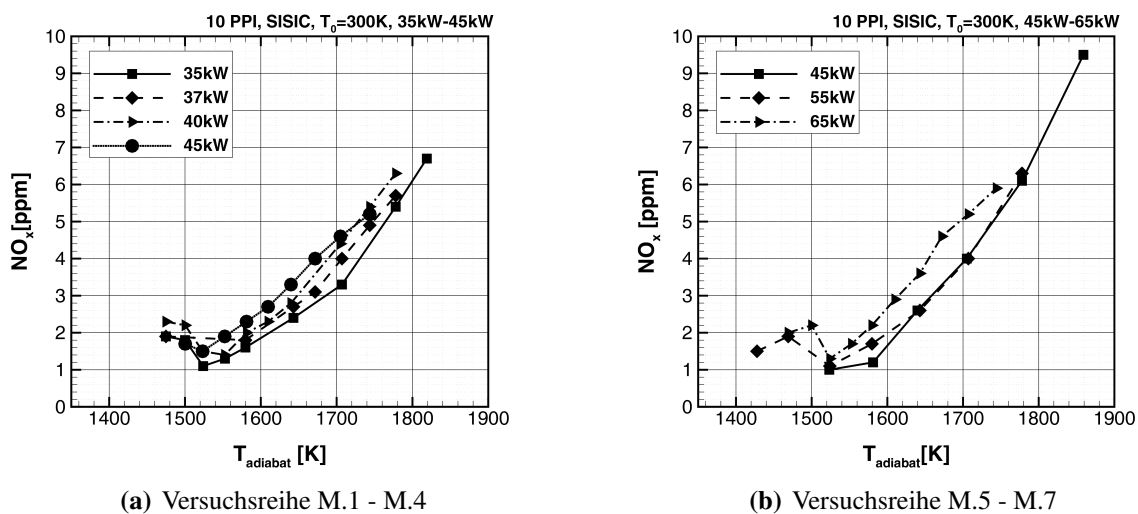


Abbildung 4.27: NO_x über T_{ad} [K] bei konstantem Brennstoffmassenstrom (a) und bei konstantem Luftmassenstrom (b) (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)

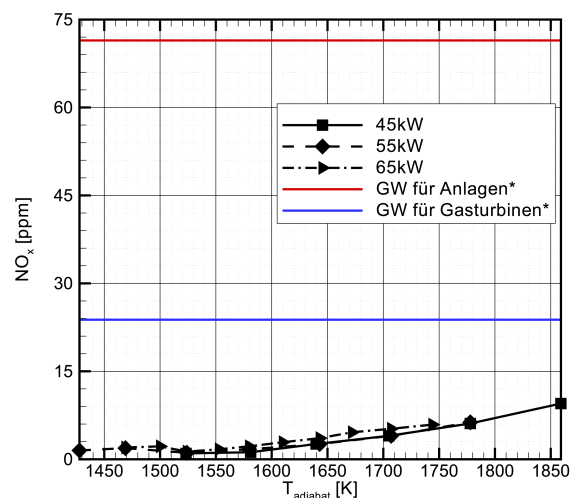


Abbildung 4.28: NO_x Konzentrationen im Vergleich mit gesetzlichen Grenzwerten (GW) nach *DIRECTIVE 2015/2193/EC [1] bei M.5-M.7 (10 PPI, $T_0=300$ K, SiSiC)

Abbildung 4.28 zeigt einen Vergleich der NO_x -Emissionen in der untersuchten Porenbrennerkonfiguration mit den gesetzlichen Grenzwerten nach *DIRECTIVE 2015/2193/EC [1]. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur die Versuchsreihen M.5 - M.7 im Diagramm dargestellt. Ein deutlicher Abstand zu den Grenzwerten ist gut zu erkennen, die NO_x -Konzentrationen bei der Verbrennung in PIM sind bei Anlagen mindestens um den Faktor 7 und bei Gasturbinen um den Faktor 2,4 geringer.

Kapitel 5

Numerische Untersuchungen

Die numerische Modellierung von Strömungs- und Verbrennungsvorgängen spielt eine immer größere Rolle in der Forschung. Die auch für komplexe Rechnungen benötigten Rechnerkapazitäten stehen heute, dank des raschen Fortschritts in der Computertechnologie, zur Verfügung. Experimentelle Untersuchungen sind zwar unbedingt notwendig, um die Ergebnisse der Simulation zu validieren und empirisch zu belegen, doch wird aufgrund des hohen Zeitaufwands für den Versuchsaufbau und der Durchführung gerne auf Computersimulationen zurückgegriffen. Diese haben neben der Zeitersparnis zusätzlich den Vorteil geringerer Kosten.

5.1 Dreidimensionale numerische Simulation der Mischung und Verbrennung in porösen Medien (3D DPLS - Direct-Pore-Level-Simulation)

In der Literatur findet sich eine große Zahl von experimentellen Untersuchungen zur Verbrennung in porösen Medien. Dem gegenüber steht ein Mangel an numerischen Simulationen zur ausreichend genauen, quantitativen Beschreibung der vielfältigen Eigenschaften dieser Materialien bzw. dieser Art Verbrennungsführung. Es existieren zwar einige Arbeiten, in denen die Reaktion mit eindimensionalen Modellen beschrieben wurde, doch sind diese aufgrund von Vereinfachungen ungenau und können bestimmte Phänomene und Eigenschaften nicht erklären. Z. B. fließt die Dreidimensionalität der Flammenfront und des Strömungsfeldes nicht in die Berechnung ein, d. h. Temperatur- und Geschwindigkeitsschwankungen in einer Ebene werden nicht berücksichtigt. In dieser Arbeit wurde deshalb eine 3D-Simulation des Strömungs- und Verbrennungsvorgangs auf Porenebene durchgeführt (3D DPLS Direct Pore Level Simulation), deren Ergebnisse auch zur Verbesserung von Modellen mit 1D-volumengemittelten Methoden eingesetzt werden können.

5.2 Numerisches Setup (Aufbau der 3D DPLS)

5.2.1 Rechengitter

Zur numerischen Berechnung einer Strömung mit oder ohne Wärmefreisetzung ist es notwendig, die zu untersuchende Geometrie zu diskretisieren. Hierbei wird der kontinuierliche Raum

in endlich viele Elemente unterteilt. Ziel der Geometrie-Diskretisierung ist es, ein Rechengitter zu erstellen, mit dessen Hilfe alle notwendigen Details der zu untersuchenden Problemstellung physikalisch sinnvoll und geometrisch angemessen genau aufgelöst werden können. In dieser Arbeit repräsentiert das Rechengitter rekonstruierte reale offenporiger Schaumstrukturen (10 PPI SiSiC), die ein Segment des untersuchten radial durchströmten Porenbrenners darstellen. Ausgangspunkt für die Erzeugung des Rechengitters, das aus zwei numerischen Rechengebieten (eines für die feste und eines für die Gasphase) besteht, sind Bilddaten aus μ -CT-Messungen eines Siliciumcarbid-Schaumes mit 10 PPI. Die dreidimensionalen Bilddaten bestehen aus Grauwerten von $3072 \times 1024 \times 1024$ Voxels der untersuchten Schaumprobe. Einzelheiten über die Erfassung dieser Daten sind von Habisreuther et al. in [23] demonstriert. Zur Generierung eines Rechengitters, das den Leerraum im Schaum mit umfasst, ist zunächst die Rekonstruktion der Schaumoberfläche erforderlich. Anhand dieser Daten kann in einem zweiten Schritt mit einem Standardprogramm der Leerraum innerhalb der Schaumgeometrie mit einem Rechengitter aus Tetraederelementen gefüllt werden. Für die Gittergenerierung wurde das Programm ANSYS Icem CFD verwendet. Die Gittergenerierung wurde auf einem Hex Core Linux PC mit insgesamt 36 GB RAM durchgeführt und dauerte ca. 8 h.

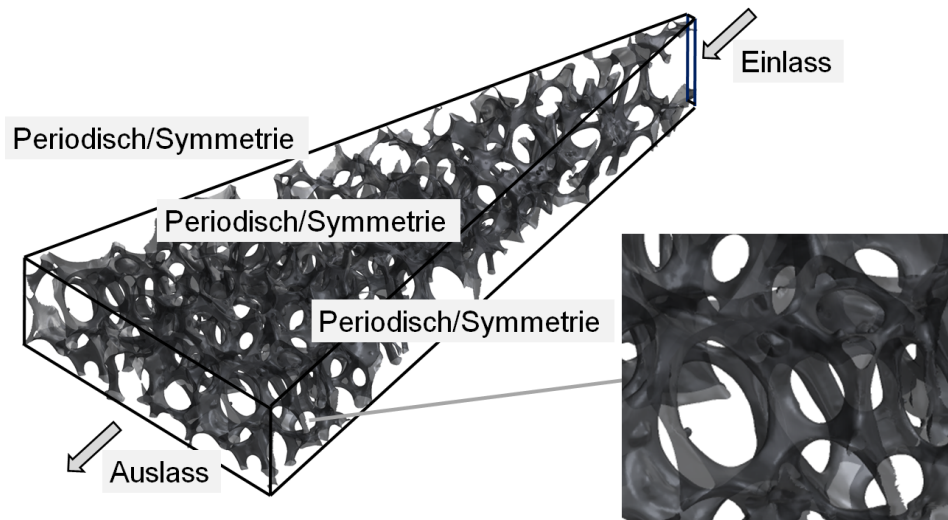


Abbildung 5.1: numerische Rechengebiete

Abbildung 5.1 verdeutlicht die feste Phase des Rechengebietes. Das für die Rechnungen eingesetzte Segment aus dem radial-durchströmten Porenbrenner hat eine divergierende Geometrie mit 65 mm Länge. Am Einlass beträgt die Querschnittsfläche $1.125 \times 9 \text{ mm}^2$, am Auslass $28 \times 9 \text{ mm}^2$. Das resultierende numerische Rechengitter wurde lokal an der Grenzschicht zur festen Phase verfeinert, wie in Abbildung 5.2 erkennbar ist. Das gesamte Verfahren ergibt ein diskretisiertes numerisches Gebiet mit 23 Mio. Tetraederelementen für den Gasanteil (Fluidphase, 4 Mio. Knoten) und 8 Mio. Tetraederelementen für den Feststoff (Solidphase, 2 Mio. Knoten).

5.2.2 Randbedingungen

Bei einer numerischen Berechnung der Strömung ist es wichtig zu klären, ob die Strömung durch die Schaumstrukturen laminar oder turbulent ist. Dazu wurde die Reynoldszahl, definiert mit dem mittleren Porendurchmesser von 6.5 mm als charakteristische Länge, ausgewertet. Für

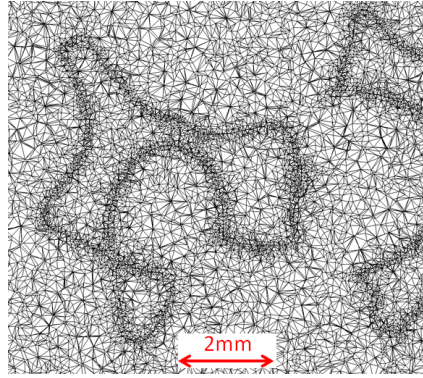


Abbildung 5.2: Gitterausschnitt

alle in dieser Arbeit untersuchten Luft-Brennstoff Verhältnisse liegen die Werte der Reynoldszahl in der Vorwärmzone und im Bereich der makroskopischen Flammenfront zwischen 193 und 300. Da der Übergang laminar-turbulent erst bei der Reynoldszahl $Re_{D_{pore}}=300$ liegt, ist keine Turbulenzmodellierung, also die Anwendung eines Turbulenzmodells oder turbulenten Verbrennungsmodells notwendig. Unabhängig davon beträgt die durchschnittliche räumliche Auflösung des numerischen Gitters 50 Knoten pro mm^3 , also 6 Punkte pro mm inklusive der Gitterverfeinerung in Nähe der Wände. Durch die Verwendung der Porendurchmesser von 6,5 mm als spezifische Längenskala ergibt sich eine mittlere Netzdichte von ca. 26 Knoten pro Pore. Daher kann die numerische Berechnung bezüglich der Strömung als eine direkte numerische Simulation angesehen werden.

Für die Berücksichtigung der Wärmefreisetzung wurde das code-eigene, laminare Verbrennungsmodell Finite Rate Chemistry eingesetzt. Bei diesem Modell werden die chemischen Quellterme, also die Umwandlungsraten, mit Hilfe von temperaturabhängigen Geschwindigkeitskoeffizienten der einzelnen Reaktionen berechnet. Dabei wird die globale Reaktionsrate wie folgt berechnet:

$$R_k = F_k \prod_{I=A,B,\dots}^{N_C} [I]^{r_{kI}} \quad (5.1)$$

In Gleichung 5.1 ist $[I]$ die molare Konzentration der Komponente I und F_k die Geschwindigkeitskonstante, die mit einer Arrhenius-Abhängigkeit 5.2 definiert ist. r repräsentiert die Reaktionsordnung der Komponente I in die Elementarreaktion k .

$$F_k = A_k T^{\beta_k} \exp\left(-\frac{E_k}{RT}\right) \quad (5.2)$$

In Gleichung 5.2 sind:

- A_k : Präexponentieller oder Frequenzfaktor
- β_k : Dimensionloser Temperaturexponent
- E_k : Aktivierungsenergie [$J mol^{-1}$]
- T : Absolute Temperatur [K]

- R : Universelle Gaskonstante $[8,314 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}]$.

An erster Stelle wurde die Verbrennung von Methan und Luft mit der Anwendung eines Zweischritt-Reaktionsmechanismus nach Westbrook und Dryer [60] berechnet. Bei diesem Reaktionsmechanismus wird die Wärmefreisetzung mit Hilfe von zwei Reaktionsgleichungen (5.3 und 5.4) und sechs Spezies dargestellt.



Bei der Berechnung der Geschwindigkeitskoeffizienten und Reaktionsraten in 5.2 wurden folgende Werte aus [60] verwendet:

- Reaktionsordnung $CH_4 = 0.2$
- Reaktionsordnung $O_2 = 1.3$
- $A_k = 2.4^{13} [cm^{1.5} s^{-1} mol^{-0.5}]$
- $E_k = 48 [kcal mol^{-1}]$

für die Reaktionsgleichung 5.3 und

- Reaktionsordnung $CO = 1.0$
- Reaktionsordnung $O_2 = 0.25$
- $A_k = 10^{14.6} [mol^{-0.75} cm^{2.25} s^{-1}]$
- $E_k = 48 [kcal mol^{-1}]$

für die weitere Oxidation von CO in Gleichung 5.4. Nach der Berechnung der globalen Reaktionsrate ist es möglich, den Quellterm S_I in der Transportgleichung für die einzelnen Spezies zu lösen:

$$S_I = W_I \sum_{k=1}^K (-\nu_{kI}) R_k \quad (5.5)$$

Dieser fließt dann in die Speziesgleichung (5.6) ein [3].

$$\frac{\partial \rho_g Y_I}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \vec{u}_g \cdot Y_I) = \nabla \cdot (\Gamma_{I_{eff}} \rho_g \nabla Y_I) + S_I \quad (5.6)$$

Die zeitliche Änderung der Masse innerhalb eines infinitesimal kleinen Volumenelements mit raumfesten Koordinaten entspricht der Differenz aus eintretenden und austretenden Massenströmen. Sie beschreibt nach Gl.5.7 die Änderung der Dichte in einem Volumenelement

und besagt, dass die Divergenz des Geschwindigkeitsvektorfeldes der zeitlichen Änderung der Dichte entspricht:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \vec{u}_g) = 0 \quad (5.7)$$

Gleichung 5.7 ist die instationäre, dreidimensionale Massenbilanz für kompressible Fluide und wird allgemein als Kontinuitätsgleichung bezeichnet. Der erste Term der linken Seite beinhaltet die zeitliche Änderung der Dichte (Masse pro Volumenelement), der zweite ist der konvektive Term. Für stationäre, inkompressible Strömungen fällt die zeitliche Änderung der Dichte weg.

Die zeitliche Änderung des Gesamtimpulses eines Massenelements auf Grund von Oberflächen- und Massenkräften wird durch die Gleichung für die Impulserhaltung beschrieben. Dabei muss sich der durch Konvektion in das Volumen transportierte Impulsstrom mit der durch die viskosen Kräfte verursachten Änderung des Impulses und der Druckkraft im Gleichgewicht befinden. Die Impulsbilanz an einem finiten Volumenelement ergibt somit [3]:

$$\frac{\partial \rho_g \vec{u}_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \vec{u}_g \cdot \vec{u}_g) + \nabla \cdot (p) = \nabla \cdot (\mu_g \nabla \vec{u}) \quad (5.8)$$

Analog zur Massen- und Impulserhaltung kann die Energiebilanz im einem Volumenelement unter Verwendung der totalen Enthalpie formuliert werden [3]:

$$\frac{\partial \rho_g h_{totg}}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g h_{tot,g} \cdot \vec{u}_g) = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda_g}{c_p g} \nabla h_{totg} \right) \quad (5.9)$$

mit:

$$h_{totg} = h_g + \frac{1}{2} u_g^2 \quad (5.10)$$

Für die Feststoffphase hat die Energiegleichung folgende Form [3]:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h U_s) = \nabla \cdot (\lambda_s \nabla h) \quad (5.11)$$

Die Gas- und Festkörperstrahlung wurde aufgrund des erhöhten Rechenaufwands nicht modelliert. Bei allen Rechnungen wurde die Interaktion zwischen Gas- und Feststoffphase, also der konvektive Wärmeübergang, der Einfluss der Strömungsdispersion und der Anteil der Wärmeleitung des Feststoffs am Wärmetransport und der inneren Wärmereizirkulation berücksichtigt. Die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des eingesetzten porösen Materials wurde mittels einer analytischen Gleichung 5.12 im Strömungslöser implementiert ([4]). Der Verlauf der Wärmeleitfähigkeit ist in Abb. 5.3 als Funktion der Temperatur aufgetragen. Als Einlassrandbedingung wurde eine Eintrittstemperatur von 300 K eingestellt. Der Massenstrom der brennbaren Mischung wurde variiert, bis sich die Flamme in der Mitte des Rechengebietes

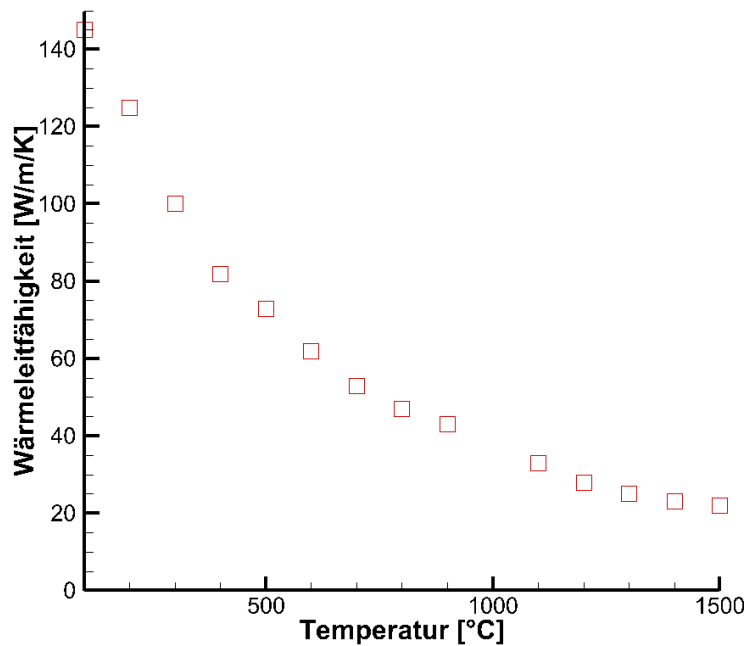


Abbildung 5.3: Wärmeleitfähigkeit von SiSiC als Funktion der Temperatur [4]

stabilisierte und am Einlass keine Temperaturgradienten mehr, weder in der Gasphase noch im Feststoff vorhanden waren, also $T_{\text{Feststoff}}$ und $T_{\text{Gas}}=300$ K.

$$\lambda_{\text{SiSiC}} = \frac{1}{0.0062119[\text{K}]^{1.5} + 6.833 \cdot 10^{-17} \cdot (T - 273.15[\text{K}])^{1.5}} \left[\frac{\text{WK}^{1.5}}{\text{mK}} \right] \quad (5.12)$$

Wie bereits in Kapitel 3.5 erwähnt, haben sich einige Autoren mit der Quantifizierung des Einflusses der verschiedenen Wärmetransportmechanismen bei der Verbrennung in PIM beschäftigt. In Tabelle 3.1 sind deren Schlussfolgerungen über die relative Wichtigkeit und Sensitivität der Wärmetransportprozesse zusammengefasst. Die Wärmetransportmechanismen, die bei den in dieser Arbeit durchgeführten dreidimensionalen numerischen Berechnungen berücksichtigt sind, sind in Tabelle 5.1 dargestellt.

Tabelle 5.1: Wärmetransportmechanismen bei der Verbrennungsmodellierung in PIM; Legende: - nicht berücksichtigt; + berücksichtigt

Strahlung Festkörper	Strahlung Gas	Wärmeleitung Festkörper	Wärmeleitung Gas	Dispersion	Wärme konvektiv
-	-	+	+	+	+

5.3 Ergebnisse der DPLS

Für die Berechnung der vorgemischten Verbrennung von CH_4 und Luft wurde der kommerzielle Strömungslöser ANSYS CFX 15 verwendet. Alle Rechnungen wurden wegen der hohen Auflösung des numerischen Gitters auf 16 Prozessoren mit insgesamt 32 GB Arbeitsspeicher durchgeführt. Die durchschnittliche Anzahl der Iterationen bis zu einem Konvergenzkriterium (Residuen) von 10^{-5} betrug 3000 Iterationen bei einer mittleren Rechenzeit von 14 Tagen. Die numerischen Simulationen wurden bei sieben Luft-Brennstoff-Verhältnissen $\lambda = 1,4; 1,5; 1,6; 1,7; 1,8; 1,9; 2,0$, jeweils bei einer Gemischeintrittstemperatur von $T_{\text{Gas}} = 300 \text{ K}$ und bei atmosphärischen Bedingungen $p=1 \text{ bar}$ durchgeführt.

In den Abb. 5.4 links ist, um einen Eindruck für die berechneten Strömungsfelder zu geben, das Geschwindigkeitsfeld in einer Ebene parallel zur Hauptströmungsrichtung bei einer Luftzahl von $\lambda = 1,6$ dargestellt. Die Farbkodierung zeigt dabei den Betrag der Geschwindigkeit und die schwarzen Pfeile veranschaulichen die Richtung des Vektors. Die Feststoffphase, also die Stege des Schaumes, sind weiß markiert. Die Beschleunigung des Gases in der Porenmitte und auch durch die Dichteänderung bei der Verbrennung wird in den maximalen Werten der Geschwindigkeit ersichtlich. Die maximale Geschwindigkeit beträgt bei dieser Luftzahl $13,88 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$. Durch die mehreren Umlenkungen und lokale Rezirkulationszonen weist das Gemisch negative Geschwindigkeitswerte von bis zu $-1,74 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ auf.

Ersichtlich sind die detaillierten Informationen über die Strömungsverhältnisse in PIM durch die numerische Simulation. Das unverbrannte Gemisch wird stromabwärts an den festen Wänden des PIM vorgewärmt. Die über die Feststoffphase zurückgeführte Wärme wird in Bereiche mit hoher Gasgeschwindigkeit, wie das Zentrum der Poren, durch hydrodynamische Dispersion getrieben, weitertransportiert, sodass das Frischgasgemisch eine zusätzliche Vorwärmung erfährt. Das unverbrannte Gemisch wird an den heißen Wänden gezündet. Dieser Zündprozess steht in Wechselwirkung mit der Dispersion, die ein Quenchen in Bereichen mit hohen Gasgeschwindigkeiten bewirkt, bevor das Gemisch an die andere Wand gelangt, um die Reaktion fortzusetzen.

Die durch den Feststoff zurückgeführte Wärme ist deutlich in Abb. 5.4 rechts zu erkennen. In der Vorwärmzone hat der Feststoff eine höhere Temperatur als das unverbrannte Gasgemisch. Wie in Abb. 5.4 rechts im Bild zu sehen ist, stabilisiert sich die Flamme in der Mitte des Rechengebietes. Das Ziel, dass am Einlass keine Temperaturgradienten auftreten, wird erreicht. Die Vorwärmung des Gemisches aufgrund der Wärmerückführung über den Festkörper und zusätzlich durch die hydrodynamische Dispersion resultiert in der Ausbildung eines sogenannten superadiabatischen Temperaturpeaks, d. h. lokale Temperaturen in der Flammenfront, die höher sind als die adiabate Verbrennungstemperatur bei diesen Luft-Brennstoff-Verhältnissen. Die adiabate Verbrennungstemperatur bei $\lambda=1,6$ liegt bei 1707 K , die maximale Verbrennungstemperatur bei der numerischen Simulation in PIM ist 1943 K , also 235 K höher. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen und seine Abhängigkeit von den Luft-Brennstoff-Verhältnissen wird in Kap. 5.8 gegeben.

In Abbildung 5.5 sind die CH_4 -Reaktionsrate (links) und die Massenfraktion an CH_4 (rechts) dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass der Brennstoff in Abb.5.5 rechts aufgrund des hohen Luftüberschusses vollständig zu den Produkten umgesetzt ist. Die CH_4 -Reaktionsrate in Abb.5.5 links zeigt eine durch die vielen Umlenkungen gewellte Flammenfront und die höchste Umsatzrate findet direkt an den festen Wänden statt. Ausgehend von der Länge des Bereiches, in dem die Umsetzung stattfindet, kann eine qualitative Aussage über die Flammendicke bei diesem Luft-Brennstoff-Verhältnis gemacht werden. Die makroskopische Flammenfront erstreckt

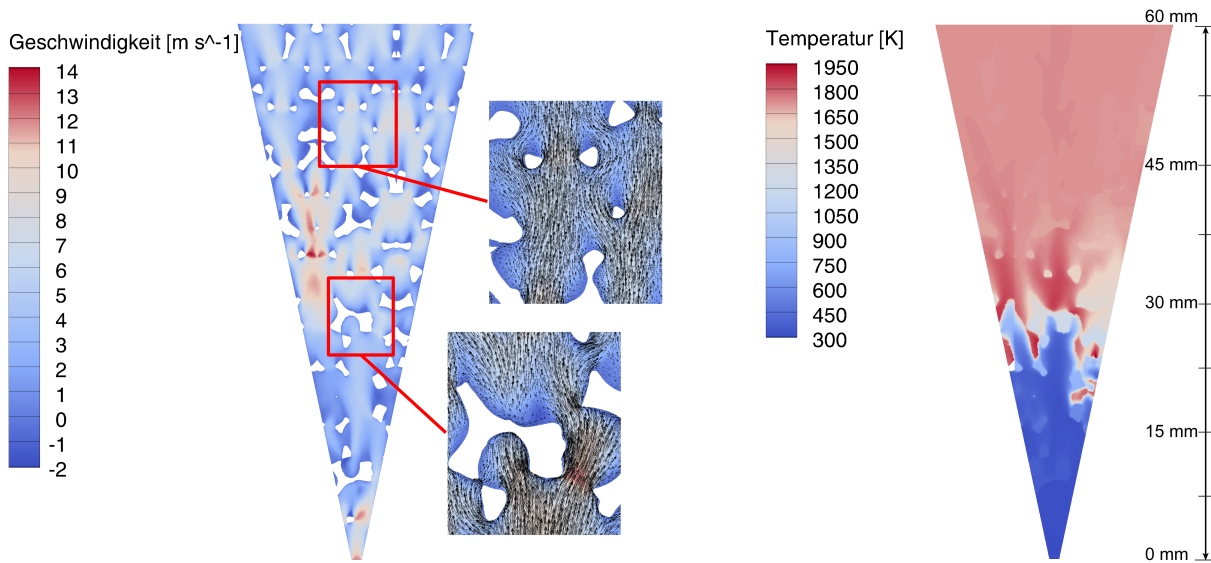


Abbildung 5.4: links: Geschwindigkeit, rechts: Temperatur DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

sich über ca. 15 mm, dies stimmt mit dem Bereich überein, in dem die CO -Produktion und die weitere Umwandlung zu CO_2 in der Ausbrandzone stattfinden (siehe Abbildung 5.6).

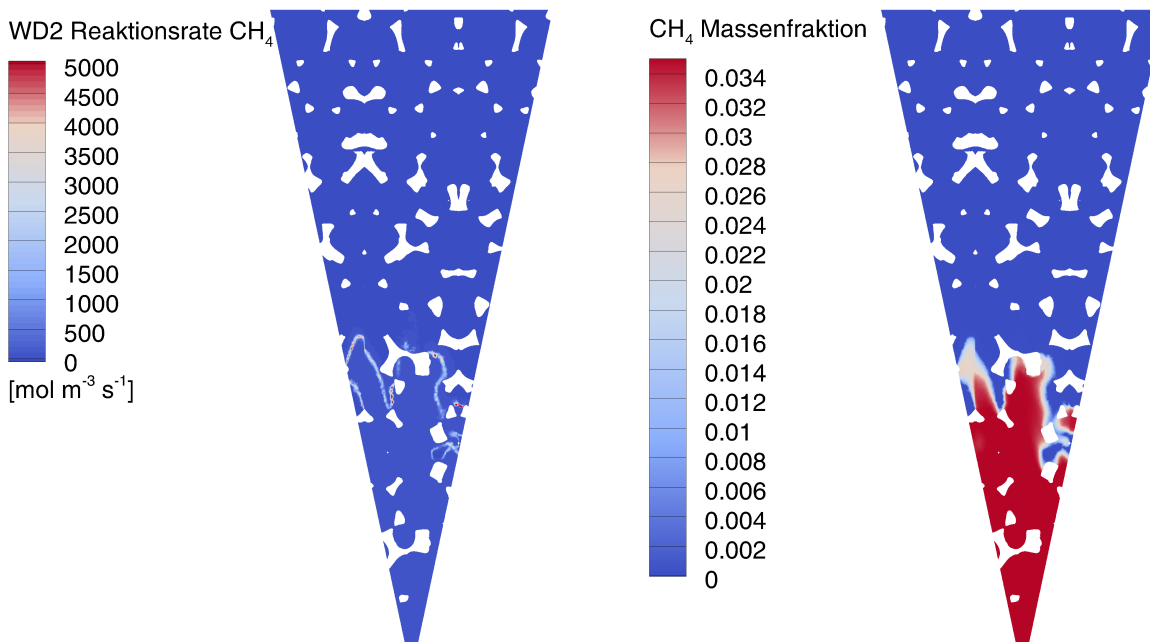


Abbildung 5.5: links: CH_4 Reaktionsrate, rechts: CH_4 Massenfraktion DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

Die Ausbrandzone in der hier numerisch untersuchten Porenbrennerkonfiguration ist in Abbildung 5.7 durch die Verbrennungsprodukte CO_2 und H_2O dargestellt. Der Verlauf der beiden Größen zeigt, dass die Reaktion bei ca. 30 mm abgeschlossen ist und der Ausbrandbereich vollständig durch eine homogene Verteilung der Verbrennungsprodukte gekennzeichnet ist.

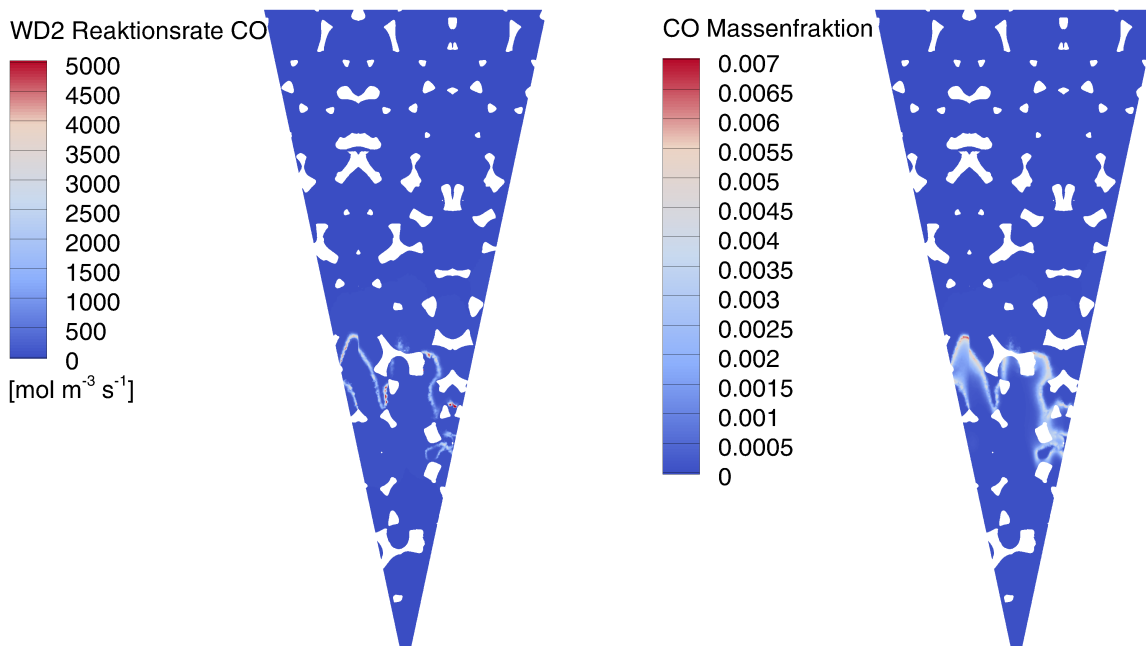


Abbildung 5.6: links: CO Reaktionsrate, rechts: CO Massenfraktion DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

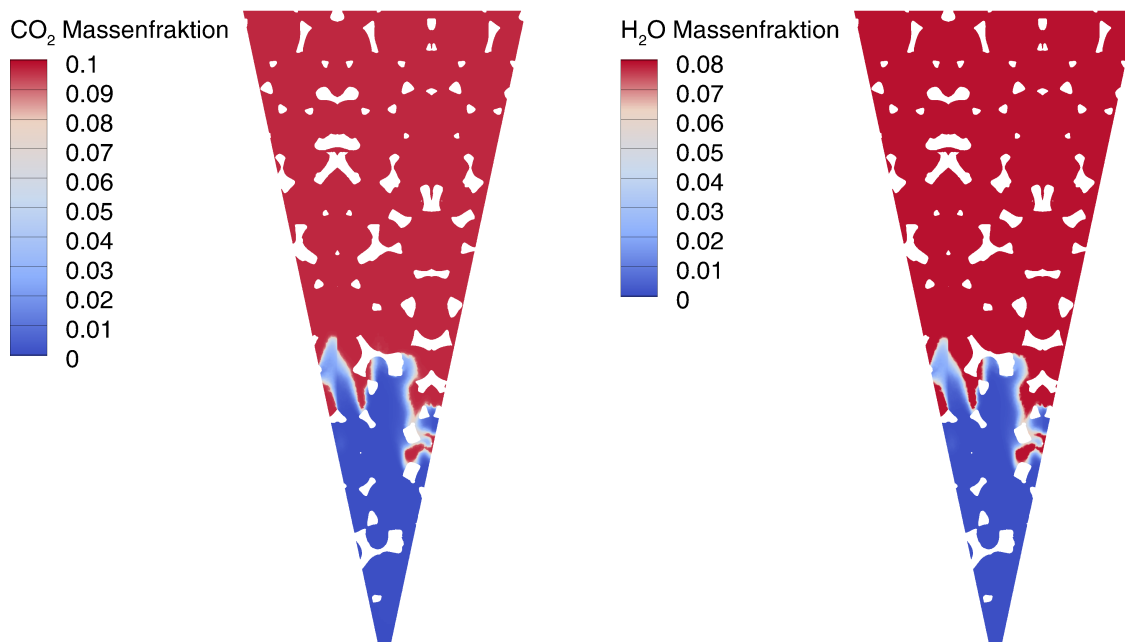


Abbildung 5.7: links: CO₂ Massenfraktion, rechts: H₂O Massenfraktion DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

Die Erhöhung der Luftzahl von $\lambda = 1,4$ auf $\lambda = 2,0$ (Abb.5.8) bewirkt zum einen ein Absinken der Gas- und Feststofftemperaturen, zum anderen wird der Bereich der höchsten Temperatur stromabwärts verschoben. Diese Verschiebung ist im Wesentlichen auf die Änderung

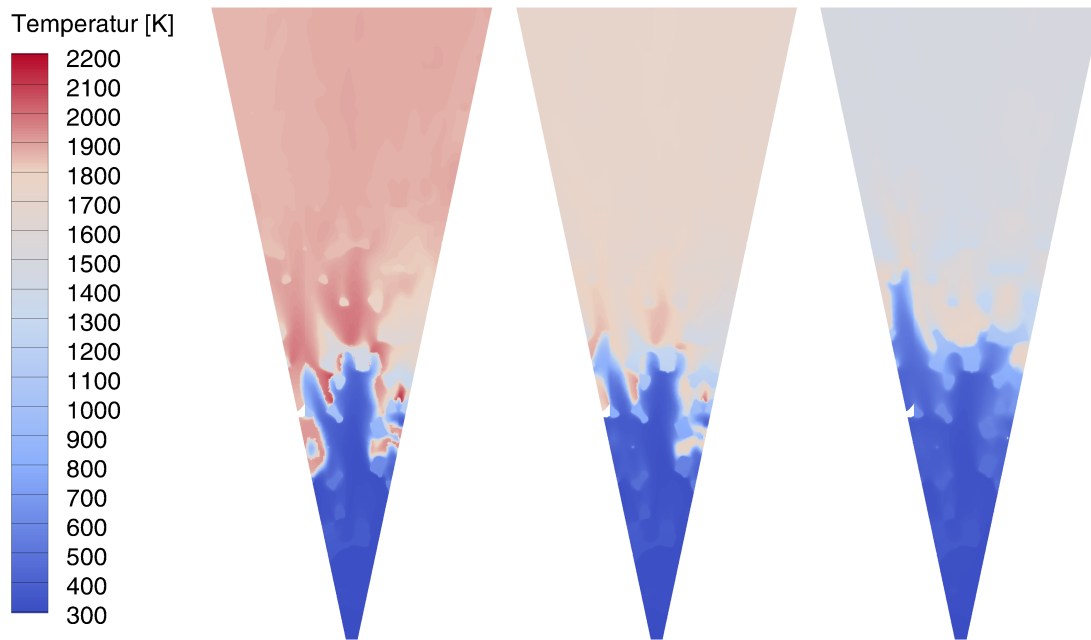


Abbildung 5.8: Vergleich der Temperaturprofile bei unterschiedlichen Luftüberschussverhältnissen - $\lambda=1,4$ - links, $\lambda=1,6$ - Mitte, $\lambda=2,0$ - rechts, $T_0=300$ K, $p=1$ bar

der Zündverzugszeit und der Anströmgeschwindigkeit respektive der Verweilzeit zurückzuführen. Die höchsten Temperaturen können in der Feststoffphase und im Bereich der Grenzschicht beobachtet werden. Es zeigt sich, dass deutliche Unterschiede zwischen der Feststoff- und der Gasphasentemperatur bestehen, die im Bereich der Reaktionszone maximal sind.

5.4 Temperaturverteilung und Flammendicke

Um die Ergebnisse der numerischen Simulation mit experimentellen Daten zu vergleichen, ist es notwendig, die lokalen dreidimensionalen Daten in einen integralen Wert zu überführen, da nur integrale Werte gemessen werden. Dazu wurden die Ergebnisse extrahiert und gemittelt. Abbildung 5.9 stellt die auf 240 Schnitten quer zur Strömungsrichtung massenstrom-gemittelten Ergebnisse der numerischen Simulation dar. Dargestellt sind neben der Gas- und Feststofftemperatur auch der Verlauf der isothermen Geschwindigkeit in dieser Geometrie, die Geschwindigkeit der reaktiven Mischung und der Umsatz. Gut zu erkennen sind auch hier die unterschiedlichen Temperaturen von Gas und Feststoff in der Vorwärm- und in der Hauptreaktionszone. In der Reaktionszone im Bereich zwischen 20 und 40 mm wird Energie in Form von Wärme durch die Verbrennung in der Gasphase freigesetzt mit dem Ergebnis, dass die Gastemperatur höher als die des Feststoffes ist. Auf Grund des entstandenen Temperaturgradienten in der Reaktionszone und der großen inneren Oberfläche des PIM findet ein äußerst effektiver Wärmeübergang durch Konvektion zwischen Feststoff und Gas statt. Somit steigt die Temperatur des Feststoffes in der Reaktionszone stärker als in der Vorwärmzone. Da der Feststoff relativ zum Gas eine bessere Wärmeleitfähigkeit durch Leitung und Strahlung besitzt, wird diese Wärme stromaufwärts transportiert. Der entstandene Wärmestrom ergibt wiederum eine höhere Feststofftemperatur in der Vorwärmzone im Vergleich zur Gastemperatur und wird durch den

dort entstandenen Temperaturgradienten wieder an das Frischgas abgegeben. Hinzu kommt die verstärkte Wärmeleitung durch Strömungsdispersion, die ebenfalls stromaufwärts wirkt. Dies bewirkt eine Vorwärmung des Frischgases ohne Verdünnung mit Abgasen, wie dies meist bei turbulenten Flammen der Fall ist und resultiert in einer lokalen Erhöhung der Verbrennungstemperatur über den Gleichgewichtswert hinaus. Dies führt wiederum zu einer Erhöhung der Flammgeschwindigkeit im Vergleich zur freien laminaren Flamme.

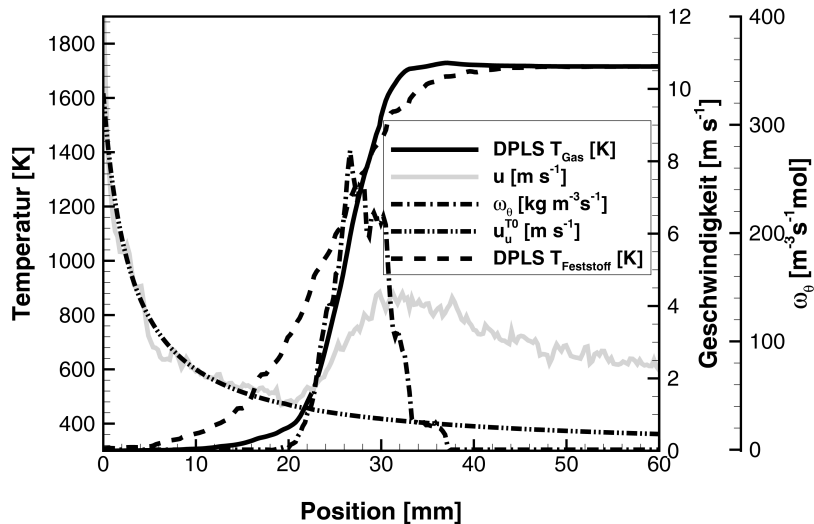


Abbildung 5.9: Massenstrom-gemittelte Ergebnisse der numerischen Simulation

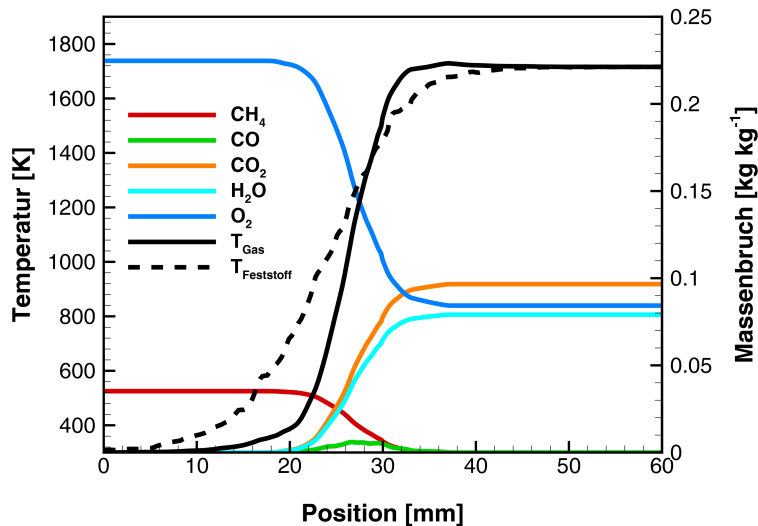


Abbildung 5.10: Berechnete gemittelte Temperatur- und Konzentrationsverläufe - DPLS, $\lambda=1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

In Abbildung 5.10 sind neben den zwei Temperaturverläufen auch der Verlauf der Verbrennungsprodukte CO_2 und H_2O und CO dargestellt. Kohlenstoffmonoxid entsteht bei der Verbrennung als Zwischenprodukt und wird im Idealfall bei vollständiger Verbrennung wieder

vollständig zu Kohlenstoffdioxid oxidiert. Erkennbar in der Abbildung ist, dass die Bildung der Verbrennungsprodukte CO_2 und H_2O bei 40 mm abgeschlossen ist und die vollständige weitere Oxidation von CO stattfindet.

Abbildungen 5.11, 5.12 und 5.13 zeigen einen Vergleich zwischen den numerisch ermittelten Temperaturen und den experimentellen Daten aus Kapitel 4 sowie den Ergebnissen von Bedoya mit der konischen Brennergeometrie [8] bei drei unterschiedlichen Luft-Brennstoff-Verhältnissen $\lambda = 1,6$, $\lambda = 1,8$ und $\lambda = 2,0$. In Abbildung 5.11 ist zum Vergleich auch die adiabate Verbrennungstemperatur einer freien vorgemischten laminaren Flamme aufgetragen, die mit dem auf CHEMKIN basierten Programm PREMIX [34] für den adiabaten Methan/Luft-Verbrennungsprozess unter Anwendung des GRI 3.0-Mechanismus [53] ermittelt wurde. Bei Betrachtung der Temperaturprofile in Abb.5.11 fällt sofort auf, dass der Temperaturverlauf und dessen Steigung bei der Verbrennung in PIM deutlich flacher ist. Die Vorwärmung des Gasgemischs durch die Wärmerückführung hat einen breiteren Bereich für die Brennstoffoxidation zur Folge, im Vergleich zur laminaren Flamme ist die makroskopische Flammendicke mindestens um eine Größenordnung höher. Erkennbar ist auch, dass die DPLS-Ergebnisse eine mittlere Gastemperatur zeigen, die über den Gleichgewichtswert hinaus geht, also ein sogenannter superadiabatischer Temperaturpeak. Beim Vergleich zwischen DPLS und Experiment fällt zunächst die gute Übereinstimmung auf. Die DPLS-Rechnungen in dieser Arbeit sind in der Lage, das Temperaturniveau und den Temperaturgradienten wiederzugeben. Der gemessene Temperaturverlauf weist Werte auf, die sich zwischen den berechneten Gas- und Feststofftemperaturen befinden. Grund dafür ist, dass die Messungen ohne strahlungsabgeschirmte Thermoelemente durchgeführt wurden und die starke Festkörperstrahlung zu einer gemessenen Temperatur führt, die der Festkörpertemperatur annähernd gleich ist.

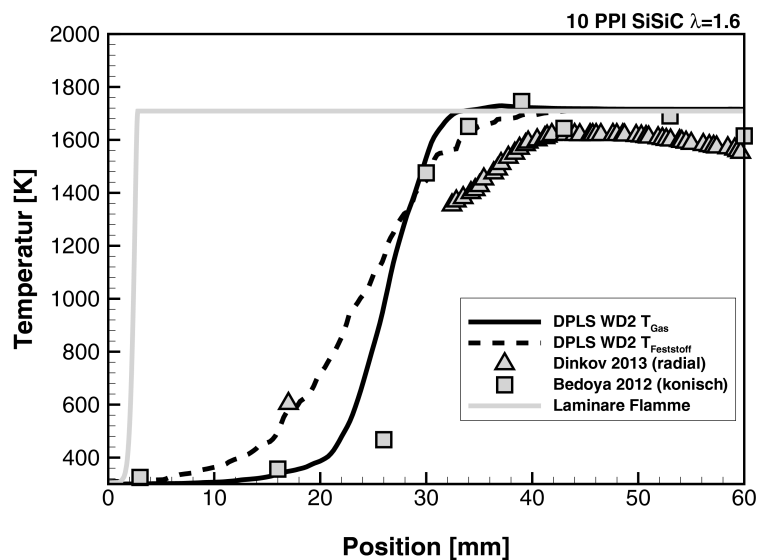


Abbildung 5.11: Vergleich der gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda = 1,6$, $T_0 = 300$ K, $p = 1$ bar.

Betrachtet man die drei hier dargestellten Luft-Brennstoff-Verhältnisse ist es sofort ersichtlich, dass einerseits das Temperaturniveau mit steigendem Luftanteil im Gemisch zu niedrigeren Gleichgewichtswerten verschoben wird und andererseits die Temperaturprofile flacher werden, d. h. die makroskopische Flammendicke nimmt zu. Die Temperaturunterschiede sind mit dem

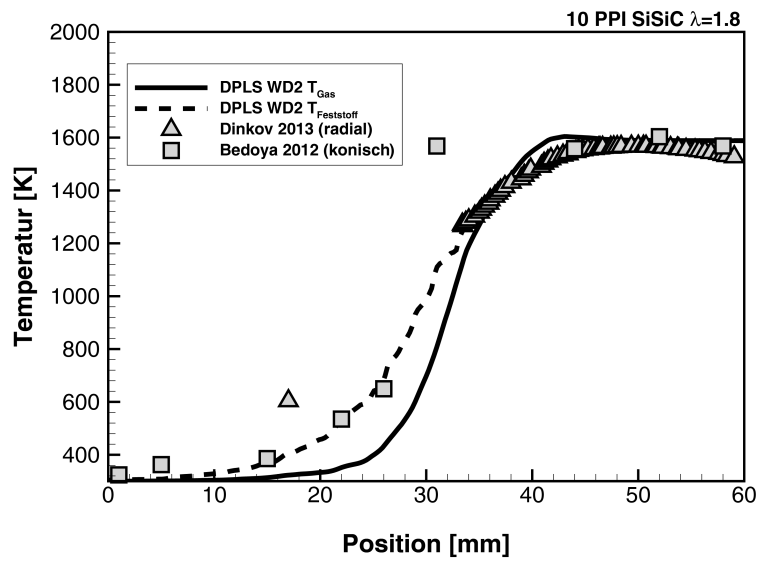


Abbildung 5.12: Vergleich der gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=1,8$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

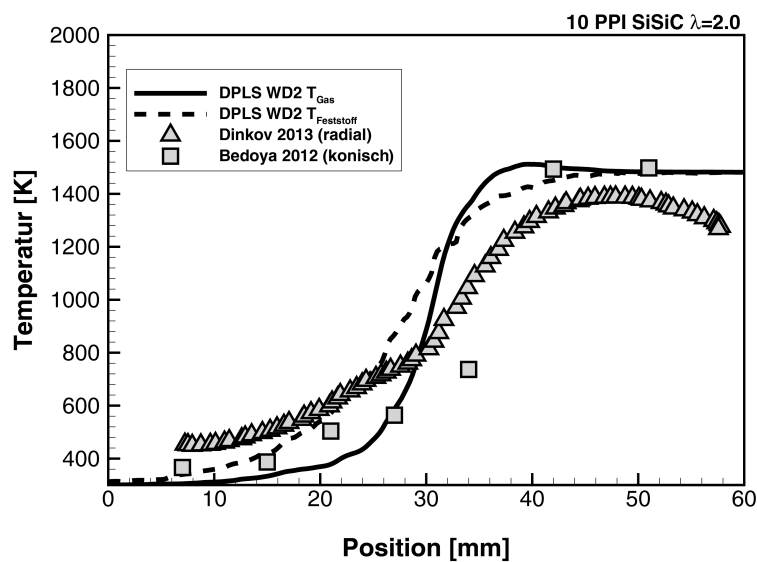


Abbildung 5.13: Vergleich der gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=2,0$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

höheren Luftanteil zu erklären: Bei höheren Luftzahlen steigt der Anteil an Stickstoff und Sauerstoff im Gemisch, das inert ist, die Reaktionswärme aufnimmt, selbst aber nicht an der Reaktion beteiligt ist.

5.5 Brenngeschwindigkeit

Grundlage der Berechnung der laminaren Flammgeschwindigkeit S_l ist ihre Definition: Die laminare Brenngeschwindigkeit S_l ist diejenige Geschwindigkeit, mit welcher sich eine Flamme in der Richtung normal zur Front relativ zum anströmenden Frischgasgemisch ausbreitet. Folglich ist im stationären Zustand lokal zur Flammenfront die normale Komponente der Anströmgeschwindigkeit gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront, d. h. der Brenngeschwindigkeit, also $u_u^{T_0} = S_l$.

Um die Brenngeschwindigkeit bei der Verbrennung in porösen Medien zu definieren, gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Die Geschwindigkeit kann als auf die komplette Fläche bezogene Geschwindigkeit u oder als interstitielle Geschwindigkeit u_g , bei der gilt $u = u_g \cdot \varepsilon$, definiert werden. In dieser Arbeit wurde, obwohl die Strömung und Reaktion nur in den Zwischenräumen stattfindet, die Definition der auf die gesamte Fläche bezogenen Geschwindigkeit verwendet, damit die Werte der Brenngeschwindigkeit besser mit denen von Brennern mit freier Flamme verglichen werden können. Zur Berechnung der Brenngeschwindigkeit S_{PIM} wurde ausgehend von der allgemeinen Definition, dass sich die Flamme senkrecht zur Flammenfront relativ zum anströmenden Gemisch mit der Brenngeschwindigkeit ausbreitet, eine eigene Definition abgeleitet. Über die Kontinuitätsgleichung wird der Massenstrom über die Werte der Fläche $A_{PIM}(x_f)$, der Geschwindigkeit an der Flammenposition und der Dichte des unverbrannten Gemischs ausgedrückt. Es wird nun die theoretische Geschwindigkeit $u_u^{T_0}(x) = \dot{m} / (A_{PIM}(x) \cdot \rho_0)$ eingeführt.

$$\dot{m} = \rho_0 \cdot u_0 \cdot A_{PIM}(x_0) = \rho_0 \cdot u_u^{T_0}(x_f) \cdot A_{PIM}(x_f) \quad (5.13)$$

Mit Hilfe von Gleichung (5.13) wird S als theoretische Geschwindigkeit des unverbrannten Gases an der Stelle der Flammenposition definiert.

$$S = u_u^{T_0}(x_f) = \frac{\dot{m}}{A_{PIM}(x_f) \cdot \rho_0} \quad (5.14)$$

Zur Bestimmung von S ist es also noch nötig, den Ort der Flammenposition zu definieren.

- *Experimente im radial durchströmten Porenbrenner:* Die Lage der Flamme wird mit einem beweglichen Thermoelement im Inneren der porösen Schicht detektiert. Die Position der Flammenfront wird als die Stelle, an welcher der normierte Temperaturanstieg gleich 50 % ist, definiert.
- *DPLS:* am Ort der maximalen Umsatzrate $\dot{\omega}_\theta$ (maximalen Wärmefreisetzung), der den maximalen Temperaturgradienten festlegt.

Abbildung 5.14 veranschaulicht die Methode zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in PIM bei allen in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen. Dabei wird der

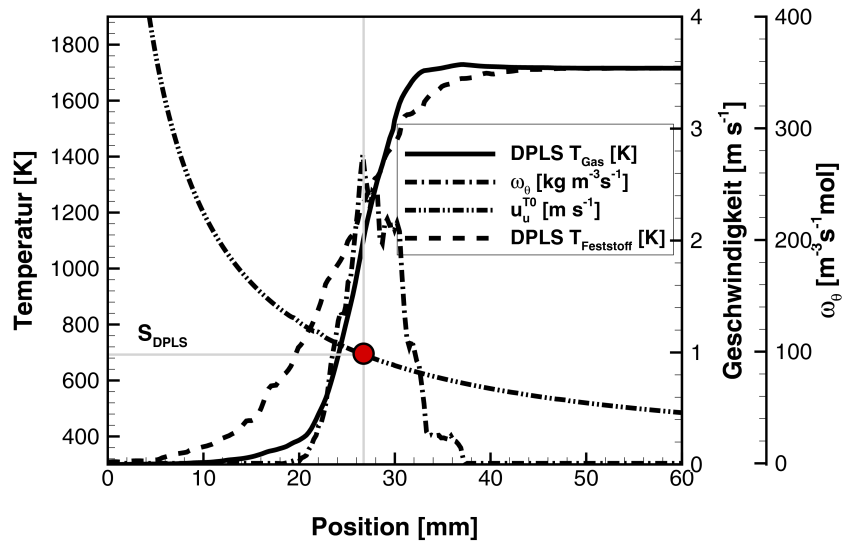


Abbildung 5.14: Methode zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in PIM

Wert der Leerrohrgeschwindigkeit an der Position des maximalen Umsatzes als Wert für die Brenngeschwindigkeit in PIM genommen.

Abbildung 5.15 zeigt die Änderung der Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit der Luftzahl bei atmosphärischem Druck. Die Ergebnisse der numerischen Simulation sind mit experimentell bestimmten Werten der Brenngeschwindigkeit in der radialen und der konischen Brennergeometrie [8] verglichen. Zusätzlich aufgetragen sind die Werte der laminaren Brenngeschwindigkeit S_1 einer freien vorgemischten laminaren Flamme, ermittelt mit dem auf CHEMKIN basierten Programm PREMIX [34] unter Anwendung des GRI 3.0-Mechanismus [53].

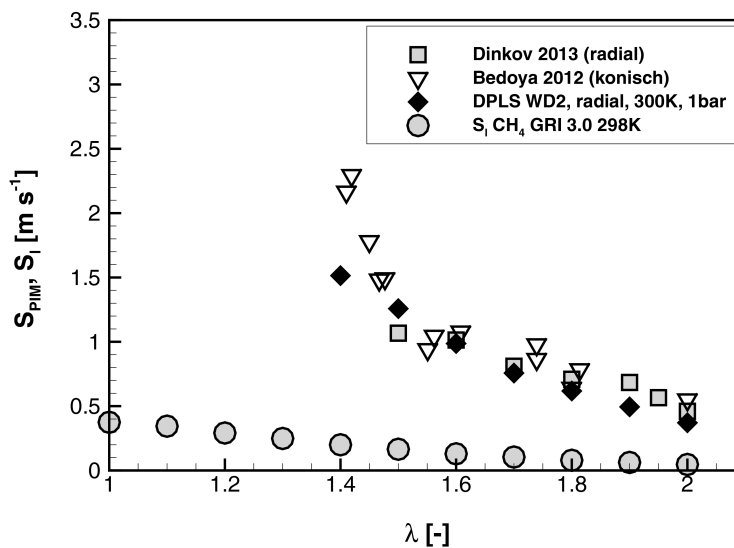


Abbildung 5.15: Brenngeschwindigkeit in PIM

Die in dieser Arbeit numerisch ermittelten Werte der Brenngeschwindigkeit stimmen gut mit

beiden experimentell ermittelten Werte überein. Nur bei brennstoffreicheren Bedingungen ($\lambda = 1,4$) gibt es einen Unterschied zwischen dem numerisch ermittelten Wert und den Messungen in der konischen Brennergeometrie. Dies kann an dem vereinfachten Reaktionsmechanismus in den Rechnungen und an der Vernachlässigung von Dissoziationsreaktionen liegen.

Als Folge der Wärmezirkulation im Feststoff und der verstärkten hydrodynamischen Dispersion zeigen die Ergebnisse eine bis zu 8-fache Erhöhung der Brenngeschwindigkeit im Vergleich zur freien vorgemischten laminaren Flamme.

Eine mögliche Erklärung für die Verdickung der Flammenfront in PIM und die Beschleunigung der Flamme im Vergleich zu einer laminaren vorgemischten Flamme bietet die thermische Theorie für freie, vorgemischte Flammen. Gemäß dieser sind Flammendicke δ_l (Gl.5.15) und Flammengeschwindigkeit S_l (Gl.5.16) jeweils eine Funktion der molekulare Temperaturleitfähigkeit a_m und der charakteristischen Zeitskala der Wärmefreisetzung τ_c .

$$\delta_l \propto (a_m \cdot \tau_c)^{0.5} \quad (5.15)$$

$$S_l \propto (a_m / \tau_c)^{0.5} \quad (5.16)$$

Analog kann im Falle einer Verbrennung in PIM, unter der Annahme, dass die charakteristische Zeitskala der Wärmefreisetzung nicht durch die poröse Matrix beeinflusst wird, eine effektive Temperaturleitfähigkeit a_{eff} eingeführt werden (Gl.5.17). Diese effektive thermische Diffusivität berücksichtigt den Einfluss der Stömungsdispersion und die Wärmerückführung über den Feststoff:

$$a_{eff} = a_{Disp} + a_{WR} \quad (5.17)$$

Somit ist im Falle der Verbrennung in PIM die Brenngeschwindigkeit S_{PIM} direkt proportional zur Wurzel dieser effektiven Temperaturleitfähigkeit

$$S_{PIM} \propto (a_{eff})^{0.5} \quad (5.18)$$

Nach der Korrelation von DeMaria und White [13] ist der Dispersionskoeffizient a_{Disp} in 5.19 direkt proportional zur Geschwindigkeit und einer charakteristischen Länge $d_{dis} = 3,245mm$ [17],[46]. Für die Brenngeschwindigkeiten in PIM, gemessen bei atmosphärischen Bedingungen, ist a_{Disp} um zwei Größenordnungen höher als die molekulare Temperaturleitfähigkeit a_m der unverbrannten Gasphase [46].

$$a_{Disp} = 0.5 \cdot u \cdot d_{dis} \quad (5.19)$$

Andererseits hängt a_{WR} vom Wärmeübergang zwischen Gas und Feststoff (a_{Konv}) und der Wärmeübertragung durch den Festkörper selbst - Wärmeleitung a_{Kond} und Strahlung $a_{Strahlung}$, die in Reihe geschaltet sind, ab, also:

$$a_{WR}^{-1} = a_{Konv}^{-1} + (a_{Kond} + a_{Strahlung})^{-1} \quad (5.20)$$

Diese Schaltung von Widerständen ist möglich unter der Berücksichtigung, dass die beiden Phasen, Gasphase und feste Phase, in einer Schaumstruktur kontinuierlich sind. Die Gasstrahlung ist im Vergleich zur Feststoffstrahlung sehr gering und wurde deshalb in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt.

Die aufgrund der in PIM vorhandenen Wärmerückführung über den Feststoff erhöhten thermischen Diffusionskoeffizienten führen zu einer Erhöhung der Flammendicke in PIM im Vergleich zu einer laminaren vorgemischten Flamme. Diese Verdickung der Flammenfront führt zu höheren Umwandlungsraten und einer höheren Flammengeschwindigkeit.

5.6 Einfluss unterschiedlicher Reaktionsmechanismen

Zusätzlich zu den unter Anwendung des Zweischritt-Reaktionsmechanismus nach Westbrook und Dryer (5.3 und 5.4) erzielten Ergebnissen wurde der Einfluss unterschiedlicher Reaktionsmechanismen untersucht. Es wurden außerdem zwei vereinfachte Reaktionsmechanismen verwendet, ein Einschritt-Mechanismus nach Westbrook und Dryer ([60]) und ein Vierschritt-Mechanismus nach Jones und Lindstedt ([30]). Tabelle 5.2 zeigt die Reaktionsgleichungen der drei in dieser Arbeit verwendeten unterschiedlichen Reaktionsmechanismen:

- Einschritt-Reaktionsmechanismus, globaler Reaktionsmechanismus nach Westbrook und Dryer mit 5 Spezies and 1 Reaktion - WD1-Set3 ([60])
- Zweischritt-Reaktionsmechanismus nach Westbrook und Dryer mit 6 Spezies and 2 Reaktionen - WD2-Set3 ([60])
- Vierschritt-Reaktionsmechanismus nach Jones und Lindstedt mit 7 Spezies and 4 Reaktionen JL [30]

Einschritt-mechanismus (WD1)	Zweischritt-mechanismus (WD2)	Vierschritt-mechanismus (Jones and Lindstedt)
$CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O$	$CH_4 + 3/2O_2 = CO + 2H_2O$ $CO + 1/2O_2 = CO_2$	$CH_4 + 1/2O_2 = CO + 2H_2$ $CH_4 + H_2O = CO + 3H_2$ $H_2 + 1/2O_2 = H_2O$ $CO + H_2O = CO_2 + H_2$

Tabelle 5.2: Reaktionsmechanismen

Abbildung 5.16 zeigt die Temperaturverteilung während der Verbrennung in PIM bei einer Luftzahl von $\lambda=1,8$, berechnet mit den drei unterschiedlichen Reaktionsmechanismen - WD1-links, WD2-in der Mitte und JL-rechts. Die numerischen Simulationen wurden bei den gleichen Randbedingungen durchgeführt, d. h. gleicher Einlasstemperatur (Null-Gradient der Feststofftemperatur) und bei gleichem Massenstrom.

Bei Betrachtung der in Abb.5.16 dargestellten Ergebnisse sind keine gravierenden Unterschiede erkennbar. Die Berücksichtigung von Zwischenprodukten und Dissoziationsreaktionen führt zu einer Abnahme der Temperatur und folglich der Brenngeschwindigkeit. Die Position der Flammenfront wird im Vergleich zum Einschritt-Mechanismus weiter stromab verschoben.

Die Bildung der Zwischenprodukte berechnet mit dem Vierschritt-Mechanismus ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Dabei stellen CO und H₂ einen Indikator für die Position der Flammenfront und die makroskopische Flammendicke dar. Ausgehend von der Ausdehnung der Zone

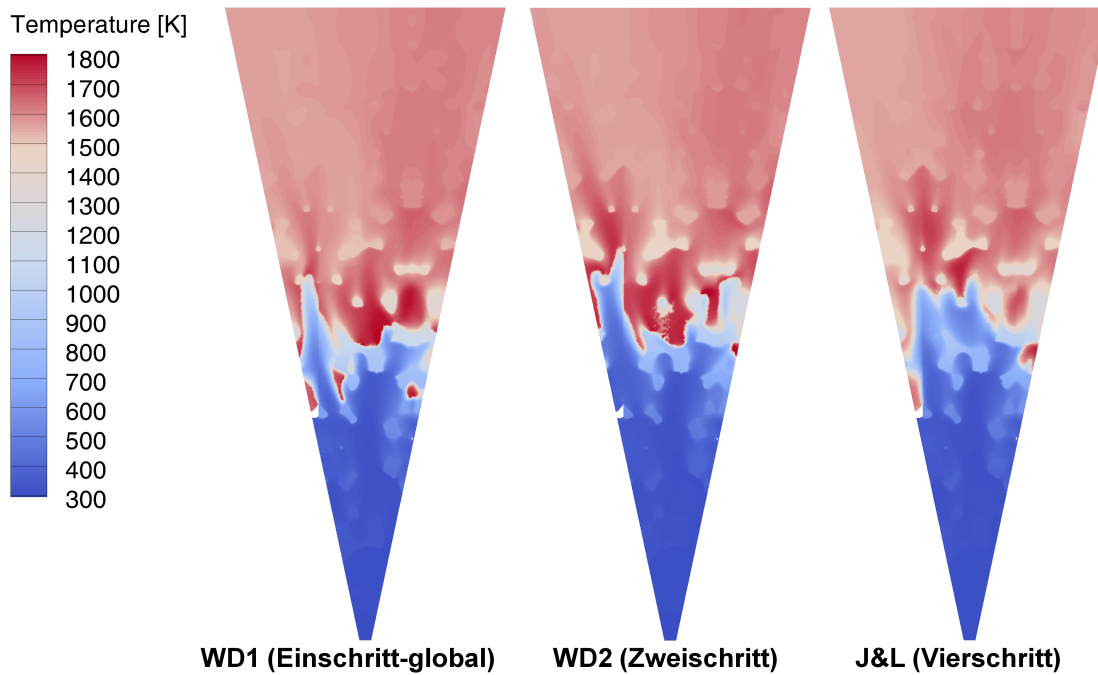


Abbildung 5.16: Vergleich der Temperaturprofile bei den unterschiedlichen Reaktionsmechanismen - DPLS $\lambda=1,8$, links - WD1, Mitte - WD2, rechts - J&L, $T_0=300$ K, $p=1$ bar

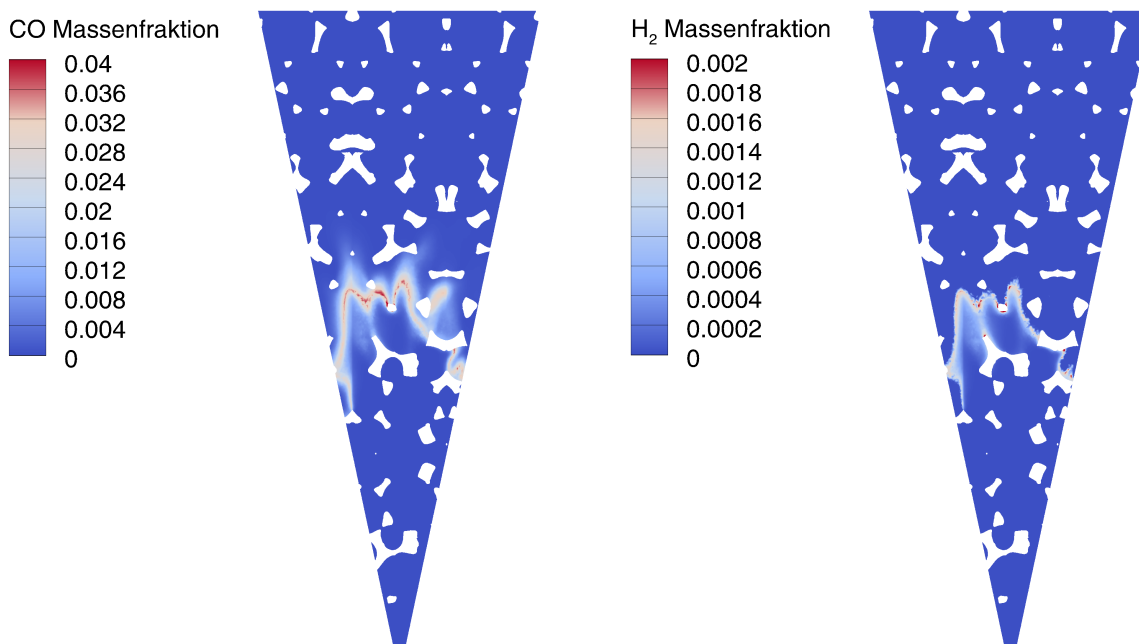


Abbildung 5.17: links: CO Massenfraktion, rechts: H₂ Massenfraktion DPLS, $\lambda=1,8$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar, JL.

kann festgestellt werden, dass sich der Bereich der Speziesumwandlung über ca.15 mm Breite erstreckt.

Abbildungen 5.18 und 5.19 zeigen mit den drei Reaktionsmechanismen berechnete Temperaturverläufe und experimentelle Daten der zwei Brennerkonfigurationen, der konischen und radial durchströmten. Obwohl es keine Unterschiede bei den maximalen Werten der mittleren Temperatur gibt, können der Temperaturverlauf und die makroskopische Flammendicke in PIM nur mit den Zwei- und Vierschritt-Mechanismen genauer abgebildet werden. Bei noch mageren Betriebsbedingungen, wie bei einer Luftzahl von $\lambda = 2,0$ in Abb.5.19, gibt es keinen Unterschied zwischen diesen zwei Mechanismen. Beim Einschritt-Mechanismus werden die makroskopischen Flammendicken bei allen hier untersuchten Luftzahlen unterschätzt.

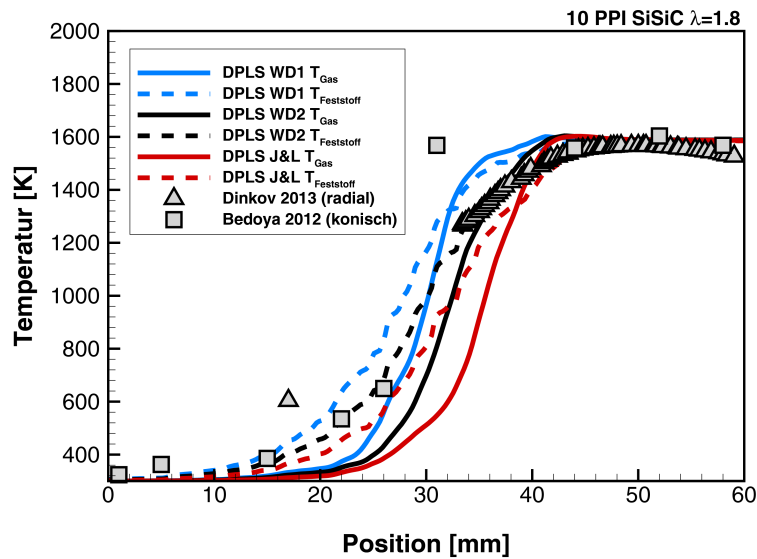


Abbildung 5.18: Vergleich der mit unterschiedlichen Reaktionsmechanismen berechneten, gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=1,8$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

Abbildung 5.20 zeigt einen Vergleich mit den hier verwendeten Reaktionsmechanismen bestimmten Werten der Flammengeschwindigkeiten für die Verbrennung in PIM mit experimentell ermittelten Werten der Brenngeschwindigkeit in der radialen Brennergeometrie (eigene Ergebnisse) und in der konischen Brennergeometrie [8]. Zusätzlich aufgetragen sind die Werte der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l einer freien vorgemischten laminaren Flamme. Gut zu erkennen ist, dass der Vierschrittmechanismus in der Lage ist, den Verlauf der experimentell ermittelten Werte wiederzugeben. Dies wird insbesondere bei brennstoffreicheren Bedingungen ersichtlich ($\lambda = 1,4$), bei denen die berechneten nah an den gemessenen Werten liegen.

Um die Erhöhung der Brenngeschwindigkeit bei allen angewandten Reaktionsmechanismen mit den berechneten Werten zu vergleichen, wird ein dimensionsloser Beschleunigungsfaktor als Verhältnis zwischen Brenngeschwindigkeit in PIM und laminarer Brenngeschwindigkeit wie folgt definiert [7]:

$$FSR = \frac{S_{PIM}}{S_l} \quad (5.21)$$

Die ermittelten Werte für diesen Beschleunigungsfaktor für alle in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen sind in Abbildung 5.21 dargestellt. Deutlich zu sehen ist, dass die hier

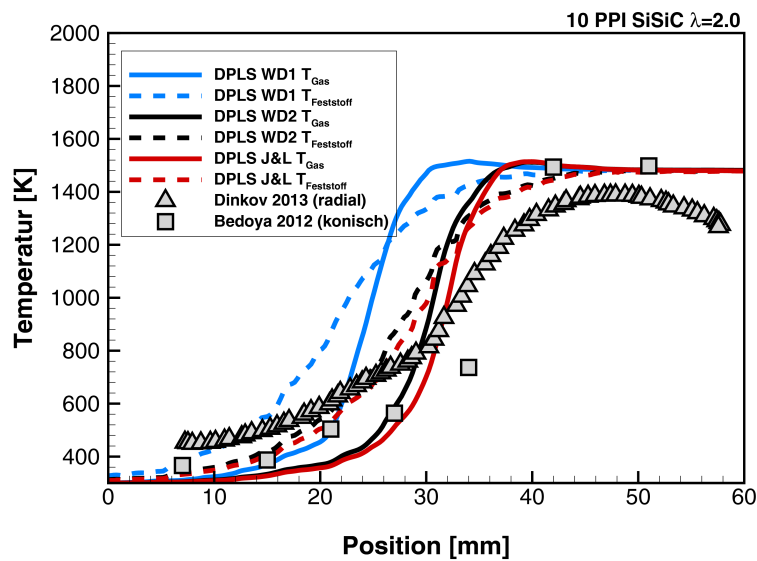


Abbildung 5.19: Vergleich der mit unterschiedlichen Reaktionsmechanismen berechneten, gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen, $\lambda=2,0$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

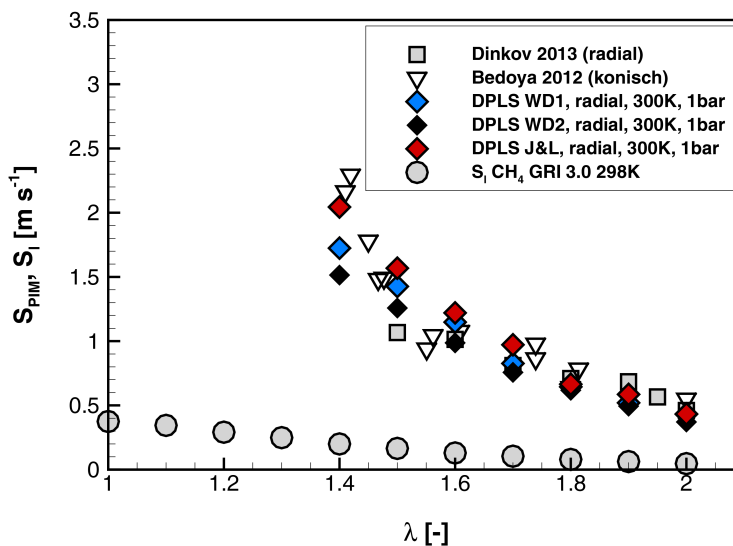


Abbildung 5.20: Vergleich der mit unterschiedlichen Reaktionsmechanismen berechneten Brenngeschwindigkeit in PIM mit experimentell ermittelten Werten, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

untersuchte Porenbrennerkonfiguration für den untersuchten Luftzahlbereich zwischen sieben- und zehnmal höhere Brenngeschwindigkeiten gegenüber der laminaren Flamme aufweist.

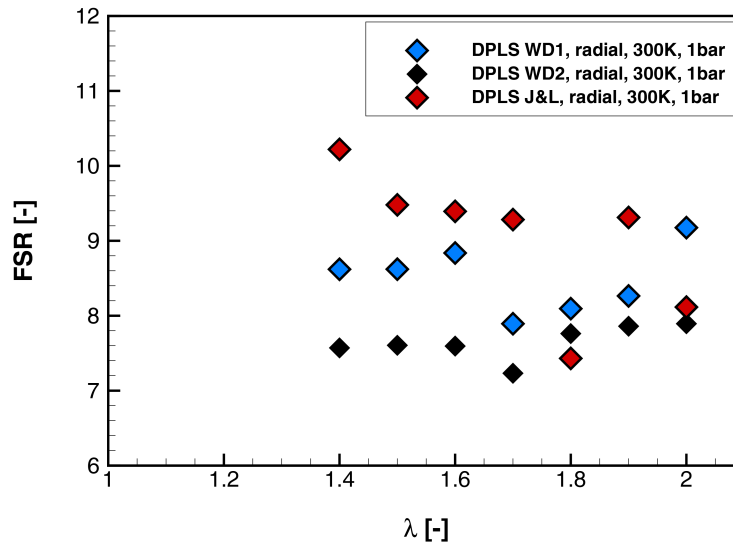


Abbildung 5.21: Vergleich des mit unterschiedlichen Reaktionsmechanismen ermittelten Beschleunigungsfaktors FSR, $T_0=300$ K, $p=1$ bar.

Die Abhängigkeit des Beschleunigungsfaktors von der Luftzahl in den hier dargestellten Ergebnissen weist keine Tendenz auf und ändert sich nur geringfügig über den gesamten Luftzahlbereich. Die Beschleunigungsfaktoren liegen alle zwischen 7 und 11, sodass von einer rund 8-fachen Beschleunigung der Flamme ausgegangen werden kann. Diese erhebliche Beschleunigung der Flamme in einem Porenbrenner ermöglicht kommerzielle Brenner kompakter Bauweise und/oder eine aus hohen Luftzahlen resultierende vorgemischte Niedertemperaturverbrennung, begleitet von geringen CO- und NO_x-Emissionen und einen hohen Stabilitätsbereich.

5.7 Räumliche Geschwindigkeits- und Temperaturschwankungen

Um die Dreidimensionalität der Flammenfront während der Verbrennung in PIM zu betrachten, wurden zusätzlich zu den gemittelten Werten der Strömungsgeschwindigkeit Stromlinien der Strömung in PIM aus der Rechnung extrahiert und ausgewertet. Diese sind in Abbildung 5.22 dargestellt. Anhand dieser Stromlinien kann der lokale Verlauf mehrerer Variablen wie Geschwindigkeit und Temperatur mit deren Mittelwerten verglichen und betrachtet werden.

In Abbildung 5.23 ist der Geschwindigkeitsverlauf dieser Partikel-Stromlinien und die mittlere Gasgeschwindigkeit bei einer Luftzahl von $\lambda = 1,8$ dargestellt. Durch das Vorhandensein des Feststoffs wird die Strömung in PIM in den Poren beschleunigt und in der Nähe der festen Wände (Stege) abgebremst. Dies resultiert in beträchtlich hohen räumlichen Geschwindigkeitschwankungen, insbesondere im Bereich der makroskopischen Flammenfront direkt nach der Zündung, an der die Strömung aufgrund der Dichteabnahme beschleunigt wird und der maximale Geschwindigkeitsgradient erreicht wird.

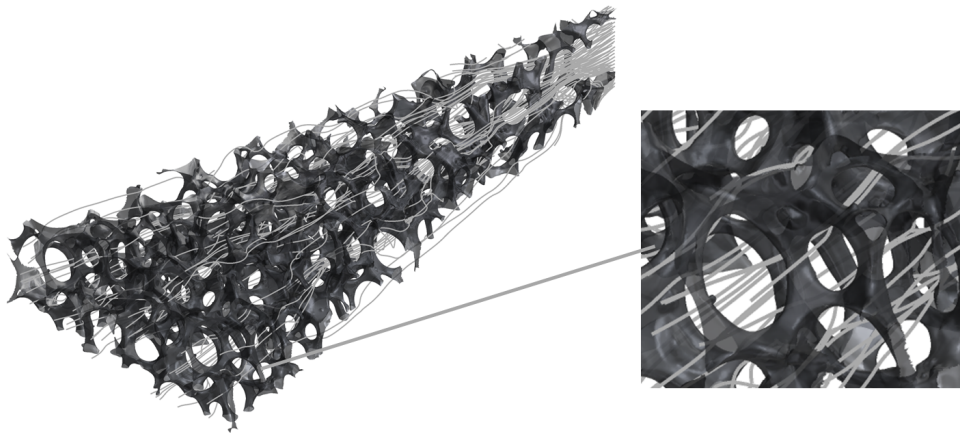
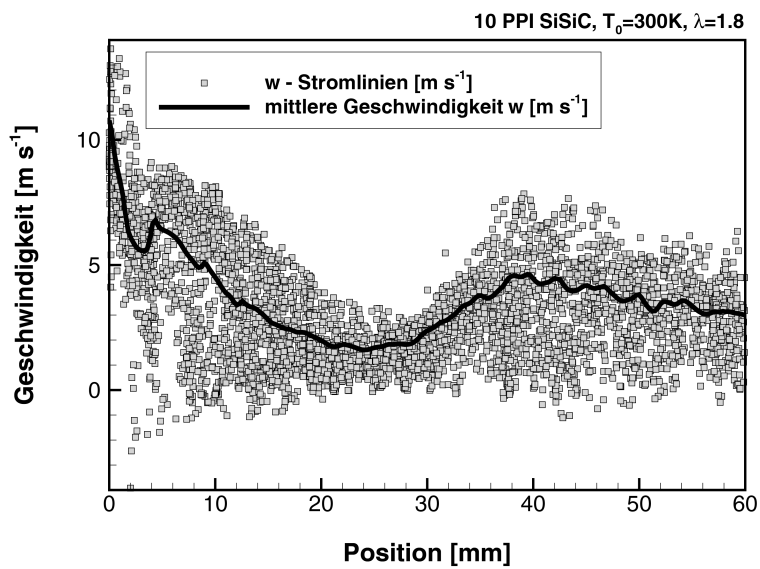


Abbildung 5.22: numerisches Rechengebiet mit Stromlinien

Abbildung 5.23: Mittlerer Geschwindigkeitsverlauf mit Geschwindigkeit auf den Stromlinien, $\lambda = 1,8$

Bei Betrachtung der mittleren Gastemperatur und der Temperaturen entlang der Partikelbahnen bei gleicher Luftzahl in Abb.5.24 wird sofort ersichtlich, dass auch dort beträchtliche räumliche Schwankungen vorhanden sind. Insbesondere im Bereich, in dem die Umsetzung stattfindet, werden deutlich höhere Temperaturen erreicht als die gemittelten Werte. In diesem Fall liegt die maximale mittlere Temperatur bei 1604 K und somit 23.32 K höher als die adiabate Verbrennungstemperatur bei diesen Luft-Brennstoff-Verhältnissen. Die Temperatur entlang der Partikelbahnen erreicht 1834 K, also 252.85 K mehr als die adiabate Verbrennungstemperatur. Der Bereich, in dem dieser Temperaturanstieg stattfindet, erstreckt sich von 25 mm bis 40 mm. Die Partikelbahnen weisen einen Bereich mit superadiabatischen Temperaturen auf, der weiter stromauf als das Maximum der mittlere Gastemperatur verschoben ist.

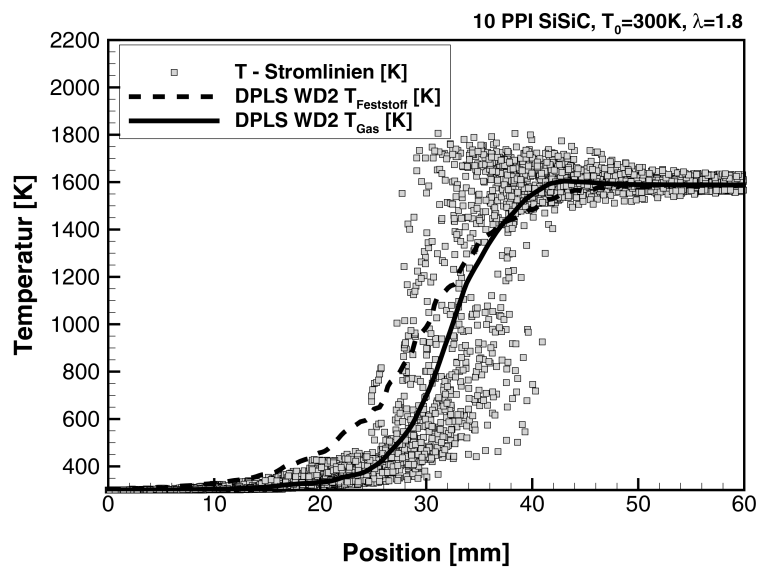


Abbildung 5.24: Mittlerer Temperaturverlauf mit Temperatur auf den Stromlinien, $\lambda = 1,8$

5.8 Superadiabatischer Temperaturpeak

Abbildung 5.25 und 5.26 verdeutlichen die Verläufe der Gas- und Feststofftemperatur bei $\lambda = 1,4$ und $\lambda = 2,0$, zusammen mit der Gastemperatur auf den Stromlinien. Diese zwei Luft- zu Brennstoffverhältnisse sind die zwei Grenzfälle der numerischen Untersuchungen, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Zu erkennen ist nicht nur die Zunahme der makroskopischen Flammendicke, sondern auch die Ausbildung der superadiabatischen Temperaturpeaks, hervorgerufen durch die Vorwärmung aufgrund der Wärmerückführung und verstärkt durch die hydrodynamische Dispersion. Die Temperaturen auf den Stromlinien zeigen deutliche Abweichungen vom mittleren Temperaturverlauf, wobei die Position der Temperaturpeaks stromauf verschoben ist. Die Verflachung des Temperaturverlaufs in Richtung magerer Bedingungen führt zu einer längeren Vorwärmstrecke für das unverbrannte Luft-Brennstoff Gemisch (ca. 25 mm bei $\lambda = 1,4$ und ca. 30 mm bei $\lambda = 2,0$). Zusätzlich kann den zwei Abbildungen entnommen werden, dass sowohl der mittlere Temperaturpeak als auch der Temperaturpeak entlang der Stromlinien bei Erhöhung des Luftüberschusses steigen.

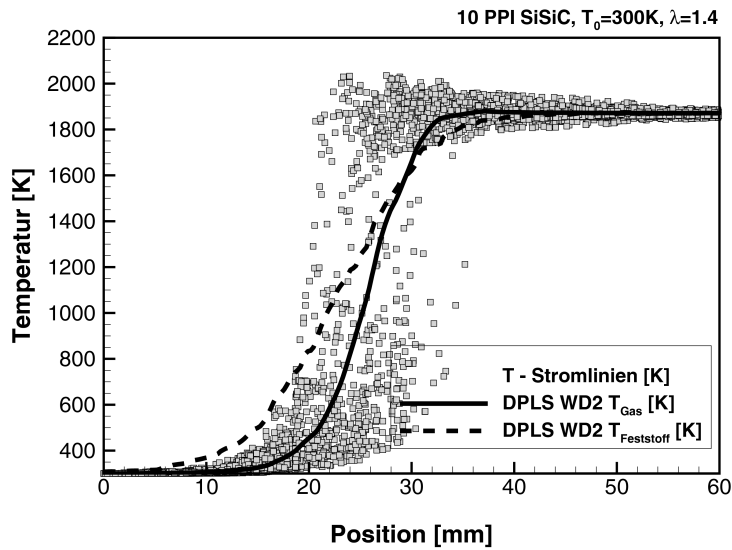


Abbildung 5.25: Mittlerer Temperaturverlauf mit Temperatur auf den Stromlinien, $\lambda = 1,4$, untere Luftzahlgrenze

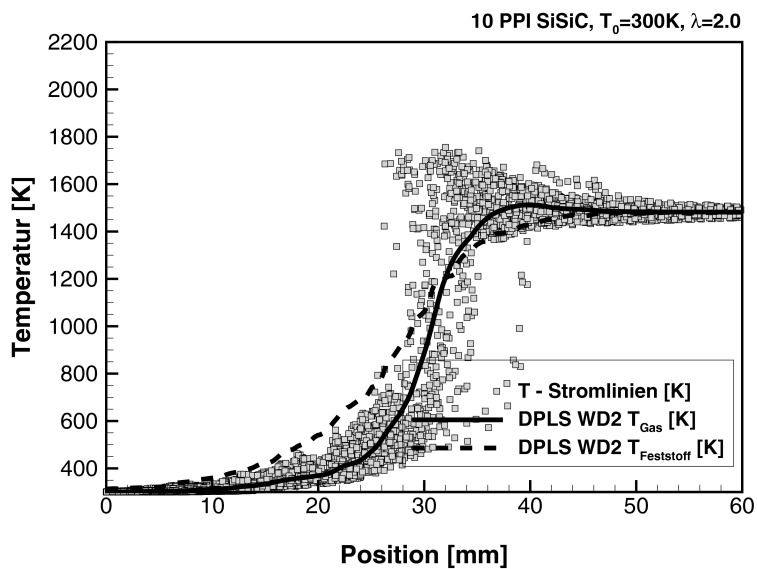


Abbildung 5.26: Mittlerer Temperaturverlauf mit Temperatur auf den Stromlinien, $\lambda = 2,0$, obere Luftzahlgrenze

Die Werte der bei der Verbrennung maximal erreichten gemittelten Temperaturen in Abhängigkeit von der Luftzahl sind in Abbildung 5.27 im Vergleich zu den adiabaten Verbrennungstemperaturen aufgetragen. Zusätzlich ist die Differenz zwischen den maximalen Temperaturen in PIM und den adiabaten Verbrennungstemperaturen dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Zunahme dieser Differenz Richtung magerer Bedingungen, was auf eine Zunahme der Effizienz der Wärmerückführung hindeutet. Bei brennstoffreicheren Bedingungen ($\lambda = 1,4$) beträgt diese Differenz 19,27 K und wird fast verdoppelt auf 35,77 K bei mageren Bedingungen ($\lambda = 2,0$). Ähnlich zu dem Temperaturpeak bei der mittleren Temperatur ist diese Zunahme für die Temperatur entlang der Stromlinien in Abb.5.28 dargestellt, nämlich von 184,4 K bei $\lambda = 1,4$ auf 286,17 K bei $\lambda = 2,0$.

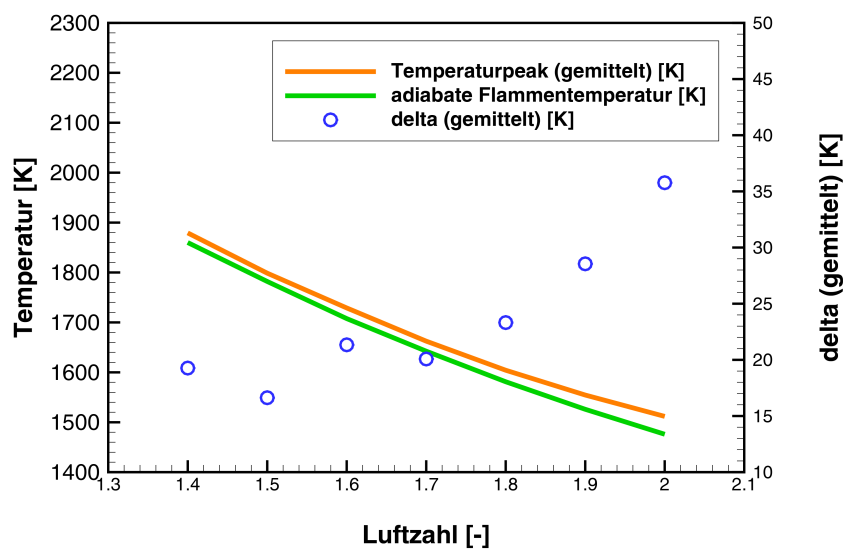


Abbildung 5.27: Mittlerer Temperaturpeak in den numerischen Simulationen und Differenz zu den adiabaten Verbrennungstemperaturen.

Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen, das auch in numerischen 1D-Untersuchungen von Hsu et al. ([29]) betrachtet wird, kann die Verweilzeit der Strömung im Brennraum sein. Diese wird durch die Abnahme der Einlassgeschwindigkeit in Richtung magerer Bedingungen hervorgerufen. Voraussetzung für die numerischen Simulationen in dieser Arbeit war die Stabilisierung der Flamme in der Mitte der porösen Schicht. Um diese Voraussetzung zu erfüllen wurde eine nahezu lineare Abnahme des Massenstroms in Richtung magere Gemischbedingungen eingestellt. Es wurde also nicht nur der Brennstoffanteil reduziert, sondern auch der Gesamtmassenstrom. Dadurch wird einerseits mehr Zeit für die Vorwärmung des unverbrannten Gemischs gewährleistet, andererseits steigt auch die Verweilzeit in der Hochtemperaturzone (Reaktionszone), somit besteht mehr Zeit für die Übertragung der Reaktionswärme an die feste Matrix. Abbildungen 5.29 und 5.30 zeigen die Verweilzeitverteilung des Fluids auf den Stromlinien bei $\lambda = 1,4$ und $\lambda = 2,0$.

Der Verweilzeit entgegen wirkt jedoch eine Änderung der Nu -Zahl in Abhängigkeit von der Luftzahl. Diese dimensionslose Kennzahl zur Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs

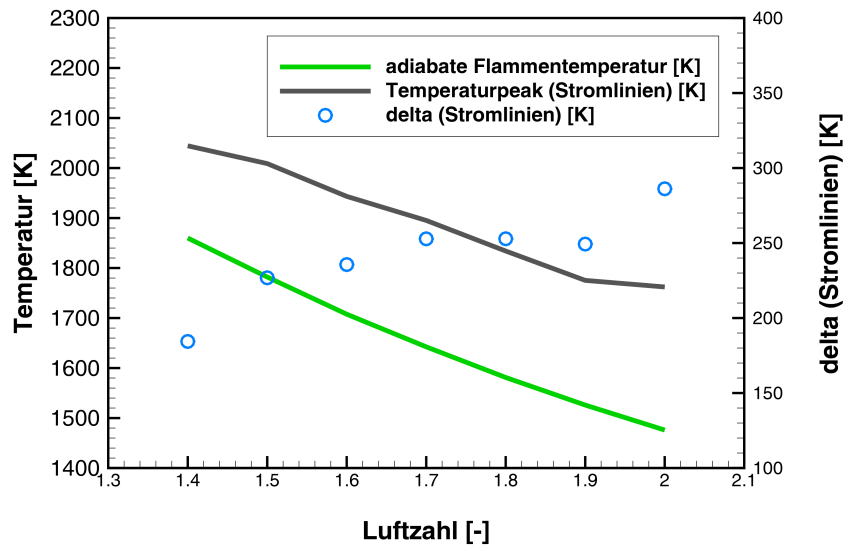


Abbildung 5.28: Temperaturpeak auf den Stromlinien in den numerischen Simulationen und Differenz zu den adiabaten Verbrennungstemperaturen.

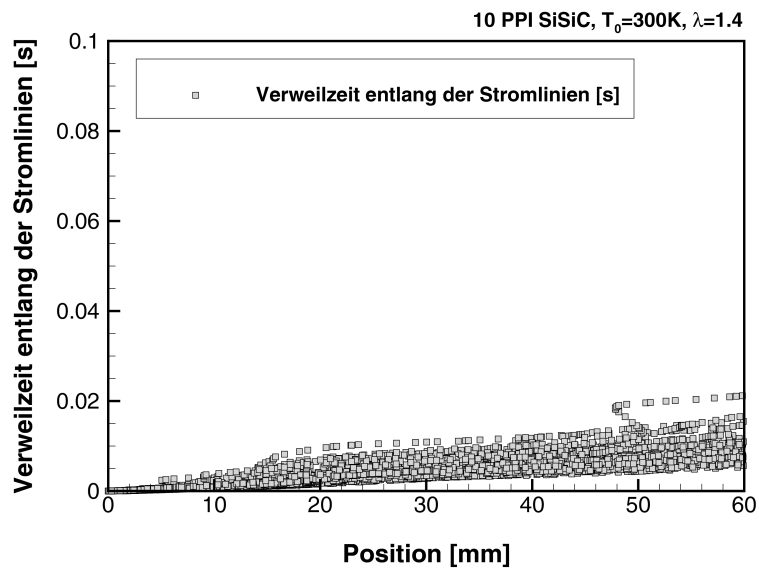
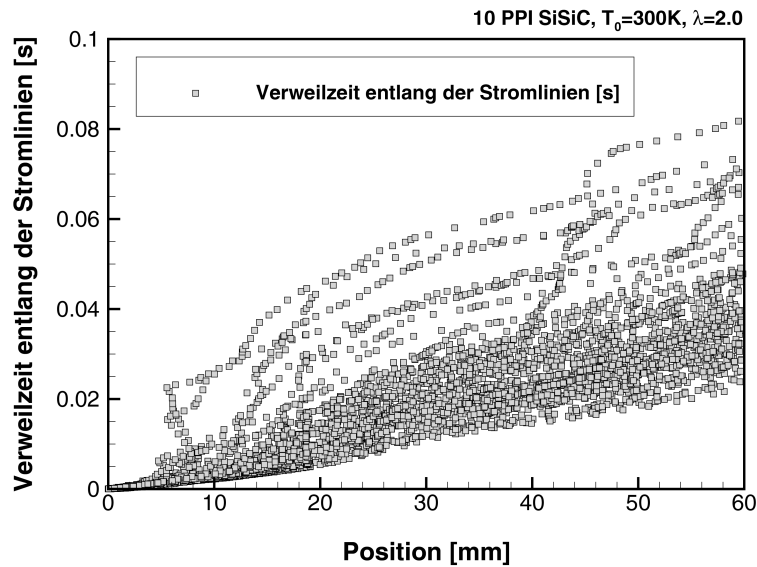


Abbildung 5.29: Verweilzeit dargestellt anhand der Stromlinien, $\lambda = 1,4$

Abbildung 5.30: Verweilzeit dargestellt anhand der Stromlinien, $\lambda = 2,0$

zwischen einem Festkörper und einem Fluid ist definiert als:

$$Nu = \frac{\alpha_g \cdot d_h}{\lambda_g} \quad (5.22)$$

Es kann angenommen werden, dass die Nu -Zahl proportional zum Wärmeübergangskoeffizienten α_g ist. Eine Änderung der Nu -Zahl bedeutet eine Änderung der Verhältnisse zwischen dem konvektiven Wärmeübergang zur reinen Wärmeleitung. Um die Nu -Zahl in der numerischen Simulationen auszuwerten wurde die Korrelation von Parthasarathy et al. ([45], [46]) für die Verbrennung in PIM angewandt:

$$Nu = 3,7 \cdot Re^{0,38} \cdot Pr^{0,25} \quad (5.23)$$

mit:

$$Re = \frac{v \cdot \rho \cdot d_h}{\mu} \quad (5.24)$$

und

$$Pr = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} \quad (5.25)$$

wobei λ für die Wärmeleitfähigkeit steht. Die charakteristische Länge d_h in Gl.5.24 ist wie folgt definiert:

$$d_h = \frac{4 \cdot \varepsilon}{S_v} \quad (5.26)$$

Tabelle 5.3: Werte für die effektiven Koeffizienten

Parameter	Wert	Source
PPI	10	
ε	0,87	Grosse et al. [21], [22]
S_v	470 m^{-1}	Grosse et al. [21], [22]
d_h	$3,245 \text{ mm}$	Djordjevic et al. [17], Parthasarathy [46]

Tabelle 5.3 enthält die Literaturwerte für die Porösität ε , die spezifische Oberfläche S_v und die charakteristische Länge d_h , die für die hier angewandte Korrelation notwendig sind.

Diese Abhängigkeit wurde anhand von numerischen Berechnungen (DPLS) mit einer aufgelöster Geometrie eines porösen Körpers (10 PPI SiSiC) mittels der Methode der kleinsten Quadrate (Quadrat-Methode) abgeleitet. Die numerischen Berechnungen für die hier angewandte Korrelation wurden bei unterschiedlichen Reynolds- und Prandtl-Zahlen durchgeführt. Die Auswertung der in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen zeigt eine Abnahme der Nu -Zahl von brennstoffreichen zu den mageren Bereichen. Die mittlere Nu -Zahl entlang einer Fläche senkrecht zur Strömungsrichtung in Mitte des numerischen Rechengebietes beträgt bei $\lambda = 1,4$ $Nu = 45$ ($Nu_{\text{Reaktionszone}} = 38$) und bei $\lambda = 2,0$ $Nu = 30$ ($Nu_{\text{Reaktionszone}} = 29$). Da die Nu -Zahl proportional zu dem Wärmeübergangskoeffizienten α ist, bedeutet dies eine Abnahme des Wärmestroms und der Wärmestromdichte in der Hauptreaktionszone. Der Betrag der aus der Reaktion freiwerdenden Wärme, die aufgrund der entstandenen Temperaturdifferenz zwischen Gas und Feststoff konvektiv aus dem heißen Gas an die feste Matrix transportiert werden soll, wird dadurch verringert. Somit kann diese nicht vollständig über den Feststoff zur Vorwärmung des Fluids abgeführt werden. Dadurch entsteht ein Wärmestau in der Hauptreaktionszone, der superadiabatische Temperaturpeak unter diesen Bedingungen stärker ausgeprägt.

5.9 Formulierung eines Modells für die bessere Vorhersage der Verbrennung in PIM mittels volumengemittelter 1D Methoden

Wie in Kapitel 5.7 erläutert, zeigen die DPLS-Ergebnisse deutliche Temperatur- und Geschwindigkeitsschwankungen, vor allem in der makroskopischen Flammenfront bei der Verbrennung in PIM. Da diese nur räumlich sind und nicht in der Zeit, kann nur teilweise eine Analogie zu turbulenten Strömungen, bei denen zeitliche und räumliche Schwankungen vorhanden sind, festgehalten werden. In gängigen 1D-Modellen ist es nicht möglich, solche Phänomene, vor allem in einer reaktionsbehafteten Strömung, wiederzugeben. Ein Vergleich der Temperaturverläufe in Abb.5.31 zeigt, dass das Temperaturprofil bzw. die Flammendicke bei den 1D-Methoden nicht mit experimentellen und DPLS-Ergebnissen übereinstimmt. Die hier dargestellten 1D-Ergebnisse wurden von Bedoya [8] mit einem auf der Software CHEMKIN basierenden Code für die Lösung der Stoff- und Energietransportgleichungen [16] berechnet. Dabei wurden folgende physikalische Effekte berücksichtigt:

- Wärmeleitung in der Gasphase
- Wärmeleitung im Festkörper
- Wärmeübergang zwischen Gas und Festkörper

- Strahlung des Festkörpers
- Hydrodynamische Dispersion
- Diffusion der Spezies
- Chemische Umwandlung auf Basis eines detaillierten, chemischen Mechanismus

Der Grund für diese Diskrepanz zwischen 1D-Simulation und experimentellen Daten ist, dass der einzige Term im 1D-Modell, der nicht mit Hilfe von makroskopischen bzw. effektiven Transportkoeffizienten definiert ist, der Quellterm $\dot{\omega}_i$ in Gleichung 5.27 ist. Dieser wird als eine Funktion der mittleren Gastemperatur definiert. Da die Abhängigkeit des Quellterms $\dot{\omega}_i$ von der Temperatur nicht linear ist, unterscheidet sich der im DPLS berechnete Quellterm unter Berücksichtigung der räumlichen Temperaturschwankungen erheblich vom Quellterm in einem 1D-Modell.

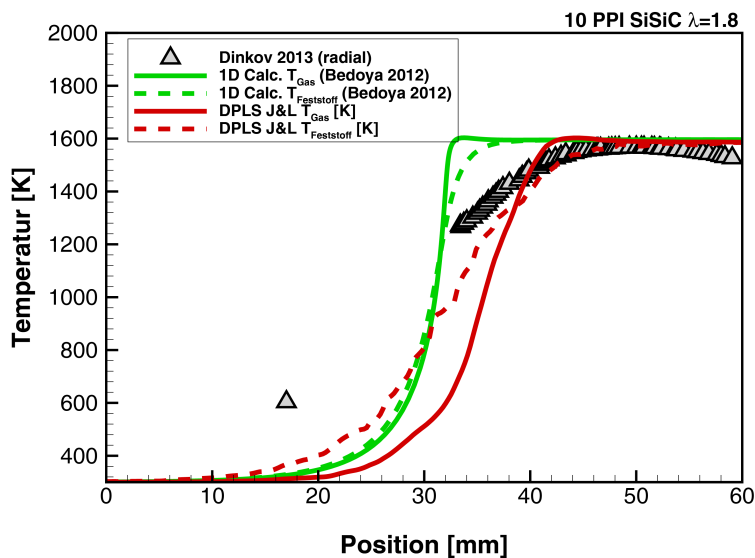


Abbildung 5.31: Vergleich der berechneten gemittelten Gas- und Feststofftemperatur mit experimentell ermittelten Temperaturprofilen und 1D-Berechnungen, $\lambda = 1,8$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar

$$0 = A\rho_g u_g \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_i \left(-D_{ax,im} \frac{A}{X_i} \frac{\partial (X_i)}{\partial x} \right) Y_i \right] - A\dot{\omega}_i M_i \quad (5.27)$$

Für einfache Ingenieur Anwendungen, wie z. B. die Auslegung von Brennern, ist es zweckmäßig, eindimensionale Berechnungsmethoden zu verwenden, da diese zeitsparender und ressourcenschonender sind. Daher ist es notwendig die aus der DPLS gewonnenen detaillierten Informationen über die Verbrennung in PIM wie z. B. die Temperatur- und Geschwindigkeitsschwankungen in den 1D-Modellansätzen, zu verwenden. Daher werden in diesem Kapitel die DPLS-Ergebnisse analysiert, um eine Möglichkeit zu finden, die 1D-Modellierung hinsichtlich der Vorhersage einer realistischen Brenngeschwindigkeit sowie von Temperaturprofilen zu verbessern.

Die Temperaturschwankungen in der makroskopischen Flammenfront sind in Abbildung 5.32 anhand dreier Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen (PDF) auf einer Ebene entlang der Hauptströmungsrichtung dargestellt. Die axialen Positionen für diese Ebene sind: 10 mm, 15 mm und 22 mm vom Einlass. Diese Positionen liegen jeweils am Anfang (upstream extreme) (a), in der Mitte (b) und am Ende (c) (downstream extreme) der makroskopischen Flammenfront.

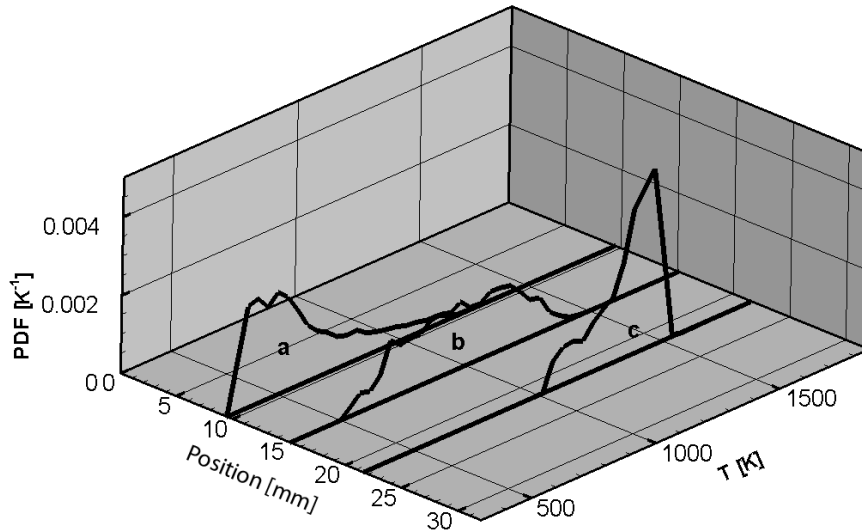


Abbildung 5.32: Räumliche Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der mittleren Gastemperatur, $\lambda = 1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar

Die räumliche Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung hat eine Form, die einer β - PDF ähnlich ist und hat drei ausgeprägte Bereiche:

- (a) in der Vorwärmzone gilt $T_g \rightarrow T_0$: In diesem Bereich zeigen sich bei der Verteilung kleine räumlichen Schwankungen bei niedrigen Temperaturen (enge Verteilung).
- (b) im Zentrum der Flammenfront gilt $T_g \rightarrow T_{zünd}$: Zündprozess mit großen Schwankungen (breite Verteilung).
- (c) in der Ausbrandzone mit $T_g \rightarrow T_{ad}$: findet eine Homogenisierung mit kleinen räumlichen Schwankungen bei hohen Temperaturen (enge Verteilung) statt.

Diese Form der räumlichen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung stellt die folgenden Phänomene während der Verbrennungsvorgangs in PIM dar:

- (a) Die Vorwärmung des unverbrannten Gemischs tritt in der Grenzschicht in Nähe zur festen Phase auf. Es gibt Regionen, in denen die Speziesumwandlung beschleunigt wird und solche wie in den Poren, in denen dieses zum Quenchen kommt.
- (b) Der Zündvorgang an den Grenzschichten erfolgt in einer größeren Region als in Zone (a).
- (c) Es kommt zur endgültigen Homogenisierung einiger Regionen, in denen die Umsetzung noch nicht abgeschlossen ist.

Wie in Abbildung 5.23 bis 5.24 zu sehen, existiert ein direkter Zusammenhang zwischen dem Gradienten der mittleren Gasttemperatur im DPLS und der Position der maximalen Temperaturschwankung. Dies deutet darauf hin, dass ein möglicher Ansatz für die 1D-Methode eine Beziehung zwischen den Temperatur- bzw. Geschwindigkeitsschwankungen und dem Temperaturgradienten beinhalten soll. In dieser Arbeit wird eine algebraische Korrelation für $T_{g,RMS}$ als Funktion des Temperaturgradienten vorgeschlagen. Unter Verwendung einer Annahme, die auf die Boussinesq-Hypothese ([9]) zurückzuführen ist, ist es möglich, die Proportionalität der Temperaturschwankung $T_{g,RMS}$ und der Geschwindigkeitsschwankung u_{RMS} zum Temperaturgradienten auszudrücken.

$$(T_g \cdot u)_{RMS} \approx C \cdot \frac{\partial T_g}{\partial x} \quad (5.28)$$

Als Proportionalitätsfaktor C (Austauschgröße) in Gleichung 5.28 kann der geschwindigkeitsabhängige axiale Dispersionskoeffizient a_{ax} eingeführt werden. Unter der Annahme

$$(T_g \cdot u)_{RMS} \approx T_{g,RMS} \cdot u_{RMS} \quad (5.29)$$

lässt sich die Gleichung 5.28 schreiben als:

$$T_{g,RMS} \cdot u_{RMS} \approx a_{ax} \cdot \frac{\partial T_g}{\partial x} \quad (5.30)$$

Die räumlichen RMS-Werte in Gleichung 5.31 und Gl.5.32 zur jeweiligen Querschnittsfläche in der DPLS wurden berechnet, indem das numerische Rechengebiet in 240 interpolierte Ebenen senkrecht zur makroskopischen Strömungsrichtung aufgeteilt wurde (5 Ebenen pro mm). Nach der Berechnung der mittleren Temperatur und axialen Geschwindigkeit in jeder Ebene ist es möglich, die RMS-Werte zu ermitteln.

$$T_{g,RMS} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_1^{n-1} (T_{g,local} - \bar{T}_g)^2} \quad (5.31)$$

$$u_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_1^{n-1} (u_{local} - \bar{u})^2} \quad (5.32)$$

Abbildung 5.33 zeigt die RMS-Werte der axialen Geschwindigkeitskomponente geteilt durch die mittlere axiale Geschwindigkeit aus den DPLS-Ergebnissen. Zu erkennen ist, dass u_{RMS} annähernd proportional zur mittleren Geschwindigkeit in der Region der makroskopischen Flammenfront ist. Für alle in dieser Arbeit berechneten Fälle ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$u_{RMS} = 0.9 \cdot u \quad (5.33)$$

Daraus leitet sich Gleichung 5.34 ab:

$$T_{g,RMS} = \frac{a_{ax}}{0.9 \cdot u} \frac{\partial T_g}{\partial x} \quad (5.34)$$

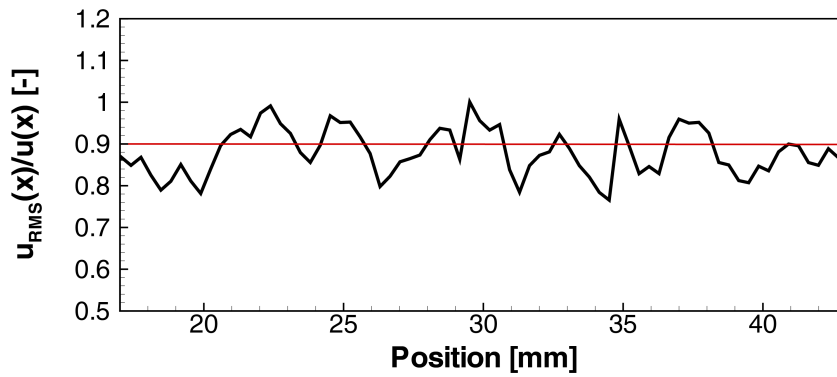


Abbildung 5.33: Relative RMS-Werte der Geschwindigkeit

Die aus dieser algebraischen Beziehung (Gleichung 5.34) errechnete $T_{g,RMS}(x)$ wurde mit der aus der DPLS errechnetem Wert verglichen, wie Abb. 5.34 für $\lambda = 1,6$ zeigt. Abb. 5.34 zeigt ebenso, dass die durch Gleichung 5.34 erhaltene $T_{g,RMS}$ gut mit den Ergebnissen der 3D-DPLS übereinstimmt.

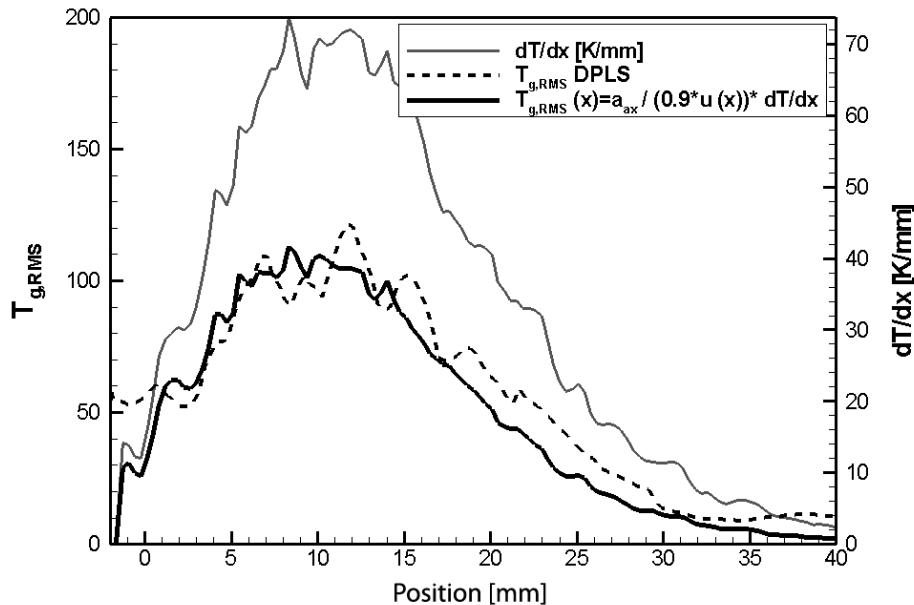


Abbildung 5.34: Temperaturgradient, räumliche Temperaturabweichung und vorgeschlagene Korrelation für $T_{g,RMS}$ bei $\lambda = 1,6$, $T_0=300$ K, $p=1$ bar

Entsprechend kann Gleichung 5.34 für die Berechnung der makroskopischen Reaktionsrate für Flammenstabilitätsmodelle, die auf volumengemittelten Methoden basieren, verwendet werden. Nun beinhaltet der Quellterm $\dot{\omega}_i$ in Gleichung 5.35 nicht nur den aus dem Arrhenius-Ansatz berechneten Quellterm, sondern auch die Miteinbeziehung der Dreidimensionalität der makroskopischen Flammenfront in Form einer räumlichen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung.

$$\dot{\omega}_\theta = f(\dot{\omega}_{\theta,Arrhenius}, T_g, T_{g,PDF}) \quad (5.35)$$

Mit dieser Modifikation der 1D-Modelle wird eine frühere partielle Konversion der Reaktanten am oberen Ende der Vorwärmzone der Flammenfront erwartet, begründet durch die positive Steigung der Funktion und einer somit höheren Temperatur. In der Reaktionszone wird eine verzögerte Umwandlung der Reaktanten erwartet, die bei viel höheren Temperaturen stattfindet. Schließlich wird durch den Anstieg von a_{eff} und $\tau_{C,eff}$ z. B. ein Anstieg der makroskopischen Flammendicke erwartet.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Verbrennung in radial durchströmten porösen inerten Medien experimentell sowie mit Hilfe numerischer Methoden untersucht. Die stattfindende Vormischverbrennung ermöglicht die Ausnutzung des hohen Potentials magerer Vormischflammen zur Minderung der Schadstoffemissionen bei gleichzeitiger Verhinderung der mit dieser Art der Verbrennungsführung zusammenhängenden technischen Schwierigkeiten, wie Flammenstabilität und Flammenrückschlag sowie des Weiteren thermoakustischen Instabilitäten und Selbstzündung.

Das Konzept der Porenbrennertechnik basiert darauf, dass die Verbrennung nicht mehr in einer offenen Flamme, sondern in einem Netzwerk aus Stegen und Hohlräumen, verbunden mit einem intensivierten Wärmetransport bedingt durch die hervorragenden Wärmetransporteigenschaften des Feststoffs relativ zum Gas verläuft. Das anströmende Frischgasgemisch wird vorgewärmt ohne mit rückgeführtem Abgas verdünnt zu werden. Diese Vorwärmung des Frischgases ist bedingt durch den stromaufwärts wirkenden Wärmetransport aufgrund von Festkörperwärmeleitung, Strahlung und des konvektiven Wärmetransports durch Strömungsdispersion.

Der dahinterstehende Mechanismus der Wärmerezirkulation in einem PIM-Brenner kann folgendermaßen beschrieben werden: Durch Zündung des Gasgemisches wird die im Brennstoff gespeicherte Energie in der Reaktionszone freigesetzt. Die freiwerdende Wärme wird dann aufgrund der entstandenen Temperaturdifferenz zwischen Gas und Feststoff konvektiv aus dem heißen Gas an die feste Matrix transportiert. Nach ausreichender Wärmezufuhr an die Keramik wird die Wärme über Festkörperwärmeleitung und -strahlung auf die ganze Matrix verteilt, begünstigt durch die hohe Wärmeleitfähigkeit und das Emissionsverhältnis des porösen Materials. Am Brennereintritt, an dem das kalte Gasgemisch einströmt, ist die Temperatur des Feststoffs soweit gestiegen, dass er eine höhere Temperatur als das Gasgemisch aufweist und somit wiederum ein Wärmestrom vom Feststoff zur Gasphase entsteht. Somit wird eine Vorwärmung des Frischgasgemisches ermöglicht, ohne mit dem rezirkulierenden Abgas verdünnt zu werden (wie bspw. in Motoren und Drallflammen üblich). Zusätzlich erfährt das Frischgas noch eine Vorwärmung aufgrund der Strömungsdispersion. Angesichts dieses Effekts der Wärmeabgabe an das unverbrannte Gas entstehen lokal in der Reaktionszone höhere Reaktionsraten, verbunden mit einer lokalen Erhöhung der Verbrennungstemperatur über den Gleichgewichtswert hinaus. Dies hat eine Erhöhung der Flammendicke und der Flammengeschwindigkeit zur Folge, wodurch wiederum die magere Ausblasgrenze (und somit auch der Stabilitätsbereich) im Vergleich zur laminaren Flamme erweitert werden kann. Unter Einfluss der lokalen Strömungsmechanik wird nun das vorgewärmte Gemisch weitertransportiert und reagiert im weiteren Verlauf unter Energiefreisetzung. Die Produkte strömen entlang eines gewundenen Pfades

in Richtung Brennerausgang und erwärmen auf dem Weg dorthin hauptsächlich konvektiv den Festkörper, der wiederum Energie durch Strahlung an die Umgebung abgibt.

Dieser Mechanismus bewirkt keinen Nettowärmestrom, sondern die beschriebenen Vorgänge führen zu einer Erhöhung des internen Gesamtwärmetransportes. Da die Schadstoffemissionen vom Temperaturfeld und der Verweilzeit in der Reaktionszone beeinflusst werden können, bewirkt die sehr schnelle Wärmeabfuhr aus der Reaktionszone und deren Nachlauf eine geringere NO-Bildungsrate, ohne den CO-Abbau entscheidend zu verschlechtern.

Die meisten Untersuchungen dieser Art der Verbrennungsführung finden hauptsächlich in axial durchströmten (zylindrischen) Brennergeometrien statt. Bisherige experimentelle Untersuchungen in dieser Porenbrennergeometrie erfassten einen relativ breiten Anwendungsbereich und berichteten von hoher Flammenstabilität und niedrigen Schadstoffemissionen solcher Brenner. Zusätzlich wurden grundlegende Untersuchungen nicht nur hinsichtlich der Flammenstabilisierung, sondern auch bezüglich der Rolle der Wärmetransportmechanismen, die zu einer Anhebung der Brenngeschwindigkeit in PIM führen, durchgeführt.

Im Gegensatz zur Verbrennung in axial durchströmten Porenbrennergeometrien wurden die Eigenschaften und Vorteile in radial durchströmten Geometrien bisher experimentell weniger erforscht. Im Falle einer radial durchströmten Geometrie des Porenbrenners wird das Gemisch aus Luft und Brennstoff in einen ringförmigen oder konischen Brenner bzw. in eine poröse Schicht eingeleitet. In diesem Fall hat allein die Geometrie einen Einfluss auf die Stabilisierung der Flamme in PIM, da die Oberfläche eine Funktion des Radius ist. Da sich die Flamme in einem Bereich, in der die Flammengeschwindigkeit gleich der Strömungsgeschwindigkeit des Frischgases ist, stabilisiert, spielt die Geschwindigkeitsverteilung im Porenbrenner eine bedeutende Rolle für die Stabilität der Flamme und deren Leistungsmodulation. Allein auf Grund der Geometrie ist der Geschwindigkeitsverlauf einer Strömung durch den PIM, wenn keine Verbrennung stattfindet, eine Funktion des Radius der Form $u_u^{T_0} \sim 1/r$. Eine Änderung der Betriebsbedingungen, verbunden mit einer Änderung der Luftzahl oder der Betriebsparameter wie Druck oder Temperatur bewirkt eine Änderung der Brenngeschwindigkeit. In diesem Fall kann sich die Flamme stromauf- oder stromabwärts verschieben und sich erneut an einem anderen Punkt, an dem die Bedingung für die Flammenstabilität $u_u^{T_0} \stackrel{!}{=} S_{PIM}$ gegeben ist, stabilisieren. Bei einer Geometrie der porösen Schicht mit konstantem Geschwindigkeitsverlauf über die Brennerfläche, ist dies nicht möglich. Es kann keine genaue Aussage über den Aufenthaltsort der Flamme gemacht werden, da die Bedingung für die Stabilität $u_u^{T_0} \stackrel{!}{=} S_{PIM}$ nicht ortsabhängig ist. Demzufolge kann immer nur genau eine Betriebsbedingung erfüllt sein. Dies bedeutet, dass die thermische Leistung und die Luftzahl $\lambda(\dot{m})$ genau so eingestellt werden müssen, dass eben genau die Beziehung der Brenngeschwindigkeit $u_u^{T_0} \stackrel{!}{=} S_{PIM}$ vorliegt. Im Rückschluss bedeutet dies, dass eine Änderung der Luftzahl zur Folge hat, dass der Durchsatz (\dot{m}) entsprechend angepasst werden muss, da die Flamme sonst ihren stabilen Zustand verlässt und aus den PIM herausgetragen wird.

Daher wurden in dieser Arbeit systematische Untersuchungen durchgeführt, die den Einfluss charakteristischer Betriebsbedingungen wie Gemischzusammensetzung und thermische Leistung erfassen. Es wurden Erkenntnisse über den Verlauf und die Stabilität der Verbrennung in PIM gewonnen, die nicht nur zum besseren Verständnis der Verbrennungsprozesse in einer radial durchströmten Porenbrennergeometrie beitragen, sondern auch zur Validierung und Verbesserung der numerischen Modelle führen können. Als poröses Material für die ringförmige Striktur wurde SiSiC Keramik mit einer Porosität von 10 PPI eingesetzt. Die hervorragenden Wärmetransporteigenschaften wie Wärmeleitfähigkeit und Emissivität dieser Keramik sowie

die für die meisten Anwendungen ausreichend hohe Anwendungstemperatur hat dazu geführt, dass dieses Material in mehreren Studien und Anwendungen eingesetzt wird.

Mit einer auf einem fahrbaren Schlitten montierten, gekühlten Thermosonde in einem keramischen Mantel war es möglich, den radialen Temperaturverlauf im Schaum zu erfassen. Die Position der Sonde wurde dabei mit einem Seilzugsensor bestimmt. Somit standen mehrere Messpunkte über den Radius zur Verfügung. Die Sonde wurde in einem Kanal mit ca. 3 mm Durchmesser im Schaum verfahren. Der so gemessene Temperaturverlauf zeigte deutlich die drei Temperaturzonen - Vorwärmzone, Reaktionszone und Ausbrandzone. Der Einfluss der Änderung der Luftzahl bei verschiedenen thermischen Leistungen wurde mittels variierendem Luftvolumenstrom und Brennstoffvolumenstrom untersucht. Zum einen wurden die Versuche bei konstantem Druckverlust und somit konstanter Kaltgasgeschwindigkeitsverteilung in PIM durchgeführt und zum anderen bei konstanter thermischer Leistung und variierender Anströmgeschwindigkeit. In beiden Messreihen zeichnet sich eine sinkende Verbrennungstemperatur mit steigender Luftzahl ab. Dafür ist der verhältnismäßig steigende thermische Ballast, wie bspw. N_2 und O_2 , verantwortlich. Gleichzeitig mit der Erfassung der Temperaturverläufe war es möglich, die Brenngeschwindigkeit im Schaum zu bestimmen. Die Position der Flammenfront und gleichzeitig der Wert für die Brenngeschwindigkeit wurden an der Stelle, an der der normierte Temperaturanstieg 50 % beträgt, bestimmt. Die bei einer Erhöhung der Luftzahl sinkenden Temperaturen sind mit einer Verringerung der Brenngeschwindigkeit verbunden. Sobald sich die Brenngeschwindigkeit ändert, ändert sich auch die Position der Flamme in PIM, da sie sich nur an Stellen stabilisiert, an denen die Flammengeschwindigkeit gleich der Anströmgeschwindigkeit ist. Mit einer Luftzahländerung zu magereren Gemischen verschiebt sich also die Flamme in Richtung Brennerausgang, ist aber dennoch stabilisiert, da die Geschwindigkeitsverteilung umgekehrt proportional zum Radius ist. Es besteht somit auch die Möglichkeit, Flammen geringerer Geschwindigkeiten noch stabilisieren zu können. Zusätzlich ist eine noch steigende Verdickung der Flammenfront erkennbar. Eine genauere Auswertung der Flammendicke (thermische Definition) hat gezeigt, dass die Wärmerückführung aufgrund des vorhandenen Feststoffs und durch die Strömungsdispersion eine Verdickung der Flammenfront in PIM bewirkt. Verglichen mit einer laminaren Flamme ist die Flammendicke in PIM bis zu 11 mal größer und nimmt Werte zwischen 7 mm bei $\lambda = 1,5$ und 11 mm bei $\lambda = 2,0$ an. Die Vorwärmung des unverbrannten Gasegemisches resultiert außerdem in Temperaturen über den Gleichgewichtswert hinaus. Diese verdickte Flammenfront während der Verbrennung in PIM bewirkt eine Beschleunigung der Flamme. Ein Vergleich mit der für die laminare Flamme berechneten Flammengeschwindigkeit zeigt eine bis zu 11-fache Beschleunigung der Flamme.

Simultan mit der Erfassung der Temperaturverläufe im Schaum, der Bestimmung der Position der Flammenfront und der Brenngeschwindigkeit wurde für jeden Betriebspunkt eine Analyse des Rauchgases durchgeführt. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die NO_x - und CO -Konzentrationen reduziert werden können, bei gleichzeitiger Erweiterung des Stabilitätsbereiches (bis $\lambda = 2$) des Brenners. Bei allen durchgeführten Messungen wurden Stickoxidkonzentrationen unter 10 ppm gemessen, was einen sehr niedrigen Wert darstellt, wenn die gesetzlichen Höchstwerte von 71,43 ppm bei neu geplanten Anlagen (23,81 ppm bei Gasturbinen) zum Vergleich herangezogen werden. Vorteil des in dieser Arbeit ausgelegten Porenbrenners ist, dass der Brennstoffabbrand nur in einer relativ dünnen Zone im Schaum stattfindet, die Konversion von CO zu CO_2 erfolgt dagegen in einer relativ breiten Ausbrandzone, da die Länge der heißen porösen Struktur 60 mm beträgt. Somit wird eine ausreichend lange Verweilzeit für die Konversion der Zwischenspezies gesichert.

Hinsichtlich des Anwendungsbereiches des hier untersuchten Porenbrenners (bspw. als Trock-

ner, Industriebrenner oder zur Beheizung) wurde eine zweidimensionale Temperaturverteilung der im Infrarotbereich strahlenden äußeren Oberfläche des Porenbrenners mithilfe einer Infrarotkamera gemessen. Eine Kalibrierung des Emissionsfaktors der Kamera erfolgte mittels eines Quotientenpyrometers. Die Messungen zeigten, dass die äußere Oberflächentemperatur als homogen angenommen werden kann und deren Schwankungen auf das unterschiedliche Strahlungsverhalten von Feststoff und Gas zurückzuführen sind. Die Abgastemperaturen wurden mithilfe einer Zwei-Perlen-Temperatursonde erfasst, sodass Strahlungseinflüsse korrigiert wurden. Die gemessenen Abgastemperaturen zeigten nicht nur eine Abhängigkeit von der Gemischzusammensetzung, sondern auch von der Leistung. Mit steigender thermischer Leistung steigen auch die Temperaturen am Brennerauslass. Dieses Phänomen ist auf die Minderung der relativen Wärmeverluste mit Erhöhung der thermischen Leistung zurückzuführen.

Obwohl hier und auch in mehreren anderen experimentellen Untersuchungen wichtige Daten gewonnen wurden, stellt die beschränkte Zugänglichkeit des Feststoffs für diagnostische Methoden ein Hindernis für das Verständnis der Komplexität der Physik, die hinter dem Verbrennungsprozess in PIM steht, dar. Deswegen ist es unbedingt notwendig, numerische Modelle zu entwickeln, die in der Lage sind, die physikalischen Phänomene bei dieser Art Verbrennungsführung wiederzugeben und zu erklären. Motiviert durch die Tatsache, dass es einen Mangel an Modellen für die ausreichend genaue quantitative Beschreibung der Verbrennungsprozesse in PIM gibt, wurde in dieser Arbeit eine dreidimensionale Simulation der Strömung und Verbrennung im Schaum auf Porenebene durchgeführt (3D DPLS Direct Pore Level Simulation). Für die numerische Simulation wurde ein Segment aus dem experimentell untersuchten radial durchströmten Porenbrenner mit einer divergierenden Geometrie und 65 mm Länge verwendet. Für die Gittergenerierung wurde eine aus MRI-Messdaten gewonnene, rekonstruierte Geometrie von einer realen Schaumstruktur aus SiSiC mit 10 PPI eingesetzt. Aufgrund des laminaren Strömungszustands im Schaum, ausgewertet anhand der Reynoldszahl, war keine Turbulenzmodellierung notwendig. Die Wärmefreisetzung wurde mit einem laminaren Verbrennungsmodell berechnet. Bei diesem Modell werden die chemischen Quellterme mit Hilfe von druck- und temperaturabhängigen Geschwindigkeitskoeffizienten der einzelnen Reaktionen berechnet. Die Verbrennung wurde unter Anwendung von drei unterschiedlichen Reaktionsmechanismen modelliert - Einschritt-, Zweischritt- und Vierschritt-Reaktionsmechanismus. Gas- und Festkörperstrahlung wurden aufgrund des erhöhten Rechenaufwands nicht modelliert. Bei allen Rechnungen wurde die Interaktion zwischen Gas- und Feststoffphase, also der konvektive Wärmeübergang, der Einfluss der Strömungsdispersion und der Anteil der Wärmeleitung des Feststoffs am Wärmetransport und der inneren Wärmerezirkulation berücksichtigt. Die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des eingesetzten porösen Materials wurde mittels einer analytischen Gleichung im Strömungslöser implementiert [4]. Als Einlassrandbedingung wurde eine Eintrittstemperatur von 300 K eingestellt. Der Massenstrom der brennbaren Mischung wurde variiert, bis sich die Flamme in der Mitte des Rechengebietes stabilisierte und am Einlass sowohl in der Gasphase als auch im Feststoff keine Temperaturgradienten mehr vorhanden waren, also $T_{\text{Feststoff}} = T_{\text{Gas}} = 300 \text{ K}$.

Die Ergebnisse der numerischen Simulation wurden an erster Stelle mit experimentellen Daten verglichen. Eine zusätzliche Validierung erfolgte auch durch ein Vergleich mit Literaturwerten. Der Vergleich der Temperaturverläufe und der Vergleich der Brenngeschwindigkeit hat gezeigt, dass die hier angewandten Methoden für die dreidimensionale numerische Simulation in der Lage sind, die Verbrennungsvorgänge in PIM wiederzugeben. Aus den Ergebnissen der Simulation sind detaillierte Informationen über die Strömungsverhältnisse im Schaum ersichtlich. Das unverbrannte Gemisch wird stromabwärts an den festen Wänden (Stege) von PIM

vorgewärmt. Die über die Feststoffphase zurückgeführte Wärme wird aufgrund der hydrodynamischen Dispersion in Bereiche mit hoher Gasgeschwindigkeit, wie das Zentrum der Poren, transportiert, sodass das Frischgasgemisch eine zusätzliche Vorwärmung erfährt. Das unverbrannte Gemisch wird an den heißen Wänden gezündet. Dieser Zündprozess steht in Wechselwirkung mit der Dispersion, die ein Quenchen in Bereichen mit hoher Gasgeschwindigkeit bewirkt, bevor das Gasgemisch mit einer anderen Wand kollidiert, um die Reaktion fortzusetzen. Durch die Ergebnisse der Simulation wird klar, dass die Flammenfront in PIM dreidimensional ist. Die vorhandene feste Matrix und die zahlreichen Umlenkungen an den Stegen führen zu einer gewellten Flammenfront mit einer relativ breiten Reaktionszone (Verdickung der Flammenfront).

Alle angewandten Reaktionsmechanismen konnten die Erhöhung der Brenngeschwindigkeit in PIM durch die vorhandene Wärmerückführung wiedergeben. Um diese zu vergleichen, wurde ein dimensionsloser Beschleunigungsfaktor als Verhältnis zwischen Brenngeschwindigkeit in PIM und der laminaren Brenngeschwindigkeit nach [17] definiert. Die ermittelten Werte für diesen Beschleunigungsfaktor zeigten sieben- bis zehnmals höhere Brenngeschwindigkeiten relativ zur laminaren Brenngeschwindigkeit für den untersuchten Luftzahlbereich. Eine mögliche Erklärung für die Verdickung der Flammenfront in PIM und die Beschleunigung der Flamme im Vergleich zu einer laminaren vorgemischten Flamme konnte mit der thermischen Theorie zu freien, vorgemischten Flammen gegeben werden.

Um die Dreidimensionalität der Flammenfront während der Verbrennung in PIM zu betrachten, wurden zusätzlich zu den gemittelten Werten lokale Gas-Stromlinien der Strömung in PIM aus der Rechnung extrahiert und ausgewertet. Der Verlauf der Geschwindigkeit und die Temperatur entlang dieser Stromlinien zeigte, dass das Vorhandensein des Feststoffs eine lokale Beschleunigung der Strömung in PIM bzw. ein Abbremsen in der Nähe von festen Wänden bewirkt. Dies resultiert in beträchtlich hohen räumlichen Geschwindigkeits- und Temperaturschwankungen, insbesondere im Bereich der makroskopischen Flammenfront direkt nach der Zündung, wenn die Strömung aufgrund der Dichteabnahme beschleunigt wird und der maximale Geschwindigkeitsgradient erreicht wird.

Die Vorwärmung des Gemisches aufgrund der Wärmerückführung über den Festkörper und zusätzlich durch die hydrodynamische Dispersion resultiert nicht nur in der Beschleunigung der Flamme sondern auch in der Ausbildung eines sogenannten superadiabatischen Temperaturpeaks, d. h., lokalen Temperaturen in der Flammenfront, die höher sind als die adiabate Verbrennungstemperatur bei diesen Luft-Brennstoff-Verhältnissen. Die superadiabatischen Temperaturen zeigten eindeutig eine Abhängigkeit von der Gemischzusammensetzung. Die maximal erreichten Temperaturen, sowohl gemittelte als auch entlang der Gas-Stromlinien, weisen höhere Werte im mageren Betriebsbereich auf. Eine mögliche Erklärung dafür kann die Verweilzeit der Strömung im Brennraum sein. Durch die Abnahme der Einlassgeschwindigkeit bei mageren Bedingungen wird einerseits mehr Zeit für die Vorwärmung des unverbrannten Gemischs gewährleistet, andererseits steigt auch die Verweilzeit in der Hochtemperaturzone (Reaktionszone), sodass mehr Zeit für die Übertragung der Reaktionswärme an die feste Matrix zur Verfügung steht. Der Verweilzeit entgegen wirkt jedoch eine Änderung der Nu-Zahl in Abhängigkeit der Luftzahl. Da diese dimensionslose Kennzahl proportional zum Wärmeübergangskoeffizienten α_g ist, bedeutet dies eine Änderung des Verhältnisses von konvektivem Wärmeübergang zur reinen Wärmeleitung. Eine Auswertung der Nu-Zahl-Werte für den untersuchten Luftzahlbereich zeigte eine Abnahme bei mageren Bedingungen, was eine Abnahme des konvektiven Wärmestroms und der Wärmestromdichte in der Hauptreaktionszone bedeutet. Der Betrag der aus der Reaktion freiwerdenden Wärme, die aufgrund der entstandenen Temperaturdifferenz zwischen

Gas und Feststoff konvektiv aus dem heißen Gas an die feste Matrix transportiert werden soll, wird dadurch verringert. Diese kann nicht vollständig über den Feststoff zur Vorwärmung des Fluids abgeführt werden. Dadurch entsteht ein Wärmestau in der Hauptreaktionszone und der superadiabatischer Temperaturpeak ist bei diesen Bedingungen stärker ausgeprägt.

Wie schon erwähnt zeichnet sich das Strömungs- und Temperaturfeld im Schaum durch räumlichen Schwankungen aus. Da diese nur räumlich sind und nicht zeitlich sind, kann nur teilweise eine Analogie zu turbulenten Strömungen, in denen zeitliche und räumliche Schwankungen vorhanden sind, festgehalten werden. Bei den gängigen 1D-Modellen für dieser Art der Verbrennung ist es nicht möglich, solche 3D-Phänomene wiederzugeben. Der Grund dafür ist, dass 1D-Modelle makroskopische bzw. effektive Transportkoeffizienten verwenden. Für einfache Ingenieur Anwendungen, wie z. B. Auslegung von Brennern, ist es zweckmäßig, eindimensionale Berechnungsmethoden zu verwenden, da diese zeitsparender und ressourcenschonender sind. Daher wurden die Ergebnisse der numerischen Simulation in dieser Arbeit analysiert, um Phänomene wie räumliche Schwankungen der Temperatur und Geschwindigkeit für die 1D-Modellierung zugänglich zu machen. Unter Verwendung der Boussinesq-Hypothese konnte durch Einbeziehung des axialen Dispersionskoeffizienten, der lokalen Geschwindigkeit und des Temperaturgradienten, der eine Ähnlichkeit zu den räumlichen Temperaturschwankungen aufweist, eine algebraische Beziehung für die räumlichen Temperaturschwankungen abgeleitet werden. Mit Hilfe dieser algebraischen Beziehung können in volumengemittelten 1D-Methoden die für die Verbrennung wichtigen Größen (T , u , $\dot{\omega}_\theta$) im Bereich der makroskopischen Flammenfront besser vorhergesagt werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Ergebnisse dieser Arbeit einen tieferen Einblick in die komplexen Wechselwirkungen zwischen poröser Matrix und Gasphase ermöglichen. Die hier durchgeführte dreidimensionale numerische Simulation auf Porenebene zeigt deutlich die Dreidimensionalität der Flammenfront in PIM und kann als Basis für das bessere Verständnis dieser Art Verbrennungsführung, aber auch für die Verbesserung von 1D-Methoden dienen.

Literaturverzeichnis

- [1] *Directive (EU) 2015/2193 of the European Parliament and of the Council of 25 November 2015 on the limitation of emissions of certain pollutants into the air from medium combustion plants.* 2015
- [2] AL-HAMAMREA, Z. ; VOSS, S. ; TRIMIS, D.: Hydrogen production by thermal partial oxidation of hydrocarbon fuels in porous media based reformer. In: *International Journal Hydrogen Energy* 34 (2009), S. 827–832
- [3] ANSYS, Inc.: *ANSYS CFX-Solver Theory Guide.* Release 14.0. ANSYS, 2012
- [4] ARTHUR LYNEN, Schunk Ingenieurkeramik G.: *SiSiC in der thermischen Prozesstechnik*
- [5] BABKIN, V. S. ; LAEVSKII, Yu. M.: Seepage gas combustion. In: *Combustion, Explosion and Shock Waves* 23 (1987), S. 531–547
- [6] BARRA, A. ; DIEPVENS, G. ; ELLZEY, J. ; HENNEKE, M.: Numerical study of the effects of material properties on flame stabilization in a porous burner. In: *Combustion and Flame* 134 (2003), Nr. 4, S. 369 – 379
- [7] BARRA, A. ; ELLZEY, J.: Heat recirculation and heat transfer in porous burners. In: *Combustion and Flame* 137 (2004), Nr. 1-2, S. 230 – 241
- [8] BEDOYA, C. ; DINKOV, I. ; HABISREUTHER, P. ; ZARZALIS, N. ; BOCKHORN, H. ; PARTHASARATHY, P.: Experimental study, 1D volume-averaged calculations and 3D direct pore level simulations of the flame stabilization in porous inert media at elevated pressure. In: *Combustion and Flame* 162 (2015), S. 3740–3754. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.07.012>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.07.012>
- [9] BOUSSINESQ, Joseph: *Theorie de l'ecoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes a grande section.* Bd. 1. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1897
- [10] BUCKMASTER, J. ; TAKENO, T.: Blow-Off and Flashback of an Excess Enthalpy Flame. In: *Combustion Science and Technology* 25:3-4 (1981), S. 153 – 158
- [11] CHEN, Y. ; MATTHEWS, R. D. ; HOWELL, J. R.: The Effect of Radiation on the Structure of Premixed Flames within a Highly Porous Inert Medium. In: *Radiation, Phase Change, Heat Transfer, And Thermal Systems* 81 (1987), S. 35–41
- [12] CHEN, Y.-K. ; HOWELL, J.R. ; MATTHEWS, R.D. ; LU, Z. ; VARGHESE, P.: Premixed combustion in a highly porous inert medium. In: ANDERSON, C. (Hrsg.): *In Combustion Institute Meeting.* Honolulu, HI, Western State, 1987, S. 266 – 268

- [13] DEMARIA, F. ; WHITE, R. R.: Transient response study of gas flowing through irrigated packing. In: *Aiche J* 6 (1960), Nr. 3, S. 473–481. <http://dx.doi.org/10.1002/aic.690060326>. – DOI 10.1002/aic.690060326. – ISSN 1547–5905
- [14] DIETRICH, B. ; SCHABEL, W. ; KIND, M. ; MARTIN, H.: Pressure drop measurements of ceramic sponges - Determining the hydraulic diameter. In: *Chemical Engineering Science* 64 (2009), S. 3633–3640
- [15] DIEZINGER, S.: *Mehrstofffähige Brenner auf Basis der Porenbrennertechnik für den Einsatz in Brennstoffzellensystemen*. Erlangen, Universität Erlangen Nürnberg, Diss., 2006
- [16] DJORDJEVIC, N.: *Flammenstabilisierung durch Verbrennung in festen Schwämmen*, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany, Diss., 2011
- [17] DJORDJEVIC, N. ; HABISREUTHER, P. ; ZARZALIS, N.: A numerical investigation of the flame stability in porous burners employing various ceramic sponge-like structures. In: *Chemical Engineering Science* 66 (2011), Nr. 4, S. 682 – 688
- [18] DOBREGO, K.V. ; ZHDANOK, S.A. ; KRAUKLIS, A.V. ; KHANEVICH, E.I. ; ZARUBA, A.I. ; SAKHNOVICH, D.V. ; OVCHARENKO, A.N.: Stability of Filtration Combustion in a Cylindrical Radiation Heater with a porous Working Medium. In: *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 72 (1999), S. 599 – 605
- [19] FENIMORE, C.: 13th Symb. (Int.) on Combustion, 1970
- [20] GIBSON, L.J. ; ASHBY, M.F.: Cellular solids: structure and properties. In: *Cambridge solid state science series* 2 (1997)
- [21] GROSSE, J. u. a.: Volume Image Analysis of Ceramic Sponges. In: *Chemical Engineering & Technology* 31 (2008), S. 307–314
- [22] GROSSE, J. ; DIETRICH, B. ; INCERA, G. ; HABISREUTHER, P. ; ZARZALIS, N. ; MARTIN, H. ; KIND, M. ; KRAUSHAAR-CZARNETZKI, B.: Morphological Characterization of Ceramic Sponges for Applications in Chemical Engineering. In: *Industrial and Engineering Chemistry Research* 48 (2009), Oktober, Nr. 23, S. 10395 – 10404. <http://dx.doi.org/10.1021/ie900651c>. – DOI 10.1021/ie900651c
- [23] HABISREUTHER, P. ; DJORDJEVIC, N. ; ZARZALIS, N.: Numerische Simulation der Mikroströmung in porösen inerten Strukturen. In: *Chemie Ingenieur Technik* 80 (3) (2008), S. 327–341
- [24] HABISREUTHER, P. ; DJORDJEVIC, N. ; ZARZALIS, N.: Statistical distribution of residence time and tortuosity of flow through open-cell foams. In: *Chemical Engineering Science* 64 (2009), Nr. 23, S. 4943 – 4954
- [25] HACKERT, C. L. ; ELLZEY, J. L. ; EZEKOYE, O. A.: Combustion and heat transfer in model two-dimensional porous burners. In: *Combustion and Flame* 116 (1999), S. 177–191

- [26] HADVIG, S. ; MADSEN, O.H. ; JENSEN, J.: Environmental and heat transfer features of a fibre burner and two conventional burners for gas and oil respectively. In: SHANE, S. (Hrsg.): *Proceedings of the 17th World Gas Conference*. Tokyo, Japan, 59 June 1988, S. 1 – 13
- [27] HOSOI, K. ; SHIRVILL, L. C.: Combustion performance characteristics of metal fibre burner. In: MOULIJN, J. M. (Hrsg.): *Japanese Flame Days Conference*, 1987, S. 1 – 19
- [28] HOWELL, J. R. ; HALL, M. J. ; ELLZEY, J. L.: Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 22 (1996), S. 121–145
- [29] HSU, P. F. ; HOWELL, J. R. ; MATTHEWS, R. D.: A Numerical Investigation of Premixed Combustion Within Porous Inert Media. In: *ASME Journal of Heat Transfer* 115 (1993), S. 744–750
- [30] JONES, W.P. ; LINDSTEDT, R.P.: Global reaction schemes for hydrocarbon combustion. In: *Combustion and Flame* 73 (1988), S. 233–249
- [31] JOOS, F.: *Technische Verbrennung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [32] KAMAL, M M. ; MOHAMAD, A A.: Combustion in porous media. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Power and Energy* 220 (2006), S. 487 – 507
- [33] KAMAL, M. M. ; MOHAMAD, A. A.: Development of a Cylindrical Porous-Medium Burner. In: *Journal of Porous Media* 9 (2006), S. 469–481
- [34] KEE, R. J. ; GRGAR, J. F. ; SMOOKE, M. D. ; MILLER, J. A.: PREMIX. A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-dimensional Premixed Flames. In: *Sandia National Laboratories: Livermore*. (1985)
- [35] KIEFER, J. ; WEIKL, M. C. ; SEEGER, T. ; ISSENDORFF, F. von ; BEYRAU, F. ; LEIPERTZ, A.: Non-intrusive gas-phase temperature measurements inside a porous burner using dual-pump CARS. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), S. 3123–3129
- [36] KRATZMEIER, P.: *Einfluss der Struktureigenschaften eines keramischen Schwammes auf die Flammenstabilität*, Universitätsruhe (TH), Diplomarbeit, 2008
- [37] KULKARNI, M. R. ; PECK, R. E.: Analysis of a bilayered porous radiant burner. In: *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology* 30(3) (1996), S. 219–232
- [38] MALICO, I. ; PEREIRA, J. C. F.: Numerical Predictions of Porous Burners with Integrated Heat Exchanger for Household Applications. In: *Journal of Porous Media* 2(2) (1999), S. 153–162
- [39] MALICO, I. ; PEREIRA, J. C. F.: Numerical Study on the Influence of Radiative Properties in Porous Media Combustion. In: *ASME Journal of Heat Transfer* 123 (2001), S. 951–957
- [40] MALICO, I. ; ZHOU, Y. ; PEREIRA, J. C. F.: Two-dimensional Numerical Study of Combustion and Pollutants Formation in Porous Burners. In: *Combustion Science and Technology* 152 (2000), S. 57–79

- [41] MENDES, M.A.A ; PEREIRA, J.M.C. ; PEREIRA, J.C.F.: A numerical study of the stability of one-dimensional laminar premixed flames in inert porous media. In: *Combustion and Flame* 153 (2008), S. 525 – 539
- [42] MOHAMAD, A. A.: Numerical Simulation of Combustion in a Cylindrical Porous Medium. In: *Proceedings of ETCE2002 ASME Engineering Technology Conference on Energy*, 2002
- [43] OIJEN, J. A. ; GOEY, L. P. H.: Modeling of premixed laminar flames using flamelet-generated manifolds. In: *Combustion Science and Technology* 161 (2000), S. 113–137
- [44] OIJEN, J. A. ; LAMMERS, F. A. ; GOEY, L. P. H.: Modeling of complex premixed burner systems by using flamelet-generated manifolds. In: *Combustion and Flame* 127 (2001), S. 124–134
- [45] PARTHASARATHY, P. ; HABISREUTHER, P. ; ZARZALIS, N.: Identification of radiative properties of reticulated ceramic porous inert media using ray tracing technique. In: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 113 (2012), S. 1961 – 1969
- [46] PARTHASARATHY, P. ; HABISREUTHER, P. ; ZARZALIS, N.: Evaluation of longitudinal dispersion coefficient in open-cell foams using transient direct pore level simulation. In: *Chemical Engineering Science* 90 (2013), Nr. 0, S. 242 – 249. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ces.2012.12.041>. – DOI 10.1016/j.ces.2012.12.041. – ISSN 0009–2509
- [47] PICKENÄCKER, Olaf ; KÖHNE, Prof. Dr.-Ing. H. (Hrsg.): *Gestufte Verbrennung in porösen Medien*. Shaker Verlag, 2001
- [48] POINSOT, Thierry ; VEYNANTE, Denis: *Theoretical and Numerical Combustion*. R. T. Edwards, Inc., 2001
- [49] REITZMANN, A. ; PATCAS, F.C. ; KRAUSHAAR-CZARNETZKI, B.: Keramische Schwämme - Anwendungspotential monolithischer Netzstrukturen als katalytische Packung. In: *Chemie Ingenieur Technik* 78 (2006), S. 1–14
- [50] SATHE, S.B. ; KULKARNI, M.R. ; PECK, R.E. ; TONG, T.W.: An experimental study of combustion and heat transfer in porous radiant burners. In: OSHLAND, K. (Hrsg.): *Fall Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute*. Livermore, CA, October 1989, S. 1 – 19
- [51] SATHE, S.B. ; PECK, R.E. ; TONG, T.W.: Flame stabilization and multimode heat transfer in inert porous media: a numerical study. In: *Combustion Science and Technology* 70 (4-6) (1990), S. 93–109
- [52] SHI, J. ; XIE, M. ; LI, G. ; LIU, H. ; LIU, J. ; LI, H.: Approximate solutions of lean premixed combustion in porous media with reciprocating flow. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009), S. 702–708
- [53] SMITH, G.P. ; GOLDEN, D.M. ; FRENKLACH, M. ; MORIARTY, N.W. ; B. EITENEER, M. G. ; BOWMAN, C.T. ; HANSON, R.K. ; SONG, S. ; W.C. GARDINER, V. L. ; QIN, Z.: GRI-MECH 3.0. (1999)

- [54] SPALDING, D.B.: *Combustion and Mass Transfer*. New York, 1979
- [55] STEVEN, M. ; MACH, A. ; ISSENDORFF, F. von ; ALTENDORFNER, M. ; DELGADO, A.: Numerical simulation of combustion of a low calorific gas mixture in a porous inert medium taking anisotropic dispersion into account. In: *Proceedings of the Third European Combustion Meeting, Chania, Crete (2007)*
- [56] TAKENO, T. ; SATO, K.: An Excess Enthalpy Flame Theory. In: *Combustion Science and Technology* 20 (1979), Nr. 1-2, S. 73–84
- [57] TAKENO, T. ; SATO, K.: A theoretical and experimental study on an excess enthalpy flame, combustion in reactive systems. In: BORIS, J.P. (Hrsg.): *Proceedings of the Seventh International Colloquium on Gas dynamics* Bd. 76. Honolulu, 1981, S. 596 – 610
- [58] TIERNEY, C. ; WOOD, S. ; HARRIS, A. T. ; FLETCHER, D. F.: Computational Fluid Dynamics of Porous Burners. In: *Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries CSIRO, Melbourne, Australia, 2009*
- [59] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R.W.: *Verbrennung*. Springer Verlag, 1996
- [60] WESTBROOK, Ch.K. ; DRYER, F.L.: Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames. In: *Combustion Science and Technology* 27 (1981), Nr. 1-2, 31-43. <http://dx.doi.org/10.1080/00102208108946970>. – DOI 10.1080/00102208108946970
- [61] XIE, M. ; SHI, J. ; DENG, Y. ; LIU, H. ; ZHOU, L. ; XU, Y.: Experimental and numerical investigation on performance of a porous medium burner with reciprocating flow. In: *Fuel* 88(1) (2009), S. 206–213
- [62] YAMAMOTO, K. ; OCHI, F.: Soot accumulation and combustion in porous media. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 79 (2006), S. 195–199
- [63] YAMAMOTO, K. ; TAKADA, N. ; MISAWA, M.: Combustion simulation with Lattice Boltzmann method in a three-dimensional porous structure. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), S. 1509–1515
- [64] YAMAMOTOA, K. ; TAKADA, N.: LB simulation on soot combustion in porous media. In: *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 362 (2006), S. 111–117
- [65] YOSHIKAWA, Y. ; SASAKI, K. ; ECHIGO, R.: Analytical study on the structure of radiation controlled flame. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 31 (2) (1988), S. 311–319
- [66] ZEISER, T. ; STEVEN, M. ; FREUND, H. ; LAMMERS, P. ; BRENNER, G. ; DURST, F. ; BERNSDORF, J.: Analysis of the flow field and pressure drop in fixed-bed reactors with the help of lattice Boltzmann simulations. In: *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences* 360 (2002), S. 507–520
- [67] ZELDOVICH, Y.: The oxidation of nitrogen in combustion and explosions. In: *Acta Physicochimica* 21 (1946), S. 577

- [68] ZHAO, P. ; CHEN, Y. ; LIU, M. ; DING, M. ; ZHANG, G.: Numerical simulation of laminar premixed combustion in a porous burner. In: *Frontiers of Energy and Power Engineering in China* 1(2) (2007), S. 233–238
- [69] ZHOU, X. Y. ; PEREIRA, J. C. F.: Numerical Study of Combustion and Pollutants Formation in Inert Nonhomogenous Porous Media. In: *Combustion Science and Technology* 130 (1997), S. 335–364
- [70] ZHOU, X. Y. ; PEREIRA, J. C. F.: Comparison of Four Combustion Models for Simulating the Premixed Combustion in Inert Porous Media. In: *Fire and Materials* 22 (1998), S. 187–197