

Numerische Simulationen in der Optimierung von Porenbrenneranwendungen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (DR.-ING.)

von der KIT-Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
genehmigte

DISSERTATION

von

Christoph Wieland, M.Sc.
aus Backnang

Tag der mündlichen Prüfung: 24.05.2023
Erstgutachter: Prof. Dr.-Ing. Dimosthenis Trimis
Zweitgutachter: Prof. Dr.-Ing. Dieter Stapf



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung - Nicht-kommerziell - Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz (CC BY-NC-SA 4.0):
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/deed.de>

Kurzfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mittels Modellierung und numerischer Simulation zwei extreme, diametral entgegengesetzte Modi der vorgemischten Verbrennung in Porenbrennern im Kontext realer technischer Anwendungen untersucht, um ein tieferes Verständnis über die Komplexität der wechselwirkenden Prozesse und über die Grenzen der technischen Anwendung zu erlangen.

Zum einen wurde am praktischen Beispiel einer Schwachgasverbrennung die vorgemischte Verbrennung stark vorgewärmter Edukte in einem ausgedehnten, volumetrischen porösen Medium mit möglichst geringer Wärmeauskopplung aus der Verbrennungszone analysiert. Anhand eines konkreten Forschungsprojekts wurden für ein Biogas und ein wasserstoffhaltiges Restgas die wesentlichen verbrennungstechnischen Einflussparameter bestimmt, die zur Einbindung einer Schwachgasverbrennung in ein komplexes Prozesskonzept nötig sind. Hierfür wurde in einer Betrachtung des thermodynamischen Gleichgewichts eine Evaluation der Betriebsparameter durchgeführt. Anschließend erfolgte unter Verwendung eines detaillierten chemischen Reaktionsmechanismus die quasi-zweidimensionale Simulation der Verbrennung im porösen Medium, bei der die effektive Flammengeschwindigkeit als charakteristischer Parameter ermittelt wurde. Für technisch relevante Betriebsparameter wurden weiterhin die sicherheitstechnisch relevanten Größen der Zündverzugszeit und der turbulenten Brenngeschwindigkeit beleuchtet, sowie die zu erwartenden Schadstoffemissionen bei Einbindung in ein technisches System betrachtet. In einem experimentellen Versuchsaufbau wurde die numerisch ermittelten Werte der effektiven Brenngeschwindigkeit validiert. Aus den Erkenntnissen zu möglichen Betriebsparametern und Grenzen der Technologie wurde für das konkrete Anwendungsbeispiel die Gestaltung eines Brennersystems abgeleitet.

Zum anderen wurde anhand eines Strahlungs-Porenbrenners das komplexe Wechselspiel von Phänomenen bei der vorgemischten Verbrennung eines konventionellen Brennstoffs in einem dünn-schichtigen porösen Medium unter starker Wärmeauskopplung durch Strahlung aus der Verbrennungszone untersucht. In dreidimensionalen Simulationen wurden für die Gasphase die physikalischen Phänomene von Wärme- und Stofftransport, sowie chemischer Reaktion aufgelöst. Die Wärmeleitung in der Feststoffphase wurde durch konjugierten Wärmeübergang und Festkörperstrahlung mit der Gasphase gekoppelt. Für die betrachteten porösen Strahlungskörper und Betriebsbedingungen ergaben sich axial stratifizierte Temperaturverteilungen, aus den netto emittierten Strahlungsflüssen wurde jeweils eine Strahlungseffizienz und eine effektive Strahlungstemperatur abgeleitet. Es konnte gezeigt werden, dass das Strahlungsspektrum der effektiven Strahlungstemperatur dem Strahlungsspektrum des mit stratifizierter Temperaturverteilung emittierenden porösen Körpers entsprach. Des Weiteren wurde gezeigt, dass die axiale Position dieser effektiven Strahlungstemperatur auf dem Temperaturprofil des Feststoffs einen leistungsunabhängigen, strukturspezifischen Parameter darstellte. In der Analyse der Phasengrenzfläche konnten spezifische Oberfläche und Wärmeflüsse mit der Geometrie des Strahlungskörpers verknüpft werden, hieraus wurden Adaptionen für die Gestaltung einer optimierten Geometrie abgeleitet, die insbesondere das Bereitstellen einer großen Wärmeaustauschfläche, sowie die Vermeidung von Verschattungseffekten betrafen.

Abstract

Within the scope of the present work, two extreme, diametrically opposed modes of premixed combustion in porous burners were investigated in the context of real technical applications by means of modelling and numerical simulation in order to gain a deeper understanding of the complexity of the interacting processes and of the limits of technical application.

On the one hand, the premixed combustion of strongly preheated reactants in an extended, volumetric porous medium with the lowest possible heat extraction from the combustion zone was analysed using the practical example of a lean gas combustion. On the basis of a concrete research project, for a biogas and a residual gas containing hydrogen the essential combustion parameters were determined, that are necessary for the integration of a lean gas combustion into a complex process concept. For this purpose, an evaluation of the operating parameters was carried out in a consideration of the thermodynamic equilibrium. Subsequently, quasi-two-dimensional simulations of the combustion within the porous medium was carried out using a detailed chemical reaction mechanism. From the results of these simulations the effective flame speed was determined as a characteristic parameter. For technically relevant operating parameters, the safety-relevant quantities of ignition delay time and turbulent burning speed were examined, as well as the pollutant emissions to be expected when integrated into a technical system. The numerically determined values of the effective flame speed were validated in an experimental test set-up. The design of a burner system for the application example was derived from the findings on possible operating parameters and limitations of the technology.

On the other hand, the complex interaction of phenomena during the premixed combustion of a conventional fuel in a thin-layered porous medium under strong heat extraction by radiation from the combustion zone was investigated using the example of a radiant porous burner. In three-dimensional simulations, the physical phenomena of heat and mass transport, as well as chemical reaction, were resolved for the gas phase. Heat conduction in the solid phase was coupled with the gas phase by conjugate heat transfer and solid radiation. Axially stratified temperature distributions were obtained for the porous radiating bodies and operating conditions considered, and a radiation efficiency as well as an effective radiation temperature were derived from the net emitted radiation fluxes in each case. It was shown that the radiation spectrum of the effective radiation temperature corresponded to the radiation spectrum of the porous body emitting with stratified temperature distribution. Furthermore, it was shown that the axial position of this effective radiation temperature on the temperature profile of the solid represented a power-independent, structure-specific parameter. In the analysis of the phase interface, specific surface area and heat fluxes could be linked to the geometry of the radiating body, from which potential adaptations for the design of an optimised geometry were derived, which concerned in particular the provision of a large heat exchange surface, as well as the avoidance of shadowing effects.

Danksagungen

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner knapp fünfjährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Engler-Bunte-Institut Teilinstitut Verbrennungstechnik des Karlsruher Institut für Technologie (KIT). Die vielen und vielfältigen Erfahrungen, die ich in dieser Zeit machen durfte haben mich nachhaltig geprägt und werden mir hoffentlich noch lange in lebendiger Erinnerung bleiben.

Mein erster Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Dimosthenis Trimis für das Vertrauen, die Freiheit und die Unterstützung in der Durchführung dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr.-Ing. Dieter Stapf danke ich herzlich für die Übernahme des Korreferats.

Unverzichtbare Beiträge im täglichen Arbeiten am Institut und der Entstehung dieser Arbeit leisteten auch all meine Arbeitskollegen. Dank gebührt unter anderem Peter Habisreuther für seine unerschöpfliche Quelle an Skripten, Christof Weis für die unermüdliche Bereitschaft zum kritischen Hinterfragen, Walter Pfeiffinger für die Pflege der IT, Patrica Pfeifle und Anika Wolf für die Verwaltung, Slawa Linker und Meinrad Berg für das Ermöglichen mechanischer Sonderwünsche, Mathias Kieslich für die Unterstützung in elektrischen Fragen, Sebastian Schulz für die kleinen Kaffeepausen, Manuel Gruber für die Erholung am Feierabend, und allen anderen für ihre großen und kleinen Beiträge, sowie die gute Zeit, die ich mit ihnen hatte. Ein besonderer Dank gebührt an dieser Stelle Petra Weinbrecht, die mich als fachliches Pendant begleitet hat und mit der ich all die Hochs und Tiefs der Promotionszeit geteilt habe. Nicht zu vergessen sind auch die Studenten, die ich betreuen durfte. Ihnen danke ich in der Reihenfolge ihres Erscheinens: Katharina Knapp, Sophie Dupont, Stefanie Baranowski, Sebastian Stein und Ludger Röhm.

Herzlicher Dank geht an Vera und meine Studienfreunde, durch Euch wurde Karlsruhe zu einer zweiten Heimat. Zu guter Letzt geht mein ganz besonderer Dank an meine Eltern und Familie für ihre ununterbrochene Unterstützung und die Möglichkeit, mein Leben nach meinen Interessen gestalten zu können.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
Abstract	iii
Danksagungen	v
Abkürzungen und Symbole	xi
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Zielsetzung und Struktur der Arbeit	4
2 Theoretische Grundlagen und Stand der Technik	7
2.1 Einführung in die Porenbrennertechnologie	7
2.1.1 Flammenstruktur im porösen Medium	8
2.1.2 Flammenstabilisierung in Porenbrennern	11
2.1.3 Materialien und Herstellung von Porenkörpern	14
2.1.4 Charakterisierung poröser Medien	16
2.1.5 Technologische Besonderheiten	17
2.2 Wärmestrahlung	18
2.2.1 Emission von Strahlung	19
2.2.2 Einfallende Strahlung	21
2.2.3 Richtungsverteilung von Strahlung	22
2.2.4 Gasstrahlung	23
2.2.5 Streuung	25
2.3 Numerische Modellierung reaktiver Strömung in porösen inerten Medien	25
2.3.1 Grundgleichungen	26

2.3.2	Umsetzung und Abstraktionsebenen	27
2.3.2.1	Modellierungen mit aufgelöstem Porenkörper	31
2.3.2.2	Volumengemittelte Modellierungen mit zwei Phasen	33
2.3.2.3	Modellierung durch eine Mischphase	37
2.3.3	Alternativer Simulationsansatz über die kinetische Gastheorie	37
2.4	Fazit zum Stand der Technik	40
3	Analyse des Verbrennungsvorgangs in einem volumetrischen porösen Medium zur Verbrennung von Schwachgasen	41
3.1	Hintergrund und Anforderungen	42
3.1.1	Schwachgase und ihre verbrennungstechnischen Besonderheiten	42
3.1.2	Forschungsprojekt, vor dessen Hintergrund die Untersuchungen stattfanden	44
3.2	Analyse des Verbrennungsvorgangs	48
3.2.1	Ermittlung der Betriebsparameter	48
3.2.2	Bestimmung der effektiven Flammgeschwindigkeit	51
3.2.3	Zündverzugszeit und turbulente Flammgeschwindigkeit	56
3.2.4	Emissionsverhalten	60
3.3	Technische Umsetzung	65
3.3.1	Konzept und erste Auslegung	66
3.3.2	Optimierung der Brennergestaltung	67
3.3.3	Problematik Druckverlust	67
3.3.4	Veränderung des Porösen Mediums	69
3.3.5	Betrachtung des Flammenrückschlags	71
3.3.6	Gestaltung des Mischsystems	71
3.4	Zusammenfassung der theoretischen Untersuchungen zur Schwachgasverbrennung	74
4	Experimentelle Validierung des Schwachgasbrenners	77
4.1	Experimentelle Validierung	77
4.2	Einsatz des Schwachgasbrenners im Realbetrieb	84

4.3	Zusammenfassung der Validierung	86
5	Detaillierte numerische Simulation eines Strahlungsbrenners	89
5.1	Geometrische Konfigurationen und betrachtete Strukturen	90
5.2	Aufbau des Numerischen Modells	94
5.2.1	Rechengitter	94
5.2.2	Physikalische Modellierung	94
5.3	Simulationsergebnisse	103
5.3.1	Vorbetrachtung zum laminaren Strömungsmodell	103
5.3.2	Betrachtung der ausgekoppelten Wärmestrahlung	104
5.3.2.1	Strahlungseffizienz	105
5.3.2.2	Effektive Strahlungstemperatur	107
5.3.2.3	Spektrale Betrachtung der Wärmestrahlung	109
5.3.3	Betrachtung von Temperatur- und Speziesfeldern	112
5.3.4	Betrachtung der Phasengrenzfläche	117
5.4	Rückschlüsse für die Optimierung von Strahlungs-Porenbrennern	123
5.4.1	Fazit zur Analyse des Strahlungs-Porenbrenners	128
6	Zusammenfassung und Ausblick	129
6.1	Ausblick auf weiterführende Arbeiten	132
7	Summary	133
A	Ergänzende Angaben zur eindimensionalen Simulation der Verbrennung im porösen Medium	137
B	Herleitung zur Abschätzung des Druckverlusts im porösen Medium	139
C	Ergänzende Informationen zur detaillierten Simulation der Strahlungsbrenner	141
	Abbildungsverzeichnis	143
	Tabellenverzeichnis	147
	Literaturverzeichnis	149

Abkürzungen und Symbole

Abkürzungen

OSR	Oxidative Steam Reformer
PSA	Pressure Swing Absorption
Si – SiC	Silizium-infiltriertes Siliziumkarbid
WGS	Water Gas Shift

Konstanten

c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $299\,792\,458\text{ m s}^{-1}$
C_1	Konstante 1 im Planck-Gesetz: $3,7418 \times 10^{-16}\text{ W m}^2$
C_2	Konstante 2 im Planck-Gesetz: $14,388\text{ }\mu\text{m K}$
h_P	Planck'sches Wirkungsquantum: $6,626\,176\,1 \times 10^{-34}\text{ J s}$
k_B	Boltzmann-Konstante: $1,380\,662\,1 \times 10^{-23}\text{ J K}^{-1}$
\mathbb{R}	universelle Gaskonstante: $8,314\text{ J K}^{-1}\text{ mol}^{-1}$
π	Kreiszahl Pi: $3,14159\dots$
σ_{SB}	Stefan-Boltzmann Konstante: $5,671 \times 10^{-8}\text{ W/m}^2/\text{K}^4$

Lateinische Symbole und Variablen

Symbol	Einheit	Bezeichnung
a	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Temperaturleitzahl
a	–	Polynomkoeffizient
A	m^2	(Querschnitts-)Fläche
A_I	m^2	Phasengrenzfläche
A_l	–	Streufaktor
A_S	m^2	Querschnittsfläche des Schnitts
A_S	–	Sutherland Korrelationskoeffizient
A_v	$\text{m}^2 \text{m}^{-3}$	spezifische Oberfläche
c_p	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	spezifische Wärmekapazität
C	–	konstanter Parameter
d	m	Durchmesser
δx	m	Flammendicke
D	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Diffusionskoeffizient
D	m	Strömungsdurchmesser
e	J m^{-3}	innere Energie
\dot{e}	W m^{-2}	Strahlungsflussdichte
\dot{e}'	$\text{W/m}^2/\text{sr}$	Richtungsstärke der Strahlung
f	–	Partikel-Verteilungsfunktion
h	J kg^{-1}	spezifische Enthalpie
h	W m^{-2}	Wärmeübergangskoeffizient
H_u	MJ m^{-3}	unterer Heizwert
H_v	W m^{-3}	volumetrischer Wärmeübergangskoeff.
\hat{I}	–	Einheitstensor
I_s	–	Grad der Ungemischtheit
I_t	–	Turbulenzintensität
i	$\text{W m}^{-2} \text{m}^{-1}$	spektrale Strahlungsflussdichte
i'	$\text{W m}^{-2} \text{m}^{-1}$	gerichtete spektr. Strahlungsflussdichte
J	N s	Impuls
k	–	Geschwindigkeitskoeffizient

k	m^{-1}	linearer Absorptionskoeffizient
k_1	m^2	1. Druckverlustkonstante
k_2	m	2. Druckverlustkonstante
K_{ax}	–	Parameter für axiale Dispersion
L_t	m	Längenmaß der Turbulenz
m	–	konstanter Parameter
m	kg	Masse
M	kg mol^{-1}	molare Masse
\hat{n}	–	Normalenvektor
N_u	–	Anzahl
Nu	–	Nusselt-Zahl
Nu_v	–	volumetrische Nusselt-Zahl
p	N m^{-2}	Druck
P_A	W m^{-2}	spezifische Leistung
Pe	–	Peclét-Zahl
Pr	–	Prantl-Zahl
\dot{Q}	W	Wärmestrom
Q_w	W m^{-3}	Wand-Wärmeverlust
\dot{q}_r	W m^{-2}	Strahlungswärmestromdichte
\dot{q}_s	W m^{-3}	Quellterm für Wärme
R	$\text{mol m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Reaktionsrate
r_w	–	Punkt auf der Regionsgrenze
Re	–	Reynolds-Zahl
\hat{s}	–	Einheits-Richtungsvektor
S_{eff}	m s^{-1}	effektive Flammengeschwindigkeit
S_L	m s^{-1}	laminare Flammengeschwindigkeit
S_t	m s^{-1}	turbulente Flammengeschwindigkeit
t	s	Zeit
t_{vwz}	s	Verweilzeit
t_{ZVZ}	s	Zündverzugszeit
T	K	Temperatur
T_0	K	Ausgangstemperatur
T_{ad}	K	adiabate Verbrennungstemperatur

T_G	K	Gastemperatur
T_I	K	Zündtemperatur
T_S	K	Feststofftemperatur
T_S	–	Sutherland Korrelationskoeffizient
T_V	K	Verbrennungstemperatur
\dot{V}	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	Volumenstrom
\vec{v}	m s^{-1}	Geschwindigkeitsvektor
u	m s^{-1}	Geschwindigkeit
u'	m s^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit
w	–	Streualbedo
w_i	–	Gewichtungsfaktor DOM
x	m	Ortskoordinate
x_F	m	Flammenposition
y	m	Ortskoordinate
Y	kg kg^{-1}	Massenbruch
z	m	Ortskoordinate

Griechische Symbole und Variablen

Symbol	Einheit	Bezeichnung
α	–	Absorptivität
α	deg	Winkel
β	m^{-1}	Extinktionskoeffizient
β_i	–	Temperaturrexponent
ϵ	–	Emissivität
ε	–	Porosität
κ	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
λ	–	Luftzahl
λ	m	Wellenlänge
μ	Pa s	dynamische Viskosität
ξ	–	Richtungsvektor
ρ	–	Reflektivität
ρ	kg m^{-3}	Dichte
σ_S	m^{-1}	Streukoeffizient
τ	–	Transmissivität
τ_c	–	chemisches Zeitmaß
φ	rad	Polarwinkel (Kugelkoordinaten)
Φ	–	Dissipationsfunktion
Φ	–	Phasenfunktion der Streuung
ψ	rad	Azimutwinkel (Kugelkoordinaten)
ψ	–	Platzhalter für eine Größe
$\Delta\Omega$	sr	Raumwinkelelement
Ω	–	Kollisionsoperator
η_{rad}	–	Strahlungseffizienz
ν	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	kinematische Viskosität
ν	–	Stöchiometrikoeffizient

Allgemeine Tiefindizes

0	Ausgangswert
b	Schwarzkörper (black body)
BG	Biogas
f	Fluidphase
g	Gasphase
ein	am Einlass
$krit$	Grenzwert
K	Platzhalter für chemische Spezies
SK	poröser Strahlungskörper
r, rad	Strahlungsbezogene Größe (radiative)
RG	Restgas
s	Feststoffphase (solid)
FS	Flammensperre
v	volumetrischer Wert
λ	spektrale Größe

Allgemeine Hochindizes

eff	effektive Größe
eq	Gleichgewichtswert
m	molekulare Größe

1 Einleitung und Motivation

Als Porenbrenner wird eine Klasse von Brennern bezeichnet, bei denen die Verbrennung eines gasförmigen Gemisches während der Durchströmung einer offenen porigen Festkörpermatrix stattfindet. Diese relativ neue Technologie wird seit den 1980-er Jahren intensiver erforscht [73] und zeichnet sich durch einen intensiven Wärmeaustausch zwischen der reagierenden Gasphase und der ortsfesten, inerten Feststoffphase aus. Aus den effektiven Wärmetransporteigenschaften des Feststoffs ergeben sich rezirkulierende und auskoppelnde Wärmeströme, die sich gezielt beeinflussen lassen. Dadurch können bestimmte Charakteristika der Verbrennungsführung erreicht werden, zum Beispiel super-adiabate Flammentemperaturen (im Englischen 'excess enthalpy combustion' [71]) oder stark sub-adiabate Temperaturprofile. Diese Variabilität erlaubt die Umsetzung unterschiedlicher Szenarien von der Verbrennung hochkalorischer Gase bei niedrigen Temperaturen bis hin zur stabilen Verbrennung von niederkalorischen Gasen an der Grenze der Entflammbarkeit.

Die technische Realisierung von Porenbrennern erfordert den Einsatz thermisch hoch belasteter offenporiger Feststoffstrukturen, die in der Regel auf keramischen Werkstoffen basieren. In den letzten Jahren zeigte sich ein signifikanter Fortschritt in den verfügbaren Herstellungsverfahren, so besteht inzwischen über additive Fertigungsverfahren oder die Kombination aus additiven und konventionellen Methoden eine große Formfreiheit in der geometrischen Gestaltung realisierbarer poröser Strukturen. Durch diese Gestaltungsfreiheit ergeben sich auch neue Möglichkeiten in der Anpassung der Porenbrennertechnologie auf die Anforderungen des jeweiligen Einsatzzwecks.

Wie solche Anpassungen der porösen Geometrie auf eine bestimmte Anwendung zu vollziehen sind, ist nicht direkt ersichtlich. Zwar lassen sich grobe Abschätzungen treffen, in welcher Weise bereits vorhandene Geometrien verändert werden müssten, um einer gewissen Aufgabe gerechter zu werden, jedoch sind die Prozesse innerhalb eines Porenbrenners durch derart komplexe Wechselwirkungen verknüpft, dass die tatsächlichen Auswirkung einer Geometrieanpassung nur schwerlich vorausgesagt werden können. Rein experimentelle Untersuchungen sind durch eine limitierte optische Zugänglichkeit des Systems und die komplexe Verknüpfung der Prozesse lediglich in begrenztem Umfang dazu geeignet, detaillierte Erkenntnisse über den Einfluss der geometrischen Struktur des Porenkörpers zu erlangen. Aus diesem Grund ist eine Aufschlüsselung der Prozesse durch numerische Simulation und Modelle mit einem hohen Detaillierungsgrad notwendig, um ein tieferes Verständnis über die Komplexität der Prozesse zu erlangen und damit letztlich die Anpassung der Porenbrennertechnologie auf den jeweiligen Anwendungsfall wissenschaftlich vorzunehmen zu können. Hieraus ergab sich die Motivation für die vorliegende Arbeit, mit Hilfe von Modellierung und numerischer Simulation mögliche Konzepte, Lösungsansätze und Geometrieanpassungen der porösen Materialien zu untersuchen, deren Effekte zu beobachten und mögliche Konfigurationen für unterschiedliche Anwendungen abzuleiten. Für diese Untersuchungen wurden zwei Beispiele ausgewählt, die entgegengesetzte Extrema in der Verbrennungsführung darstellen.

Im ersten Beispiel wird der Fall der sicheren Verbrennung von niederkalorischen Gasen betrachtet. Hier besteht das Bestreben, im Verbrennungsprozess möglichst wenig Wärme zu verlieren, nach Möglichkeit werden hier super-adiabate Verbrennungstemperaturen angestrebt oder es wird mit einer äußeren Wärmerecuperation für eine Vorwärmung der Edukte gearbeitet. Hieraus ergeben sich Herausforderungen in der Flammenstabilisierung bei hohen Vorwärmtemperaturen, im Umgang mit schwankenden Heizwerten des Brenngases und in der Modulation der Brennerleistung. Um die interne Wärmereizirkulation zu fördern und die Wärmeauskopplung aus der Verbrennungszone gering zu halten, wird eine poröse Struktur mit großer Ausdehnung in Strömungsrichtung eingesetzt.

Das zweite Beispiel fokussiert sich auf den Fall eines Brenners für konventionelle Brenngase, der als Strahlungsquelle verwendet werden soll. Hier wird beabsichtigt, einen möglichst hohen Anteil der freigesetzten Wärme direkt in Form von Strahlung auszukoppeln. Dafür werden vergleichsweise dünne Strukturen eingesetzt, die eine Emission von Wärmestrahlung aus der Zone höchster Temperaturen erlauben. Die Herausforderung in der Gestaltung solcher Strukturen liegt in der Komplexität der simultan und gekoppelt ablaufenden Prozesse von Strömung, Wärmefreisetzung und Wärmetransport durch verschiedene Mechanismen.

Beide Beispiele wurden anhand von realen Prozessanforderungen für technische Systeme untersucht, die im Rahmen von geförderten Forschungsvorhaben realisiert wurden. Das von der Europäischen Union geförderte Forschungsprojekt BioRobur^{plus} (Advanced direct biogas fuel processor for robust and cost-effective decentralised hydrogen production) [57] ist der dezentralen Produktion von Wasserstoff aus Biogas durch oxidative Dampfreformierung gewidmet mit dem Ziel der Errichtung und des Betriebs einer Demonstrationsanlage im technisch relevanten Umfeld. Im Rahmen des Prozesses, der in Kapitel 3 näher erläutert wird, fällt bei der Regeneration einer Druck-Wechsel-Adsorption ein niederkalorisches Gas (Schwachgas) an. Dieses Schwachgas wird energetisch verwertet durch eine Verbrennung und anschließende Einkopplung der freigesetzten Wärme in den Prozess. Die stabile Verbrennung des Schwachgases ohne zusätzliche Stützfeuerung stellt aufgrund seiner Zusammensetzung und der Rahmenbedingungen des Gesamtprozesses eine technische Herausforderung dar, die durch Entwicklung der Porenbrennertechnologie adressiert wird. Im Europäischen Forschungsvorhaben ECCO (Energy Efficient Coil Coating Process) [1] wird ein neuartiges Ofenkonzept für das kontinuierliche Trocknen und Vernetzen von Lacken auf Stahlbändern (coil coating) entwickelt und demonstriert. Kern des Konzepts ist die räumliche Trennung der Brenneratmosphäre von den beschichteten Stahlbändern und der diese umgebenden lösemittelhaltigen Atmosphäre. Die Trennung der beiden Atmosphären erfolgt durch ein transparentes Material, wodurch der Wärmeeintrag auf das beschichtete Stahlband vorwiegend über Wärmestrahlung erfolgt. Eine erhöhte Auskopplung von Strahlungswärme aus dem Brenner schlägt sich somit in der Effizienz des Gesamtprozesses nieder. Mit Erdgas betriebene

Poren-Strahlungsbrenner sind bereits heute bei der konventionellen Beschichtung von Stahlbändern im Einsatz, für die Anwendung im neuen Ofenkonzept ergibt sich der Bedarf nach Porenbrennern mit maximierter Strahlungsleistung.

1.1 Zielsetzung und Struktur der Arbeit

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll durch Modellierung und numerische Simulation ein tieferes Verständnis über die komplex verknüpften Prozesse bei der Verbrennung in porösen Medien, sowie die Grenzen möglicher Anwendungen erlangt werden. Hierfür werden zwei diametral unterschiedliche Porenbrennersysteme im Kontext realer technischer Anwendungen betrachtet. Zum einen wird die vorgemischte Verbrennung eines Schwachgases in einem volumetrischen Porenbrenner bei starker Vorwärmung der Edukte untersucht. Aus den Erkenntnissen zu möglichen Betriebsparametern und Grenzen der Technologie lässt sich die Gestaltung eines Brennersystems ableiten. Zum anderen wird ein mit konventionellem Brennstoff betriebener Brenner mit Blick auf eine möglichst starke Auskopplung von Wärmestrahlung untersucht. Die numerische Simulation eines detailliert aufgelösten Modells bietet tiefe Einblicke in die komplexen Vorgänge im Inneren des Strahlungsbrenners und erlaubt damit Rückschlüsse für eine optimierte Gestaltung der Porenstruktur.

Die Arbeit ist in folgende Hauptabschnitte gegliedert:

Kapitel 1 bietet eine allgemeine Einführung in das Thema der vorliegenden Arbeit und gibt einen Überblick über deren Hintergrund und Zielsetzung.

Kapitel 2 führt ein in die Grundlagen und den Stand der Technik zur Verbrennung in porösen Medien, zum Wärmetransport durch elektromagnetische Strahlung und zur numerischen Simulation reaktiver Strömungen in porösen inerten Medien.

In Kapitel 3 wird zunächst der verfahrenstechnische Prozess erläutert, aus dem sich die Anforderungen für den untersuchten Schwachgasbrenner ergeben. Im weiteren Verlauf werden mit Hilfe von Modellen und numerischen Simulationen

Erkenntnisse über mögliche Betriebsbedingungen und die Einflüsse von Gestaltungsparametern gewonnen.

Kapitel 4 zeigt die experimentellen Untersuchungen des Schwachgasbrenners. Hier werden Erkenntnisse aus den in Kapitel 3 erfolgten theoretischen Betrachtungen validiert.

In Kapitel 5 werden detaillierte numerische Simulationen eines Strahlungsbrenners vorgestellt. Durch den Vergleich unterschiedlicher geometrischer Strukturen und unterschiedlicher Brennerleistungen werden entscheidende Mechanismen innerhalb der komplexen Abhängigkeiten aufgezeigt.

Kapitel 6 bietet eine Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit, sowie einen Ausblick auf mögliche weiterführende Arbeiten.

2 Theoretische Grundlagen und Stand der Technik

Dieses Kapitel fasst den theoretischen Hintergrund zusammen, der zum Verständnis der weiteren Arbeit benötigt wird. Im ersten Abschnitt wird auf die Besonderheiten der Verbrennung in porösen Medien eingegangen. Der zweite Abschnitt widmet sich der Wärmeübertragung durch Strahlung und im dritten Abschnitt werden unterschiedliche Abstraktionsgrade für die numerische Modellierung der Verbrennung in porösen Medien erläutert.

2.1 Einführung in die Porenbrennertechnologie

Kern der Porenbrennertechnologie ist die vorgemischte Verbrennung eines gasförmigen Brennstoff-Luft-Gemisches im Inneren einer porösen Festkörperstruktur. Durch ihre räumliche Nähe treten die beiden Phasen in Wechselwirkung, welche sich insbesondere im intensiven Wärmeaustausch zwischen Gas- und Feststoffphase zeigt. Infolge des Wärmeaustauschs resultiert zum einen ein erheblicher Wärmetransport, der das Temperaturprofil der Gasphase beeinflusst, welches sich auf die lokale Reaktionsgeschwindigkeit und damit auf die beobachtete Flammengeschwindigkeit auswirkt. Zum anderen resultiert aus dem Feststoff mit lokalen Temperaturen im Bereich der Flammentemperatur das Potential, Wärme in Form von elektromagnetischer Strahlung direkt aus der Verbrennungszone auszukoppeln, was in freien Flammen nicht ohne Weiteres zu realisieren ist.

Mit der Ausgestaltung eines Porenbrenners lassen sich Grad und Verhältnisse von Wärmerückführung und Wärmeauskopplung beeinflussen und an die gewünschte Verbrennungsführung anpassen.

2.1.1 Flammenstruktur im porösen Medium

Der Verbrennungsprozess ist Ergebnis einer komplexen Wechselwirkung von Wärme- und Stofftransportvorgängen, sowie chemischer Reaktionen. Zur Beschreibung der Flammenstruktur in porösen Medien wird zunächst vom Modell einer frei brennenden, laminaren vorgemischten Flamme ausgegangen. Hierfür beschreibt die thermische Theorie von Mallard und LeChatelier [42] die laminare Flammengeschwindigkeit S_L als Funktion von Wärmeleitfähigkeit κ , Wärmekapazität c_p , Dichte ρ und Reaktionsrate R . Die weiteren Einflussgrößen dieser Theorie sind die Starttemperatur T_0 , die Zündtemperatur T_I , sowie Verbrennungstemperatur T_V .

$$S_L = \left[\frac{\kappa}{c_p \cdot \rho} \cdot \frac{(T_V - T_I) R}{(T_I - T_0) \rho} \right]^{0.5} \quad (2.1)$$

Mit Definition der Temperaturleitzahl $a = \kappa / (c_p \cdot \rho)$ ergibt sich für die laminare Flammengeschwindigkeit also eine Proportionalität zur Quadratwurzel aus Temperaturleitzahl und Reaktionsrate.

$$S_L \propto \left[a \cdot \frac{R}{\rho} \right]^{0.5} \quad (2.2)$$

Die Flammendicke δx lässt sich aus Flammengeschwindigkeit, Reaktionsrate und Dichte abschätzen und in Kombination mit Gleichung (2.2) ergibt sich eine Proportionalität zur Temperaturleitzahl und der inversen Flammengeschwindigkeit.

$$\delta x = \frac{\rho \cdot S_L}{R} \propto \left(\frac{a}{S_L} \right) \quad (2.3)$$

Ausführliche Erläuterungen zum Modell der laminaren Flamme, sowie weiteren Grundlagen der Verbrennungstechnik finden sich in einschlägigen Lehrbüchern [27, 82].

Im Porenbrenner werden durch die Präsenz des porösen Festkörpers die Wärme-flüsse gegenüber der frei brennenden Flamme beeinflusst, Abbildung 2.1 skizziert schematisch den Wärmetransport durch die poröse Struktur. Das kalte, vorge-mischte Frischgas strömt durch die warme Feststoffmatrix und wird durch diese aufgewärmt. Nach Erreichen der Zündtemperatur findet die Wärmefreisetzung durch Verbrennung in der Gasphase statt. Im weiteren Strömungsverlauf findet ein Wärmeübergang vom nun heißen Gas auf den Festkörper statt. Die Wärmeleitfähigkeit der ortsfesten Feststoffmatrix ist deutlich größer als diejenige der bewegten Gasphase $\kappa_s \gg \kappa_g$; hinzu kommt der Wärmetransport durch Strahlungsaustausch zwischen Oberflächenelementen des porösen Feststoffs. Damit ergibt sich im Porenbrenner eine effektive Wärmeleitfähigkeit, die oberhalb derer einer reinen Gasphase liegt und somit eine Wärmerückführung entgegen der Strömungsrichtung begünstigt. Durch das Erwärmen des Feststoffs auf Temperaturen in der Größenordnung der Flammentemperatur spielt die Festkörperstrahlung eine bedeutende Rolle im Wärmetransport. Die Oberfläche der porösen Struktur steht dabei nicht nur mit sich selbst im Strahlungsaustausch, sondern auch mit der Umgebung. Insbesondere am Auslass der porösen Struktur findet aufgrund der dort hohen Temperaturen eine Abstrahlung von Wärme durch den Feststoff statt. Diese Auskopplung stellt eine Wärmesenke dar und beeinflusst die gekoppelten Temperaturprofile von Feststoff- und Gasphase.

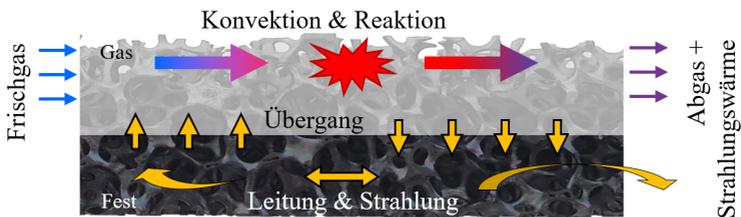


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Wärmetransportmechanismen bei der Verbrennung in porösen inerten Medien

In einer Betrachtung des Porenbrenners nach der thermischen Theorie von Mallard und LeChatelier lässt sich die effektive Wärmeleitfähigkeit des Systems als Manipulation der Temperaturleitzahl auffassen, damit ergibt sich nach Gleichung (2.2) eine erhöhte effektive Flammengeschwindigkeit S_{eff} gegenüber einer freien laminaren Flamme. Durch eine starke Wärmerückführung lässt sich das Temperaturniveau der Verbrennungszone anheben, so dass lokal Temperaturen oberhalb der adiabaten Flammentemperatur erreicht werden können. Eine starke Wärmeauskopplung aus der Verbrennungszone hingegen führt zu einer Absenkung des Temperaturniveaus. Die Temperatur hat wiederum direkten Einfluss auf die Reaktionsrate und damit nach Gleichung (2.1) oder (2.2) auch auf die Flammengeschwindigkeit.

Die Flammendicke nimmt in einer freien Flamme nach der Proportionalität in Gleichung (2.3) bei steigender Flammengeschwindigkeit ab. Wird diese gesteigerte Flammengeschwindigkeit jedoch wie im Porenbrenner durch eine erhöhte Wärmeleitzahl hervorgerufen, so ist aufgrund von Gleichung (2.2) mit einer ausgedehnten Flammendicke zu rechnen.

Ein Effekt, welcher in der Betrachtung durch die thermische Theorie nicht berücksichtigt wird, ist die Störung des Strömungsfeldes durch den porösen Festkörper. Durch vielfaches Umlenken, Teilen und Wiedervereinigen bilden sich Stromlinien unterschiedlicher Länge, was zu einer Vermischung entlang der Hauptströmungsrichtung führt. Diese auch als axiale Dispersion bezeichnete Vermischung ist stark abhängig von der Gestalt der Festkörpermatrix und dem Strömungszustand der Gasphase, daher kann an dieser Stelle lediglich festgestellt werden, dass die Dispersion durch thermische und stoffliche Rückvermischung tendenziell zu einer erhöhten Flammengeschwindigkeit beiträgt.

Abbildung 2.2 zeigt schematisch die aus den aufgeführten Transportmechanismen resultierenden Temperaturprofile für die Gas- und Feststoffphase. Dabei liegt die Feststofftemperatur in der Vorheizzone über der Gasphasentemperatur. Nach Erreichen der Zündtemperatur nimmt die Gasphasentemperatur stark zu, überschreitet die Temperatur der Feststoffphase und erreicht einen Maximalwert, nach dem die Gasphasentemperatur wieder abnimmt und sich der weiter

ansteigenden Feststofftemperatur annähert. Zum Auslass hin sinkt die Temperatur der Feststoffphase durch Abstrahlung an die Umgebung wiederum ab, durch einen entsprechenden Wärmeübergang vom Gas auf den Feststoff ergibt sich ebenso ein Absinken der Gasphasentemperatur. Die Verhältnisse von Vorwärmzone, Flammenfront und Abstrahlzone können sich je nach Brennererauslegung stark unterscheiden. Durch die starke Wärmerückführung sind auch Konfigurationen möglich, in denen das Maximum der Gastemperatur oberhalb der adiabaten Flammentemperatur liegt [22, 71].

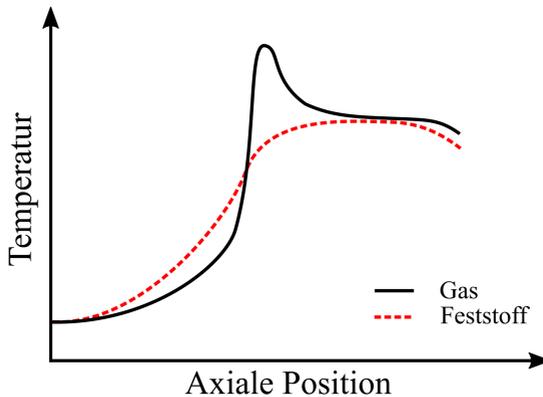


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Temperaturprofile für Gas- und Feststoffphase bei der Verbrennung in einem porösen inerten Medium, adaptiert nach [76]

2.1.2 Flammenstabilisierung in Porenbrennern

Zur Anwendung in technischen Systemen muss die Flamme an einem definierten Ort stabilisiert werden, wofür bei der Verbrennung in porösen Medien mehrere Methoden zur Verfügung stehen: Die kinematische Stabilisierung erfolgt durch Anpassung der Strömungsgeschwindigkeit an die effektive Flammengeschwindigkeit, des Weiteren bestehen die Möglichkeiten zur Stabilisierung durch

thermisches Quenchen oder eines Betriebs mit wandernden Wärmefronten und alternierender Strömungsrichtung.

Die thermische Methode basiert auf dem Verlöschen der Flamme, wenn mehr Wärme durch den Feststoff abgeführt wird, als für die Aufrechterhaltung der Verbrennung zulässig ist. Die modifizierte Péclet-Zahl in Gleichung (2.4) stellt ein Verhältnis aus Wärmeproduktion durch Verbrennung und Wärmeabfuhr über den Feststoff dar. Mit der Annahme $\kappa_s \gg \kappa_g$ wird in (2.4) der limitierende Wärmetransport durch die Gasphase bis zum Feststoff eingesetzt. Als Maß der Wärmeproduktion wird die laminare Flammgeschwindigkeit S_L verwendet und die charakteristische Länge wird durch den Porendurchmesser d_p beschrieben. Die Temperaturleitzahl des Gases a_g setzt sich aus den gasbezogenen Stoffwerten Dichte ρ_g , Wärmekapazität $c_{p,g}$ und Wärmeleitfähigkeit κ_g zusammen.

$$Pe = \frac{S_L \cdot d_p \cdot \rho_g \cdot c_{p,g}}{\kappa_g} = \frac{S_L \cdot d_p}{a_g} \quad (2.4)$$

Babkin [6] führte Experimente zur Flammenausbreitung in kalten Kugelschüttungen durch und ermittelte eine kritische Péclet Zahl von $Pe_{krit} = 65$. Für größere Werte ist die Verbrennung im porösen Medium möglich, bei kleineren Werten verlöscht die Flamme. Ausführliche Untersuchungen zur thermischen Stabilisierung finden sich in den Arbeiten von Trimis [72] bzw. Trimis und Durst [73]. Die für Gleichung (2.4) zugrundeliegende Betrachtung basiert auf einer Flammenausbreitung, die überwiegend durch den Wärmetransport dominiert wird. Für Fälle, in denen die Flammenausbreitung aufgrund hoher Diffusionskoeffizienten vom Stofftransport dominiert wird ($Le \ll 1$), ist die beschriebene Betrachtung nicht mehr korrekt. Eine Möglichkeit, diese Fälle dennoch mit Gleichung (2.4) zu erfassen ist die Verwendung deutlich kleinerer Werte für Pe_{krit} , wie von Trimis und Wawrzinek [83] in systematischen Untersuchungen zu Brennstoffen hoher Diffusivität gezeigt. Die technische Umsetzung der thermischen Flammenstabilisierung erfolgt wie in Abbildung 2.3 links gezeigt durch ein System aus zwei porösen Strukturen, die sich insbesondere im Porendurchmesser unterscheiden. Die Verbrennung findet in einer grobporigen Schicht mit $Pe > Pe_{krit}$ statt. Eine

stromaufwärts gelegene, feinporige Schicht mit $Pe < Pe_{krit}$ dient als Flammensperre, die Flammenfront stabilisiert sich am Übergang zwischen den beiden porösen Schichten.

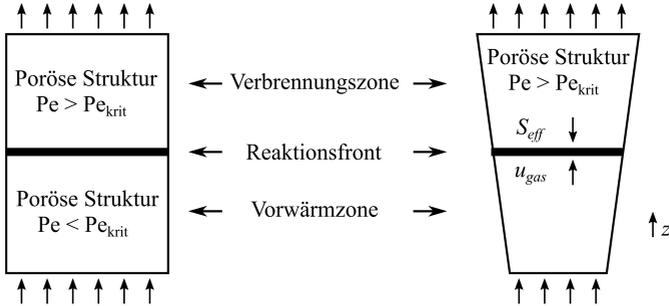


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Flammenstabilisierung in Porenbrennern: Stabilisierung durch thermisches Quenchen (links) und Stabilisierung durch kinematisches Gleichgewicht (rechts) [78]

Für die Methode der kinematischen Stabilisierung wird ein kinematisches Gleichgewicht zwischen Strömungsgeschwindigkeit u und effektiver Brenngeschwindigkeit S_{eff} ausgenutzt. Abbildung 2.3 rechts stellt einen Porenkörper mit $Pe > Pe_{krit}$ dar, der entlang der Strömungsachse z einen zunehmenden Querschnitt $A(z)$ aufweist. Damit ergibt sich aus dem Massenstrom \dot{m} für eine konstante Dichte des Gases ρ_g nach Gleichung (2.5) eine entlang der Strömungsachse abnehmende Gasgeschwindigkeit u . Die makroskopische Porosität ε ist eine Eigenschaft der porösen Struktur und ergibt sich als Verhältnis aus dem zugänglichen Hohlraumvolumen und dem Gesamtvolumen.

$$u(z) = \frac{\dot{m}}{A(z) \cdot \varepsilon \cdot \rho_g} \quad (2.5)$$

Die Flammengeschwindigkeit kann in einer freien Flamme als Relativgeschwindigkeit zwischen Frischgas und Flammenfront gesehen werden. Im porösen Medium muss diese Betrachtung um die thermisch puffernde Wirkung des Feststoffs

erweitert werden. Während in der freien Flamme das Reaktionsgebiet mit der Differenz aus Flammengeschwindigkeit und Gasgeschwindigkeit ausgetragen wird, erfolgt die Bewegung der Flammenfront im porösen Medium deutlich langsamer, wobei das Verhältnis der Wärmekapazitäten von Gas- und Feststoffphase eine wichtige Rolle spielt. Liegt die Gasgeschwindigkeit $u(z)$ über der effektiven Flammengeschwindigkeit S_{eff} , so wird die Flammenfront dementsprechend langsam stromabwärts getragen. Umgekehrt wandert die Flammenfront bei zu kleiner lokaler Gasgeschwindigkeit langsam stromaufwärts. Eine stationäre Stabilisierung ergibt sich für den Querschnitt, an dem das Gleichgewicht $u(z) = S_{eff}$ herrscht.

Für die Flammenstabilisierung mit wandernden Wärmefronten wird kein stationärer Betrieb angestrebt, sondern eine in der Regel stromabwärts bewegte Flammenfront, die super-adiabate Flammentemperaturen begünstigt. Vor dem Austragen der Flamme aus dem porösen Medium wird die Richtung der Durchströmung des porösen Mediums umgekehrt und so ein quasi-stationärer Betrieb erreicht.

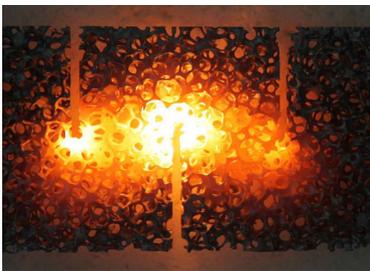
2.1.3 Materialien und Herstellung von Porenkörpern

Die Anforderungen an einen Porenkörper für den Einsatz im Porenbrenner umfassen insbesondere die thermische, chemische und mechanische Beständigkeit bei hohen Temperaturen in oxidativer Atmosphäre, sowie die Beständigkeit bei hohen örtlichen und zeitlichen Temperaturgradienten. Chemische und thermische Beständigkeit finden sich besonders bei keramischen Werkstoffen wie Siliziumcarbid (SiC), Aluminiumoxid (Al_2O_3) und Zirkonoxid (ZrO_2). Eine vorteilhafte Kombination von Materialeigenschaften für den Einsatz als Porenkörper zeigt Silizium-infiltriertes Siliziumkarbid (Si-SiC) mit einer geringen thermischen Ausdehnung und hohen Wärmeleitfähigkeit. Diese Eigenschaften tragen zur mechanischen Stabilität bei thermischen Schocks bei, also steilen räumlichen Temperaturgradienten, wie sie in Folge eines schnellen transienten Prozesses wie dem Einschaltvorgang eines Brenners auftreten [19].

Breite Anwendung als Porenkörper finden offenporige keramische Schaumstrukturen, deren Herstellung meist nach dem 1963 von Schwartzwalder patentierten

Replikationsverfahren [66] erfolgt [64]. Dabei wird eine organische offenporige Struktur mit einer Keramiksuspension benetzt. Durch thermische Behandlungen wird das Lösemittel entfernt, die Ausgangsstruktur verbrannt und die Keramik gesintert. Eine anschauliche Beschreibung des Prozesses, sowie weitere Fertigungsmethoden finden sich in [64]. Eine Weiterentwicklung des Schwarzwald-Verfahrens bildet die Herstellung von Strukturen aus Silizium-infiltriertem Siliziumkarbid [80]. Hierfür wird die organische Präkursor-Struktur nicht verbrannt, sondern pyrolysiert und anschließend mit flüssigem Silizium infiltriert. Ein Teil des Siliziums reagiert mit dem vorhandenen Kohlenstoff zu SiC, auf der Oberfläche der Struktur bildet sich eine dünne Schicht aus Siliziumoxid (SiO_2), die als chemischer Schutz der darunter liegenden SiC Struktur fungiert [61].

Klassische Präkursoren für die Replikationstechnik sind unter anderem günstig herzustellende Polyurethan-Schäume, deren morphologische Eigenschaften gewissen Schwankungen unterliegen. Auch mit dreidimensionalen Strukturen aus textilen Fertigungsverfahren wurde bereits gearbeitet [51]. Durch additive Fertigung eines organischen Präkursors sind mit der Replikationstechnik auch definierte komplexe keramische Strukturen möglich [50]. Im Gegensatz zu den stets chaotischen Schaumstrukturen (Abbildung 2.4, links) sind mit dieser Technologie auch geometrisch regelmäßige (geregelte) Strukturen möglich (Abbildung 2.4, rechts).



(a) Si-SiC Schaumstruktur [19]



(b) Geregelte Si-SiC Keramik [50]

Abbildung 2.4: Poröse Si-SiC Keramik in klassischer Schaumstruktur und als geregelte Struktur

Neben keramischen Werkstoffen werden auch metallische Porenkörper in Betracht gezogen. Ihre Vorteile liegen beispielsweise in einer deutlich höheren Beständigkeit gegenüber thermischen Schocks und einer verbesserten Wärmeleitfähigkeit. Verfahren zur Herstellung offenporiger Metallschäume schließen beispielsweise polymerbasierte Replikationsverfahren [9], additive Fertigungsverfahren [63], sowie pulverbasierte Verfahren mit simultanen Legierungs- und Sinterprozessen [43] ein. Materialeigenschaften wie Schmelzpunkt und Oxidationsverhalten der jeweiligen Legierung bestimmen die maximale Anwendungstemperatur metallischer Werkstoffe, welche in der Regel deutlich unterhalb derer für hochtemperaturbeständige Keramiken liegt.

2.1.4 Charakterisierung poröser Medien

Die Ausprägung der Wechselwirkungen zwischen Gas- und Feststoffphase hängen maßgeblich von den Eigenschaften des Festkörpers ab. Neben den Materialeigenschaften spielt auch die Morphologie der Struktur eine wichtige Rolle. Die integrale Beschreibung der Gestalt von Schaumkörpern erfolgt über Porosität, Porendichte und spezifische Oberfläche.

Als Porosität ε wird das Verhältnis von Leerraum zu Gesamtvolumen bezeichnet. Für die Anwendung im Porenbrennerkontext ist hierbei in erster Linie das frei zugängliche Leerraumvolumen von Bedeutung, nicht jedoch eingeschlossene Hohlräume wie beispielsweise das Innere eines hohlen Stegs.

Die Porendichte gibt die Anzahl der Poren auf einer geraden Strecke von einem Inch (pores per inch, PPI) an und ist somit ein Maß für die Porengröße. Die PPI-Zahl bezieht sich ursprünglich auf die im Replikaverfahren eingesetzte Polymerstruktur und hat sich in diesem Umfeld als gängige Größe etabliert. Aufgrund der Abläufe im Herstellungsprozess des Polymerschaums und der im Sinterprozess auftretenden Schrumpfung kann die PPI-Zahl lediglich zur Abschätzung der Porengröße eines keramischen Schwamms herangezogen werden, gängige Werte liegen zwischen 5 PPI und 100 PPI [60].

Die spezifische Oberfläche A_V ergibt sich aus der Phasengrenzfläche zwischen Gas und Feststoff, die auf das entsprechende Gesamtvolumen bezogen wird. Sie stellt die Austauschfläche für den Wärmeübergang und Wärmestrahlung dar und ist somit ein wichtiger Parameter für offenporige Strukturen. Im Kontext des Porenbrenners ist wiederum die Grenzfläche mit dem frei zugänglichen Gasvolumen relevant.

Für die volumengemittelte Modellierung von Porenbrennern ohne Auflösung der porösen Feststoffstruktur werden die durch die Morphologie beeinflussten Effekte als effektive Eigenschaften beschrieben, dazu zählen der Wärmeübergang, die effektive Wärmeleitung im Feststoff, der Wärmetransport durch Strahlung, die Dispersion und der Druckverlust. Auf die Modellierung dieser effektiven Parameter wird in Abschnitt 2.3 eingegangen.

2.1.5 Technologische Besonderheiten

Die Verbrennung in porösen inerten Medien weist gegenüber anderen Verbrennungstechniken eine Reihe von Besonderheiten auf, die in technischen Anwendungen ausgenutzt werden oder aber limitierende Faktoren bilden.

Zunächst wird die maximale Brenntemperatur durch den Werkstoff des Porenkörpers begrenzt. Für Si-SiC liegt die maximale Anwendungstemperatur beispielsweise bei 1450 °C [19]. Diese Begrenzung limitiert zum einen die Bandbreite der nutzbaren Brennstoff-Luft Gemische entsprechend ihrer Verbrennungstemperatur, zum anderen erfordert sie zur Vermeidung lokaler Übertemperaturen eine vorgemischte Zufuhr von Brennstoff und Luft. Diese Einschränkungen haben jedoch positive Auswirkungen auf die Emission von Schadstoffen. Ein homogenes Temperaturfeld auf limitiertem Temperaturniveau begrenzt die Bildung von thermischem Stickstoffoxid (Zeldovich-NO) [37]. Gleichzeitig wird durch eine homogene Mischung ein lokaler Sauerstoffmangel vermieden, was sich bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen positiv auf die Abreaktion des intermediären Kohlenmonoxids (CO) auswirkt und damit zu geringen CO-Emissionen

beiträgt. Die hohe effektive Flammengeschwindigkeit führt zu einer kurzen Verweilzeit des Gases im Brenner, wodurch die Bildung von thermischem NO ebenfalls begrenzt wird. Des Weiteren ermöglicht die hohe Flammengeschwindigkeit eine hohe Leistungsdichte, wobei sich diese in Porenbrennern typischerweise in einem weiten Bereich modulieren lässt. Eine hohe Leistungsdichte ermöglicht kompakte Bauformen, für die zahlreiche geometrische Freiheitsgrade offen sind.

Die thermische Trägheit des porösen Feststoffs trägt zu einer robusten Stabilisierung der Verbrennung bei, was sich in der Resilienz gegen Fluktuationen in Massenstrom oder Zusammensetzung des Frischgases ausdrückt. Durch die erhöhte Wärmerückführung lassen sich dabei auch Gemische mit äußerst geringem Heizwert beziehungsweise hohem Luftüberschuss verbrennen [88].

2.2 Wärmestrahlung

Der Transport von fühlbarer Wärme kann durch die drei Mechanismen Wärmeleitung, Wärmeübergang und Wärmestrahlung beschrieben werden. Während die ersten beiden Mechanismen an ein Trägermedium gebunden sind, basiert der Wärmetransport durch Strahlung auf der Wechselwirkung zwischen Materie und elektromagnetischen Wellen, die sich auch im Vakuum ausbreiten. Als Wärmestrahlung sind insbesondere Wellenlängen von 1×10^{-3} m bis 1×10^{-7} m relevant, was das elektromagnetische Spektrum von infraroter Strahlung, über sichtbares Licht bis zu ultravioletter Strahlung abdeckt [47]. Der Wärmetransport erfolgt mittels Emission und Absorption der Strahlung, wobei diese Wechselwirkungen durch die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Materie und deren Temperatur bestimmt werden.

Eine umfassende Abhandlung der Wärmeübertragung durch Strahlung bietet Modest in seinem als Referenzlehrbuch etablierten Werk, das von den grundlegenden Zusammenhängen der Strahlung bis hin zu Themen der aktuellen Forschung wie der Interaktion von Turbulenz und Gasstrahlung reicht [47]. Der VDI-Wärmeatlas adressiert insbesondere verfahrenstechnische Fragestellungen und bietet neben

den entsprechenden Grundlagen unter anderem empirische Korrelationen für die Wärmestrahlung in Schüttungen und ihren Beitrag zu einer effektiven Wärmeleitung für verfahrenstechnische Fragestellungen [75, Abschnitt K]. Im Folgenden werden die für die vorliegende Arbeit relevanten Grundlagen des Wärmetransports durch Strahlung dargelegt.

2.2.1 Emission von Strahlung

Die maximal mögliche Intensität der Strahlungsemission eines Körpers wird auch als Schwarzkörperstrahlung bezeichnet und hängt von der Temperatur des Körpers ab. Das Planck'sche Gesetz in Gleichung (2.6) beschreibt die Intensität der Schwarzkörperstrahlung i_b als Funktion der Wellenlänge λ und der Temperatur T .

$$i_b(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1 \right]} \quad (2.6)$$

Die beiden Konstanten C_1 und C_2 sind wie folgt definiert,

$$C_1 = 2 \cdot \pi \cdot c_0^2 \cdot h_P \quad (2.7)$$

$$C_2 = c_0 \cdot h_P / k_B \quad (2.8)$$

wobei c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum beschreibt, h_P das Planck'sche Wirkungsquantum und k_B die Boltzmann-Konstante.

Abbildung 2.5 stellt die Schwarzkörperstrahlung für verschiedene Temperaturen als Funktion der Wellenlänge dar. Mit steigender Temperatur erhöht sich die Intensität der Schwarzkörperstrahlung für alle Wellenlängen und das Maximum der Funktion verschiebt sich in Richtung niedriger Wellenlängen. Die Spur der Intensitätsmaxima wird durch das Wien'sche Verschiebungsgesetz (2.9) beschrieben.

$$\lambda_{max} \cdot T = 2897,8 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (2.9)$$

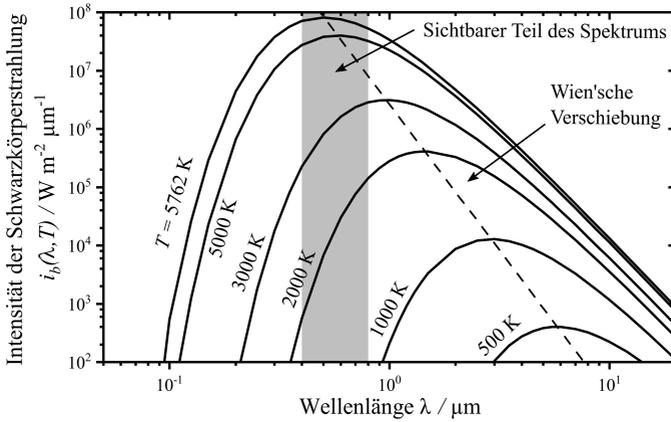


Abbildung 2.5: Schwarzkörperstrahlung als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen, nach [47], Kapitel 1.4

Aus Abbildung 2.5 geht hervor, dass Wärmestrahlung, die bei den Temperaturen verbrennungstechnischer Systeme relevant ist, zum Großteil außerhalb des sichtbaren Spektrums verortet ist.

In vielen technischen Systemen ist eine Betrachtung der Gesamtstrahlung zweckmäßig. Hierfür wird Gleichung (2.6) über das gesamte Spektrum integriert, woraus sich in Gleichung (2.10) die Gesamtstrahlungs-Flussdichte des schwarzen Körper \dot{e}_b als Funktion der Temperatur mit der Stefan-Boltzmann-Konstante σ_{SB} ergibt.

$$\dot{e}_b = \int_0^\infty i_b(\lambda, T) d\lambda = \sigma_{SB} \cdot T^4 \quad (2.10)$$

Das Emissionsvermögen eines Körpers wird entsprechend seiner Temperatur durch die Schwarzkörperstrahlung nach oben begrenzt, liegt für reale Körper in der Regel jedoch unterhalb dieses Maximalwertes. Das Verhältnis (2.11) aus tatsächlich emittierter Strahlungsintensität und Schwarzkörperstrahlungsintensität wird als Emissivität ϵ bezeichnet, welche für reale Körper von Wellenlänge

und Temperatur abhängt. Diese von der Wellenlänge abhängige Größe wird auch als *spektrale* Emissivität bezeichnet.

$$\epsilon_\lambda(\lambda, T) = \frac{i(\lambda, T)}{i_b(\lambda, T)} \leq 1 \quad (2.11)$$

In der Betrachtung technischer Systeme wird oft die Gesamtstrahlung nach Gleichung (2.10) betrachtet. Dementsprechend ergibt sich die *integrale* Emissivität ϵ aus dem Verhältnis der Gesamtstrahlungs-Flussdichten von realem und schwarzem Körper.

$$\epsilon(T) = \frac{\dot{e}(T)}{\dot{e}_b(T)} \leq 1 \quad (2.12)$$

Als weitere Vereinfachung kann gegebenenfalls die Emissivität über den betrachteten Temperaturbereich hin als konstant angenommen werden. Ein Körper, der über alle Wellenlängen hinweg die selbe Emissivität mit einem Wert $0 < \epsilon < 1$ zeigt wird als grauer Körper bezeichnet.

2.2.2 Einfallende Strahlung

Die auf einen Körper einfallende Strahlungsenergie \dot{q}_{ein} wird im allgemeinen reflektiert, absorbiert oder transmittiert. Reflexion und Transmission zeichnen sich dadurch aus, dass die spektrale Intensitätsverteilung der Strahlung nicht verändert wird. Analog zu Gleichung (2.12) lassen sich die integrale Reflektivität, Absorptivität und Transmissivität durch das Verhältnis der entsprechenden Energieflüsse zum einfallenden Energiefluss beschreiben.

$$\rho(T) = \frac{\dot{q}_{reflekt}}{\dot{q}_{ein}} \quad (2.13)$$

$$\alpha(T) = \frac{\dot{q}_{absorb}}{\dot{q}_{ein}} \quad (2.14)$$

$$\tau(T) = \frac{\dot{q}_{transmit}}{\dot{q}_{ein}} \quad (2.15)$$

Als Schließbedingung gilt

$$\rho + \alpha + \tau = 1 \quad (2.16)$$

Körper, die mit $\tau = 0$ keine Transmission zulassen werden als opak bezeichnet.

Kirchoff zeigte, dass für einen beliebigen realen Körper bei gegebener Temperatur die spektrale Emissivität und spektrale Absorptivität gleich sind [28].

$$\epsilon_\lambda(T) = \alpha_\lambda(T) \quad (2.17)$$

2.2.3 Richtungsverteilung von Strahlung

Ein Körper emittiert seine Strahlung nicht gerichtet, sondern verteilt über alle Richtungen des Halbraums. Diese Richtungsverteilung wird im Folgenden Wellenlängen-Integral betrachtet, hat jedoch auch in spektraler Form ihre Gültigkeit.

Abbildung 2.6 zeigt eine emittierende Fläche ΔA , sowie den zugehörigen Halbraum einer Einheitskugel (Radius $r = 1$) mit den Kugelkoordinaten φ und ψ . Die Intervalle $\Delta\varphi$ und $\Delta\psi$ bilden das Raumwinkelement $\Delta\Omega = \sin(\varphi) \cdot \Delta\varphi \cdot \Delta\psi$.

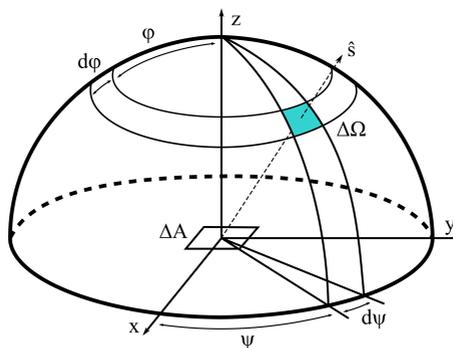


Abbildung 2.6: Verdeutlichung des Halbraums, adaptiert aus [47], Kapitel 1.4

Die von der Fläche ΔA emittierte Halbraumstrahlung \dot{e} lässt sich bei bekannter Temperatur und Emissivität nach Gleichung (2.10) mit (2.12) ermitteln. Der durch ein infinitesimal kleines Flächenelement auf der Kugeloberfläche tretende Strahlungsfluss $\dot{e}' = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{\Delta\dot{e}}{\Delta\Omega}$ wird als Richtungsstärke bezeichnet. Das Kosinusetz von Lambert (2.18) beschreibt, dass die Richtungsstärke proportional abnimmt mit dem Kosinus des Winkels φ , den die betrachtete Emissionsrichtung mit der Flächennormalen einschließt [28].

$$\dot{e}'(\varphi) = \dot{e}'(\varphi = 0) \cdot \cos \varphi \quad (2.18)$$

Eine Integration der Richtungsstärke über den gesamten Halbraum führt wieder zur Halbraumstrahlung

$$\dot{e} = \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\psi=0}^{2\pi} \dot{e}'(\varphi) \cdot \sin \varphi \cdot d\psi \cdot d\varphi = 2\pi \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \dot{e}'(\varphi) \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \quad (2.19)$$

Aus der Kombination der Gleichungen (2.18) und (2.19) erhält man $\dot{e}'(0) = \dot{e}/\pi$.

Das Lambert'sche Kosinusetz bildet ein Modell, von dem das Verhalten realer Körper abweicht. Blanke Metalle zeigen beispielsweise eine starke Abhängigkeit der Emissivität beziehungsweise Reflektivität vom Winkel φ . Für viele elektrisch-nichtleitende Materialien hingegen ist die Emissivität über einen weiten Winkelbereich konstant und fällt erst bei großen Winkeln ab, in denen die Richtungsintensität keinen großen Beitrag mehr zur Halbraumstrahlung leistet. Damit stellt das Kosinusetz nach Lambert eine gute Näherung für diese Materialien dar [28].

2.2.4 Gasstrahlung

Die Interaktion der elektromagnetischen Wellen von Wärmestrahlung mit Gasmolekülen beruht auf der Änderung von Vibrations- und Rotationszuständen der Atomkerne [47]. Diese Änderungen können nur in diskreten Energiedifferenzen stattfinden, daher ist die Interaktion von Gas und Strahlung auf diskrete

Linien beziehungsweise schmale Banden im Spektrum begrenzt. Die möglichen Energiedifferenzen und damit verbundenen Banden sind für jedes Molekül unterschiedlich und charakteristisch. Einatomige Edlegase und zweiatomige Moleküle gleicher Atome (wie z.B. N_2 , O_2 , H_2) weisen für das Spektrum der Wärmestrahlung kaum geeignete Energiedifferenzen auf und wechselwirken daher nur schwach mit dieser Strahlung. Moleküle mit unterschiedlichen Atomen (wie z.B. CO_2 , H_2O , CH_4) hingegen weisen geeignete Übergänge auf, sie können Wärmestrahlung bestimmter Wellenlänge absorbieren und emittieren, jedoch nicht reflektieren. In verfahrenstechnischen Fragestellungen, insbesondere mit Bezug zu Verbrennungsprozessen, werden die schwachen Wechselwirkungen der Wärmestrahlung mit elementaren Gasen gegenüber derer der deutlich strahlungsaktiven hetero-atomigen Gase vernachlässigt.

Beim Weg durch ein Gas mit mindestens einer strahlungsaktiven Komponente wird die Richtungsstrahlungsintensität einer bestimmten Wellenlänge i'_λ nun entweder verstärkt oder abgeschwächt. Die Änderung wird durch das Gesetz von Beer (2.20) beschrieben und hängt ab von der Dicke der durchquerten Schicht d_y , dem Partialdruck der aktiven Komponente p_j , sowie dem wellenlängenabhängigen linearen Absorptionskoeffizienten k_λ [47]. Gleichung (2.20) erfasst die asymptotische Annäherung der Richtungsstrahlungsintensität an die Intensität der Schwarzkörperstrahlung des strahlungsaktiven Gases.

$$\frac{i'_{\lambda,S} - i'_\lambda(y)}{i'_{\lambda,S} - i'_\lambda(0)} = \exp(-k_\lambda \cdot p_j \cdot d_y) \quad (2.20)$$

Die Gasstrahlung spielt also hauptsächlich bei großen Schichtdicken und/oder bei hohen Partialdrücken eine wichtige Rolle. In technischen Systemen betrifft dies beispielsweise große Brennkammern oder Ofenräume. In der Betrachtung kleiner Gasvolumina, wie sie die Hohlräume poröser Medien darstellen, spielt die Gasstrahlung gegenüber der Feststoffstrahlung hingegen eine untergeordnete Rolle und wird in der Regel vernachlässigt.

2.2.5 Streuung

Ist ein Gas mit Partikeln (beispielsweise Ruß) beladen, so findet an deren festen Oberfläche neben Absorption und Emission auch die Reflexion einfallender Strahlung statt. Betrachtet man ein System, dessen Abmessung um Größenordnungen über der Partikelgröße liegt, so wird zur mathematischen Beschreibung von einem homogenen Medium ausgegangen. In diesem wird die Intensität eines Lichtstrahls der Richtung \hat{s} durch Streuung abgeschwächt, während alle anderen Richtungen \hat{s} an Intensität hinzugewinnen. Das Ausmaß der Abschwächung wird über den Streukoeffizienten σ_s und die Richtungsabhängigkeit des Effekts über die Phasenfunktion Φ abgebildet. Auch poröse Medien können in einer abstrahierten Betrachtung als homogenes Medium mit streuenden Eigenschaften angenähert werden.

2.3 Numerische Modellierung reaktiver Strömung in porösen inerten Medien

Für die numerische Modellierung reagierender Strömungen in porösen Medien wird der betrachtete Raum durch das Rechengitter in viele kleine Zellen zerlegt, für die jeweils Bilanzgleichungen gelöst werden, wobei benachbarte Zellen miteinander im Austausch stehen und in ihren Bilanzgleichungen gekoppelt sind. In der Strömungssimulation findet vor allem die Beschreibung makroskopischer Fluideigenschaften wie Dichte, Geschwindigkeit, Viskosität und Temperatur Anwendung. Dieser kontinuumsmechanische Ansatz basiert auf der Voraussetzung, dass die mittlere freie Weglänge eines Fluidmoleküls deutlich kleiner ist, als die Abmessungen eines Bilanzvolumens [87] und ist Grundlage der folgenden Absätze, sowie der Arbeiten in den Kapiteln 3, 4 und 5. Ein alternativer Ansatz, der eine wachsende Aufmerksamkeit erhält, wird in Kapitel 2.3.3 kurz vorgestellt.

2.3.1 Grundgleichungen

Die kontinuumsmechanische Beschreibung einer Strömung erfolgt über Bilanzgleichungen zur Erhaltung von Masse, Impuls und Energie. Diese werden auch als Kontinuitätsgleichung (2.21), Navier-Stokes-Gleichung (2.22) und Energiegleichung (2.23) bezeichnet und repräsentieren ein Gleichungssystem für eine laminare, instationäre, dreidimensionale, kompressible Strömung mit Wärmetransport. Eine Herleitung dieser Grundgleichungen kann einschlägigen Lehrbüchern wie [49] entnommen werden.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{v}) = 0 \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} \rho \cdot \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) &= \vec{k} - \nabla p \\ + \nabla \cdot \left(\mu \left[(\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \hat{I} \right] \right) & \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\rho \left(\frac{\partial e}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) e \right) = \kappa \Delta T - p \cdot (\nabla \cdot \vec{v}) + \dot{q}_s + \mu \cdot \Phi \quad (2.23)$$

Für die Beschreibung reagierender Strömungen sind außerdem die beteiligten Reaktionspartner und -produkte zu erfassen, was über die Speziesbilanz (2.24) erfolgt. Diese enthält einen Quell- bzw. Senkenterm für die chemische Reaktion, welcher sich aus chemischen Reaktionsmechanismen ergibt.

$$\frac{\partial(\rho Y_K)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_K) = \nabla \cdot (\mu \nabla Y_K) + M_K R_K \quad (2.24)$$

R_K beschreibt die Bildungsrate der Spezies K , die bei der Betrachtung mehrerer simultaner Reaktionen i als die Summe der einzelnen Bildungsraten $R_{K,i}$ ergibt. Mit dem Produkt aus Bildungsrate R_K und Reaktionsenthalpie ergibt sich eine Wärmefreisetzungsrate, die im Quellterm \dot{q}_s der Energiegleichung (2.23) einbezogen wird.

Eine wichtige Charakteristik von Porenbrennern ist die in Abschnitt 2.1.1 erläuterte Wärmerückführung an das Frischgas über die Feststoffphase. Dieser Mechanismus erfordert lokale Temperaturunterschiede zwischen Gas- und Feststoffphase. Um diese abbilden zu können, wird eine zweite Energiegleichung für den Feststoff (2.25) benötigt, für die die strömungsbezogenen Terme jedoch entfallen.

$$\rho \cdot \frac{\partial e}{\partial t} = \kappa \Delta T + \dot{q}_s \quad (2.25)$$

Die Kopplung der beiden Energiegleichungen (2.23) und (2.25) erfolgt über einen Austauschterm, der den konvektiven Wärmeübergang abbildet.

Der Wärmetransport mittels Strahlung wird zunächst über eine separate Bilanzgleichung beschrieben und fließt über einen Quellterm in die Energiegleichungen (2.23) und (2.25) ein. Die allgemeine Form der Strahlungstransportgleichung (Radiative Transfer Equation, RTE) (2.26) beschreibt die Änderung der Strahlungsflussdichte \dot{e}' entlang einer Strahlungsrichtung \hat{s} . Sie erfasst im ersten Term die Verstärkung durch Emission und im letzten Term die Verstärkung aufgrund von Einstreuung aus einer weiteren Richtung \hat{s}_i . Im mittleren Term wird die Abschwächung aufgrund von Absorption und Streuung im Extinktionskoeffizienten $\beta = k + \sigma_S$ zusammengefasst [47]. Gleichung (2.26) stellt die integrale (also wellenlängenunabhängige) Form der Strahlungstransportgleichung dar.

$$\frac{d\dot{e}'}{ds} = \hat{s} \cdot \nabla \dot{e}'(\hat{s}) = k_g \dot{e}'_b - \beta_g \dot{e}'(\hat{s}) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} \dot{e}'(\hat{s}_i) \Phi(\hat{s}_i, \hat{s}) d\Omega_i \quad (2.26)$$

2.3.2 Umsetzung und Abstraktionsebenen

Die in Abschnitt 2.3.1 eingeführten Bilanzgleichungen können auf verschiedenen Abstraktionsebenen zur Modellierung der Verbrennung in porösen Medien verwendet werden. Zur Lösung der Gleichungen (2.21) - (2.25) wird der Raum durch das Rechengitter diskretisiert, für die RTE (2.26) müssen zusätzlich auch noch die Strahlungsrichtungen berücksichtigt werden, wofür es unter anderem folgende Ansätze gibt:

Durch die P_N -Methode wird die komplizierte integrale Transportgleichung (2.26) mit Hilfe orthogonaler Kugelfunktionen in einen Satz partieller Differentialgleichungen überführt. Die populäre P_1 -Approximation stellt das P_N -Element niedrigster Ordnung dar und dient der Berechnung des Strahlungsfeldes G , welches sich durch Integration der gerichteten Strahlungsintensitäten an jedem Punkt r im durchstrahlten Medium ergibt

$$G(r) = \int_{4\pi} \dot{e}'(r, \hat{s}) d\Omega \quad (2.27)$$

Die räumliche Verteilung des Strahlungsfeldes G , sowie des strahlungsgebundenen Wärmeflusses q_r berechnen sich anhand des folgenden Gleichungssystems,

$$\nabla \dot{q}_r = (1 - \omega)(4\pi \dot{e}'_b - G) \quad (2.28)$$

$$\nabla G = -(3 - A_l \omega) \dot{q}_r \quad (2.29)$$

wobei ω die Steualbedo und A_l den zugehörigen Streufaktor bezeichnet. Der Vorteil der P_1 -Approximation liegt in einer relativ einfachen Einbindung in CFD-Simulationen bei geringem Rechenaufwand. Im Falle deutlicher Interaktion zwischen der Strahlung und dem Medium, welches diese durchquert, liefert die P_1 -Approximation gute Ergebnisse, dies betrifft beispielsweise partikelbeladene Gasphasen. Als weniger verlässlich gilt die P_1 -Approximation in optisch dünnen Medien mit anisotroper Verteilung der Strahlungsintensität, wie sie beispielsweise dreidimensionalen Geometrien mit stark unterschiedlichen Abmessungen des Mediums auftreten, oder wenn strahlende feste Oberflächen die Emission des Mediums überwiegen [47].

Die *Sichtfaktor-Methode* berücksichtigt einzig den Strahlungsaustausch zwischen festen Oberflächen und vernachlässigt eine Interaktion der Strahlung mit dem zwischen den Oberflächen befindlichen Medium. Abbildung 2.7 zeigt schematisch die geometrische Konstellation zweier im Strahlungsaustausch stehender infinitesimaler Flächenelemente dA_i und dA_j mit dem Abstand S , sowie den Winkeln Θ_1 und Θ_2 zwischen den jeweiligen Flächennormalen und der geraden Verbindungslinie. Diese geometrische Konstellation wird in den Sichtfaktoren F_{i-j} und

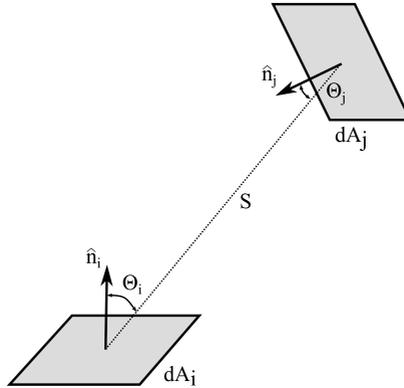


Abbildung 2.7: Geometrische Konstellation zweier infinitesimaler Flächenelemente zur Veranschaulichung des Sichtfaktors

F_{j-i} zusammengefasst. Unter der Annahme, dass die diffus emittierte Strahlung an jeder Stelle eines Flächenelements die selbe Intensität aufweist, ergeben sich die Sichtfaktoren der finiten Flächenelemente

$$F_{i-j} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \Theta_i \cos \Theta_j}{\pi S^2} dA_j dA_i \quad (2.30)$$

mit der Reziprozitätsbeziehung

$$A_1 \cdot F_{i-j} = A_2 \cdot F_{j-i}. \quad (2.31)$$

Der Sichtfaktor F_{i-j} beschreibt nun denjenigen Anteil der von A_i ausgehenden Halbraumstrahlung, welcher auf A_j eintrifft. Wird der für A_i sichtbare Halbraum in N Flächenelemente unterteilt, so gilt die Schließbedingung

$$\sum_{j=1}^N F_{i-j} = 1. \quad (2.32)$$

Die Sichtfaktor-Methode liefert bei der vernachlässigbaren Gasstrahlung in nicht-partizipierenden Medien korrekte Ergebnisse und eignet sich damit beispielsweise besonders für die Berechnung des Strahlungstransports im Vakuum. In numerischen Simulationen mit einer komplexen Oberflächengeometrie können sehr viele Oberflächenelemente im Strahlungsaustausch stehen, was die Bestimmung der Sichtfaktoren entsprechend aufwändig gestalten kann [28, 47].

Bei der *Diskreten Ordinaten Methode* (DOM) wird die RTE (2.26) für eine diskrete Anzahl an Richtungsvektoren gelöst, damit wird das Integral über alle Raumwinkel in eine Summation der N betrachteten Strahlungsrichtungen überführt

$$\int_{4\pi} f(\hat{s})d\Omega \approx \sum_{i=1}^N \omega_i f(\hat{s}_i), \quad (2.33)$$

wobei ω_i Gewichtungsfaktoren der jeweiligen Richtung \hat{s}_i darstellen. In ihrer Formulierung für finite Volumen ist die diskrete Ordinaten Methode (fvDOM) ein konservatives Verfahren (keine Strahlungsenergie geht verloren) und kann direkt in entsprechende CFD-Solver implementiert werden. Durch breite Anwendungsmöglichkeiten und hohe Genauigkeit der Lösung auf feinen Gittern hat sich die fvDOM als populäre Methode zur Lösung des Strahlungstransports in komplexen Fragestellungen etabliert. Bei Anwendung für ein streuendes Medium oder reflektierenden Wänden benötigt diese Methode ein iteratives Vorgehen, im Falle optisch dicker Medien stellt die Konvergenz dieser Iterationen mitunter eine Herausforderung dar [47, 58].

Bei der *Monte Carlo Methode* handelt es sich um einen statistischen Ansatz, in dem eine ausreichend große Zahl von Strahlen durch den Raum verfolgt wird (ray tracing). Aus der Verteilung von Start- und Endpunkten, sowie Ausrichtung der Strahlen kann dann auf die Strahlungsflussdichte und daraus auf die übertragene Strahlungswärme zurückgeschlossen werden. Da es sich um eine statistische Methode handelt, ist stets mit einem entsprechenden Fehler in der Lösung zu rechnen. Dieser statistische Fehler nimmt mit wachsender Anzahl der verfolgten Strahlen tendenziell ab, hängt aber auch von der Qualität des Zufallsgenerators ab, mit dem Startpunkt und Startrichtung der Strahlen festgelegt werden. Die Zahl

der benötigten Strahlen hängt unter anderem von der Größe und Komplexität der betrachteten Geometrie ab und lässt sich a priori kaum vorhersagen [47].

Realitätsnahe und belastbare Ergebnisse werden in der Regel durch eine möglichst direkte Beschreibung der physikalischen und chemischen Phänomene erreicht. In Systemen hoher Komplexität mit hoher räumlicher bzw. zeitlicher Auflösung kann dies schnell zu erheblichem Rechenaufwand führen. Um diesen zu reduzieren, werden Phänomene in vereinfachten Modellen abstrahiert. Im Folgenden sind die wichtigsten Ansätze zur Modellierung der Verbrennung in porösen Medien aus der Literatur zusammengefasst und entsprechend ihrer geometrischen Auflösung der porösen Struktur gruppiert.

2.3.2.1 Modellierungen mit aufgelöstem Porenkörper

Die dreidimensionale Simulation auf Porenebene (Direct Pore Level Simulation, DPLS) mit getrennten Phasen für Gas und Feststoff bietet den höchsten Detaillierungsgrad, erfordert jedoch auch den größten Rechenaufwand.

Yokavlev et al. untersuchten in DPLS die Verbrennung von Methan in einem Schüttbett mit einem detaillierten Reaktionsmechanismus [90] und in einem dünn-schichtigen Strahlungsbrenner mit einem reduzierten Reaktionsmechanismus [89]. Das dabei verwendete DPLS Modell berücksichtigte die Wärmestrahlung über ein Sichtfaktor-Modell.

Billerot et al. [13] simulierten mit einem Einschnitt-Reaktionsmechanismus die Verbrennung von Methan in einem repräsentativen Ausschnitt einer geregelten porösen Struktur mit einer Porosität von 46 %. Gas- und Feststoffphase wurden geometrisch aufgelöst und das repräsentative Element durch Periodizität in lateraler Richtung begrenzt. Der Strahlungstransport wurde über ein graues homogenes Medium mit Werten für Absorptions- und Steuoeffizient mit der Diskrete Ordinaten Methode gelöst. Die Diffusionskoeffizienten der einzelnen Spezies wurden aus den binären Diffusionskoeffizienten berechnet.

Dinkov führte DPLS zur Verbrennung von Methan in der μ -CT-Rekonstruktion einer divergenten Schaumstruktur durch [15]. Dabei verwendete er einen Zweischritt Reaktionsmechanismus zur Modellierung der Verbrennungsreaktion und führte vergleichende Simulationen mit einem Einschnitt Reaktionsmechanismus und einem Vierschritt-Reaktionsmechanismus durch. Wärmestrahlung wurde in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

Eine Beschränkung des Modells auf zwei räumliche Dimensionen bedeutet eine deutliche Reduktion des Rechenaufwands, wobei die Strömung der Gasphase (mit Einschränkung) nach wie vor aufgelöst wird. Der dreidimensionale Charakter poröser Strukturen kann in dieser Modellierung jedoch nicht mehr voll abgebildet werden, so dass die axiale Wärmeleitung auf andere Weise abgebildet werden muss.

Sirotkin et al. [67] modellierten ein poröses Medium durch zufällige Anordnung von Partikeln unterschiedlicher Größe in einem rechteckigen Rechengebiet. Die axiale Wärmeleitfähigkeit der Feststoffphase wurde im zweidimensionalen Modell durch eine virtuelle Feststoffplatte abgebildet, welche die einzelnen Elemente der Feststoffphase miteinander verbindet. Wärmestrahlung wurde nicht berücksichtigt, die Verbrennungsreaktion wurde durch einen Einschnitt-Reaktionsmechanismus abgebildet.

Ferguson et al. [17] bildeten im zweidimensionalen Modell das poröse Medium durch zufällig verteilte Zylinder ab, die normal alle zur Strömungsrichtung orientiert sind, so dass sie zunächst nicht verbunden sind. Die Wärmeleitung zwischen den Zylindern wurde durch ein Netzwerk aus virtuellen Verbindungen realisiert. Die verwendete Geometrie repräsentierte kein bestimmtes poröses Medium, sondern diente als Modellsystem. Zur Abbildung der Verbrennung von Methan kam ein reduzierter Reaktionsmechanismus zum Einsatz, Wärmestrahlung wurde nicht berücksichtigt.

2.3.2.2 Volumengemittelte Modellierungen mit zwei Phasen

Im Ansatz der volumengemittelten Modelle mit zwei Phasen werden Gas- und Feststoffphase nicht mehr geometrisch aufgelöst, es bleibt jedoch für jede Phase eine eigene Energiegleichung bestehen. Wechselwirkungen wie der Wärmeübergang, Wärmetransport, Dispersion oder Druckverlust werden in volumetrisch gemittelten Modellen mit effektiven Parametern berücksichtigt.

In einem dreidimensionalen Modell simulierten Hayashi et al. [23] die Verbrennung von N-Heptan mit einem Einschritt Reaktionsmechanismus in einen repräsentativen Ausschnitt eines Zweischicht-Porenbrenners. Die als perforierte Platte ausgeführte Flammensperre wurde geometrisch aufgelöst, wobei die runden Kanäle einer realen Geometrie im Modell durch rechteckige Kanäle approximiert wurden. Die Region der darauf folgenden Schaumstruktur wurde als homogenes Medium mit volumengemittelten Eigenschaften betrachtet. Der Druckverlust im porösen Medium wurde über ein modifiziertes Ergun-Modell abgebildet und zwei Energiegleichungen für Gas- und Feststoffregion über einen volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten gekoppelt. Im Strahlungstransport wurde das poröse Medium durch effektive Werte für Emissions-, Extinktions- und Streukoeffizienten abgebildet, wobei die Gasstrahlung vernachlässigt wurde.

In einem zweidimensionalen Modell untersuchten Malico et al. [41] die Schadstoffbildung bei der Verbrennung im porösen Medium unter Verwendung eines reduzierten Reaktionsmechanismus mit 26 Spezies. Der Druckverlust durch das poröse Medium wurde über ein modifiziertes Ergun-Modell abgebildet. Zwei Energiegleichungen wurden über einen volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten gekoppelt und ermöglichten lokale Temperaturunterschiede zwischen Gas- und Feststoffphase. Der Strahlungstransport im homogenisierten Medium wurde für graue Strahlung nach Gleichung (2.26) über effektive Extinktions- und Streukoeffizienten bei isotroper Streuung mit der Diskreten Ordinaten Methode berechnet.

Die eindimensionale Modellierung zeichnet sich durch einen geringen Rechenaufwand aus, der es auch mit relativ geringen Rechenkapazitäten erlaubt, detaillierte

chemische Reaktionsmechanismen und Multispeziesdiffusion einzusetzen. Für solche Berechnungen haben sich Codes etabliert, die aus der Entwicklung des ChemKin Pakets [31] hervorgegangen sind. Ein solcher Code ist PREMIX [29] für die Berechnung laminarer, stationärer Vormischflammen, in den sich Modelle einer detaillierten Chemie mit den entsprechenden relevanten Stoffdaten einbinden lässt. In PREMIX werden eindimensionale Bilanzgleichungen für die Erhaltung von Masse, Spezies und Energie gelöst. Zur Abbildung der Verbrennung in porösen inerten Medien wurden Codes wie PREMIX in Bezug auf den Wärmetransport und auf Dispersion durch den Einsatz von Modellen und Daten effektiver Parameter angepasst.

Henneke und Ellzey [24] zeigten ein eindimensionales Modell für die Verbrennung in einem porösen inerten Medium, in dem der GRI1.2 Reaktionsmechanismus [18] zum Einsatz kam. Das transiente Modell umfasste Bilanzgleichungen für Massen-, Spezies- und Energieerhaltung in der Gasphase, sowie eine weitere Energiegleichung für die Feststoffphase, in welcher der Strahlungstransport über eine P_3 -Approximation [26] modelliert wurde. Bei der P_3 -Approximation handelt es sich um eine Variante der P_N -Methode, welche sich zur auf Seite 27 eingeführten P_1 -Approximation durch eine höhere Ordnung und einen um ca 50 % reduzierten Fehler unterscheidet [47]. Für das poröse Medium wurde von einer Kugelschüttung ausgegangen, deren optische Eigenschaften aus der Literatur abgeschätzt wurden. Die beiden Energiegleichungen des eindimensionalen Modells wurden über einen Term für konvektiven Wärmeübergang gekoppelt. Der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient h_v ergab sich aus einer volumetrischen Nusselt-Korrelation $h_v d^2 / \kappa_g = Nu_v = A_s d (2 + 1, 1 Re^{0,6} Pr^{1/3})$. Die Dispersion wurde durch eine effektive Wärmeleitfähigkeit $\kappa_g^{eff} = \kappa_g^m \cdot (1 + 0, 5 Pe)$ der Gasphase und die effektiven Diffusionskoeffizienten $D_g^{eff} = D_g^m \cdot (1 + 0, 5 Pe)$ jeweils als Funktion der Peclét-Zahl modelliert [79].

Barra et al. [7, 8] erweiterten das Modell von Henneke und Ellzey [24] für zwei aneinander grenzende poröse Medien und nutzten eine einfache Korrelation für die volumetrische Nusselt-Zahl der Form $Nu_v = C \cdot Re^m$. Der Extinktionskoeffizient $\beta = 3(1 - \varepsilon)/d$ wurde nach Hsu und Howell [25] berechnet.

Djordjevic et al. [16] erweiterten den PREMIX Code um eine weitere Energiegleichung für die Feststoffphase im Porenbrenner. Diese zweite Energiegleichung berücksichtigte die effektive Wärmeleitung im Feststoff und den Strahlungstransport. Die effektive Feststoffwärmeleitfähigkeit wurde als Funktion der Feststoffporosität modelliert $\kappa_s^{eff} = \kappa_s / \tau_s$. Mit der Rosseland-Approximation [47] wurde der Strahlungstransport in eine Diffusionsform ähnlich dem Fourier'schen Gesetz überführt, für die sich eine leicht zu implementierende Strahlungs-Leitfähigkeit $\kappa_r = (16\sigma_{SB}T_m^3)/(3\beta)$ formulieren lässt. Diese auch als Diffusions-Approximation bekannte Vereinfachung wurde für optisch dicke Medien entwickelt, beispielsweise Schüttungen, in denen die Porengröße sehr viel kleiner ist, als die Abmessungen der Schüttung. Nahe dem Rand der Schüttung ist diese Näherung jedoch nicht mehr gültig. In optisch dünnen Medien wird der Wärmefluss durch die Rosseland-Approximation mitunter um ein Vielfaches überschätzt [47]. Die Kopplung der beiden Energiegleichungen durch konvektiven Wärmeübergang wurde über eine volumetrische Nusselt-Zahl $Nu_w = C \cdot Re^m$ modelliert. Die axiale Dispersion im Schaum wurde für die Stoffbilanz in Form von effektiven Diffusionskoeffizienten $D_K^{eff} = D_K \cdot 0,5Pe$ berücksichtigt. Durch die Analogie von Wärme- und Stoffübertragung wurde diese Beziehung auch für die effektive Wärmeleitfähigkeit im Gas $a_g^{eff} = a_g \cdot 0,5Pe$ übernommen.

Parthasarathy et al. nutzten eine aus μ -Computertomographiescans rekonstruierte [21] 10 PPI Si-SiC Schaumgeometrie für detaillierte Simulationen zur numerischen Bestimmung von Dispersion [53] und Extinktion [52]. Bedoya et al. [11] nutzten die selbe Geometrie für detaillierte Simulationen zur numerischen Bestimmung des Wärmeübergangs und fanden eine Nusselt-Korrelation $Nu = 3,7 \cdot Re^{0,38} \cdot Pr^{0,25}$. Die so bestimmten Parameter des Schaums wurden in das Modell von Djordjevic et al. [16] implementiert. Der Vergleich von Ergebnissen des 1D Modells mit denjenigen aus 3D DPLS [15] und experimentellen Untersuchungen zeigte eine reduzierte Flammendicke und entsprechend steilere Temperaturgradienten für das 1D Modell. Damit verbunden ergaben sich im 1D Modell geringere Flammgeschwindigkeiten, als sie im Experiment beobachtet wurden. Bedoya et al. erklärten dies damit, dass im 1D Modell keine räumliche Temperaturverteilung abgebildet wurde und schlugen die Einführung einer

Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Temperatur vor, um die Verteilung der temperaturabhängigen Reaktionsraten abzubilden.

Zhou und Pereira [91] erweiterten ebenfalls den PREMIX Code [29] um eine weitere Energiegleichung für die Feststoffphase im Porenbrenner. Der Wärmetransport durch Strahlung wurde über die eindimensionale Diskrete Ordinaten Methode (DOM) modelliert, wobei der Extinktionskoeffizient als $\beta = 3(1 - \varepsilon)/d$ [25] korreliert wurde. Für die Nusselt-Zahl wurde eine empirische Korrelation $Nu = 0,819 [1 - 7,33(d/L)] Re^{0,36[1+15,5(d/L)]}$ eingesetzt.

Mendes et al. [45] untersuchten die Stabilität der Verbrennung in einem porösen inerten Medium auf Basis des Codes von Zhou und Pereira [91]. Dabei verglichen sie unter anderem die Modellierung des Strahlungstransports durch DOM mit der Rosseland-Approximation und fanden, dass für die ermittelte Flammengeschwindigkeit bei Anwendung der Rosseland-Approximation eine starke Überschätzung der effektiven Flammgeschwindigkeit auftreten kann.

Mendes [46] erweiterte den Code von Zhou und Perreira [91], so dass für eine axialsymmetrische Geometrie die Effekte eines wechselnden kreisförmigen Querschnitts abgebildet werden können. Mit diesem Quasi-zweidimensionalen Modell konnte in einer eindimensionalen Simulation eine Brennergeometrie mit wechselndem Querschnitt inklusive radialer Wärmeverluste abgebildet werden.

Loukou [39] verwendete das Modell von Mendes [46] bei der Modellierung ihrer experimentellen Ergebnisse zur thermischen partiellen Oxidation in einem Porenbrenner und konnte dabei die Produktausbeute an Wasserstoff zutreffend abbilden.

Voss et al. [78] führten in das Modell von Mendes [46] zur Berücksichtigung der Dispersion für das Gas eine effektive Wärmeleitfähigkeit der Form $\kappa_g^{eff} = \kappa_g(1 + Pe/K_{ax})$ ein, wobei K_{ax} für einen 10 PPI Si-SiC Schaum den Wert 0,55 annahm. Bei der Verbrennung einer niederkalorischen H_2/CO -Mischung im porösen Medium wurden mit Hilfe von im Schaum platzierten Thermoelementen Temperaturprofile bestimmt. Diese experimentell ermittelten Temperaturprofile

stimmten sehr gut mit den Vorhersagen des Modells für die Temperaturprofile der Feststoffphase überein.

2.3.2.3 Modellierung durch eine Mischphase

Im Gegensatz den volumengemittelten Modellen des vorherigen Abschnitts wird in der Modellierung einer Mischphase mit lediglich einer gemeinsamen Energiegleichung für Gas- und Feststoffphase gearbeitet, diese bedingt ein lokales thermisches Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen. Damit können lokale Temperaturunterschiede zwischen Gas und Feststoff nicht aufgelöst werden, Sahraoui und Kaviany [62] zeigten dass sich solch ein Ansatz in fehlenden Temperaturspitzen, einer reduzierten Flammendicke, sowie einer erhöhter Flammengeschwindigkeit ausdrückt.

2.3.3 Alternativer Simulationsansatz über die kinetische Gastheorie

Die in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Grundgleichungen der Strömungssimulation stellen einen Ansatz dar, der mit makroskopischen Größen wie Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur eines Fluidelements arbeitet.

Ein alternativer Ansatz für die Strömungssimulation ist die Lattice-Boltzmann-Methode (LBM), welche sich aus der kinetischen Gastheorie ergibt. Diese basiert auf der mikroskopischen Vorstellung, dass sich alle Moleküle in einem Gas in ungeordneter Bewegung befinden, wodurch es zu Kollisionen zwischen den Molekülen kommt. Die Bewegung der Moleküle kann in einer mesoskopischen Betrachtung [36] durch die Partikel-Verteilungs-Funktion $f(x, \xi, t)$ beschrieben werden. Diese gibt die Dichte der Teilchen an, die sich zum Zeitpunkt t am Ort

x befinden und mit dem Geschwindigkeitsvektor ξ bewegen. Durch Momentenbildung können aus der Partikel-Verteilungsfunktion makroskopische Größen wie die Dichte (2.34) oder die Impulsdichte (2.35) rekonstruiert werden.

$$\rho(x, t) = \int f(x, \xi, t) d^3 \xi \quad (2.34)$$

$$\rho(x, t) \vec{v}(x, t) = \int \xi f(x, \xi, t) d^3 \xi \quad (2.35)$$

Für die Lattice-Boltzmann-Methode wird der Raum als äquidistantes, quadratisches Gitter mit Gitterabstand Δx diskretisiert. Abhängig vom Diskretisierungsschema werden nun lediglich bestimmte Geschwindigkeitsvektoren zwischen benachbarten Knotenpunkten berücksichtigt. Beispiele dieser Diskretisierung des Geschwindigkeitsraums werden in Abbildung 2.8 für eine, zwei und drei Dimensionen veranschaulicht. Damit der Transport der Verteilungsfunktionen entlang

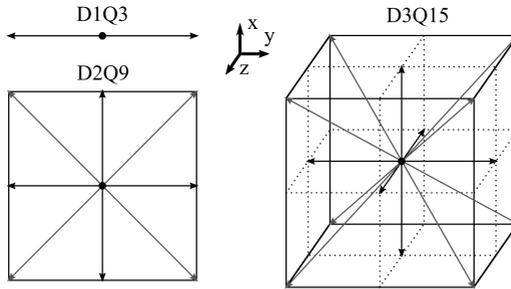


Abbildung 2.8: Veranschaulichung möglicher Diskretisierungsschemata des Geschwindigkeitsraums für eine (D1Q3), zwei (D2Q9) und drei (D3Q15) Dimensionen [36]

der festgelegten Geschwindigkeitsvektoren immer von einem Knotenpunkt zum nächsten erfolgt, muss die Berechnung mit einem festen Zeitschritt Δt durchgeführt werden.

Gleichung (2.36) wird als Lattice-Boltzmann-Equation (LBE) bezeichnet und stellt das Rückgrat der meisten Lattice-Boltzmann Simulationen dar. Sie beschreibt, dass die Partikel-Verteilungsfunktion einer bestimmten Richtung f_i von

der gleich gerichteten Partikel-Verteilungsfunktion des entsprechenden Nachbarknotens im vorherigen Zeitschritt, sowie deren Veränderung durch die Kollision abhängt.

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) + \Delta t \Omega_i(x, t) \quad (2.36)$$

Die Kollision wird im einfachsten Fall über den Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) Kollisionsoperator als eine lineare Relaxation zum lokalen Gleichgewicht ausgedrückt

$$\Omega_i = \frac{f_i - f_i^{eq}}{\tau} \quad (2.37)$$

Zur Durchführung von Simulationen erfolgt die Implementierung von (2.36) in zwei Schritten:

1. Die Auswertung der rechten Seite von Gleichung (2.36) wird als *Kollisionsschritt* bezeichnet. Dieser hängt einzig von der Partikelverteilungsfunktion am Knotenpunkt x zum Zeitpunkt t ab.
2. Im *Strömungsschritt* werden die Komponenten der Partikelverteilungsfunktionen nach der Kollision entsprechend ihrer diskreten Richtung zum jeweiligen Nachbarknoten in den nächsten Zeitschritt transportiert. Dies entspricht der linken Seite von Gleichung (2.36)

Eine Simulation erfolgt durch alternierendes Ausführen der beiden Schritte, wobei der zweite Schritt in der Praxis ein Kopieren der Werte aus einer Schreib-Matrix in eine Lese-Matrix darstellt. Die lokale Natur des Kollisionsschritts erlaubt daher eine effiziente Parallelisierung von LBM Anwendungen [36]. Eine ausführliche Einführung in die LBM gibt beispielsweise [36].

Eine verbreitete Anwendung der LBM ist die Simulation der Strömung in den komplexen Geometrien poröser Medien, wie sie beispielsweise bei der Filtration von flüssigen Metallen auftritt [85, 86]. Lei und Lou zeigten ein LBM-Modell für reaktive Strömungen in porösen Medien, das neben der Mehrkomponenten-Strömung und der chemischen Reaktion auch die Beziehung von Dichte und Temperatur berücksichtigt [38].

2.4 Fazit zum Stand der Technik

Die Porenbrenner-Technologie stellt eine Methode zur vorgemischten Verbrennung dar. Ihre Vorteile liegen unter Anderem in geringen Schadstoffemissionen, breiter Leistungsmodulation bei hoher Leistungsdichte, hoher interner Wärmerrückführung und der Emission von Strahlungswärme. Ein Porenbrenner stellt ein System komplexer Abhängigkeiten von physikalischen und chemischen Phänomenen dar, die wesentlich durch die Gestalt des porösen Körpers beeinflusst werden. Eine bewährte Form des Porenkörpers sind offenporige keramische Schäume, deren Morphologie unter anderem von Material und Herstellungsprozess abhängt. Moderne Produktionstechnologien ermöglichen inzwischen auch die Herstellung poröser keramischer Strukturen mit einer vorbestimmten Geometrie.

Eindimensionale Modelle verwenden volumetrisch gemittelte, effektive Parameter zur Beschreibung eines Porenbrenners. Die Kopplung der Energiegleichungen für Gas- und Feststoffphase erfolgt durch einen Wärmeübergang, der anhand einer volumetrischen Nusseltzahl modelliert wird. Der Wärmetransport durch Strahlung im porösen Medium lässt sich mit der diskreten Ordinaten Methode (DOM) modellieren, in der Gasphase wird eine durch Dispersion verstärkte, effektive Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Péclet-Zahl modelliert. Dreidimensionale Untersuchungen von Porenbrennern auf Ebene der einzelnen Poren erfordern einen erheblichen Rechenaufwand und wurden in der Vergangenheit kaum durchgeführt.

3 Analyse des Verbrennungsvorgangs in einem volumetrischen porösen Medium zur Verbrennung von Schwachgasen

In diesem Kapitel erfolgt die Analyse der Verbrennung eines Schwachgases in einem porösen Medium, welches insbesondere entlang der Hauptströmungsrichtung eine große Ausdehnung aufweist. Diese theoretischen Arbeiten fanden eingebettet in ein größeres Forschungsprojekt statt und hatten einen Erkenntnisgewinn bezüglich der verbrennungstechnischen Eigenschaften des Schwachgases zum Ziel, der die technische Umsetzung einer solchen Verbrennung erlaubt. Abschnitt 3.1.1 führt zunächst Schwachgase im Allgemeinen ein und bespricht deren verbrennungstechnische Besonderheiten. In Abschnitt 3.1.2 wird das Forschungsvorhaben erläutert, in dessen Kontext die vorliegenden Untersuchungen durchgeführt wurden. Abschnitt 3.2 widmet sich der Analyse des Verbrennungsvorgangs und in Abschnitt 3.3 wird auf die technische Umsetzung einer entsprechenden Verbrennung eingegangen.

3.1 Hintergrund und Anforderungen

3.1.1 Schwachgase und ihre verbrennungstechnischen Besonderheiten

Als Schwachgase werden brennbare Gasgemische bezeichnet, die einen signifikanten Anteil nicht-brennbarer Komponenten wie Stickstoff oder Kohlendioxid enthalten. Solche Gemische fallen beispielsweise als Nebenprodukte der chemischen Industrie, in der Stahlproduktion oder als Deponiegase an. Auch der schnell wachsende Sektor der erneuerbaren Energien produziert Gase mit nennenswertem Inertanteil, unter anderem als Biogas oder als Anodenrestgase aus Brennstoffzellen. Eine stoffliche Nutzung dieser Gasgemische ist in der Regel aufgrund geringer Partialdrücke wirtschaftlich unrentabel. Eine Freisetzung in die Atmosphäre ist ohne vorherige Behandlung des Schwachgases in der Regel aufgrund umweltschädigender Komponenten und entsprechender gesetzlicher Regelungen nicht möglich.

Eine Möglichkeit für den Umgang mit Schwachgasen liegt in der thermischen Verwertung, also der Verbrennung unter technischer Nutzung der Verbrennungswärme. Sie birgt das Potential, ökonomische und ökologische Vorteile zu kombinieren:

1. Die Nutzung anderer Wärmequellen und die damit verbundenen Rohstoffkosten und Schadstoffemissionen können reduziert oder eingespart werden.
2. Eine anderweitige Behandlung der Schwachgase zur Vermeidung gefährlicher Emissionen kann eingespart werden.

Für die technische Umsetzung einer thermischen Schwachgasverwertung ergeben sich jedoch eine Reihe von verbrennungstechnischen Herausforderungen. Der durch den Inertanteil mitgeführte thermische Ballast in Schwachgasen führt zu Heizwerten im Bereich von $1,3 \text{ MJ m}^{-3}$ bis 10 MJ m^{-3} , damit zu mitunter äußerst geringeren Verbrennungstemperaturen und reduzierten Flammgeschwindigkeiten, was wiederum die Stabilität und das Emissionsverhalten einer

Schwachgasverbrennung negativ beeinflusst [4]. Der Einfluss eines hohen Inertanteils kann dabei so weit reichen, dass ohne weitere Maßnahmen kein zündfähiges Schwachgas-Luft Gemisch vorliegt. Hinzu kommt, dass Schwachgas in der Regel als Neben- oder Abfallprodukte anfallen und Schwankungen in ihrer Zusammensetzung und Verfügbarkeit aufweisen. Diese Schwankungen können auf unterschiedlichen Zeitskalen auftreten und haben vielfältige Ursachen wie die Qualität von Rohstoffen eines Prozesses, die Alterung von Katalysatoren oder den diskontinuierlichen Betrieb von Anlagen bzw. Anlagenteilen. Um Schwachgase als verlässliche Wärmequelle nutzen zu können, muss ein entsprechendes Brennersystem die genannten Schwankungen nicht nur tolerieren, sondern auch ausgleichen können. Neben den verbrennungstechnischen Herausforderungen ergibt sich aus einer stark reduzierten Flammentemperatur auch eine Beschränkung im Temperaturniveau bei der Verwertung der freigesetzten Wärme.

Mögliche technische Lösungen für die beschriebenen Herausforderungen liegen beispielsweise im Einsatz eines hochkalorischen Brennstoffs für eine Stützfeuerung oder der Vorwärmung des Schwachgases beziehungsweise der Verbrennungsluft. Eine Stützfeuerung bedeutet den kontinuierlichen Einsatz eines weiteren Rohstoffs, sowie die damit verbundenen Emissionen. Ebenfalls mit Blick auf Schadstoffemissionen ist eine vorgemischte Verbrennungsführung zu bevorzugen, hieraus ergeben sich jedoch bei einer Vorwärmung des Gasgemischs wiederum sicherheitstechnische Herausforderungen durch eine reduzierte Zündverzugszeit. Für ein Brennersystem zur thermischen Verwertung von Schwachgas lassen sich also folgende Anforderungen zusammenfassen:

- Stabile und sichere Verbrennung des Schwachgases
- Resilienz gegen Schwankungen in Zusammensetzung und Durchsatz des Schwachgases
- Geringe Emissionswerte für Schadstoffe, insbesondere bezüglich Kohlenmonoxid CO und Stickoxide NO_x
- Zuverlässige Bereitstellung von Wärmeenergie auf dem Temperaturniveau des verknüpften Prozesses

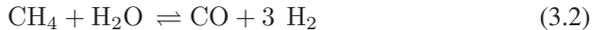
Eine Möglichkeit, diese Anforderungen zu vereinen bietet die Porenbrennertechnologie. Sie stellt eine Möglichkeit zur stabilen Schwachgasverbrennung dar, wie beispielsweise von Al-Hamamre et al. [4] in einem Porenbrenner konstanten Querschnitts gezeigt wurde. Bei niedrigen Heizwerten kann eine Vorwärmung des Gas-Luft-Gemischs den Verbrennungsprozess durch Erhöhung der Reaktionsraten positiv beeinflussen. Bei erhöhten Gemischtemperaturen ist eine Flammenstabilisierung durch thermisches Quenchen jedoch nur noch bedingt einsetzbar. Voß et al. [77] zeigten, dass mit dem kinematischen Stabilsierungskonzept auch Schwachgase niedrigen Heizwerts bei erhöhten Vorwärmtemperaturen in porösen inerten Medien verbrannt werden können.

3.1.2 Forschungsprojekt, vor dessen Hintergrund die Untersuchungen stattfanden

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen zur Verbrennung eines Schwachgases in einem ausgedehnten porösen Medium dienen einer Charakterisierung des Verbrennungsvorgangs, die als Grundlage für eine technische Umsetzung der thermischen Verwertung von Schwachgasen fungieren kann.

Diese Untersuchungen konnten glücklicherweise eingebettet in ein von der Europäischen Union gefördertes Forschungsvorhaben durchgeführt werden, das als praktisches Anwendungsbeispiel diente und in dessen Rahmen eine technische Umsetzung auf Grundlage der erarbeiteten Erkenntnisse erfolgte. Bei diesem Anwendungsbeispiel handelt es sich um das Forschungsprojekt BioRobur^{plus} (Advanced direct biogas fuel processor for robust and cost-effective decentralised hydrogen production) [57], das sich der Erschließung verschiedener Biogastypen für die nachhaltige, dezentrale Produktion von Wasserstoff widmet. Als Biogase werden Gemische aus Methan (CH_4) und Kohlendioxid (CO_2) bezeichnet, welche aus regenerativen Quellen stammen, unter anderem aus anaeroben Fermentationsprozessen von organischen Abfällen und Klärschlamm. Ziel des Projekts ist

die Errichtung einer Anlage zur Produktion von Wasserstoff aus Biogas im Demonstrationsmassstab (100 kg H₂/Tag), deren verfahrenstechnisches Fließbild in Abbildung 3.1 gegeben ist. Biogas, Luft und Wasser bilden die Eingangsströme des Verfahrens. Die Luft wird zunächst komprimiert, vom Hauptstrom der Luft wird anschließend über ein Adsorptionsverfahren ein Großteil des Stickstoffs (N₂) abgetrennt. Der im System verbleibende Strom weist nun einen Sauerstoffgehalt von ca. 95 vol.% und wird erwärmt. Das Wasser (H₂O) wird unter Druck in mehreren Stufen erwärmt und verdampft. Über eine Dampfstrahldüse wird das Biogas angesaugt, anschließend erfolgt eine Überhitzung des Biogas-Dampf Gemisches. Die beiden vorgewärmten Stoffströme werden nun vermischt und treten in den oxidativen Dampfreformer (OSR, oxidative steam reformer) ein, in dem ein Teil des im Biogas enthaltenen Methans mit dem Sauerstoff (O₂) partiell oxidiert (Gleichung (3.1)) und dadurch thermische Energie für die endotherme Dampfreformierung (Gleichung (3.2)) zur Verfügung stellt.



Nach einer Abkühlung des entstandenen Synthesegasgemischs erfolgt eine zwei-stufige Umsetzung der Wassergas-Shift-Reaktion (WGS, Gleichung (3.3)) mit Zwischenkühlung, bei der das Kohlendioxid (CO) unter Erzeugung von Wasserstoff zu Kohlendioxid oxidiert wird.



Nach einer weiteren Abkühlung und der Abscheidung von Wasser durch Kondensation erfolgt eine Kompression des Gasgemischs, anschließend erfolgt die Abtrennung von Wasserstoff mit einer Reihnheit von 99,99 % als Produkt des Prozesses mittels einer Druck-Wechsel-Adsorption (PSA). Dieser Prozessschritt kann nicht kontinuierlich durchgeführt werden, der alternierende Betrieb mehrerer Adsorptionseinheiten erlaubt jedoch eine quasi-kontinuierliche Betriebsweise. Aus der Regeneration der PSA ergibt sich ein Schwachgas als Nebenprodukt,

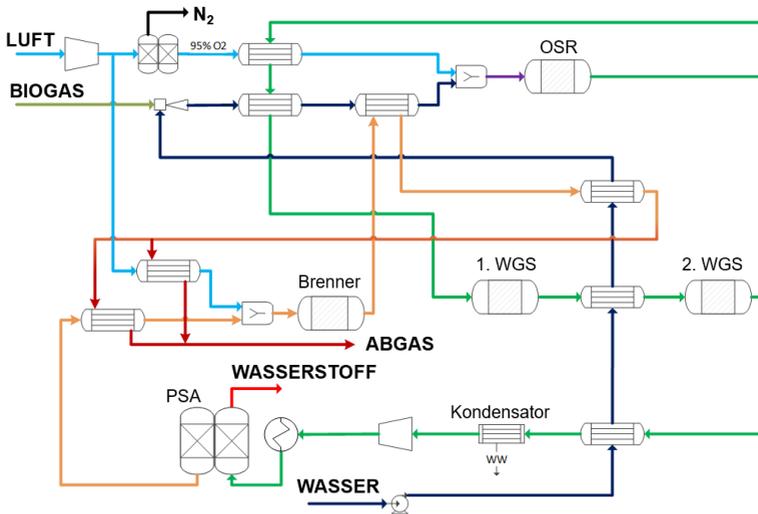


Abbildung 3.1: Prozessschema des BioRobur^{plus} Projekts für die Produktion von Wasserstoff aus Biogas

dessen Zusammensetzung mit dem zeitlichen Verlauf der Regeneration einer Adsorptionseinheit variiert, da die unterschiedlichen Spezies verschiedene Desorptionscharakteristiken aufweisen. Die Schwankungen in der Zusammensetzung des Schwachgases können für nachfolgende Prozessschritte beispielsweise durch den Einsatz eines Pufferbehälters gedämpft werden. Der Heizwert des Schwachgases wird in einem Brenner als fühlbare Wärme erschlossen und anschließend über zwei Stufen in die Dampfproduktion und Überhitzung des Dampfes eingekoppelt. Die Restwärme des Abgases wird zur Vorwärmung von Schwachgas und Verbrennungsluft genutzt.

Ein wesentliches Merkmal dieses Konzepts ist der hohe Grad an thermischer Integration, der basierend auf den oberen Heizwerten H_o und den Massenströmen \dot{m} von Biogas und Wasserstoff einen theoretischen Wirkungsgrad η_{theo} von 80 % ermöglicht.

$$\eta_{theo} = \frac{\dot{m}(H_2) \cdot H_o(H_2)}{\dot{m}(Biogas) \cdot H_o(Biogas)} \quad (3.4)$$

Zur Erreichung dieses Wirkungsgrads sieht die thermische Integration vor, dass durch die fühlbare Wärme aus der Schwachgasverbrennung die Überhitzung des Biogas-Dampf-Gemischs auf 840 °C, sowie die Bereitstellung von Prozessdampf bei 180 °C unterstützt wird. Mit einer als nominal modellierten Zusammensetzung des Biogases aus 60 vol % CH₄ und 40 vol % CO₂ bedeutet dies unter Vollast des Systems thermische Leistungen von 14 kW für die Verdampfung und 18 kW für die Überhitzung des Biogas-Dampf Gemischs. Für das Schwachgas ergibt sich unter Vollast ein Massenstrom von 62,2 kg/h und eine nominelle Zusammensetzung von 70,4 vol % CO₂, 20,9 vol % H₂, 5,0 vol % H₂O, 1,7 vol % CO, 1,2 vol % CH₄ und 0,8 vol % N₂.

Die BioRobur^{plus}-Anlage soll den realitätsnahen Einsatz der verwendeten Technologien demonstrieren, was neben dem Betrieb unter Vollast auch das An- und Abfahren der Anlage, einen Standby-Betrieb, sowie den Betrieb unter Teillast beinhaltet. Aus dem Prozess des Forschungsprojekts ergeben sich folgende Anforderungen an die Brenneinheit:

- Stabile und sichere Verbrennung des Schwachgases
- Toleranz gegen Schwankungen in Zusammensetzung und Durchsatz des Schwachgases
- Bereitstellung von Wärmeenergie auf hohem Temperaturniveau für die Überhitzung des Dampfes
- Bereitstellung von Wärmeenergie auf mittlerem Temperaturniveau zur Dampferzeugung
- Kompensation mangelnder Leistung durch alternativen Brennstoff
- Betrieb mit alternativem Brennstoff im Anfahr- und Standby-Betrieb
- Leistungsmodulation im Verhältnis 1:10
- Geringe Emissionswerte der Schadstoffe CO und NO_x

Anhand dieses praktischen Beispiels wird im folgenden Abschnitt die Analyse des Verbrennungsvorgangs im porösen Medium durchexerziert.

3.2 Analyse des Verbrennungsvorgangs

Im konkreten Fall dieser Arbeit handelte es sich um ein Schwachgas mit hohem Wasserstoffanteil unter den brennbaren Komponenten. Coppens und Konnov [14] zeigten, dass Wasserstoff im Gas die Brenngeschwindigkeit erhöht und Instabilitäten fördert. Die Verbrennung wasserstoffhaltiger Schwachgase bei hohen Vorwärmtemperaturen in porösen Medien wurde von Voß [78] unter Verwendung einer kinematischen Stabilisierung bereits erfolgreich demonstriert, daher erfolgten die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit vor dem Hintergrund dieses Konzepts. Aus den Anforderungen des Anwendungsfalls in Abschnitt 3.1.2 geht hervor, dass für das Brennersystem neben dem Schwachgas aus der PSA-Regeneration auch die Einspeisung eines weiteren Brennstoffs eingeplant wurde. Im vorliegenden Fall stand Biogas als Rohstoff des Produktionsprozesses bereits zur Verfügung und wurde daher auch als Ersatzbrennstoff für den Betrieb des Brenners vorgesehen. Um das Brennersystem kompakt zu halten, sollten beide Brennstoffe im selben Brenner verwendet werden, daher werden im Folgenden beide Brennstoffe parallel betrachtet. Die Analyse des Verbrennungsvorgangs erfolgte in mehreren Schritten und unterteilt sich in die Ermittlung geeigneter Betriebsparameter (Abschnitt 3.2.1), die Bestimmung der effektiven Flammgeschwindigkeit (Abschnitt 3.2.2), der Zündverzugszeit (Abschnitt 3.2.3), sowie zu erwartender Schadstoffemissionen (Abschnitt 3.2.4).

3.2.1 Ermittlung der Betriebsparameter

Die Prozessbetrachtung der gesamten Demonstrationsanlage basierte auf einem nominalen Biogas, welches sich aus 60 vol % CH_4 und 40 vol % CO_2 zusammensetzte. Für das Restgas ergab sich eine nominale Zusammensetzung von 70,4 vol % CO_2 , 20,9 vol % H_2 , 5,0 vol % H_2O , 1,7 vol % CO , 1,2 vol % CH_4

und 0,8 vol% N_2 . Diese Zusammensetzungen entsprechen unteren Heizwerten von $2,93 \text{ MJ m}^{-3}$ für das Restgas beziehungsweise $21,5 \text{ MJ m}^{-3}$ für das Biogas.

Zunächst wurde die adiabate Verbrennungstemperatur für beide Gemische bei verschiedenen Vorwärmtemperaturen und Luftzahlen berechnet. Hierzu kam das EQUIL Programm der CHEMKIN Sammlung [33] zum Einsatz, welches bei konstantem Druck unter Minimierung der Gibb'schen Enthalpie die Temperatur und die Zusammensetzung im thermodynamischen Gleichgewicht bestimmte. Die für das Gleichgewicht berücksichtigten Spezies wurden durch den GRI3.0 Reaktionsmechanismus [68] definiert. Abbildung 3.2 zeigt die adiabaten Verbrennungstemperaturen von Restgas und Biogas für Ausgangstemperaturen von 0°C bis 600°C als Funktion der Luftzahl λ .

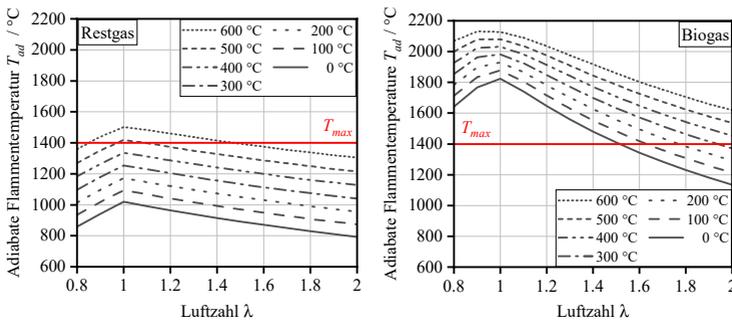


Abbildung 3.2: Adiabate Verbrennungstemperaturen von Restgas (links) und Biogas (rechts) für verschiedene Ausgangstemperaturen als Funktion der Luftzahl

Bei der Wahl der nominellen Betriebsparameter musste eine Reihe unterschiedlicher Aspekte berücksichtigt werden: Zunächst war durch die nachfolgenden Wärmeübertrager für das Abgas der Verbrennung ein hoher Massenstrom mit hoher Temperatur erwünscht. Die Temperatur im Brenner wurde jedoch durch die Materialeigenschaften der porösen Keramik (Si-SiC) auf maximal 1400°C begrenzt, diese Grenze ist in Abbildung 3.2 als horizontale Linie eingezeichnet. Ein Betrieb im unterstöchiometrischen Regime ($\lambda < 1$) musste ebenfalls verhindert

werden, da dies zu Schadstoffemissionen durch unvollständige Verbrennung führte. Hohe Vorwärmtemperaturen waren im Zulauf des Brenners insbesondere für das wasserstoffhaltige Restgas unter den sicherheitstechnischen Gesichtspunkten von Flammenrückschlag und Selbstzündung kritisch zu betrachten. Die letzten beiden Punkte sind insbesondere im Zusammenspiel mit Verweilzeiten und Strömungsgeschwindigkeiten interessant und werden im Abschnitt 3.3.1 eingehender betrachtet.

Für die Verbrennung im Inneren eines ausgedehnten (volumetrischen) porösen Mediums sind zwei Temperaturen zu unterscheiden: Zum einen die Abgastemperatur am Auslass des porösen Mediums, zum anderen die Verbrennungstemperatur im Inneren des volumetrischen Porenkörpers. Im Inneren des porösen Mediums ergeben sich für den Verbrennungsvorgang kaum Wärmeverluste, daher ist davon auszugehen, dass die erreichte Verbrennungstemperatur nahe der adiabaten Verbrennungstemperatur liegt. Zum Auslass des porösen Mediums hin sind aufgrund des Strahlungsaustauschs mit der Umgebung deutliche Wärmeverluste des Feststoffs zu erwarten, die sich durch den Wärmeübergang zwischen Gas- und Feststoffphase in einer Abgastemperatur niederschlagen. Die Abgastemperatur liegt daher mitunter deutlich unterhalb der Verbrennungstemperatur im Inneren des volumetrischen Körpers. Aus einer materialtechnischen Betrachtung ist in der Verbrennungsführung eine maximal zulässige Temperatur einzuhalten, hierfür wurde in Folge der vorangegangenen Erwägung die adiabate Verbrennungstemperatur herangezogen.

Unter Berücksichtigung der genannten Aspekte wurde eine Verbrennungstemperatur von 1400 °C als Zielgröße definiert. Für das Restgas wurde als nominale Betriebsbedingung eine Luftzahl von $\lambda_{RG} = 1,2$ bei einer Vorwärmtemperatur des Gas-Luft-Gemischs von $T_{0,RG} = 550\text{ °C}$ gewählt. Für das Biogas wurde eine moderate Vorwärmtemperatur von $T_{0,BG} = 180\text{ °C}$ bei einer Luftzahl von $\lambda_{BG} = 1,7$ gewählt.

3.2.2 Bestimmung der effektiven Flammengeschwindigkeit

Mit den im vorherigen Abschnitt gewählten Betriebsbedingungen wurden die effektive Brenngeschwindigkeiten für beide Brenngase ermittelt. Hierfür wurde das von Voß [78] erfolgreich für wasserstoffhaltige Schwachgease verwendete, eindimensionale Modell eingesetzt. Dieses basierte auf dem von Kee et al. entwickelten PREMIX [29] und löste in einer stationären Betrachtung die gewöhnlichen Differentialgleichungen zur Erhaltung der Gesamtmasse (3.5), der Speziesmasse (3.6), sowie Energie in der Gasphase (3.7) und Feststoffphase (3.8).

$$\frac{d\dot{m}}{dx} = 0 \quad (3.5)$$

$$\dot{m} \frac{dY_K}{dx} + \frac{d(\varepsilon A \rho_g D_K Y_K)}{dx} - \varepsilon A R_K M_K = 0 \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \dot{m} c_{p,g} \frac{dT_g}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\varepsilon A \kappa_{eff,g} \frac{dT_g}{dx} \right) + A H_v (T_g - T_s) \\ + \varepsilon A \sum_K \rho_g c_{p,g} D_K \frac{dT_g}{dx} + \varepsilon A \sum_K R_K h_K M_K = 0 \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$- \frac{d}{dx} \left((1 - \varepsilon) A \kappa_s \frac{dT_s}{dx} \right) - A H_v (T_g - T_s) + \frac{d(A Q_r)}{dx} + Q_w = 0 \quad (3.8)$$

Dieses eindimensionale Modell erlaubt eine quasi-zweidimensionale Betrachtung der Verbrennung im porösen Medium, indem die Querschnittsfläche A als Funktion der axialen Koordinate x berücksichtigt wird. Damit lassen sich Brennergeometrien mit wechselndem Querschnitt untersuchen. Der konvektive volumetrische Wärmeübergangskoeffizient H_v zur Kopplung der beiden Energiegleichungen wurde aus der Nusselt-Beziehung (3.9) mit der Reynolds-Zahl

Re (3.10) und der Prandtl-Zahl Pr (3.11) berechnet. Für die Gasphase wurden die thermodynamischen Stoffdaten und Transportkoeffizienten als Funktion von lokaler Temperatur und Zusammensetzung bereitgestellt [29, 30]. Die korrespondierenden Daten der Feststoffphase wurden ebenfalls als Funktion der lokalen Temperatur berücksichtigt.

$$\frac{H_v \cdot d_p}{\kappa_g \cdot A_v} = Nu = a + b \cdot Re^c \cdot Pr^d \quad (3.9)$$

$$Re = \frac{\rho_g u_g d_p}{\mu_g} \quad (3.10)$$

$$Pr = \frac{c_{p,g} \mu_g}{\kappa_g} \quad (3.11)$$

Die Dispersion wurde in Form einer effektiven Wärmeleitfähigkeit der Gasphase (3.12) unter Berücksichtigung des strukturabhängigen Parameters K_{ax} ins Modell einbezogen. Der Strahlungsterm $d(AQ_r)/dx$ in Gleichung (3.8) wurde nach der diskreten Ordinaten Methode in einer S_2 -Approximation berechnet. Bei dieser handelt es sich um den einfachsten Fall der diskreten Ordinaten Methode für ein eindimensionales Problem mit einer Ordinate in positiver axialer Richtung und einer entgegengesetzt gerichteten Ordinate [47].

$$\kappa_g^{eff} = \kappa_g \cdot \left(1 + \frac{RePr}{K_{ax}} \right) \quad (3.12)$$

Zur Bestimmung einer effektiven Flammgeschwindigkeit wurde die von Voß [78] gebrauchte Geometrie eines Porenbrenners verwendet, die sich aus einem konischen und einem zylindrischen Teil zusammensetzte. Der konische Teil erstreckte sich über eine axiale Strecke von 54 mm mit Durchmessern von 18 mm bis 80 mm. Die für einen 10 PPI Si-SiC Schaum verwendeten Geometrie- und Transportparameter sind in den Tabellen A.1, A.2 und A.3 zusammengefasst. Wärmeverluste über die Wand Q_w wurden nicht berücksichtigt. Als Startbedingung wurden geschätzte, linearisierte Temperaturprofile für Gas- und Feststoffphase vorgegeben mit der Flammenfront im konischen Teil der Geometrie nahe dem

Übergang zum zylindrischen Teil. Für die Gleichungen (3.6) und (3.7) waren am Einlass fixe Werte der Spezieskonzentration bzw. Temperatur vorgegeben, am Auslass war für beide Gleichungen die gradientenfreie Randbedingung gesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Umgebungstemperatur auf die Ein- bzw. Auslasstemperatur des porösen Mediums gesetzt, damit wurden keine Abstrahlung des Feststoffs an die Umgebung berücksichtigt und die entsprechenden Wärmeverluste an die Umgebung unterdrückt. Die aus PREMIX übernommenen Algorithmen lösten die durch Modell und Start- und Randbedingungen gegebene Problemstellung als eine sich frei ausbreitende Flamme. Bei einem fixen Massenstrom, der nicht der effektiven Flammengeschwindigkeit entspricht, führt dies zu einer örtlichen Verschiebung der Flammenfront. Um dies zu verhindern wird mit den Startbedingungen ein Temperaturpunkt im initialen Temperaturprofil der Flammenfront festgelegt, der örtlich fixiert wird. Aus der Energiebilanz (3.7) um diesen Punkt wird in jeder Iteration der Massenstrom des Gases neu berechnet und angepasst.

Unter Einsatz des GRI3.0 chemischen Reaktionsmechanismus [68] wurde für die nominalen Betriebsbedingungen beider Brennstoffe die Temperatur- und Speziesprofile berechnet. Abbildung 3.3 zeigt für das Restgas mit nominalen Betriebsparametern die axialen Verläufe von Gas- und Feststofftemperatur, sowie der Gasgeschwindigkeit und der Molfraktion des Hydroxylradikals (OH) vor dem Hintergrund der Brennergeometrie in einem 10 PPI-Schaum.

Die laminare Brenngeschwindigkeit S_L ist definiert als die Geschwindigkeit des kalten Gas-Luft-Gemischs normal zur Flammenfront [27]. Auf numerischem Wege kann S_L mit dem Programm PREMIX [29] bei einer Geometrie konstanten Querschnitts als Einlassgeschwindigkeit der Simulationsdomain bestimmt werden. Zur Bestimmung der effektiven Brenngeschwindigkeit im porösen Medium S_{eff} wurde nun aus den Simulationsergebnissen die Einlassgeschwindigkeit auf

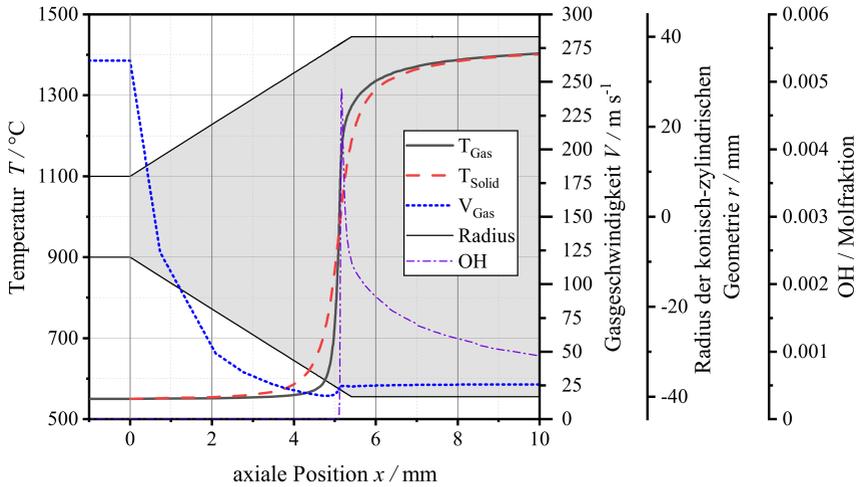


Abbildung 3.3: Temperaturprofile, Geschwindigkeitsverlauf und OH-Molenbruch über die axiale Koordinate der 1D-Geometrie mit variablem Querschnitt für das Schwachgas mit nominalen Betriebsparametern in einem 10 PPI porösen Medium

die Querschnittsfläche am Ort der Flamme bezogen. Der Ort der Flamme wurde als Position mit höchsten Wert des Hydroxyl (OH) Massenbruchs Y_{OH} definiert [11, 70], welcher hier dem axialen Ort der maximalen OH-Molfraktion entsprach.

$$S_{eff} = u_{in} \cdot \frac{A_{in}}{\varepsilon \cdot A(x(\max(Y_{OH})))} \quad (3.13)$$

Damit wurde die effektive Brenngeschwindigkeit in einem offenporigen 10 PPI Si-SiC Schaum zu $S_{eff}^{RG} = 14,22 \text{ m s}^{-1}$ für das Restgas und zu $S_{eff}^{BG} = 1,63 \text{ m s}^{-1}$ für das Biogas bestimmt. Der deutliche Unterschied in der effektiven Flammgeschwindigkeit der beiden Brenngase rührt vor allem aus den deutlich verschiedenen Vorwärmtemperaturen. Während das Biogas-Luft Gemisch mit einer initialen Temperatur von 453 K (dies entspricht 180 °C) dem Brenner zugeführt wird, beträgt die Vorwärmtemperatur des Restgas-Luft Gemischs 823 K beziehungsweise 550 °C. Damit liegt das Restgas deutlich näher an einer Selbstentzündung und erreicht mit seinem signifikanten Wasserstoffgehalt im porösen Medium diese hohe

effektive Flammengeschwindigkeit. Diese stark unterschiedlichen Flammengeschwindigkeiten stellen für die technische Umsetzung einer Stabilisierung im selben Brenner eine Herausforderung dar, jedoch ergaben sich die Vorwärmtemperaturen aus den Heizwerten der Brenngase und den Anforderungen an das Brennensystem, insbesondere aus dem Bedarf nach einem möglichst hohen Temperaturniveau des Abgases für die Überhitzung des Dampfes.

Neben Betriebsparametern in Form von Vorwärmtemperatur, Luftzahl und Brennstoffzusammensetzung hat auch das poröse Medium selbst Einfluss auf die effektive Flammengeschwindigkeit. Wird in den Gleichungen (3.6) und (3.7) die Porosität $\epsilon = 1$ gewählt, der Wärmeübergangskoeffizient $H_v = 0$ und für die Gasphase $\kappa_{eff,g} = \kappa_g$ gesetzt, sowie eine konstante Querschnittsfläche definiert, so ergibt sich wiederum das in PREMIX [29] hinterlegte Modell zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit. Diese wurde unter den gegebenen Betriebsbedingungen für das Restgas zu $S_L^{RG} = 1,15 \text{ m s}^{-1}$ und für das Biogas zu $S_L^{BG} = 0,16 \text{ m s}^{-1}$ berechnet. Auch hier zeigt sich der Einfluss der hohen Vorwärmtemperatur in einem deutlich größeren Wert für die laminare Brenngeschwindigkeit des Restgases.

Es stellte sich die Frage, ob durch die Wahl eines geeigneten porösen Mediums eine moderatere effektive Brenngeschwindigkeit des Restgases erreicht würde. Mit dem Peclét-Kriterium (2.4) wird das Verhältnis zwischen Wärmeproduktion aus der Verbrennung und Wärmeabfuhr an das poröse Medium bewertet. Für große Porendurchmesser ergeben weite Wege der Wärmediffusion eine relativ geringe Wärmeabfuhr. Für sehr kleine Porendurchmesser wird mit Unterschreiten der kritischen Peclét-Zahl so viel Wärme abgeführt, dass die Flamme verlöscht. Oberhalb der kritischen Peclét-Zahl war daher ein Bereich von Porengrößen denkbar, in dem der Flamme bereits ausreichend Wärme entzogen wird, um die effektive Flammengeschwindigkeit gegenüber einem porösen Medium größerer Poren zu reduzieren. Bedoya [10] verglich in seiner Arbeit zu stationären Flammen in porösen Medien unter anderem auch auf experimentelle Weise die effektiven Flammengeschwindigkeiten von Erdgas-Luft-Gemischen in konischen Porenbrennern mit 10 PPI und 20 PPI Si-SiC Schäumen. Dabei zeigte sich für kleine überstöchiometrische Luftzahlen ein Trend zu kleineren Flammengeschwindigkeiten

im 20 PPI Schaum. Mit dem Einsatz von effektiven Geometrieparametern für einen 20 PPI Si-SiC-Schaum (siehe Tabelle A.1) in das Modell der Gleichungen (3.5) bis (3.12) wurde eine effektive Flammengeschwindigkeit des Restgases von $S_{eff,20PPI}^{RG} = 4,12 \text{ m s}^{-1}$, sowie $S_{eff,20PPI}^{BG} = 0,99 \text{ m s}^{-1}$ für das Biogas berechnet.

Eine übersichtliche Zusammenstellung von nominalen Zusammensetzungen, Betriebsbedingungen und den resultierenden Flammengeschwindigkeiten ist in Tabelle 3.1 gegeben. Diese beinhaltet auch die laminare Brenngeschwindigkeit, welche durch direkte Anwendung von PREMIX [29] als Einlassgeschwindigkeit ermittelt wurde.

Tabelle 3.1: Nominale Gaszusammensetzungen, Betriebsbedingungen und Flammgeschwindigkeiten

		Restgas	Biogas			Restgas	Biogas
CH ₄	vol.%	1,2	60	H_u	MJ/m _N ³	2,93	21,5
CO ₂	vol.%	70,4	40	λ	-	1,2	1,7
N ₂	vol.%	0,8	-	T_{in}	K	823	453
H ₂ O	vol.%	5,0	-	S_L	m s ⁻¹	1,15	0,16
H ₂	vol.%	20,9	-	$S_{eff,10PPI}$	m s ⁻¹	14,22	1,63
CO	vol.%	1,7	-	$S_{eff,20PPI}$	m s ⁻¹	4,12	0,99

3.2.3 Zündverzugszeit und turbulente Flammengeschwindigkeit

Zur Gestaltung eines sicheren Brennersystems für die vorgemischte Verbrennung eines vorgewärmten Brennstoff-Luft Gemischs sind die Parameter der Zündverzugszeit und der turbulenten Flammengeschwindigkeit wichtige Größen.

Als Zündverzugszeit t_{ZVZ} wird die Zeit bezeichnet, in der sich bei nahezu konstanter Temperatur eines zündfähigen Gemischs ein Radikalpool bildet, der

schließlich in einer als Radikalkettenexplosion bezeichneten Zündung mündet [81]. In einer sicheren Gestaltung der Brennerzuführung liegt die Transportzeit des zündfähigen Gemischs unterhalb der Zündverzugszeit, um sicher zu stellen, dass potentiell entstehende Radikalpools ausgetragen werden bevor es zur Zündung kommt. Zur Bestimmung der Zündverzugszeit können verschiedene Kriterien zum Einsatz kommen, unter Anderem die Bildungsraten von CO oder OH oder der Temperaturanstieg in einem adiabaten Gefäß [81]. In der vorliegenden Arbeit wurde die Zündverzugszeit t_{ZVZ} als Zeitpunkt der maximalen OH-Konzentration in der transienten, nulldimensionalen Simulation eines geschlossenen homogenen Satzreaktors bestimmt [59], hierfür kam Ansys Chemkin zum Einsatz [5]. Abbildung 3.4 zeigt die Zündverzugszeiten der nominalen Brennstoff-Luft Gemische als Funktion der initialen Gemischtemperatur, sowie für abweichende Luftzahlen im Restgas-Luft Gemisch.

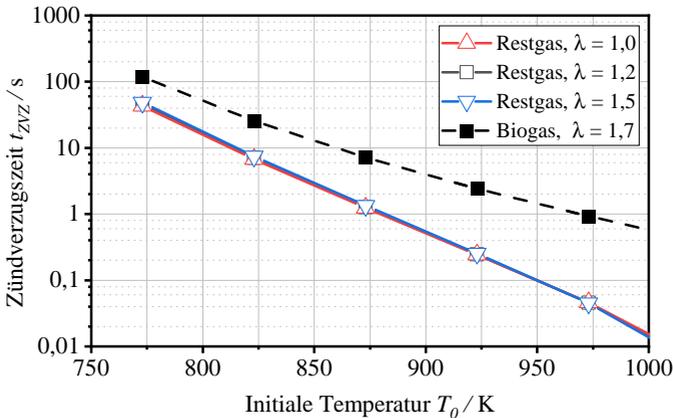


Abbildung 3.4: Zündverzugszeiten der Brenngas-Luft-Gemische als Funktion der initialen Gemischtemperatur

Für beide Brenngase zeigte sich im betrachteten Temperaturbereich eine näherungsweise exponentielle Abnahme der Zündverzugszeit mit linear steigender

Initialtemperatur. Bei der selben Temperatur lag die Zündverzugszeit der wasserstoffhaltigen Restgasmischung unterhalb derer des Biogases. Unter Berücksichtigung der jeweiligen nominalen Betriebsparameter liegt die Zündverzugszeit des Biogases um Größenordnungen über derer des Restgases. Eine Variation der Luftzahl für das Restgas ergab keine signifikanten Abweichungen in der Zündverzugszeit für die jeweils betrachtete Temperatur.

Die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t baut auf der laminaren Brenngeschwindigkeit auf, allerdings wirken Geschwindigkeitsschwankungen beziehungsweise Wirbel des Strömungsfeldes mit unterschiedlicher Längenskala auf die Flammenfront, so dass diese gestreckt, gekrümmt, gefaltet oder aufgeweitet wird. Damit ergibt sich, dass die turbulente Flammengeschwindigkeit oberhalb der laminaren Brenngeschwindigkeit liegt. Im Zusammenhang vorgemischter Verbrennungssysteme ist zu gewährleisten, dass die Flammenfront nicht aus dem Brennraum stromaufwärts in eine Zuleitung oder den Mischraum propagiert. Hierfür kann je nach Konstruktion in der Gestaltung sichergestellt werden, dass die Transportgeschwindigkeit des zündfähigen Gemischs oberhalb der turbulenten Flammengeschwindigkeit liegt.

Zur Abschätzung der turbulenten Flammengeschwindigkeit S_t wurde in der vorliegenden Arbeit das Modell von Schmid [65] herangezogen,

$$S_t = S_L + u' \cdot \left(1 + \frac{L_t}{u' \cdot \tau_c} \right)^{-0,25} \quad (3.14)$$

wobei S_L die laminare Brenngeschwindigkeit beschreibt, u' für die Geschwindigkeitsschwankungen, L_t für das turbulente Längenmaß und τ_c für das chemische Zeitmaß steht.

Die laminare Flammengeschwindigkeit S_L wurde mit PREMIX [29] berechnet, wobei die Lösung eindimensionale, stationäre Profile für die Temperatur $T(x)$ und die Geschwindigkeit $u(x)$ beinhaltet. Aus diesen Profilen wurde nach Gleichung (3.15) das chemische Zeitmaß τ_c ermittelt. Dieses chemische Zeitmaß wurde in

der Entwicklung der Gleichung (3.14) als Minimum des differentiellen Zeitmaßes für die lokale Wärmefreisetzung definiert [65].

$$\tau_c = \min \left[T(x) \cdot \left(\frac{dT}{dx} \cdot u(x) \right)^{-1} \right] \quad (3.15)$$

Die Schwankungsgeschwindigkeit $u' = u \cdot I_t$ wurde aus der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u und der Turbulenzintensität I_t berechnet. Nach Gleichung (3.14) wirkt sich eine erhöhte Schwankungsgeschwindigkeit in einer höheren turbulenten Flammengeschwindigkeit aus, für eine konservative Abschätzung von S_t wurde daher eine relativ hohe Turbulenzintensität von $I_t = 20\%$ angenommen. Die charakteristische Länge der Turbulenz wurde mit dem Durchmesser D eines fiktiven Rohres angenommen. Zur Berechnung der mittleren Gasgeschwindigkeit wurde aus den nominalen Betriebsparametern des Restgases (vgl. Tabelle 3.1) und dessen nominalen Massenstrom unter Annahme eines idealen Gases der entsprechende Volumenstrom berechnet. Neben dem Volumenstrom, der dem Nominalbetriebspunkt (Vollast, 100%) entsprach, wurde auch der Teillastbetrieb mit 10% des Massenstroms bei konstanten Betriebsparametern berücksichtigt. Für das Biogas wurden die Massenströme jeweils gleicher Verbrennungsleistung gewählt und analog vorgegangen. Aus den Volumenströmen und der Querschnittsfläche des fiktiven Rohrs ergab sich die jeweilige mittlere Gasgeschwindigkeit. Abbildung 3.5 zeigt das Verhältnis von mittlerer Gasgeschwindigkeit und turbulenter Flammengeschwindigkeit als Funktion des Rohrdurchmessers für die vier beschriebenen Grenzfälle.

Bei allen Durchmessern zeigte der Grenzfall der Restgasverbrennung im Teillastbereich das geringste Geschwindigkeitsverhältnis aus mittlerer Strömungsgeschwindigkeit und turbulenter Flammengeschwindigkeit, für Rohrdurchmesser größer 6 cm ergab sich hier ein Verhältnis kleiner 1, was ein potentielles Rückschlagen der Flammenfront bedeutet.

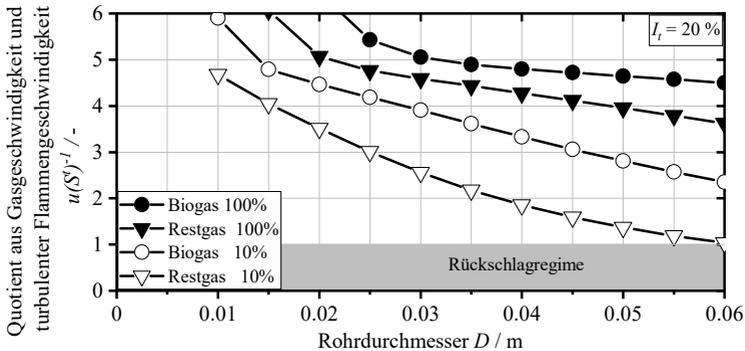


Abbildung 3.5: Verhältnis aus mittlerer Gasgeschwindigkeit und turbulenter Flammengeschwindigkeit als Funktion des Rohrdurchmessers für alle vier Grenzfälle des Brennerbetriebs bei einer konservativ angenommenen Turbulenzintensität von $I_t = 20\%$

3.2.4 Emissionsverhalten

Neben der sicheren und stabilen Verbrennung der Gase bilden die emittierten Schadstoffe einen weiteren wichtigen Gesichtspunkt in der Brennerentwicklung. Im Fall des vorliegenden Gasbrenners waren vor allem die Schadstoffe Kohlenmonoxid (CO), sowie Stickstoffmonoxid (NO) und Stickstoffdioxid (NO₂) zu berücksichtigen. Die Stickoxide werden als NO_x zusammengefasst, wobei für Gewichtsangaben das NO auf NO₂ umgerechnet wird [3].

Im Rahmen von Verbrennungsprozessen wird hauptsächlich NO gebildet, welches im Anschluss weiter zu NO₂ oxidiert. Die NO-Bildung gliedert sich in die drei Mechanismen "Brennstoff-NO", "Prompt-NO" und "thermisches NO".

Brennstoff-NO wird aus im organischen Brennstoff gebundenen Stickstoffatomen in der Reaktionszone gebildet. Bei gasförmigen Brennstoffen ist der Anteil an gebundenem Stickstoff in der Regel gering, auch im vorliegenden Fall finden sich keine stickstoffhaltigen Verbindungen in der nominellen Zusammensetzung des Restgases oder des Biogases. Prompt-NO bildet sich in der Flammenzone durch die Reaktion von Brennstoffradikalen mit N₂ Molekülen bei Temperaturen

oberhalb von 1000 K. Der von Fenimore vorgeschlagene Mechanismus läuft dabei unter Bildung von Blausäure HCN ab und ist besonders in brennstoffreichen Bedingungen und Diffusionsflammen relevant [81].

Thermisches NO (auch Zeldovich-NO) wird bei hohen Temperaturen aus molekularem Stickstoff gebildet. Dabei ist die Aufspaltung des N_2 Moleküls nach Reaktion (3.16) der langsame, geschwindigkeitsbestimmende Schritt. [27, Kapitel 17]. Die Gleichungen (3.16) und (3.17) beschreiben den einfachen Zeldovich Mechanismus, der für sauerstoffarme Bedingung um (3.18) erweitert wurde [81].



Bei höheren Luftzahlen ($\lambda > 1,5$) kommt weiterhin die NO-Bildung über Lachgas (N_2O) zum Tragen, dieser Pfad ist aufgrund der beteiligten Drei-Komponenten-Reaktion eher bei höheren Drücken relevant und leistet in den meisten Fällen einen eher geringen Beitrag zur Gesamtheit des produzierten NO. Aufgrund seiner geringen Aktivierungsenergie ist der Temperatureinfluss bei diesem Pfad jedoch deutlich geringer als beim Zeldovic-Pfad, so dass der N_2O -Pfad bei niedrigen Verbrennungstemperaturen an relativer Bedeutung gewinnt [81].

Die Bildung von thermischem NO kann durch eine Reaktionsführung mit kurzer Verweilzeit bei hohen Temperaturen und Begrenzung der maximalen Temperatur vermieden werden. Dazu zählt auch ein homogenes Temperatur- und Mischungsfeld zur Vermeidung lokal hoher Temperaturen. Diese Bedingungen sind im Porrenbrenner durch vorgemischte Verbrennung und aufgrund der materialbedingten Temperaturbegrenzung gegeben, so dass auch im vorliegenden Beispielfall geringe NO_x Emissionen zu erwarten waren.

Kohlenmonoxid CO ist ein unvermeidbares Zwischenprodukt der Verbrennung kohlenstoffhaltiger Brennstoffe und bildet die Vorstufe zum vollständig oxidierten Kohlenstoffdioxid CO_2 . Die zugehörige schnelle Oxidationsreaktion (3.19) ist vor

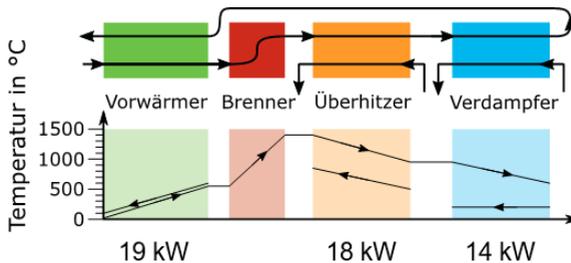
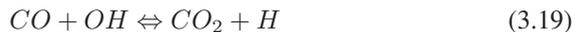


Abbildung 3.6: Schematischer Temperaturverlauf und Gasführung in der Brennersektion

allein durch das thermodynamische Gleichgewicht bestimmt, welches bei hohen Temperaturen auf Seite des CO liegt und sich mit sinkender Temperatur zum CO₂ verschiebt. [27].



Mit den hohen Temperaturen am Brennerauslass war somit zunächst ein hoher CO-Gehalt im Rauchgas zu erwarten, für eine Abschätzung der vom gesamten Brennersystem emittierten CO-Mengen war also die dem Brenner nachgeschaltete Rauchgasführung mit zu betrachten.

Aus dem Prozessfließbild 3.1 ergab sich die Führung des Gasstroms durch den Brenner und die nachgeschalteten Wärmeübertrager, diese ist in Abbildung 3.6 kompakt dargestellt. Nach der Verbrennung mit starkem Temperaturanstieg wurde das heiße Rauchgas über eine Serie von Wärmeübertragern geleitet. Beim Betrieb der Anlage unter Vollast wurden zunächst im Überhitzer 18 kW an das Biogas-Dampf-Gemisch abgegeben, im Verdampfer wurde ein Wärmestrom von 14 kW zur Dampferzeugung abgegeben, die Restwärme des Rauchgases wurde schließlich im Rekuperator zur Vorwärmung von Luft und Brenngas eingesetzt.

Für die Abschätzung der Schadstoffemissionen wurde die in Abbildung 3.6 dargestellte Wärmeübertragerreihe durch eine Verschaltung von idealisierten Modellreaktoren abgebildet, die im frei verfügbaren CHEMKIN(II) Paket [32] abgebildet sind. Zur Abbildung der Verweilzeit in den einzelnen Wärmeübertragern wurde

jeweils ein idealer, adiabater Pfropfstromreaktor (plug flow reactor, PFR) herangezogen, welcher mit dem SENKIN Programm [40] des genannten Pakets berechnet wurde. Um die Wärmeabfuhr aus dem Rauchgas abbilden zu können wurde jedem PFR ein idealer Satzreaktor (perfectly stirred reactor, PSR) vorgeschaltet, in dem bei einer sehr kurzen Verweilzeit von 1×10^{-7} s der entsprechende Wärmestrom abgeführt wurde. Die Abbildung des PSR erfolgte über das Twopnt Programm [20] des genannten Programmpaketts. Die gegenüber dem PSR deutlich längeren Verweilzeiten innerhalb der PFR-Reaktoren ergab sich aus deren Dimensionierung und dem Rauchgasstrom, der für beide Brenngase bei Vollast des Brenners angenommen wurde, so dass der maximale Volumenstrom, respektive die minimale Verweilzeit im Wärmeübertragungssystem betrachtet wurde. Für den Eingangsstrom in das Wärmeübertragungssystem wurde die in Abschnitt 3.2.2 betrachtete Berechnung der effektiven Brenngeschwindigkeit herangezogen. Die in diesem Zusammenhang berechnete Zusammensetzung und Temperatur des Rauchgases am Brennerauslass wurde als Eingangsstrom für die Abschätzung der CO- und NO_x-Emissionen eingesetzt. Wie in der Berechnung der Effektiven Flammgeschwindigkeit kam auch hier der GRI3.0 Reaktionsmechanismus [68] zum Einsatz, in Abbildung 3.7 ist schematisch die Verschaltung der Modellreaktoren zur Berechnung der Abgaszusammensetzung dargestellt.

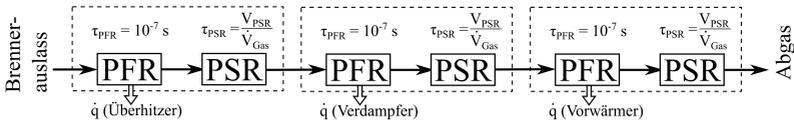


Abbildung 3.7: Verschaltung der Modellreaktoren zur Abschätzung der Abgaszusammensetzung

Abbildung 3.8 zeigt die auf diese Art abgeschätzte Entwicklung der Temperatur, sowie der Schadstoffe CO und NO_x am Auslass des Brenners und jeweils am Auslass der drei Wärmeübertrager für den nominalen Auslegungsfall der Anlage mit einer Brennerleistung von 34 kW. Im Fall der Restgasverbrennung wurde am Brennerauslass zunächst ein hoher CO-Wert von 8792 mg/kWh berechnet, der sich im nachgeschalteten Wärmeübertrager H-6 auf <1 mg/kWh reduzierte. Der berechnete NO-Wert lag für das Restgas am Brennerauslass bei 4,2 mg/kWh,

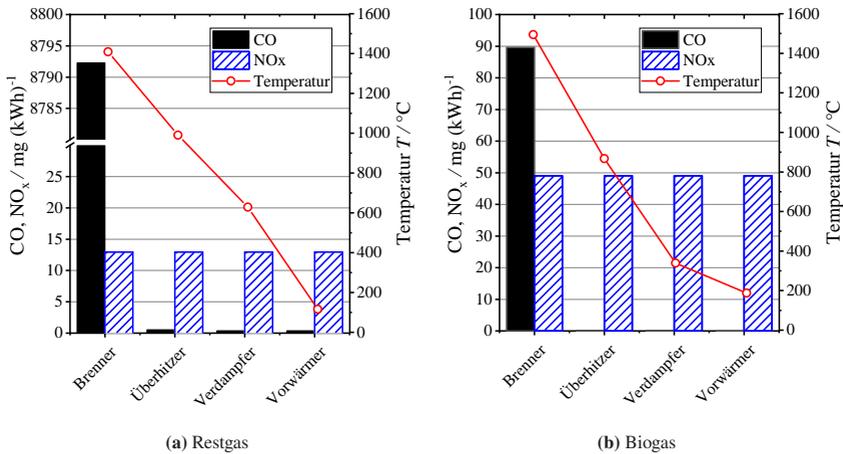


Abbildung 3.8: Abgeschätzter Verlauf der Schadstoffe im Brennersystem bei der vollen Brennerleistung von 34 kW am Auslass der jeweiligen Einheit

was einem NO_x-Wert von 13 mg/kWh entsprach. Über den Verlauf der Wärmeübertrager reagierte ein Teil des NO zu NO₂, wodurch aber der NO_x-Wert von 13 mg/kWh konstant blieb. Für den Betrieb mit Biogas wurde am Brennerauslass ein CO-Wert von 90 mg/kWh vorhergesagt, der sich im nachgeschalteten Wärmeübertrager H-6 auf <0,1 mg/kWh reduzierte, die vorhergesagte NO_x-Emission lag bei 49 mg/kWh über alle vier betrachteten Punkte im System.

Im Fall der Restgasverbrennung wurde eine für Porenbrenner typische, niedrige NO_x-Emission vorausgesagt, die mit dem für eine Verbrennung relativ geringen Temperaturniveau und der kurzen Verweilzeit bei diesen Temperaturen zu erklären ist [35]. Die im Fall der Biogasverbrennung vorhergesagte NO_x-Emission lag über derjenigen des Restgases und lässt sich nach dem Mechanismus für Thermisches NO (3.16) bis (3.18) durch ein leicht erhöhtes Temperaturniveau und einen

größeren Luftüberschuss begründen. In beiden Fällen wurden die Stickoxidemissionswerte durch den Verbrennungsprozess bestimmt und durch das Wärmeübertragungssystem nicht beeinflusst. Die numerisch vorhergesagten Stickoxidemissionen lagen unterhalb des in [3] vorgegebenen Grenzwertes von 56 mg/kWh^1 .

Der Ausgangswert der CO-Emissionen am Brennerauslass lag für das Restgas um mehrere Größenordnungen über dem für das Biogas, da bereits im unverbrannten Restgas ein erheblicher Anteil an CO_2 vorlag, der in die Gleichgewichtslage der Reaktion (3.19) einfließt. Demgegenüber stand beim Biogas ein reduzierter Partialdruck des CO_2 durch den geringeren CO_2 -Anteil im Brenngas und die erhöhte Luftzahl. Durch die hinreichenden Verweilzeiten bei moderaten Temperaturen im Wärmeübertragungssystem konnte jedoch ein weitgehender Abbau des CO erreicht werden. Der in [3] vorgegebene CO-Grenzwert von 100 mg/kWh wurde beim Einsatz von Biogas bereits direkt am Brennerauslass eingehalten, beim Einsatz von Restgas erfolgte die Einhaltung des Grenzwertes nach dem ersten Wärmeübertrager.

3.3 Technische Umsetzung

Aufbauend auf den gewonnenen Erkenntnissen zur verbrennungstechnischen Analyse der eingesetzten Brennstoffe wurde ein Brennerkonzept mit erster Auslegung erarbeitet, das in einem zweiten Schritt auf die Anforderungen im Forschungsprojekt optimiert wurde.

¹ Dieser Grenzwert der NO_x -Klasse 5 bezieht sich auf den Brennwert des Gases, die berechneten Emissionen wurden für die vorliegende Arbeit auf den Heizwert bezogen. Da der Brennwert über dem Heizwert liegt, wird der Grenzwert eingehalten

3.3.1 Konzept und erste Auslegung

Grundlegende Aufgabe des zu entwickelnden Brennersystems war die sichere und stabile Verbrennung eines Schwachgases zur energetischen Verwertung, eingebettet in einem verfahrenstechnischen Konzept. Eine solche Verbrennung geht wie in Abschnitt 3.1.1 besprochen mit einigen Herausforderungen einher, die unter anderem die Stabilität der Verbrennung oder die Resilienz gegenüber Schwankungen im Brennstoff betreffen. Als Lösungsstrategie wurde die Verbrennung in einem porösen Medium gewählt, wobei die Flammenfront durch ein kinematisches Gleichgewicht in einer porösen Struktur stromabwärts wachsendem Querschnitt erfolgen sollte.

Eine erste Dimensionierung der porösen Struktur erfolgte auf Basis der unter Nominalbedingungen erwarteten Volumenströme, sowie der berechneten effektiven Flammengeschwindigkeiten. Dafür wurde Gleichung (3.13) so umgestellt, dass bei bekannten Werten für effektive Flammengeschwindigkeit S_{eff} und Eingangsvolumenstrom $\dot{V}_{in} = u_{in} \cdot A_{in}$ die stabilisierende Querschnittsfläche des porösen Mediums berechnet wurde. Unter Annahme eines idealen Gases konnte \dot{V}_{in} als Funktion des Massenstroms und der Temperatur ausgedrückt werden. Für ein rotationssymmetrisches (konisches) poröses Medium ergab sich der Stabilisierungsdurchmesser d_{PIM} also mit Gleichung (3.20),

$$d_{PIM}^2 = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\dot{V}_{in}}{S_{PIM}^{eff}} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\dot{m} \cdot T \cdot \bar{M} \mathbb{R}}{p \cdot S_{PIM}^{eff}} \quad (3.20)$$

wobei \dot{m} den Massenstrom des unverbrannten Brenngas-Luft Gemischs, T dessen Temperatur, \bar{M} dessen mittlere Molmasse, p den Druck, S_{eff} die effektive Flammengeschwindigkeit und \mathbb{R} die universelle Gaskonstante beschreibt.

Unter Vollast wurde für das Konzept der in Abbildung 3.1 gezeigten Verschaltung ein Restgasmassenstrom von $\dot{m}_{RG} = 62,15 \text{ kg h}^{-1}$ mit der in Tabelle 3.1 genannten nominalen Zusammensetzung erwartet. Dies entsprach einer Brennerleistung von 34 kW, die gegebenenfalls durch einen Massenstrom von $7,0 \text{ kg h}^{-1}$ Biogas kompensiert werden sollte. Mit den zum Einstellen der festgelegten Luftzahlen

erforderlichen Luftströmen wurden die Gesamtmassenströme \dot{m} und mittleren Molmassen \bar{M} bestimmt. Nach Gleichung (3.20) ergaben sich damit für ein poröses Medium mit 10 PPI Stabilisierungsdurchmesser von 62 mm für das Restgas und 125 mm für das Biogas bei Volllast. Bei einem Betrieb unter einer Teillast von 10 % reduzieren sich die Massen- bzw. Volumenströme entsprechend auf 10 % der Volllastwerte und es ergeben sich Stabilisierungsdurchmesser von 19 mm für das Restgas und 40 mm für das Biogas.

Damit waren Einlass- und Auslassdurchmesser des porösen Mediums als Minimal- und Maximalwert der berechneten Stabilisierungsdurchmesser gegeben. Bezüglich der Länge des porösen Mediums waren mehrere Aspekte zu beachten. Ein sehr kurzes poröses Medium bedeutet einen großen Öffnungswinkel, der potentiell unerwünschten Tot- oder Rückströmzonen innerhalb der Struktur führen kann. Im Extremfall liegen Ein- und Auslass so nah beieinander, dass Wärme direkt aus der Verbrennungszone ausgekoppelt wird, was im vorliegenden Fall insbesondere für das Schwachgas nicht erwünscht ist. Ein sehr langes poröses Medium hingegen weist eine große Oberfläche und damit potentiell größere radiale Wärmeverluste auf, hinzu kommt ein erhöhter Druckverlust. In Anlehnung an Voß et al. [77] wurde für das konisch geformte poröse Medium ein halber Öffnungswinkel von 20° gewählt, damit ergab sich zwischen dem kleinsten und dem größten Stabilisierungsdurchmesser eine Länge von 146 mm. Abbildung 3.9 veranschaulicht die vorläufige Dimensionierung des porösen Mediums mit den jeweiligen Betriebsbereichen und Stabilisierungsdurchmessern, eine ausführliche Aufstellung inklusive der Massen- und Volumenströme ist in Tabelle A.4 gegeben.

3.3.2 Optimierung der Brennergestaltung

3.3.3 Problematik Druckverlust

Die Brenngase lagen im Fall der Demonstrationsanlage nur mit einem geringen Vordruck vor. Für eine effiziente thermische Integration war daher ein möglichst

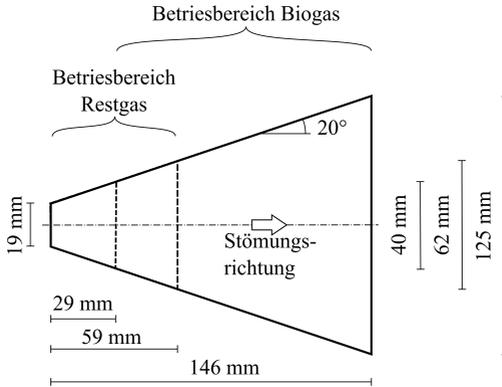


Abbildung 3.9: Skizze der vorläufigen PIM-Geometrie mit Betriebsbereichen und Stabilisierungsdurchmessern für Restgas und Biogas

geringer Druckverlust im Brennersystem anzustreben, dieser wurde bei den gegebenen Volumenströmen durch den kleinen Einlassdurchmesser des porösen Mediums bestimmt. Dieser Einlassdurchmesser des Brenners beeinflusste wiederum die Gestaltung und damit den Druckverlust der stromaufwärts liegenden Mischeinheit und Zuführung zum Brenner.

Für ein dem Brenner zuführendes Rohr wurde durch Einsetzen von $Re_D = (u \cdot D)/\nu$ und $u = (4\dot{V})/(\pi D^2)$ in das Blasius-Gesetz [49] die starke Abhängigkeit des Druckverlustes vom Rohrdurchmesser in Gleichung (3.21) deutlich.

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{4\dot{V}}{\pi D^2} \right)^2 \cdot 0,3164 \left(\frac{\pi \nu D}{4\dot{V}} \right)^{1/4} \propto D^{-19/4} \quad (3.21)$$

Der kleine Einlassdurchmesser des porösen Mediums resultierte in der vorläufigen Dimensionierung aus der Stabilisierung eines relativ kleinen Volumenstroms zur Restgasverbrennung im Teillastbetrieb bei einer hohen effektiven Flammengeschwindigkeit im porösen Medium. Es wurde daher nach Wegen gesucht, den Einlassdurchmesser des porösen Mediums zu vergrößern und dabei den sicheren und stabilen Betrieb des Brenners über alle Betriebszustände zu gewährleisten.

3.3.4 Veränderung des Porösen Mediums

Ein Faktor für den geringen Einlassdurchmesser der porösen Mediums war die hohe effektive Flammengeschwindigkeit, die aus den Struktureigenschaften des 10 PPI Schaums resultierte. Für ein poröses Medium mit einer erhöhten Porendichte 20 PPI ergab sich in Abschnitt 3.2 eine reduzierte effektive Flammengeschwindigkeit von $S_{eff,20PPI} = 4,12 \text{ m s}^{-1}$. Damit errechnete sich nach Gleichung (3.20) ein Stabilisierungsdurchmesser von 36 mm.

Für eine Stabilisierung der Flamme innerhalb des porösen Mediums nahe der Einlassfläche war weiterhin zu bedenken, dass die in Abbildung 2.2 gezeigte Vorwärmzone äußerst klein würde und im Extremfall ganz verschwände. Die mit der internen Vorwärmung verbundene Erhöhung der Brenngeschwindigkeit würde damit reduziert, wodurch sich ein größerer Stabilisierungsdurchmesser ergäbe und die Flammenfront im konischen porösen Medium stromabwärts wanderte. Damit war für den Grenzfall des Betriebs mit Restgas im zehnpromzentigen Teillastbetrieb kein Vorrücken der Flammenfront bis zum Einlass in das poröse Medium zu erwarten.

Eine Betrachtung des Druckverlusts in der Zuführung zum Brenner wurde unabhängig von der Länge dieser Zuführung durchgeführt. Durch die Erweiterung des Durchmessers am Brennereinlass von 19 mm auf 36 mm reduzierte sich der längenspezifische Druckverlust $\Delta p/L$ in einer vorerst hypothetischen Zuleitung nach Gleichung (3.21) um etwa 95 %.

Wie auch im zuführenden Rohr war der Druckverlust im porösen Medium bestimmt durch die Gasgeschwindigkeit und zusätzlich durch die Morphologie des porösen Mediums selbst. Die im Folgenden betrachtete Modifikation des porösen Mediums sah eine konische 10 PPI Struktur bei einem konstanten halben Öffnungswinkel von 20° mit einem Einlassdurchmesser von 36 mm vor, wobei dem konischen Teil ein zylindrisches 20 PPI Teil vorgeschaltet wurde. Im betroffenen Abschnitt wurden für die feinporige Struktur mit der erhöhten Querschnittsfläche zwar geringere Gasgeschwindigkeiten und damit eine Reduktion des Druckverlusts erwartet, jedoch ging mit der feinporigen Struktur auch eine Erhöhung der

inneren Oberfläche und damit des spezifischen Druckverlusts einher. Zur Beurteilung der Optimierungsmaßnahme bezüglich des Druckverlusts im porösen Medium wurde der Druckverlust im durch die Maßnahme betroffenen Abschnitt abgeschätzt, hierfür wurde vom nominalen Betriebszustand mit Restgas unter Volllast ausgegangen.

Die Optimierungsmaßnahme betraf für die Gestaltung aus Abschnitt 3.3.1 den Bereich vom Einlass bis zu einem Durchmesser von 36 mm, was einer axialen Länge von 23 mm entsprach. Die Abschätzung erfolgte mit Hilfe der Darcy-Forchheimer Gleichung (3.22), aus der für den betroffenen konischen Abschnitt die Beziehung (3.23) hergeleitet wurde (siehe Anhang B).

$$\frac{\Delta p}{\Delta L} = u \cdot \frac{\mu}{k_1} + u^2 \cdot \frac{\rho}{k_2} \quad (3.22)$$

$$\Delta p = \frac{\mu \cdot \dot{V}}{k_1 \cdot \pi} \cdot 7,104 \times 10^2 \text{ m}^{-1} + \frac{\rho \cdot \dot{V}^2}{k_2 \cdot \pi^2} \cdot 1,37 \times 10^6 \text{ m}^{-3} \quad (3.23)$$

Einsetzen der in Tabelle 3.2 zusammengefassten Parameter des Gasstroms, sowie der von Pickenäcker [55] bestimmten Geometrieparameter k_1 und k_2 für einen 10 PPI Si-SiC Schaum in Gleichung (3.23) ergaben einen Druckverlust von $\Delta p(\text{konus, 10 PPI}) = 0,3 \text{ bar}$ auf dem betroffenen Abschnitt für das konische Design. Für die Abschätzung des Druckverlusts eines zylindrischen Stücks eines 20 PPI Si-SiC Schaums mit einer Länge von 20 mm und einem Durchmesser von 36 mm wurden die von Pickenäcker [55] bestimmten Parameter für Schäume mit 15 PPI und 25 PPI interpoliert (siehe Tabelle 3.2), damit ergab sich aus Gleichung (3.22) $\Delta p(\text{zylinder, 20 PPI}) = 0,006 \text{ bar}$.

Damit ergab diese Änderung im Brennerdesign auch im porösen Medium eine signifikante Reduktion des Druckverlusts.

Tabelle 3.2: Gasparameter und Druckverlustkonstanten zur Berechnung des Druckverlusts im porösen Medium

Restgas			Druckverlustkonstanten			
100 % Nominalbetrieb			SiC-Schaum	$k_1(10^{-10} \text{ m}^2)$	$k_2(10^{-5} \text{ m})$	Quelle
\dot{V}	153,5	$\text{m}^3 \text{ h}^{-1}$	10 PPI	1071	651	[55]
ρ	0,686	kg m^{-3}	15 PPI	685	401	[55]
μ	$3,6 \times 10^{-5}$	Pa s	20 PPI	499	307	interp.
			25 PPI	313	213	[55]

3.3.5 Betrachtung des Flammenrückschlags

Der zu entwickelnde Brenner sollte aus den in Abschnitt 2.1.1 erläuterten Gründen mit einem vorgemischtem Gas-Luft-Gemisch betrieben werden. Für einen sicheren Betrieb des Brennersystems musste daher sichergestellt werden, dass die Reaktionsfront nicht aus dem porösen Medium in die Zuführung zurückschlagen konnte. Hierfür wurde wiederum ein kinematisches Gleichgewicht aus der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im zuführenden Rohr und der dem Strömungszustand entsprechenden Flammengeschwindigkeit betrachtet. Die turbulente Flammengeschwindigkeit wurde in Abschnitt 3.2.3 mit einer als hoch angenommenen Turbulenzintensität konservativ abgeschätzt und in Abbildung 3.5 mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ins Verhältnis gesetzt.

Für die Konstruktion des Brenners wurde ein Rohrdurchmesser von 40 mm bei einem minimalen Geschwindigkeitsverhältnis von 1.9 als Auslegungspunkt gewählt.

3.3.6 Gestaltung des Mischsystems

Für einen sicheren Betrieb des Brenners war auch die Gestaltung einer entsprechenden Mischeinheit nötig, die im Folgenden skizziert wird. Der Betrieb des Brenners bedingte die Versorgung mit Brenngasen und Luft im vorgemischtem

Zustand. Aus einer sicherheitstechnischen Betrachtung musste das Volumen des vorgemischten Gases möglichst gering gehalten werden, daher sollte das Mischmodul direkt in die Zuleitung des Brenners integriert werden. Dies implizierte ein Mischen von Gas und Luft unter vorgewärmten Bedingungen. Insbesondere das Restgas wurde bei einer Vorwärmtemperatur unterhalb, jedoch nahe der Zündtemperatur mit der ebenfalls vorgewärmten Verbrennungsluft vermischt. Da Zündquellen wie lokal erhöhte Oberflächentemperaturen nicht sicher ausgeschlossen werden konnten, war sicherzustellen, dass die Zündverzugszeit des Gasgemischs unterhalb der Verweilzeit im Mischsystem lag. Die temperaturabhängige Zündverzugszeit wurde in Abschnitt 3.2.3 berechnet und in Abbildung 3.4 dargestellt. Für das System im vorliegenden Fall wurde nach Abbildung 3.4 eine kritische Verweilzeit von 1 s definiert und sichergestellt, dass die integrale Verweilzeit t_{VWZ} deutlich unter diesem Wert liegt,

$$t_{VWZ} = V_{Mischer} / \dot{V}_{Gemisch} \quad (3.24)$$

wobei $V_{Mischer}$ das Gesamtvolumen des Mischers und $\dot{V}_{Gemisch}$ den Volumenstrom des Brenngas-Luft Gemischs beschreibt.

Unter Einhaltung möglichst geringer Druckverluste für die beiden Brenngase musste das Mischmodul drei grundlegende Betriebsmodi über einen Modulationsbereich von 1:10 abdecken:

1. Mischung von Restgas mit Luft (Normalbetrieb)
2. Mischung von Biogas mit Luft (Betrieb mit Ersatzbrennstoff, beispielsweise beim Anfahren der Anlage)
3. Mischung von Restgas mit Luft unter Zudosierung von Biogas (Kompensation unzureichender Wärmeleistung des Restgases)

Dabei lagen im ersten Fall Luft und Restgas mit ähnlichen Volumenströmen vor, im zweiten Fall waren die Volumenströme von Biogas und Luft stark asymmetrisch und im dritten Fall wurde ein sehr kleiner Volumenstrom von Biogas zu den deutlich größeren Volumenströmen von Luft und Restgas zugemischt.

In der vorliegenden Arbeit wurde mit dem Konzept eines gestuften statischen Mixers gearbeitet, bei dem die Zuführung der symmetrischen Ströme von Restgas und Luft koaxial erfolgte und anschließend das Biogas als Strahl quer zum Hauptstrom eingeleitet wurde. Dabei erfolgte sowohl die Zuführung der Verbrennungsluft, als auch die Zuführung des Biogases in mehreren Teilströmen, um die Mischungswege zu verkürzen. Die Zusammenführung der Teilströme erfolgte in einem Mischrohr, dessen Durchmesser über dem Einlassdurchmesser des Brenners lag, daher erfolgte im Laufe der Mischstrecke eine Verjüngung des Mischrohrs auf den Einlassdurchmesser des Brenners. Abbildung 3.10 zeigt eine Schnittzeichnung der optimierten Brennerkonstruktion mit seiner vorgeschalteten Mischeinheit.

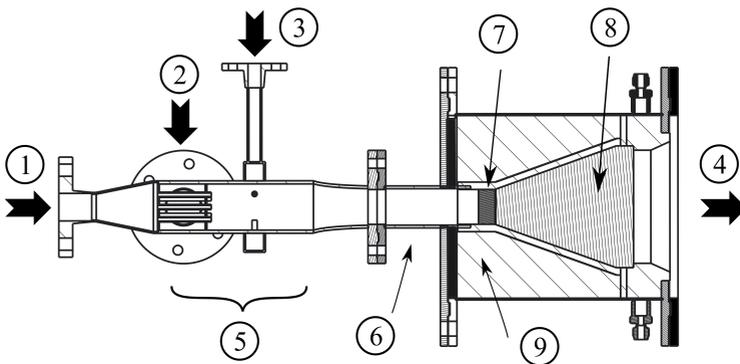


Abbildung 3.10: Schnittzeichnung von Brennermodul mit vorgeschaltetem Mischmodul mit Einlass Verbrennungsluft (1), Einlass Restgas (2), Einlass Biogas (3), Brennerauslass(4), zweistufiger Mischer mit Koaxialer Restgas-Luft Vermischung und radialer Biogaseindüsung (5), Zufuhr zum Brennerkopf (6), poröses Medium 20 PPI (7), konisches poröses Medium 10 PPI (8), Schalung der Porenkörper(9)

3.4 Zusammenfassung der theoretischen Untersuchungen zur Schwachgasverbrennung

In diesem Kapitel wurde unter Verwendung diverser numerischer Werkzeuge ein System für die sichere und stabile vorgemischte Verbrennung unterschiedlicher Schwachgase unter erhöhten Vorwärmtemperaturen entwickelt.

Zunächst wurden mögliche Quellen für Schwachgase, typische Schwachgaseigenschaften wie ein niedriger Heizwert und eine fluktuierende Zusammensetzung, sowie deren Bedeutung im Zusammenhang einer verbrennungstechnischen Verwertung insbesondere im Hinblick auf die Flammenstabilisierung besprochen und die Porenbrennertechnologie als möglicher Lösungsansatz vorgestellt. Im weiteren Verlauf wurden anhand eines konkreten Forschungsprojekts für ein Biogas und ein wasserstoffhaltiges Restgas die wesentlichen verbrennungstechnischen Einflussparameter bestimmt, die zur Einbindung einer Schwachgasverbrennung in ein komplexes Prozesskonzept nötig sind.

Aus einer Gleichgewichtsbetrachtung von Vorwärmtemperatur, Luftzahl und Verbrennungstemperatur wurden im Spannungsfeld von Prozessanforderungen und Materialgrenzen mögliche Betriebsfenster beziehungsweise Betriebsparameter abgeleitet. Mittels quasi-zweidimensionaler Modellierung wurde für beide Brennstoffe beispielhaft der Verbrennungsprozess innerhalb eines ausgedehnten porösen Mediums analysiert und eine effektive Brenngeschwindigkeit bestimmt. Des Weiteren wurden die sicherheitstechnisch relevanten Größen der Zündverzugszeit, sowie der turbulenten Brenngeschwindigkeit betrachtet.

Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse wurde ein Brennerkonzept erarbeitet und für die vorliegende Beispielanwendung ausgelegt. Das Brennerkonzept basierte auf der vorgemischten Verbrennung in einem porösen Medium, wobei die Flammenstabilisierung in einer konisch geformten Struktur durch ein kinematisches Gleichgewicht aus effektiver Flammengeschwindigkeit und der Gasgeschwindigkeit für beide Brennstoffe über einen Modulationsbereich von 1:10 erreicht wurde.

Ein für den Betrieb des Brenners erforderliches Mischmodul wurde unter Berücksichtigung der Sicherheitsaspekte von Zündverzug und Flammenrückschlag als zweistufiges Konzept ausgeführt.

4 Experimentelle Validierung des Schwachgasbrenners

Dieses Kapitel befasst sich mit der technischen Umsetzung des im vorherigen Kapitel 3 numerisch ausgelegten Schwachgasbrenners. In Abschnitt 4.1 wird zunächst der Auslegungsparameter der effektiven Flammengeschwindigkeit in Laborexperimenten validiert. Abschnitt 4.2 widmet sich dann dem Einsatz des Schwachgasbrenners im Realbetrieb.

4.1 Experimentelle Validierung

Die in Abschnitt 3.2.2 numerisch bestimmten, effektiven Flammengeschwindigkeiten bildeten einen zentralen Parameter für die Dimensionierung des porösen inertem Mediums. Zur Validierung dieser Werte wurde ein Versuchsstand errichtet, mit dem die effektive Flammengeschwindigkeit relevanter Gasgemische unter betriebsnahen Bedingungen in einem 10 PPI Si-SiC Schaum bestimmt werden konnte.

Abbildung 4.1 zeigt schematisch den Aufbau des Versuchsstands mit Gaszuführung, Heizelementen, Mischelement, Porenbrenner mit konisch geformtem porösem Medium, Temperaturmessstellen und Datenerfassung. CO_2 , H_2 , CH_4 und CO wurden in Gasflaschen bereitgestellt und ihr Massenfluss durch thermische Massendurchflussregler vom Typ F-201AV (FCT003 - FCT005) bzw. F-203AV (FCT002) der Firma Bronkhorst High-Tech B.V. geregelt. Die Verbrennungsluft wurde getrocknet und bei einem Taupunkt von 4°C durch ein Druckluftnetz mit einem Druck von 5 bar bereitgestellt. Der Luftstrom wurde durch ein manuell

bedientes Nadelventil eingestellt und durch einen in der Zuleitung angebrachten thermischen Durchflussmesser TA10 der Firma Hoentzsch GmbH erfasst. Die Temperatur der nicht-brennbaren Gasströme Luft und CO₂ wurde über zwei identische Heizpatronen mit einer elektrischen Leistung von jeweils bis zu 17 kW geregelt. Luft, CO₂, sowie die brennbaren Gase wurden zusammengeführt und in einem Rohr von 15,6 mm Innendurchmesser über ein statisches Mischelement 0.5-KMS-6 der Firma AxFlow GmbH in den Brenner geleitet. Der Brenner war aufgebaut aus einem konischen porösen Medium, welches passgenau von einer zylindrischen thermischen Isolation aufgenommen wurde, die in einem zylindrischen Metallgehäuse saß. Beim porösen Medium handelte es sich um einen 10 PPI Si-SiC Schaum der Firma EngiCer SA mit Einlass- und Auslassdurchmessern von 12 mm bis 120 mm bei einer axialen Länge von 149 mm. Die thermische Isolation war ein Vakuumformteil CTVP 1600 von Contherm Wärmedämmsysteme GmbH mit einem äußeren Durchmesser von 220 mm. Zwischen dem Porenkörper und dem Vakuumformteil war eine Fasermatte vom Typ 1600/130 von M.E. Schupp Industriekeramik GmbH & Co. KG platziert, um Bypassströmungen am porösen Körper vorbei zu verhindern. Der Brenner war so orientiert, dass die Strömung durch das poröse Medium gegen die Erdbeschleunigung gerichtet war. Im Einlassrohr des Brenners war ein Typ-K Thermoelement eingebracht. Zehn Typ-S Thermoelemente waren in keramischen Schutzhüllen aus Aluminiumoxid C799 mit 3 mm Außendurchmesser radial in den Brenner bis zur Mittelachse eingebracht. Die Thermoelemente hatten einen axialen Abstand von 15 mm und waren jeweils um 120° zu ihren Nachbarn versetzt. Mit der Serie Thermoelementen konnte das Temperaturprofil entlang der Rotationsachse des Brenners ermittelt werden. Die Datenaufzeichnung der Temperaturen erfolgte mit 1 Hz über einen Thermoelementvorverstärker NI 9213 von National Instruments und die LabView Software. Über diese Software und entsprechende Hardwaremodule NI 9208 und NI 9265 erfolgte auch die Steuerung und das Auslesen der Massenströme.

In der Versuchsdurchführung wurde das Brennstoff-Luft Gemisch an der Auslassfläche des Brenners mit einer Wasserstoffflanze gezündet. Nachdem die Flammenfront sich in der porösen Matrix stabilisiert hatte, wurden unterschiedliche

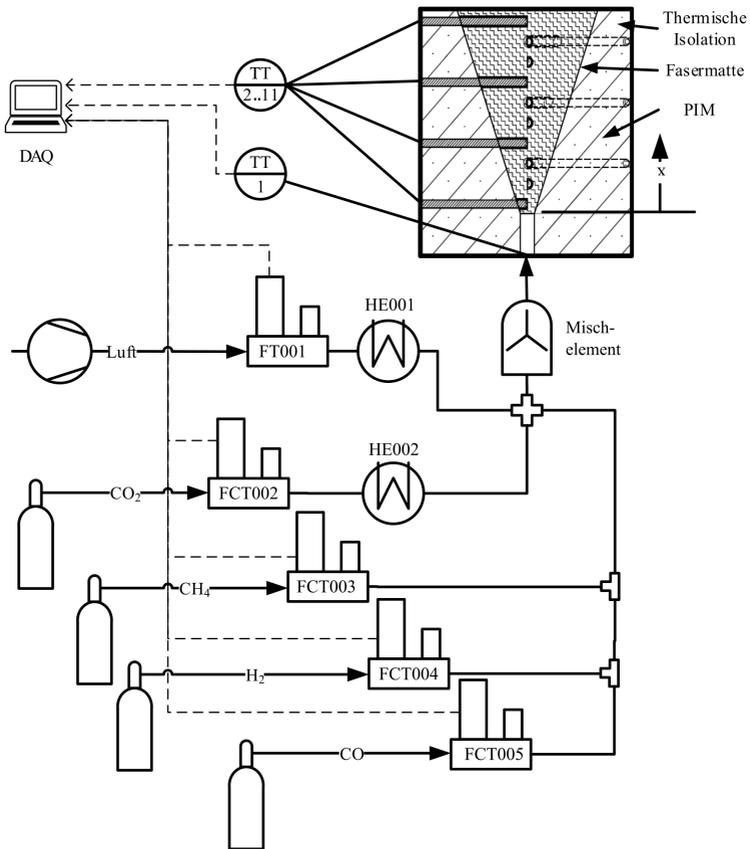


Abbildung 4.1: Schema des Versuchsstands zur Bestimmung der effektiven Flammgeschwindigkeit im porösen Medium

Betriebszustände mit den Parametern Brennstoffzusammensetzung, Luftzahl, Vorwärmtemperatur, sowie Brennerleistung angefahren. Der Übergang zwischen den einzelnen quasi-stationären Betriebszuständen zeigte durch die thermische Trägheit des Systems einen gedämpften Übergang. Für die Auswertung wurden Zustände mit zeitlichen Temperaturgradienten $dT/dt < 0.01 K/s$ an allen Temperaturmessstellen als stationär betrachtet. Zur weiteren Analyse wurden im stationären

Zustand für alle Messwerte die Datensätze über einen Zeitraum von mindestens 30 s gemittelt.

Für jeden stationären Betriebszustand wurde aus den zeitlich gemittelten Daten ein axiales Temperaturprofil ermittelt. Für die Mittelpunkte zwischen den Messpunkten wurde der axiale Temperaturgradient $\Delta T/\Delta x$ bestimmt und der Ort des maximalen Temperaturgradienten als Position der Flammenfront x_F festgelegt.

$$x_F = x(\max[\Delta T/\Delta x]) \quad (4.1)$$

Über die bekannte Geometrie des Porenkörpers war die durchströmte Querschnittsfläche des porösen Mediums an der axialen Position der Flammenfront bekannt. Durch Umstellen der Designgleichung (3.20) konnte die effektive Flammengeschwindigkeit im porösen Medium ermittelt werden

$$S_{eff,10PPI,exp} = \sum_i \dot{m}_i \cdot \frac{\mathbb{R} \cdot T_{in}}{p_{in} \cdot M_{in}} \left(\pi \cdot \varepsilon \cdot \left(\frac{d_{in}}{2} + \tan \alpha \cdot x_F \right)^2 \right)^{-1} \quad (4.2)$$

Die Porosität ε des im Laborversuch eingesetzten Porenkörpers wurde nach Gleichung (4.3) aus der einhüllenden Geometrie des Kegelstumpfes, der Masse des Porenkörpers m_{PIM} , sowie der Dichte von Si-SiC abgeschätzt. Diese Abschätzung tendiert zu einer Überschätzung der offen zugänglichen Porosität, da die keramische Struktur durch das in Abschnitt 2.1.3 beschriebene Replikaverfahren hohle Stege aufweist. Im Neuzustand, in dem die Masse des Porenkörpers bestimmt wurde, sind die Hohlstege zum Teil mit überschüssigem Silizium gefüllt, wodurch der Fehler der hier angewandten Methode tendenziell gering ausfällt. Bei einem angenommenen Feststoffvolumenanteil von 10 % bedeutet eine 10 %-ige Unterschätzung des Feststoffvolumens eine 1 %-ige Überschätzung der Porosität. Diese Genauigkeit ist in Anbetracht der später in diesem Kapitel diskutierten Unsicherheit im Ort der Flammenfront zu vernachlässigen.

$$\varepsilon = 1 - m_{PIM} \cdot \left(\rho_{SiSiC} \cdot \frac{\pi}{12} \cdot h(D_{ein}^2 + D_{ein}D_{aus} + D_{aus}^2) \right)^{-1} \quad (4.3)$$

Abbildung 4.2 zeigt die experimentell bestimmten effektiven Flammgeschwindigkeiten von Restgas und Biogas im konischen 10 PPI Si-SiC Schaum als Funktion der adiabaten Flammentemperatur. Diese Darstellung berücksichtigt in erster Linie die untersuchte Bandbreite an Vorwärmtemperaturen, bezieht jedoch auch Schwankungen in der eingestellten Luftzahl mit ein. Für das Restgas wurden Vorwärmtemperaturen von 365 °C bis 534 °C bei Luftzahlen von 1,08 bis 1,13 untersucht. Dies ergab mit dem in Abschnitt 3.2.1 eingeführten Gleichgewichtsmodell [33] adiabate Verbrennungstemperaturen von 1275 °C bis 1424 °C und nach Gleichung (4.2) effektive Flammgeschwindigkeiten von 2,8 m s⁻¹ bis 17,7 m s⁻¹. Für das Biogas ergaben sich analog bei Vorwärmtemperaturen von 48 °C bis 181 °C und Luftzahlen von 1,57 bis 1,68 adiabate Verbrennungstemperaturen von 1380 °C bis 1413 °C und effektive Flammgeschwindigkeiten von 1,1 m s⁻¹ bis 1,5 m s⁻¹. Zusätzlich zu den experimentell ermittelten Werten zeigt Abbildung 4.2 auch numerisch ermittelte effektive Flammgeschwindigkeiten. Diese wurden für Restgas mit einer Luftzahl von 1,2 bei Vorwärmtemperaturen von 410 °C bis 550 °C und für Biogas mit einer Luftzahl von 1,7 bei Vorwärmtemperaturen von 80 °C bis 180 °C mit dem in Abschnitt 3.2.2 eindimensionalen Modell für einen 10 PPI Si-SiC Schaum berechnet.

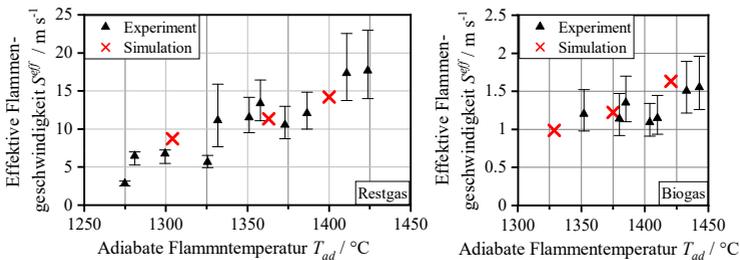


Abbildung 4.2: Experimentell (schwarze Dreiecke) und numerisch (rote Kreuze) ermittelte effektive Flammgeschwindigkeit von Restgas und Biogas als Funktion der adiabaten Verbrennungstemperatur.

Eine wesentliche Unsicherheit in der Bestimmung der effektiven Flammgeschwindigkeit stellt die axiale Position der Flammenfront und die damit verbundene durchströmte Querschnittsfläche dar. Differenzieren von Gleichung (4.2) nach x_F zeigte, dass die axiale Position der Flammenfront einen Einfluss auf die Unsicherheit der ermittelten Flammgeschwindigkeit hatte. Gleichung (4.4) besagt, die Werte von $S_{eff,PIM,exp}$ um so sensitiver auf Unsicherheiten in x_F reagierten, je näher die Flammenfront am Brenneinlass stabilisiert wurde.

$$\frac{dS_{eff,PIM,exp}}{dx_F} \propto \left(\frac{d_{in}}{2} + \tan(\alpha) \cdot x_F \right)^{-3} \quad (4.4)$$

Die Unschärfe in x_F ergab sich aus dem axialen Abstand zwischen den Temperaturmesspunkten im Brenner und war für alle axialen Positionen die Selbe. Die sich aus dieser Unschärfe ergebende Unsicherheit in der effektiven Flammgeschwindigkeit wurde in Abbildung 4.2 durch entsprechende vertikale Balken dargestellt.

Für das Restgas war festzustellen, dass mit wachsender adiabater Flammentemperatur (also wachsender Vorwärmung) die Unsicherheit der ermittelten Flammgeschwindigkeit von $\pm 0,5 \text{ m s}^{-1}$ bis $\pm 5,2 \text{ m s}^{-1}$ zunahm. Dieser Trend entsprach der Erwartung, da mit zunehmender Vorwärmung eine erhöhte Flammgeschwindigkeit einher ging, welche die Position der Flammenstabilisierung zu kleineren Durchmessern des Porenkörpers, also kleineren Werten für x_F verschob. Für das Restgas war weiterhin festzustellen, dass die experimentell ermittelten Werte der effektiven Flammgeschwindigkeit bei niedrigen T_{ad} eher unter den numerisch bestimmten Erwartungswerten lagen, während bei hohen T_{ad} die experimentell ermittelten Werte eher über den numerischen Werten lagen. Für das Biogas war die absolute Unsicherheit in der effektiven Flammgeschwindigkeit von $\pm 0,2 \text{ m s}^{-1}$ bis $\pm 0,4 \text{ m s}^{-1}$ weniger stark ausgeprägt.

Bei der Gegenüberstellung von numerischer Vorhersage mit experimentell ermittelten Werten war die Vergleichbarkeit der betrachteten Systeme zu berücksichtigen. Ein potentieller Unterschied lag in der Morphologie der porösen Strukturen. Im vorgestellten Experiment wurde eine poröse Schaumstruktur verwendet, die

nach dem in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Replikaverfahren hergestellt wurde. Auch die effektiven Parameter der numerischen Simulation bezogen sich auf solch eine Struktur, jedoch unterliegen die morphologischen Eigenschaften der als Präkursor dienenden Polyurethan-Schäume gewissen Schwankungen. Eine veränderte Morphologie könnte sich auch auf die effektive Flammgeschwindigkeit auswirken. Im Experiment waren Wärmeverluste trotz thermischer Isolation durch das Vakuumformteil nicht zu vermeiden. Dies betraf insbesondere die Zone nahe dem Brennerauslass. Hier war zum einen in radialer Richtung die isolierende Schicht dünner als am Einlass, zum anderen erfolgte hier die Abstrahlung von Wärme direkt aus dem porösen Medium. In der Simulation wurden diese Wärmeverluste nicht berücksichtigt. Ein weiterer wesentlicher Unterschied zwischen Simulation und Experiment lag in der axialen Position der Flammenfront. Während diese in der Simulation stets am selben Ort lag, ergab sie sich im Experiment aus den Betriebsparametern. Für eine Stabilisierung nahe dem Einlass bedeutete dies, dass die Vorwärmzone sehr klein ausfiel, während bei einer Stabilisierung nahe dem Auslass die Kontaktfläche für den Wärmeübergang von heißem Rauchgas auf die poröse Struktur klein ausfiel.

Aus den Abweichungen zwischen experimentell und numerisch bestimmten effektiven Flammgeschwindigkeiten ergaben sich folgende Überlegungen zum Brennerdesign anhand der Leistungsmodulation beider Brennstoffe: Die Restgasverbrennung stabilisierte bei Vollast im Inneren des Porösen Mediums. Abweichungen der effektiven Brenngeschwindigkeit konnten über den axial variierenden Querschnitt des porösen Mediums kompensiert werden. Im Teillastbetrieb mit reinem Restgas wurde eine Flammenstabilisierung nahe des Brennerinlasses erwartet. Eine reduzierte effektive Flammgeschwindigkeit würde zu einer Stabilisierung weiter stromab im Inneren des porösen Mediums führen. Eine erhöhte effektive Brenngeschwindigkeit und damit verbundene stromaufwärts gerichtete Verschiebung der Flammenfront würde durch das Ende des porösen Mediums begrenzt. Die Auslegung zur Verhinderung des Flammenrückschlags war unabhängig vom porösen Medium erfolgt. Unter Betrachtung des Gesamtsystems wurde für den Teillastbetrieb jedoch ein erhöhter Einfluss von Wärmeverlusten und

damit eine reduzierte Vorwärmtemperatur mit reduzierter effektiver Flammgeschwindigkeit erwartet. Im Teillastbetrieb mit Biogas wurde die Flammenfront wiederum im Inneren des porösen Mediums erwartet, wo der axial variierende Querschnitt des porösen Mediums potentielle Abweichungen der effektiven Flammgeschwindigkeit kompensieren würde. Im Betrieb mit Biogas unter Volllast bestand bei reduzierten effektiven Flammgeschwindigkeiten die Gefahr des Ausblasens. Ein erhöhter Auslassdurchmesser würde an dieser Stelle erhöhten Spielraum bieten, gegebenenfalls könnte auch durch eine erhöhte Vorwärmtemperatur oder reduzierte Luftzahl die Flammgeschwindigkeit erhöht und somit ein Abblasen verhindert werden.

In Anbetracht der genannten Aspekte zur Vergleichbarkeit und zum Brennerdesign wurde die vorliegende Übereinstimmung von Experiment und numerischer Vorhersage als zufriedenstellend bewertet.

4.2 Einsatz des Schwachgasbrenners im Realbetrieb

In Kapitel 3 wurde ein Schwachgasbrenner für den Einsatz zur thermischen Integration in einer Demonstrationsanlage entwickelt und in Abschnitt 4.1 wurde das Design im Laborversuch validiert. Für den Einsatz im Realbetrieb bei einem höheren Technologie-Reifegrad war weiterhin eine Brennersteuerung notwendig, welche die zu erwartenden Schwankungen in Zusammensetzung und Massenstrom des Restgases kompensieren und dadurch eine stabile und sichere Verbrennung ermöglichen konnte. Zur sicheren Verbrennung zählte auch die Detektion der Flamme beziehungsweise die Detektion ihres Verlöschens und ein Schutz der porösen Struktur vor unzulässig hohen Temperaturen.

Zur Detektion der Flamme wurde der Porenbrenner als chemischer Reaktor betrachtet. Bei ablaufender exothermer Verbrennungsreaktion musste am Brennerauslass eine Minimaltemperatur überschritten werden. Durch Festlegung einer

Maximaltemperatur am Brennerauslass wurde einer Überschreitung der zulässigen Materialtemperatur des porösen Mediums entgegengewirkt. Durch diese Temperaturgrenzen wurde ein Arbeitsfenster definiert, innerhalb dessen der Brenner betrieben werden konnte.

Für die Regelung des Brenners standen die Massenströme von Verbrennungsluft und Biogas, sowie die Vorwärmtemperatur der Luft als manipulierbare Steuergrößen zur Verfügung. Mit der Temperatur am Brennerauslass als Führungsgröße und einer hierarchischen Priorisierung der Steuergrößen ergab sich ein Regelkreis zur Aufrechterhaltung einer stabilen Verbrennungstemperatur. Abbildung 4.3 zeigt den Regelkreis, sowie die hierarchische Ordnungen der Steuergrößen in Abhängigkeit der Abweichung des Messwerts der Führungsgröße vom definierten Zielwert. Lag die Brennertemperatur unterhalb des Zielwerts, so wurde zunächst der Luftmassenstrom und damit die Luftzahl reduziert. War diese Möglichkeit ausgeschöpft, so wurde die Vorwärmung der Luft durch Schließen eines Bypassventils maximiert. Als dritte und letzte Maßnahme war die Zufeuerung von Biogas möglich. Im umgekehrten Fall einer Brennertemperatur oberhalb des Zielwerts wurde zunächst der Massenstrom des zugefeuerten Biogases reduziert. Als zweite Option stand die Reduktion der Luftvorwärmung durch Umgehung des entsprechenden Wärmeübertragers zur Verfügung. Als dritte und letzte Maßnahme war eine Erhöhung des Luftmassenstroms vorgesehen.

Mit der beschriebenen Hierarchie war ein möglichst geringer Einsatz zusätzlichen Biogases und ein möglichst geringer Druckverlust durch Kleinhalten des Luftmassenstroms gewährleistet. Durch dieses Regelkonzept war ein automatisierter Betrieb des Schwachgasbrenners auch bei unbekannter Zusammensetzung von Schwachgas und Biogas unter Kompensation von kurz- und langfristigen Schwankungen in Zusammensetzung und Massenstrom möglich.

Abbildung 4.4 zeigt den stabilen Betrieb des Brenners mit Biogas beim Anfahren der Anlage mit steigender Brennerleistung bei konstanter Brennertemperatur über einen Zeitraum von 90 min.

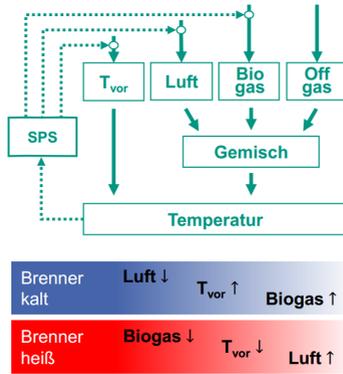


Abbildung 4.3: Hierarchisches Regelkonzept für den stabilen Betrieb des Schwachgasbrenners bei unbekannter Zusammensetzung und Flussrate des Brennstoffs

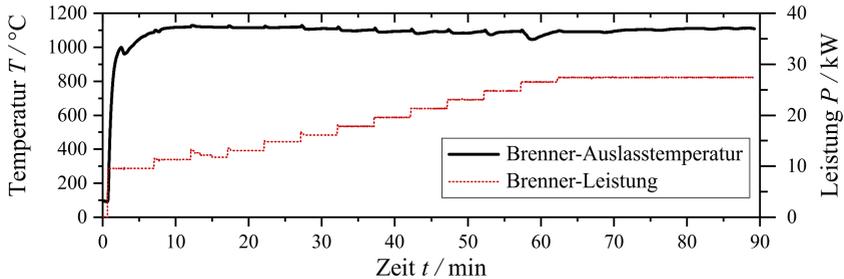


Abbildung 4.4: Anfahren des Schwachgasbrenners in der Demonstrationsanlage mit Biogas. Mit steigendem Durchsatz an Biogas wird auch der Luftstrom erhöht und so eine stabile Brenner-Temperatur gewährleistet

4.3 Zusammenfassung der Validierung

In diesem Kapitel wurde die effektive Flammgeschwindigkeit im 10 PPI Si-SiC Schaum durch Laborversuche experimentell ermittelt. Ein Vergleich zu den numerisch vorausbestimmten Werten, die als Auslegungsgrundlage in Kapitel 3 verwendet wurden zeigte eine zufriedenstellende Übereinstimmung, was die Auslegung des Brenners bestätigte.

Im nächsten Schritt wurde ein Regelkonzept vorgestellt, mit dem das Brennersystem im Rahmen der thermischen Integration einer Demonstrationsanlage zur Produktion von Wasserstoff aus Biogas erfolgreich eingesetzt wurde.

5 **Detaillierte numerische Simulation eines Strahlungsbrenners**

Strahlungs-Porenbrenner basieren auf der thermischen Strahlung eines ortsfesten porösen Festkörpers, in dessen Kavitäten eine vorgemischte Verbrennung stattfindet, dabei befindet sich das Temperaturniveau des Festkörpers in der Größenordnung der Flammentemperatur. Die realisierbaren Temperaturbereiche des Festkörpers führen zu einer Wärmestrahlung, die hauptsächlich im Wellenlängenbereich des infraroten Lichts liegt.

Im Inneren der Porenbrenner findet dabei ein komplexes Wechselspiel der Wärmetransportmechanismen statt. Die Morphologie des porösen Mediums beeinflusst zunächst das Strömungsfeld und damit sowohl den konvektiven Wärmetransport innerhalb der fluiden Phase, als auch den konvektiven Wärmeübergang zwischen Gas- und Feststoffphase. Neben der Wärmeleitung durch das Feststoffvolumen hat die thermische Strahlung des Feststoffes im Bereich der Verbrennungstemperaturen einen erheblichen Anteil an den Wärmeströmen. Strömungs- und Temperaturfelder wiederum beeinflussen die chemischen Reaktionen, also den Ort und die Verteilung der Wärmefreisetzung, was sich wiederum auf Strömung und Wärmetransportprozesse auswirkt.

Eine Optimierung dieses Wechselspiels hin zu einer hohen Strahlungsauskopplung erfordert detaillierte Kenntnis über den Einfluss der einzelnen Phänomene. Das vorliegende Kapitel stellt detaillierte, dreidimensionale Simulationen von Strahlungs-Porenbrennern vor, in denen die Flamme am Übergang zwischen zwei Schichten poröser Medien stabilisiert wurde. In Abschnitt 5.1 wird zunächst auf

die betrachteten geometrischen Strukturen eingegangen, Abschnitt 5.2 beschreibt das verwendete numerische Modell und in Abschnitt 5.3 werden die Simulationsergebnisse vorgestellt. Im abschließenden Abschnitt 5.4 werden aus den Simulationsergebnissen Schlussfolgerungen für die Gestaltung einer optimierten Geometrie des porösen Mediums gezogen.

5.1 Geometrische Konfigurationen und betrachtete Strukturen

Der Aufbau der betrachteten planaren Strahlungs-Porenbrenner ist in Abbildung 5.1-A dargestellt. Er besteht aus einem Mischrohr, in dem Brennstoff und Luft gemeinsam zur Gasverteilung geführt und dort vorgemischt auf die Grundfläche des Brenners verteilt werden. Anschließend folgen zwei poröse Schichten: die Flammensperre und der Strahlungskörper, in dessen Hohlräumen die Flamme stabilisiert wird. Bei einer Grundfläche des Brenners von 185 mm x 135 mm und Feststoffstrukturen, die mit ihren Abmessungen in den Submillimeterbereich reichen, ist eine geometrisch aufgelöste Simulation des gesamten Brenners in Anbetracht der benötigten Rechenkapazitäten nicht möglich. Aus diesem Grund wurden in dieser Arbeit Brenngas und Luft am Eintritt in die Flammensperre als perfekt gemischt und gleichmäßig über die Brennerfläche verteilt angenommen, so dass die Misch- und Verteileinheit vernachlässigt und lediglich ein repräsentativer Ausschnitt von Flammensperre und Strahlungskörper betrachtet wurde. Dieser repräsentative Ausschnitt umfasste in axialer Richtung (z) die komplette Dicke von Flammensperre und Strahlungskörper. In den lateralen Richtungen (x , y) umfasste die betrachtete Geometrie einen Ausschnitt, der die morphologischen Eigenschaften des Strahlungskörpers wiedergab. Durch die geometrisch aufgelöste Erfassung der Struktur und Anwendung periodischer Randbedingungen war für regelmäßige Porenkörper eine Pore in lateraler Richtung für einen repräsentativen Ausschnitt aus einer weit ausgedehnten Struktur ausreichend. Ein axialer Schnitt durch das Rechengebiet ist in Abbildung 5.1-B dargestellt, es beinhaltet drei

geometrisch getrennt aufgelöste Regionen für Flammensperre, Strahlungskörper und Gasphase.

Bei unregelmäßigen Körpern wie Schaumstrukturen wäre in lateraler Richtung ein Ausschnitt hinreichender Größe zu wählen. Im vorliegenden Fall wurde jedoch mit periodisch regelmäßigen Strukturen gearbeitet, die sich auf eine Einheitszelle reduzieren ließen. Bei den Einheitszellen handelte es sich um dreidimensionale Netzwerke aus runden Stegen, wie sie mit einer Kombination aus additiver Fertigung von Polymerstrukturen und anschließender Anwendung der Replikatechnik hergestellt werden können [50], wobei die realen Si-SiC Strukturen im Gegensatz zu den hier verwendeten Modellen hohle Stege aufweisen.

Im vorliegenden Fall wurden als Einheitszellen eine Kelvinezelle und ein gedrehter Würfel verwendet. Bei der Kelvinezelle (Kelvin Cell, KC), auch als Tetrakaidekaeder bekannt, handelte es sich um ein verbreitetes Modell, zur geometrischen Abbildung von offenporigen Schäumen [64]. Für diese Arbeit wurde eine Kelvinezelle mit $6\text{ mm} \times 6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ Kantenlänge genutzt, so dass sich mit drei aufeinander gestapelten Zellen ein Strahlungskörper von 18 mm Höhe ergab, der in Abbildung 5.1-C dargestellt ist. Die geometrische Struktur des gedrehten Würfels (Rotated Cube, RC) wurde als Struktur hoher radialer Dispersion bei kleinem Druckverlust entwickelt und fand als solche bereits Anwendung als Katalysatorträger [54]. Im vorliegenden Fall wurde eine Einheitszelle von $6,5\text{ mm} \times 8,0\text{ mm} \times 11,3\text{ mm}$ verwendet und in zwei Orientierungen verwendet. Einer "dichten" Konfiguration (RC-D) bei der in axialer Projektion ein großer Anteil der Projektionsfläche verschattet wurde und einer "lockeren" Konfiguration (RC-L) mit geringer optischer Verschattung in der axialen Projektionsfläche. Abbildung 5.1-D zeigt den aus zwei RC Einheitszellen aufgebauten Strahlungskörper der RC-D Konfiguration mit einer Höhe von 22,5 mm, Abbildung 5.1-E zeigt den aus drei RC Einheitszellen aufgebauten Strahlungskörper der RD-L Konfiguration mit einer Höhe von 19,5 mm. Unterhalb der dreidimensionalen Darstellungen in den Abbildungen 5.1-C bis E sind axiale Projektionen der Strahlungskörper mit Blick gegen die Hauptströmungsrichtung dargestellt.

Mit dem durch die Abmessungen der Strahlungskörper aufgespannten Volumen wurde die Porosität $\varepsilon = V_s/(\Delta x \Delta y \Delta z)$ und die spezifische Oberfläche $A_v = A_I/(\Delta x \Delta y \Delta z)$ aus dem Feststoffvolumen V_s und der Phasengrenzfläche A_I bestimmt. Dabei ergab sich für alle drei Strukturen eine Porosität von 90 %, die spezifische Oberfläche der KC Struktur war 471 m^{-1} , für RC-D und RC-L ergaben sich 362 m^{-1} und 365 m^{-1} . RC-D und RC-L waren aus der gleichen Einheitszelle aufgebaut und sollten daher den selben Wert für A_v liefern, die kleine Abweichung rührte von den unterschiedlich gestalteten Randflächen an der makroskopischen Auslassfläche des Strahlungskörpers.

Betrachtete man das Volumen, welches von den Polyedern der Einheitszellen eingeschlossen wurde als eine Pore, so ließ sich der Durchmesser einer kugelförmigen Pore äquivalenten Durchmessers bestimmen. Für die Kelvinzelle ergab sich aus einem Volumen von 118 mm^3 ein äquivalenter Porendurchmesser von 6,08 mm; für den (gedrehten) Würfel ergab das Volumen von 97 mm^3 einen äquivalenten Porendurchmesser von 5,7 mm.

Bei der Flammensperre handelte es sich im realen System um einen Block aus keramischem Verbundmaterial, aus aluminiumoxidischen Fasern und einer multischen Matrix. Der keramische Block war durchzogen von einem Muster gerader, axialer Kanäle. Diese Kanäle führten zu Gasgeschwindigkeiten, welche die Flammengeschwindigkeit überschritten, im Inneren der Kanäle trat aufgrund des relativ geringen Durchmessers zudem thermisches Quenchen auf. Mit diesen kombinierten Effekten bildete die Flammensperre eine Barriere für eine stromaufwärts gerichtet Flammenausbreitung. Durch ihre geringe thermische Leitfähigkeit bildete die Flammensperre auch eine thermische Barriere zwischen der stromabwärts gelegenen Verbrennungszone mit entsprechend hohen Temperaturen und der stromaufwärts gelegenen Misch- und Verteilzone, in der ein zündfähiges Gasgemisch bei niedrigen Temperaturen vorlag. Die Höhe der Flammensperre betrug in allen betrachteten Fällen 20 mm, die lateralen Abmessungen, sowie das Muster der Kanäle mit 1 mm Durchmesser wurde entsprechend der jeweiligen Strahlungskörper für die Anwendung periodischer Randbedingungen angepasst. Abbildung

5.1 C-E zeigt im unteren Bereich in einer axialen Ansicht die laterale Ausdehnung der Flammensperren, sowie die Muster der Gaskanäle. Tabelle 5.1 fasst die geometrischen Zusammenhänge der drei verwendeten Rechengebiete zusammen.

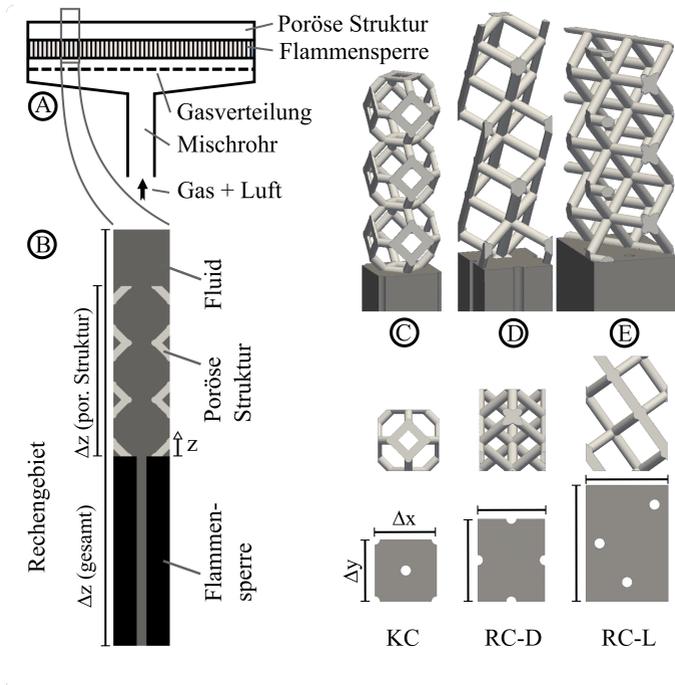


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau eines Zweischicht-Porenbrenners (A) mit dem Ausschnitt des Rechengebiets (B), sowie dreidimensionale Darstellung der betrachteten Strukturen (C-E) mit getrennter axialer Projektion von Porenkörper und Flammensperre

5.2 Aufbau des Numerischen Modells

5.2.1 Rechengitter

Die Geometrien von Flammensperren und Strahlungskörpern wurden zunächst mit der CAD Software FreeCAD [2] konstruiert und anschließend als triangulierte Oberflächendatei exportiert. Anschließend erfolgte die Generierung des Rechengitters mit dem snappyHexMesh Programm der OpenFOAM Bibliothek [84, v1912]. Die Rechengitter wurden jeweils in drei separate Regionen für Flammensperre, Strahlungskörper und Gasphase aufgeteilt. Die Kantenlänge der Zellen im unstrukturierten Rechengitter lag für die Region der Flammensperre unter $300\ \mu\text{m}$, für Strahlungskörper und Gasphase unter $55\ \mu\text{m}$. Damit ergaben sich Rechengitter mit $5,1 \times 10^6$ bis $7,8 \times 10^6$ Zellen.

Tabelle 5.1: Geometrische Informationen zu den Rechengebieten der drei Strukturkonfigurationen

	Zellen- anzahl	Rechengebiet- dimensionen			Strahlungs- körper	Porosität	spezif. Oberfl.	equiv. Porend.
		Δx	Δy	Δz				
	10^6	mm	mm	mm	mm	-	m^{-1}	mm
KC	6,8	6,0	6,0	44,0	18,0	90,0 %	471	6,08
RC-D	5,1	6,5	8,0	46,5	22,5	90,3 %	362	5,7
RC-L	7,8	8,0	11,3	43,5	19,5	90,4 %	365	5,7

5.2.2 Physikalische Modellierung

In diesem Abschnitt werden das physikalische Modell, getroffene Annahmen, die Randbedingungen, sowie numerischen Schemata beschrieben, die zur dreidimensionalen simultanen Simulation von Strömung und Diffusion des Gasgemischs, chemischen Reaktionen mit ihrer Wärmefreisetzung, Wärmetransport innerhalb

und -übergang zwischen den thermisch gekoppelten Gas- und Feststoffregionen, sowie Wärmestrahlung durch die Gasphase verwendet wurden.

Die Strömung wurde analog zu DPLS-Arbeiten aus der Literatur [11, 89] aufgrund der erwarteten mittleren Reynoldszahlen im porösen Medium als laminar behandelt. Diese Annahme wurde im Rahmen der Evaluation der Ergebnisse in Abschnitt 5.3.1 kritisch reflektiert. Das Gas wurde als newtonsches Fluid behandelt, in dem Volumenkräfte und viskose Erwärmung vernachlässigt wurden. Die verwendeten Bilanzgleichungen zur Erhaltung von Masse (5.1), Impuls (5.2) und Energie (5.3) waren wie alle folgenden Modelle und Randbedingung in der verwendeten Distribution v2006 der OpenFOAM Bibliothek [84] implementiert.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \left(\mu \left[(\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^\top) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \hat{I} \right] \right) \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} h) - \frac{\partial p}{\partial t} - \nabla \cdot (\alpha \nabla h) = \dot{Q}_{reac} \quad (5.3)$$

Die Abbildung des reagierenden Mehrkomponentengemischs erfolgte durch die Bilanzierung chemischer Spezies K

$$\frac{\partial (\rho Y_K)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_K) = \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla Y_K) + M_K R_K \quad (5.4)$$

Für den Strahlungswärmetransport waren im porösen Medium zwischen den einzelnen Stegen relativ kleine Schichtdicken zu durchqueren, in Kombination mit den erwarteten Konzentration der strahlungsaktiven Gase H_2O und CO_2 ergaben sich geringe Werte für die optische Dicke. Da durch die vorgemischte Verbrennung auch keine Beladung des Gases mit Rußpartikeln zu erwarten war, wurde die Gasphase als nicht am Strahlungsaustausch teilnehmendes Medium modelliert. Damit vereinfachte sich die Strahlungstransportgleichung (2.26) zu (5.5)

$$\hat{s} \cdot \nabla I = 0 \quad (5.5)$$

Die vergleichsweise hohe Wärmekapazität des Feststoffs induzierte große Zeitskalen für das Erreichen eines stationären Temperaturfeldes, dem gegenüber standen äußerst kurze Zeitskalen in den chemischen Reaktionen. Durch eine stationäre Betrachtung der Feststoffphasen entfiel für Gleichung (5.6) der zeitliche Speicherterm, was den Rechenaufwand bis zum Erreichen eines (quasi-)stationären Zustands reduzierte.

$$0 = \nabla \cdot (\alpha \nabla h) \quad (5.6)$$

Die chemischen Reaktionen wurden mit dem Ansatz nach Arrhenius modelliert, wobei für jede berücksichtigte chemische Reaktion i eine vorwärts gerichtete Geschwindigkeitskonstante k_i^f nach Gleichung (5.7) bestimmt wurde, für welche der Präexponentielle Faktor A_i , der Temperaturexponent β_i , sowie die Aktivierungstemperatur $T_{A,i}$ durch einen chemischen Reaktionsmechanismus in tabellierter Form vorlagen.

$$k_i^f = A_i \cdot T^{\beta_i} \cdot \exp\left(\frac{T_{A,i}}{T}\right) \quad (5.7)$$

Bei den einzelnen Reaktionen des chemischen Mechanismus handelte es sich um Gleichgewichtsreaktionen, für diese wurde aus der Lage des thermodynamischen Gleichgewichts und der vorwärts gerichteten Geschwindigkeitskonstante die rückwärts gerichtete Geschwindigkeitskonstante k_i^r der chemischen Reaktion i bestimmt. Mit den Stöchiometriekoeffizienten der Edukte $\nu'_{K,i}$ und Produkte $\nu''_{K,i}$, den molaren Konzentrationen C_K , sowie den tabellierten Exponenten $\gamma_{K,i}$ wurden die Reaktionsraten der beteiligten Spezies K in den einzelnen chemischen Reaktionen i berechnet.

$$R_{K,i} = (\nu''_{K,i} - \nu'_{K,i}) \left(k_i^f \Pi_K [C_K]^{\gamma_{K,i}} - k_i^r \Pi_K [C_K]^{\gamma_{K,i}} \right) \quad (5.8)$$

Für das Netzwerk aus mehreren Reaktionen im chemischen Reaktionsmechanismus wurde die Reaktionsrate der Spezies K aus der Summe der Einzelreaktionen gebildet.

$$R_K = \sum_i R_{K,i} \quad (5.9)$$

Die durch die Reaktionsenthalpie bestimmte Wärmefreisetzungsrates wurde über die Reaktionsrate und Enthalpie H aller berücksichtigten Spezies ermittelt und als Quellterm in Gleichung (5.3) berücksichtigt.

$$\dot{Q}_{\text{reac}} = \sum_K R_K \cdot H_K \quad (5.10)$$

Für die Simulation der Verbrennung von Methan wurde ein Mechanismus mit 17 Spezies und 58 chemischen Reaktionen verwendet [12].

Die thermodynamischen Daten der Gasphase wurden auf Basis der lokalen Zusammensetzung als massengewichtete Mittelwerte der einzelnen Spezies berechnet. Für die temperaturabhängige Bestimmung der isobaren Wärmekapazität c_p und der Enthalpie H wurden die als Janaf-Polynome bekannten temperaturabhängigen Funktionen verwendet [44].

$$c_p(T) = \mathbb{R}M^{-1} (a_5T^4 + a_4T^3 + a_3T^2 + a_2T + a_1) \quad (5.11)$$

$$H(T) = \mathbb{R}T (a_5T^4/5 + a_4T^3/4 + a_3T^2/3 + a_2T/2 + a_1 + b_1/T) \quad (5.12)$$

Die dynamische Viskosität des Gases μ wurde nach dem Modell von Sutherland [87] als Funktion der Temperatur mit den empirischen Korrelationsfaktoren A_S und T_S modelliert

$$\mu = \frac{A_S \sqrt{T}}{1 + T_S/T} \quad (5.13)$$

Die thermische Leitfähigkeit des Gases κ wurde nach dem Modell von Eucken [56] als Funktion der dynamischen Viskosität und der isentropen Wärmekapazität modelliert:

$$\kappa = \mu \cdot c_v \cdot \left(1.32 + 1.77 \cdot \frac{\mathbb{R}}{c_v} \right) \quad (5.14)$$

Die hierfür benötigte isentrope Wärmekapazität ergab sich durch Annahme eines idealen Gases aus der isobaren Wärmekapazität c_p und der molaren Masse M nach der Beziehung

$$c_{v,K} = c_{p,K} - \mathbb{R}/M_K. \quad (5.15)$$

Für die beiden Feststoffphasen wurden thermische Leitfähigkeit und Wärmekapazität als temperaturabhängige Polynome der Form $\psi = \sum_{j=0}^n a_j \cdot T^j$ modelliert, wobei die Polynome mit den in Tabelle 5.2 angegebenen Koeffizienten a_j an die entsprechenden Materialdaten von Mullit und Siliziumkarbid angepasst wurden.

Tabelle 5.2: Polynomkoeffizienten für die thermo-physikalischen Eigenschaften der Feststoffregionen

		a_0	a_1	a_2	a_3
Strahlungs- körper	κ	165.3974	-0.2294	$1.4328 \cdot 10^{-4}$	$-3.0685 \cdot 10^{-8}$
	c_p	662.5489	0.5348	-	-
Flammen- sperr	κ	$2.27 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	-	-
	c_p	312.7912	1.5205	-	-

Die thermische Kopplung von Gas- und Feststoffphase erfolgte durch zwei Bedingungen an der gemeinsamen Grenzfläche. Zum Einen wurde die Temperatur auf beiden Seiten der Grenzfläche gleichgesetzt.

$$T_f = T_s \quad (5.16)$$

Die Erhaltung der Wärmestromdichte über die Grenzfläche wurde durch Gleichung (5.17) mit den Indizes f und s für die fluide und die solide Phase sichergestellt. Als für die Phasengrenzfläche relevante Wärmeströme wurden Wärmeleitung und Wärmestrahlung berücksichtigt. In den als opak betrachteten Feststoffphasen fand kein Strahlungstransport statt, somit wurde der Beitrag durch Wärmestrahlung als Nettowärmestromdichte \dot{q}_{rad} lediglich auf Fluidseite erfasst.

$$\dot{q}_{rad} + \kappa_f \frac{dT_f}{d\hat{n}} = \kappa_s \frac{dT_s}{d\hat{n}} \quad (5.17)$$

Zur Bestimmung der in Gleichung (5.17) auftretenden Nettowärmestromdichte war die Kenntnis des Strahlungsfeldes notwendig, welches aufgrund der Vernachlässigung von Gasstrahlung lediglich von den Randbedingungen der fluiden

Region abhing. Sämtliche Oberflächen wurden als opak, grau strahlend und diffus reflektierend betrachtet; damit ergab sich als Randbedingung der vereinfachten Strahlungstransportgleichung (5.5) folgender Ausdruck (5.18) für die Strahlungsintensität der Wand [47, Kapitel 16]. Der erste Summand bezeichnete hierbei die Emission der Wand und der zweite die Reflektion der einfallenden Strahlung.

$$I_w = \epsilon_w I_{b,w} + \frac{1 - \epsilon_w}{\pi} \int_{\hat{n} \cdot \hat{s}' > 0} I(\hat{s}') \hat{n} \cdot \hat{s}' d\Omega' \quad (5.18)$$

Die Schwarzkörperstrahlungsintensität der Wand wurde aus der nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (2.10) bestimmten Emissionsleistung berechnet $I_{b,w} \cdot \pi = \sigma_{SB} \cdot T_w^4$ [47, Kapitel 1]. Das Skalarprodukt $\hat{n} \cdot \hat{s}'$ ergibt den Kosinus des Winkels, welchen die einfallende Strahlung mit dem Normalenvektor der Feststoffoberfläche bildet.

Zur Berechnung des Strahlungsfeldes wurde die in OpenFOAM implementierte finite Volumen diskrete Ordinaten Methode (fvDOM) [58] verwendet, diese diskretisierte den gesamten Raumwinkel von 4π in eine begrenzte Anzahl von Winkелеlementen. Zur Definition der Winkелеlemente wurde wie in Abbildung 5.2 skizziert eine viertel Kugel in n_Φ azimutale und n_Θ polare Abschnitte unterteilt, daraus ergab sich die Gesamtzahl der diskreten Ordinaten als $n_{rays} = 4 \cdot n_\Phi \cdot n_\Theta$ mit folgenden Abständen

$$\Delta\Phi = \frac{\pi}{2n_\Phi} \quad \Delta\Theta = \frac{\pi}{n_\Theta} \quad (5.19)$$

Die in der Randbedingung (5.17) auftretende Nettowärmestromdichte \dot{q}_{rad} setzte sich zusammen aus von der Feststoffoberfläche emittierter und absorbiertes Wärmestahlung. Die Emissionsleistung ließ sich direkt aus der Temperatur der Grenzfläche und der Emissivität des Feststoffs nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (2.10) berechnen. Die absorbierte Strahlungsleistung ergab sich aus der Summe der auf die Oberfläche einstrahlenden Ordinaten und der Absorptivität, die nach

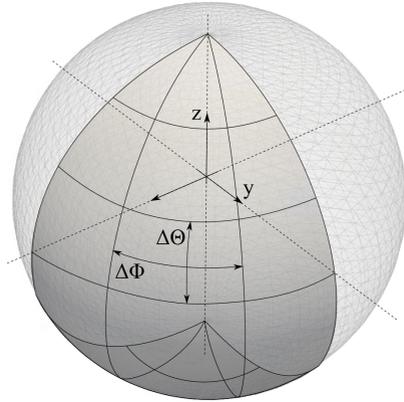


Abbildung 5.2: Skizzierte Veranschaulichung der Raumwinkeldiskretisierung mit fvDOM

(2.17) gleich der Emissivität war. Die Nettowärmestromdichte an einem Punkt der Phasengrenzfläche r_w wurde nach Gleichung (5.20) berechnet.

$$\dot{q}_{rad}(r_w) \simeq \epsilon(r_w) \left(\sigma_{SB} T(r_w)^4 - \sum_{\hat{n} \cdot \hat{s}_i > 0} w_i I_i(r_w) \hat{n} \cdot \hat{s}_i \right) \quad (5.20)$$

In der vorliegenden Arbeit wurde mit einer symmetrischen Diskretisierung des Strahlungsraums von $2n_\Phi = n_\Theta = 6$ gerechnet, was Raumwinkelelemente von $\Delta\Phi = \Delta\Theta = 30^\circ$ bei einer Gesamtzahl von 72 diskreten Ordinaten ergab.

Die Grenzflächen der Simulationsdomäne wurde in die vier Gruppen *Einlass*, *Auslass*, *laterale Grenzen* und *interne Grenzen* unterteilt.

Der *Einlass* betraf Flammensperre und Gasphase beim minimalen Wert der axialen Koordinate z . Als Temperaturrandbedingung wurde für beide Phasen eine konstante Einlasstemperatur von $T_{in} = 300$ K festgelegt. Für die Gasphase wurden weiterhin konstante Massenbrüche von CH_4 , O_2 und N_2 festgelegt, die einer Luftzahl von $\lambda = 1,1$ entsprachen, was eine adiabate theoretische Verbrennungstemperatur von 2147 K ergab. Die Einlassgeschwindigkeit erhielt in jedem Simulationsfall einen individuellen, festen Wert, der sich zwischen 3 m s^{-1} und $12,3 \text{ m s}^{-1}$

befand. Die flächenspezifische thermische Leistung P_A nach Gleichung (5.21) aus dem Massenstrom \dot{m} und dem Massenbruch des Brennstoffs y_f am Einlass, aus dem unteren Heizwert des Brennstoffs H_u , sowie den lateralen Abmessungen der Simulationsdomäne Δx und Δy . Über die Einlassgeschwindigkeit wurden für jede der drei Simulationsdomänen vier unterschiedliche flächenspezifische thermische Leistungsstufen eingestellt.

$$P_A = \frac{(\dot{m} \cdot y_f)_{Einlass} \cdot H_u}{\Delta x \cdot \Delta y} \quad (5.21)$$

Die *internen Grenzflächen* bezogen sich auf die Grenzen zwischen den drei Regionen des Fluids, des Porenkörpers und der Flammensperre. Die thermische Kopplung der beiden Feststoffregionen erfolgte durch Gleichsetzen der Grenzflächentemperatur. Bei der Kopplung der Fluidregion mit den beiden Feststoffregionen folgten Temperatur und Wärmefluss jeweils den Gleichungen (5.16) und (5.17). Auf Seite der Gasphase galt weiterhin die Haftbedingung $\vec{v} = 0$.

Der *Auslass* betraf lediglich die Gasphase, für diese wurden Temperatur, Geschwindigkeit und Massenbrüche als gradientenfrei normal zur Auslassfläche festgelegt. Für den Druck wurde ein konstanter Wert von $p_{out} = 10^5$ Pa gesetzt.

In Bezug auf die Strahlung wurden die internen Grenzflächen, sowie Einlass und Auslass der Gasphase als opake, graue, diffus emittierende und reflektierende Flächen behandelt und folgten damit Gleichung (5.18). Wie in Abbildung 5.3 veranschaulicht, wurde die Emissivität für Ein- und Auslass auf $\epsilon_{ein} = \epsilon_{aus} = 1$ festgelegt, für die Grenze zur Flammensperre, bzw. zum Strahlungskörper wurden Werte von $\epsilon_{FS} = 0,3$ und $\epsilon_{SK} = 0,9$ gesetzt. Zur Berechnung der Emissionsleistung der Wandflächen wurde für den Einlass und die internen Grenzflächen die Temperatur der jeweiligen Fläche verwendet, am Auslass wurde hierfür eine feste Temperatur von 300 K verwendet.

Die *lateralen Grenzflächen* des Rechengebiets wurden für alle Größen als periodisch behandelt.

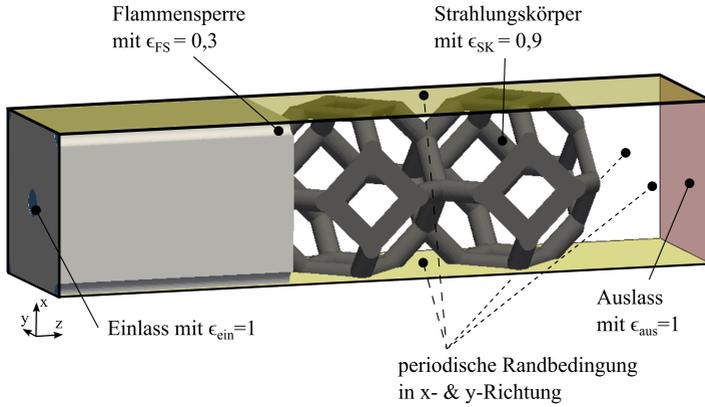


Abbildung 5.3: Emissivitätswerte der Randflächen der fluiden Phase für die Strahlungssimulation

Die Initialisierung erfolgte für die Flammensperre mit Einlassbedingungen, für die Region des Strahlungskörpers mit 1600 K. Die Gasphase wurde mit Temperatur und Zusammensetzung des Einlasses, Druck des Auslasses und axialer Geschwindigkeit entsprechend des freien Querschnitts im Bereich von Flammensperre bzw. Strahlungskörper initialisiert.

Zur Lösung der Erhaltungsgleichungen (5.1) bis (5.4) und (5.6) wurde der in OpenFOAM implementierte transiente Solver chtMultiRegionFoam mit adaptivem Zeitschritt verwendet. Das Strahlungsfeld wurde alle 50 Zeitschritte neu berechnet. Alle räumlichen Gradienten wurden durch ein Schema zweiter Ordnung mit Aufwindinterpolationsgewichtung und expliziter Korrektur basierend auf dem lokalen Zellgradienten berechnet, für die zeitlichen Gradienten der Gasphase wurde ein Eulerschema erster Ordnung verwendet. Die Bestimmung der Spezieskonzentrationen in Folge der chemischen Reaktionen erfolgte durch das OpenFOAM implementierte implizite Eulerverfahren.

Der Fortschritt der Simulation wurde über mehrere Monitorpunkte in Gas- und Feststoffphasen verfolgt, die Simulation wurde als konvergiert betrachtet, wenn das Temperaturfeld im Feststoff sich über die Zeit nicht mehr änderte und in der

Gasphase ein annähernd stationärer Zustand der transienten Simulation erreicht wurde.

5.3 Simulationsergebnisse

Die Simulationsergebnisse umfassen detaillierte Felder von Strömung, Speziesverteilung, Temperatur und Wärmeflüssen. In der folgenden Präsentation und Diskussion der Ergebnisse wurde unterteilt in verschiedene Abschnitte. Zunächst wird in Abschnitt 5.3.1 die Nutzung des laminaren Strömungsmodells kritisch betrachtet. In Abschnitt 5.3.2 wird die Strahlungsauskopplung in den einzelnen Fällen beleuchtet, Abschnitt 5.3.3 widmet sich der Betrachtung von Spezies- und Temperaturfeldern und in Abschnitt 5.3.4 erfolgt eine Betrachtung der Grenzfläche zwischen Gas- und Feststoffphase.

Die in Hauptströmungsrichtung zeigende Achse z wurde so definiert, dass ihr Nullpunkt auf der Grenzfläche zwischen Flammensperre und Strahlungskörper lag (vgl. Abbildung 5.1). Positionen mit negativer z -Koordinate bezogen sich also auf den Abschnitt der Flammensperre, Positionen mit positiver z -Koordinate bezogen sich auf den Abschnitt des Strahlungskörpers.

5.3.1 Vorbetrachtung zum laminaren Strömungsmodell

Zur Beurteilung des laminaren Strömungsmodells wurde der Simulationsfall mit der höchsten Einlassgeschwindigkeit betrachtet, dies war die RC-L Konfiguration bei einer spezifischen thermischen Leistung von 903 kW m^{-2} . Auf den Einlassflächen der Gasphase lagen Geschwindigkeit, Dichte und dynamische Viskosität mit konstanten Werten von $u_{in} = 12,3 \text{ m s}^{-1}$, $\rho_{in} = 1,12 \text{ kg m}^{-3}$ und $\mu_{in} = 1,846 \times 10^{-5} \text{ Pa s}^{-1}$ vor. Daraus ergab sich in den runden Kanälen mit 1 mm Durchmesser eine Reynoldszahl von 746. Über die Länge der Kanäle ergab sich durch Erwärmung des Gases eine Expansion, verbunden mit erhöhter Geschwindigkeit, erhöhter Viskosität und verminderter Dichte, die insgesamt in

einer reduzierten Reynoldszahl resultierten. Im Bereich der Flammensperre lag die Reynoldszahl also für alle Simulationsfälle unterhalb der für runde Kanäle kritischen Reynoldszahl von 2300 [75, Abschnitt G]. Im Bereich des Strahlungskörpers war die mittlere Gasgeschwindigkeit aufgrund des erhöhten Strömungsquerschnitts deutlich niedriger als im Bereich der Flammensperre. Für einen äquivalenten Porendurchmesser von circa 6 mm und volumengemittelte Werte für den Betrag der Geschwindigkeit $\bar{u} = 2,6 \text{ m s}^{-1}$, Dichte $\bar{\rho} = 0,193 \text{ kg m}^{-3}$ und dynamische Viskosität $\bar{\mu} = 6,33 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s}$ ergaben eine gemittelte Reynoldszahl von 48, diese lag deutlich unterhalb des für poröse Medien als kritisch betrachteten Werts von 600 [15].

5.3.2 Betrachtung der ausgekoppelten Wärmestrahlung

Für jede der drei Geometrieconfigurationen KC, RC-D und RC-L wurden vier verschiedene Simulationen mit spezifischen thermischen Leistungen von 365 kW m^{-2} bis 903 kW m^{-2} durchgeführt. Aufgrund der gewählten Randbedingungen (vorgegebene Geschwindigkeit am Einlass und vorgegebener Druck am Auslass) ergaben sich für die unterschiedlichen Konfigurationen leichte Druckvariationen am Einlass. Hierdurch ergaben sich wiederum leichte Variationen des Massenflusses und daraus leichte Variationen der spezifischen thermischen Leistung $< 1 \text{ kW m}^{-2}$, die im Vergleich der einzelnen Geometrieconfigurationen zu Tage treten. Abbildung 5.4 zeigt dreidimensionale Ansichten des Temperaturfelds im Strahlungskörper der KC-Konfiguration für alle vier betrachteten Leistungsstufen.

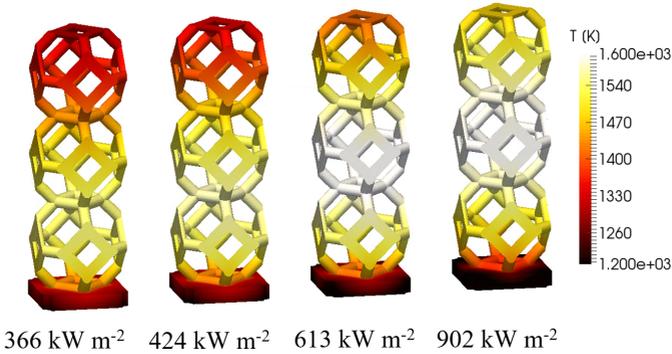


Abbildung 5.4: 3D Ansicht der Feststofftemperaturfelder in der KC-Konfiguration für die vier simulierten flächenspezifischen thermischen Leistungsstufen

5.3.2.1 Strahlungseffizienz

Zur Analyse und Bewertung der ausgekoppelten Wärmestrahlung wurde eine Strahlungseffizienz η_{rad} definiert, welche die auf der Auslassfläche des Rechengebiets gemittelte Nettowärmestromdichte $\bar{q}_{rad,aus}$ des lokalen Strahlungswärmeflusses \dot{q}_{rad} auf die zugeführte flächenspezifische thermische Leistung P_A bezog.

$$\eta_{rad} = \frac{\bar{q}_{rad,aus}}{P_A} = \frac{\int_A \dot{q}_{rad} dA_{aus}}{P_A \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \quad (5.22)$$

Abbildung 5.5 stellt die errechnete Strahlungseffizienz für jede Geometrie Konfiguration in Abhängigkeit der spezifischen thermischen Leistung dar. Dabei war für alle drei Konfigurationen mit zunehmender thermischer Leistung ein Absinken der Strahlungseffizienz festzustellen. Weiterhin zeigten die beiden Rotated Cube Konfigurationen bei selber thermischer Leistung die gleiche Strahlungseffizienz, die für alle betrachteten Fälle unterhalb der Strahlungseffizienz der Kelvinzelle lag. Damit war festzuhalten, dass sowohl der ausgekoppelte Strahlungswärmestrom, als auch die Effizienz dieser Auskopplung für die Rotated Cube Struktur unabhängig von deren Orientierung unterhalb der entsprechenden Werte der Kelvinzelle lagen. Dass beide Rotated Cube Konfigurationen für die jeweilige Leistungsstufe

die selbe Strahlungseffizienz aufwiesen, stellte zunächst ein erstaunliches Ergebnis dar, wiesen die beiden Konfigurationen doch in axialer Richtung eine deutlich unterschiedliche Verschattungscharakteristik auf (siehe Abbildung 5.1 D und E). Das Ergebnis gleicher Strahlungseffizienzen bei unterschiedlicher Verschattungscharakteristik deutete darauf hin, dass sich unterschiedliche Effekte im Inneren der Struktur gegenseitig ausglich. Die in Abschnitt 5.1 erfolgte Besprechung der drei betrachteten Geometrie Konfigurationen zeigte weiterhin, dass ein wesentlicher Unterschied zwischen Kelvinzelle und Rotated Cube in der spezifischen Oberfläche der Strukturen lag. Da es sich im betrachteten Fall bei der Strahlungsemission um ein Phänomen der Feststoffoberfläche handelt, legten die Ergebnisse aus Abbildung 5.5 einen Zusammenhang zwischen spezifischer Oberfläche des Strahlungskörpers und Stärke, sowie Effizienz der Strahlungsauskopplung nahe.

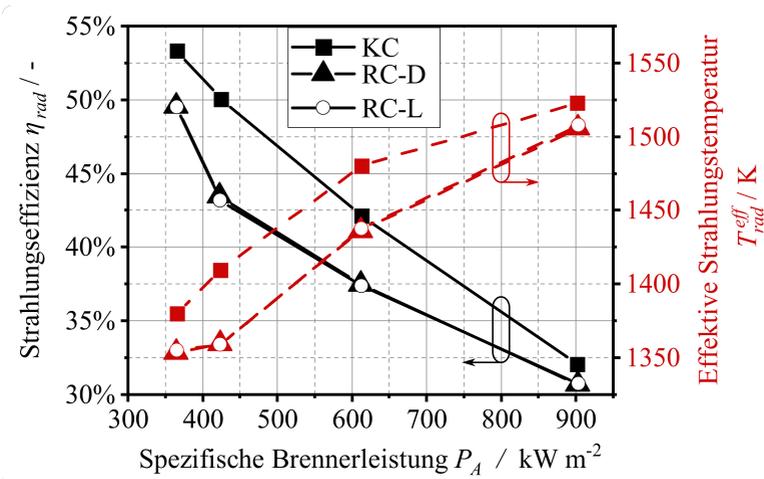


Abbildung 5.5: Strahlungseffizienz und effektive Strahlungstemperatur der drei simulierten Brennerkonfigurationen als Funktion der flächenspezifischen Brennerleistung

5.3.2.2 Effektive Strahlungstemperatur

Abbildung 5.4 zeigt, dass die Temperatur des Strahlungskörpers über die axiale Koordinate um mehr als 100 K variierte und eine direkte Aussage über die Strahlungstemperatur und das damit verbundene Strahlungsspektrum daher nicht möglich war. Eine effektive Strahlungstemperatur T_{rad}^{eff} des Strahlungskörpers lies sich jedoch mit der aus Abschnitt 5.3.2.1 bekannten Nettostrahlungswärmestromdichte und der gleichförmigen Temperatur auf der Auslassfläche T_{aus} ermitteln. Hierzu wurde Gleichung (5.23) herangezogen, mit welcher der Strahlungsaustausch zwischen zwei Flächen unterschiedlicher Größe und Emissivität beschrieben wird [75, Abschnitt K].

$$\dot{Q}_1 = \frac{\sigma_{SB} (T_1^4 - T_2^4) A_1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)} \quad (5.23)$$

Zur Bestimmung der im Nenner von Gleichung (5.23) zusammengefassten geometrischen Verhältnisse und Strahlungseigenschaften der Oberflächen wurde eine Simulation des Strahlungsaustauschs in den Geometrieconfigurationen bei gleichförmiger Feststofftemperatur von 1500 K und Emissionskoeffizienten $\epsilon_{SK} = 0,9$, $\epsilon_{FS} = 0,3$ und $\epsilon_{aus} = 1,0$ wie in der voll gekoppelten Simulation durchgeführt. Der ermittelte Strahlungswärmestrom $\dot{Q}_{iso,grau}$ wurde auf den Strahlungswärmestrom $\dot{Q}_{iso,schwarz}$ bei gleichförmiger Feststofftemperatur von 1500 K und Emissionskoeffizienten $\epsilon_{SK} = \epsilon_{FS} = \epsilon_{aus} = 1,0$ bezogen. Im vorliegenden Fall der Strahlungs-Porenbrenner war zum einen das Verhältnis der in Sichtkontakt stehenden Flächen nicht bekannt, zum anderen waren durch den Verbund von Flammsperre und Strahlungskörper zwei Materialien unterschiedlicher Emissivität beteiligt. Daher war es zweckmäßig, diese Einflüsse im Ausdruck der effektiven Emissivität ϵ_{Konfig}^{eff} der jeweiligen Geometrieconfiguration zusammenzufassen.

$$\frac{\dot{Q}_{iso,grau}}{\dot{Q}_{iso,schwarz}} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)} = \epsilon_{Konfig}^{eff} \quad (5.24)$$

Für die drei Konfigurationen KC, RC-D und RC-L wurden mit Gleichung (5.24) die effektiven Emissionskoeffizienten $\epsilon_{KC}^{eff} = 0,9503$, $\epsilon_{RC-D}^{eff} = 0,9523$ und $\epsilon_{RC-L}^{eff} = 0,9523$ ermittelt. Mit (5.25) als abgewandelte Form von Gleichung (5.23) ließen sich somit die effektiven Strahlungstemperaturen berechnen, die in Abbildung 5.5 dargestellt sind. Mit steigender thermischer Leistung war eine steigende effektive Strahlungstemperatur festzustellen. Die Verläufe der beiden Rotated Cube Konfigurationen waren wiederum deckungsgleich und lagen unterhalb der Werte der Konfiguration der Kelvinzelle.

$$T_{rad}^{eff} = \left(\frac{\bar{q}_r}{\sigma_{SB} \cdot \epsilon_{Konfig}^{eff}} + (T_{aus,rad})^4 \right)^{0.25} \quad (5.25)$$

Für einen Vergleich mit experimentellen Ergebnissen wurde die Studie von Keramiotis et al. [34] herangezogen, in der ein zweischichtiger Strahlungsporenbrenner mit einem 10 PPI Si-SiC Schaum als Strahlungskörper untersucht wurde. Der Brenner wurde mit einem Gemisch aus CH₄, H₂, CO und CO₂ als Brennstoff betrieben, dieses zeigte eine adiabate Flammentemperatur nahe der von CH₄, jedoch eine erhöhte laminare Flammgeschwindigkeit. Mit einer Infrarot-Thermografie Kamera wurde die sichtbare Temperatur des Feststoffs bestimmt und daraus eine Strahlungseffizienz errechnet. Beide Größen folgen den Trends der vorliegenden, numerischen Arbeit. Bei einer Luftzahl von 1,1 liegen die ermittelten Feststofftemperaturen von Keramiotis et al. im Bereich vergleichbarer flächenspezifischer Leistung gut 100 K unterhalb derer, die in dieser Arbeit auf numerischem Weg für die Kelvinzelle bestimmt wurden. Dementsprechend lagen die Werte der Strahlungseffizienz bei Keramiotis et al. um 6 % bis 11 % unterhalb der entsprechenden Werte der Kelvinzelle der vorliegenden Arbeit.

5.3.2.3 Spektrale Betrachtung der Wärmestrahlung

Im vorigen Abschnitt 5.3.2.2 wurde eine effektive Strahlungstemperatur bestimmt, über die sich der mittlere Strahlungswärmefluss vom Porenbrenner an die Umgebung beschreiben lässt. Der Strahlungskörper des Porenbrenners emittierte die Wärmestrahlung bei einer Bandbreite von Temperaturen, womit nach Gleichung (2.6) eine Bandbreite von Intensitätsspektren verbunden war. In diesem Abschnitt wurde nun beleuchtet, in wie weit die effektive Strahlungstemperatur zur Beschreibung des vom Porenbrenner emittierten Strahlungsspektrums herangezogen werden kann.

Hierzu wurden die aus den gekoppelten Simulationen hervorgegangenen Temperaturfelder verwendet und der Strahlungsaustausch mit dem in OpenFOAM verfügbaren Wideband-Untermmodell berechnet. Hierbei werden diskrete Intervalle von Wellenlängen definiert, in denen der Strahlungstransport jeweils separat simuliert wird. Dafür erfolgt die Integration der Planck-Gleichung (2.6) nicht mehr über alle Wellenlängen, sondern in einem Intervall $[\lambda_1, \lambda_2]$. Eine analytische Lösung für diese Integration ist nicht bekannt, jedoch lässt sich in einer Funktion $f(\lambda T)$ ausdrücken, welcher Anteil der Schwarzkörperstrahlung im Bereich von 0 bis λ bei der festen Emissionstemperatur T emittiert wird:

$$f(\lambda T) = \frac{\int_0^\lambda i_b d\lambda}{\int_0^\infty i_b d\lambda} = \int_0^{\lambda T} \frac{i_b}{\sigma_{SB} T^5} d(\lambda T) = \frac{15}{\pi^4} \int_{C_2/\lambda T}^\infty \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \quad (5.26)$$

Damit ergibt sich Gleichung (5.27) für die Berechnung der Schwarzkörper Emissionsleistung innerhalb eines Intervalls von Wellenlängen [47, Kapitel 1].

$$\dot{e}_{b,\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} i_b(\lambda, T) = [f(\lambda_2 T) - f(\lambda_1 T)] \cdot \sigma_{SB} T^4 \quad (5.27)$$

Werte der Funktion f sind für λT von $1000 \mu\text{m K}$ bis $50\,000 \mu\text{m K}$ tabelliert und mit einer linearen Interpolation in OpenFOAM implementiert.

Für die spektrale Betrachtung der vorliegenden Simulationsfälle wurde das Spektrum von $0,1 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$ in Intervallen von $0,2 \mu\text{m}$ bis $0,5 \mu\text{m}$ betrachtet, die auch als Banden bezeichnet werden. Es erfolgte ein Vergleich der auf Basis des dreidimensionalen Festkörpertemperaturfeldes simulativ bestimmten Strahlungswärmeströme der einzelnen Intervalle mit den entsprechenden Werten eines semi-analytischen Verfahrens, bei dem der Strahlungsaustausch zwischen zwei Ebenen betrachtet wurde, wobei eine Ebene mit T^{eff} und ϵ_{Konfig}^{eff} und die andere Ebene als Auslassfläche mit 300 K und $\epsilon_{aus} = 1.0$ behandelt wurde. In der semi-analytischen Berechnung nach Gleichung (5.28) wurde zur Bestimmung von $f(\lambda T)$ eine als Summationsreihe ausgeführte Programmroutine verwendet [47, Anhang F].

$$\dot{q}_{\Delta\lambda} = \epsilon_{Konfig}^{eff} \cdot \left(\dot{e}_{b,\Delta\lambda}(T_{rad}^{eff}) - \dot{e}_{b,\Delta\lambda}(T_{aus}) \right) \quad (5.28)$$

Um die für den betrachteten Temperatur- und Wellenlängenbereich die Präzision der in OpenFOAM auf tabellierten Werten von $f(\lambda T)$ beruhenden spektralen Simulation zu beurteilen, wurde zunächst der Strahlungswärmefluss in den definierten Banden zwischen zwei schwarzen Ebenen mit 1500 K und 300 K simuliert und mit der entsprechenden semi-analytischen Methode verglichen. Abbildung 5.6 links zeigt die spektral aufgelösten Strahlungswärmeflüsse, die mit Gleichung (5.28) (T_{eff}) und in einer Simulation (*Sim*) bestimmt wurden. Die Wärmestromverläufe der beiden Methoden stimmen über alle Banden qualitativ sehr gut überein, bei Wellenlängen größer $6 \mu\text{m}$ sind jedoch leichte Abweichungen erkennbar. Diese Abweichungen treten in der Darstellung der relativen Abweichung deutlich hervor. Ebenso zeigen sich bei Wellenlängen kleiner $1 \mu\text{m}$ Abweichungen zwischen den beiden Methoden. Die Abweichungen der beiden Methoden bei besonders kleinen und besonders großen Wellenlängen ergibt sich durch die unterschiedliche Auswertung der Funktion $f(\lambda T)$ für die tabellierten Werte in OpenFOAM und die direkte Berechnung der semi-analytischen Methode. In den betroffenen Bereichen weist die Funktion $f(\lambda T)$ sehr kleine Gradienten auf, was sich in den angesprochenen Abweichungen auswirkt. Im Wellenlängenbereich hoher Strahlungswärmeflüsse stimmen die beiden Methoden jedoch gut überein

und eignen sich somit für den Vergleich der Emissionsspektren des simulierten Temperaturfelds und der ermittelten effektiven Strahlungstemperatur.

Abbildung 5.6 rechts stellt mit der Kelvinezelle bei 903 kW/m^2 exemplarisch die spektral aufgelösten Strahlungswärmeflüsse aus der Simulation und der Rechnung mit der effektiven Strahlungstemperatur, sowie deren relative Abweichung dar.

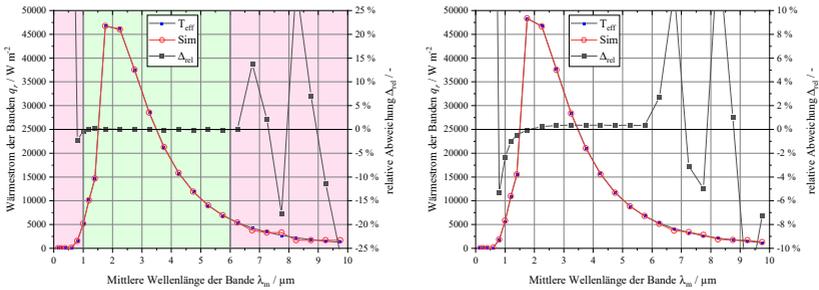


Abbildung 5.6: Wärmestromdichten der berücksichtigten Banden, berechnet nach Gleichung (5.28) (blaue Quadrate) und Simuliert mit OpenFOAM (rote Kreise), sowie die relative Abweichung der jeweiligen Wärmeströme (schwarze Quadrate). Links: zwei schwarze Ebenen mit 1500 K und 300 K. Rechts: KC 902 kW/m^2

Die Profile der Wärmeflüsse stimmen für beide Methoden auch beim Vergleich des simulierten Temperaturfelds des Brenners mit der in Abschnitt 5.3.2.2 bestimmten effektiven Strahlungstemperatur gut überein. In Banden mit Wellenlängen kleiner als λ_{max} unterschätzt die effektive Strahlungstemperatur die emittierte Strahlungsleistung des Brenners, bei höheren Wellenlängen findet eine leichte Überschätzung der Strahlungsleistung statt. Die maximale Überschätzung durch T_{rad}^{eff} lag in der KC-Konfiguration bei 1,3 %, in den RC-Konfigurationen jeweils bei 0,7 %.

Strahlungs-Porenbrenner basieren auf der Emission von Festkörperstrahlung, wobei der Festkörper keine einheitliche Temperatur aufweist, sondern über eine Temperaturspanne hinweg Strahlung emittiert. Die spektrale Betrachtung der

Festkörperstrahlung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Porenbrennerkonfigurationen zeigte, dass das Spektrum der emittierten Strahlung sehr gut durch das Spektrum der effektiven Strahlungstemperatur beschrieben werden konnte, welche wiederum über den mittleren Strahlungswärmefluss bestimmt wurde.

5.3.3 Betrachtung von Temperatur- und Speziesfeldern

In diesem Abschnitt werden die Entwicklungen von Temperatur und intermediären Spezies entlang der Hauptströmungsrichtung betrachtet. Hierfür wurden die dreidimensionalen Felder der betrachteten Größen in eindimensionale, axiale Verläufe überführt, was durch Auswertung der Felder auf 100 äquidistanten Ebenen geschah, die normal zur Hauptströmungsrichtung orientiert waren. Für jede dieser Ebenen wurden Gas- und Feststoffregionen getrennt ausgewertet. In den Feststoffregionen wurde die mittlere Temperatur jeder Ebene als flächengewichteter Mittelwert der einzelnen Zellwerte ermittelt. Die der Gasphase zugeordneten lokalen Zellwerte ψ_f^* wurden mit dem Betrag des lokalen axialen Massenstroms $|\vec{v}_{fluid}^* \cdot \vec{n}_{slice}|$ gewichtet

$$(\psi_f)_{slice} = \frac{\int_A \psi_f^* |\vec{v}_{fluid}^* \cdot \vec{n}_{slice}| dA_{slice}}{\int_A |\vec{v}_{fluid}^* \cdot \vec{n}_{slice}| dA_{slice}} \quad (5.29)$$

Abbildung 5.7 zeigt für jede der drei Geometrieconfigurationen die axialen Profile von Feststofftemperatur, Gasphasentemperatur und Massenbruch des Hydroxylradikals OH. Die vier unterschiedlichen Leistungsstufen sind dabei durch den Linienstil unterschieden. In allen Fällen liegt im Bereich der Flammensperre (negative Werte auf der horizontalen Achse) die Feststofftemperatur (schwarze Linien) über der Gasphasentemperatur (rote Linien), dabei sinkt das Temperaturniveau der Flammensperre mit zunehmender flächenspezifischer Brennerleistung. Im Bereich des Strahlungskörpers (positive Werte auf der horizontalen Achse) steigt die Gasphasentemperatur über die Feststofftemperatur hinaus an. Nach dem Passieren eines maximalen Wertes fallen beide Kurven bis zum Ende des

Strahlungskörpers ab, wobei die Gasphasentemperatur stets über der Feststofftemperatur liegt. In diesem letzten Abschnitt steigt das Temperaturniveau beider Phasen mit steigender flächenspezifischer Brennerleistung. Der Massenbruch von OH liegt im Bereich der Flammensperre für alle simulierten Fälle bei null. Im Bereich des Strahlungskörpers zeigt sich ein zunächst ansteigender und anschließend wieder abfallender Verlauf mit ausgeprägtem Maximum des OH-Massenbruchs. In nahezu jedem der betrachteten Fälle weisen die axialen Positionen der Maxima von Feststofftemperatur, Gastemperatur und OH-Massenbruch eine geringe Verschiebung von $\pm 1,1$ mm auf. Einzige Ausnahme bildet die RC-L Konfiguration bei der höchsten spezifischen Brennerleistung von $P_A = 903 \text{ kW m}^{-2}$, in der die Maxima eine Verschiebung von $\pm 2,0$ mm aufweisen. Die übereinstimmende Position der Maxima von Gas-, Feststofftemperatur und OH-Massenbruch in den axialen Profilen wird im weiteren als Flammenposition bezeichnet. Die in Abschnitt 5.3.2.2 bestimmte effektive Strahlungstemperatur findet sich in den Verläufen der Feststofftemperatur wieder und wurde in Abbildung 5.7 bei $T_S = T_{rad}^{eff}$ nahe dem Ende des Strahlungskörpers markiert.

Die allgemeine Form der in Abbildung 5.7 gezeigten axialen Profile ergibt sich hauptsächlich aus den in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Mechanismen: Kaltes Frischgas strömt durch die Flammensperre in die Hohlräume des Strahlungskörpers wo die Verbrennung stattfindet. Im Bereich der Flammenposition findet ein Großteil der Wärmefreisetzung statt, die Gasphase erreicht ihre maximale Temperatur. Wärme wird vom Gas an den Festkörper abgegeben, durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung des Festkörpers wird ein Teil der Wärme entgegen der Gasströmung in die Flammensperre transportiert. Hier findet wiederum ein Wärmeübergang vom Feststoff auf die Gasphase statt, die Flammensperre wird durch das einströmende, kalte Frischgas gekühlt. Ein weiterer Teil der Wärme wird vom Festkörper an die Umgebung abgestrahlt, wodurch die Festkörpertemperatur zum Auslass hin absinkt. Das heiße Gas gibt beim Durchströmen des Strahlungskörpers Wärme an den kälteren Feststoff ab, damit sinkt die Gastemperatur von der Flammenposition zum Auslass hin ebenfalls ab.

Abgastemperatur und Strahlungseffizienz sind über die Enthalpiebilanz des Systems verknüpft. In einem stationären System ohne sonstige Wärmeverluste wird

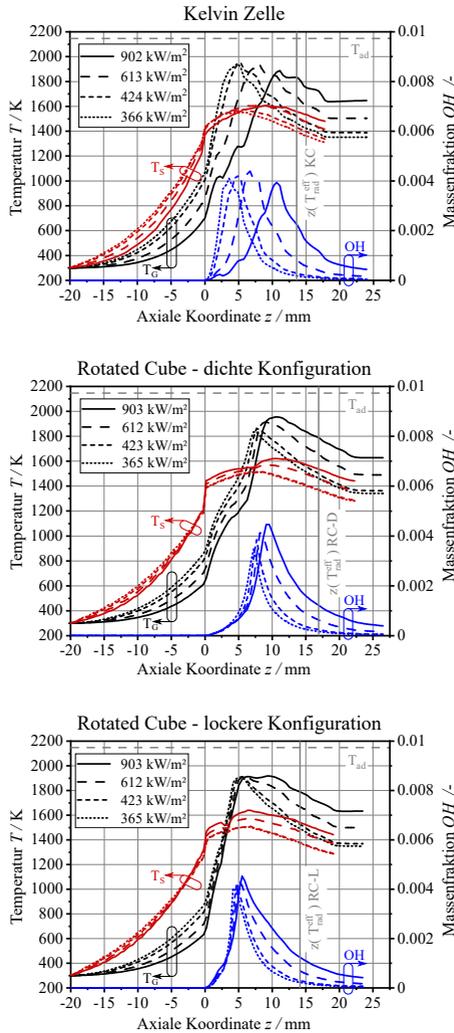


Abbildung 5.7: Axiale Profile von Gastemperatur (schwarz), Feststofftemperatur (rot) und OH-Massenbruch (blau) für die drei geometrischen Setups KC, RC-D und RC-L bei jeweils vier Werten der flächenspezifischen thermischen Leistung

die zugeführte Enthalpie in Form von Strahlung, sowie fühlbarer Wärme und chemischer Energie des Abgases abgeführt. Unter der Annahme chemischen Gleichgewichts im Abgas gilt bei konstanten Frischgasbedingungen: Je kälter das Abgas, desto größer der Anteil der abgestrahlten Energie, also desto größer die Strahlungseffizienz¹. Mit sinkender Abgastemperatur nimmt jedoch auch die Temperaturdifferenz zum Feststoff und damit der treibende Temperaturgradient für den Wärmeübergang ab, wodurch sich eine geringere Feststofftemperatur einstellt. Dieser indirekte Zusammenhang zwischen Feststofftemperatur und Strahlungseffizienz wurde in Abbildung 5.5 ersichtlich.

In Abschnitt 5.3.2.1 wurde für die beiden unterschiedlichen Rotated Cube Konfigurationen bei gleicher Brennerleistung quasi die selbe Strahlungswärmestromdichte und damit die selbe Strahlungseffizienz festgestellt. Da die Strahlungsemission maßgeblich von der Festkörpertemperatur bestimmt wird, zeigt Abbildung 5.8 die Festkörpertemperatur der Strahlungskörper von RC-D und RC-L für alle vier Brennerleistungen im direkten Vergleich. Für diese Abbildung wurden die axialen Positionen so ausgerichtet, dass die Endpositionen (Auslassflächen) der Strahlungskörper bündig aufeinander liegen. Es zeigt sich, dass beide Konfigurationen durchaus vergleichbare Temperaturprofile des Festkörpers aufweisen. Dies betrifft sowohl die jeweilige Maximaltemperatur, die sich um höchstens 20 K unterscheidet, als auch den stromabwärts gerichteten näherungsweise linearen axialen Temperaturverlauf nach dem jeweiligen Temperaturmaximum.

Bei der RC-L Konfiguration lag die Flammenposition etwa 5 mm vom Übergang zwischen Flammensperre und Strahlungskörper entfernt und verändert ihre Lage mit zunehmender Brennerleistung kaum. Die Position der effektiven Strahlungstemperatur lag 5,4 mm vom Ende des Strahlungskörpers entfernt. Bei der RC-D Konfiguration wanderte die Flammenposition zwischen 7 mm und 10 mm mit steigender Brennerleistung stromabwärts. Die Position der Effektiven Strahlungstemperatur lag 5,5 mm vom Ende des Strahlungskörpers und blieb über

¹ Auf diesen Zusammenhang wird in Abschnitt 5.4 mit Abbildung 5.12 erneut eingegangen

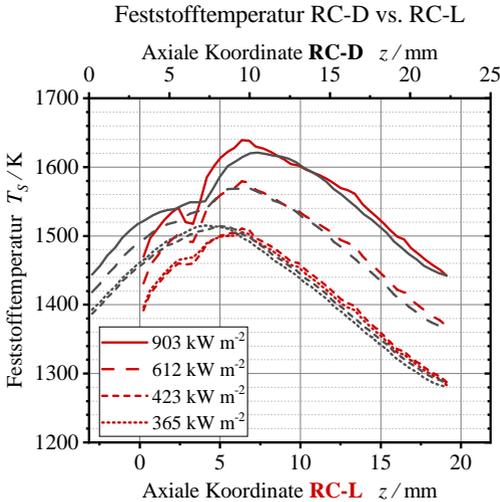


Abbildung 5.8: Festkörpertemperatur der Strahlungskörper in den Konfigurationen RC-D (schwarz) und RC-L (rot) für alle vier simulierten Leistungsstufen (Linienstil) des Strahlungsporenbrenners im direkten Vergleich. Die Endpositionen der Strahlungskörper sind bündig ausgerichtet.

das betrachtete Leistungsspektrum konstant. Im KC Setup wanderte die Flammenposition bei gleicher Variation der flächenspezifischen Brennerleistung von 3 mm bis 11 mm, die Position der effektiven Strahlungstemperatur verharrte auch hier bei einem Konstanten Wert, der 4,4 mm vom Auslass des Strahlungskörpers entfernt lag.

Die je nach Konfiguration unterschiedliche Abhängigkeit der Flammenposition von der flächenspezifischen thermischen Leistung lies sich durch das Zusammenspiel von Flammensperre und Strahlungskörper erklären: Das Frischgas strömte durch die Kanäle der Flammensperre in die Zone des Strahlungskörpers ein und bildete hierbei zunächst Gasjets aus. In der KC-Konfiguration zeigten die Achsen dieser Jets ohne Schnittpunkt mit dem Feststoff durch den Strahlungskörper hindurch. Bei erhöhter Brennerleistung strömte das Frischgas mit erhöhter axialer

Geschwindigkeit der Jets durch den Strahlungskörper, wodurch sich die Reaktionszone stomabwärts verschob. In den RC-Konfigurationen hingegen trafen die Jets auf Stege des Strahlungskörpers und wurden aus ihrer axialen Bewegung in die lateralen Richtungen verteilt. In der RC-D Konfiguration trafen die Gasjets bei einer axialen Position von $z = 7,5 \text{ mm}$ auf schräge Stege beziehungsweise einen Knotenpunkt. In der RC-L Konfiguration lagen die Punkte, an denen die Gasjets auf die lateralen Stege des Strahlungskörpers trafen bei $z = 3 \text{ mm}$. Eine Veranschaulichung der geometrischen Verhältnisse zwischen den Strömungsachsen und den Stegen des Strahlungskörpers in den beiden RC-Konfigurationen ist in Abbildung C.1 gegeben.

Die innerhalb jeder Konfiguration konstante Position der effektiven Strahlungstemperatur lies sich mit den gleichbleibenden geometrischen Verhältnissen begründen: Die effektive Strahlungstemperatur errechnete sich aus dem Nettostrahlungswärmefluss auf der Auslassfläche des Rechengebiets, der wiederum ein Resultat des Strahlungsaustauschs zwischen den Flächenelementen der Auslassfläche und der für sie sichtbaren Oberflächenelemente des Strahlungskörpers war. Die Lage der Flächenelemente zueinander blieb innerhalb der Konfigurationen über die verschiedenen Brennerleistungen unverändert.

5.3.4 Betrachtung der Phasengrenzfläche

Die Strahlungsemission von Porenbrennern basiert auf der hohen Temperatur des Feststoffs, die das System antreibende Wärmequelle liegt mit der chemischen Reaktion jedoch in der Gasphase. Es ist also ein Wärmeübergang von der Gas- auf die Feststoffphase notwendig, daher wurden die Wärmeflüsse über die Phasengrenzfläche analysiert.

Analog zum vorherigen Abschnitt 5.3.3 wurde die Phasengrenzfläche in Schnitten normal zur Hauptströmungsachse ausgewertet. Die berücksichtigten Größen ψ (z.B. Temperatur der Phasengrenzfläche T_I oder Nettostrahlungswärmefluss q_r) wurden nach Gleichung (5.30) als volumenbezogene Größen $\psi_{\Delta z}$ ermittelt, wobei sich das Volumen aus der Querschnittsfläche des Rechengebiets $A_s = \Delta x \cdot \Delta y$

und der Dicke der Schnitts Δz ergab. Die lokalen Größen ψ^* wurden über die Phasengrenzfläche A_I integriert, die für kleine Schnittdicken als Produkt aus Umfangslinie l_I und Schichtdicke Δz angenähert wurde. Der sich ergebende lokale Parameter l_I/A_S beschreibt auf einem zweidimensionalen Schnitt das Verhältnis aus Länge der Phasengrenze und Schnittfläche, damit stellt l_I/A_S das zweidimensionale Analogon zur dreidimensionalen spezifische Oberfläche A_v dar. Durch Berücksichtigung einer hinreichenden Zahl an zweidimensionalen Schnitten ließen sich kontinuierliche Verläufe der betrachteten Größen darstellen. Im diskretisierten Raum der numerischen Simulationen war es jedoch zweckmäßig, über einen Ausschnitt der Phasengrenzfläche A_I zu integrieren und hierfür den diskreten Wert der Schichtdicke Δz in der linken Form von Gleichung (5.30) so zu wählen, dass durch die Mittelung keine Details von Interesse verborgen werden.

$$\psi_{\Delta z} = \frac{\int_{A_I} \psi^* dA_I}{A_S \Delta z} = \frac{1}{\Delta z} \int_z^{z+\Delta z} \int_{l_I/A_S} \psi^* d(l_I/A_S) dz \quad (5.30)$$

mit $\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \psi_{\Delta z} = \int_{l_I/A_S} \psi^* d(l_I/A_S)$

Im vorliegenden Fall wurde die Schichtdicke Δz systematisch in jeder Konfiguration als 1 % der feststoffbezogenen axialen Ausdehnung der Domain gewählt, also ergaben sich 0,38 mm für KC, 0,42 mm für RC-D, und 0,39 mm für RC-L. Mit diesen Schichtdicken wurden die axialen Profile der volumetrischen Werte von Nettostrahlungswärmefluss q_r , Wärmefluss durch Wärmeübergang q_c und Gesamtwärmestromdichte $q_t = q_r + q_c$ bestimmt. Die lokale spezifische Oberfläche A_v wurde mit Gleichung (5.30) durch Setzen von $\psi^* = 1.0$ bestimmt, die Grenzflächentemperatur T_I wurde als flächengewichteter Mittelwert im Schnitt ermittelt.

Abbildung 5.9 zeigt die so bestimmten axialen Verläufe der Größen auf der Phasengrenzfläche, sowie die aus Abschnitt 5.3.3 bekannten Verläufe von Gasphasen- und Feststofftemperatur für alle drei geometrischen Konfigurationen am Beispiel

der flächenbezogenen thermischen Leistung von $612(613) \text{ kW/m}^2$. Eine zur horizontalen Achse passend skalierte parallele Projektion der Feststoffphase ist im oberen Abschnitt jedes Graphen zu sehen.

In allen drei Graphen liegt die Grenzflächentemperatur T_I im Bereich der Flammensperre knapp unterhalb der mittleren Feststofftemperatur T_S . Im Bereich des Strahlungskörpers sind diese beiden Kurven nicht mehr unterscheidbar, hier lagen also keine großen Temperaturunterschiede zwischen der Oberfläche und dem Kern der Stege vor. Erklären lässt sich dieses Muster damit, dass im Fall des Strahlungskörpers ein Festkörper mit hoher spezifischer Oberfläche und hoher Wärmeleitfähigkeit vorlag, während es sich im Fall der Flammensperre um einen konvektiv gekühlten Festkörper mit kleinem Verhältnis aus Oberfläche zu Volumen und niedriger Wärmeleitfähigkeit handelte. Im Bereich der Flammensperre wies der volumetrische Wärmeübergangstrom q_c negative Werte auf; hier wurde Wärme vom Feststoff an das Gas abgegeben. Der Gesamtwärmestrom q_t über die Phasengrenzfläche entsprach dem Wärmeübergangstrom, da der Strahlungsaustausch in den engen Kanälen der Flammensperre keinen nennenswerten Beitrag leistete. Im nahezu gesamten Bereich der Strahlungskörper nahm q_c positive Werte an, es wird also überall Wärme vom Gas an den Strahlungskörper übertragen mit Ausnahme der axialen Koordinaten in den beiden RC Konfigurationen, an denen die kalten Gasjets aus der Flammensperre direkt auf Stege des Strahlungskörpers trafen, dies machte sich auch in den Temperaturprofilen von Feststoff und Grenzfläche T_S und T_I durch verringerte Werte bemerkbar. Der Strahlungswärmefluss q_r zeigte fast im gesamten Bereich der Strahlungskörper negative Werte, es wurde also mehr Energie durch Strahlung abgegeben als aufgenommen. Eine Ausnahme bildete der Übergang von der Flammensperre auf den Strahlungskörper, hier wurde insbesondere über die Stirnfläche der Flammensperre Strahlungswärme vom Festkörper aufgenommen.

Die spezifische Oberfläche als Funktion der axialen Richtung $A_v(z)$ zeigte für jede Geometrieconfiguration ein eigenes, charakteristisches Muster, das dem Aufbau der Struktur zugeordnet werden konnte. Allen drei Konfigurationen war ein konstanter Wert von A_v im Bereich der Flammensperre gemein, hier lagen gerade Kanäle parallel zur axialen Richtung z vor. Der Strahlungskörper in der RC-D

Konfiguration setzte sich lediglich aus Stegen zusammen, die mit der Schnittebene einen Winkel $> 0^\circ$ bildeten. Damit ergab sich für die RC-D Geometrie ein relativ konstanter Wert für $A_v(z)$, der in Schnittebenen mit Knotenpunkten etwas niedriger war als in Schnittebenen ohne Knotenpunkte. Die RC-L Konfiguration wies im Abstand von 3,5 mm Stege auf, die parallel zur Schnittebene angeordnet waren, daher ergaben sich in diesem Abstand Zonen mit erhöhter spezifischer Oberfläche. Die KC Struktur wies im Abstand von 3 mm quadratische Verbünde aus Stegen auf, die parallel zur Schnittebene lagen. Damit ergaben sich für die KC Struktur deutlich ausgeprägte Maxima im Verlauf von $A_v(z)$.

Das charakteristische Muster im axialen Verlauf der spezifischen Oberfläche war auch in den Verläufen der volumetrischen Wärmeströme q_c und q_r wiederzuerkennen: An axialen Positionen hoher spezifischer Oberfläche waren auch hohe Wärmeströme festzustellen, dies lies sich besonders gut am Beispiel der KC Struktur erkennen, galt jedoch auch für die beiden RC Konfigurationen. Im stromabwärts gelegenen Teil des Strahlungskörpers war zu beobachten, dass das Maximum des Wärmeübergangs auf der stromaufwärts gelegenen Seite der erhöhten spezifischen Oberfläche lag, während der Extremwert der Wärmestrahlung auf der stromabwärts gelegenen Seite lag.

Diese Verschiebung der lokalen Extremwerte lies sich durch die entsprechenden Mechanismen der Wärmetransfers erklären: Die Stege des Strahlungskörpers wurden auf der stromaufwärts gelegenen Seite mit dem heißen Gas angeströmt, dementsprechend ergab sich auf dieser Seite ein erhöhter Wärmeübergangstrom. Auf dieser Seite standen die Stege mit Oberflächenelementen im Strahlungsaustausch, die noch weiter stromaufwärts liegen und Temperaturen der selben Größenordnung aufwiesen. Auf der stromabwärts gelegenen Seite wiederum standen die Stege auch mit der deutlich kälteren Auslassfläche im Strahlungsaustausch, damit ergab sich netto eine erhöhte Abgabe von Wärmestrahlung.

Näher am Übergang zwischen den beiden Feststoffregionen emittierten der Strahlungskörper auf beiden Seiten der Stege, da hier stromaufwärtsblickend Strahlungswärmetransport zur der merklich kälteren Flammensperre stattfand. Nahe dem Übergang von Flammensperre zum Strahlungskörper lag die dargestellte

Gastemperatur unterhalb der Feststofftemperatur, dennoch wurde an der Phasengrenzfläche Wärme von der Gas- auf die Feststoffphase übertragen. Dies erklärte sich durch die massenstromgewichtete Mittelung der Gastemperatur, die in dieser Region von den kalten Gasjets dominiert wurde, welche aus der Flammensperre kamen. An der Phasengrenzfläche befand sich jedoch heißes, rezirkulierendes Gas, das die Richtung den Wärmeübergangs bestimmte.

Im Verlauf der volumetrischen Strahlungsemission waren neben der durch die spezifische Oberfläche hervorgerufenen Charakteristik auch Positionen mit einer Nettoemission nahe Null zu finden, beispielsweise in der KC-Konfiguration bei $z = 14,5$ mm. An solchen Positionen hoben sich absorbierte und emittierte Wärmeströme auf, beziehungsweise der absorbierte Wärmestrom wurde re-emittiert. Der Verlauf der Oberflächentemperatur T_I machte jedoch deutlich, dass die Re-Emission auf einem niederen Temperaturniveau stattfand, als die Emission in der Tiefe des Strahlungskörpers. Ein Vergleich von Abbildung 5.9 mit Abbildung 5.7 zeigt, dass diese charakteristischen Positionen jeweils stromabwärts in Bezug auf die Position der effektiven Strahlungstemperatur lagen. Analog zu einem Strahlungsschild führte die Re-Emission auf reduziertem Temperaturniveau zu einem reduzierten Strahlungswärmestrom. Für eine Serie aus N adiabaten Strahlungsschildern ließ sich der Netto-Strahlungswärmefluss zwischen zwei unendlichen parallelen Wänden konstanter Temperatur mit einem auf Gleichung (5.23) basierenden Gleichungssystem ermitteln. Durch Elimination der Strahlungsschildtemperaturen ergab sich

$$\dot{q}_{rad} = \frac{\sigma_{SB} \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{2 \cdot N}{\epsilon_S} + \frac{1}{\epsilon_2} - (1 + N)} \quad (5.31)$$

Abbildung 5.10 zeigt den Einfluss von N adiabaten Strahlungsschildern mit $\epsilon_S = 0,9$ auf den Strahlungswärmefluss zwischen zwei Wänden fester Temperatur mit $\epsilon_1 = 0,9$ und $\epsilon_2 = 1,0$ in Form eines effektiven Emissionskoeffizienten. So reduziert sich der übertragene Strahlungswärmestrom mit nur einem adiabaten Strahlungsschild bereits um ca. 50 %.

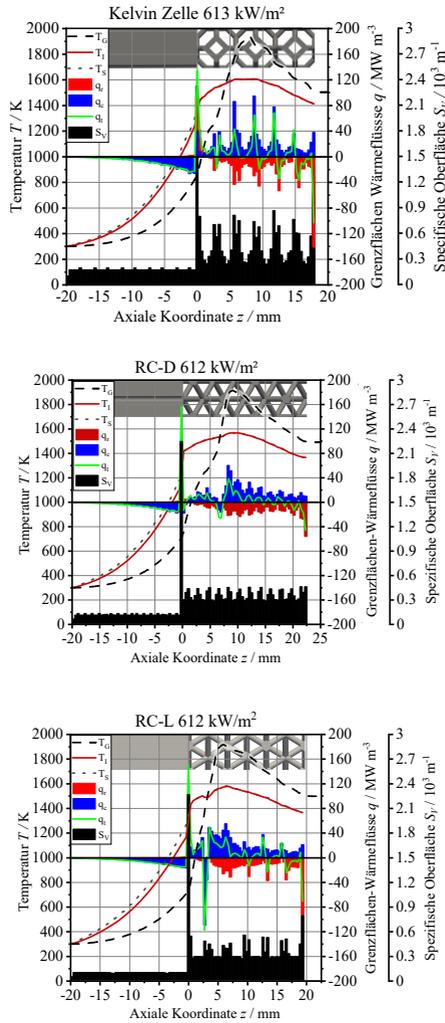


Abbildung 5.9: Axiale Profile der Wärmeströme über die Phasengrenzfläche, Oberflächentemperatur, Gasphasentemperatur und lokale spezifische Oberfläche der drei Geometrieconfigurationen KC, RC-D und RC-L bei 613 kW/m^2 bzw. 612 kW/m^2

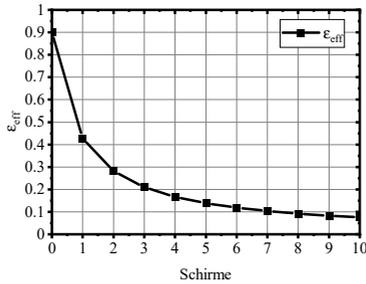


Abbildung 5.10: Effektiver Emissionskoeffizient für den Strahlungsaustausch zwischen zwei Wänden konstanter Temperatur mit $\epsilon_1 = 0,9$, $\epsilon_2 = 1,0$ und N zwischengeschalteten Strahlungsschilden mit $\epsilon_S = 0,9$

Wird also beispielsweise die Hälfte einer strahlenden Fläche konstanter Temperatur durch einen adiabaten Strahlungsschirm verschattet, so reduziert sich der ursprüngliche Strahlungswärmestrom auf 75 % seines ursprünglichen Wertes.

In Abbildung 5.9 lies sich der Effekt der Abschirmung im axialen Verlauf der emittierten Strahlungsleistung q_r erkennen. An Positionen vergleichbarer spezifischer Oberfläche skalierte q_r nicht mit der Oberflächentemperatur, sondern die netto emittierte Strahlungsleistung nahm im Gegenteil mit abnehmender Feststofftemperatur sogar zu. Ein Beispiel hierfür zeigte die KC-Konfiguration beim Vergleich der axialen Positionen 6,4 mm und 12,5 mm.

5.4 Rückschlüsse für die Optimierung von Strahlungs-Porenbrennern

Strahlungs-Porenbrenner basieren auf der vorgemischten Verbrennung in einer offenporigen Feststoffmatrix, wodurch der Feststoff erhitzt wird und aufgrund seiner Temperatur hauptsächlich infrarote Wärmestrahlung emittiert. Das Einbeziehen additiver Fertigungsmethoden in den Produktionsprozess der offenporigen Festkörpermatrix ermöglicht gegenüber den klassischerweise verwendeten keramischen Schäumen neue Freiräume in der Gestaltung des Strahlungskörpers.

Die durchgeführten detaillierten Simulationen unterschiedlicher geometrischer Konfigurationen von Poren-Strahlungsbrennern ermöglichten eine Analyse der Prozesse und Zustände im Inneren des Porenbrenners und damit Schlussfolgerungen für eine Gestaltung des Strahlungskörpers, die eine erhöhte Auskopplung von Strahlungswärme begünstigt.

Um als Wärmestrahlung emittiert zu werden, muss die in der Gasphase durch Verbrennung freigesetzte Wärme zunächst über die Phasengrenze auf den Feststoff übertragen werden. Aus Abbildung 5.9 wurde deutlich, dass der übertragene Wärmestrom nicht nur vom lokalen Temperaturgradienten und der zur Verfügung stehenden Phasengrenzfläche, sondern auch von der Umströmung der Feststoffstruktur abhängt.

Die Emission der Wärmestrahlung durch den Feststoff ist wiederum an die zur Verfügung stehende Oberfläche und deren Temperatur gebunden. Der netto emittierte Wärmestrom ergibt sich aus den im Strahlungsaustausch stehenden Oberflächenelementen, im Fall des Strahlungskörpers kann dies bedeuten, dass zwischen der Zone der höchsten Feststofftemperatur und der kalten Umgebung Feststoffelemente mit reduzierter Temperatur für eine Abschirmung sorgen und damit den Strahlungswärmestrom limitieren.

Mit der flächenspezifischen Leistung eines Strahlungs-Porenbrenners ändert sich bei ansonsten konstanten Einlassbedingungen die axiale Gasgeschwindigkeit. Aus Abbildung 5.7 ging hervor, dass sich mit der flächenspezifischen Brennerleistung die Position der Flamme und der höchsten Gas- und Feststofftemperatur verschieben kann. Das Ausmaß dieser Verschiebung war dabei abhängig von der geometrischen Anordnung der Kanäle in der Flammensperre in Relation zu den Stegen des Strahlungskörpers.

Um eine möglichst hohe Strahlungsleistung zu erreichen, ist nach der Stefan-Boltzmann Gleichung (2.10) zunächst die abstrahlende Fläche, sowie deren Temperatur zu maximieren. Im Fall der betrachteten Strahlungsbrenner ergab sich die effektiv abstrahlende Fläche aus der mit der Umgebung in Sichtkontakt stehenden Oberfläche und der Emissivität des Feststoffs, diese konnten nach Gleichung

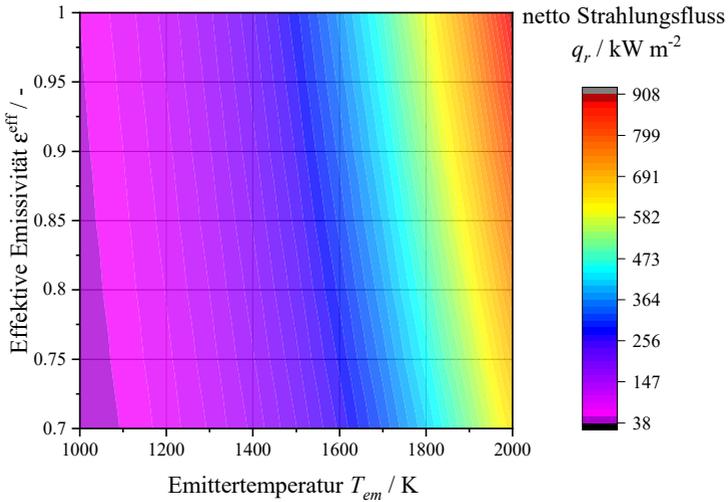


Abbildung 5.11: Strahlungswärmestrom zwischen zwei parallelen Platten in Abhängigkeit von Temperatur und effektiver Emissivität der heißen Emittierplatte; Empfängerplatte bei konstanter Temperatur $T_{ab} = 300 \text{ K}$ und $\epsilon_{ab} = 1.0$

(5.24) in den Parameter der effektiven Emissivität überführt werden. Mit der effektiven Emissivität und der effektiven Strahlungstemperatur wurde der Austausch zwischen dem simulierten Porenstrahler und der Umgebung als System zweier paralleler Platten beschrieben.

Für zwei parallele Platten unterschiedlicher konstanter Temperatur zeigt Abbildung 5.11 den Nettostrahlungsfluss in Abhängigkeit von Temperatur und Emissivität der heißen, netto emittierenden Platte, wobei Temperatur und Emissivität der kalten, netto absorbierenden Platte konstant bei $T_{ab} = 300 \text{ K}$ und $\epsilon_{ab} = 1.0$ gehalten wurden. Während q_r in diesem System linear mit ϵ_{em} skaliert, wirkt sich eine Änderung der Emittertemperatur T_{em} mit der vierten Potenz auf den Strahlungsfluss aus $\dot{q}_{rad} \propto T_{em}^4$. Zur Optimierung des Strahlungsflusses ist also das Wertepaar aus effektiver Emissivität und Temperatur zu optimieren, wobei die Temperatur den größeren Hebel darstellt.

In der Optimierung der Strahlungseffizienz wird angestrebt, einen möglichst hohen Anteil der fühlbaren Wärme aus der Gasphase an die Feststoffphase zu übertragen. Daraus resultiert das Ziel einer durch Wärmeübertragung möglichst weit abgesenkten Abgastemperatur, deren theoretische Grenze durch die Feststofftemperatur am Gasauslass bestimmt ist. Aus Abbildung 5.7 ging hervor, dass in den betrachteten Systemen die Auslasstemperaturen von Gas- und Feststoffphase bei den hohen spezifischen Brennerleistungen um bis zu 190 K auseinander lagen. Abbildung 5.12 zeigt den Zusammenhang zwischen Rauchgastemperatur und Strahlungseffizienz für die Brennstoffe CH_4 und H_2 bei unterschiedlichen Luftzahlen und einer Ausgangstemperatur von 300 K für das unverbrannte Brenngas-Luft-Gemisch. Hierfür wurde zunächst das thermodynamische Gleichgewicht der Verbrennungsreaktion bestimmt, dem heißen Rauchgas wurde daraufhin ein definierter Wärmestrom entzogen und anschließend erneut das thermodynamische Gleichgewicht bestimmt. Die Berechnung erfolgte über die bereit ins Kapitel 3 Modellreaktoren des Chemkin(II)-Paketts [33]. Aus Abbildung 5.12 wird ersichtlich, dass die Abgastemperatur vom Brennstoff selbst und der gewählten Luftzahl abhängt. Mit steigender adiabater Verbrennungstemperatur ($T(\eta_{rad} = 0\%)$) nimmt die Abgastemperatur bei gegebener Strahlungseffizienz zu. Im Umkehrschluss lässt sich die Strahlungseffizienz bei gegebener Abgastemperatur theoretisch durch ein Erhöhen der adiabaten Verbrennungstemperatur anheben, Voraussetzung hierfür ist, dass die entsprechende Wärmeleistung vom Gas an den Feststoff übertragen werden kann. Unter der Annahme eines thermischen Gleichgewichts zwischen Gas- und Feststoffphase bilden die in Abbildung 5.12 dargestellten Abgastemperaturen eine theoretische Obergrenze für die Feststofftemperatur.

Zur Intensivierung des Wärmeübergangs, besonders bei kleinen Temperaturgradienten ist eine Vergrößerung der Phasengrenzfläche zielführend. Im vorliegenden Ansatz der Porenbrenner bedeutet die Vergrößerung der Phasengrenze im Bereich der bereits abgesenkten Gastemperatur eine Abschirmung der Wärmestrahlung, die aus der Tiefe des Strahlungskörpers bei höheren Feststofftemperaturen emittiert wurde. Dies hat zum einen die Reduktion des netto emittierten Wärmestroms aus der Tiefe zur Folge, zum anderen erhöht sich durch die Absorption der Strahlung aus der Tiefe die Feststofftemperatur im Bereich der niedrigen Gastemperatur.

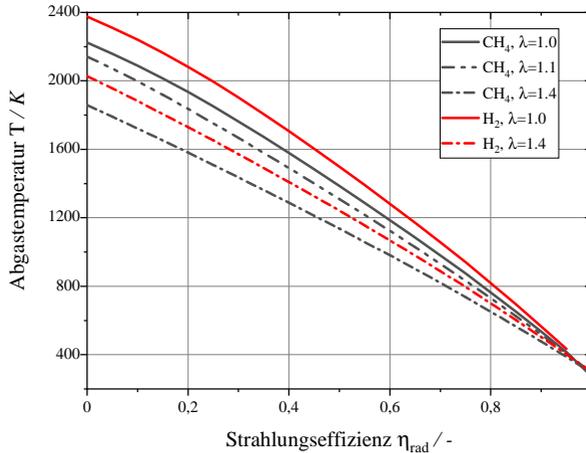


Abbildung 5.12: Abgastemperatur als Funktion der Strahlungseffizienz für die Brennstoffe CH₄ und H₂ bei Luftzahlen zwischen 1,0 bis 1,4

Hierdurch wird der Temperaturgradient über die Phasengrenze verringert und der Wärmeübergang vom Gas auf den Feststoff reduziert.

Zur Optimierung der Strahlungseffizienz bietet es sich also konsequenterweise an, die Hauptströmungsrichtung des Gases in der Zone des Wärmeübergangs von der Hauptrichtung des durch Strahlung übertragenen Wärmestroms zu trennen. Hierdurch kann die Länge der Wärmeübertragungszone variiert werden, ohne dabei die Abstrahlung zu behindern.

Aus Abbildung 5.7 ging des Weiteren hervor, dass die Flammenposition, also die Zone der Wärmefreisetzung von der Brennerleistung abhängen kann, durch eine geeignete Gestaltung von Gaszufuhr und Strahlungskörper scheint es jedoch möglich, diese Zone axial zu fixieren, was die Anordnung der Wärmeübertragungszone vereinfachen kann. Vielversprechende Ergebnisse zeigten in diesem Zusammenhang die Experimente von [74].

5.4.1 Fazit zur Analyse des Strahlungs-Porenbrenners

Die Ausführungen in Kapitel 5 befassten sich mit der Analyse eines Strahlungs-Porenbrenners mittels aufgelöster numerischer Simulationen. Hierfür wurde ein repräsentativer Ausschnitt des Porenbrenners bestehend aus Flammensperre und Strahlungskörper in drei unterschiedlichen Konfigurationen betrachtet und beide Festkörper geometrisch voll aufgelöst. Die Simulationen umfassten die Strömung der Gasphase mit gleichzeitiger chemischer Reaktion und Wärmetransport, Wärmeübergang an die Feststoffphase, Wärmeleitung im Feststoff, sowie Wärmeflüsse aufgrund von Festkörperstrahlung und wurden jeweils für vier unterschiedliche spezifische Brennerleistungen durchgeführt. In der Analyse der Simulationen wurde aus dem Strahlungswärmestrom eine Strahlungseffizienz, sowie eine effektive Strahlungstemperatur abgeleitet. Es zeigte sich, dass das Emissionsspektrum der effektiven Strahlungstemperatur zur Beschreibung des vom Strahlungskörper über eine Temperaturspanne emittierte Strahlungsspektrum geeignet ist. Für die Strahlungseffizienz kristallisierte sich die spezifische Oberfläche des Strahlungskörpers als scheinbar dominierender Geometrieparameter heraus. Aus den Erkenntnissen der Analyse wurden Rückschlüsse für die Gestaltung einer auf hohe Strahlungseffizienz optimierten Strahlungskörpergeometrie gezogen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorgemischte Verbrennung in offenporigen inerten Medien stellt eine relativ neue Verbrennungstechnologie dar, bei der die Verbrennung in den Hohlräumen eines porösen, meist keramischen Feststoffes stattfindet und diesen hierdurch stark erwärmt. Die ortsfeste Feststoffphase emittiert nun aufgrund ihrer Temperatur Wärmestrahlung und trägt zu einem erhöhten Wärmetransport sowohl mit als auch entgegen der Gasströmung bei. Die Ausgestaltung des porösen Mediums erlaubt eine gezielte Manipulation dieser Phänomene, wodurch sich Porenbrenner als eine flexible Technologie auszeichnen, die für unterschiedliche Ziele adaptiert werden kann. Potenzielle Ziele für unterschiedliche technische Anwendungen können beispielsweise sein, möglichst viel Wärme innerhalb des Porenbrenners zu rezirkulieren oder möglichst viel Wärme aus dem Verbrennungsprozess auskoppeln. Die notwendigen Adaptionen der porösen Geometrie auf eine konkrete Anwendung sind im Einzelnen nicht direkt ersichtlich, da die Prozesse im Inneren eines Porenbrenners durch komplexe Wechselwirkungen verknüpft sind.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mittels Modellierung und numerischer Simulation zwei extreme, diametral entgegengesetzte Modi der Verbrennungsführung untersucht, um ein tieferes Verständnis über die Komplexität der wechselwirkenden Prozesse und über die Grenzen der technischen Anwendung zu erlangen.

Im ersten Fall wurde am praktischen Beispiel einer Schwachgasverbrennung die vorgemischte Verbrennung stark vorgewärmter Edukte in einem ausgedehnten, volumetrischen porösen Medium mit möglichst geringer Wärmeauskopplung aus der Verbrennungszone analysiert. Hierfür wurde zunächst in einer Betrachtung des thermodynamischen Gleichgewichts eine Evaluation der Betriebsparameter

durchgeführt. Anschließend erfolgte unter Verwendung eines detaillierten chemischen Reaktionsmechanismus die quasi-zweidimensionale Simulation der Verbrennung im porösen Medium, bei der die effektive Flammengeschwindigkeit als charakteristischer Parameter ermittelt wurde. Für technisch relevante Betriebsparameter wurden weiterhin die sicherheitstechnisch relevanten Größen der Zündverzugszeit und der turbulenten Brenngeschwindigkeit beleuchtet. Die zu erwartenden Schadstoffemissionen bei Einbindung in ein technisches System wurden ebenfalls betrachtet.

In einem experimentellen Versuchsaufbau wurden die gewonnenen theoretischen Erkenntnisse zum Verbrennungsprozess im porösen Medium überprüft. Durch Ermittlung von Temperaturprofilen entlang der Mittelachse eines konisch-divergenten porösen Mediums konnte auf die effektive Brenngeschwindigkeit der vorgewärmten Schwachgas-Luft Gemische geschlossen werden. Die mittels numerischer Simulation vorhergesagten Werte der effektiven Brenngeschwindigkeit wurden durch die experimentellen Untersuchungen bestätigt.

Aus den in der Analyse des Verbrennungsprozesses gewonnenen Erkenntnissen und den konkreten Anforderungen des Fallbeispiels wurde schließlich die Ausgestaltung eines Porenbrennerkonzepts abgeleitet. Die dabei berücksichtigten Adaptionen des porösen Mediums umfassten eine Variation des Strömungsquerschnitts zur Realisierung einer kinematischen Flammenstabilisierung, die Variation der Porengröße zur Beeinflussung der effektiven Flammengeschwindigkeit, sowie die Abstimmung der Eduktgeschwindigkeit auf die sicherheitstechnischen Gesichtspunkte von Flammenrückschlag und Selbstzündung.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnenen Erkenntnisse bildeten somit eine Grundlage für die technische Umsetzung eines Schwachgasbrenners, der über einen weiten Modulationsbereich mit unterschiedlichen Schwachgasen betrieben werden kann. Dabei toleriert das Brennersystem Schwankungen in Zusammensetzung und Massenstrom des Hauptbrenngases und kompensiert diese über ein entsprechendes Regelkonzept durch einen Sekundärbrennstoff für eine zuverlässige Wärmebereitstellung, was die Integration der thermischen Schwachgasverwertung in ein komplexes und effizientes Prozesskonzept ermöglichte.

Im zweiten Fall wurde anhand eines Strahlungs-Porenbrenners das komplexe Wechselspiel von Phänomenen bei der vorgemischten Verbrennung eines konventionellen Brennstoffs in einem dünn-schichtigen porösen Medium unter starker Wärmeauskopplung durch Strahlung aus der Verbrennungszone untersucht. Der Fokus lag dabei auf der Auskopplung der Wärmestrahlung, hierfür wurden drei repräsentative Ausschnitte mit porösen Strukturen unterschiedlicher geometrischer Konfiguration für geometrisch aufgelöste Simulationen herangezogen. In den dreidimensionalen Simulationen wurden für die Gasphase die physikalischen Phänomene von Wärme- und Stofftransport, sowie chemischer Reaktion aufgelöst. Die Wärmeleitung in der Feststoffphase wurde durch konjugierten Wärmeübergang und Festkörperstrahlung mit der Gasphase gekoppelt. Für jede Geometrie-Konfiguration wurden vier thermische Verbrennungsleistungen bei konstanter Zusammensetzung des Frischgases simuliert.

Für die porösen Strahlungskörper ergaben sich axial stratifizierte Temperaturverteilungen, aus den netto emittierten Strahlungsflüssen wurde jeweils eine Strahlungseffizienz und eine effektive Strahlungstemperatur abgeleitet. Es konnte gezeigt werden, dass das Strahlungsspektrum der effektiven Strahlungstemperatur dem Strahlungsspektrum des mit stratifizierter Temperaturverteilung emittierenden porösen Körpers entsprach. Des Weiteren wurde gezeigt, dass die axiale Position dieser effektiven Strahlungstemperatur auf dem Temperaturprofil des Feststoffs einen leistungsunabhängigen, strukturspezifischen Parameter darstellte. In der Analyse der Phasengrenzfläche konnten spezifische Oberfläche und Wärmeflüsse mit der Geometrie des Strahlungskörpers verknüpft werden, hieraus wurden Adaptionen für die Gestaltung einer optimierten Geometrie abgeleitet, die insbesondere das Bereitstellen einer großen Wärmeaustauschfläche, sowie die Vermeidung von Verschattungseffekten betrafen.

6.1 Ausblick auf weiterführende Arbeiten

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde mit verschiedenen Modellierungsansätzen und numerischer Simulation die Verbrennung in porösen inerten Medien anhand von zwei konträren Beispielen analysiert.

Im Rahmen der Untersuchungen zur Schwachgasverbrennung im ausgedehnten porösen Medium wurden für eine Annäherung der Flammenfront an den Rand der axialen Ausdehnung des porösen Mediums allgemeine Abschätzungen bezüglich der auftretenden Effekte getroffen. Hier bieten sich weiterführende Arbeiten zur Untersuchung des Wärmeverlusts, sowie dessen Einfluss auf den Verbrennungsvorgang und die effektive Brenngeschwindigkeit an.

Bei der Gestaltung des Schwachgasbrenners wurden porösen Medien unterschiedlicher Porengröße eingesetzt. Anstatt mit einem Sprung in der Porengröße könnte hier auch mit einem kontinuierlichen Gradienten gearbeitet werden. Ein solcher kontinuierlicher Gradient kann sich positiv auf die Stabilitätsgrenzen der Verbrennung im porösen Medium auswirken [69], im Zusammenspiel mit einer konischen Brennerform sind besonders weite Stabilitätsgrenzen in einem kompakten Porenbrenner denkbar.

In der experimentellen Bestimmung der effektiven Flammgeschwindigkeit im porösen Medium ergaben sich durch die axialen Abstände der Temperaturmessstellen Unsicherheiten der ermittelten Werte. Durch eine Weiterentwicklung der Methode könnten diese Unsicherheiten reduziert werden.

Für eine Validierung der theoretischen Arbeiten zum Strahlungs-Porenbrenner standen kaum passende Literaturdaten zur Verfügung, es empfehlen sich entsprechende experimentelle Arbeiten.

Aus den Analysen des Strahlungs-Porenbrenners wurden Adaptionen der porösen Struktur für eine Optimierung der Strahlungseffizienz abgeleitet. Als weiterführende Arbeit bietet sich hier die Umsetzung dieser Adaptionen in einer geometrischen Struktur, sowie die theoretische und experimentelle Analyse an.

7 Summary

Premixed combustion in open-cell porous media is a relatively new combustion technology with which combustion takes place in the cavities of a porous, usually ceramic solid material, as a result the solid gets heated strongly. The immobile solid phase emits heat radiation due to its temperature and contributes to an increased heat transport even against the gas flow. The design of the porous medium allows a targeted manipulation of these phenomena, which makes porous burners a flexible technology that can be adapted for different functions. Potential goals for different technical applications can be, for example, to recirculate as much heat as possible within the porous burner or to decouple as much heat as possible from the combustion process. The necessary adaptations of the porous geometry to a specific application are not directly evident in detail, since the processes inside a porous burner are linked by complex interactions.

Within the scope of the present work, two extreme, diametrically opposed modes of combustion were investigated by means of modelling and numerical simulation in order to gain a deeper understanding of the complexity of the interacting processes and of the limits of technical application.

In the first case, the premixed combustion of strongly preheated reactants in an extended, volumetric porous medium with low heat extraction from the combustion zone was analysed using the practical example of a lean gas combustion. For this purpose, first an evaluation of the operating parameters was carried out in a consideration of the thermodynamic equilibrium. Then, using a detailed chemical reaction mechanism, the quasi-two-dimensional simulation of the combustion process within the porous medium was carried out, in which the effective flame

speed was determined as a characteristic parameter. For technically relevant operating parameters, the safety-relevant variables of the ignition delay time and the turbulent burning velocity were also illuminated. The pollutant emissions to be expected when integrated into a technical system were considered, too.

The theoretical findings on the combustion process in the porous medium were verified in an experimental test setup. By determining temperature profiles along the centre axis of a conical-divergent porous medium, the effective combustion rate of the preheated lean gas-air mixtures could be determined. The values of the effective burning rate predicted by numerical simulation were confirmed by the experimental investigations.

Finally, the design of a porous burner concept was derived from the knowledge gained in the analysis of the combustion process and the concrete requirements of the case study. The adaptations of the porous medium considered here included the variation of the flow cross-section in order to realise a kinematic flame stabilisation, the variation of the pore size to influence the effective flame speed, as well as the tuning of the feed gas velocity to the safety-related aspects of flashback and self-ignition.

The findings obtained in the course of this work thus formed the basis for the technical implementation of a lean gas burner that can be operated with different lean gases over a wide modulation range. The burner system tolerates fluctuations in the composition and mass flow rate of the main fuel gas and compensates for them via an appropriate control concept using a secondary fuel for reliable heat generation, which enabled the integration of thermal lean gas utilization into a complex and efficient process concept.

In the second case, a radiative porous burner was used to investigate the complex interaction of phenomena during premixed combustion of methane as a model conventional fuel in a thin-layer porous medium under strong heat extraction by radiation from the combustion zone. The focus was set on the decoupling of thermal radiation, for which three representative cut-outs with porous structures of

different geometric configurations were used for geometrically resolved simulations. In the three-dimensional simulations, the physical phenomena of heat and mass transfer, as well as chemical reaction, were resolved for the gas phase. Heat conduction in the solid phase was coupled to the gas phase by conjugate heat transfer and solid body radiation. Four thermal combustion performances were simulated for each geometric configuration at constant composition of the fresh gas.

Axially stratified temperature distributions were obtained for the radiating porous bodies, a radiation efficiency and an effective radiation temperature were derived from the net emitted radiative fluxes for each simulated case. It was shown that the radiation spectrum of the effective radiation temperature corresponded to the radiation spectrum of the porous body emitting with stratified temperature distribution. Furthermore, it was shown that the axial position of this effective radiation temperature on the temperature profile of the solid was a power-independent, structure-specific parameter. In the analysis of the solid - gas interface, specific surface area and heat fluxes could be linked to geometrical characteristics of the radiating body, from which adaptations for the design of an optimized geometry were derived, concerning in particular the provision of a large heat exchange surface, as well as the avoidance of shadowing effects.

A Ergänzende Angaben zur eindimensionalen Simulation der Verbrennung im porösen Medium

Tabelle A.1: Geometrieparameter eines offenporigen Si-SiC Schaums für den 1D Code nach [78]

Effektiver Parameter	Formelzeichen mit Einheit	10 PPI [78]	20 PPI [46,64]
Porosität	ε	0,9	0,9
Spezifische Oberfläche	A_v in $\text{m}^2 \text{m}^{-3}$	500	500
Charakteristische Länge	d_p in mm	0,6	0,6
Parameter der Nusselt-Korrelation	a	0,3	0,3
	b	0,664	0,664
	c	0,5	0,5
	d	0,333	0,333
Dispersionskonstante	K_{ax}	0,55	13,22
Extinktionskoeffizient	β in m^{-1}	100	100
Streualbedo		0,7	0,7
Emissivität	ϵ	0,85	0,85

Tabelle A.2: Temperaturleitfähigkeit von Si-SiC nach Munro [48]

T in °C	0	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600
κ in W/m/K	116,45	91,91	67,37	51,22	43,46	35,70	31,30	27,80	24,80

Tabelle A.3: Spezifische Wärmekapazität für SiC nach Munro [48]

T in °C	20	500	1000	1200	1400	1500
c_p in J kg ⁻¹ K ⁻¹	715	1086	1240	1282	1318	1336

Tabelle A.4: Extrema der Betriebspunkte mit entsprechenden Flammgeschwindigkeiten und Stabilisierungsdurchmessern

Operation	\dot{m}	T_{in}	\dot{V}_{in}	$S_{eff}^{10\text{ PPI}}$	$d^{10\text{ PPI}}$	$S_{eff}^{20\text{ PPI}}$	$d^{20\text{ PPI}}$
	kg/h	K	m ³ /h	m s ⁻¹	cm	m s ⁻¹	cm
Restgas 100 %	105,2	823	153,5	14,2	6,2	4,12	11,5
Restgas 10 %	10,5	823	15,3	14,2	1,9	4,12	3,6
Biogas 100 %	82,4	453	72,1	1,63	12,5	0,99	16,0
Biogas 10 %	8,2	453	7,2	1,63	4,0	0,99	5,0

B Herleitung zur Abschätzung des Druckverlusts im porösen Medium

Zur Berechnung des Druckverlusts in offenporigen, keramischen Schäumen wurde die Ergun-Gleichung (3.22) herangezogen, die den streckenspezifischen Druckverlust als Funktion der Gasgeschwindigkeit u , der dynamischen Viskosität η , der Gasdichte ρ und der schaumspezifischen Parameter k_1 und k_2 angibt.

$$\frac{\Delta p}{\Delta L} = u \cdot \frac{\eta}{k_1} + u^2 \cdot \frac{\rho}{k_2} \quad (\text{B.1})$$

Im konischen porösen Medium aus Abschnitt 3.3.1 wuchs die Querschnittsfläche A des Schaums linear mit der axialen Position x

$$A(x) = \pi \cdot r(x)^2 \quad \text{mit} \quad r(x) = 9,5 \text{ mm} + 0,363 \cdot x \quad (\text{B.2})$$

Für die lokale Gasgeschwindigkeit $u(x)$ ergab sich

$$u(x) = \frac{\dot{V}}{\epsilon \cdot A(x)} = \frac{\dot{V}}{\epsilon \cdot \pi \cdot r(x)^2} \quad (\text{B.3})$$

Mit den Gleichungen (3.22) und (B.3) ergibt sich der Druckverlust in einem Abschnitt des konischen porösen Mediums als

$$\Delta p = \frac{\eta \cdot \dot{V}}{k_1 \cdot \epsilon \cdot \pi} \cdot \int_0^L \frac{dx}{r(x)^2} + \frac{\rho \cdot \dot{V}^2}{k_2 \cdot \epsilon^2 \pi^2} \cdot \int_0^L \frac{dx}{r(x)^4} \quad (\text{B.4})$$

Für die Integration wurde folgende Substitution angewandt:

$$z := r(x)^2 = (mx + c)^2 \quad \text{mit} \quad (B.5)$$

$$\frac{dz}{dx} = 2m(mx + c) \Leftrightarrow dx = \frac{dz}{2m(mx + c)}$$

Damit ergab sich

$$\Delta p = \frac{\eta \cdot \dot{V}}{k_1 \cdot \epsilon \cdot \pi} \int_0^L \frac{dz}{z \cdot 2m(mx + c)} + \frac{\rho \cdot \dot{V}^2}{k_2 \cdot \epsilon^2 \pi^2} \int_0^L \frac{dz}{z^2 \cdot 2m(mx + c)}$$

$$\Delta p = \frac{\eta \cdot \dot{V}}{k_1 \cdot \epsilon \cdot \pi} \cdot \left[\frac{\ln(z)}{2m(mx + c)} \right]_0^L + \frac{\rho \cdot \dot{V}^2}{k_2 \cdot \epsilon^2 \pi^2} \cdot \left[\frac{-1}{z \cdot 2m(mx + c)} \right]_0^L$$

$$\Delta p = \frac{\eta \cdot \dot{V}}{k_1 \cdot \epsilon \cdot \pi} \cdot \left[\frac{\ln((mx + c)^2)}{2m(mx + c)} \right]_0^L + \frac{\rho \cdot \dot{V}^2}{k_2 \cdot \epsilon^2 \pi^2} \cdot \left[\frac{-1}{(mx + c)^3 \cdot 2m} \right]_0^L$$

$$\Delta p = \frac{\eta \cdot \dot{V}}{k_1 \cdot \epsilon \cdot \pi} \cdot \left(\frac{\ln((mL + c)^2)}{2m(mL + c)} - \frac{\ln(c^2)}{2mc} \right)$$

$$+ \frac{\rho \cdot \dot{V}^2}{k_2 \cdot \epsilon^2 \pi^2} \cdot \frac{1}{2m} \left(\frac{1}{c^3} - \frac{1}{(mL + c)^3} \right)$$

Zur Beurteilung einer veränderten Geometrie des porösen Mediums wurde der Druckverlust in der konischen 10 PPI Geometrie aus Abschnitt 3.3.1 vom Einlass bis zu einem Durchmesser von 40 mm ermittelt. Dieser Durchmesser wurde nach Gleichung (B.2) bei einer axialen Position von $L = 29$ mm erreicht, damit ergibt sich mit obiger Gleichung und den Parametern aus Gleichung (B.2):

$$\Delta p = \frac{\eta \cdot \dot{V}}{k_1 \cdot \epsilon \cdot \pi} \cdot 7,938 \times 10^2 \text{ m}^{-1} + \frac{\rho \cdot \dot{V}^2}{k_2 \cdot \epsilon^2 \pi^2} \cdot 1,434 \times 10^6 \text{ m}^{-3} \quad (B.6)$$

C Ergänzende Informationen zur detaillierten Simulation der Strahlungsbrenner

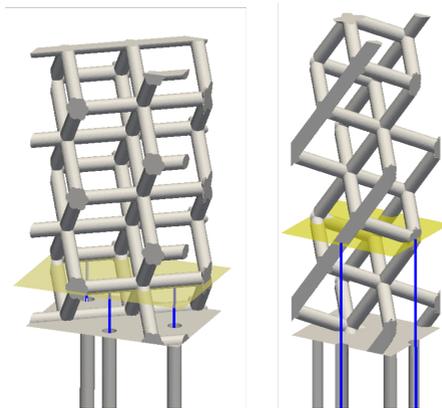


Abbildung C.1: Visuelle Darstellung der geometrischen Beziehung zwischen Jet-Achse und Feststoffstegen des Strahlungskörpers der RC Setups mit RC-L (links) und RC-D (rechts)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Wärmetransportmechanismen bei der Verbrennung in porösen inerten Medien	9
2.2	Schematische Darstellung der Temperaturprofile für Gas- und Feststoffphase bei der Verbrennung in einem porösen inerten Medium, adaptiert nach [76]	11
2.3	Schematische Darstellung der Flammenstabilisierung in Porenbrennern: Stabilisierung durch thermisches Quenchen (links) und Stabilisierung durch kinematisches Gleichgewicht (rechts) [78]	13
2.4	Poröse Si-SiC Keramik in klassischer Schaumstruktur und als geregelte Struktur	15
2.5	Schwarzkörperstrahlung als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen, nach [47], Kapitel 1.4	20
2.6	Verdeutlichung des Halbraums, adaptiert aus [47], Kapitel 1.4	22
2.7	Geometrische Konstellation zweier infinitesimaler Oberflächenelemente zur Veranschaulichung des Sichtfaktors	29
2.8	Veranschaulichung möglicher Diskretisierungsschemata des Geschwindigkeitsraums für eine (D1Q3), zwei (D2Q9) und drei (D3Q15) Dimensionen [36]	38
3.1	Prozessschema des BioRobur ^{plus} Projekts für die Produktion von Wasserstoff aus Biogas	46
3.2	Adiabate Verbrennungstemperaturen von Restgas (links) und Biogas (rechts) für verschiedene Ausgangstemperaturen als Funktion der Luftzahl	49

3.3	Temperaturprofile, Geschwindigkeitsverlauf und OH-Molenbruch über die axiale Koordinate der 1D-Geometrie mit variablem Querschnitt für das Schwachgas mit nominalen Betriebsparametern in einem 10 PPI porösen Medium	54
3.4	Zündverzugszeiten der Brenngas-Luft-Gemische als Funktion der initialen Gemischtemperatur	57
3.5	Verhältnis aus mittlerer Gasgeschwindigkeit und turbulenter Flammgeschwindigkeit als Funktion des Rohrdurchmessers für alle vier Grenzfälle des Brennerbetriebs bei einer konservativ angenommenen Turbulenzintensität von $I_t = 20\%$	60
3.6	Schematischer Temperaturverlauf und Gasführung in der Brennersektion	62
3.7	Verschaltung der Modellreaktoren zur Abschätzung der Abgaszusammensetzung	63
3.8	Abgeschätzter Verlauf der Schadstoffe im Brennersystem bei der vollen Brennerleistung von 34 kW am Auslass der jeweiligen Einheit .	64
3.9	Skizze der vorläufigen PIM-Geometrie mit Betriessbereichen und Stabilisierungsdurchmessern für Restgas und Biogas	68
3.10	Schnittzeichnung von Brennermodul mit vorgeschaltetem Mischmodul mit Einlass Verbrennungsluft (1), Einlass Restgas (2), Einlass Biogas (3), Brennerauslass(4), zweistufiger Mischer mit Koaxialer Restgas-Luft Vermischung und radialer Biogaseindüsung (5), Zufuhr zum Brennerkopf (6), poröses Medium 20 PPI (7), konisches poröses Medium 10 PPI (8), Schalung der Porenkörper(9)	73
4.1	Schema des Versuchsstands zur Bestimmung der effektiven Flammgeschwindigkeit im porösen Medium	79
4.2	Experimentell (schwarze Dreiecke) und numerisch (rote Kreuze) ermittelte effektive Flammgeschwindigkeit von Restgas und Biogas als Funktion der adiabaten Verbrennungstemperatur.	81
4.3	Hierarchisches Regelkonzept für den stabilen Betrieb des Schwachgasbrenners bei unbekannter Zusammensetzung und Flussrate des Brennstoffs	86

4.4	Anfahren des Schwachgasbrenners in der Demonstrationsanlage mit Biogas. Mit steigendem Durchsatz an Biogas wird auch der Luftstrom erhöht und so eine stabile Brenner Temperatur gewährleistet	86
5.1	Schematischer Aufbau eines Zweischicht-Porenbrenners (A) mit dem Ausschnitt des Rechengebiets (B), sowie dreidimensionale Darstellung der betrachteten Strukturen (C-E) mit getrennter axialer Projektion von Porenkörper und Flammensperre	93
5.2	Skizzierte Veranschaulichung der Raumwinkeldiskretisierung mit fvDOM	100
5.3	Emissivitätswerte der Randflächen der fluiden Phase für die Strahlungssimulation	102
5.4	3D Ansicht der Feststofftemperaturfelder in der KC-Konfiguration für die vier simulierten flächenspezifischen thermischen Leistungsstufen	105
5.5	Strahlungseffizienz und effektive Strahlungstemperatur der drei simulierten Brennerkonfigurationen als Funktion der flächenspezifischen Brennerleistung	106
5.6	Wärmestromdichten der berücksichtigten Banden, berechnet nach Gleichung (5.28) (blaue Quadrate) und Simuliert mit OpenFOAM (rote Kreise), sowie die relative Abweichung der jeweiligen Wärmeströme (schwarze Quadrate). Links: zwei schwarze Ebenen mit 1500 K und 300 K. Rechts: KC 902 kW/m ²	111
5.7	Axiale Profile von Gastemperatur (schwarz), Feststofftemperatur (rot) und OH-Massenbruch (blau) für die drei geometrischen Setups KC, RC-D und RC-L bei jeweils vier Werten der flächenspezifischen thermischen Leistung	114
5.8	Festkörpertemperatur der Strahlungskörper in den Konfigurationen RC-D (schwarz) und RC-L (rot) für alle vier simulierten Leistungsstufen (Linienstil) des Strahlungs-Porenbrenners im direkten Vergleich. Die Endpositionen der Strahlungskörper sind bündig ausgerichtet.	116

5.9	Axiale Profile der Wärmeströme über die Phasengrenzfläche, Oberflächentemperatur, Gasphasentemperatur und lokale spezifische Oberfläche der drei Geometrieconfigurationen KC, RC-D und RC-L bei 613 kW/m^2 bzw. 612 kW/m^2	122
5.10	Effektiver Emissionskoeffizient für den Strahlungsaustausch zwischen zwei Wänden konstanter Temperatur mit $\epsilon_1 = 0,9$, $\epsilon_2 = 1,0$ und N zwischengeschalteten Strahlungsschilden mit $\epsilon_S = 0,9$	123
5.11	Strahlungswärmestrom zwischen zwei parallelen Platten in Abhängigkeit von Temperatur und effektiver Emissivität der heißen Emitterplatte; Empfängerplatte bei konstanter Temperatur $T_{ab} = 300 \text{ K}$ und $\epsilon_{ab} = 1.0$	125
5.12	Abgastemperatur als Funktion der Strahlungseffizienz für die Brennstoffe CH_4 und H_2 bei Luftzahlen zwischen 1,0 bis 1,4	127
C.1	Visuelle Darstellung der geometrischen Beziehung zwischen Jet-Achse und Feststoffstegen des Strahlungskörpers der RC Setups mit RC-L (links) und RC-D (rechts)	141

Tabellenverzeichnis

3.1	Nominale Gaszusammensetzungen, Betriebsbedingungen und Flammgeschwindigkeiten	56
3.2	Gasparameter und Druckverlustkonstanten zur Berechnung des Druckverlusts im porösen Medium	71
5.1	Geometrische Informationen zu den Rechengebieten der drei Strukturkonfigurationen	94
5.2	Polynomkoeffizienten für die thermo-physikalischen Eigenschaften der Feststoffregionen	98
A.1	Geometrieparameter eines offenporigen Si-SiC Schaums für den ID Code nach [78]	137
A.2	Temperaturleitfähigkeit von Si-SiC nach Munro [48]	138
A.3	Spezifische Wärmekapazität für SiC nach Munro [48]	138
A.4	Extrema der Betriebspunkte mit entsprechenden Flammgeschwindigkeiten und Stabilisierungsdurchmessern	138

Literaturverzeichnis

- [1] Energy Efficient Coil Coating Process. <https://www.spire2030.eu/ecco>. Online, letzter Zugriff 23.07.2022.
- [2] FreeCAD, 2019. OpenSource Software.
- [3] DIN EN 676:2020 Gebläsebrenner für gasförmige Brennstoffe, 2021.
- [4] Z. Al-Hamamre, S. Diezinger, P. Talukdar, F. Von Issendorff, and D. Trimis. Combustion of low calorific gases from landfills and waste pyrolysis using porous medium burner technology. *Process Safety and Environmental Protection*, 84(4 B):297–308, 2006.
- [5] ANSYS Reaction Design. *ANSYS Chemkin 17.0 (15151)*. San Diego, CA, 2016.
- [6] V. S. Babkin, A. A. Korzhavin, and V. A. Bunev. Propagation of premixed gaseous explosion flames in porous media. *Combustion and Flame*, 87:182–190, 1991.
- [7] A. J. Barra, G. Diepvens, J. L. Ellzey, and M. R. Henneke. Numerical study of the effects of material properties on flame stabilization in a porous burner. *Combustion and Flame*, 134:369–379, 2003.
- [8] A. J. Barra and J. L. Ellzey. Heat recirculation and heat transfer in porous burners. *Combustion and Flame*, 137:230–241, 2004.
- [9] J. Baumeister and J. Weise. Metallic Foams. In *Ullmann's Encycl. Ind. Chem.* Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2012.

- [10] C. Bedoya. *Stationary Flames Within Porous Inert Media*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2016.
- [11] C. Bedoya, I. Dinkov, P. Habisreuther, N. Zarzalis, H. Bockhorn, and P. Parthasarathy. Experimental study, 1D volume-averaged calculations and 3D direct pore level simulations of the flame stabilization in porous inert media at elevated pressure. *Combustion and Flame*, 162:3740–3754, 2015.
- [12] R. W. Bilger, S. H. Stårner, and R. J. Kee. On reduced mechanisms for Methane-Air combustion in non-premixed flames. *Combustion and Flame*, 80(2):135–149, 1990.
- [13] P. L. Billerot, L. Dufresne, R. Lemaire, and P. Seers. 3D CFD analysis of a diamond lattice-based porous burner. *Energy*, 207:118160, 2020.
- [14] F. H. Coppens and A. A. Konnov. The effects of enrichment by H₂ on propagation speeds in adiabatic flat and cellular premixed flames of CH₄ + O₂ + CO₂. *Fuel*, 87(13-14):2866–2870, 2008.
- [15] I. Dinkov. *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Verbrennung in radial durchströmten porösen inerten Medien*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, 2017.
- [16] N. Djordjevic, P. Habisreuther, and N. Zarzalis. A numerical investigation of the flame stability in porous burners employing various ceramic sponge-like structures. *Chemical Engineering Science*, 66:682–688, 2011.
- [17] J. C. Ferguson, S. Sobhani, and M. Ihme. Pore-resolved simulations of porous media combustion with conjugate heat transfer. *Proceedings of the Combustion Institute*, 38:2127–2134, 2021.
- [18] M. Frenklach, H. Wang, M. Goldenberg, G. Smith, D. Golden, C. Bowman, R. Hanson, W. Gardiner, and V. Lissianski. GRI-Mech—An Optimized Detailed Chemical Reaction Mechanism for Methane Combustion. Technical report, Gas Research Institute, 1995. Report No. GRI-95/0058.

-
- [19] S. Gianella, D. Gaia, and A. Ortona. High temperature applications of Si-SiC cellular ceramics. *Advanced Engineering Materials*, 14(12):1074–1081, 2012.
- [20] J. F. Grcar. The Twopnt Program for Boundary Value Problems. Technical Report SAND91-8230, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM, 1992.
- [21] J. Grosse, B. Dietrich, G. I. Garrido, P. Habisreuther, N. Zarzalis, H. Martin, M. Kind, and K. C. Bettina. Morphological characterization of ceramic sponges for applications in chemical engineering. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 48:10395–10401, 2009.
- [22] K. Hanamura, R. Echigo, and S. A. Zhdanok. Superadiabatic combustion in a porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36:3201–3209, 9 1993.
- [23] T. C. Hayashi, I. Malico, and J. C. Pereira. Three-dimensional modelling of a two-layer porous burner for household applications. *Computers and Structures*, 82:1543–1550, 2004.
- [24] M. R. Henneke and J. L. Ellzey. Modeling of Filtration Combustion in a Packed Bed. *Combustion and Flame*, 117:832–840, 1999.
- [25] P. F. Hsu and J. R. Howell. Measurements of thermal conductivity and optical properties of porous partially stabilized zirconia. *Experimental Heat Transfer*, 5:293–313, 1992.
- [26] A. C. R. III and J. R. Howell. Two-Dimensional Radiation in Absorbing-Emitting Media Using the P-N Approximation 1. *Journal of Heat Transfer*, 105:333–340, 1983.
- [27] F. Joos. *Technische Verbrennung*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [28] S. Kabelac, D. Vortmeyer, H. G. Brummel, W. Richter, K. Gröner, and H. Reiss. Wärmestrahlung. In Verein Deutsch Ingenieure VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GCV), editor,

- VDI-Wärmeatlas*. Berlin Heidelberg, zehnte, bearbeitet und erweiterte auf-
lage edition, 2006.
- [29] J. Kee, J. Grcar, M. Smooke, and J.A-Miller. A fortran program for modeling
steady laminar one-dimensinal premixed flames. Technical report, Sandia
National Lab Report, 1996. SAND85-8240.
- [30] R. Kee, G. Dixon-Lewis, J. Warnatz, M. E. Coltrin, and J. A. Miller. A fortran
computer code package for the evaluation of gas phase multicomponent
transport properties. Technical report, Sandia National Lab, 1996. SAND86-
8246.
- [31] R. Kee, J. Miller, and J. T.H. Chemkin: A general purpose problem independ-
ent, transportable, fortran, chemical kinetic program package. Technical
report, Sandia National Lab, 1996. SAND80-8003.
- [32] R. J. Kee, F. M. Rupley, and J. A. Miller. Chemkin-II : A Fortran Chemical
Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics. Techni-
cal Report SAND89-8009, Sandia National Labratories, Albuquerque, NM,
1989.
- [33] R. J. Kee, F. M. Rupley, J. A. Miller, M. E. Coltrin, J. F. Grcar, E. Meeks, H. K.
Moffat, A. E. Lutz, G. Dixon-Lewis, M. D. Smooke, J. Warnatz, G. H. Evans,
R. S. Larson, R. E. Mitchell, L. R. Petzold, W. C. Reynolds, M. Caracotsios,
W. E. Stewart, P. Glarborg, C. Wang, and O. Adigun. CHEMKIN Collection,
Release 3.6, Reaction Design, San Diego, CA, 2000.
- [34] C. Keramiotis, M. Katoufa, G. Vourliotakis, A. Hatzia Apostolou, and M. A.
Founti. Experimental investigation of a radiant porous burner performance
with simulated natural gas, biogas and synthesis gas fuel blends. *Fuel*,
158:835–842, 2015.
- [35] C. Keramiotis, B. Stelzner, D. Trimis, and M. Founti. Porous burners for low
emission combustion: An experimental investigation. *Energy*, 45:213–219,
2012.

-
- [36] T. Krüger, H. Kusumaatmaja, A. Kuzmin, O. Shardt, G. Silva, and E. M. Vigggen. *The Lattice Boltzmann Method*. Springer International Publishing, 2017. Graduate Texts in Physics.
- [37] G. A. Lavole, J. B. Heywood, and J. C. Keck. Experimental and theoretical study of nitric oxide formation in internal combustion engines. *Combustion Science and Technology*, 1:313–326, 2 1970.
- [38] T. Lei and K. H. Luo. Lattice boltzmann simulation of multicomponent porous media flows with chemical reaction. *Frontiers in Physics*, 9, 8 2021.
- [39] A. Loukou. *Thermal Partial Oxidation and Soot Formation in Porous Inert Media*. Dissertation, Technische Universität Bergakademie Freiberg, Freiberg, 2014.
- [40] A. E. Lutz, R. J. Kee, and J. A. Miller. Senkin: a fortran program for predicting homogeneous gas phase chemical kinetics with sensitivity analysis. Technical Report SAND87-8248, Sandia National Laboratories, Livermore, CA, 1987.
- [41] I. Malico, X. Y. Zhou, and J. C. Pereira. Two-dimensional numerical study of combustion and pollutants formation in porous burners. *Combustion science and technology*, 152:57–79, 2000.
- [42] E. Mallard and H. Le Chatelier. Thermal model for flame propagation. *Ann. Mines*, 4(18):379–568, 1883.
- [43] A. Maznoy, A. Kirdyashkin, V. Kitler, N. Pichugin, V. Salamatov, and K. Tcoi. Self-propagating high-temperature synthesis of macroporous B2+L12 Ni-Al intermetallics used in cylindrical radiant burners. *Journal of Alloys and Compounds*, 792, 2019.
- [44] B. McBride, S. Gordon, and M. Reno. Coefficients for Calculating Thermodynamic and Transport Properties of Individual Species. Technical report, NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH, 1993.

- [45] M. A. Mendes, J. M. Pereira, and J. C. Pereira. A numerical study of the stability of one-dimensional laminar premixed flames in inert porous media. *Combustion and Flame*, 153:525–539, 2008.
- [46] M. A. A. Mendes. *Modeling and Simulation of Hydrocarbon Oxidation Processes within Porous Inert Media*. Dissertation, Instituto Superior Técnico, Lisbon, 2010.
- [47] M. F. Modest. *Radiative Heat Transfer*. Academic Press, second edition edition, 2003.
- [48] R. Munro. Material Properties of Sintered a-SiC. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 25(5), 1997.
- [49] H. Oertel jr., M. Böhle, and T. Reviol. *Strömungsmechanik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Springer Vieweg, Wiesbaden, 7. überarbeitete edition, 2015.
- [50] A. Ortona, C. D’Angelo, S. Gianella, and D. Gaia. Cellular ceramics produced by rapid prototyping and replication. *Materials Letters*, 80:95–98, 2012.
- [51] A. Ortona, D. Trimis, V. Uhlig, R. Eder, S. Gianella, P. Fino, G. D’Amico, E. Boulet, C. Chazelas, T. Grämer, E. Cresci, J. G. Wüunning, H. Altena, F. Beneke, and M. Debier. SiSiC heat exchangers for recuperative gas burners with highly structured surface elements. *International Journal of Applied Ceramic Technology*, 11(5):927–937, 2014.
- [52] P. Parthasarathy, P. Habisreuther, and N. Zarzalis. Identification of radiative properties of reticulated ceramic porous inert media using ray tracing technique. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 113:1961–1969, 2012.
- [53] P. Parthasarathy, P. Habisreuther, and N. Zarzalis. Evaluation of longitudinal dispersion coefficient in open-cell foams using transient direct pore level simulation. *Chemical Engineering Science*, 90:242–249, 3 2013.

- [54] M. Pelanconi, E. Rezaei, and A. Ortona. Cellular ceramic architectures produced by hybrid additive manufacturing: a review on the evolution of their design. *Journal of the Ceramic Society of Japan*, 128(9):595–604, 2020.
- [55] K. Pickenäcker. *Emissionsarme kompakte Gasheizsysteme auf der Basis stabilisierter Verbrennung in porösen Medien*. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 2000.
- [56] B. E. Poling, J. M. Prausnitz, and J. P. O’Connell. *The Properties of Gases and Liquids*, volume 12. McGraw-Hill, fifth edition, 2001.
- [57] Publications Office European Union. BIOROBURplus. <https://cordis.europa.eu/project/id/736272>. Online; letzter Zugriff 23.07.2022.
- [58] G. D. Raithby. Discussion of the finite-volume method for radiation, and its application using 3d unstructured meshes. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 35:389–405, 1999.
- [59] Reaction Design. *ANSYS Chemkin Theory Manual 17.0 (15151)*. San Diego, CA, 2015.
- [60] A. Reitzmann, F. C. Patcas, and B. Kraushaar-Czarnetzki. Keramische schwämme - anwendungspotenzial monolithischer netzstrukturen als katalytische packungen. *Chemie-Ingenieur-Technik*, 78:885–898, 2006.
- [61] E. Rezaei, S. Haussener, S. Gianella, and A. Ortona. Early-stage oxidation behaviour at high temperature of sific cellular architectures in a porous burner. *Ceramics International*, 42(14):16255–16261, 2016.
- [62] M. Sahraoui and M. Kavtany. Direct simulation vs volume-averaged treatment of adiabatic, premixed flame in a porous medium. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 37(IX):2817–2834, 1994.
- [63] M. Samoilenko, P. Seers, P. Terriault, and V. Brailovski. Design, manufacture and testing of porous materials with ordered and random porosity:

- Application to porous medium burners. *Applied Thermal Engineering*, 158(December 2018):113724, 2019.
- [64] M. Scheffler and P. Colombo, editors. *Cellular Ceramics: Structure, Manufacturing, Properties and Applications*. WILEY-VCH, 2005.
- [65] H.-P. Schmid. *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, 1995.
- [66] K. Schwartzwalder and A. V. Somers. Method of making porous ceramic articles, 1963. U.S. Patent No. 3090094.
- [67] F. Sirotkin, R. Fursenko, S. Kumar, and S. Minaev. Flame anchoring regime of filtrational gas combustion: Theory and experiment. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36:4383–4389, 2017.
- [68] G. P. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. G. Jr., V. V. Lissianski, and Z. Qin. GRI-MECH 3.0. <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html>. Online, letzter Zugriff 23.07.2022.
- [69] S. Sobhani, D. Mohaddes, E. Boigne, P. Muhunthan, and M. Ihme. Modulation of heat transfer for extended flame stabilization in porous media burners via topology gradation. *Proc. Combust. Inst.*, 37(4):5697–5704, 2019.
- [70] B. Stelzner, C. Keramiotis, S. Voss, M. A. Founti, and D. Trimis. Analysis of the flame structure for lean methane-air combustion in porous inert media by resolving the hydroxyl radical. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(3):3381–3388, 2015.
- [71] T. Takeno and K. Sato. An excess enthalpy flame theory. *Combustion Science and Technology*, 20:73–84, 1979.
- [72] D. Trimis. *Verbrennungsvorgänge in porösen inerten Medien*. Dissertation, Universität Erlangen, 1995.

-
- [73] D. Trimis and F. Durst. Combustion in a porous medium-advances and applications. *Combustion Science and Technology*, 121:153–168, 1996.
- [74] S. M. Vahidhosseini, J. A. Esfhani, and K. C. Kim. Experimental study on the radiative heat transfer in a multi-hole porous radiant burner with internal combustion regime. *Applied Thermal Engineering*, 201, 2022.
- [75] VDI-GVC. *VDI-Wärmeatlas*. Springer, Heidelberg Dordrecht London New York, 11th edition, 2013.
- [76] S. Voß. *Verbrennung von Wasserstoff und Synthesegasgemischen: Untersuchungen zur Flammenstruktur in porösen inerten Medien und Querströmungen*. Dissertation, Technische Bergakademie Freiberg, 2013.
- [77] S. Voß, Z. Al-Hamamre, and D. Trimis. Charakterisierung des Emissionsverhaltens und der Verbrennungsstabilität von Schwach- und Mittelgasen in Porenbrennern. *Gaswärme International*, 56(3):200–204, 2007.
- [78] S. Voss, M. A. Mendes, J. M. Pereira, S. Ray, J. C. Pereira, and D. Trimis. Investigation on the thermal flame thickness for lean premixed combustion of low calorific h₂/co mixtures within porous inert media. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34:3335–3342, 2013.
- [79] N. Wakao and S. Kagueli. *Heat and Mass Transfer in Packed Beds*. Gordon and Breach Science Publications, 1982.
- [80] Y. Wang, S. Tan, and D. Jiang. The effect of porous carbon preform and the infiltration process on the properties of reaction-formed sic. *Carbon*, 42:1833–1839, 2004.
- [81] J. Warnatz, U. Maas, and R. Dibble. *Combustion*. Springer-Verlag, Berlin, 4th edition, 2006.
- [82] J. Warnatz, U. Maas, and R. W. Dibble. *Verbrennung: Physikalisch-chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. Springer-Verlag, Heidelberg, 2. überarbeitete und erweiterte edition, 1997.

- [83] K. Wawrzinek and D. Trimis. Flame stabilization of highly diffusive gas mixtures in porous inert media. *Journal of Computational and Applied Mechanics*, 5, 2004.
- [84] H. G. Weller, G. Tabor, H. Jasak, and C. Fureby. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in Physics*, 12(6):620, 1998.
- [85] E. Werzner, M. Abendroth, C. Demuth, C. Settgast, D. Trimis, H. Krause, and S. Ray. Influence of Foam Morphology on Effective Properties Related to Metal Melt Filtration. *Advanced Engineering Materials*, 19, 2017.
- [86] E. Werzner, M. A. Mendes, S. Ray, and D. Trimis. Numerical investigation on the depth filtration of liquid metals: Influence of process conditions and inclusion properties. *Advanced Engineering Materials*, 15:1307–1314, 2013.
- [87] F. M. White. *Fluid mechanics*. WCB McGraw-Hill, fourth edition, 1999.
- [88] S. Wood and A. T. Harris. Porous burners for lean-burn applications. *Progress in Energy and Combustion Science*, 34:667–684, 2008.
- [89] I. Yakovlev, A. Maznoy, and S. Zambalov. Pore-scale study of complex flame stabilization phenomena in thin-layered radial porous burner. *Combustion and Flame*, 231:111468, 2021.
- [90] I. Yakovlev and S. Zambalov. Three-dimensional pore-scale numerical simulation of methane-air combustion in inert porous media under the conditions of upstream and downstream combustion wave propagation through the media. *Combustion and Flame*, 209:74–98, 2019.
- [91] X. Y. Zhou and J. C. Pereira. Numerical study of combustion and pollutants formation in inert nonhomogeneous porous media. *Combustion Science and Technology*, 130:335–364, 1997.