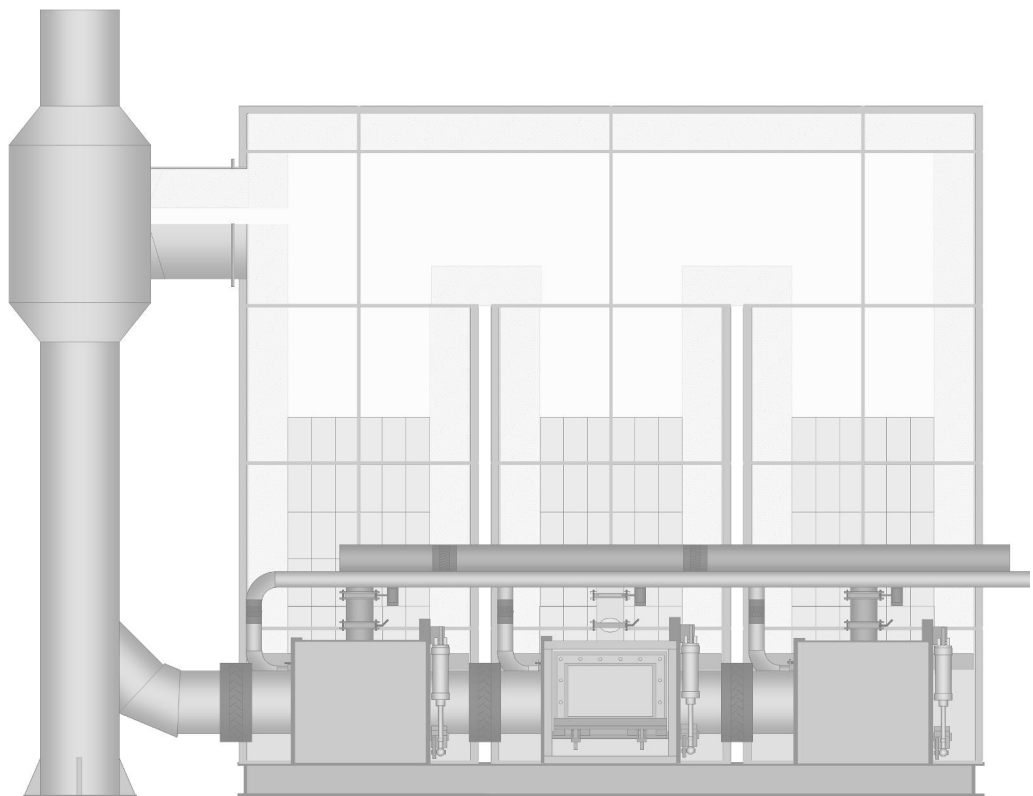


Dissertation

Modellierung und Analyse des Betriebsverhaltens von thermischen Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung

Torsten Reindorf



Modellierung und Analyse des Betriebsverhaltens von thermischen
Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von
Torsten Reindorf

aus
St. Wendel

genehmigt von
der Fakultät für Energie- und Wirtschaftswissenschaften
der Technischen Universität Clausthal

Tag der mündlichen Prüfung
17. Juni 2014

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr.-Ing. Norbert Meyer
Technische Universität Clausthal

Hauptberichterstatter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Otto Carlowitz
Technische Universität Clausthal

Mitberichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Eckehard Specht
Otto von Guericke Universität Magdeburg

Druck & Verlag: Papierflieger Verlag GmbH, Telemannstraße 1, 38678 Clausthal-Zellerfeld
ISBN 973-3-86948-425-9 (gedruckte Fassung)

Die deutsche Nationalbibliothek — CIP — Einheitsaufnahme

Die deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte Daten sind im Internet unter <http://dnb.dnb.de> abrufbar.

Diese Dissertation steht unter folgender Creative Commons Lizenz:
Namensnennung – Nicht-kommerziell – Keine Bearbeitungen 4.0 International



Diese Lizenz erlaubt es, den Inhalt zu vervielfältigen, zu verbreiten und öffentlich aufzuführen unter folgenden Bedingungen: Der Name des Autors muss genannt werden. Dieser Inhalt darf nicht für kommerzielle Zwecke verwendet werden. Der Inhalt darf nicht bearbeitet oder in anderer Weise verändert werden. Dies ist eine Lizenz, die auf der internationalen Creative Commons-Initiative basiert. Der Vertragstext der Lizenz ist unter folgendem URL verfügbar: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode>

D 104

Diese Arbeit wurde angefertigt bei der
Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH (CUTEC)
Leibnizstr. 21+23
38678 Clausthal-Zellerfeld
www.cutec.de

CUTEC Informationen
Ressourcen
Energie

Zusammenfassung

Thermische Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung (kurz: RNV-Anlagen) werden zur Reinigung von Abgas- bzw. Abluftströmen eingesetzt, die brennbare Bestandteile enthalten. Dazu werden die Verunreinigungen, oft flüchtige organische Verbindungen wie Lösemittel u. Ä., bei hohen Temperaturen oxidiert und nahezu vollständig in Kohlenstoffdioxid und Wasser umgewandelt. Um den Prozess möglichst wirtschaftlich zu gestalten, wird der Enthalpiestrom des heißen Reingases in Regeneratoren zwischengespeichert und zur Vorwärmung der Abluft genutzt.

Obwohl RNV-Anlagen seit Beginn der 1980er Jahre in der Industrie weite Verbreitung gefunden haben, basiert die Auslegung der Anlagen in der Praxis meist auf einfachen Abschätzungsrechnungen und vorhandenen Erfahrungen. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass es sich – auch unter stationären Randbedingungen – um einen zeitlich dauerhaft instationären Prozess handelt, dessen Modellgleichungen zwar grundsätzlich bekannt sind, aber sehr hohe Anforderungen an Berechnungsprogramme stellen. Der erforderliche Entwicklungsaufwand ist von den kleinen und mittleren Unternehmen des Anlagenbaus kaum zu erbringen.

Vor diesem Hintergrund wird in der vorliegenden Arbeit ein vereinfachtes Prozessmodell entwickelt, das überwiegend auf ingenieurwissenschaftlichen Grundlagen beruht und somit leicht nachvollzogen und implementiert werden kann.

Dazu wird gezeigt, dass der instationäre Strömungsumkehrreaktor im zyklisch-stationären Betrieb mit Hilfe der Regeneratortheorie von *Hausen* als stationärer Wärmeübertragerreaktor aufgefasst werden kann. Für diesen werden die Modellgleichungen formuliert und die Berechnungsmethoden der benötigten Koeffizienten dargestellt.

Anhand umfangreicher experimenteller Arbeiten an einer RNV-Anlage im Technikumsmaßstab wird das Modell validiert und verdeutlicht, dass, außer den Parametern der chemischen Kinetik, keine weiteren Anpassungsfaktoren erforderlich sind, um den Prozess im Rahmen der Messfehler adäquat zu beschreiben.

In weiteren Simulationen wird die Auswirkung verschiedenster Betriebs- und Anlagenparameter auf die wesentlichen Auslegungsgrößen (Brennstoffbedarf, Reingastemperatur und Druckverlust) untersucht.

Herleitungen von Abschätzungsgleichungen für idealisierte Fälle, z. B. für die Maximal- und Brennraumtemperaturen im überautothermen Betrieb oder den Verbrennungswärmebedarf im autothermen Betrieb, sowie ein ausführlicher Anhang runden die Arbeit ab.

Stichwörter

Thermische Nachverbrennung, Regenerative Nachverbrennung, Abgasreinigung, Abluftreinigung, flüchtige organische Verbindungen, Abluftvorwärmung, Regenerator, Wärmeübertrager, Gegenstrom, Strömungsumkehrreaktor, Wärmeübertragerreaktor, Wärmeübergang, Auslegung, Brennstoffbedarf, Druckverlust, Modell, Modellierung, Simulation, vereinfachte Berechnung, RFRSim

Summary

Thermal post-combustion plants with regenerative air-preheating, also known as Regenerative Thermal Oxidation plants (abbr. RTO-plants), are used for the purification of exhaust gas or exhaust air streams containing combustible components. To accomplish this, the impurities – mostly volatile organic compounds such as solvents and similar – are oxidized at high temperatures and converted to carbon dioxide and water almost entirely. To achieve a highly efficient process, the enthalpy flow of the hot clean-gas leaving the plants is temporarily stored in regenerators and used for heating-up of the cold incoming exhaust air.

Although RTO-plants found widespread application in industry since the early 1980s, the dimensioning of the facilities is still based on estimate calculations and existing experiences quite often. This is due to the fact, that the process – even under constant boundary conditions – is inherently unsteady in time. The model-equations are principally known but place enormous demands on the computational solution. Especially small and middle-sized manufacturers are hardly able to expend effort on the development.

Against this background a simplified model of the process is developed in this work, that is preponderantly based on engineering fundamentals, hence being easy to comprehend and to implement.

For this purpose it is shown, that, by means of the regenerator theory of *Hausen*, the transient reverse-flow reactor in cyclic steady state can be regarded as a stationary heat-exchanger reactor. The model-equations for this system are formulated and methods for the computation of the coefficients therein are described.

The model is validated on the basis of extensive experimental work using a RTO-plant in technical scale. Furthermore it is shown, that – besides the parameters of chemical reaction rates – no additional fitting-factors are required to describe the process within the limits of measurement errors.

In additional simulations the effects of many different operating and dimensioning variables on the essential design values (massflow of fuel, clean-gas temperature and pressure-drop) are investigated.

Derivations of estimate formulae for special cases, e. g. the maximum and combustion chamber temperatures in superadiabatic operation or the fuel consumption in autothermal mode, as well as a circumstantial appendix round off the work.

Keywords

thermal post-combustion, regenerative post-combustion, exhaust gas, exhaust air, purification, cleaning, volatile organic compounds, pre-heating, regenerator, regenerative, heat-exchanger, countercurrent, counterflow, reverse-flow-reactor, heat-exchanger-reactor, heat transfer, dimensioning, fuel consumption, pressure-drop, model, modelling, simulation, simplified model, RFRSim

„Kein Problem ist zu klein oder zu banal, wenn wir wirklich etwas zu seiner Lösung beitragen können.“

R. P. Feynman [1]

Vorwort

Die inhaltliche Ausrichtung der vorliegenden Arbeit lässt sich zum großen Teil auf ein Erlebnis im Februar 2005 zurückführen. Ich hatte mich zu dieser Zeit schon seit Längerem mit der Modellierung von thermischen Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung (RNV) beschäftigt. Das damals entwickelte Modell war sehr komplex, da es den Prozess instationär abbildete und vielfältige Details (instationäre Wärmeleitung in den Füllkörpern, als Mischung berechnete Stoffeigenschaften u. Ä.) enthielt [2, 3]. Entsprechend lang waren die Rechenzeiten.

Daher war ich erfreut an einem Workshop des Sonderforschungsbereich 412 (Rechnergestützte Modellierung und Simulation zur Analyse, Synthese und Führung verfahrenstechnischer Prozesse [4]) teilnehmen zu können und bei dieser Gelegenheit von ‚Profis‘ zu lernen. Die Veranstaltung war auch durchweg sehr interessant. Besonders hellhörig wurde ich jedoch bei einer Bemerkung von Herrn Dr. Kolios, in der er – fast beiläufig – erwähnte, dass sich Berechnungen stark vereinfachen, wenn man den Strömungsumkehrreaktor in ein gleichwertiges Rekuperatorsystem überführt. Bedauerlicherweise war die Antwort auf meine Frage, wie denn diese Überführung angesichts der vollkommen verschiedenen Bauweisen und Strömungs- und Wärmeübergangsverhältnisse zu bewerkstelligen sei, wenig konkret.

Nachdem dieses Ereignis schon fast vergessen war, bot sich mir mehr als zwei Jahre später im Rahmen von zwei Forschungsprojekten [5, 6] die Möglichkeit, mich längerfristig mit der vereinfachten Berechnung von RNV-Anlagen zu beschäftigen. Ein erster Prototyp zeigte schnell vielversprechende Ergebnisse und nach längerer Recherche konnten zahlreiche Veröffentlichungen zu diesem Thema ausfindig gemacht werden. Die Literaturreferenz bietet hierüber einen Überblick, ist jedoch sicher nicht vollständig.

Viele der Arbeiten beschreiben zwar die Analogie zwischen Strömungsumkehr- und Wärmeübertragerreaktoren, an den entscheidenden Stellen sind die Aussagen aber oft diffus bis nicht vorhanden. So wird kaum beschrieben, wie sich aus den Betriebs- und Anlagendaten des Strömungsumkehrreaktors die Modellparameter und Koeffizienten des Rekuperator-Modells ergeben. Stattdessen werden diese Parameter üblicherweise anhand von einzelnen Messpunkten angepasst.

An diesem Punkt setzt die vorliegende Arbeit an. Nach mühevoller Kleinarbeit, in der immer wieder verschiedene Ansätze recherchiert bzw. aufgestellt, implementiert, getestet und mehrfach verworfen wurden, wurde schließlich ein Analogiemodell gefunden, das keine unbegründeten Anpassungsparameter enthält. Lediglich die kinetischen Parameter der chemischen Reaktionen sind, sofern eine realitätsnahe Beschreibung erwünscht ist, anhand von Messungen zu ermitteln. Dies stellt jedoch keine Besonderheit dar, sondern ist bei allen Reaktormodellen der Fall.

Insofern konnte ich mir die oben erwähnte Frage zwischenzeitlich selbst zum großen Teil beantworten.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit besteht in einem umfangreichen Vergleich der Simulationsergebnisse mit Messungen. Dabei wurden vielfältige Abhängigkeiten untersucht und die Einflüsse der wesentlichen Anlagen- und Betriebsparameter herausgearbeitet.

Zusätzlich werden im letzten Teil für verschiedene Betriebsaspekte vereinfachte Abschätzungen gegeben.

Wenngleich in dieser Arbeit nicht alle Aspekte in vollem Umfang dargestellt werden konnten, hoffe ich doch, dass sie dem ein- oder anderen Leser hilfreich sein möge.

Danksagung

„See, there’s three kinds of people...“

Team America [7]

Ich danke Herrn Professor Otto Carlowitz und Herrn Professor Eckehard Specht für die kritische Durchsicht und Begutachtung der Arbeit.

Den Herren Olaf Neese, Łukasz Piech und Karl-Heinz Dammeyer, meinen ehemaligen Kollegen der Arbeitsgruppe „Stationäre Abgasreinigung“, danke ich für die fachlichen Diskussionen und die gute Zusammenarbeit. Auch anderen Kolleginnen und Kollegen, die mich unterstützt haben, sei gedankt. Besonders zu erwähnen ist Hans-Adolph Teegen, dessen beständige Motivation zum Abschluss der Arbeit beigetragen hat.

Nicht zu vergessen sind die unzähligen Wissenschaftler, von deren Arbeiten ich profitieren konnte. Diese hier aufzuführen, würde zu weit führen. Erwähnen möchte ich jedoch die Herren Růskamp, von Billerbeck, Schanze, Schrickler, Hofstetter, Rieder, Osten, Schefer, Gores, Geiger, Bosch, Doetsch, Krumm und Decker, die mich auf unterschiedliche Weise – bei verschiedenen Projekten, einzelnen Gesprächen, fachlichen Diskussionen am Rand von Tagungen etc. – an ihrer Industrieerfahrung teilhaben lassen und dadurch wertvolle Rückkopplung aus der Praxis gegeben haben.

Zahlreiche Versuche und ein geringer Teil der Programmierarbeiten wurden im Rahmen von öffentlich geförderten Forschungsprojekten durchgeführt. Daher bedanke ich mich bei der Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen „Otto von Guericke“ e. V. (AiF) für die finanzielle Unterstützung der Projekte AiF 15400N [5] und KF2207510ST0 [6]. Ebenso beim niedersächsischen Ministerium für Wissenschaft und Kultur, dass im Rahmen des Programms „Projekt-Promotion plus“ finanzielle Mittel bereitgestellt und damit die Niederschrift dieser Arbeit ermöglicht hat.

Lehrer und Professoren werden oft gescholten doch nur selten gelobt. Stellvertretend für viele möchte ich Kurt Wittig, Gerd Hansen, Klaus Riefer, Burkard Fromm und Hans Hausmann nennen.

Mein besonderer Dank gebührt meiner Frau, Freunden und Familie, die mich immer wieder motiviert haben.

Clausthal-Zellerfeld im Januar 2015.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Ausgangssituation	1
1.2	Zielsetzung	1
1.3	Aufbau der Arbeit	2
2	Stand des Wissens	3
2.1	Stand der Technik	3
2.1.1	Flüchtige organische Verbindungen (VOC)	3
2.1.2	Emissionsquellen flüchtiger organischer Verbindungen	4
2.1.3	Gesetzliche Anforderungen	5
2.1.4	Maßnahmen zum Vermeiden und Vermindern von Emissionen	8
2.1.5	Abgasreinigungsverfahren	9
2.1.6	Nachverbrennungsverfahren	11
2.1.7	Thermische Nachverbrennung mit regenerativer Abluftvorwärmung	15
2.1.8	Marktübliche Speichermassen	21
2.2	Stand der Wissenschaft	25
2.2.1	Festbettreaktoren	25
2.2.2	Strömungsumkehrreaktoren	27
2.2.3	Wärmeübertragerreaktoren	28
2.2.4	Thermische Nachverbrennung	29
2.2.5	Rekuperative Wärmeübertrager im Gegenstrom	29
2.2.6	Regenerative Wärmeübertrager im Gegenstrom	35
2.3	Andere Arbeiten	41
2.4	Abgrenzung der eigenen Arbeit	46
3	Aufbau der Technikumsanlage	47
3.1	Gesamtsystem	47
3.2	Regeneratoren	49
3.3	Brennraum	50
3.4	Klappensystem	50
3.5	Stoffströme	51
3.5.1	Umgebungsluft	51
3.5.2	Lösemittel und andere Modellschadstoffe	51
3.5.3	Abluft	52
3.5.4	Spülluft	53
3.5.5	Reingas	53
3.5.6	Sperrluft	53
3.5.7	Verbrennungsluft	53
3.5.8	Brennstoff	54
3.6	MSR-Technik	54
4	Allgemeines Betriebsverhalten, Versuchs- und Auswertungsmethodik	57

4.1	Allgemeines Betriebsverhalten	57
4.2	Versuchs- und Auswertungsmethodik	64
5	Thermochemische Modellierung	69
5.1	Analogie zwischen Strömungsumkehrreaktor und Wärmeübertragerreaktor	69
5.2	Gesamtbilanz	71
5.3	Äquivalente Luftströme	72
5.4	Modellschema / Diskretisierung	75
5.5	Zellbilanz	75
5.6	Stoffstrommodell	77
5.7	Chemische Reaktionen	81
5.7.1	Reaktionsmechanismen	83
5.7.2	Kinetische Parameter	87
5.8	Wärmeübertragung	88
5.8.1	Konvektiver Wärmeübergang	88
5.8.2	Wärmeleitung	103
5.8.3	Wärmestrahlung	113
5.8.4	Wärmedurchgangskoeffizienten	118
5.9	Druckverlust	123
5.9.1	Druckverlust in Wabenkörpern	123
5.9.2	Druckverlust in Schüttungen	124
5.9.3	Dissipierte Strömungsarbeit	125
5.10	Vereinfachungen	126
5.11	Modelldefinition	128
5.11.1	Anlagendefinition	128
5.11.2	Stoffdefinition	131
5.11.3	Definition der Randbedingungen	133
5.11.4	Globale Parameter und Steuerung des Lösungsverfahrens	133
5.11.5	Definition von Reaktionsmechanismen	134
5.12	Diskussion der Modellparameter	135
6	Implementierung	139
7	Simulations- und Versuchsergebnisse	141
7.1	Detailergebnisse des Referenzfalls	141
7.2	Parametervariation	144
7.2.1	Einfluss der Abluftkonzentration	144
7.2.2	Einfluss des Abluftstroms	151
7.2.3	Einfluss der adiabaten Temperaturdifferenz	153
7.2.4	Einfluss der Ablufttemperatur	153
7.2.5	Heißgasauskopplung	154
7.2.6	Kaltgaseinspeisung	156
7.2.7	Wärmeauskopplung im Brennraum	157

7.2.8	Einfluss der Transmissionswärmeverluste	158
7.2.9	Einfluss der Wärmeübertragung	158
7.2.10	Einfluss der Reaktionskinetik	159
7.2.11	Einfluss der Stoffeigenschaften	161
7.2.12	Unsichere Modellparameter	162
7.3	Validierung	163
7.3.1	Evaluierung von Reaktionskinetiken	163
7.3.2	Einfluss des Spülluftanteils	166
7.3.3	Vergleich mit Messungen	169
7.4	Flammenlosbetrieb	170
7.4.1	Einfluss des Abluftstroms	171
7.4.2	Einfluss der Brennraumtemperatur	180
7.4.3	Einfluss der Ablufttemperatur	182
7.4.4	Einfluss der Abluftkonzentration	187
7.4.5	Einfluss des Bypassmassenstroms	188
7.4.6	Ursachen ungleicher Temperaturverteilungen	192
7.5	Brennerbetrieb	199
7.5.1	Einfluss des Abluftmassenstroms	199
7.5.2	Einfluss der Brennraumtemperatur	208
7.5.3	Einfluss des Luftüberschusses	210
7.6	Spülvorgang	212
7.6.1	Einfluss des Spülluftvolumenstroms	212
7.6.2	Frischluftpülung vs. Heißgasspülung	214
7.7	Umschaltzyklus	221
7.7.1	Einfluss der Zykluszeit	221
7.7.2	Einfluss der Taktdauern	226
8	Abschätzungsrechnungen	229
8.1	Abschätzung der Maximaltemperatur	229
8.2	Mehrfach stationäre Zustände	234
8.3	Abschätzung der Brennraumtemperatur	244
8.4	Abschätzung der mittleren Regeneratortemperatur	247
8.5	Abschätzung der Speicherentladung im Betrieb mit heißem Bypass	248
8.6	Abschätzung des Verbrennungswärmebedarfs im autothermen Betrieb	249
8.7	Bestimmung des notwendigen Spülluftstroms	252
9	Zusammenfassung und Ausblick	255

Anhang

A1	Anlagendaten	263
	A1.1 Sensorik	263
	A1.2 Gebläse	264
	A1.3 Strömungsprofile in den Luftleitungen	264
A2	Stoffdaten	265
	A2.1 Eigenschaften der eingesetzten Speichermassen	265
	A2.2 Erdgaseigenschaften	265
A3	Berechnung von Stoffeigenschaften	266
	A3.1 Verwendete Berechnungsansätze	266
	A3.2 Einfluss der Zusammensetzung auf die Stoffeigenschaften	267
	A3.3 Einfluss falscher Wärmekapazitäten bei der Temperaturiteration	269
A4	Kinetische Parameter	271
A5	Ansätze zur Berechnung der Nußelt-Zahl	274
A6	Modell der Speichermasse	279
	A6.1 Berechnung des Transientenfaktors nach Hausen	279
	A6.2 Einfluss der Parameter auf den Wärmedurchgangskoeffizienten	279
A7	Modell der Reaktorwand	281
	A7.1 Wärmeleitfähigkeit der Wärmedämmung	281
	A7.2 Einfluss des Formfaktors auf den Wärmedurchgangskoeffizienten	281
A8	Literaturverzeichnis	283

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1:	Emissionen flüchtiger organischer Verbindungen (ohne Methan)	4
Abbildung 2:	Übersicht über Abgasreinigungsverfahren	9
Abbildung 3:	Verfahren der thermischen und katalytischen Nachverbrennung	12
Abbildung 4:	Bauarten von RNV-Anlagen	17
Abbildung 5:	Definition der Betriebsbereiche	19
Abbildung 6:	Rechnerische Luftüberschusszahl in RNV-Anlagen in Abhängigkeit der Abluftbeladung für verschiedene Stoffe	21
Abbildung 7:	Lückengrad und spezifische Oberfläche unterschiedlicher Füllkörper	24
Abbildung 8:	Strömungsumkehrreaktoren	27
Abbildung 9:	Wärmeübertragerreaktoren	28
Abbildung 10:	Rekuperativer Wärmeübertrager im Gegenstrom	30
Abbildung 11:	Abhängigkeit des Abluftvorwärm- und Reingasabkühlungsgrades von der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung und der Stanton-Zahl	32
Abbildung 12:	Bilanzgrößen bei ungleichem Wärmekapazitätsstromverhältnis	32
Abbildung 13:	Normierter Verbrennungswärmebedarf in Abhängigkeit der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung und der Stanton-Zahl	33
Abbildung 14:	Einfluss der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung auf die Form der Temperaturverläufe	34
Abbildung 15:	Diskretisierungsschemata zur Berechnung von Regeneratoren	37
Abbildung 16:	Abweichung der Wärmeübertragung im Regenerator gegenüber dem Rekuperator in der Darstellung nach Hausen	40
Abbildung 17:	RNV-Anlage im Technikum des CUTEC Institutes	47
Abbildung 18:	Vorderansicht der Technikumsanlage	48
Abbildung 19:	Draufsicht der Technikumsanlage	48
Abbildung 20:	Seitenansicht der Technikumsanlage	49
Abbildung 21:	Fluiddynamische Dichtung	51
Abbildung 22:	Zeitliche Verläufe der Regeneratortemperaturen	57
Abbildung 23:	Temperaturverläufe innerhalb eines Zyklus	58
Abbildung 24:	Temperaturverläufe in zyklischer Darstellung	58
Abbildung 25:	Vergleich der in den drei Regeneratoren gemessenen Temperaturprofile	59
Abbildung 26:	Zeitliche Temperaturverläufe der ein- und austretenden Medien	60
Abbildung 27:	Zeitliche Verläufe der rechnerischen Volumenströme im Normzustand	60
Abbildung 28:	Zeitliche Verläufe der absoluten und relativen Bilanzfehler	61
Abbildung 29:	Verteilung der berechneten Transmissionswärmeverluste	62
Abbildung 30:	Charakteristische Drücke	62
Abbildung 31:	Zeitliche Verläufe gemessener Reingaskonzentrationen	63
Abbildung 32:	Veranschaulichung verschiedener Abweichungen der mittleren Regeneratortemperatur	66
Abbildung 33:	Zeitlicher Verlauf der berechneten mittleren Regeneratortemperaturen	68
Abbildung 34:	Vereinfachtes Prozessmodell	70
Abbildung 35:	Teilschritte der Modelltransformation	70
Abbildung 36:	Bilanzgrößen des vereinfachten Modells	71
Abbildung 37:	Diskretisierung des Modells mit Hilfe von Einheitszellen	75
Abbildung 38:	Bilanzgrößen der Einheitszelle	75

Abbildung 39:	Grenze zwischen laminarer Strömung und Umschlagsbereich in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur und Kanaldurchmesser	90
Abbildung 40:	Fluiddynamischer und thermischer Anlauf bei laminarer Strömung	91
Abbildung 41:	Verlauf der Nußelt-Zahl im Anlaufbereich bei laminarer Strömung und thermischem Anlauf für verschiedene Randbedingungen	92
Abbildung 42:	Abhängigkeit der asymptotischen Nußelt-Zahl der H5-Randbedingung	94
Abbildung 43:	H5-Randbedingung	95
Abbildung 44:	H4-Randbedingung	95
Abbildung 45:	Verläufe unterschiedlicher Nußelt-Funktionen im Anlaufbereich	99
Abbildung 46:	Einfluss der Bezugstemperatur auf den Wärmeübergangskoeffizienten	103
Abbildung 47:	Transientenfaktor von Hausen für die drei Grundkörper	105
Abbildung 48:	Abhängigkeit des genutzten Anteils der Plattendicke von der Taktdauer und der Plattendicke	105
Abbildung 49:	Temperaturentwicklung in einer Platte bei periodischem Wechsel der Umgebungstemperatur	107
Abbildung 50:	Effektive radiale Wärmeleitfähigkeit von Wabenkörpern	109
Abbildung 51:	Abschätzung des Einflusses der radialen Wärmeleitfähigkeit auf die Innentemperaturverteilung	110
Abbildung 52:	Innerhalb des mittleren Regenerators gemessene radiale Temperaturverteilungen	111
Abbildung 53:	Einfluss des Lückengrades auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Füllkörperschüttungen	112
Abbildung 54:	Radiale Porositätsverteilung nach Giese bzw. Bey + Eigenberger	113
Abbildung 55:	Einfluss der Wärmestrahlung in Wabenkörpern	115
Abbildung 56:	Einfluss der Wärmestrahlung auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Füllkörperschüttungen	117
Abbildung 57:	Abschätzung des Strahlungseinflusses im Brennraum	118
Abbildung 58:	Wärmeleitfähigkeiten verschiedener Dämmstoffe	122
Abbildung 59:	Abschätzung der Temperaturerhöhung durch dissipierte Strömungsarbeit	126
Abbildung 60:	Benutzeroberfläche des entwickelten Simulationsprogramms	139
Abbildung 61:	Reaktorinnentemperatur und Außenwandtemperatur im Referenzfall	141
Abbildung 62:	Konzentrationsverläufe im Referenzfall	142
Abbildung 63:	Wärmeübergangs- und -durchgangskoeffizienten im Referenzfall	142
Abbildung 64:	Wärmeströme im Referenzfall	143
Abbildung 65:	Druckverlust und Verweilzeit im Referenzfall	144
Abbildung 66:	Einfluss der Abluftkonzentration (adiabat ohne Dissipation)	145
Abbildung 67:	Erläuterung der Temperaturprofile	146
Abbildung 68:	Einfluss der Abluftkonzentration (adiabat mit Dissipation)	146
Abbildung 69:	Einfluss der Abluftkonzentration (diatherm ohne Dissipation)	147
Abbildung 70:	Erläuterung der Rückwärmeübertragung bei diathermen Verhältnissen und hohen Konzentrationen	147
Abbildung 71:	Einfluss der Abluftkonzentration (diatherm mit Dissipation)	148
Abbildung 72:	Einfluss der Abluftkonzentration (diatherm mit Dissipation) auf die Konzentrationsverläufe	148
Abbildung 73:	Vergleich der Temperaturprofile ohne und mit Wärmeverlusten bzw. Dissipation	150
Abbildung 74:	Auswirkung der Abluftkonzentration auf die charakteristischen Temperaturen	150
Abbildung 75:	Einfluss des Abluftstroms	151
Abbildung 76:	Mehrfach stationäre Zustände	153

Abbildung 77: Einfluss der adiabaten Temperaturdifferenz auf die charakteristischen Temperaturen	153
Abbildung 78: Einfluss der Ablufttemperatur	154
Abbildung 79: Einfluss der Heißgasauskopplung	155
Abbildung 80: Einfluss der Kaltgaseinspeisung	156
Abbildung 81: Einfluss der Wärmeauskopplung	157
Abbildung 82: Einfluss der Transmissionswärmeverluste	158
Abbildung 83: Einfluss der Wärmeübertragung	159
Abbildung 84: Einfluss der Reaktionskinetik (adiabat ohne Dissipation)	160
Abbildung 85: Einfluss der Reaktionskinetik (diatherm mit Dissipation)	160
Abbildung 86: Einfluss der Reaktionskinetik auf die charakteristischen Temperaturen	160
Abbildung 87: Einfluss konstanter Stoffeigenschaften	162
Abbildung 88: Vergleich verschiedener Reaktionskinetiken anhand gemessener Konzentrationen	164
Abbildung 89: Evaluierung der angepassten Kinetik anhand gemessener Konzentrationen	165
Abbildung 90: Auswirkung des Spülluftanteils bei näherungsweise konstantem Gesamtstrom	166
Abbildung 91: Einfluss des Spülluftanteils bei konstantem Gesamtstrom	168
Abbildung 92: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturverläufen	169
Abbildung 93: Abweichungen zwischen Messung und Simulation für Versuche im Flammenlosbetrieb	170
Abbildung 94: Abweichungen zwischen Messung und Simulation für Versuche im Brennerbetrieb	170
Abbildung 95: Abhängigkeit der benötigten Verbrennungswärme im Flammenlosbetrieb vom Abluftstrom und der Brennraumtemperatur	171
Abbildung 96: Einfluss des Abluftstroms auf die Wärmeübertragung	172
Abbildung 97: Einfluss des Abluftstroms auf die Wärmeströme bei einer Solltemperatur von 850°C	172
Abbildung 98: Zeitliche Entwicklung der Temperaturen in Regenerator 2 nach einer Erhöhung der Solltemperatur von 850°C auf 950°C bei einem Abluftstrom von 1.000 m _N ³ /h im Flammenlosbetrieb	173
Abbildung 99: Zeitliche Entwicklung der Erdgasbeladung und Temperaturen nach einer Erhöhung der Solltemperatur von 850°C auf 950°C bei einem Abluftstrom von 1.000 m _N ³ /h im Flammenlosbetrieb	174
Abbildung 100: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom Abluftstrom und der Solltemperatur im Flammenlosbetrieb	175
Abbildung 101: Halb-qualitative Eingrenzung der Betriebsbereiche	176
Abbildung 102: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem spezifischen Erdgasbedarf	176
Abbildung 103: Einfluss des Abluftstroms auf Ein- und Austrittstemperaturen im Flammenlosbetrieb	177
Abbildung 104: Einfluss des Abluftstroms auf den Anlagendruckverlust im Flammenlosbetrieb	178
Abbildung 105: Einfluss des Abluftstroms auf die Temperaturprofile im Flammenlosbetrieb	178
Abbildung 106: Einfluss des Abluftstroms auf die Reingaskonzentrationen im Flammenlosbetrieb	179
Abbildung 107: Einfluss des äquivalenten Abluftstroms im Betrieb mit Sattelkörpern	180
Abbildung 108: Einfluss der Solltemperatur im Flammenlosbetrieb	181
Abbildung 109: Erdgasumsatz, CO- und CO ₂ -Bildung in Abhängigkeit der Brennraumtemperatur bei einer Abluftbeladung von 0,5 g/m _N ³ und einem Abluftstrom von 2.400 m _N ³ /h	182
Abbildung 110: Einfluss der Ablufttemperatur im Flammenlosbetrieb	183

Abbildung 111: Zeitverläufe der Temperaturen der ein- und austretenden Ströme bei erhöhter Ablufttemperatur	184
Abbildung 112: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Erdgasbedarf im Flammenlosbetrieb bei erhöhter Ablufttemperatur	185
Abbildung 113: Einfluss der Ablufttemperatur auf die Temperaturprofile	185
Abbildung 114: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom Abluftvolumenstrom bei erhöhter Ablufttemperatur	186
Abbildung 115: Einfluss des Abluftstroms im Flammenlosbetrieb bei erhöhter Ablufttemperatur	187
Abbildung 116: Einfluss der Erdgasbeladung bei konstantem Abluftstrom	187
Abbildung 117: Einfluss der Erdgasbeladung bei konstantem Abluftstrom	188
Abbildung 118: Einfluss der Abluftkonzentration auf das Temperaturprofil bei konstantem Abluftstrom	188
Abbildung 119: Einfluss des Bypassanteils bei konstanter Abluftkonzentration	189
Abbildung 120: Einfluss des Bypassanteils auf das Temperaturprofil bei konstanter Abluftkonzentration	189
Abbildung 121: Einfluss des Bypassanteils bei konstanter Abluftkonzentration	190
Abbildung 122: Einfluss des Bypassanteils	191
Abbildung 123: Einfluss des Bypassanteils auf das Temperaturprofil bei konstanter Beladung	192
Abbildung 124: Exemplarischer Vergleich der Temperaturprofile in den drei Regeneratoren	192
Abbildung 125: Beispiel für langfristig oszillierende Temperaturen	193
Abbildung 126: Asymmetrisch-periodische Temperaturprofile in einem katalytischen Strömungsumkehrreaktor mit Transmissionswärmeverlusten	194
Abbildung 127: Vereinfachtes Wirkungsschema verschiedener Einflussgrößen auf das Temperaturprofil	195
Abbildung 128: Berechnete Konzentrationsverläufe in den Luftverteilkästen unterhalb der Regeneratoren	197
Abbildung 129: Abhängigkeit der Luftüberschusszahl von der Brennerleistung	200
Abbildung 130: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom Abluftstrom und der Solltemperatur	200
Abbildung 131: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom Abluftstrom und der Solltemperatur nach Korrektur	201
Abbildung 132: Relative Fehler der Massenbilanz	202
Abbildung 133: Einfluss des Abluftstroms auf den Abluftvorwärm- und Reingasabkühlungsgrad	203
Abbildung 134: Einfluss des Abluftstroms auf die Wärmeströme	203
Abbildung 135: Einfluss des Abluftstroms auf das Temperaturprofil	204
Abbildung 136: Einfluss des Abluftstroms und der Solltemperatur auf die Reingastemperatur	205
Abbildung 137: Einfluss des Abluftstroms und der Solltemperatur auf den Druckverlust	205
Abbildung 138: Einfluss des Abluftstroms und der Solltemperatur bei Konfiguration mit unterschiedlichen Wabenkörpern (Brennersystem 2)	206
Abbildung 139: Einfluss des Abluftstroms und der Solltemperatur (Brennersystem 2)	206
Abbildung 140: Einfluss des Abluftstroms auf das Temperaturprofil bei Konfiguration mit unterschiedlichen Wabenkörpern	207
Abbildung 141: Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen des Betriebs mit unterschiedlichen Wabenkörpern	208
Abbildung 142: Abhängigkeit der benötigten Brennerleistung von der Solltemperatur und dem Abluftstrom	209
Abbildung 143: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs von der Solltemperatur und dem Abluftstrom	209
Abbildung 144: Einfluss der Solltemperatur und des Abluftstroms auf die Reingastemperatur	209

Abbildung 145: Einfluss der Solltemperatur und des Abluftstroms auf den Druckverlust	210
Abbildung 146: Einfluss der Luftüberschusszahl auf die benötigte Brennerleistung (System 2)	210
Abbildung 147: Einfluss der Luftüberschusszahl	211
Abbildung 148: Abhängigkeiten vom Abluftstrom und der Luftüberschusszahl	211
Abbildung 149: Einfluss des Spülluftstroms auf den spezifischen Erdgasbedarf	213
Abbildung 150: Vereinfachte Massenstrombilanz der Spülsysteme	214
Abbildung 151: Einfluss des Spülluftstroms auf den spezifischen Erdgasbedarf	215
Abbildung 152: Einfluss des Spülluftstroms auf die dissipierte Strömungsarbeit	215
Abbildung 153: Einfluss des Spülluftstroms auf die Reingasverluste	216
Abbildung 154: Einfluss des Spülluftstroms auf die Transmissionswärmeverluste	216
Abbildung 155: Einfluss der Spüllufttemperatur auf den Temperaturverlauf	216
Abbildung 156: Einfluss des Spülluftstroms auf den spezifischen Erdgasbedarf	219
Abbildung 157: Vergleich zwischen Heißgasspülung und Frischluftspülung	220
Abbildung 158: Einfluss der Umschaltzeit	221
Abbildung 159: Einfluss der Umschaltzeit	223
Abbildung 160: Temperaturprofile im Regenerator bei verschiedenen Umschaltzeiten	224
Abbildung 161: Zeitliche Temperaturverläufe im Regenerator bei verschiedenen Umschaltzeiten	224
Abbildung 162: Zeitliche Temperaturverläufe im Regenerator bei verschiedenen Umschaltzeiten in zyklischer Darstellung	225
Abbildung 163: Einfluss verlängerter Abluft- und Reingastakte	227
Abbildung 164: Berechneter Einfluss der Spüldauer auf den spezifischen Erdgasbedarf bei konstantem Spülluftvolumen	228
Abbildung 165: Vergleich der abgeschätzten Maximaltemperaturen mit den Werten des detaillierten Modells (adiabat ohne Dissipation)	231
Abbildung 166: Vergleich der abgeschätzten Maximaltemperaturen mit den Werten des detaillierten Modells	233
Abbildung 167: Maximaltemperatur in Abhängigkeit des Umsatzes bei verschiedenen Beladungen	233
Abbildung 168: Einfluss der Reaktorparameter auf die Wärmefreisetzungskurve und die Wärmeabfuhrgerade	235
Abbildung 169: Möglichkeiten für mehrfach stationäre Zustände	235
Abbildung 170: Veranschaulichung der Stabilitätsbedingung	236
Abbildung 171: Schema zur vereinfachten Berechnung mehrfach stationärer Zustände	237
Abbildung 172: Benötigte adiabate Temperaturerhöhung und charakteristische Temperaturen in Abhängigkeit der relativen Zündposition	239
Abbildung 173: Vereinfachte Wirkungskreise zur Ausbildung mehrfach stationärer Zustände	240
Abbildung 174: Abhängigkeit der benötigten adiabaten Temperaturerhöhung von der relativen Zündposition und der Stanton-Zahl	240
Abbildung 175: Abhängigkeit der benötigten adiabaten Temperaturerhöhung von der relativen Zündposition und dem Wärmekapazitätsstrom	241
Abbildung 176: Abhängigkeit der benötigten adiabaten Temperaturerhöhung von der relativen Zündposition und der Zündtemperatur (a), der Eintrittstemperatur (b) sowie der Umgebungstemperatur (c)	242
Abbildung 177: Grenzbereiche für mehrfach stationäre Zustände	243
Abbildung 178: Schematischer Temperaturverlauf zur Abschätzung der Brennraumtemperatur	244
Abbildung 179: Abschätzung der Brennraumtemperatur	246
Abbildung 180: Abhängigkeit der mittleren Temperaturen von den Parametern des Wärmeübertragers	248
Abbildung 181: Veranschaulichung der Speicherentladung im Betrieb mit heißem Bypass	249

Abbildung 182: Ergebnisvergleich der Abschätzungsrechnung	251
Abbildung 183: Abgeschätzter Spülluftanteil in Abhängigkeit des Verdünnungsfaktors und der Luftwechselzahl im Ablufttakt	254
Abbildung 184: Gemessene Strömungsprofile	264
Abbildung 185: Verläufe und relative Fehler der berechneten Stoffeigenschaften	267
Abbildung 186: Temperaturabhängigkeit der Reinstoffeigenschaften im Vergleich zu trockener Luft	268
Abbildung 187: Relativer Fehler zwischen den Mischungseigenschaften und den hier verwendeten Ansätzen	268
Abbildung 188: Relativer Fehler zwischen den Gemischeigenschaften und den verwendeten Ansätzen für trockene Luft in Abhängigkeit der Methanbeladung	269
Abbildung 189: Verläufe der konstanten, lokalen und mittleren spez. Wärmekapazität (a) und Einfluss auf die iterierte Temperatur	270
Abbildung 190: Einfluss der Parameter der Trennwand auf den Wärmedurchgangskoeffizienten	280
Abbildung 191: Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des Dämmstoffes	281
Abbildung 192: Einfluss des Formfaktors ψ_L auf den Wärmedurchgang der Reaktorwand	282

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1:	Vergleich der NMVOC-Emissionen in den Jahren 1990 und 2011	5
Tabelle 2:	Zusammenstellung von Emissionsgrenzwerten	7
Tabelle 3:	Einsatzbereiche thermischer Nachverbrennungsverfahren	15
Tabelle 4:	Eigenschaften keramischer Speichermassen	21
Tabelle 5:	Zusammenstellung einiger reduzierter Reaktionsmechanismen	85
Tabelle 6:	Zusammenstellung einiger Elementarreaktionsmechanismen	86
Tabelle 7:	Kinetische Daten von Westbrook + Dryer	87
Tabelle 8:	Nomenklatur der Randbedingungen nach Shah + London	90
Tabelle 9:	Zusammenstellung asymptotischer Nußelt-Zahlen für verschiedene Geometrien und Randbedingungen	93
Tabelle 10:	Formfaktoren nach VDI	101
Tabelle 11:	Parameter des Anlagenmodells	130
Tabelle 12:	Gemischeigenschaften des eingesetzten Erdgases	132
Tabelle 13:	Angenommene Zusammensetzung der Umgebungsluft in Vol.-%	132
Tabelle 14:	Randbedingungen des Referenzfalls	133
Tabelle 15:	Globale Parameter und Einstellungen des Lösungsverfahrens	134
Tabelle 16:	Parameter des Basis-Reaktionsmodells	135
Tabelle 17:	Auswirkung des hydraulischen Brennraumdurchmessers auf die wesentlichen Größen	163
Tabelle 18:	Auswirkung der relativen Rauigkeit auf die wesentlichen Größen	163
Tabelle 19:	Daten der eingesetzten Keramikkörper	265
Tabelle 20:	Verwendete Polynomkoeffizienten	266
Tabelle 21:	Zusammenstellung kinetischer Daten	271
Tabelle 22:	Näherungsgleichungen für den Transientenfaktor nach Hausen	279
Tabelle 23:	Näherungsgleichungen für den Transientenfaktor (eigene Approximationen)	279

Formelzeichen

Lateinische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	Einheit
a_{rad}	Absorptionsgrad	1
a_{S}	Temperaturleitfähigkeit der Speichermasse	m^2/s
a_{V}	spezifische Oberfläche	m^2/m^3
A	Fläche, Querschnittsfläche	m^2
A_{C}	Wärmeleitungsquerschnitt	m^2
A_{L}	Fläche der Reaktorwand	m^2
$A_{\text{L,a}}$	Außenwandfläche	m^2
$A_{\text{L,i}}$	Innenwandfläche	m^2
A_{T}	Wärmeübertragerfläche	m^2
b	Formfaktor der Grundgeometrien	1
b_n	Eigenwerte	1
Bi	Biot-Zahl	1
Br	Brinkmann-Zahl	1
c_i	molare Konzentration der Komponente i	mol/m^3
c_{P}	isobare spezifische Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kgK})$
c_{S}	spezifische Wärmekapazität der Speichermasse	$\text{J}/(\text{kgK})$
d	Durchmesser	m
d_{hyd}	hydraulischer Durchmesser	m
d_{K}	Kanalweite	m
d_{P}	Partikeldurchmesser	m
$d_{\text{P,A}}$	Oberflächengleicher Partikeldurchmesser	m
$d_{\text{P,S}}$	Sauter-Durchmesser	m
$d_{\text{P,V}}$	Volumengleicher Partikeldurchmesser	m
Da	Damköhler-Zahl	1
e	Euler-Zahl	1
E_{R}	Aktivierungsenergie	$\text{J}/(\text{molK})$
f	allgemeines Funktionssymbol	1
f_{a}	Formfaktor	1
f_{b}	Formfaktor	1
f_{L}	Anpassungsfaktor für Verlustwärmeströme	1
f_{P}	Anpassungsfaktor für dissipierte Strömungsarbeit	1
f_{R}	Anpassungsfaktor für Reaktionswärmestrom	1
f_{T}	Anpassungsfaktor für Transmissionswärmeströme	1
F_n	Eigenfunktionen	1
Fo	Fourier-Zahl	1
Gr	Grashof-Zahl	1
Gz	Graetz-Zahl	1
h	spezifische sensible Enthalpie	J/kg

h_{lat}	spezifische latente Enthalpie	J/kg
h_{tot}	spezifische Totalenthalpie	J/kg
\dot{H}	Enthalpiestrom	J/s
H_{inf}	molarer Heizwert	J/mol
k_f	Darcy-Reibungsfaktor	1
k_L	Wärmedurchgangskoeffizient der Reaktorwand	W/(m ² · K)
k_R	Stoßzahl (* Einheit je nach Beschreibung der Reaktionsrate)	*
k_S	relative Wärmeleitfähigkeit der Speichermasse	1
k_T	Wärmedurchgangskoeffizient der Speichermasse	W/(m ² · K)
K	Faktor oder Komponente	1
K	Koeffizient, Parameter (*Bedeutung und Einheit kontextabhängig)	*
K_C	Wärmeleitungsparameter	1
L	Länge	m
L_{hyd}	Länge des fluiddynamischen Anlaufs	m
L_{hyd}^*	relative Länge des fluiddynamischen Anlaufs	1
L_{th}	Länge des thermischen Anlaufs	m
L_{th}^*	relative Länge des thermischen Anlaufs	1
m	Masse	kg
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
M	molare Masse	kg/mol
\dot{n}	Stoffmengenstrom	mol/s
\mathbf{N}	Matrix der stöchiometrischen Koeffizienten	1
N_{AL}	Anzahl der Regeneratoren in der Abluftphase	1
N_R	Anzahl der Reaktionen	1
N_{RG}	Anzahl der Regeneratoren in der Reingasphase	1
N_S	Anzahl der Spezies	1
N_{SL}	Anzahl der Regeneratoren in der Spülphase	1
Nu	Nußelt-Zahl	1
$o_{i,j}$	Reaktionsordnung der Reaktion j bezüglich der Komponente i	1
p	Druck	N/m ²
p_N	Normdruck	N/m ²
Pr	Prandtl-Zahl	1
\dot{q}	spezifischer Wärmestrom	W/m ²
Q	Wärmemenge	J
\dot{Q}_C	Wärmestrom durch Wärmeleitung	W
\dot{Q}_L	Verlustwärmestrom	W
\dot{Q}_R	Reaktionswärmestrom	W
\dot{Q}_S	Wärmestrom einer inneren Wärmequelle / -senke	W
\dot{Q}_T	Transmissionswärmestrom	W
r	Radius / radiale Koordinate	m
r_j	Reaktionsrate der Reaktion j	mol/(m ³ · s)

R	universelle Gaskonstante	J/(mol · K)
Re	Reynolds-Zahl	1
St	Stanton-Zahl	1
t	Zeit	s
t_{rad}	Transmissionsgrad	1
T	Gastemperatur	K
T_N	Normtemperatur	K
U	Umsatz	1
\dot{V}	Volumenstrom	m ³ /s
V	Hohlraum-/Gasvolumen	m ³
V_B	Behälter-Brutto-Volumen	m ³
V_S	Festkörpervolumen	m ³
w	Strömungsgeschwindigkeit	m/s
w_i	Massenanteil der Komponente i	kg/kg
W	Wärmekapazität	J/K
\dot{W}	Wärmekapazitätsstrom	W/K
\dot{W}_{diss}	dissipierte Strömungsarbeit	W
x	axiale Ortskoordinate	m
x^*	relative Position	1
x_i	Stoffmengenanteil der Komponente i	mol/mol
X	relative axiale Position	1
X_Z	relative Zündposition	1
z	Ortskoordinate innerhalb der Speichermasse	m

Griechische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m ² · K)
γ	Parameter (* Bedeutung und Einheit kontextabhängig)	*
δ	Dicke	m
δ_L	Dicke der Wärmedämmung	m
δ_S	Dicke der Speichermasse, Stegdicke	m
Δp	Druckverlust	N/m ²
$\Delta_R H_j^0$	Reaktionsenthalpie der Reaktion j im Standardzustand	J/mol
ΔT_{ad}	adiabate Temperaturdifferenz	K
$\Delta T_{\text{m,log}}$	mittlere, logarithmische Temperaturdifferenz	K
ϵ_{rad}	Emissionsgrad	1
ϵ_V	Lückengrad / Porosität	m ³ /m ³
ζ	Restanteil	1
η	dynamische Viskosität	kg/(m · s)
η_{AL}	Abluftvorwärmgrad	1
η_{RG}	Reingasabkühlungsgrad	1

θ	normierte Temperaturdifferenz	1
θ_{rad}	relative Strahlungstemperaturdifferenz	1
Θ	Übertemperatur, Temperaturdifferenz	K
ϑ	Speichermassentemperatur	K
κ	mittlere Rauhtiefe	m
λ	Wärmeleitfähigkeit des Gases	W/(m·K)
λ_L	Wärmeleitfähigkeit der Wärmedämmung	W/(m·K)
λ_S	Wärmeleitfähigkeit der Speichermasse	W/(m·K)
$\lambda_{S,x}^*$	effektive axiale Wärmeleitfähigkeit der Speichermasse	W/(m·K)
$\lambda_{S,r}^*$	effektive radiale Wärmeleitfähigkeit der Speichermasse	W/(m·K)
Λ	reduzierte Regeneratorlänge	1
μ	relative Wärmekapazitätsstromabweichung	1
ν	kinematische Viskosität	m ² /s
ν_e	stöchiometrischer Koeffizient auf der Eduktseite	1
ν_p	stöchiometrischer Koeffizient auf der Produktseite	1
ξ	Reibungskoeffizient	1
π	Kreiszahl	1
Π	reduzierte Periodendauer	1
ρ	Dichte	kg/m ³
ρ_S	Dichte der Speichermasse	kg/m ³
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	W/(m ² ·K ⁴)
τ	Umschaltzeit, Zykluszeit, Periodendauer, Verweilzeit	s
φ_{BL}	Luftüberschusszahl	1
φ_{BS}	Brennstoff-Luft-Verhältnis	1
φ_{By}	Bypassanteil	1
φ_{KG}	Kaltgasanteil	1
φ_{SL}	Spülluftanteil	1
φ_{Srl}	Sperrluftanteil	1
ϕ_{BS}	Brennstoffbedarfsgrad	1
ϕ_i	Volumenanteil der Komponente i	m ³ /m ³
χ	Reaktionslaufzahl	1
ψ_τ	Umschaltzeitkorrektur	1
ψ_L	Formfaktor der Reaktorwand	1
ψ_{rad}	Sichtfaktor	1
ψ_T	Transientenfaktor	1
Ψ	Speichermassenkenngröße	1
$\bar{\omega}_j$	Temperaturexponent der Reaktion j	1
Ω	Luftaustauschzahl	1

Indices und Superskripte

Symbol	Bedeutung	Symbol	Bedeutung
-	abgeführt	log	logarithmisch
*	äquivalente Größe, effektive Größe	m	mittel
+	zugeführt	max	maximal
0	Standard-/Bezugszustand	min	minimal
a	aus, außen	n	Laufindex
AL	Abluft	N	Norm, normiert, Nachbar
amb	ambient, Umgebung	p	Produkt
BL	Brennerluft	P	Partikel
BR	Brenner, Brennraum	PL	Prozessluft
BS	Brennstoff	R	Reaktion
By	Bypass	Reg	Regenerator
C	cold, kalt	RG	Reingas
diss	dissipiert	S	Speichermasse/ Solid, source/sink, Quelle/Senke
e	ein, Edukt	SG	Spülgas (Heißgasspülung)
FL	Flammenlos	SL	Spülluft (Frischluferspülung)
H	hot, warm	SrLA	Sperrluft, Abluftseite
i, <i>i</i>	innen, Laufindex	SrLR	Sperrluft, Reingasseite
inf	inferior, unterer	sup	superior, oberer
<i>j</i>	Laufindex	T	Transmission
K	Kugel	turb	turbulent
KG	Kaltgas	VOC	flüchtige organische Verbindungen / Schadstoffe
krit	kritisch	W	Wand
L	Verlust	x	lokal
lam	laminar	z	Zellindex
		Z	Zyklus, Zündung

Mathematische Notationen

Symbol	Bedeutung
\bar{y}	örtlicher / allgemeiner Mittelwert
\tilde{y}	zeitlicher Mittelwert
dy	infinitesimale / differentielle Größe
∂y	partiell Differential
Δy	Differenz
\dot{y}	zeitliche Ableitung
\vec{y}	Vektor / Größe mit mehreren Komponenten

Ähnlichkeitskennzahlen

Symbol	Bedeutung	Definition	Physikalische Bedeutung
Bi	Biot-Zahl	$Bi = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_S}$	$\frac{\text{konvektiv übertragene Wärme}}{\text{im Körper geleitete Wärme}}$
Br	Brinkmann-Zahl	$Br = \frac{v \cdot \rho \cdot w^2}{\lambda \cdot (T_W - T)}$	$\frac{\text{Reibungswärme}}{\text{im Fluid geleitete Wärme}}$
Da	Damköhler-Zahl	$Da = \frac{V}{\dot{V}} \cdot k_R \cdot e^{-\frac{E_R}{RT}} \cdot c^{o-1}$	$\frac{\text{Reaktionsgeschwindigkeit}}{\text{Raumgeschwindigkeit}}$
Fo	Fourier-Zahl	$Fo = \frac{\lambda_S \cdot t}{\rho_S \cdot c_S \cdot L^2}$	$\frac{\text{im Körper geleitete Wärme}}{\text{gespeicherte Enthalpie}}$
Gz	Graetz-Zahl	$Gz = \frac{w \cdot \rho \cdot c_p \cdot d}{\lambda} \cdot \frac{d}{L}$	$Gz = Pe \cdot \frac{d}{L}$
Nu	Nußelt-Zahl	$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda}$	$\frac{\text{übertragene Wärme}}{\text{im Fluid geleitete Wärme}}$
Pe	Péclet-Zahl	$Pe = \frac{w \cdot \rho \cdot c_p \cdot d}{\lambda}$	$\frac{\text{Enthalpiestrom des Fluids}}{\text{im Fluid geleiteter Wärmestrom}}$
Pr	Prandtl-Zahl	$Pr = \frac{v \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda}$	Analogiekennzahl
Re	Reynolds-Zahl	$Re = \frac{w \cdot L}{\nu}$	$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}}$
Sc	Schmidt-Zahl	$Sc = \frac{\nu}{D}$	Analogiekennzahl
Sh	Sherwood-Zahl	$Sh = \frac{\beta \cdot l}{D}$	$\frac{\text{übertragener Stoffstrom}}{\text{Diffusionsstrom im Fluid}}$
St	Stanton-Zahl	$St = \frac{\alpha}{w \cdot \rho \cdot c_p}$	$\frac{\text{übertragene Wärme}}{\text{Enthalpiestrom des Fluids}}$

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
ArbSchG	Arbeitsschutzgesetz
ArbStättV	Arbeitsstättenverordnung
ASR	Arbeitsstättenrichtlinie
BImSchG	Bundes-Immissionsschutzgesetz
BImSchV	Bundes-Immissionsschutzverordnung
csv	comma separated values
DIN	Deutsches Institut für Normung
EN	Europäische Norm
FBR	fixed-bed reactor, Festbettreaktor
FID	Flammenionisationsdetektor
FTIR	Fourier-transformiertes Infrarot (Spektrometer)
GefStoffV	Gefahrstoffverordnung
GFK	Glasfaserverstärkter Kunststoff
HXR	heat exchanger reactor, Wärmeübertragerreaktor
ISO	Internationale Organisation für Normung
KNV	katalytische Nachverbrennung
KRNV	katalytisch-regenerative Nachverbrennung
KTNV	katalytisch-thermische Nachverbrennung
LNG	liquefied natural gas (Flüssigerdgas)
NMVOG	non-methane organic compounds
PFR	plug flow reactor, Kolbenstromreaktor
POM	particulate organic matter
PSA	pressure swing adsorption, Druckwechseladsorption
RFA	reverse-flow adsorption, Strömungsumkehradsorption
RFR	reverse-flow reactor, Strömungsumkehrreaktor
RNV	regenerative Nachverbrennung (genauer: thermische Nachverbrennung mit regenerativer Abluftvorwärmung)
SMB	simulated moving bed reactor
SVOC	semi-volatile organic compounds
TNV	thermische Nachverbrennung (genauer: thermische Nachverbrennung mit rekuperativer Abluftvorwärmung)
TRGS	Technische Richtlinien Gefahrstoffe
TSA	temperature swing adsorption, Temperaturwechseladsorption
VDE	Verband der Elektrotechnik, Elektronik und Informationstechnik e. V.
VDI	Verein Deutscher Ingenieure e. V.
VDMA	Verband Deutscher Maschinen- und Anlagenbau
VOC	volatile organic compounds, flüchtige organische Verbindungen
VVOC	very volatile organic compounds

1 Einleitung

1.1 Ausgangssituation

Die thermische Nachverbrennung mit regenerativer Abluftvorwärmung ist ein Verfahren zur Entsorgung von Abgas- bzw. Abluftströmen in denen Schadstoffe, insbesondere brennbare organische Verbindungen, enthalten sind. Der Terminus „Abluft“ wird verwendet, da die Zusammensetzung des Gasstroms welcher der Behandlung zugeführt wird, weitgehend derjenigen von Umgebungsluft entspricht und nur geringe Mengen anderer Komponenten enthalten sind.

Mögliche Einsatzgebiete liegen überall dort, wo brennbare Substanzen (Lösemittel, gasförmige organische und anorganische Komponenten) in Prozessen eingesetzt werden, dort entstehen oder frei werden, für die ein Emissionsgrenzwert einzuhalten ist, und deren Konzentrationen oberhalb dieses Grenzwertes liegen. Insbesondere bei geringen bis mittleren Gehalten an brennbaren Bestandteilen und dementsprechender Verbrennungswärme der Abluft ist das Verfahren prädestiniert, da es sich durch einen vergleichsweise geringen spezifischen Energiebedarf auszeichnet. Dadurch ist es bereits bei geringen Schadstoffanteilen möglich, den Prozess ohne zusätzlichen Brennstoff aufrecht zu erhalten.

Darüber hinaus ist der Prozess weitgehend unempfindlich gegenüber besonderen Spurenstoffen und die Anlagentechnik bei korrekter Ausführung bzw. Betriebsweise robust und langlebig. Aus diesen Gründen haben regenerative Nachverbrennungsanlagen – kurz RNV-Anlagen – etwa seit den 1980er Jahren große Verbreitung in unterschiedlichsten Bereichen gefunden. Synonyme, teilweise herstellereigene Bezeichnungen für dieselbe Technik, sind zum Beispiel „regenerative thermische Oxidation“ (RTO), „thermisch-regenerative Abgasreinigung“ (TRA), „regenerative Verbrennungsanlage“ (RVA), Thermoreaktoren u. v. m.

Grundsätzliches Kennzeichen dieser Anlagen ist, dass ein Brennraum, in dem die Schadstoffe oxidieren, mit Regeneratoren zur Wärmerückgewinnung gekoppelt ist. In Sonderfällen wird auf einen abgegrenzten Brennraum verzichtet, sodass der chemische Umsatz ausschließlich innerhalb der Regeneratoren erfolgt.

Obwohl das Verfahren in der Praxis weit verbreitet ist, sind die thermochemischen Zusammenhänge, welche die Grundlage eines manchmal unerwarteten Betriebsverhaltens bilden, nicht allgemein bekannt. Die Anlagen werden zum großen Teil anhand einfacher Berechnungen und langjähriger praktischer Erfahrungen der Hersteller ausgelegt und geregelt. Zielgerichtete Simulationen des Betriebsverhaltens werden nur in besonderen Einzelfällen und fast ausschließlich bei den größeren Anlagenbauern durchgeführt.

1.2 Zielsetzung

Vor diesem Hintergrund soll diese Arbeit einen Beitrag zum Verständnis des Betriebsverhaltens von thermischen Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung leisten.

Hierzu wird aus den thermodynamischen, fluiddynamischen und chemischen Grundlagen ein vereinfachtes Modell entwickelt. Durch Anwendung der Regenerator-Rekuperator-Analogie und die stationäre Beschreibung als eindimensionales Zellenmodell kann auf Differential-

gleichungen (insbesondere partielle) weitgehend verzichtet werden, sodass die mathematische Formulierung vergleichsweise leicht nachzuvollziehen ist. Ähnliche Berechnungsprogramme lassen sich daher mit fortgeschrittenen Kenntnissen bereits in Tabellenkalkulationen implementieren.

Weiter werden anhand von zahlreichen experimentellen Ergebnissen zum einen das Modell validiert und zum anderen besondere Verhaltensweisen des Systems herausgestellt.

Zusätzlich werden einige Abschätzungsrechnungen zu besonderen Fragestellungen gezeigt.

1.3 Aufbau der Arbeit

Zunächst wird der Stand der Technik geschildert. Hier wird neben der allgemeinen Notwendigkeit der Abgasreinigung kurz auf andere Verfahren eingegangen; verschiedene Bauarten, Schaltungsvarianten und Betriebsweisen der regenerativen Nachverbrennung werden dargestellt.

Anschließend wird eine Zusammenfassung des Standes der Wissenschaft gegeben, wobei der Schwerpunkt auf grundlegende Zusammenhänge und Modelle anderer Autoren gelegt wird.

Nach einer Beschreibung der eingesetzten Technikumsanlage, sowie der angewandten Versuchs- und Auswertungsmethodik wird das entwickelte thermochemische Modell dargestellt, wobei die Grundlagen weiter ausgeführt werden. Danach werden zunächst die Auswirkungen verschiedener Einflussgrößen für einen Referenzfall untersucht. Im Weiteren wird das Modell im Vergleich mit Messdaten validiert und anhand zahlreicher Messreihen das tatsächliche Betriebsverhalten ausführlich analysiert.

Schließlich werden eine kurze Gesamtzusammenfassung und ein Ausblick auf weitere Forschungsfragen gegeben.

Abgerundet wird die Arbeit durch einen ausführlichen Anhang in dem einzelne Aspekte, die zum Erfassen des Gesamtzusammenhangs nicht unmittelbar erforderlich sind, dargestellt werden.

2 Stand des Wissens

Um zum Thema hinzuführen, wird zunächst der Stand des Wissens dargestellt. Der Abschnitt ist geteilt in zwei Unterabsätze, die dem Stand der Technik und dem Stand der Wissenschaft gewidmet sind.

2.1 Stand der Technik

Als Stand der Technik gelten alle Prozesse, Verfahren und Anlagen, die in der Praxis eingesetzt werden und bei kommerziellen Anbietern am Markt erhältlich sind. Der vielzitierte „allgemein anerkannte Stand der Technik“ ist hiervon ein eingeschränkter Teilbereich. Dabei ist maßgeblich, was von Wissenschaft, Fachwelt, Verbänden, Legislative, Administrative usw. mehrheitlich als verfügbares, geeignetes Mittel angesehen wird.

2.1.1 Flüchtige organische Verbindungen (VOC)

Unter flüchtigen organischen Verbindungen (volatile organic compounds, VOC) versteht man im Allgemeinen kohlenstoffhaltige Verbindungen (mit Ausnahme von Kohlenstoffoxiden und anorganischen Carbonaten und Bicarbonaten), die bei niedrigen Temperaturen einen hohen Dampfdruck bzw. niedrige Siedetemperaturen aufweisen.

Über diese allgemeine Charakterisierung hinaus gibt es jedoch verschiedene, zum Teil länderspezifische, Definitionen.

In der 31. BImSchV gilt beispielsweise als VOC *„eine organische Verbindung, die bei 293,15 Kelvin einen Dampfdruck von 0,01 Kilopascal oder mehr hat oder unter den jeweiligen Verwendungsbedingungen eine entsprechende Flüchtigkeit aufweist“* (§2 (11.) 31. BImSchV [8]). Die Richtlinie 2004/42/EG definiert VOC hingegen als *„eine organische Verbindung mit einem Anfangssiedepunkt von höchstens 250°C bei einem Standarddruck von 101,3 kPa“* (Artikel 2, (5.) 2004/42/EG [9]) und die Richtlinie 2001/81/EG als *„jede organische Verbindung, die sich aus menschlicher Tätigkeit ergibt, mit Ausnahme von Methan, die durch Reaktion mit Stickstoffoxiden in Gegenwart von Sonnenlicht photochemische Oxidantien erzeugen kann“* (Artikel 3 (k) 2001/81/EG [10]).

Die WHO unterscheidet je nach Siedepunktsbereich verschiedene Kategorien von flüchtigen organischen Verbindungen [11]:

- very volatile organic compounds (VVOC, Siedepunkt <0°C bis 50...100°C),
- volatile organic compounds (VOC, 50...100°C bis 240...280°C),
- semi-volatile organic compounds (SVOC, 240...260°C bis 380...400°C),
- organic compounds associated with particulate matter or particulate organic matter (POM, Siedepunkt >380°C).

Entsprechend dieser Definitionen umfassen VOC eine Vielzahl chemischer Verbindungen die anthropogenen oder biogenen Ursprungs sein können z. B. Lösemittel, Kältemittel, Brennstoffe, Aromastoffe, Faulgase u. v. m.

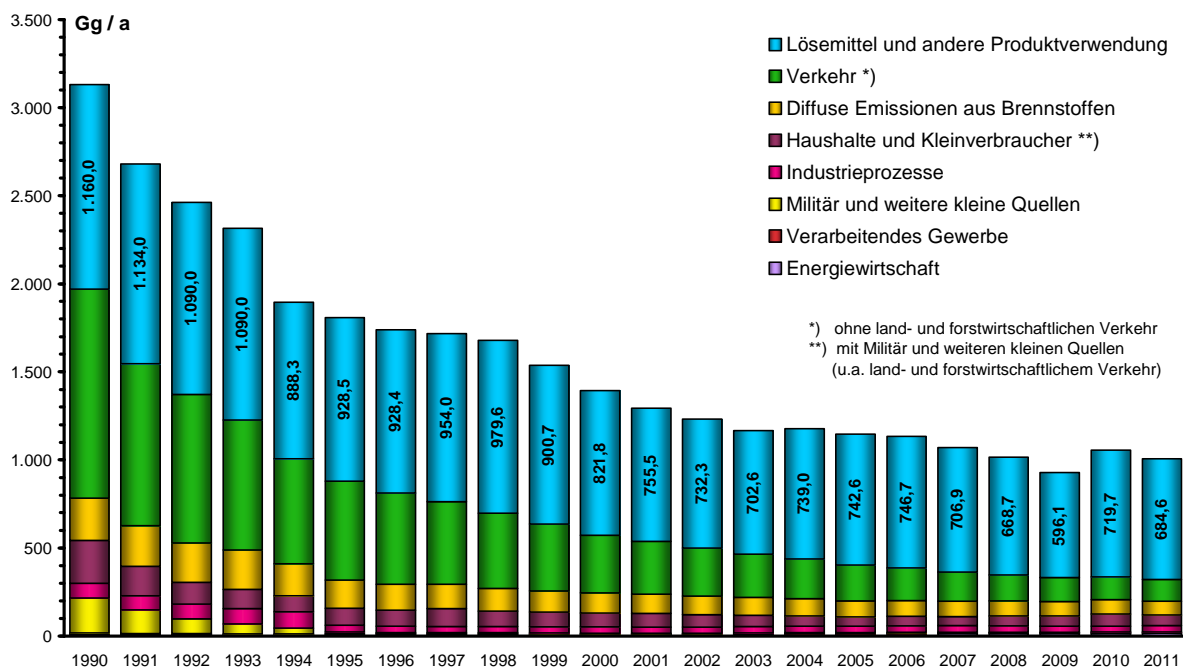
In geringen Konzentrationen sind viele VOC gesundheitlich unbedenklich und ungefährlich. Andererseits gibt es zahlreiche Stoffe, die je nach Konzentration zünd- oder explosionsfähig sind, zu gesundheitlichen Auswirkungen führen können (von Haut- und Schleimhautreizungen über Kopfschmerzen und Übelkeit bis hin zu Krebs) oder als Geruchsbelästigung

empfundener [11, 12]. Außerdem tragen VOC durch Wechselwirkung mit anderen Luftschadstoffen (z. B. Stickoxiden) und Sonnenlicht einerseits zur Bildung von bodennahem Ozon, andererseits zum Abbau der Ozonschicht in der Stratosphäre bei [12, 13].

2.1.2 Emissionsquellen flüchtiger organischer Verbindungen

Abbildung 1 zeigt die zeitliche Entwicklung der jährlichen Emissionen an flüchtigen organischen Verbindungen mit Ausnahme von Methan (sog. NMVOC, non-methane volatile organic compounds) in der Bundesrepublik Deutschland für den Zeitraum von 1990 bis zum Jahr 2011 aufgeschlüsselt nach Quellkategorien. Zusätzlich sind in Tabelle 1 die Absolutwerte am Anfang und am Ende des Betrachtungszeitraums, sowie die prozentualen Änderungen gegenüber dem Jahr 1990 genannt.

Demnach konnte die Gesamtemission von 3.131 Tausend Tonnen (Gg) auf 1.006 Gg gesenkt werden. Dies entspricht insgesamt einer Minderung um fast 68%. Die in der 39. BImSchV [14] zur Umsetzung der Richtlinien 2008/50/EG, 2004/107/EG und 2001/81/EG [10, 15, 16] festgelegte Emissionshöchstmenge von 995 Gg/a ist somit nahezu erreicht.



Quelle: Umweltbundesamt, Nationale Trendtabellen für die deutsche Berichterstattung atmosphärischer Emissionen seit 1990, Emissionsentwicklung 1990-2011 (Stand 15.04.2013)

Abbildung 1: Emissionen flüchtiger organischer Verbindungen (ohne Methan) [17]

Diese Entwicklung ist zum Großteil auf den Verkehrssektor zurückzuführen, in dem 1.065 Gg an NMVOC vermieden wurden. Die größte prozentuale Veränderung von -99% wurde bei Militär und Kleinverbrauchern erzielt. Der Ausstoß von Haushalten und Kleinverbrauchern konnte um 75% gesenkt und diffuse Emissionen aus Brennstoffen um 67% reduziert werden. Auch in Industrieprozessen wurde eine erhebliche Minderung von 57% erreicht. Die Energiewirtschaft liefert mit 15 Gg, zwar nur einen geringen Beitrag zu den Gesamtemissionen, allerdings hat hier die Fracht um 78% zugenommen.

Im Gegensatz zu den hohen Minderungsraten der anderen Hauptemittenten wurde im Bereich Lösungsmittel und andere Produktverwendung nur eine vergleichsweise geringe Reduktion um 41% erreicht. Wenngleich mit 475 Gg absolut gesehen mehr NMVOC

vermieden wurden als bei Haushalten, Militär, Industrie und Gewerbe zusammen, ist doch erkennbar, dass vor allem in diesem Sektor weitere Anstrengungen erforderlich sind, wenn die Emissionen flüchtiger organischer Verbindungen weiter reduziert werden sollen.

Tabelle 1: Vergleich der NMVOC-Emissionen in den Jahren 1990 und 2011 [17]

Kategorie	1990	2011	Minderung
Verkehr *)	1.188,2	123,4	-89,6%
Lösemittel und andere Produktverwendung	1.160,0	684,6	-41,0%
Haushalte und Kleinverbraucher **)	243,2	60,9	-75,0%
Diffuse Emissionen aus Brennstoffen	240,9	79,1	-67,2%
Militär und weitere kleine Quellen	198,8	2,4	-98,8%
Industrieprozesse	82,3	35,2	-57,2%
Verarbeitendes Gewerbe	8,6	5,5	-36,0%
Energiewirtschaft	8,6	15,3	+77,9%
Gesamt	3.130,6	1.006,4	-67,9%

*) ohne land- und forstwirtschaftlichen Verkehr

**) mit Militär und weiteren kleinen Quellen (u.a. land- und forstwirtschaftlichem Verkehr)

2.1.3 Gesetzliche Anforderungen

Nach §4 des Arbeitsschutzgesetzes ist „Arbeit (...) so zu gestalten, dass eine Gefährdung für Leben und Gesundheit möglichst vermieden und die verbleibende Gefährdung möglichst gering gehalten wird“ [18]. In §5 (3) 2. sind „physikalische, chemische und biologische Einwirkungen“ explizit als besondere Gefährdungen genannt. Diese allgemeinen Anforderungen werden durch die Verordnung über Arbeitsstätten unter anderem dadurch konkretisiert, dass „In umschlossenen Arbeitsräumen (...) ausreichend gesundheitlich zuträgliche Atemluft vorhanden sein“ muss (ArbStättV, Abs. 3.6 (1) [19]).

Hieraus ergibt sich für Arbeitgeber die grundsätzliche Pflicht, gesundheitsgefährdende Stoffe aus dem Umfeld der Arbeitnehmer zu entfernen und für ausreichende Belüftung zu sorgen.

Gemäß der Arbeitsstättenrichtlinie ASR A3.6, die besondere Anforderungen an die Lüftung von Arbeitsstätten ausführt, gilt (Abs. 4.1 (3) [20]) „Für Maßnahmen zur Beseitigung von Lasten (...) folgende Rangfolge

1. Last vermeiden
2. Last minimieren
3. Quelle kapseln
4. Last quellennah abführen“.

Aus dem ArbSchG ergibt sich für Arbeitgeber außerdem die Pflicht „eine Beurteilung der für die Beschäftigten mit ihrer Arbeit verbundenen Gefährdung“ durchzuführen (§5 (1) ArbSchG [18]). Dazu ist laut der Verordnung zum Schutz vor Gefahrstoffen auch zu prüfen „ob die Beschäftigten Tätigkeiten mit Gefahrstoffen ausüben oder ob bei Tätigkeiten Gefahrstoffe entstehen oder freigesetzt werden können“ (§6 (1) GefStoffV [21]). Ist dies der Fall sind die Arbeitsplatzgrenzwerte und biologischen Grenzwerte (§2 (6)+(7) GefStoffV) einzuhalten (§7 (8) GefStoffV).

Die Arbeitsplatzgrenzwerte und biologischen Grenzwerte sind als Technische Regeln für Gefahrstoffe festgeschrieben (TRGS 900 [22], TRGS 903 [23]) und dort für zahlreiche organische Verbindungen spezifiziert.

Durch die Pflicht bestimmte Grenzwerte am Arbeitsplatz einzuhalten, entsteht die Notwendigkeit der Quellenabsaugung, was zu schadstoffbelasteten Abluftströmen führt. Auch technische Gründe (Explosionsschutz, Produktqualität, etc.) können das Abführen von Produktionsabgasen erforderlich machen. Die Abluftströme werden außerhalb der Arbeitsstätte an die Umgebung abgegeben und stellen somit Emissionsquellen dar. Diese müssen ebenfalls rechtliche Anforderungen erfüllen, sodass unter Umständen sekundäre Emissionsminderungsmaßnahmen notwendig sind.

Die rechtliche Grundlage aller Verfahren zur Minderung von Emissionen ist auf nationaler Ebene das Bundes-Immissionsschutzgesetz (BImSchG), dessen Zweck es *ist „...Menschen, Tiere und Pflanzen, den Boden, das Wasser, die Atmosphäre sowie Kultur- und sonstige Sachgüter vor schädlichen Umwelteinwirkungen zu schützen und dem Entstehen schädlicher Umwelteinwirkungen vorzubeugen“* [24]. Im Bereich stationärer verfahrenstechnischer Emissionsquellen (Fahrzeuge, Straßenbau u. Ä. ausgenommen) regelt es zum Beispiel die Genehmigung, Errichtung, Betrieb und Beschaffenheit von Anlagen, Überwachung der Luftqualität, Betreiberpflichten usw.

Von besonderer Bedeutung im BImSchG ist der Stand der Technik, denn gemäß § 22 sind *„Nicht genehmigungsbedürftige Anlagen (...) so zu errichten und zu betreiben, dass (...) schädliche Umwelteinwirkungen verhindert werden, die nach dem Stand der Technik vermeidbar sind“*. Auch *„Genehmigungsbedürftige Anlagen sind so zu errichten und zu betreiben, dass (...) Vorsorge gegen schädliche Umwelteinwirkungen (...) getroffen wird, insbesondere durch die dem Stand der Technik entsprechenden Maßnahmen“* (§ 5).

Dem BImSchG untergeordnet sind mehrere Bundes-Immissionsschutzverordnungen (BImSchV) die besondere Anforderungen, Verfahrensweisen u. Ä. für bestimmte Bereiche regeln. So zum Beispiel die „Kleinfeuerungsanlagenverordnung“ (1. BImSchV [25]), die „Verordnung über genehmigungsbedürftige Anlagen“ (4. BImSchV [26]), die „Verordnung über Anlagen zur biologischen Behandlung von Abfällen“ (30. BImSchV [27]) oder die „Verordnung zur Begrenzung der Emissionen flüchtiger organischer Verbindungen bei der Verwendung organischer Lösemittel in bestimmten Anlagen“ (31. BImSchV [8]).

Eine weitere Quelle nationalen Rechts ist die Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft (TA-Luft) [28]. Wenngleich diese als Verwaltungsvorschrift nicht den Charakter eines Gesetzes hat, fließt sie doch häufig in die Rechtsprechung ein, da davon ausgegangen wird, dass sie den allgemein anerkannten Stand der Technik beschreibt. In ihr sind, neben allgemeinen Regularien wie Einzelheiten des Genehmigungsverfahrens und Anforderungen zum Schutz vor schädlichen Umwelteinwirkungen, insbesondere die einzuhaltenden Emissionsgrenzwerte sowie die Verfahren zu deren Nachweis enthalten.

Auch deutsche, europäische und internationale Normen (DIN, EN, ISO), sowie technische Richtlinien von Organisationen und Verbänden (VDI, VDE, VDMA) fließen in die Rechtsprechung ein, da diese ebenfalls den Stand der Technik dokumentieren und sich insbesondere gerichtlich bestellte Gutachter oftmals auf diese Richtlinien beziehen.

Um die Umwelt vor schädlichen Immissionen zu schützen, sind die rechtlichen Anforderungen meist in Form von Emissionsgrenzwerten festgeschrieben. Eine Zusammenstellung solcher Grenzwerte für verschiedene Schadstoffe findet sich in Tabelle 2.

Tabelle 2: Zusammenstellung von Emissionsgrenzwerten

Stoffklasse Unterklasse Sonderregelungen	Beispiele	Konzentration		Massenstrom		Quelle	Abschnitt	Bem.
		Einheit	Wert	Einheit	Wert			
Gasförmige organische Stoffe (C_{ges})								
Organische Stoffe		mg/m ³	50	kg/h	0,50	TA-Luft 2002	5.2.5	
Organische Stoffe Klasse I	Anilin, Formaldehyd, Nitrobenzol, Nitrotoluole	mg/m ³	20	kg/h	0,10	TA-Luft 2002	5.2.5	
Organische Stoffe Klasse II	Dichlorethan, Essigsäure, Nitromethan	g/m ³	0,10	kg/h	0,50	TA-Luft 2002	5.2.5	
Anlagen zur mechanischen Behandlung von gemischten Siedlungsabfällen und ähnlich zusammengesetzten Abfällen		mg/m ³	20	-	-	TA-Luft 2002	5.4.8.11.1	
Verwendung leichtflüchtiger halogener organischer Lösemittel in Oberflächenbehandlungs-, Chemischreinigungs-, Textilausrüstungs- und Extraktionsanlagen		mg/m ³	20	-	-	2. BImSchV 1990	§3 (2)	
Anlagen zur Feuerbestattung		mg/m ³	20	-	-	27. BImSchV 1997	§4 2.	
Anlagen zur biologischen Behandlung von Abfällen		mg/m ³	40	g/Mg	55	30. BImSchV 2001	§6	
Verwendung organischer Lösemittel in bestimmten Anlagen		mg/m ³	20	g/h	100	31. BImSchV 2001	§3 (3) 2.	
Röstkaffee produzierende Industrie - Anlagen mit einer Tagesproduktion von mindestens 0,5 Tonnen Röstkaffee (wenn C _{ges} > 25 mg/m ³)	Formaldehyd	mg/m ³	20	-	-	VDI 3892, 2003	3	
Gasförmige anorganische Stoffe (CO, NO_x, SO_x)								
Gasförmige anorganische Stoffe Klasse I	Arsenwasserstoff, Chlorcyan, Phosgen, Phosphorwasserstoff	mg/m ³	0,5	g/h	2,5	TA-Luft 2002	5.2.4	
Gasförmige anorganische Stoffe Klasse II	gasf. Brom- und Fluor-Verbindungen, Chlor, Cyanwasserstoff, Schwefelwasserstoff	mg/m ³	3	g/h	15	TA-Luft 2002	5.2.4	
Gasförmige anorganische Stoffe Klasse III	Ammoniak, gasf. anorg. Chlor-Verbindungen	mg/m ³	30	kg/h	0,15	TA-Luft 2002	5.2.4	
Gasförmige anorganische Stoffe Klasse IV	Schwefeloxide, Stickoxide	g/m ³	0,35	kg/h	1,8	TA-Luft 2002	5.2.4	
bei thermischen und katalytischen Nachverbrennungseinrichtungen	CO, NO _x	g/m ³	0,1	-	-	TA-Luft 2002	5.2.4	
bei erheblichen Gehalten von Stickstoffverbindungen in der Abluft	NO _x	g/m ³	0,35	kg/h	1,8	TA-Luft 2002	5.2.4	
Anlagen zum Rösten oder Mahlen von Kaffee oder Abpacken von gemahltem Kaffee (außer Altanlagen < 250 kg/h)		g/m ³	0,35	kg/h	1,8	TA-Luft 2002	5.4.7.29.1 (1)	
Anlagen zum Rösten von Kaffee-Ersatzprodukten, Getreide, Kakaobohnen oder Nüssen (außer Altanlagen < 250 kg/h)		g/m ³	0,35	kg/h	1,8	TA-Luft 2002	5.4.7.30.1 (1,2)	
Anlagen zur mechanischen Behandlung von gemischten Siedlungsabfällen und ähnlich zusammengesetzten Abfällen		mg/m ³	20	kg/h	0,1	TA-Luft 2002	5.2.4	
Anlagen zur Feuerbestattung		mg/m ³	50	kg/h	0,1	27. BImSchV 1997	§4 1.	
Anlagen zur biologischen Behandlung von Abfällen		-	-	g/Mg	100	30. BImSchV 2001	§6	
Karzinogene, mutagene, hochtoxische Stoffe								
Krebserzeugende Stoffe Klasse I	Arsen- und Cadmiumverbindungen	mg/m ³	0,05	g/h	0,15	TA-Luft 2002	5.2.7.1.1	
Krebserzeugende Stoffe Klasse II	Acrylamid, Acrylnitril, Dinitrotoluole	mg/m ³	0,5	g/h	1,5	TA-Luft 2002	5.2.7.1.1	
Krebserzeugende Stoffe Klasse III	Benzol, Butadien, Dichlorethan	mg/m ³	1	g/h	2,5	TA-Luft 2002	5.2.7.1.1	
Fasern								
- Asbestfasern	Chrysotil, Krokydolith, Amosit	Fasern/m ³	1*10 ⁴	-	-	TA-Luft 2002	5.2.7.1.1	
- biopersistente Keramikfasern	Aluminiumsilicat, Aluminiumoxid	Fasern/m ³	1,5*10 ⁴	-	-	TA-Luft 2002	5.2.7.1.1	
- biopersistente Mineralfasern	Attapulgit, Dawsonit	Fasern/m ³	5*10 ⁴	-	-	TA-Luft 2002	5.2.7.1.1	
erbgutverändernde Stoffe		mg/m ³	0,05	g/h	0,15	TA-Luft 2002	5.2.7.1.2 (1)	
Verwendung leichtflüchtiger halogener organischer Lösemittel in Oberflächenbehandlungs-, Chemischreinigungs-, Textilausrüstungs- und Extraktionsanlagen (krebserzeugende, erbgutverändernde oder fortpflanzungsfördernde Stoffe)		mg/m ³	2	g/h	5	2. BImSchV 1990	§3 (2)	
Schwer abbaubare, leicht anreicherbare und hochtoxische organische Stoffe	Dioxine, Furane	ng/m ³	0,1	µg/h	0,25	TA-Luft 2002	5.2.7.2 (3)	
Geruch								
Geruchsintensive Stoffe		-	-	-	-	TA-Luft 2002	5.2.8	(2)
Anlagen zur biologischen Behandlung von Abfällen		GE/m ³	500	-	-	30. BImSchV 2001	§6	
Staub								
Gesamstaub, einschließlich Feinstaub		mg/m ³	20	kg/h	0,20	TA-Luft 2002	5.2.1	
Staubförmige anorganische Stoffe Klasse I	Quecksilber-, Thallium-Verbindungen	mg/m ³	0,05	g/h	0,25	TA-Luft 2002	5.2.2	
Staubförmige anorganische Stoffe Klasse II	Blei-, Kobalt-, Nickel-, Selen-, Tellur-Verbindungen	mg/m ³	0,5	g/h	2,5	TA-Luft 2002	5.2.2	
Staubförmige anorganische Stoffe Klasse III	Antimon-, Chrom-, Kupfer-, Mangan-, Vanadium-, Zinn-Verbindungen, Cyanide, Fluoride	mg/m ³	1	g/h	5	TA-Luft 2002	5.2.2	
Anlagen zur Feuerbestattung		mg/m ³	10	-	-	27. BImSchV 1997	§4 2.	
Anlagen zur mechanischen Behandlung von gemischten Siedlungsabfällen und ähnlich zusammengesetzten Abfällen		mg/m ³	10	-	-	TA-Luft 2002	5.4.8.11.1	
Anlagen zur biologischen Behandlung von Abfällen		mg/m ³	30	-	-	30. BImSchV 2001	§6	

(1) anzustreben
 (2) Stand der Technik ist auszuschöpfen
 (3) Mindestanforderung

Die Festlegung und Überwachung der Grenzwerte obliegt den zuständigen Behörden (i. d. R. Gewerbeaufsicht), wobei sie nicht an die in primären Rechtsquellen genannten Werte gebunden sind. So kann zum Beispiel der C_{ges} -Grenzwert von 20 mg/m_N^3 aus der 27. BImSchV (Anlagen zur Feuerbestattung [29]) auch auf die Lebensmittelproduktion (z. B. Kaffeeröstung) angewandt werden, obwohl dort eigentlich der allgemeine Grenzwert von 50 mg/m_N^3 anzusetzen wäre. Dabei wird meist mit der allgemeinen Minimierungspflicht und dem Stand der Technik (vgl. §5 u. § 22 BImSchG) argumentiert. Daher bestimmt letztlich der Bescheid der Behörde darüber, welche Emissionswerte im Einzelfall einzuhalten sind.

2.1.4 Maßnahmen zum Vermeiden und Vermindern von Emissionen

Grundsätzlich haben integrierte Maßnahmen zum Vermeiden und Vermindern von Emissionen Vorrang gegenüber Sekundärmaßnahmen zur Abgasreinigung [24, 28].

Als Primärmaßnahmen können beispielhaft folgende Schritte genannt werden

- Verminderung der Emissionskonzentration und der Abgasströme,
 - Vermeiden von Roh- und Einsatzstoffen, Hilfs- und Betriebsmitteln, die schädliche Emissionen verursachen,
 - Produktoptimierung,
 - Lacke auf Wasserbasis statt lösemittelhaltiger Farben,
 - Vermeiden der Entstehung oder Freisetzung schädlicher Emissionen,
 - verbesserte Prozessführung,
 - Vermeiden von Produktionsschritten,
 - Vermeiden diffuser Emissionen,
 - nur Mindestmengen vor Ort vorhalten,
 - Gebinde verschließen,
 - Anlagen abdichten,
 - Reduktion der Zahl von Emissionsquellen,
 - Emittenten zentral lagern,
 - Quellen absaugen,
 - Verbessertes Luftmanagement,
 - hydraulischer Abgleich,
 - Volumenstromregelung,
- Vergleichmäßigen der Emissionskonzentration,
 - Optimieren von Produktions- und Maschinentakten,
 - Verbessertes Luftmanagement,
 - Glätten von Emissionsspitzen z. B. durch Adsorption.

Selbst wenn sich durch Anwendung solcher Maßnahmen die primäre Schadstofffracht nicht merklich reduzieren lässt, kann die konsequente Umsetzung zur Minderung von Sekundär- und Tertiäremissionen beitragen, da die eingesetzten Sekundärmaßnahmen u. U. kleiner dimensioniert werden können und im Betrieb gleichmäßiger belastet werden.

2.1.5 Abgasreinigungsverfahren

Sind Primärmaßnahmen nicht oder nicht wirtschaftlich umsetzbar müssen geeignete Sekundärmaßnahmen eingesetzt werden.

Hier werden im Folgenden nur Verfahren zur Behandlung flüchtiger organischer und anorganischer Verbindungen betrachtet, die im produzierenden und weiterverarbeitenden Gewerbe eingesetzt werden. Verfahren zur Reinigung von Abgasen aus der motorischen Verbrennung oder aus Kraftwerken werden nicht beschrieben. Ebenso wenig wird auf Verfahren zur Minderung staubförmiger Emissionen eingegangen.

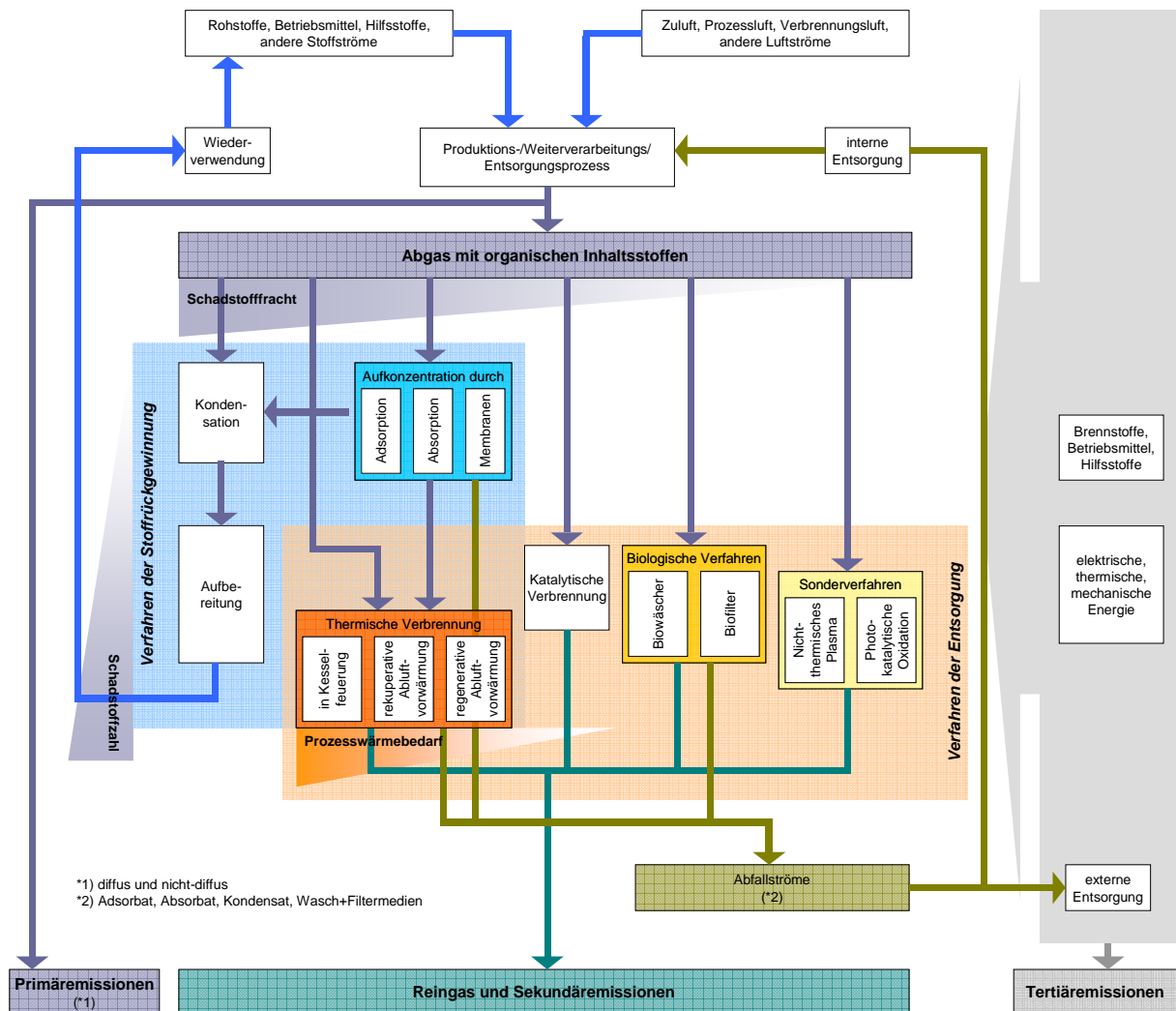


Abbildung 2: Übersicht über Abgasreinigungsverfahren

Einen Überblick über weit verbreitete Abgasreinigungsverfahren bietet Abbildung 2. Demnach lassen sich diese grob in Verfahren der Entsorgung und Verfahren der Stoffrückgewinnung unterteilen.

2.1.5.1 Verfahren der Stoffrückgewinnung

Grundsätzlich wären Rückgewinnungsverfahren gegenüber Entsorgungsverfahren zu favorisieren, weil die abgeschiedenen organischen Kondensate (vor allem Lösemittel) wieder im Produktionsprozess eingesetzt werden können. Allerdings laufen diese Verfahren stets auf eine Kondensation mit anschließender Wiederaufbereitung hinaus.

Die Kondensation hat neben dem energetischen Aufwand den Nachteil, dass entsprechend der Dampfdrücke der Schadstoffe und dem stoff-, temperatur- und druckabhängigen Dampf-Flüssigkeits-Gleichgewicht immer ein gewisser Anteil der Schadstoffe gasförmig in der Abluft verbleibt [30, 31]. Unter Umständen kann daher eine zusätzliche Reinigungsstufe notwendig sein, um die Grenzwerte einzuhalten.

Der Aufwand für die Stofftrennung nimmt mit steigender Anzahl von Komponenten im Kondensat überproportional zu. Deshalb ist eine lokale und sortenreine Aufbereitung mit vertretbarem Aufwand nur möglich, wenn wenige und gut trennbare Schadstoffe in der Abluft enthalten sind. Eine zentralisierte Aufbereitung komplexer Stoffgemische ist zwar grundsätzlich denkbar, allerdings existieren hierfür bisher kaum Verwertungswege und wirtschaftliche Vorteile sind nur in Ausnahmefällen zu erwarten.

Stoffrückgewinnungsverfahren werden daher nur dort eingesetzt, wo sich hohe Massenströme teurer Lösemittel mit geringem Aufwand rezyklieren lassen.

Durch eine vorgeschaltete Stufe zur Aufkonzentration der Abluft z. B. durch Adsorption [32–41], Absorption [42–44] oder Membranen [45] lässt sich zwar die Kondensationsstufe kleiner dimensionieren, die grundsätzliche Problematik bleibt jedoch erhalten.

2.1.5.2 Verfahren der Entsorgung

Da Verfahren der Stoffrückgewinnung nur in Einzelfällen wirtschaftlich umsetzbar sind, werden überwiegend Verfahren der Entsorgung eingesetzt. Bei diesen werden die Schadstoffe oxidiert und weitestgehend in die unschädlichen Verbindungen Kohlendioxid und Wasser umgewandelt, welche dann in die Umgebung eingeleitet werden.

Die bestehenden Verfahren kann man nach Art der Oxidation klassifizieren in

- thermische Nachverbrennung,
- katalytische Nachverbrennung,
- biologische Verfahren, sowie
- Sonderverfahren.

Bestimmte Mikroorganismen sind in der Lage, organische Stoffe in ihren Metabolismus zu integrieren und diese als Nahrungsquelle zu nutzen. Die biologischen Verfahren, zu nennen sind Biofilter und Biowäscher, könnten daher auch als biologische Nachverbrennung bezeichnet werden, denn die Schadstoffe werden durch biochemische Reaktionen innerhalb der Organismen abgebaut. Dieser Begriff ist allerdings nicht gebräuchlich.

Beim Biofilter [46–49] siedeln die Mikroorganismen auf einem natürlichen Substrat aus Kompost, Holzhackschnitzeln, Torf oder Reisig, beim Biowäscher [50, 51] innerhalb eines mit Wasser gefüllten Bioreaktors. Biorieselbettreaktoren [52, 53] arbeiten nach ähnlichem Prinzip wie Biowäscher, allerdings wird bei diesen das Wasser permanent umgewälzt und über strukturierte Packungen o. Ä. geleitet. Weil die Organismen die Stoffe nur aus wässrigen Lösungen heraus aufnehmen können, wird dem Biofilter ein Wäscher vorgeschaltet, der die Abluft mit Feuchtigkeit sättigt und ggf. gleichzeitig zur Abscheidung von Ammoniak eingesetzt werden kann.

Das Anwendungsgebiet biologischer Verfahren ist begrenzt, weil die Schadstoffe gut wasserlöslich und in ausreichendem Maße biologisch abbaubar sein müssen [54]. Auch

reagieren die Organismen empfindlich auf Beladungs-, Zusammensetzungs- und Temperaturschwankungen und können durch manche Stoffe vergiftet werden. Bei großen Abluftströmen mit geringer gleichbleibender Beladung haben sich Bioverfahren jedoch gut bewährt [55].

Vorteilhaft ist der geringe Energiebedarf, da aufgrund der niedrigen Betriebstemperatur von ca. 30°C [56] wenig Wärme benötigt wird. Bei Biofiltern ist wegen der geringen Schütthöhen und Strömungsgeschwindigkeiten zudem der Druckverlust vergleichsweise gering, was zu einem niedrigen Bedarf an elektrischer Energie beiträgt.

Neben den Verfahren der thermischen und katalytischen Nachverbrennung, die im folgenden Abschnitt ausführlich beschrieben werden, existieren einige Sonderverfahren, welche überwiegend bei geringen Schadstoffkonzentrationen und kleinen Abluftvolumenströmen (z. B. zur Geruchsbeseitigung) Anwendung finden.

Bei Plasmaverfahren werden mit Hilfe von Hochspannung ionisierte Gase generiert, die mit der Abluft und ihren Inhaltsstoffen wechselwirken und zur Bildung von Radikalen führen. Der eigentliche Schadstoffabbau erfolgt dann durch Reaktionen zwischen diesen Radikalen, den Schadstoffen und den Reaktionszwischenprodukten [57–59]. Von den Plasmageneratoren kann in erheblichem Maße Ozon gebildet werden, das zwar innerhalb des Prozesses zur Oxidation der Schadstoffe beiträgt, aber einen Sekundärschadstoff darstellt, wenn es die Anlagen verlässt [60]. Daher wird häufig ein Oxidationskatalysator nachgeschaltet der überschüssiges Ozon entfernt und zur Oxidation der Schadstoffe beiträgt [61–63]. Der zunehmenden Verbreitung dieser Verfahren soll durch Einführung einer VDI-Richtlinie Rechnung getragen werden, die sich derzeit im Entwurf befindet [64].

Die photokatalytische Oxidation basiert auf einer Anregung der heterogen-katalytischen Reaktionen durch ultraviolettes Licht [65–68]. Sie ist ebenso wie Plasmaverfahren vor allem bei geringen Konzentrationen (bis wenige Hundert ppm) geeignet.

2.1.6 Nachverbrenungsverfahren

Diese Verfahren sind u. a. in [69–75] ausführlich beschrieben.

Kennzeichen der Nachverbrenungsverfahren ist, dass die Schadstoffe bei höheren Temperaturen umgesetzt werden. Um die Abluft bis auf Oxidationstemperatur aufzuheizen, wird daher im Vergleich zu den anderen Verfahren mehr Energie benötigt. Reicht die Verbrenungsenthalpie der Schadstoffe hierzu nicht aus, muss zusätzlich Energie zugeführt werden. Dies wird meist durch Stützbrenner oder direkte Eindüsung von Brennstoff in die Abluft bzw. den Brennraum realisiert. Einige Anlagen verfügen über elektrische Heizregister, die aber in der Regel nur im Anfahrbetrieb verwendet werden [76].

Aufgrund des hohen Temperaturniveaus ist es sinnvoll, den Enthalpiestrom des heißen Reingases vor Abgabe in die Umgebung so weit wie möglich bzw. wirtschaftlich sinnvoll zu nutzen. Dies kann innerhalb oder außerhalb der Anlagen erfolgen und auf direktem oder indirektem Wege realisiert werden.

Bei der internen Nutzung wird der Reingasenthalpiestrom innerhalb des Abgasreinigungsprozesses verwendet, zum Beispiel zum Vorwärmen der Abluft. Bei externer Verwendung dient das Reingas zum Beheizen von anderen Anlagen, Prozessen, Gebäuden und so weiter.

Eine direkte Beheizung liegt vor, wenn das Reingas selbst als Wärmeträger verwendet wird. Sie kann überall da eingesetzt werden, wo ohnehin ein Heißluftstrom zum Beheizen benötigt wird und die Reingasbestandteile (Reaktionsprodukte und geringe Mengen unverbrannter Schadstoffe) keine Verunreinigung des Produktes verursachen oder diese in Kauf genommen werden können (z. B. bei Trocknungsprozessen).

Im Gegensatz dazu wird bei der indirekten Nutzung ein zusätzlicher Wärmeträger verwendet (z. B. Prozessdampf oder Thermalöl). Diese Wärmeträger haben den Vorteil, dass sie sich mit weniger Aufwand transportieren und speichern lassen und flexibler einsetzbar sind. Auch bei möglichen Kontaminationen des Produktes durch Reingasbestandteile kann nur indirekt beheizt werden.

Die Nachverbrenungsverfahren (vgl. Abbildung 3) lassen sich nach der Größe des vorhandenen Prozesswärmebedarfes und der Art der Abluftvorwärmung klassifizieren.

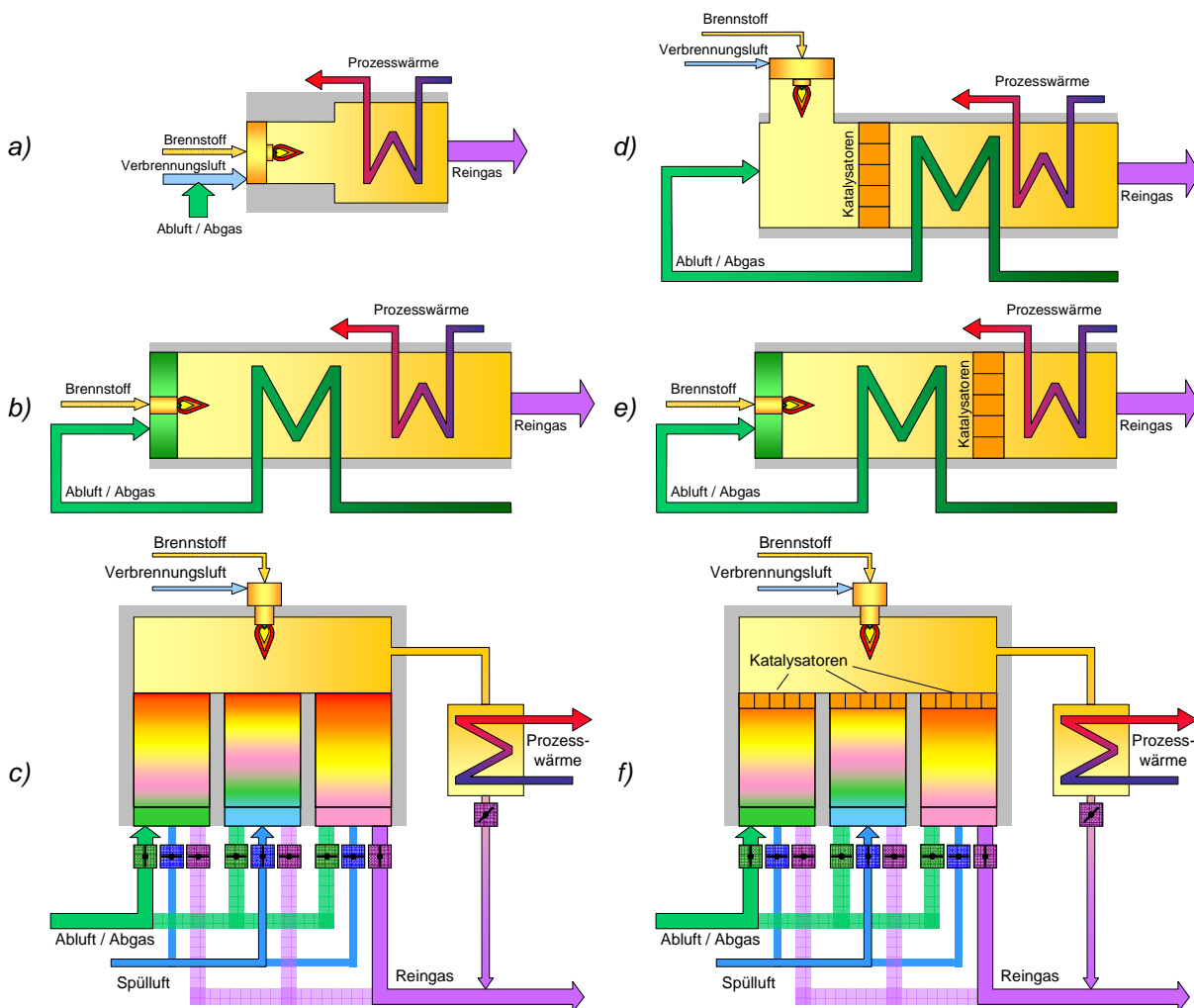


Abbildung 3: Verfahren der thermischen und katalytischen Nachverbrenung: (a) Kesselfeuerung; (b) TNV; (c) RNV; (d) KNV; (e) KTNV; (f) KRVN

Besteht am Ort der Emissionsquelle ein sehr hoher Prozesswärmebedarf, wird dieser oft durch eine Kesselfeuerung gedeckt. Insofern ist es naheliegend der Feuerung statt Umgebungsluft Abluft als Verbrennungsluft zuzuführen, und sie so gleichzeitig zur Abgasreinigung zu verwenden (a). Allerdings ist zu beachten, dass hierbei nicht wesentlich mehr Abluft entsorgt werden kann, als im jeweiligen Lastzustand für die Verbrennung nötig ist.

Insofern spielt die Gleichzeitigkeit von Prozesswärmebedarf und Abluftentstehung eine wichtige Rolle. Weiter muss der installierte Brenner für die Einleitung von Abluft geeignet sein oder durch einen solchen ersetzt werden. Eventuell kann durch einen Austausch – je nach Bauart des Brenners und der Feuerung – außerdem die Menge der zuführbaren Abluft vergrößert werden, ohne dass der Ausbrand verschlechtert wird. Der größte Vorteil besteht jedoch darin, dass keine separate Abgasreinigung benötigt wird und keine zusätzliche Emissionsquelle entsteht.

Wenn zwar ein hoher Bedarf an Prozesswärme besteht, aber die vorhandene Feuerung nicht für Abgasreinigungszwecke genutzt werden kann, ist es sinnvoll, eine thermische Nachverbrennung (TNV) einzusetzen und diese in den Prozesswärmekreislauf zu integrieren (b). Die TNV kann somit die Grundlast decken, wobei gleichzeitig die Verbrennungsenthalpie der Schadstoffe genutzt wird.

Grundsätzlich bestehen TNV-Anlagen aus einer Brennkammer, in welche die Abluft eingeleitet wird, und einem Brenner, der die Betriebstemperatur von etwa 750°C aufrecht erhält.

Da in der Regel nicht die gesamte nutzbare Reingasenthalpie dauerhaft als Prozesswärme abgeführt werden kann, wird meist ein Wärmeübertrager zur Abluftvorwärmung installiert, was den Brennstoffbedarf verringert. Eingesetzt werden hierzu Rekuperatoren, üblicherweise in Form von Rohrbündelwärmeübertragern, die je nach Baugröße einen Wirkungsgrad von etwa 40% bis 60% aufweisen.

Besteht im Verhältnis zum Reingasenthalpiestrom in der Brennkammer nur ein geringer Wärmebedarf oder weist der Bedarf sehr starke zeitliche Schwankungen auf, werden meist thermische Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung (RNV) eingesetzt (c). Das grundsätzliche Funktionsprinzip unterscheidet sich zu TNV-Anlagen lediglich dadurch, dass zur Abluftvorwärmung Regeneratoren eingesetzt werden, die einen deutlich höheren Wirkungsgrad besitzen. Aus Gründen auf die noch eingegangen wird, erfordern RNV-Anlagen etwas höhere Betriebstemperaturen im Bereich von 850°C. Auch bei diesem Verfahren kann Prozesswärme abgeführt werden, wozu meist ein Teilstrom des Heißgases aus dem Brennraum herausgeführt wird. Das Verfahren wird im Folgeabsatz ausführlich beschrieben, weshalb an dieser Stelle auf weitere Erläuterungen verzichtet werden kann.

Bei der katalytischen Nachverbrennung (KNV) läuft die Oxidation, bedingt durch die Absenkung der Aktivierungsenergien der chemischen Reaktionen, bereits bei Temperaturen im Bereich von ca. 300°C bis 600°C ab. Die Abluft wird durch einen Erhitzer auf die Anspringtemperatur des Katalysators erwärmt und diesem zugeleitet (d). Bei niedrigen Betriebstemperaturen erfolgt der Umsatz der Schadstoffe fast ausschließlich im Katalysator. Eine geringfügige Teiloxidation kann zwar bei brennerbeheizten Systemen auch innerhalb der Brennerflamme auftreten, allerdings ist dies meist vernachlässigbar.

Zum Einsatz kommen Katalysatoren in Form von Pellets oder Wabenkörpern, die entweder mit katalytisch aktiven Substanzen beschichtet sind (wash-coat) oder vollständig aus diesen bestehen (Vollkontakt). Als katalytisch aktive Stoffe werden üblicherweise Edelmetalle (Platin, Palladium, Rhodium) oder Mischoxide (Perowskite) verwendet.

Katalysatoren können durch verschiedene Mechanismen deaktiviert werden. Eine thermische Deaktivierung findet statt, wenn die Katalysatortemperatur die maximale

Anwendungstemperatur überschreitet. Dabei verändert sich die Katalysatorstruktur, wodurch sich die aktive Oberfläche verkleinert.

Chemische oder physikalische Deaktivierung liegt vor, wenn sich Inhaltsstoffe der Abluft oder deren Reaktionsprodukte irreversibel mit den katalytischen Substanzen oder der Trägeroberfläche verbinden oder diese belegen. Stoffe die dies verursachen werden als Katalysatorgifte bezeichnet. Häufig sind dies Schwefel-, Chlor- und Siliziumverbindungen.

Durch mechanische Einwirkungen kann die katalytische Beschichtung abgelöst werden. Deshalb sollten Katalysatoren nicht eingesetzt werden, wenn abrasive Stäube in der Abluft enthalten sind, und nicht mit Druckluft o. Ä. gereinigt werden.

Aufgrund der verschiedenen Mechanismen ist vor dem Einsatz eines Katalysators immer zu prüfen, ob Randbedingungen vorliegen, welche die Deaktivierung begünstigen. Dies wird meist durch entsprechende Vorversuche ermittelt, bei denen ein Teilstrom des Abgases in mobilen Testanlagen behandelt wird. Anhand der Ergebnisse können dann das Deaktivierungspotential und die Wirtschaftlichkeit abgeschätzt werden. Zu beachten ist aber, dass die Gefahr von Katalysatorschäden zukünftig gegeben bleibt, sofern Produkte oder Einsatz- und Hilfsstoffe gewechselt werden.

Neben den bisher genannten Nachverbrennungsverfahren existieren auch Kombinationen daraus. Die katalytisch-thermische Nachverbrennung (KTNV, (e)) zielt darauf, die besseren Möglichkeiten der TNV zur Bereitstellung von Prozesswärme mit dem reduzierten Energiebedarf bei geringeren Temperaturen der KNV zu verbinden und somit Wärmeerzeugung und Wärmebedarf einander anzupassen [77–80]. Bei der katalytisch-regenerativen Nachverbrennung (KRNV, (f)) ist eher das Ziel, durch Absenkung der Temperatur den autothermen Betriebspunkt hin zu geringeren Schadstoffkonzentrationen zu verschieben [6, 81, 82]. Grundsätzlich müssen bei Kombinationen mit Katalysatoren deren Nachteile in Kauf genommen werden.

Eine Abgrenzung zwischen KNV- und KTNV-Anlagen ist nicht immer eindeutig möglich. Indikatoren sind jedoch die Betriebstemperatur, das Ausbrandverhalten und die Anordnung des Katalysators. Bei rein katalytischer Nachverbrennung findet die Oxidation ausschließlich im Katalysator statt und dieser ist vor der Abluftvorwärmung angeordnet, weil dort die höchste Temperatur erreicht wird. Im Gegensatz dazu liegt bei KTNV-Anlagen die heißeste Stelle im Brennraum, wo Schadstoffe schon teilweise umgesetzt werden, und der Katalysator ist nach der Abluftvorwärmung positioniert.

Legt man den Prozesswärmebedarf der angegliederten Produktion als Vergleichskriterium zugrunde, können die Nachverbrennungsverfahren etwa in der Reihenfolge

Kesselfeuerung > TNV > KTNV > RNV > KNV > KRNV

genannt werden. Da es sinnvoll ist, den Wärmebedarf mit der Verbrennungswärme der Schadstoffe in Einklang zu halten, gilt die gleiche Reihenfolge hinsichtlich der Abluftkonzentrationen.

Verfahren der thermischen und katalytischen Nachverbrennung werden in zahlreichen Industriezweigen zur Reinigung von Abluftströmen aus unterschiedlichsten Prozessen eingesetzt. In Tabelle 3 sind nur einige der Anwendungsgebiete genannt.

Tabelle 3: Einsatzbereiche thermischer Nachverbrennungsverfahren

Industriezweig	Schadstoffquellen
Grundstoffproduktion	
Bergbau	Abluft aus Grubenbewetterung
Stahlproduktion	Gichtgas
Kalkherstellung	CO aus Calciumcarbonat beim Kalkbrennprozess
Weiterverarbeitung	
Holztrocknung	Baumharz
Herstellung von Verbundwerkstoffen (z.B. Spanplatten, GFK)	Lösemittel aus den eingesetzten Klebstoffen
Kunststoffcompoundierung	Kunststoffe, Lösemittel, Formtrennmittel, usw.
Produktion	
Landwirtschaft (z.B. Schweine- und Hühnermast)	Methan, Gerüche
Lebensmittelproduktion, Großküchen, Gaststätten	Fette, Gerüche, Röstgase
Herstellung von Farben, Lacken und Klebstoffen	Lösemittel
Lackierereien	Lösemittel aus den verwendeten Lacken, Overspray
Druckereien	Lösemittel aus den Druckfarben
Kunststoffverarbeitung	Kunststoffe, Lösemittel, Formtrennmittel, usw.
Holzverarbeitung	Lacke, Klebstoffe, Imprägnierung
Metallverarbeitung	Flussmittel, Beschichtung
Textilproduktion	Mittel zur Spinn-Strick-Präparation, Appreturen
Energieversorgung	
Herstellung und Transport von LNG	sour gas aus der Produktion, boil-off gas beim Transport
Recycling	
Fassrekonditionierung	Reinigungsmittel, Restinhalt
Recycling von Spraydosen	Inhalt, Treibgase
Zinkrecycling	CO aus Reduktion des Zinkoxids beim Wälz-Prozess
Entsorgung	
Deponierung von Abfällen	Rotteprodukte
Mechanisch-Biologische Aufbereitung von Abfällen	Rotteprodukte
Biologische Abwasserbehandlung	Stoffwechselprodukte

2.1.7 Thermische Nachverbrennung mit regenerativer Abluftvorwärmung

Das kennzeichnende Merkmal zur Unterscheidung von TNV- und RNV-Anlagen ist, dass bei TNV-Anlagen Rekuperatoren als Wärmeübertrager zur Abluftvorwärmung eingesetzt werden, bei RNV-Anlagen hingegen Regeneratoren.

Als Urheber des Strömungsumkehrreaktorprinzips, das RNV-Anlagen zugrunde liegt, wird in den meisten Arbeiten *Matros* genannt. Daher werden die Apparate teilweise auch als „Matros-Reaktoren“ bezeichnet. In der Tat gehören die Veröffentlichungen von *Boreskov*, *Matros et al.* zu den frühesten wissenschaftlichen Arbeiten (z. B. [83–85]). Andererseits wurde das Prinzip etwa zur gleichen Zeit auch von *Wojciechowski* veröffentlicht und als Patent eingereicht [86, 87]. *Gavalas* hatte schon etwa 10 Jahre zuvor die Kopplung eines Reaktors mit einem regenerativen Wärmespeicher vorgeschlagen [88] und bereits im Jahr 1938 wurde ein Patent für ein Gasreinigungsverfahren an *Cottrell* erteilt, das die wesentlichen Kennzeichen einer RNV-Anlage aufweist [89].

2.1.7.1 Funktionsweise

Die grundsätzliche Funktion von thermischen Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung kann in die Schritte

- Abluft vorwärmen,
- Schadstoffe oxidieren,
- Reingas abkühlen

unterteilt werden.

Die Schadstoffe werden meist in einem Reaktionsraum oxidiert, der als Brennkammer oder Brennraum bezeichnet wird. Bei Temperaturen im Bereich von 800°C bis etwa 900°C und Verweilzeiten im Normzustand in der Größenordnung von 0,5 bis 1 Sekunde werden die Schadstoffe im Allgemeinen nahezu vollständig umgesetzt.

Die Betriebstemperatur von RNV-Anlagen ist gegenüber TNV-Anlagen aus folgenden Gründen etwas höher zu wählen. Generell ist die Konzentration der Schadstoffe bei RNV-Anlagen niedriger als bei TNV-Anlagen. Durch die entsprechend geringeren Reaktionsraten wird eine höhere Temperatur benötigt, um bei gleicher Verweilzeit denselben Umsatz zu erzielen. Außerdem kann in TNV-Anlagen durch die Art der Luftzufuhr und die Bauart des Brenners eine gute Durchmischung gewährleistet werden, was bei RNV-Anlagen nicht möglich ist. Hier erreicht die Strömung der Abluft den Brennraum weitgehend gleichgerichtet. Außerdem wird bei RNV-Anlagen ein großer Teil der Schadstoffe flammenlos innerhalb der Regeneratoren oxidiert, wohingegen in TNV-Anlagen im Normalbetrieb die Reaktionen zum Großteil in und an der Brennerflamme ablaufen.

Bevor das heiße Reingas die Anlage verlässt durchströmt es eine feste Speichermasse, die meist aus keramischen Füllkörpern besteht. Dabei gibt das Reingas einen großen Teil seiner Enthalpie durch konvektiven Wärmeübergang an die Speichermasse ab, welche dort durch Wärmeleitung ins Innere transportiert wird. Dadurch wird der Speicher aufgeheizt und das Reingas abgekühlt. Die Temperaturdifferenz zwischen Reingas und der Oberfläche des Speichers wird geringer und die konvektiv übertragene Wärme nimmt ab. Wenn dieser Zustand dauerhaft beibehalten würde, würde sich die Temperatur des Wärmespeichers immer mehr der Reingastemperatur annähern, bis schließlich nach unendlich langer Zeit die gesamte Speichermasse diese Temperatur angenommen hätte. Somit würde keine Wärme mehr übertragen.

Um dies zu verhindern, wird nach einer bestimmten Zeitspanne der erwärmte Speicher in umgekehrter Strömungsrichtung mit der kälteren Abluft beaufschlagt. Nun wird die Wärme in entgegengesetzter Richtung transportiert: die Speichermasse wird abgekühlt und die Abluft erwärmt. Durch periodischen Wechsel zwischen Reingas und Abluft kann so quasi-kontinuierlich Wärme übertragen werden.

Im Gegensatz zu Rekuperatoren wird in Regeneratoren kein stationärer Zustand erreicht, denn alle Größen ändern sich bedingt durch den Umschaltzyklus periodisch. Nach ausreichend langer Zeit stellt sich jedoch ein Verhalten ein in dem in festen Zeitabständen immer wieder die gleichen Zustandsänderungen durchlaufen werden, sodass die zeitlichen Mittelwerte konstant sind. Dies wird als zyklisch-stationärer Zustand bezeichnet.

2.1.7.2 Bauarten

Abbildung 4 zeigt verschiedene Bauarten von thermischen Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung.

In der Standard-Bauform bestehen die Anlagen aus feststehenden vertikal angeordneten Regeneratoren mit einem quer darüberliegenden Brennraum, wobei die Regeneratoren in getrennten Gehäusen untergebracht sind. Die Umschaltung der Strömungsrichtung wird mit Schwenklappen oder Tellerventilen realisiert, die von pneumatischen Stellantrieben bewegt werden.

Bei Kompaktanlagen hingegen befinden sich alle Regeneratoren in einem einzigen Gehäuse, welches durch Trennbleche in einzelne Sektionen unterteilt sein kann. In anderen Varianten werden die Regeneratoren horizontal liegend angeordnet.

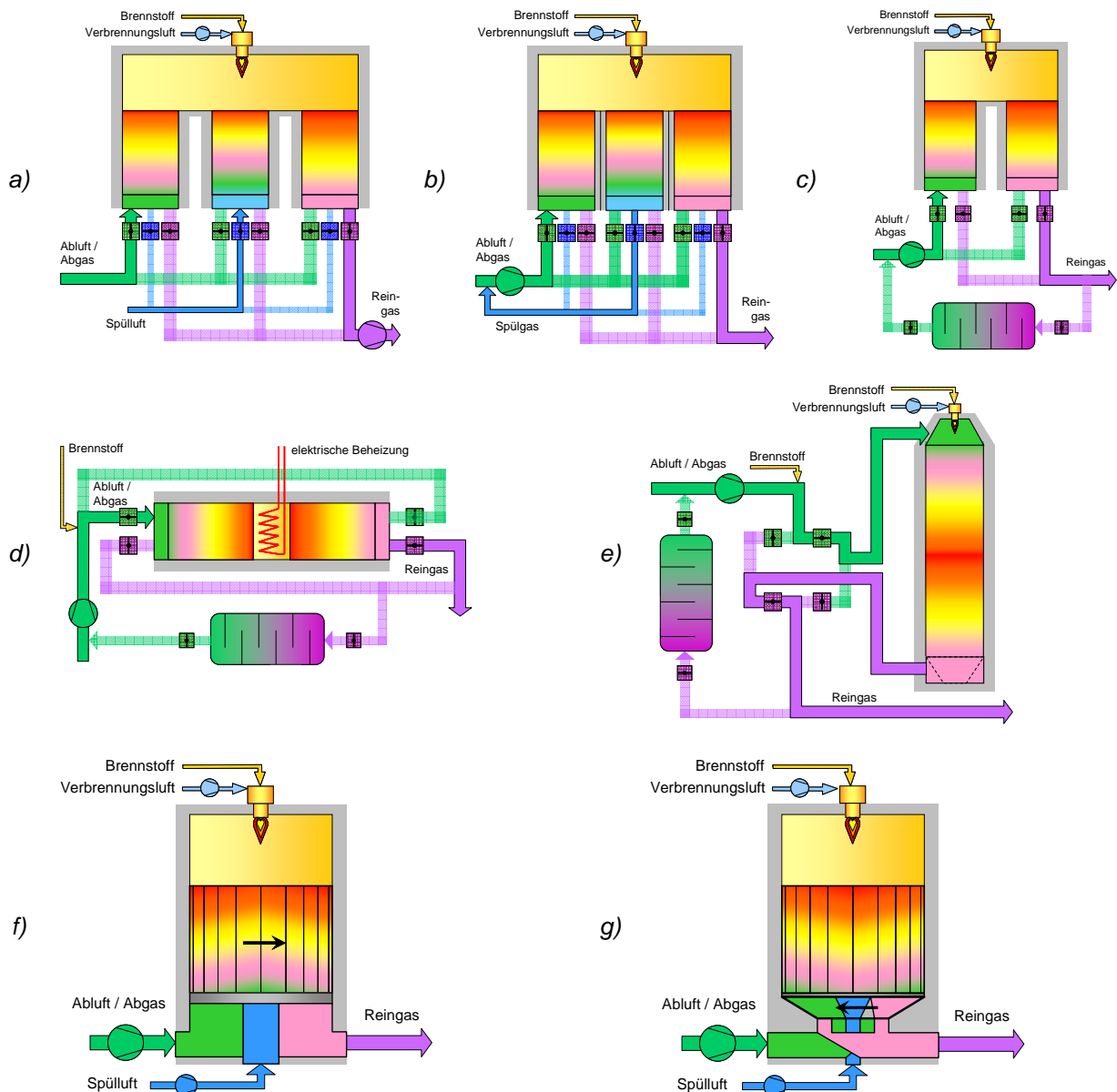


Abbildung 4: Bauarten von RNV-Anlagen: (a) Standard-Bauweise mit Frischluftspülung und Unterdruckbetrieb; (b) Kompakt-Bauweise mit Heißgasspülung und Überdruckbetrieb; (c) 2-Turm-Anlage mit Pufferbehälter; (d) 2-Turm-Anlage mit liegenden Regeneratoren und elektrischer Beheizung; (e) 1-Turm-Anlage; (f) Anlage mit rotierendem Regenerator; (g) Anlage mit rotierendem Luftverteiler

Da es bei der Änderung der Strömungsrichtung lediglich auf die Relativbewegung zwischen Gasstrom und Speichermasse ankommt, kann diese auch mit drehenden Regeneratoren innerhalb eines feststehenden Luftverteilsystems erreicht werden oder mit einem stehenden Regenerator und drehendem Luftverteiler (System Eisenmann [90]). Grundsätzlich sind auch Fließbettregeneratoren denkbar, allerdings sind diese bisher nicht kommerziell verfügbar.

Eine weitere Sonderform besteht aus einem einzigen Regenerator der mit Keramikugeln gefüllt ist [91–94]. Dieser Typ wurde speziell entwickelt, um die Speichermasse automatisiert entnehmen und reinigen zu können, was den Einsatz auch dort erlaubt, wo die Abluft eine hohe Staubbelastung oder belagsbildende Inhaltsstoffe aufweist. Auf einen Brennraum wird bei diesem System verzichtet, sodass ausschließlich flammenlose Oxidation innerhalb des

Bettes stattfindet. Da die Schüttung im Abgasreinigungsbetrieb unbewegt ist und nur bei Stillstand entleert wird, ist es aber kein Fließbett-Regenerator.

Das Gebläse, welches die Durchströmung der Anlage gewährleistet, kann entweder auf der Abluftseite angeordnet sein (Druckbetrieb) oder auf der Reingasseite (Saugbetrieb). Vorteil bei der ersten Anordnung ist, dass die Temperatur der Abluft in der Regel geringer ist als diejenige des Reingases, wodurch das Gebläse kleiner dimensioniert werden kann. Nachteilig ist, dass die gesamte Anlage unter geringem Überdruck steht, sodass Schadstoffe in die Umgebung gelangen können, wenn undichte Stellen vorhanden sind.

2.1.7.3 Spülsysteme

Wenn vom Ablufttakt in den Reingastakt umgeschaltet wird, ist im kalten Bereich des Regenerators noch unreaktierte Abluft enthalten. Diese würde mit dem nun herausströmenden Reingas mitgetragen und zu erhöhten Schadstoffkonzentrationen führen. Um dies zu vermeiden, wird für gewöhnlich der Regenerator vor dem Reingastakt gespült.

Hierzu kann zum einen Umgebungsluft verwendet werden, welche die verbliebene Abluft zum Brennraum befördert, wo diese oxidiert wird. Nachteilig hieran ist, dass dem System ein zusätzlicher kalter Luftstrom zugeführt wird, der bis auf Betriebstemperatur aufgeheizt werden muss und den Reingasstrom vergrößert. Weiter ist bei Anlagen im Überdruckbetrieb ein separates Gebläse erforderlich.

Alternativ kann Reingas zur Spülung verwendet werden. Diese Variante wird so realisiert, dass über das Abluftgebläse ein Teilstrom des Reingases aus dem Brennraum (Heißgas) abgesaugt und der Abluft beigemischt wird. Das Spülgas wird somit wieder der thermischen Behandlung zugeführt. In diesem Fall ist bei Anlagen im Saugbetrieb ein zusätzliches Gebläse notwendig. Vorteil bei dieser Variante ist, dass kein zusätzlicher Luftstrom benötigt wird.

Damit die Schritte

- Abluft vorwärmen,
- Spülen,
- Reingas abkühlen,

kontinuierlich realisiert werden können, benötigen Anlagen mit Spülschritt mindestens drei Regeneratoren. Anlagen für große Volumenströme werden jedoch meistens mit 5 oder 7 Speichern gefertigt. Jeweils einer davon wird gespült, die anderen befinden sich im Reingas- bzw. Ablufttakt. Durch eine geeignete Steuerung der Klappen wird gewährleistet, dass jeder der Regeneratoren die drei genannten Schritte in der richtigen Reihenfolge und der gewünschten Dauer durchläuft (Zyklussteuerung). Oft werden hierbei fest eingestellte Umschaltzeiten verwendet. Es ist aber auch möglich, diese Zeitintervalle während des Betriebes anzupassen. Dies hat den Vorteil, dass z. B. der Wirkungsgrad der Wärmehückgewinnung beeinflusst oder die Temperaturverteilung verbessert werden kann [95, 96].

Bei Anlagen mit rotierenden Systemen müssen für die Spülung mindestens drei Segmente vorhanden sein. Der Anteil des gespülten Regeneratorvolumens ist dabei durch die Größe des Spülsegmentes festgelegt. Der Wirkungsgrad kann über die Drehfrequenz beeinflusst werden.

Anstatt einen Spültakt zu implementieren, kann auch nach dem Umschalten auf Reingas der erste verunreinigte Anteil in einen Pufferbehälter geführt werden. Während des Ablufttaktes wird dann der Behälter wieder entleert und das gespeicherte Gas der Abluft beigegeben [97].

2.1.7.4 Beheizungssysteme

Um die Anlagen vor Aufnahme des Abluftreinigungsbetriebs auf die erforderliche Temperatur zu bringen und diese im laufenden Betrieb aufrecht zu erhalten, muss ein Heizsystem vorhanden sein, über das die erforderliche Energie zugeführt werden kann.

Bei der Standard-Bauart werden hierzu gas- oder ölbefeuerte Brenner eingesetzt, die im Brennraum angeordnet sind. In der Regel handelt es sich um Duoblock-Gebläsebrenner, denen externe Verbrennungsluft über ein gesondertes Gebläse zugeführt wird.

Im Abgasreinigungsbetrieb kann die fehlende Energie auch durch Beimischen von Brenngas zur Abluft gedeckt werden. Dies wird als Flammenlosbetrieb bezeichnet, da die Verbrennung bei ausgeschalteten Brennern ohne sichtbare Flamme vonstattengeht. In den meisten Fällen werden dadurch weniger Sekundäremissionen gebildet. Eine Ausnahme ist hingegen bei Brennstoff-Stickstoff-Verbindungen in der Abluft gegeben. Hier führt der beigemischte Brennstoff (meist Erdgas) zu einer starken Erhöhung der Stickoxidkonzentrationen im Reingas [98, 99]. Der Flammenlosbetrieb benötigt gegenüber dem Brennerbetrieb weniger Brennstoff, was im Hauptteil dieser Arbeit noch herausgestellt werden wird.

Kleinere Anlagen werden teilweise mit elektrischen Einrichtungen aufgeheizt und im Abgasreinigungsbetrieb über ein Flammenlossystem auf Temperatur gehalten.

Die über Brenner, Flammenlosstrecke oder Elektroheizung zugeführte Leistung wird anhand von Temperaturmesswerten geregelt. Üblicherweise wird hierzu die Brennraumtemperatur verwendet, was aber nicht immer optimal ist [5].

2.1.7.5 Betriebsbereiche

Der Gesamtwärmebedarf der Anlagen ergibt sich aus der Energiebilanz um das System. Im zyklisch-stationären Betrieb muss somit insgesamt so viel Energie zugeführt werden, wie über Prozesswärme sowie Transmissionswärme- und Reingasverluste abgeführt wird.

Sind brennbare Bestandteile in der Abluft enthalten, wird ein Teil der benötigten Energie über die Verbrennungsenthalpie der Schadstoffe gedeckt. Je nach Beitrag dieses Anteils am Gesamtwärmebedarf kann man die folgenden Betriebsbereiche unterscheiden (Abbildung 5).

Im unterautothermen Betrieb wird mit der Abluft weniger Verbrennungswärme zugeführt, als notwendig ist, um den Prozess zu tragen. Es muss zusätzlich Energie über das Beheizungssystem zugeführt werden.

Am autothermen Betriebspunkt reicht der Energieinhalt der Abluft gerade aus, um die Wärmeverluste zu decken und die Betriebstemperatur aufrechtzuerhalten. Eine Zusatzheizung ist nicht erforderlich.

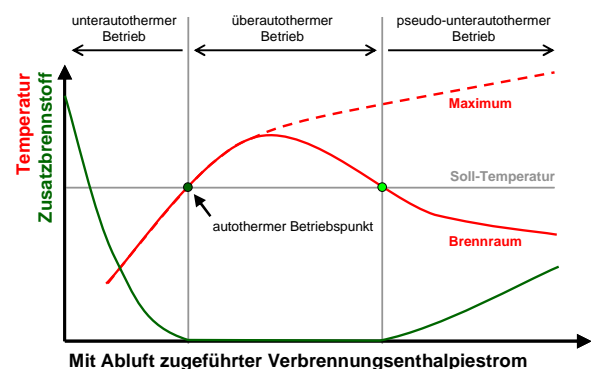


Abbildung 5: Definition der Betriebsbereiche

Im überautothermen Betrieb hingegen wird durch die Abluft mehr Energie zugeführt, als für den Prozess erforderlich ist. Das Beheizungssystem wird nicht benötigt und es kann Wärme abgeführt werden.

Neben diesen drei weithin bekannten Bereichen existiert noch ein weiterer Bereich. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass zwar mit der Abluft ausreichend Energie für den überautothermen Betrieb mitgeführt wird, die Heizsysteme aber noch zusätzliche Leistung einbringen. Für diesen Bereich wurde der Begriff „pseudo-unterautothermer Betrieb“ gewählt [5], weil der Zustand zwar überautotherm ist, aber von der üblichen Prozessregelung für unterautotherm gehalten wird.

Die mit den brennbaren Stoffen zugeführte Verbrennungswärme wird meist durch die adiabate Temperaturerhöhung charakterisiert. Diese gibt an, um welchen Betrag sich der Luftstrom bei vollständigem Umsatz der Brennstoffe (als solche zählen auch brennbare Schadstoffe) erwärmen würde, wenn keine Wärmeverluste vorhanden wären. Sie ergibt sich aus der Energiebilanz um den Reaktor

$$\dot{m} \cdot c_p \cdot T_e + \dot{Q}_R = \dot{m} \cdot c_p \cdot T_a \Rightarrow \Delta T_{ad} = T_a - T_e = \frac{\dot{Q}_R}{\dot{m} \cdot c_p} = \frac{\sum_{i=1}^{N_S} c_{N,i} \cdot H_{inf,i}}{\rho_N \cdot c_p} \quad (\text{Gl. 1})$$

und ist unabhängig vom Massenstrom und (bei $c_p = const.$) der Eintrittstemperatur. Da in der Realität immer Wärmeverluste an die Umgebung auftreten, ist die tatsächliche Differenz zwischen den Aus- und Eintrittstemperaturen geringer als die adiabate Temperaturdifferenz. Dennoch ist sie ein geeignetes Maß, um die Betriebsbereiche abzugrenzen, sofern man die momentane adiabate Temperaturerhöhung mit dem erforderlichen Mindestwert vergleicht.

Wie aus Abbildung 5 hervorgeht, sind der autotherme Betrieb und die dafür erforderliche adiabate Temperaturerhöhung bzw. Verbrennungswärme nicht festgelegt. Sie hängen von der Höhe der gewählten Solltemperatur ab.

2.1.7.6 Verbrennungsbedingungen

Die Oxidation der brennbaren Abluftbestandteile in RNV-Anlagen unterscheidet sich stark von anderen Verbrennungsvorgängen. Zum einen wird ein Großteil des benötigten Brennstoffes mit der Luft zugeführt (im autothermen Betrieb sogar 100%), zum anderen erfolgt ein Teil der Oxidation flammenlos innerhalb der Abluftregeneratoren. Des Weiteren bestehen kaum Einflussmöglichkeiten, um Luft bzw. Abluft und Zusatzbrennstoff im Brennraum gezielt zu vermischen und über die Brennerflamme zu leiten.

Der wesentliche Unterschied ist jedoch der sehr viel höhere Luftüberschuss. In Abbildung 6 ist der rechnerische Luftüberschuss gezeigt, der sich für verschiedene Stoffe aus der Abluftbeladung (ohne Zusatzbrennstoff) ergibt. Die Luftüberschusszahl φ_{BL} kennzeichnet das Verhältnis aus der zugeführten zur stöchiometrisch benötigten Luftmenge.

Während Feuerungen für gasförmige Brennstoffe etwa mit einer Luftüberschusszahl von $1,05 < \varphi_{BL} < 1,2$ und Feststofffeuerungen ungefähr bei $1,2 < \varphi_{BL} < 1,5$ betrieben werden, können in RNV-Anlagen bei sehr geringen Konzentrationen Werte von $\varphi_{BL} > 100$ erreicht werden. Als autothermer Betriebsbereich kann je nach Abluftzusammensetzung und Betriebsbedingungen eine Beladung von 1,5 bis 3 g/m_N³ angenommen werden, in dem die Luftüberschusszahl immer noch im Bereich $20 < \varphi_{BL} < 100$ liegt.

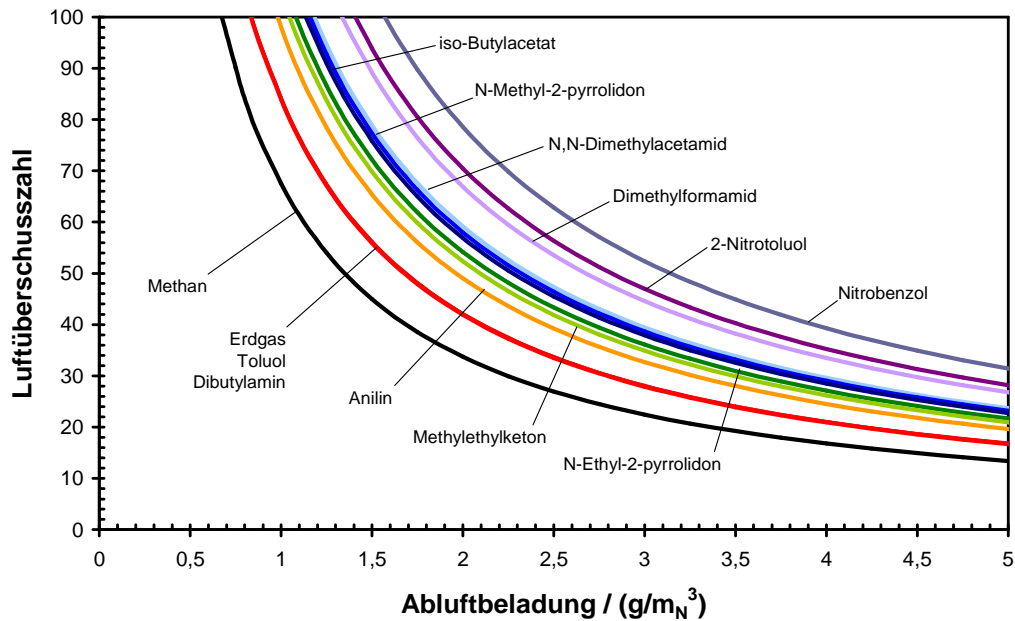


Abbildung 6: Rechnerische Luftüberschusszahl in RNV-Anlagen in Abhängigkeit der Abluftbelastung für verschiedene Stoffe

2.1.8 Marktübliche Speichermassen

In den Regeneratoren von thermischen Nachverbrennungsanlagen werden üblicherweise keramische Speichermassen eingesetzt. Diese sind günstig in der Herstellung, ausreichend stabil, temperatur- und säurebeständig und inert. Keramische Werkstoffe, die häufig verwendet werden, sowie einige ihrer Eigenschaften sind in Tabelle 4 genannt.

Tabelle 4: Eigenschaften keramischer Speichermassen [100]

Eigenschaft	Einheit	Tonerdeporzellan	Quarzporzellan	Mullit	Cordierit	
					dicht	porös
SiO ₂	M.-%	43,3	66,1	28,9	57,2	51,5
Al ₂ O ₃	M.-%	52	30,4	68,3	25,5	36,4
MgO	M.-%	0,1	0,13	0,2	7,9	8,5
Alkali	M.-%	3,2	2,8	1,9	3,1	1,3
Rohdichte	kg/m ³	2.680	2.470	2.310	2.420	2.160
Spez. Wärmekapazität	J/kgK	992	897	998	942	1.016
Wärmeleitfähigkeit	W/mK	2,79	1,37	2,42	1,89	1,63
max. Anwendungstemperatur	°C	1.400	1.280	1.480	1.200	1.300
Erweichungspunkt	°C	1.500	1.380	1.580	1.320	1.400
Temperaturwechselbeständigkeit*	K	500	500	550	500	600
Wärmeausdehnungskoeffizient	10 ⁻⁶ /K	6,2	4,8	6,2	3,5	3,4
Innere Porosität	%	0,8	0,6	26	0,4	15
Säurebeständigkeit**	%	0,2	0,3	2,5	5	16,7

(* an Prüfkörpern der Maße 6 x 6 x 3 cm mit zwei nebeneinander liegenden, unbeschädigten Hautflächen, geschnitten aus einer Wabe; ** gemessen in Anlehnung an DIN EN 993-16: Das Material wird mit definierter Oberfläche über eine definierte Zeit HCl ausgesetzt. Der Zahlenwert entspricht dem dabei auftretenden Massenverlust. Je niedriger der Wert desto besser die Beständigkeit.)

Die Auswahl des benötigten Werkstoffes richtet sich nach den jeweiligen Anforderungen.

Wesentliche Auswahlkriterien sind

- spezifische Oberfläche,
- Druckverlust,
- maximale Anwendungstemperatur und
- Preis.

Von eher untergeordneter Bedeutung sind in den meisten Fällen

- Rohdichte,
- Wärmeleitfähigkeit,
- spezifische Wärmekapazität,
- Temperaturwechselbeständigkeit und
- Säurebeständigkeit.

Die Speichermassen werden entweder in Form von losen Schüttungen aus Füllkörpern oder als Packungen aus monolithischen Wabenkörpern in die Gehäuse der Regeneratoren eingebracht. Sie werden verfahrenstechnisch anhand verschiedener charakteristischer Eigenschaften ausgelegt.

Die volumenspezifische Oberfläche

$$a_V = \frac{A_T}{V_B} \quad (\text{Gl. 2})$$

gibt an wie viel Wärmeübertragerfläche innerhalb eines bestimmten Behältervolumens zur Verfügung steht. Sie ist eine entscheidende Größe für den Wirkungsgrad des Regenerators.

Mit Lückengrad wird der Anteil des Hohlraums am Behältervolumen bezeichnet. Es gilt

$$\varepsilon_V = \frac{V}{V_B} = \frac{V_B - V_S}{V_B}. \quad (\text{Gl. 3})$$

Synonyme Bezeichnungen sind Hohlraumanteil oder Porosität. Diese Größe hat einen wesentlichen Einfluss auf den Druckverlust des Regenerators.

Eine weitere kennzeichnende Größe von Packungen ist der hydraulische Durchmesser. Dieser wird über das Verhältnis aus Fluidvolumen zu benetzter Oberfläche

$$d_{\text{hyd}} = \frac{4 \cdot V}{A_T} \quad (\text{Gl. 4})$$

definiert. Ausgedrückt durch den Lückengrad und die spezifische Oberfläche erhält man

$$d_{\text{hyd}} = \frac{4 \cdot V}{A_T} = \frac{4 \cdot \varepsilon_V \cdot V_B}{A_T} = \frac{4 \cdot \varepsilon_V}{a_V}. \quad (\text{Gl. 5})$$

Nur bei idealen, monodispersen Kugelschüttungen unendlicher Ausdehnung können die charakteristischen Eigenschaften der Schüttung unmittelbar aus der geometrischen Anordnung berechnet werden.

So ergibt sich für die volumenspezifische Oberfläche

$$a_V = 6 \cdot (1 - \varepsilon_V) \cdot \frac{1}{d_P} \quad (\text{Gl. 6})$$

Für den Lückengrad findet man bei kubisch-flächenzentrierter Anordnung $\varepsilon_V = 1 - \sqrt{2}/6\pi \approx 0,260$, bei kubisch-raumzentrierter Orientierung $\varepsilon_V = 1 - \sqrt{3}/8\pi \approx 0,320$ und bei kubisch-primitiver Ausrichtung $\varepsilon_V = 1 - 1/6\pi \approx 0,476$.

Weil bei realen Packungen die Porosität an den Rändern zunimmt (bei idealen Begrenzungsflächen bis auf den Wert 1), gelten diese Werte aber selbst bei idealer Anordnung nur für unendlich ausgedehnte Schüttungen. Reale Kugelschüttungen sind außerdem zufällig angeordnet, sodass die Eigenschaften lokal und im Mittel mehr oder weniger stark von den genannten Werten abweichen. Zeiser gibt beispielsweise für die Porosität von Zufallsschüttungen einen Wert von $0,37 \pm 0,08$ an [101].

Andere Partikelformen werden meist in Analogie zu Kugelschüttungen betrachtet, indem bestimmte äquivalente Partikeldurchmesser verwendet werden. So wird der Wärmeübergang in Schüttungen vielfach auf den Durchmesser der oberflächengleichen Kugel bezogen. Dieser kann aus der spezifischen Oberfläche und der volumenspezifischen Partikelzahl ermittelt werden

$$d_{P,A} = \sqrt{\frac{A_P}{\pi}} = \sqrt{\frac{a_V}{\pi N_V}} \quad (\text{Gl. 7})$$

Den Durchmesser der volumengleichen Kugel erhält man analog aus

$$d_{P,V} = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot V_P}{\pi}} = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot (1 - \varepsilon_V)}{\pi N_V}} \quad (\text{Gl. 8})$$

Bei Druckverlustberechnungen hingegen wird meist der *Sauter*-Durchmesser verwendet, der sich bei Körpern mit vernachlässigbarer innerer Porosität aus der volumenspezifischen Oberfläche und dem Lückengrad ergibt [31].

$$d_{P,S} = \frac{6 \cdot V_S}{A_T} = \frac{6 \cdot (1 - \varepsilon_V)}{a_V} \quad (\text{Gl. 9})$$

Dieses Längenmaß überführt Schüttungen beliebig geformter Partikel und Partelmischungen in eine Schüttung aus Kugeln mit mittlerer Geometrie, welche die gleiche Oberfläche und das gleiche Volumen besitzt [102].

Mit dem *Sauter*-Durchmesser ergibt sich der hydraulische Durchmesser von Partikelschüttungen aus

$$d_{\text{hyd}} = \frac{4 \cdot V}{A_T} = \frac{4 \cdot \varepsilon_V}{a_V} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_V}{(1 - \varepsilon_V)} \cdot d_{P,S} \cdot K \quad (\text{Gl. 10})$$

wobei der Faktor

$$K = \left(1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{1 - \varepsilon_V} \cdot \frac{d_{P,S}}{D} \right)^{-1} \quad (\text{Gl. 11})$$

die höhere Porosität an den Rändern in Abhängigkeit des relativen Partikeldurchmessers in Bezug zum Durchmesser der Schüttung D beschreibt [103].

Im Vergleich zu den komplex geformten Füllkörpern, die in der chemischen Verfahrenstechnik eingesetzt werden, werden in Regeneratoren Körper mit vergleichsweise einfacher Geometrie verwendet. Die häufigste Form sind Sattelkörper (etwa Novalox[®]- oder Berl-Sättel), aber auch Ringe (Raschig, Pall[®]) und Kugeln werden eingesetzt.

Bei Wabenkörpern handelt es sich um monolithische Formsteine, die in einer regelmäßigen Anordnung mit einer Vielzahl von Strömungskanälen durchzogen sind. Auch bei diesen kann man die Packungseigenschaften unmittelbar aus der Geometrie berechnen. Bei einem quadratischen Kanalquerschnitt mit der Kanalweite d_K und Stegdicke δ_S erhält man z. B. für den Lückengrad und die spezifische Oberfläche die Gleichungen

$$\varepsilon_V = \left(1 + \frac{\delta_S}{d_K}\right)^{-2} \quad (\text{Gl. 12})$$

$$a_V = \frac{4}{d_K} \cdot \left(1 + \frac{\delta_S}{d_K}\right)^{-2} = \frac{4 \cdot \varepsilon_V}{d_K}. \quad (\text{Gl. 13})$$

Da der äußere Steg der Wabenkörper aus Stabilitätsgründen meist etwas dicker ausgeprägt ist als die inneren, stellen diese Beziehungen strenggenommen Näherungen dar. Andererseits lassen sich Waben nie ganz spaltfrei einbauen und sind mit Fertigungstoleranzen behaftet, sodass die Beziehungen für praktische Zwecke ausreichend genau sind.

Im Gegensatz zu Formsteinen mit Wandstärken in der Größenordnung von 10 cm, die z. B. bei Winderhitzern der Stahlindustrie Verwendung finden, zeichnen sich die hier gebräuchlichen Monolithen durch sehr geringe Stegdicken (<1 mm) aus.

Wabenkörper weisen gegenüber Füllkörpern eine größere spezifische Oberfläche bei gleichzeitig geringerem Druckverlust auf. Daher werden bei Neuanlagen überwiegend Monolithen eingesetzt. Bei Altanlagen kann der Ersatz von Füllkörpern durch Monolithen deutliche wirtschaftliche Vorteile bringen [104–106].

In Abbildung 7 sind Herstellerdaten für die spezifische Oberfläche verschiedener Speicherarten in Abhängigkeit des jeweiligen Lückengrades aufgetragen. Es wird deutlich, dass Wabenkörper bei gleicher Porosität eine sehr viel größere Oberfläche als Füllkörper aufweisen. Die Daten der Füllkörper wurden auf Nenngrößen von mindestens 3/4-Zoll begrenzt. Zwar können sehr kleine Füllkörper bessere Werte erzielen als Wabenkörper mit großen Kanalweiten, wegen des stark ansteigenden Druckverlustes werden diese aber in der Praxis kaum eingesetzt.

Nachteilig ist bei Wabenkörpern, dass sich die engen Kanalquerschnitte leicht mit Belägen zusetzen. Dadurch nimmt bei Standardwaben der gesamte stromabwärts gelegene Teil nicht mehr an der Wärmeübertragung teil.

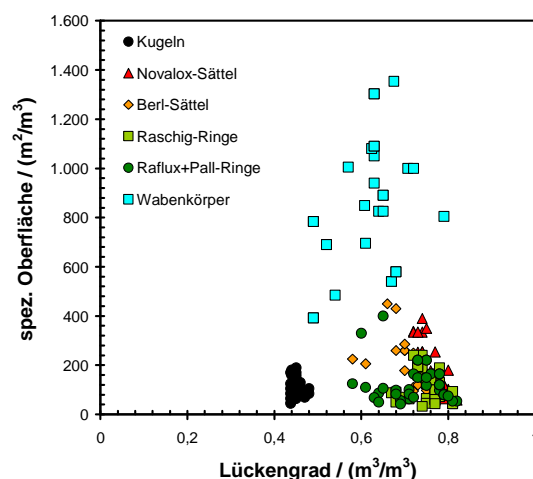


Abbildung 7: Lückengrad und spezifische Oberfläche unterschiedlicher Füllkörper

Teilweise kann dem durch Verwendung von Brückenwaben Abhilfe geschaffen werden, die eine gewisse Quervermischung zwischen den einzelnen Lagen zulassen.

Im Gegensatz dazu setzen sich Schüttungen weniger schnell zu. Außerdem bleibt dort bei lokalen Verblockungen der Rest des Regenerators durchlässig. Ein weiterer Vorteil der Füllkörper besteht darin, dass es sich um schüttfähiges Material handelt, dessen Einbauaufwand deutlich geringer ausfällt als bei Wabenkörpern.

2.2 Stand der Wissenschaft

Der vollständige Stand der Wissenschaft in den benötigten oder tangierten Teildisziplinen (Verbrennungs- und Feuerungstechnik, chemische Reaktionstechnik, Wärmeübertragung, Fluidodynamik, Thermodynamik usw.) kann hier nicht vollständig beschrieben werden. Stattdessen wird ein einführender Überblick über den Wissensstand gegeben, der in Abschnitt 5 weiter ausgebaut wird.

Wie bereits beschrieben, handelt es sich bei RNV-Anlagen um Reaktoren, die mit Regeneratoren zur Wärmerückgewinnung ausgerüstet sind. Chemischer Umsatz und Wärmeübertragung finden aber nicht streng voneinander getrennt statt, denn teilweise werden die Schadstoffe bereits innerhalb des Abluft führenden Regenerators oxidiert. Insofern können RNV-Anlagen auch als Strömungsumkehrreaktoren aufgefasst werden. Dieser Reaktortypus stellt eine Verallgemeinerung zweier anderer Reaktorarten dar. Bei unendlich langer Umschaltzeit entspricht der Strömungsumkehrreaktor dem Festbettreaktor, während er bei unendlich kurzer Umschaltzeit dem Wärmeübertragerreaktor gleichkommt.

Die Reaktormodellierung verfolgt grundsätzlich zwei Ziele. Zum einen werden durch die mathematische Beschreibung der physikalischen und chemischen Vorgänge sowie die durchgeführten Berechnungen das Prozessverständnis vertieft und neue Impulse für weitere Forschungsarbeiten gegeben. Zum anderen vergrößern die Modelle die Sicherheit beim Dimensionieren oder Skalieren von Reaktoren. Die adäquate Reproduktion von Messdaten ist dabei nur Mittel zum Zweck.

2.2.1 Festbettreaktoren

Bei Festbettreaktoren (FBR, fixed-bed-reactor) handelt es sich um durchströmte Packungen aus Festkörpern in denen Reaktionen stattfinden. Nach dieser allgemeinen Definition können sowohl Feuerungs- und Vergasungsanlagen als auch thermonukleare Reaktoren, in denen Brennstoffpartikel (Biomasse, Kohle oder Radionuklide) als unbewegte oder nur langsam bewegte Schüttung eingesetzt werden, als Festbettreaktoren aufgefasst werden. In der chemischen Reaktionstechnik werden darunter schüttungsgefüllte Rohrreaktoren oder durchströmte Wabenkörper verstanden, die meist katalytisch aktiv sind.

Da in solchen Festbettreaktoren überwiegend heterogene Reaktionen zwischen dem Fluid und dem Katalysator stattfinden, kommt der Wechselwirkung zwischen diesen beiden Phasen besondere Bedeutung zu. Diese sind durch Stoff- und Wärmetransport aneinander gekoppelt, welche ihrerseits von den Konzentrations-, Strömungs- und Temperaturverteilungen im Fluid und im Festkörper abhängen. Die Interaktionen zwischen diesen Feldgrößen sind jedoch so komplex, dass Vereinfachungen vorgenommen werden müssen, um analytische Lösungen (z. B. [107]) herzuleiten oder Rechenmodelle aufzustellen, welche in annehmbarer Zeit brauchbare Ergebnisse liefern.

Da die Leistung der ersten elektronischen Rechenanlagen sehr gering war, begann die Beschreibung von Festbettreaktoren mit eindimensionalen pseudo-homogenen (bzw. quasi-homogenen) Modellen (z. B. [108, 109]). Die räumlichen Verteilungen innerhalb des Katalysators und in radialer Richtung des Reaktors werden dabei vernachlässigt und nur die axialen Profile betrachtet. Zusätzlich wird bilanziell nicht zwischen der fluiden und festen Phase unterschieden, sondern beide zu einem homogenen Medium mit mittleren Eigenschaften zusammengefasst [110–112]. Dies ist dann statthaft, wenn sich die lokalen Zustände der beiden Phasen nur wenig unterscheiden (z. B. hoher Wärmeübergangskoeffizient, gute Wärmeleitfähigkeit des Festkörpers).

Bei heterogenen Reaktormodellen hingegen werden Katalysator und Fluid getrennt bilanziert, wobei die Bilanzen durch Wärme- und Stoffübergangsterme gekoppelt sind [110–116]. Lokale Verteilungen innerhalb der beiden Phasen werden dabei meist vernachlässigt, d. h. die verschiedenen Mechanismen sind auf die gemittelten Zustände bezogen.

Beide Modellarten können weiter verbessert werden indem analytische Zusammenhänge für Strömungs- und Temperaturverteilungen integriert werden. Dadurch können z. B. die höhere Porosität von Schüttungen in Wandnähe (Randgängigkeit) [117–119], radiale Temperatur- und Konzentrationsprofile [120] oder die Verteilungen innerhalb des einzelnen Katalysatorkorns [115, 117, 121, 122] genauer berücksichtigt werden. Ähnliche Ziele verfolgt man durch die mehrdimensionale Beschreibung des Reaktors [123, 124] oder die detaillierte Betrachtung der Katalysatorphase [125].

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt können heterogene zwei- und dreidimensionale Reaktormodelle ggf. mit eindimensionaler Betrachtung der Festkörper als „state of the art“ bezeichnet werden [126–131]. Dennoch werden vereinfachte Modelle noch häufig eingesetzt [132–135].

Trotz ihrer stationären Betriebsweise zeichnen sich bereits einfache Festbettreaktoren durch ein komplexes Betriebsverhalten aus, dass in unzähligen Forschungsarbeiten untersucht wurde. Hier können nur einige Aspekte kurz umrissen werden.

So kann zum Beispiel zwischen dem Zünden und Löschen des Reaktors eine Hysterese bestehen, d. h. die Temperatur, um die Reaktion in Gang zu bringen, ist höher, als die zum stationären Betrieb erforderliche Mindesttemperatur [136–140].

Die Lage der Reaktionszone und die Geschwindigkeit mit der diese von einer Lage in die andere übergeht sind abhängig von den Randbedingungen („wandernde Brennzonen“) [139, 141–150].

Im Reaktor können lokale Maximaltemperaturen auftreten („hot-spots“), welche die adiabate Austrittstemperatur überschreiten und so u. U. den Katalysator schädigen können [151–153]. Eine Absenkung der Temperatur oder Konzentration am Reaktoreintritt kann zum Anstieg der Reaktortemperatur führen („wrong-way-behaviour“) [143, 154].

Des Weiteren können bei gleichen Randbedingungen verschiedene stationäre Zustände, instabile Zustände sowie stabile Oszillationen auftreten [113, 114, 143, 151, 155–164].

Übersichten über das Verhalten von Festbettreaktoren und die Herausforderungen bei der Modellierung bieten z. B. [109–111, 117, 121, 165, 166].

2.2.2 Strömungsumkehrreaktoren

Bei Strömungsumkehrreaktoren (RFR, reverse-flow-reactor) handelt es sich um Festbettreaktoren, bei denen die Richtung der Durchströmung zyklisch alterniert wird. Dabei werden Wärmeübertragung und chemische Reaktionen gezielt miteinander gekoppelt, um die für die Reaktionen benötigten Energieströme intern zurückzuführen und wiederzuverwenden. Man kann daher Strömungsumkehrreaktoren auch als Regeneratoren mit überlagerten chemischen Reaktionen auffassen.

In [84, 167–171] sind diese Reaktoren und ihre Eigenschaften ausführlich beschrieben.

Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 8 versinnbildlicht. Im Beispiel (a) wird die Reaktionsenthalpie von exothermen Reaktionen zwischengespeichert und zur Vorwärmung des Eduktstroms genutzt. Dieses Anwendungsprinzip entspricht demjenigen, das auch bei RNV-Anlagen vorliegt. Im Fall (b) wird die gespeicherte Reaktionswärme im zweiten Takt einem Stoffstrom mit anderer Zusammensetzung zugeführt. Durch diese Betriebsweise lassen sich prinzipiell auch exotherme und endotherme Prozesse miteinander koppeln [172–176]. Allerdings darf die dabei auftretende Vermischung der Stoffströme den Vorgang nicht beeinträchtigen oder der Reaktor muss in einem Zwischenschritt mit einem für beide Stoffströme unschädlichen Medium gespült bzw. inertisiert werden.

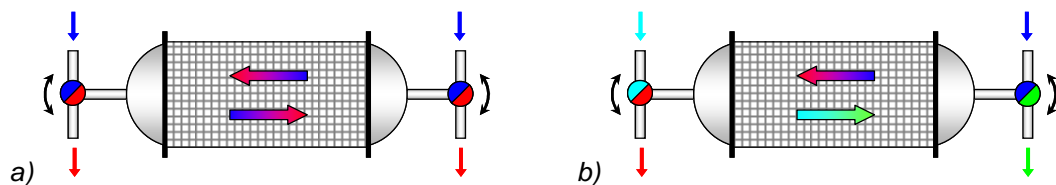


Abbildung 8: Strömungsumkehrreaktoren

Physikalisch unterscheiden sich Strömungsumkehrreaktoren von Festbettreaktoren nur durch die zyklischen Randbedingungen. Daher können grundsätzlich dieselben Modellgleichungen verwendet werden.

Trotz dieses geringfügig erscheinenden Unterschiedes erhöht sich aber die benötigte Rechenleistung erheblich, insbesondere dann, wenn nicht das transiente Reaktorverhalten von Interesse ist, sondern der zyklisch-stationäre Zustand. Bei Prozessen mit stationären Randbedingungen kann sich eine Störung, die z. B. durch Variation einer Randbedingung, eines Parameters oder ungenaue Anfangsbedingungen entstanden ist, kontinuierlich ausbreiten. Dadurch konvergiert der Prozess recht schnell zum stationären Zustand. Bei RFR hingegen werden Störungen durch die Strömungsumkehr mehrfach reflektiert. Dadurch dauert es erheblich länger bis die Störung vollständig abgebaut und der neue zyklisch-stationäre Zustand erreicht ist. Dieser Vergleich setzt selbstverständlich voraus, dass beide Prozesse ähnliche Zeitkonstanten aufweisen und ein stationärer Zustand existiert.

Grundsätzlich kann man zyklisch-stationäre Lösungen mit Hilfe spezieller numerischer Verfahren unmittelbar berechnen. Die Dimension des Systems ist dann aber bei RFR sehr viel größer, da der Reaktor nicht nur örtlich sondern auch zeitlich (für einen Zyklus) diskretisiert werden muss. Insofern verwundert es nicht, dass numerische Methoden zur effizienten Berechnung des zyklisch-stationären Zustandes einen Schwerpunkt der Forschungsarbeiten darstellen [177–189].

RFR können als rein katalytische Reaktoren [85, 190], als katalytische Reaktoren mit „inerten Randzonen“ [172, 191–196] oder als voll-inerte bzw. rein thermische Reaktoren [197–199] gestaltet sein.

Neben der Oxidation von Methan [191, 196, 199, 200] und anderen organischen Verbindungen [85, 190, 192, 194, 197, 201] wurden auch die partielle Oxidation von Methan [202–208], die Oxidation von CO [193, 209, 210], SO₂ [211, 212] und NH₃ [195, 213, 214], die Methanol-Synthese [215, 216], Styrol-Synthese [172], Propan-Dehydrierung [174] und die Zersetzung von N₂O [175, 183, 217–219] betrachtet.

Die chemischen Reaktionen werden meist in Form von Globalreaktionen beschrieben [192, 198]. Selten werden komplexere Reaktionsmechanismen verwendet [214]. Anhand verschiedener einfacher Mechanismen wurden u. a. die Auswirkung von Parallelreaktionen [192, 220] oder die Überlagerung homogener und heterogener Reaktionen untersucht [175].

Im Fokus zahlreicher Arbeiten stehen die Auswirkungen verschiedener Anlagen- und Betriebsparameter wie z. B. Konzentration [81, 192, 221–223], Anströmgeschwindigkeit [178, 193, 202, 221–223], Reaktorlänge und -durchmesser [178, 196, 215, 221, 224], Länge der inerten Randzonen [81, 172, 192, 222], Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes [174, 192, 196, 202, 225], Wärmeverluste [168, 174, 190, 226, 227] sowie Umschaltzeit [178, 192, 193, 196, 213, 215, 221, 222, 228].

Ähnlich wie bei FBR ist bei RFR ein komplexes, zyklisch-stationäres und instationäres Betriebsverhalten festzustellen, bei dem sich nicht-triviale Zünd- und Löschgrenzen [175, 195, 217–219, 229], mehrfache stationäre Zustände und Bifurkationen [167, 175, 177, 178, 181, 192, 218], sowie periodische, aperiodische und chaotische Schwingungen der Temperaturprofile zeigen [164, 170, 182, 187, 226, 230–232].

Auch Anfahrverhalten und Regelung von RFR wurden untersucht [216, 223, 233–236].

Wegen der inhärent instationären Randbedingungen weisen RFR außerdem Parallelen zu anderen Prozessen wie Druck- oder Temperaturwechseladsorption [179] oder simulated moving bed Reaktoren auf [189, 222, 237, 238].

2.2.3 Wärmeübertragerreaktoren

Wärmeübertragerreaktoren (HXR, heat-exchanger-reactor) verfolgen die gleiche Zielsetzung wie Strömungsumkehrreaktoren. Der Unterschied besteht darin, dass Rekuperatoren als Wärmeübertrager eingesetzt werden (Abbildung 9). Auch hier kann die freigesetzte Reaktionsenthalpie exothermer Prozesse entweder zur Vorwärmung eingesetzt werden (a+b) oder zur Deckung des Energiebedarfs endothermer Reaktionen (b).

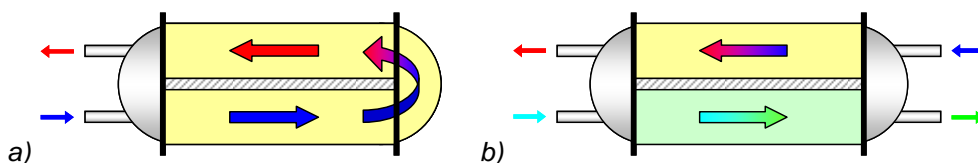


Abbildung 9: Wärmeübertragerreaktoren

Einen Überblick über HXR geben zum Beispiel *Anxionnas et al.* und *Eigenberger et al.* [170, 239].

Anwendungsmöglichkeiten bestehen unter anderem bei der Dampf-Reformierung von Methan [240, 241], der partiellen Oxidation von Methan [242], der Reinigung von Motorabgasen [243, 244] oder anderen Verbrennungsvorgängen [245].

Es ist bekannt, dass Strömungsumkehrreaktoren näherungsweise als Wärmeübertragerreaktoren beschrieben werden können. Diese Analogie wird u. a. in [167, 170, 174, 192, 206, 209, 221, 246–250] erläutert.

Aufgrund dieser Ähnlichkeit zeichnen sich Wärmeübertragerreaktoren ebenfalls durch ein komplexes Betriebsverhalten aus, bei dem stabile und instabile, symmetrische und asymmetrische, periodische und aperiodische Zustände auftreten können (z. B. [251, 252]).

2.2.4 Thermische Nachverbrennung

Die grundsätzliche Funktion der thermischen Nachverbrennung mit rekuperativer Abluftvorwärmung ist z. B. in [74, 75] beschrieben. Bei wissenschaftlichen Arbeiten stehen meist einzelne Aspekte im Vordergrund.

Im Fokus zahlreicher Arbeiten stehen das Oxidationsverhalten bestimmter Abluftinhaltsstoffe und die Bildung von Sekundärschadstoffen. So hat *Meier zu Köcker* gezeigt, dass je nach Vorwärmtemperatur bereits im Rekuperator von TNV-Anlagen eine Teiloxidation zu erwarten ist und Wandreaktionen eine Rolle spielen [253]. Außerdem, dass bei der Oxidation Kohlenmonoxid als Zwischenprodukt gebildet wird [254] und dieses innerhalb von Flammen sehr schnell abgebaut wird [255]. Weiter überprüfte er die Vergleichbarkeit von Laborversuchen und Betriebsmessungen und fand eine gute Übereinstimmung [256]. Bei der Oxidation von stickstoffhaltigen organischen Verbindungen fand er NH_3 und HCN als Zwischenprodukte, sowie ein stoffspezifisches Stickoxidbildungsverhalten [257, 258]. Dies wurde von *Carlowitz et al.* durch Untersuchungen an einer RNV-Anlage bestätigt [98, 99]. Auch in [259, 260] wird auf die Bildung von Stickoxiden aus Brennstoffstickstoffverbindungen eingegangen.

Ein weiterer Schwerpunkt besteht in Maßnahmen zur Minderung der Sekundäremissionen. Als Primärmaßnahmen können beispielsweise Abgasrezirkulation, Luftstufung oder Brennstoffstufung [261] zur Anwendung kommen, die häufig in Form von optimierten Brennern [262, 263] realisiert werden. So wird in [261, 264, 265] berichtet, dass die NO_x -Konzentration bei der Nachverbrennung von anorganischen Verbindungen durch gestufte Verbrennung gemindert werden kann. Als Sekundärmaßnahme wird zur Minderung von Stickoxiden beispielsweise die selektive nicht-katalytische Reduktion eingesetzt, die in [266] an einer TNV-Anlage in [98] an einer RNV-Anlage erprobt wurde.

Arbeiten zum Betriebsverhalten und zur Modellierung von RNV- und ähnlichen Anlagen werden in Abschnitt 2.3 dargestellt.

2.2.5 Rekuperative Wärmeübertrager im Gegenstrom

Rekuperative Wärmeübertrager sind dadurch gekennzeichnet, dass zur gleichen Zeit verschiedene Medien verschiedene Bereiche des Aggregates durchströmen.

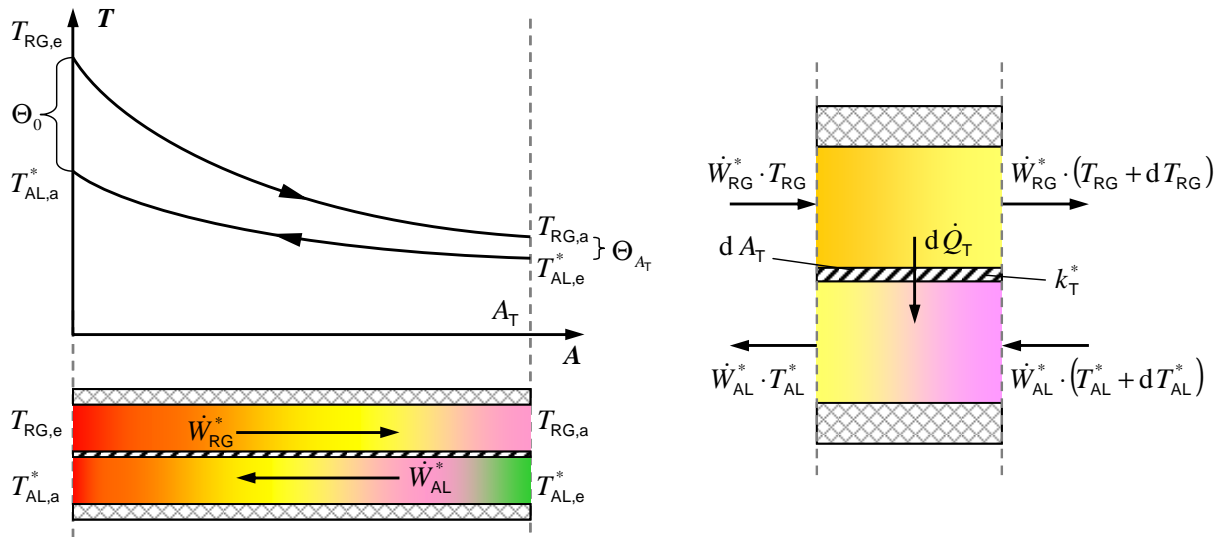


Abbildung 10: Rekuuperativer Wärmeübertrager im Gegenstrom

Unter vereinfachenden Annahmen (konstante Stoffeigenschaften der Medien, keine Wärmeverluste an die Umgebung, keine Wärmeleitung innerhalb der Trennwand oder den Fluiden) können Gegenstromrekuuperatoren leicht durch die drei Gleichungen

$$\begin{aligned} \dot{W}_{RG}^* \cdot T_{RG} &= \dot{W}_{RG}^* \cdot (T_{RG} + dT_{RG}) + d\dot{Q}_T \Leftrightarrow \dot{W}_{RG}^* \cdot dT_{RG} = -d\dot{Q}_T \\ \dot{W}_{AL}^* \cdot (T_{AL}^* + dT_{AL}^*) + d\dot{Q}_T &= \dot{W}_{AL}^* \cdot T_{AL}^* \Leftrightarrow \dot{W}_{AL}^* \cdot dT_{AL}^* = -d\dot{Q}_T \\ d\dot{Q}_T &= k_T^* \cdot dA_T \cdot (T_{RG} - T_{AL}^*) \end{aligned} \quad (Gl. 14)$$

beschrieben werden, wobei die in Abbildung 10 gezeigte Bezeichnungsweise zugrunde gelegt wird. Das Superskript ,*' soll im Sinne der nachfolgenden Ausführungen verdeutlichen, dass es sich nicht um die realen Anlagenparameter handelt, sondern um rechnerisch ermittelte, äquivalente Größen, die sich je nach Anlagenkonfiguration auf verschiedene Arten ergeben.

Hieraus erhält man für die Übertemperatur die Beziehung

$$\begin{aligned} \Theta(A) &= \Theta_0 \cdot e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T}} \Leftrightarrow \\ T_{RG}(A) - T_{AL}^*(A) &= (T_{RG,e} - T_{AL,a}^*) \cdot e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T}} \end{aligned} \quad (Gl. 15)$$

mit der auf den Wärmekapazitätsstrom der äquivalenten Abluft (vgl. Abschnitt 5.3) bezogenen relativen Wärmekapazitätsstromabweichung

$$\mu_{AL}^* = 1 - \frac{\dot{W}_{RG}^*}{\dot{W}_{AL}^*} \quad (Gl. 16)$$

und der auf den Wärmekapazitätsstrom des Reingases bezogenen Stanton-Zahl

$$St_{RG}^* = \frac{k_T^* \cdot A_T}{\dot{W}_{RG}^*} \quad (Gl. 17)$$

Bei gleichen Wärmekapazitätsströmen ($\mu_{AL}^* = 0$) ist die Indizierung der Bezugsströme irrelevant. Deshalb wird im Weiteren in diesen Fällen darauf verzichtet und es gilt $St^* = St_{RG}^*$ bzw. $\dot{W}_{AL}^* = \dot{W}_{RG}^* = \dot{W}^*$.

Genau genommen wird die *Stanton-Zahl*¹ mit dem Wärmeübergangskoeffizienten definiert

$$St = \frac{\alpha}{\rho \cdot c_p \cdot w}. \quad (\text{Gl. 18})$$

Da aber der Wärmedurchgangskoeffizient in einer festen Beziehung zum Wärmeübergangskoeffizienten steht und die auf den Strömungsquerschnitt bezogene charakteristische Wärmeübertragerfläche willkürlich festgelegt werden kann, kann sie auch so gewählt werden, dass sich in beiden Bezugssystemen identische Stanton-Zahlen ergeben.

Bei thermischen Nachverbrennungsanlagen sind meist die Abluft- und Reingastemperaturen auf den Eintrittsseiten des Wärmeübertragers sowie die beiden Massenströme als Auslegungsparameter gegeben. Alle anderen benötigten Größen lassen sich durch diese Randbedingungen ausdrücken, wobei jeweils die beiden Fälle $\mu_{AL}^* \neq 0$ und $\mu_{AL}^* = 0$ zu unterscheiden sind.

Der von der warmen auf die kalte Seite übertragene Wärmestrom ergibt sich aus

$$\begin{aligned} \dot{Q}_T &= \dot{W}_{RG}^* \cdot (T_{RG,e} - T_{RG,a}) && \Rightarrow \\ \dot{Q}_T &= \frac{\dot{W}_{RG}^*}{\mu_{AL}^*} \cdot (1 - e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^*}) \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,a}^*) && (\mu_{AL}^* \neq 0) \\ \dot{Q}_T &= \dot{W}_{RG}^* \cdot St_{RG}^* \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,a}^*) && (\mu_{AL}^* = 0) \end{aligned} \quad (\text{Gl. 19})$$

Da der Betrag des übertragenen Wärmestroms auf beiden Seiten gleich ist, sich die Wärmekapazitätsströme aber unterscheiden können, sind zwei verschiedene Wirkungsgrade zu beachten.

Der Reingasabkühlungsgrad ist definiert als

$$\eta_{RG} = \frac{|\dot{Q}_T|}{\dot{W}_{RG}^* \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,e}^*)} = \frac{T_{RG,e} - T_{RG,a}}{T_{RG,e} - T_{AL,e}^*} \quad (\text{Gl. 20})$$

und der Abluftvorwärmgrad als

$$\eta_{AL} = \frac{|\dot{Q}_T|}{\dot{W}_{AL}^* \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,e}^*)} = \frac{T_{AL,a}^* - T_{AL,e}}{T_{RG,e} - T_{AL,e}^*}. \quad (\text{Gl. 21})$$

Zwischen beiden besteht der Zusammenhang

$$\eta_{AL} = (1 - \mu_{AL}^*) \cdot \eta_{RG}. \quad (\text{Gl. 22})$$

Formt man den Reingasabkühlungsgrad mit den oben genannten Gleichungen um, erhält man die Beziehungen

$$\begin{aligned} \eta_{RG} &= \frac{1 - e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^*}}{1 - (1 - \mu_{AL}^*) \cdot e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^*}} && (\mu_{AL}^* \neq 0) \\ \eta_{RG} &= \frac{St_{RG}^*}{1 + St_{RG}^*} && (\mu_{AL}^* = 0) \end{aligned} \quad (\text{Gl. 23})$$

¹ Vor allem im englischsprachigen Raum ist statt der Stanton-Zahl die Bezeichnung *NTU* (number of transfer units) gebräuchlich, welche die Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang besonders hervorhebt.

In Abbildung 11 sind beide Wirkungsgrade² für verschiedene Stanton-Zahlen in Abhängigkeit der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung dargestellt. Es wird deutlich, dass die relative Wärmekapazitätsstromabweichung einen deutlichen Einfluss auf die Wirkungsgrade besitzt. Dieser Einfluss ist umso größer, je größer die Stanton-Zahl ist.

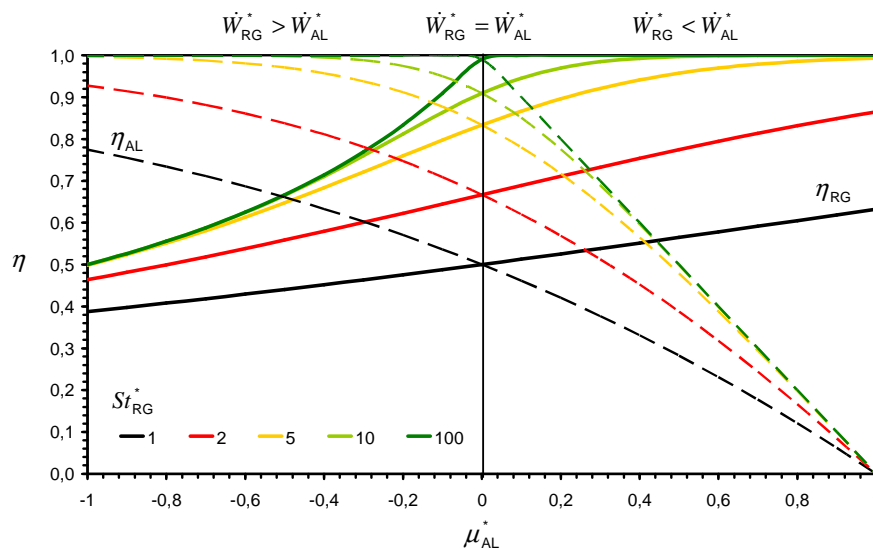


Abbildung 11: Abhängigkeit des Abluftvorwärm- und Reingasabkühlungsgrades von der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung und der Stanton-Zahl

Diese Darstellung könnte zu der Annahme verleiten, dass es für den Betrieb von RNV-Anlagen günstiger sei, wenn der Wärmekapazitätsstrom des Reingases größer ist als derjenige der Abluft, weil in diesem Bereich größere Abluftvorwärmgrade erreicht werden. Dies ist jedoch nicht der Fall, weil gleichzeitig der Reingasabkühlungsgrad abnimmt. Das heißt ein höherer Anteil, des mit dem Heißgas aus dem Brennräum abgeführten Enthalpiestroms, geht an die Umgebung verloren. Letztlich ist nicht der Vorwärmgrad entscheidend für die Wirtschaftlichkeit, sondern der benötigte Verbrennungswärmestrom.

Dieser Vergleich wird anhand des in Abbildung 12 dargestellten Systems abgeleitet.

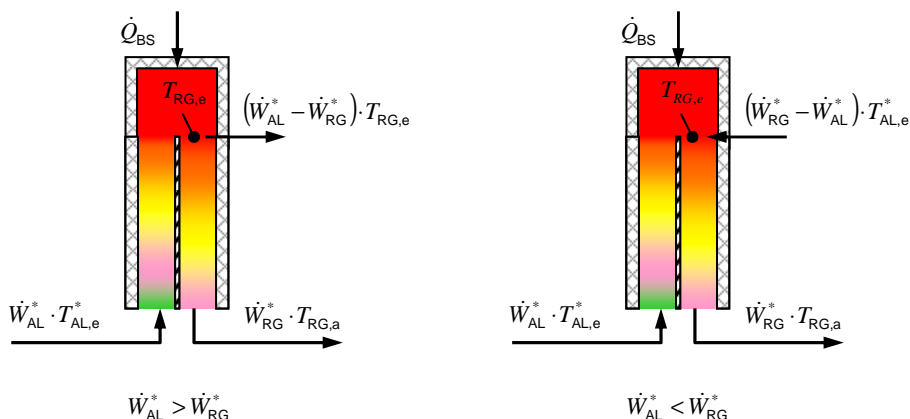


Abbildung 12: Bilanzgrößen bei ungleichem Wärmekapazitätsstromverhältnis

² Da ein einzelnes System keine zwei unterschiedlichen Wirkungsgrade aufweisen kann, spricht man auch von Betriebscharakteristiken.

Bildet man die Bilanz um das adiabate System, so gilt für den Wärmestrom, der im Brennraum zugeführt werden muss, um die Eintrittstemperatur auf der Reingasseite zu erreichen

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{BS} &= (\dot{W}_{AL}^* - \dot{W}_{RG}^*) \cdot T_{RG,e} + \dot{W}_{RG}^* \cdot T_{RG,a} - \dot{W}_{AL}^* \cdot T_{AL,e} & (\dot{W}_{AL}^* > \dot{W}_{RG}^*) \\ \dot{Q}_{BS} &= (\dot{W}_{AL}^* - \dot{W}_{RG}^*) \cdot T_{AL,e} + \dot{W}_{RG}^* \cdot T_{RG,a} - \dot{W}_{AL}^* \cdot T_{AL,e} & (\dot{W}_{AL}^* < \dot{W}_{RG}^*)\end{aligned}\quad (\text{Gl. 24})$$

Definiert man den Brennstoffbedarfsgrad als Verhältnis zwischen diesem Verbrennungswärmebedarf und der Enthalpiestromdifferenz des Abluftstroms zwischen Brennaustritt und Ablufteintritt

$$\phi_{BS} = \frac{\dot{Q}_{BS}}{\dot{W}_{AL}^* \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,e}^*)}, \quad (\text{Gl. 25})$$

so erhält man zusammen mit der Definitionsgleichung des Reingasabkühlungsgrades die Beziehungen

$$\begin{aligned}\phi_{BS} &= [1 - (1 - \mu_{AL}^*) \cdot \eta_{RG}] \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,e}^*) & (\mu_{AL}^* > 0) \\ \phi_{BS} &= (1 - \mu_{AL}^*) \cdot (1 - \eta_{RG}) \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,e}^*) & (\mu_{AL}^* \leq 0)\end{aligned}\quad (\text{Gl. 26})$$

Diese Zusammenhänge sind in Abbildung 13 grafisch dargestellt. Nun wird deutlich, dass der spezifische Wärmebedarf dann am geringsten ist, wenn beide Wärmekapazitätsströme identisch sind.

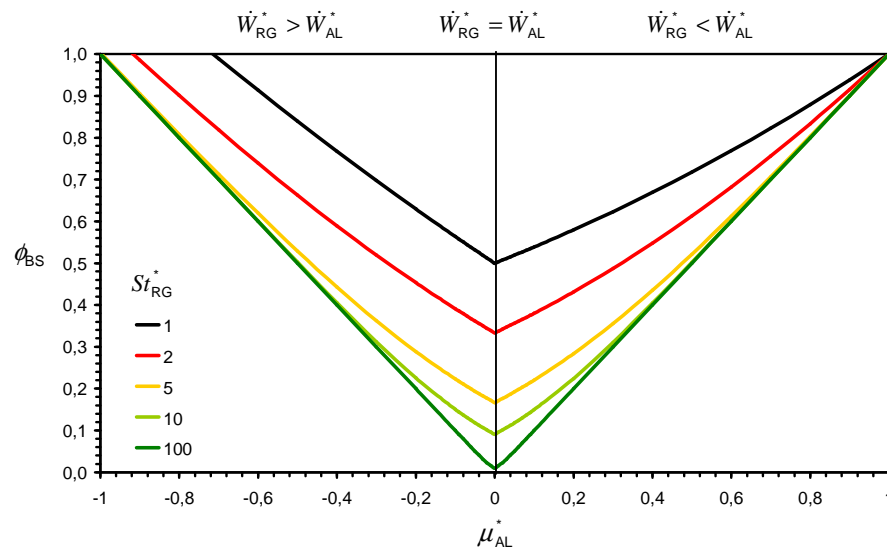


Abbildung 13: Normierter Verbrennungswärmebedarf in Abhängigkeit der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung und der Stanton-Zahl

Für die Temperaturverläufe auf der Reingas- und Abluftseite ergeben sich die Formulierungen

$$\begin{aligned}T_{RG}(A) &= T_{RG,e} - \frac{1}{\mu_{AL}^*} \cdot \left(1 - e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T}} \right) \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,a}^*) & (\mu_{AL}^* \neq 0) \\ T_{RG}(A) &= T_{RG,e} - St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T} \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,a}^*) & (\mu_{AL}^* = 0)\end{aligned}\quad (\text{Gl. 27})$$

$$T_{AL}^*(A) = T_{AL,a}^* - \frac{1 - \mu_{AL}^*}{\mu_{AL}^*} \cdot \left(1 - e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T}} \right) \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,a}^*) \quad (\mu_{AL}^* \neq 0) \quad (Gl. 28)$$

$$T_{AL}^*(A) = T_{AL,a}^* - St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T} \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,a}^*) \quad (\mu_{AL}^* = 0)$$

In Abbildung 14 sind die Temperaturverläufe auf der Reingas- und Abluftseite bei einer Stanton-Zahl von 20 für verschiedene Werte der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung gezeigt. Die Fläche ist dabei im Gegensatz zu Abbildung 10 umgekehrt orientiert und die Temperaturen sind mit

$$\theta_N = \frac{T_{RG}(A) - T_{AL,e}^*}{T_{RG,e} - T_{AL,e}^*} \quad \text{bzw.} \quad \theta_N = \frac{T_{AL}(A) - T_{AL,e}^*}{T_{RG,e} - T_{AL,e}^*} \quad (Gl. 29)$$

normiert.

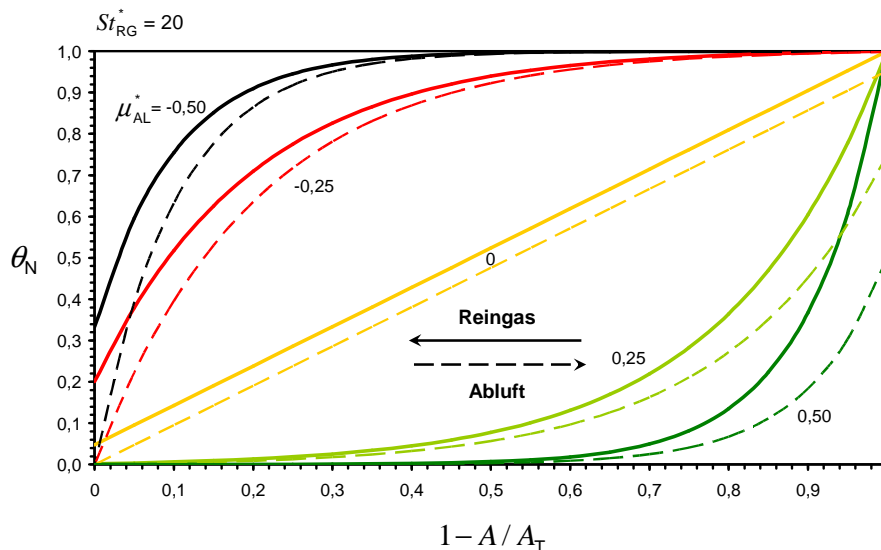


Abbildung 14: Einfluss der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung auf die Form der Temperaturverläufe

Sind die Wärmekapazitätsströme von Abluft und Reingas identisch, so ist der Temperaturverlauf linear. Mit größer werdendem Wärmekapazitätsstrom des Reingases gehen die Temperaturprofile in einen stärker rechtsgekrümmten Verlauf über, wobei die Austrittstemperaturen von Reingas und Abluft zunehmen. Ist hingegen der Wärmekapazitätsstrom der Abluft größer als derjenige des Reingases, nehmen die Temperaturen einen linksgekrümmten Verlauf an und die Austrittstemperaturen werden geringer.

Der adiabate Gegenstromrekuperator mit konstanten Stoffeigenschaften ohne Wärmeleitung und Wärmeverluste ist damit weitgehend beschrieben.

Forschungsarbeiten handeln und handeln z. B. von Wirkungsgradgleichungen für bestimmte Schaltungen [267–274], dem Einfluss von Wärmeverlusten [275], Wärmeleitung [276], temperaturabhängigen Stoffeigenschaften [277], Strahlung [278] oder dem instationären Verhalten [279, 280]. Wichtige Themenschwerpunkte sind zudem optimierte Auslegungsmethoden [281, 282] sowie die Steigerung der Effizienz durch spezielle Platten- oder Rohrformen und Einbauten [283–292].

2.2.6 Regenerative Wärmeübertrager im Gegenstrom

Bei Regeneratoren handelt es sich um Wärmespeicher, die zur Wärme- oder Kälterückgewinnung eingesetzt werden. Dazu wird der Speicher in einem Prozessschritt durch ein hindurch- oder überströmendes heißes Medium erwärmt. In einem zweiten Schritt wird der Apparat mit einem kalten Medium beaufschlagt, das dem Speicher Wärme entzieht und sich selbst dabei aufheizt. Von Außen betrachtet können die beiden Schritte zeitlich nacheinander stattfinden (Umschaltregeneratoren) oder zur gleichen Zeit örtlich voneinander getrennt (Rotations- oder Fließbettregeneratoren).

Wesentliches Kennzeichen regenerativer Wärmeübertrager ist, dass ein bestimmter Abschnitt der Wärmeübertragerfläche zu unterschiedlichen Zeiten von verschiedenen Medien überströmt wird. Daher ist die Wärmeübertragung in diesem Abschnitt, selbst bei gleichbleibenden Randbedingungen, im Normalbetrieb immer instationär. Im Gegensatz dazu werden bei Rekuperatoren zur gleichen Zeit unterschiedliche Flächen vom heißen und kalten Medium berührt.

Zu den frühesten Arbeiten über die Theorie der Regeneratoren zählen die Veröffentlichungen von *Anzelius*, *Nußelt*, *Schmeidler*, *Rummel* und *Hausen* [293–300]. Damals lag ein Fokus darauf, mathematische Lösungen für vereinfachte Spezialfälle (z. B. unendlich lange und unendlich kurze Regeneratoren) zu finden. Ein weiterer Schwerpunkt bestand in der Beschreibung des Verhaltens durch empirische Modelle oder vereinfachte Analogien. Nach Aufkommen der ersten elektronischen Rechenanlagen wurden zunächst einfache Stufenverfahren entwickelt [301–305], die durch neue Lösungsmethoden optimiert wurden [306–312]. Parallel wurden mit speziellen mathematischen Methoden [313–316], besonderen Ansätzen oder vereinfachten Betrachtungen analytische Lösungen gewonnen [317–326], oder vereinfachte Modelle [320, 327–332] und Abschätzungsformeln für den Wirkungsgrad [323, 333–335] entwickelt.

Da Regeneratoren in der Anfangszeit vor allem als Winderhitzer in der Eisen- und Hüttenindustrie verwendet wurden, war auch die Forschung hauptsächlich auf diesen Anwendungsbereich ausgerichtet. Mittlerweile haben Regeneratoren weitere Verbreitung gefunden. Neben der Stahlindustrie werden sie in Klima- und Kältetechnik [336, 337], Feuerungs- und Thermoprozesstechnik [338–345], Kraftwerkstechnik [346], Motoren- und Turbinentechnik [301, 347] eingesetzt.

Aufgrund der wesentlichen Bedeutung der regenerativen Wärmeübertrager für diese Arbeit werden einige Grundzüge der Rechenverfahren und des Regeneratorverhaltens nachfolgend erläutert.

Das thermische Verhalten von Regeneratoren wurde unter anderem von *Hausen* [348], *Willmott* [349, 350] und *Dragutinovic + Baclic* [351] ausführlich dargestellt. Es wird in der Regel vereinfacht durch die beiden Energiebilanzen der Gasphase und der Speichermasse beschrieben.

$$\frac{\partial(\rho \cdot h)}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho \cdot h \cdot w)}{\partial x} + \alpha^* \cdot a_v \cdot (\vartheta - T) \quad (\text{Gl. 30})$$

$$\frac{\partial(\rho_s \cdot h_s)}{\partial t} = -\alpha^* \cdot a_v \cdot (\vartheta - T) \quad (\text{Gl. 31})$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass die Speichermasse unbewegt ist (Festbett) und andere Effekte (Wärmeleitung, Diffusion, Dispersion, usw.) außer Acht gelassen werden können.

Das Zeitverhalten des Regenerators wird bei üblichen Betriebsbedingungen vor allem durch die Speichermasse bestimmt, sodass demgegenüber die Energiebilanz des Fluids als quasi-stationär betrachtet werden kann. Bei konstanter Dichte der Speichermasse können die Gleichungen mit $\rho \cdot w = \dot{m}/A$, $\partial h = c_p \partial T$ und $\partial h_s = c_s \partial \vartheta$ in die Form

$$\dot{m} \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{A \partial x} = \alpha^* \cdot a_v \cdot (\vartheta - T) \quad (\text{Gl. 32})$$

$$c_s \cdot \rho_s \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = -\alpha^* \cdot a_v \cdot (\vartheta - T) \quad (\text{Gl. 33})$$

gebracht werden.

Nach Einsetzen der Beziehungen $A \partial x = \partial V$ und $a_v \cdot \partial V = \partial A_T$ erhält man schließlich

$$\partial T = +\partial \Lambda \cdot \Theta \quad (\text{Gl. 34})$$

$$\partial \vartheta = -\partial \Pi \cdot \Theta \quad (\text{Gl. 35})$$

mit

$$\partial \Lambda = \frac{\alpha^* \cdot \partial A_T}{\dot{W}} \quad (\text{Gl. 36})$$

$$\partial \Pi = \frac{\alpha^* \cdot d A_T \cdot \partial t}{d W_s} \quad (\text{Gl. 37})$$

$$\Theta = \vartheta - T. \quad (\text{Gl. 38})$$

Da in diesen Gleichungen die Temperaturverteilung im Inneren der Speichermasse nicht berücksichtigt wird, ist ein angepasster Wärmeübergangskoeffizient einzusetzen, der den Wärmeübergang entsprechend der Differenz zwischen der Temperatur des Fluides und der mittleren Körpertemperatur der Speichermasse beschreibt. Hierauf wird noch in Abschnitt 5.8.2.1 näher eingegangen.

Die gebräuchlichen Methoden zur Berechnung des Verhaltens von Regeneratoren basieren entweder auf der exakten mathematischen Lösung der genannten oder ähnlicher Differentialgleichungen oder der angenäherten Lösung mit Hilfe numerischer Verfahren.

Zur numerischen Berechnung werden die Differentialgleichungen an vorgegebenen Stützstellen diskretisiert. Dazu werden überwiegend Finite-Differenzen-Methoden (FDM) angewandt. Je nachdem durch welche Differenzen die Differentiale angenähert werden ergeben sich unterschiedliche Verfahren. *Lambertson* [352] geht beispielsweise von den folgenden Näherungen aus

$$\partial T = +\partial \Lambda \cdot \Theta \approx T_4 - T_3 = +\Delta \Lambda \cdot \bar{\Theta} \quad (\text{Gl. 39})$$

$$\partial \vartheta = -\partial \Pi \cdot \Theta \approx \vartheta_2 - \vartheta_1 = -\Delta \Pi \cdot \bar{\Theta} \quad (\text{Gl. 40})$$

$$\Theta = \vartheta - T \approx \bar{\Theta} = \bar{\vartheta} - \bar{T} \quad \text{mit } \bar{\vartheta} = \frac{1}{2}(\vartheta_1 + \vartheta_2) \text{ und } \bar{T} = \frac{1}{2}(T_3 + T_4) \quad (\text{Gl. 41})$$

die in Abbildung 15 (a) grafisch veranschaulicht sind.

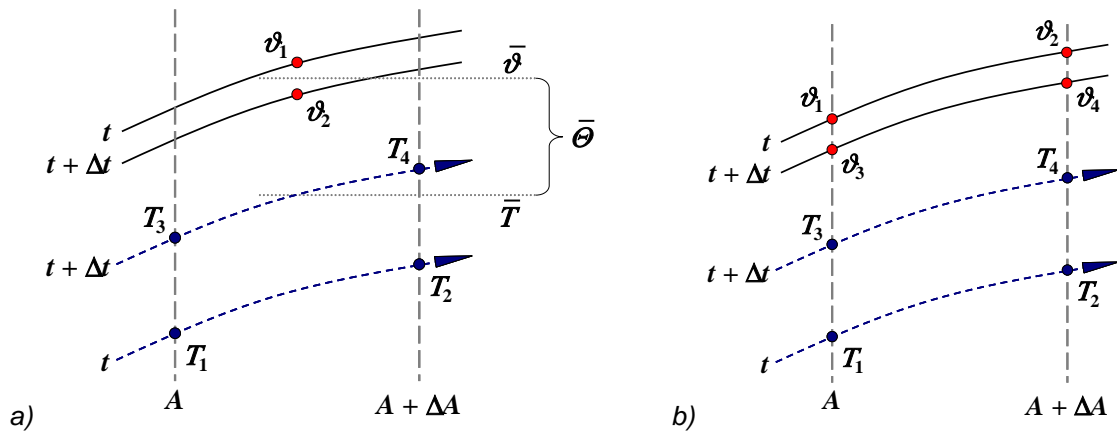


Abbildung 15: Diskretisierungsschemata zur Berechnung von Regeneratoren: (a) Verfahren von Lambertson; (b) Verfahren von Hausen

Stellt man dieses Gleichungssystem nach den unbekanntenen Temperaturen am Ende des Zeitschrittes Δt um, ergibt sich die folgende Rechenvorschrift

$$T_4 = T_3 + \frac{(\vartheta_1 - T_3)}{\frac{1}{\Delta\Lambda} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\Pi}{\Delta\Lambda} + 1 \right)} \quad (\text{Gl. 42})$$

$$\vartheta_2 = \vartheta_1 - \frac{\Delta\Pi}{\Delta\Lambda} \cdot \frac{(\vartheta_1 - T_3)}{\frac{1}{\Delta\Lambda} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\Pi}{\Delta\Lambda} + 1 \right)}$$

Diese kann, ausgehend von den Anfangsverteilungen der Gas- und Speichermassentemperaturen, zunächst sukzessive um ΔA fortschreitend entlang des Ortes angewandt werden und danach für jeden Zeitschritt $t_{n+1} = t_n + \Delta t$. Die Temperaturen der eintretenden Gasströme in den einzelnen Perioden müssen dazu zu jedem Zeitpunkt bekannt sein.

Ähnliche Rechenvorschriften sind auch bei *Hausen* und *Willmott* zu finden [348, 350].

Die im VDI-Wärmeatlas [31] als Stufenverfahren II bezeichnete Methode von *Hausen* [304] soll noch kurz dargestellt werden, da diese an einigen Stellen dieser Arbeit verwendet wird. Die Differentialgleichungen (Gl. 34) und (Gl. 35) können in einer einzigen DGL zusammengefasst werden, die nur noch von der Speichermassentemperatur abhängt. Dazu differenziert man (Gl. 35) partiell nach Λ , stellt die erhaltene Gleichung nach $\partial T / \partial \Lambda$ um und setzt diese zusammen mit (Gl. 35) aufgelöst nach T in die DGL der Gasphase (Gl. 34) ein.

Die sich ergebende Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial A_T \partial t} + \frac{\alpha^* \cdot dA_T}{dW_S} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial A_T} + \frac{\alpha^*}{\dot{W}} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = 0 \quad (\text{Gl. 43})$$

wird durch die Differenzenquotienten

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial A_T} = \frac{1}{2} \left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\Delta A_T} + \frac{\vartheta_4 - \vartheta_3}{\Delta A_T} \right); \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{1}{2} \left(\frac{\vartheta_3 - \vartheta_1}{\Delta t} + \frac{\vartheta_4 - \vartheta_2}{\Delta t} \right); \quad (\text{Gl. 44})$$

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial A_T \partial t} = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\vartheta_4 - \vartheta_3}{\Delta A_T} - \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\Delta A_T} \right)$$

diskretisiert (Abbildung 15 (b)), sodass man nach einigen Umformungen für die Speichermassentemperatur die Iterationsvorschrift

$$\vartheta_4 = \vartheta_1 + \frac{(\vartheta_2 + \vartheta_3 - 2\vartheta_1) + \frac{1}{2}(\Delta\Lambda - \Delta\Pi)(\vartheta_2 - \vartheta_3)}{1 + \frac{1}{2}(\Delta\Lambda + \Delta\Pi)} \quad (\text{Gl. 45})$$

erhält. Für die Temperatur der Gasphase gilt

$$T_4 = T_3 + \frac{\vartheta_3 + \vartheta_4 - 2T_3}{\frac{2}{\Delta\Lambda} + 1} \quad (\text{Gl. 46})$$

Da (Gl. 45) nur von der Speichermassentemperatur abhängt, reicht es aus, bei der Bestimmung des zyklisch stationären Zustandes zunächst nur diese Beziehung zu verwenden. Die Temperaturentwicklung der Gasphase kann dann im Nachhinein oder z. B. während des letzten Zyklus bestimmt werden.

Im Gegensatz zum Verfahren von *Lambertson* werden bei dieser Methode die Temperaturen der Speichermasse auf den Rändern eines Kontrollvolumens diskretisiert (vgl. Abbildung 15). Daher wird eine zusätzliche Gleichung benötigt, welche die zeitliche Entwicklung der Speichermassentemperatur auf der Gaseintrittsseite beschreibt. Diese ist durch

$$\Theta_{t+\Delta t} = \Theta_t \cdot e^{-\Delta\Pi} \quad (\text{Gl. 47})$$

gegeben [31].

Bei den einfachen Lösungsverfahren wird die Berechnung der zyklischen Aufheiz- und Abkühlvorgänge solange wiederholt, bis sich die Temperaturverteilungen am Ende des Zyklus um weniger als eine gegebene Schranke von den Verteilungen zu Beginn unterscheiden. Bei anderen Strategien werden die Gleichungen für alle Orts- und Zeitstützstellen formuliert und das erhaltene Gleichungssystem (ggf. nach Linearisierung) numerisch gelöst (z. B. [311]).

Eines der wesentlichen Ziele der Regeneratortheorie ist die korrekte Vorhersage der übertragenen Wärme, bzw. wenn diese ins Verhältnis zu den Enthalpieströmen der ein- und austretenden Medien gesetzt wird, des Regeneratorwirkungsgrades.

Hausen [298, 348] hat, basierend auf den Arbeiten von *Rummel* [297], die Wärmeübertragung in Regeneratoren in Analogie zu Rekuperatoren beschrieben [349]. Hierzu definierte er, ausgehend von der Forderung, dass im analogen Rekuperator innerhalb der Zykluszeit ebenso viel Wärme übertragen werden soll, wie im eigentlichen Regenerator, einen äquivalenten Wärmedurchgangskoeffizienten

$$Q_T = k_T^* \cdot A_T \cdot \Delta T_{m,\log} \cdot \tau_Z \quad (\text{Gl. 48})$$

Anhand der mathematischen Lösung der Regeneratorgleichungen konnte er zeigen, dass im Grenzfall unendlich kurzer Zykluszeiten der äquivalente Wärmedurchgangskoeffizient des Regenerators mit dem tatsächlichen Wärmedurchgangskoeffizienten des gleichwertigen Rekuperators übereinstimmt.

Für längere Zykluszeiten wird der Wärmedurchgangskoeffizient des gleichwertigen Rekuperators mit einem Faktor korrigiert.

$$k_T^* = \psi_\tau(\Lambda, \Pi) \cdot k_T. \quad (\text{Gl. 49})$$

Die Abweichungen des Regenerators gegenüber dem Rekuperator kommen in einer Abhängigkeit des Korrekturfaktors von den beiden Kennzahlen des Regenerators zum Ausdruck.

Hausen führte hierfür die Bezeichnungen „reduzierte Regeneratorlänge“

$$\Lambda = 2 \frac{k_T \cdot A_T \cdot \tau_Z}{W} \quad (\text{Gl. 50})$$

und „reduzierte Periodendauer“

$$\Pi = 2 \frac{k_T \cdot A_T \cdot \tau_Z}{W_S} = 2 \frac{k_T \cdot a_V \cdot \tau_Z}{\rho_S \cdot c_S \cdot (1 - \varepsilon_V)} \quad (\text{Gl. 51})$$

ein, mit der periodischen Wärmekapazität

$$W = \frac{1}{2} (\dot{W}_H \cdot \tau_H + \dot{W}_C \cdot \tau_C) \quad (\text{Gl. 52})$$

und der Gesamtzykluszeit

$$\tau_Z = \tau_H + \tau_C. \quad (\text{Gl. 53})$$

Für den speziellen Fall gleich langer Warm- und Kaltperioden mit der Dauer τ , sowie gleicher Wärmekapazitätsströme ergibt sich

$$\Lambda = 4 \cdot \frac{k_T \cdot A_T}{\dot{W}} = 4 \cdot St \quad (\text{Gl. 54})$$

$$\Pi = 4 \cdot \frac{k_T \cdot A_T \cdot \tau}{W_S} = 4 \cdot St \cdot \frac{\dot{W} \cdot \tau}{W_S}. \quad (\text{Gl. 55})$$

Hieran erkennt man, dass die reduzierte Periodendauer gleichbedeutend ist mit der Stanton-Zahl. Der Faktor vier entsteht durch die von *Hausen* gewählte Konvention, die Größen auf den Zyklus zu beziehen und nicht auf die einzelnen Perioden. Die reduzierte Periodendauer kann auch als Produkt aus der Stanton-Zahl und dem Wärmekapazitätsverhältnis aufgefasst werden. Vom Grundsatz her weisen also Regeneratoren ähnliche Einflussgrößen auf wie Rekuperatoren.

Für den Korrekturfaktor ψ_τ sind nur für Sonderfälle exakte Werte bzw. analytische Lösungen bekannt. So gilt

$$\Pi = 0 \text{ oder } \Lambda = \infty: \quad \psi_\tau = 1 \quad (\text{Gl. 56})$$

$$\Lambda = 0: \quad \psi_\tau = \frac{2}{\Pi} \tanh \frac{\Pi}{2} \quad (\text{Gl. 57})$$

In anderen Fällen muss der Korrekturfaktor einem Diagramm entnommen werden, dass *Hausen* und *Sandner* numerisch berechnet haben [308, 348]. Es ist in Abbildung 16 gezeigt, wobei die Grafik aus [31] hinter die Ergebnisse eigener Berechnungen gelegt wurde. Die berechneten Verläufe (verwendet wurde das o. g. Stufenverfahren von *Hausen*) stimmen insgesamt sehr gut mit denen des Originals überein. Lediglich bei sehr großen Werten der reduzierten Periodendauer und Regeneratorlänge ergeben sich größere Abweichungen.

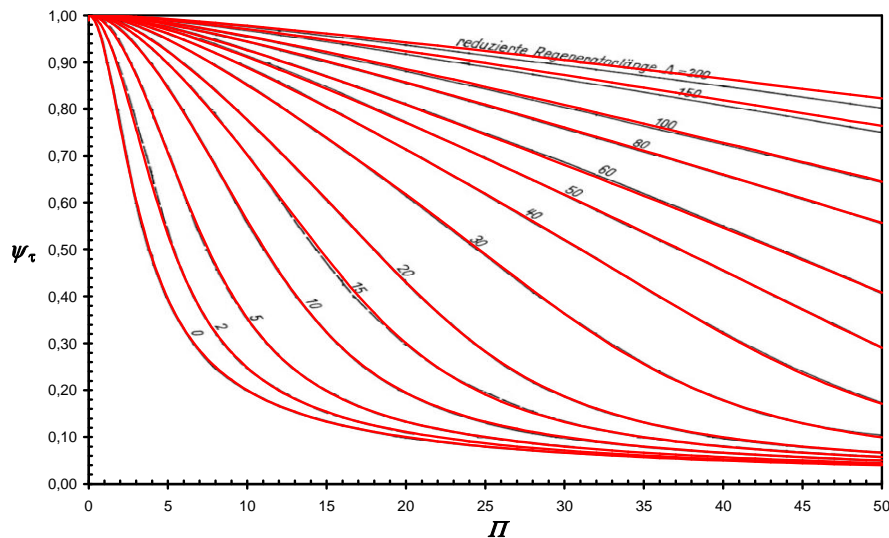


Abbildung 16: Abweichung der Wärmeübertragung im Regenerator gegenüber dem Rekuperator in der Darstellung nach Hausen

Dem Diagramm kann entnommen werden, dass der Faktor ψ_{τ} mit kleineren Werten von Δ und größeren Werten von Π abnimmt. Je kleiner ψ_{τ} ist, desto weniger Wärme wird innerhalb eines Zyklus übertragen und desto geringer ist der Wirkungsgrad des Regenerators.

Dies ist der Fall bei

- schlechtem Wärmeübergang bzw. -durchgang,
- kleiner Wärmeübertragerfläche,
- großen Massenströmen,
- geringer Wärmekapazität des Speichers und
- langen Zykluszeiten.

Neben diesen Abhängigkeiten des Regeneratorwirkungsgrades wurden beispielsweise die Einflüsse ungleicher Wärmekapazitätsströme und Taktzeiten [303, 353], variabler Stoffeigenschaften der Fluide und Speichermasse [354–357] sowie von Transmissionswärmeverlusten [317, 334, 358] untersucht.

Die überwiegende Zahl der Arbeiten betrachtet Regeneratoren mit einer Warm- und einer Kaltphase. Bei RNV-Anlagen liegen jedoch mindestens drei Takte vor (Abuft, Spülluft, Reingas). Je nach Anzahl der Regeneratoren und Gestaltung der Zyklussteuerung können auch mehrere Abluft- und Reingastakte auftreten. Hierzu sind kaum Untersuchungen bekannt. Über die Auswirkung des Spülschrittes bei einem Rotationsregenerator wird in [359] berichtet.

2.3 Andere Arbeiten

Im Folgenden wird etwas näher auf die Literatur eingegangen, die sich mit der Modellierung und dem Betriebsverhalten von RNV-Anlagen, KRVN-Anlagen oder katalytischen Strömungsumkehrreaktoren beschäftigt. Dabei werden vorwiegend solche Arbeiten betrachtet, deren Zweck in der Nachverbrennung von Abluftströmen mit organischen Inhaltsstoffen besteht. Die Darstellung beschränkt sich an dieser Stelle jedoch auf die wesentlichen Aspekte. Auf besondere Zusammenhänge, die in dieser Arbeit bestätigt werden oder zum Verständnis nachfolgender Abschnitte beitragen, wird an den entsprechenden Stellen eingegangen.

Nieken [81, 192, 246, 360] hat die katalytische Oxidation von Propan und Propen in Wabenkörpern betrachtet. Mit Hilfe eines vereinfachten, eindimensionalen, heterogenen Kontinuumsmodells (adiabat; c_p , p , Nu , $Sh = \text{const}$; ideales Gas (Luft); isochore Reaktionen; keine Strahlung) und exemplarischen Versuchen an einem Laborreaktor untersuchte er die Auswirkungen verschiedener Parameter (adiabate Temperaturerhöhung, Massenstromdichte, Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes, Kanaldurchmesser, Zyklusdauer u. a.). Beispielsweise hat er ermittelt, dass bei höherem Anteil der inerten Randzonen an der Gesamtlänge des Bettes die Maximaltemperatur bei gleichbleibender Flankensteigung zunächst zunimmt. Da dabei gleichzeitig die Länge der katalytisch aktiven Schicht verkürzt wird, nimmt die Maximaltemperatur wieder ab, sobald die Verweilzeit im Katalysator nicht mehr ausreicht, um den Schadstoff vollständig zu oxidieren. Bei längeren Zykluszeiten wird die Maximaltemperatur zu Beginn nur wenig niedriger, nimmt dann aber immer schneller ab, bis der Reaktor erlischt. Bei höheren Stoff- und Wärmeübergangskoeffizienten erhielt er geringfügig flachere Temperaturanstiege und etwas niedrigere Maximaltemperaturen. Vergleichsrechnungen mit anderen Modellen (1D pseudo-homogen, 2D heterogen) zeigten außerdem, dass die berechneten axialen Temperaturprofile recht gut übereinstimmen und Temperaturgradienten innerhalb der Wabenkörperstege vernachlässigt werden können. Zusätzlich hat er vereinfachte Modelle angegeben, die sich aus der Betrachtung als Wärmeübertragerreaktor oder der wandernden Brennzonen ergeben. Die HXR-Berechnung zeigte hinsichtlich der berechneten Maximaltemperatur nur geringe Unterschiede zu den eindimensionalen pseudo-homogenen und heterogenen Modellen. Weiter hat er das Auftreten mehrfach stationärer Zustände untersucht. Bei Reaktion einer Komponente fand er einen stabilen und einen labilen gezündeten Zustand. Bei Parallelreaktionen von zwei Komponenten mit unterschiedlicher Reaktionskinetik existierten zwei stabile gezündete Zustände, wobei bei der höheren Maximaltemperatur beide Komponenten oxidiert wurden, bei niedrigerer Temperatur nur die Komponente mit der geringeren Zündtemperatur. Zusätzlich hat er folgende Maßnahmen zur Regelung der Maximaltemperatur beleuchtet: Einspeisung von Stütz- oder Heißgas, Wärmeauskopplung, Heißgasauskopplung und Kaltgaseinspeisung (jeweils im Brennraum).

Matros + Bunimovich [85] verwendeten ein eindimensionales, heterogenes Modell und ein vereinfachtes Modell für kurze Umschaltzeiten (beide adiabatisch). Sie verglichen die Temperaturverläufe der KRVN mit einem gekoppelten System aus Regeneratoren und Festbettreaktor, sowie mit der RNV. Da beim KRVN-Prinzip der Katalysator zur Wärmerückgewinnung beiträgt, beim Festbettreaktor mit Luftvorwärmung jedoch nicht, werden bei der KRVN bei gleicher Abluftbeladung höhere Temperaturen erreicht. Die

höchsten Temperaturen werden bei der rein thermischen Verbrennung benötigt, was je nach Vorwärmgrad höhere Beladungen erfordert. Weiter bewerteten sie die Kosten der thermischen und katalytischen Nachverbrennung und kamen zu dem Schluss, dass KRV-Anlagen bei niedrigen Konzentrationen (etwa $0,5 \text{ g/m}^3$) wegen des geringeren Zusatzbrennstoffbedarfs wirtschaftlicher sind.

Züfle [209, 247–249] hat ein einfaches Stufenmodell entwickelt das von der HXR-Analogie ausgeht (adiabat, kein Druckverlust, andere Vereinfachungen nicht angegeben bzw. nachzuvollziehen) und Versuche zur katalytischen Oxidation von CO und Propan durchgeführt. Mit drei unterschiedlichen Katalysatoren hat er u. a. Versuche zum Einfluss von Zykluszeit, Konzentration, Volumenstrom und zu Zündgrenzen durchgeführt. Für das Modell benötigte Parameter (Stanton-Zahl, chemische Kinetik) bestimmte er aus den experimentellen Daten.

Nijdam [197, 361] hat ein heterogenes Stufenmodell entwickelt. Dabei betrachtete er jede Stufe als Regenerator mit inneren Wärmequellen und verwendete die dafür abgeleiteten analytischen Lösungen der Temperaturverläufe (unendliche Reihen) zur Berechnung. Das Modell berücksichtigt temperaturabhängige Stoffeigenschaften des Luftstroms, der als Mischung idealer Gase betrachtet wird, sowie die temperaturabhängige Wärmekapazität des Speichers. Zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten legte er den Ansatz von *Gnielinski* [31] und den Transientenfaktor von *Jeschar et al.* [362] zugrunde. Systematische Parametervariationen wurden nicht durchgeführt. In Experimenten an einer 1-Turm-Anlage mit Sattelnkörpern untersuchte er das Aufheiz- und Abkühlverhalten, Temperaturverläufe und Druckverluste. Einige der Messergebnisse verglich er mit Berechnungen und validierte verschiedene Ansätze zur Berechnung des Wärmeübergangs und Druckverlustes. Versuche zum Vermeiden von Emissionsspitzen durch einen Pufferspeicher (vgl. Abschnitt 2.1.7.3) ergaben eine Minderung der Reingaskonzentration um 50%. Er erkannte zwar die Eignung von KRV-Anlagen zur NO_x -Minderung durch SNCR, führte in Versuchen das Reduktionsmittel (NH_3) jedoch mit der Abluft zu und erhielt somit nicht das erhoffte Ergebnis. Weiter schlug er eine Burn-Out-Schaltung zum Beseitigen schwerflüchtiger Beläge vor.

Das Stufenverfahren von *Jauns-Seyfried* [198, 363–365] geht von der Regeneratorberechnung nach *Lambertson* aus, die um die Wärmefreisetzung aus chemischen Reaktionen erweitert wurde. Es handelt sich also ebenfalls um ein heterogenes Modell. Wärmeverluste und Strahlung werden vernachlässigt, Wärmeübergangskoeffizienten berechnet (*Gnielinski* [31] mit Transientenfaktor von *Jeschar et al.* [362]) und Druckverluste berücksichtigt. Die Oxidation des Kohlenwasserstoffs wird als irreversible, globale Einschrittreaktion zu Kohlendioxid oder als Zweischrittreaktion mit Zwischenprodukt Kohlenmonoxid beschrieben. Dabei werden für den ersten Reaktionsschritt gewählte kinetische Parameter, für die anschließende Oxidation von CO zu CO_2 die Kinetik von *Dryer* [366] zugrunde gelegt. Zur Berechnung des Wärmebedarfs wird das System als elektrisch beheizt betrachtet, d. h. die Luft- und Gaszufuhr durch Brenner wird vernachlässigt und stattdessen nur eine Wärmequelle im Brennraum betrachtet. Die Ermittlung der benötigten Stoffeigenschaften wird nicht beschrieben. Einige wesentliche Betriebs- und Anlagenparameter wurden rechnerisch am Beispiel von Sattelnkörpern variiert und ausgewählte Berechnungen mit wenigen Temperaturmessungen validiert. So zeigen in Abhängigkeit der

Umschaltzeit für verschiedenen Betthöhen berechnete mittlere Abluftvorwärmtemperaturen, dass diese bei kurzen Taktdauern etwa konstant bleiben und danach recht schnell geringer werden. Die maximale Umschaltzeit (von ihr festgelegt als Schnittpunkt zweier Tangenten an den berechneten Verlauf) ist dabei umso größer je länger der Regenerator ist (je nach Betthöhe 100 bis 1.000 Sekunden). Die grundsätzliche Tendenz stimmt demnach mit dem von *Nieken* festgestellten Verlauf der Maximaltemperatur überein. Wird bei gleicher Bettlänge der Abluftmassenstrom erhöht, nimmt die Abluftvorwärmtemperatur ab und die maximale Umschaltzeit wird geringer. Instationäre Simulationen zeigten, dass sich ausgehend von einem linearen Temperaturprofil nach Aufgabe eines Beladungssprungs Temperaturmaxima innerhalb der Regeneratoren ausbilden und nach und nach ein breites Temperaturplateau entsteht. Der dabei berechnete Konzentrationsverlauf lässt erkennen, dass die Oxidation dann bereits im Abluftregenerator stattfindet. Mit weiteren Berechnungen zeigte sie, dass die Höhe der Maximaltemperatur und der Ort an dem diese erreicht wird bei gleicher Umschaltzeit von der Bettlänge unabhängig sind, aber von der Beladung und dem Abluftstrom abhängen. Größere Umschaltzeiten führen zu schmäleren Temperaturplateaus. Als Maßnahmen zum Vermeiden der Maximaltemperaturen verglich sie Ablufteinspeisung und Heißgasauskopplung im Brennraum, sowie Erhöhen des Spülluftstroms. Ferner hat sie den Einfluss des Spülluftstroms auf den Brennstoffbedarf berechnet und festgestellt, dass dieser unabhängig von der Regeneratorlänge ist und leicht überproportional zum Gesamtstrom aus Abluft und Spülluft zunimmt (beträgt der Spülluftstrom 50% des Abluftmassenstroms, steigt der Bedarf etwa um 60%).

Grozev + Sapundzhiev [193] haben mit einem eindimensionalen, heterogenen Kontinuumsmodell (adiabat, andere Eigenschaften nicht nachvollziehbar) am Beispiel der CO-Oxidation die katalytisch-regenerative Nachverbrennung und die Wärmeauskopplung im Brennraum untersucht. Sie fanden, dass bei einer adiabaten Temperaturerhöhung von 100 K etwa 80% der Reaktionswärme abgeführt können, ohne dass der Umsatz nennenswert zurückgeht. Bei konstanter Wärmeabfuhr zeigte die Maximaltemperatur mit steigender Umschaltzeit und höherer Anströmgeschwindigkeit eine abnehmende Tendenz.

Ramdani et al. [194] entwickelten auf Basis der HXR-Analogie ein lineares, instationäres Modell (alle Eigenschaften außer Dichte konstant, keine axiale Wärmeleitung, punktuelle Reaktion am Katalysatoreintritt) und verglichen dieses mit einem Kontinuumsmodell, dass an das Modell von *Nieken* angelehnt ist, aber um Wärmeverluste im Brennraum erweitert wurde. Nähere Details zu den Modellen sind nicht angegeben. An einigen Beispielen zeigten sie, dass das einfache Modell die Reaktordynamik gut abbildet und brauchbare Vorhersagen von Temperaturen liefert.

Cittadini, Vanni, Barresi + Fissore gehen in mehreren Arbeiten ebenfalls auf die katalytische Oxidation von VOC und das Betriebsverhalten von RFR ein. In [221] entwickelten sie, ähnlich wie *Nieken*, aus der HXR-Analogie und der Geschwindigkeit der wandernden Brennzone ein vereinfachtes Modell, mit dem sie Maximaltemperatur, maximale Umschaltzeit, Löschgrenze sowie Beginn des autothermen Betriebs in Abhängigkeit verschiedener Parameter abschätzten. Einige Punkte verglichen sie mit einem diathermen, eindimensionalen, heterogenen Kontinuumsmodell wobei sich eine gute bis sehr gute Übereinstimmung zeigte. Maximaltemperatur und maximale Umschaltzeit nehmen bei konstanter Regeneratorlänge mit höheren Konzentrationen und Anströmgeschwindigkeiten

zu. In Abhängigkeit der Regeneratorlänge steigt bei konstanter Beladung die maximale Umschaltzeit linear an, ebenso bei konstanter Anströmgeschwindigkeit. Zum Erreichen der Zündgrenze bzw. des autothermen Betriebs ist jeweils eine bestimmte Mindestlänge erforderlich, die umso größer ist, je kleiner die Beladung und je geringer die Anströmgeschwindigkeit ist. Diese Mindestlängen nehmen mit längeren Zyklusdauern zu. In [190] gingen sie auf das Anfahrverhalten ein und berechneten mit dem eindimensionalen Modell in wie weit dabei der Umsatz von der adiabaten Temperaturdifferenz, der Umschaltzeit, dem Wärmedurchgangskoeffizienten der Reaktorwand, der Länge der inerten Randzone und der Anfangstemperatur abhängt. In [222] verglichen sie das Betriebsverhalten des Strömungsumkehrreaktors mit einem 3-Bett-Reaktor, der ähnlich wie ein SMB-Reaktor betrieben wird. Darüber hinaus beschäftigten sie sich mit der Regelung von KRVN-Anlagen [233, 236, 367].

Salomons [200] betrachtete die Oxidation von Methan mit einem instationären, zweidimensionalen, heterogenen Kontinuumsmodell. Dabei berücksichtigte er die temperaturabhängige Wärmekapazität der inerten Speichermasse, temperatur- und mischungsabhängige Stoffeigenschaften des Fluids (ideales Gas), berechnete Stoff- und Wärmeübergangskoeffizienten, Druck- und Wärmeverluste. Die Simulationen zeigten qualitativ gute Übereinstimmung, sagten jedoch teilweise zu hohe Maximaltemperaturen voraus. Im Vergleich zwischen einer ein- und zweidimensionalen Berechnung fand er im 2D-Fall eine bessere Übereinstimmung.

Gosiewski et al. haben die Wärme- und Heißgasauskopplung im Brennraum von KRVN-Anlagen am Beispiel der Oxidation von Methan untersucht [199, 368, 369], wobei sie ein eindimensionales, heterogenes Kontinuumsmodell verwendeten, das Transmissionswärmeverluste berücksichtigt. Sie stellten fest, dass die Auskopplung von Wärme zu asymmetrischen Temperaturprofilen führen kann, während sie bei Heißgasauskopplung symmetrische Verteilungen fanden. Die abführbare Wärmemenge ist umso größer, je höher die Maximaltemperatur ist, was so auch von *Nieken* und *Jauns-Seyfried* gefunden wurde. Sie konstatierten daher, dass die thermische Oxidation in diesem Fall besser geeignet sein kann, da wegen der höheren Betriebstemperatur ein geringerer Anteil Heißgas abgeführt werden muss, um die gleiche Menge Prozesswärme nutzen zu können. Dies wirke sich positiv auf den Betrieb aus, weil bei zu hohem Bypassanteil der Reaktor schnell erlischt.

Hevia et al. [227] betrachteten den Einfluss der Reaktorwand mit einem heterogenen, eindimensionalen Kontinuumsmodell in dem zusätzlich die Energiebilanz der Wand und Wärmeverluste berücksichtigt sind. Sie variierten die Wärmeleitfähigkeit (1...25 W/mK) und die Wärmekapazität der Wand (100...10.000 kJ/m³K) und kamen zu dem Schluss, dass hohe Werte den Stabilitätsbereich deutlich einschränken. Aus den Darstellungen geht hervor, dass die maximale Umschaltzeit bei kleiner Wärmeleitfähigkeit mit größerer Wärmekapazität zunimmt, bei großer Wärmeleitfähigkeit hingegen abnimmt. Große Wärmeleitfähigkeiten führen zu einer Minderung der Maximaltemperaturen, wohingegen hohe Wärmekapazitäten je nach Wärmeleitfähigkeit auch höheren Maximaltemperaturen nach sich ziehen können. Weiter gaben sie an, dass der Wandeeinfluss vernachlässigt werden könne, sofern die Wärmeleitfähigkeit geringer als 0,1 W/mK sei.

Marin et al. [370] verglichen von anderen Autoren entwickelte vereinfachte Modelle untereinander und mit einem adiabaten, heterogenen 1D-Modell. Sie wandten diese für die Berechnung der Maximaltemperatur sowie zur Dimensionierung eines Reaktors an und bewerteten die damit verbundenen wirtschaftlichen Konsequenzen.

Ronney [245] betrachtete einen nicht-adiabaten Gegenstromreaktor mit Verbrennungsreaktion. Ausgehend von den Energiebilanzen der Trennwand und der beiden Seiten des Wärmeübertragers fand er durch Umformen ein System aus sieben linearen und nichtlinearen Gleichungen mit sieben Unbekannten, das den Prozess in Abhängigkeit von sechs dimensionslosen Parametern beschreibt. In Abhängigkeit dieser Parameter berechnete er die Löschgrenze des Reaktors.

Choi + Yi [371] haben die regenerative Nachverbrennung mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation berechnet. Sie geben berechnete Konzentrationen von CO, CO₂ und NO sowie die Brennumtemperatur in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit an. Der untersuchte Bereich (bis 15 m/s), hohe Temperaturen (bis 1.500°C) und teilweise unplausible Diagramme schränken aber die Verwertbarkeit ein.

Vom Verfasser wurde ein instationäres, eindimensionales, heterogenes Stufenmodell entwickelt [2], das u. a. die instationäre Wärmeleitung innerhalb der Partikel, axiale Wärmeleitung in der Speichermasse, temperatur- und mischungsabhängige Stoffeigenschaften sowie Wärmeverluste berücksichtigt. Im Rahmen eines Forschungsprojektes [372] wurden das Reaktorverhalten untersucht und Betriebsparameter für eine Pilotanlage vorausberechnet [3]. Ein Vergleich mit Messungen zeigte gute Übereinstimmung. Simulationen von Beladungsänderungen unter adiabaten Bedingungen [373] bestätigten das von *Jauns-Seyfried* beschriebene Verhalten. Es bilden sich zunächst Temperaturmaxima, die entgegen der Strömungsrichtung in den Regenerator hineinwandern. Mit der Zeit findet ein Temperatúrausgleich statt, wodurch ein breites Temperaturplateau entsteht. Sind jedoch Transmissionswärmeverluste vorhanden, bleiben die Maxima und ein lokales Temperaturminimum im Zentrum bestehen.

In einem anderen Forschungsprojekt [5] wurde ein vereinfachtes Stufenmodell erarbeitet, das auf der HXR-Analogie beruht und als Vorläufer des hier beschriebenen Modells betrachtet werden kann. Mischungsdichte, Druckverlust, Dissipation, Transientenfaktor und Formfaktor der Reaktorwand wurden dabei vernachlässigt, Wärmeübertragung und Transmissionswärmeverluste mit Faktoren an Messungen angepasst. Der chemische Umsatz wurde vereinfacht mit einer einzelnen Globalreaktion erster Ordnung beschrieben. Anhand zahlreichen Simulationen wurden die Auswirkungen der grundsätzlichen Einflussgrößen aufgezeigt, die hier mit dem erweiterten Modell nachvollzogen werden. Darüber hinaus konnte das damalige Modell erfolgreich zur modellbasierten Regelung des heißen Bypass eingesetzt werden.

2.4 Abgrenzung der eigenen Arbeit

Wie die vorangegangenen Abschnitte gezeigt haben, wurden das Verhalten von Strömungsumkehr- und Wärmeübertragerreaktoren und deren Einflussgrößen bereits vielfach untersucht.

Meist werden dabei Kontinuumsmodelle verwendet wobei davon auszugehen ist, dass die beschreibenden Differentialgleichungen mit der Finite-Differenzen-Methode berechnet werden (die Diskretisierungs- und Lösungsverfahren werden oft nicht angegeben). Im Gegensatz dazu wird hier ein einfaches Zellenmodell³ verwendet, dessen Gleichungen und Struktur leicht verständlich und ohne mathematische Spezialkenntnisse nachvollziehbar sind.

Da in einem Großteil der Arbeiten dem instationären Reaktorverhalten große Bedeutung beigemessen wird, kommen überwiegend heterogene RFR-Modelle zum Einsatz. Die Analogie zum Wärmeübertragerreaktor ist zwar grundsätzlich bekannt, wurde bisher jedoch nur exemplarisch untersucht. Auch die dabei verwendeten Verbindungen zur Regeneratortheorie werden zwar gelegentlich erwähnt aber meist nicht näher erläutert. Hier hingegen werden das gesamte Modell detailliert beschrieben, zahlreiche Betriebs- und Anlagenparameter variiert und die Grenzen des HXR-Modells aufgezeigt.

In vielen Arbeiten werden zwar die zugrunde gelegten Modellgleichungen beschrieben, nicht aber die Bestimmung bzw. die Quellen der darin enthaltenen Parameter. Teilweise wird das Reaktorverhalten nur exemplarisch mit angenommenen Werten untersucht und anhand von wenigen Messungen die tendenzielle Übereinstimmung bestätigt. In anderen Arbeiten werden zunächst die Parameter anhand von Messungen angepasst und anschließend Simulationsrechnungen durchgeführt, meist ohne die Gültigkeit der Anpassungsparameter im Betrachtungsbereich anhand zusätzlicher Messungen zu überprüfen.

In dieser Arbeit hingegen wird ausführlich beschrieben, wie die Modellparameter berechnet oder ermittelt wurden. Lediglich die reaktionskinetischen Parameter wurden anhand weniger Messungen angepasst und im Weiteren beibehalten. Alle anderen Parameter werden berechnet.

Ein weiteres Alleinstellungsmerkmal dieser Arbeit kann in den experimentellen Ergebnissen gesehen werden. Während Messdaten sonst fast ausschließlich an kleinen Laborapparaturen gewonnen werden und für den RNV-Betrieb insgesamt nur sehr wenig Daten bekannt sind, wurden für diese Arbeit eine RNV-Anlage im Technikumsmaßstab eingesetzt und insgesamt (im Rahmen verschiedener Projekte) mehr als 500 Versuche durchgeführt.

³ Da die intensiven Zustandsgrößen im Zellmittelpunkt aus den Größen an den Rändern interpoliert werden, ist es keine Rührkesselkaskade.

3 Aufbau der Technikumsanlage

Die in dieser Arbeit gezeigten Versuchsergebnisse wurden allesamt an einer RNV-Anlage im Technikumsmaßstab gewonnen. Im Rahmen verschiedener Forschungsprojekte wurde die Anlage mehrfach erweitert und umgebaut, sodass sie gegenüber dem ursprünglichen Auslieferungszustand und dem üblichen Industriestandard deutlich umfangreicher ausgestattet ist. Obwohl hier Ergebnisse aus mehreren Perioden verwendet werden, können nicht alle Veränderungen, die an der Anlage vorgenommen wurden, detailliert beschrieben werden. Stattdessen wird hier nur der wesentliche Aufbau beschrieben und auf Veränderungen, sofern sie für die Ergebnisse wesentlich sind, an entsprechender Stelle eingegangen.

3.1 Gesamtsystem

Bei der Technikumsanlage (Abbildung 17 bis Abbildung 20) handelt es sich um eine 3-Turm-RNV klassischer Bauart, die für einen Abluftnormvolumenstrom von $3.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$ ausgelegt ist. Die einzelnen Regeneratoren sind in getrennten Gehäusen untergebracht. Quer darüber liegend ist der Brennraum angeordnet. Die Umschaltklappen sind als Schwenklappen ausgeführt und außenliegend angebracht. Die messtechnische Ausstattung ist recht umfangreich, sodass der Prozess gut bilanziert werden kann.



Abbildung 17: RNV-Anlage im Technikum des CUTEC Institutes

3 Aufbau der Technikumsanlage

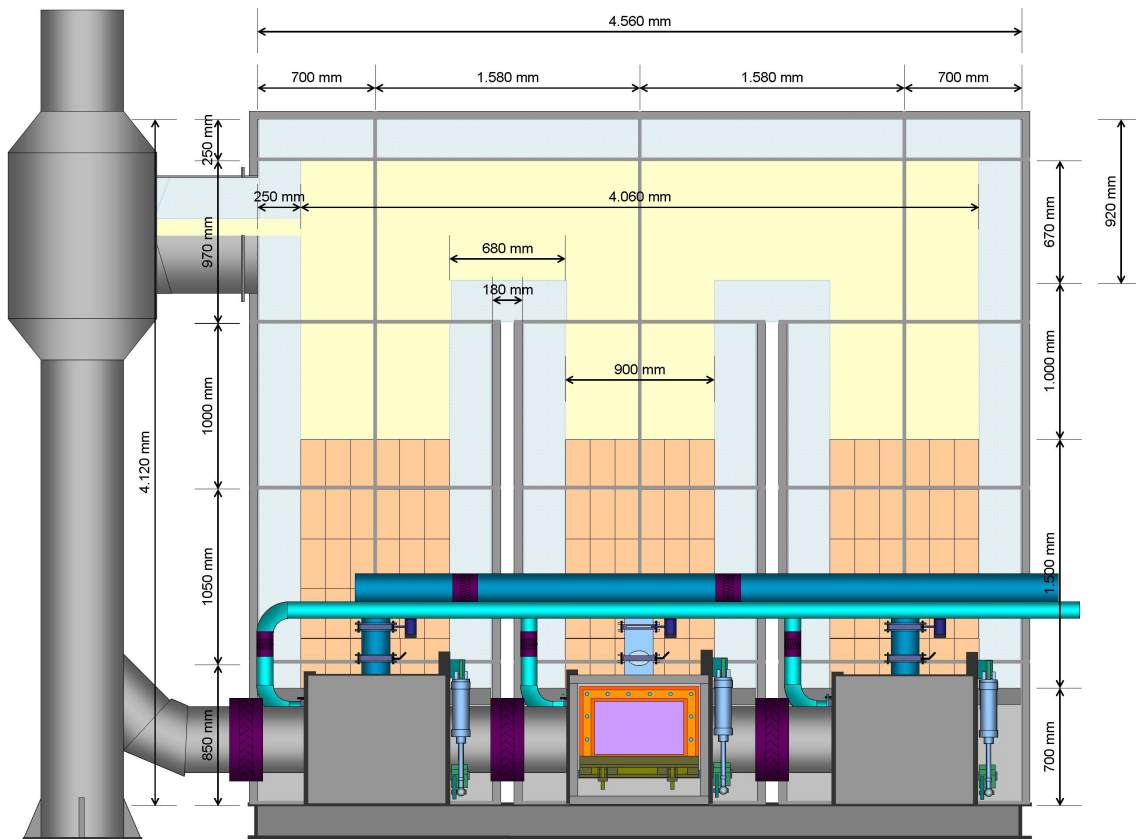


Abbildung 18: Vorderansicht der Technikumsanlage

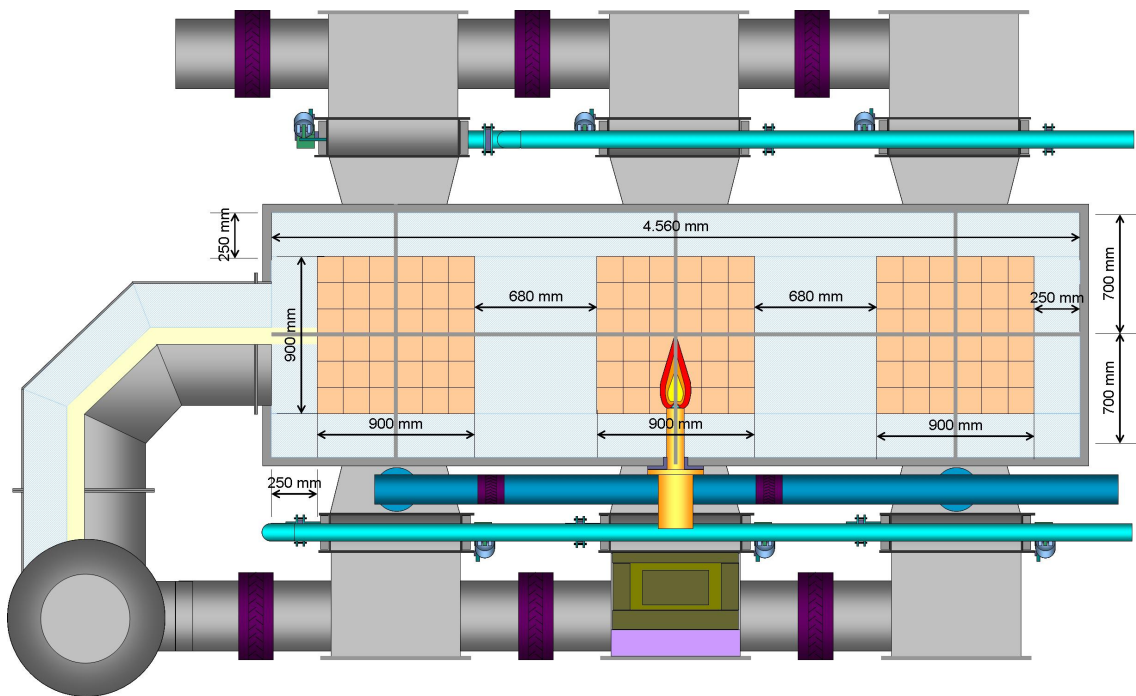


Abbildung 19: Draufsicht der Technikumsanlage

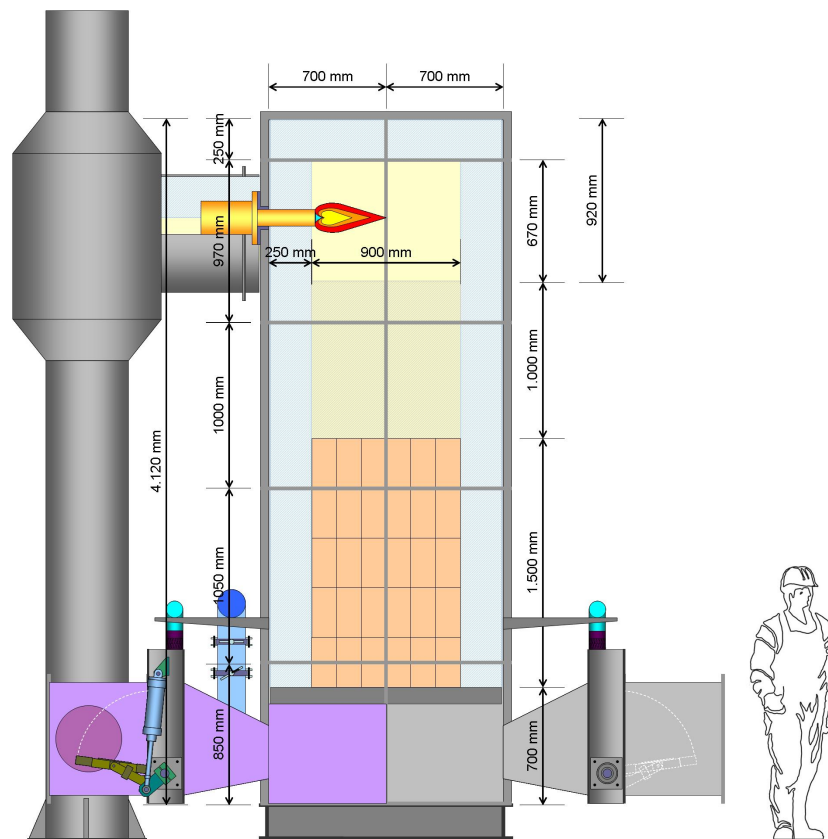


Abbildung 20: Seitenansicht der Technikumsanlage

3.2 Regeneratoren

Die einzelnen Regeneratortürme bestehen aus Stahlgehäusen mit einer Wandstärke von 2 mm, die mit außenliegenden Rippen verstärkt sind. Jedes Gehäuse besteht aus zwei Schüssen, die auf den Luftverteilkästen aufgesetzt, außen miteinander verschraubt und mit Schnüren aus drahtverstärkter Keramikfaser nach außen abgedichtet sind. Die lichte Innenhöhe ab Auflagerrost bis Oberkante Innendämmung beträgt etwa 2.800 mm, die Außenabmessungen sind quadratisch mit einer Seitenlänge von 1.404 mm.

Die Gehäuse sind innen mit Wärmedämmung versehen. Hierzu wurden Matten aus Hochtemperatur-Keramikfaser von 300 mm Breite und 25 mm Dicke verwendet, die vertikal, meanderförmig verlegt und mit zwischenliegenden horizontalen Fasermatten stabilisiert wurden. Die Gesamtdicke beträgt 250 mm, sodass ein Innenquerschnitt von 900 mm mal 900 mm zur Verfügung steht.

In die Gehäuse sind zahlreiche Stützen eingeschweißt, die es erlauben Temperatursensoren im laufenden Betrieb zu erneuern oder Messgasentnahmesonden an unterschiedlichen Positionen im Regenerator einzubringen. Für die Temperaturmessung werden 1,5 mm Mantelthermoelemente verwendet. Es stehen bis zu 15 Messpositionen zur Verfügung (0 / 150 / 300 / 450 / 600 / 700 / 800 / 900 / 1000 / 1100 / 1200 / 1300 / 1400 / 1500 / 2300 mm).

Im Rahmen der durchgeführten Versuche wurden verschiedene Speichermassen (Standard-Waben, Brückenwaben, Sattelnkörper) in unterschiedlichen Konfigurationen eingesetzt. Die Detaildaten dazu sind im Anhang angegeben (Abschnitt A2.1). Um die Thermolemente ins Zentrum des Regenerators bringen zu können, wurde ein Teil der Wabenkörper durchbohrt.

3.3 Brennraum

Der Brennraum besteht aus einem umlaufenden Stahlgehäuse mit aufgelegtem Deckel deren Grundkonstruktion derjenigen der Regeneratorengehäuse entspricht. Da die Regeneratortürme außen mit einem Abstand von 180 mm aufgestellt sind, ergeben sich für den Brennraum Innenabmessungen von 900 mm x 670 mm x 4.060 mm. Je nach Bestückung der Regeneratoren sind jedoch zum eigentlichen Brennraum die Freiborde der Regeneratorengehäuse hinzuzurechnen, sodass insgesamt ein größeres Volumen zur Verfügung steht.

Der Brennraumdeckel ist ebenfalls außen mit dem Gehäuse verschraubt, mit zwischenliegender Keramikschnur abgedichtet und innen gedämmt. Da er mit Kranhaken ausgestattet ist, kann er vollständig abgehoben werden, sodass ein Wechsel der Speichermasse auf recht einfache Weise von oben möglich ist. Weiter ist der Deckel mit drei Stützen ausgestattet in welche Lanzen zur Dosierung von Entstickungsmittel eingebaut werden können. Diese befinden sich jeweils zentral über den Regeneratoren. Leicht aus der Mitte versetzt sind drei Schauglasarmaturen angeordnet, über welche die Oberflächen der Regeneratoren und die Brennerflamme beobachtet werden können.

An einer Seitenfläche des Brennraumes, oberhalb des mittleren Regenerators, ist ein Erdgasbrenner eingebaut, der zum Aufheizen der Anlage und zur Regelung der Betriebstemperatur dient. Das Brennersystem wird unten noch ausführlicher erläutert.

An einer der Seitenflächen ist ein Heißgasbypass angeschlossen, über den ein Teil des heißen Reingases am Reingasregenerator vorbei aus dem Brennraum abgeführt werden kann. Auf der gegenüberliegenden Seitenwand wurde ein weiterer Abgang installiert. Durch diesen kann ein Teilstrom des Reingases der Verbrennungsluft des Brenners zugemischt werden.

Innerhalb des Brennraumes stehen drei Temperaturmessstellen zur Verfügung, die jeweils oberhalb der Regeneratoren gelegen sind. Hier werden Mantelthermoelemente mit 5 mm Durchmesser verwendet.

3.4 Klappensystem

Zur Realisierung des Umschaltzyklus wird ein System aus mehreren Klappen verwendet. Die Hauptklappen, mit denen die Abluft und Reingasströme gelenkt werden, sind außenliegend angebracht und als Schwenklappen ausgeführt.

Diese Anordnung verbessert die Zugänglichkeit der Klappen für Wartungsarbeiten und reduziert die Bauhöhe der Anlage. Sie hat aber auch zwei Nachteile. Einerseits wird dadurch das Volumen des Luftverteilkastens stark vergrößert. Dies wirkt sich nachteilig auf den Spültakt aus, da ein größerer Luftstrom benötigt wird, um die verbliebene Abluft ausreichend auszuspülen [374]. Andererseits schließen die Reingasklappen entgegen der Strömungsrichtung. Hierdurch wirkt die statische Druckdifferenz zwischen Abluft und Reingas dem Anpressdruck der Klappe entgegen, was die Abdichtung negativ beeinflussen kann.

Um zu verhindern, dass Abluft über die Dichtflächen der Klappen ins Reingas übertritt, wird das Prinzip der fluiddynamischen Dichtung verwendet (Abbildung 21). Dazu ist am Klappenrahmen eine umlaufende Doppelwulstdichtung installiert, in deren Zwischenraum Sperrluft zugeführt wird. Solange der Druck dieser Sperrluft überall größer ist als der Abluft-

bzw. Reingasdruck, ist sichergestellt, dass die Sperrluft immer vom Zwischenraum nach außen strömt. Die Sperrluft verhindert dadurch ein Eindringen von Abluft ins Reingas.

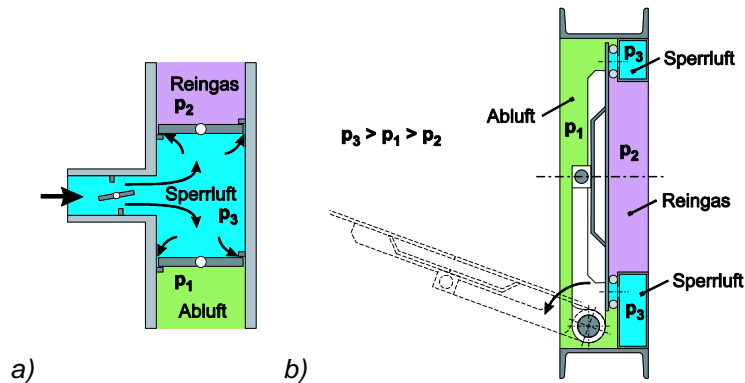


Abbildung 21: Fluiddynamische Dichtung [74]: (a) Funktionsprinzip; (b) technische Realisierung

Da die Sperrluft nur benötigt wird, wenn die Hauptklappen geschlossen sind, ist jeder Sperrluftanschluss mit einer Flügelklappe versehen, die im mechanischen Verbund mit der Schwenklappe die Sperrluft öffnet oder verschließt. Auch der Spülluftstrom wird mittels Flügelklappen weitergeschaltet. Diese sind in den Spülluftanschlüssen der einzelnen Regeneratoren angeordnet. Sämtliche Klappen des Umschaltsystems werden durch pneumatische Antriebe bewegt, die ihrerseits über Magnetventile angesteuert werden.

3.5 Stoffströme

Nachfolgend werden die am Prozess beteiligten Stoffströme, deren Bedeutung, sowie die jeweilige Art der Zuführung und Messung beschrieben.

3.5.1 Umgebungsluft

Da im Technikum kein Produktionsprozess vorhanden ist der Abluft emittiert, wird diese künstlich erzeugt. Dazu wird Umgebungsluft aus der Technikumshalle angesaugt und ggf. Lösemittel oder andere Schadstoffe zudosiert. Die Temperatur der einströmenden Luft wird mit einem Thermoelement erfasst, der Umgebungsdruck mit einem Absolutdrucktransmitter, der im Schaltschrank der RNV-Anlage untergebracht ist.

Die Hallenluft hat überwiegend Außenluftqualität, kann aber in Einzelfällen auch mit Spuren organischer Stoffe vorbelastet sein, da im Technikum noch weitere Anlagen betrieben werden, die zeitweise solche Verbindungen freisetzen. Diese Hintergrundbelastung ist allerdings sehr gering (< 10 ppm).

3.5.2 Lösemittel und andere Modellschadstoffe

Zum Erzeugen definierter Modellablufte steht eine Dosierstation mit drei identischen, voneinander unabhängigen Linien zur Verfügung. Diese bestehen im Wesentlichen jeweils aus einem Vorlagebehälter mit 250 Litern Fassungsvermögen, einer geregelten Membranpumpe zur Förderung der Substanzen, sowie einer Zweistoffdüse in der mit Hilfe von Druckluft ein feines Spray erzeugt wird. Die Zerstäuber sitzen jeweils an einem Stutzen über den die Umgebungsluft angesaugt wird, sodass die Tröpfchen vom Luftstrom mitgerissen und gut dispergiert werden. Um die Verdampfung zusätzlich zu verbessern und lokale Kondensation der Stoffe zu vermeiden, sind die Ansaugstutzen außen wärmeisoliert und

mit elektrischen Begleitheizungen versehen, sodass im Dosierbetrieb je nach Luftstrom eine Wandtemperatur von 140÷200°C sichergestellt werden kann.

Eine weitere Durchmischung findet im Abluftgebläse statt, so dass man davon ausgehen kann, dass die dosierten Stoffe vollständig in die Anlage eintreten und weder Tropfen-niederschlag noch Kondensation auftreten. Zumindest so lange der Taupunkt der vollständig vermischten Abluft nicht unterschritten wird. Dies muss allerdings vor der Dosierung anhand von Dampfdruckdaten überprüft werden.

Lässt sich bei Umgebungstemperatur nicht die gewünschte Abluftkonzentration herstellen, kann die angesaugte Hallenluft mit einem Heißluftstrom aus einer nebenstehenden TNV-Anlage gemischt werden. Dadurch lassen sich Ablufttemperaturen bis 200°C realisieren, sodass Kondensation auch bei höheren Konzentrationen ausgeschlossen werden kann.

Während und nach dem Dosierbetrieb waren bisher weder am Kondensatablass des Abluftgebläses noch in den Luftverteilkästen Kondensate feststellbar, sodass gesichert erscheint, dass keine Kondensation stattfindet.

Die Dosierstation ist in einer Kabine untergebracht über welche die Umgebungsluft angesaugt wird. Dies stellt sicher, dass sich keine zündfähige Atmosphäre um die Lösemittelbehälter herum bildet. Das Innere der Behälter kann zusätzlich mit Stickstoff inertisiert werden.

Die Menge der zugeführten Substanzen wird mit Hilfe von elektronischen Waagen, welche unter den Vorratsbehältern angebracht sind, kontinuierlich gemessen, sodass sich aus den Zeit- und Massendifferenzen sehr genau der dosierte Massenstrom ermitteln lässt. Dieser wird über die Hublänge der Membranpumpen voreingestellt und im Betrieb über die Drehfrequenz geregelt.

Bedingt durch die Bauart der Dosierung können damit nur Flüssigkeiten oder wasserlösliche Feststoffe zugeführt werden.

3.5.3 Abluft

Nach der Mischung der Modellsubstanzen mit der Umgebungsluft wird der Luftstrom als Abluft bezeichnet. Diese wird durch ein Radialgebläse gefördert, das druckseitig angeordnet ist.

Zur Bestimmung des Abluftstroms wird auf der Saugseite des Gebläses der dynamische Druck mit Hilfe eines Staugitters gemessen. Es hat mehrere radial angeordnete Rohre mit jeweils mehreren Öffnungen an denen der statische Druck bzw. der Staudruck abgenommen wird. Dadurch wird unmittelbar der mittlere dynamische Druck im Strömungsquerschnitt gemessen. Das Gitter ist mit einer Einlaufstrecke von 10 D und einer Auslaufstrecke von 4 D positioniert, sodass Messfehler minimiert werden. Exemplarische Strömungsprofile sind im Anhang gezeigt.

Für die Berechnung der Betriebsdichte werden zusätzlich der statische Druck und die Temperatur gemessen. Weiter steht eine Temperaturmessstelle auf der Austrittsseite des Gebläses zur Verfügung.

Der Abluft-Normvolumenstrom wird im Betrieb über die Drehfrequenz des Abluftgebläses geregelt.

3.5.4 Spülluft

Die Spülluft wird mit einem separaten drehfrequenzgeregelten Gebläse zugeführt. Zusätzlich kann der Spülluftstrom durch ein einstellbares Überdruckventil sowie eine Drosselklappe begrenzt werden.

Der dynamische Druck des Spülluftstroms wird mit einer Zylindersonde gemessen. Ebenso wie bei der Abluft werden der statische Druck und die Temperatur erfasst, sodass die Betriebsdichte ermittelt werden kann.

Das Gebläse fördert in eine zentrale Leitung von der aus drei Stichleitungen zu den Luftverteilkästen der Regeneratoren führen. In diesen Abgängen sind zum einen die Flügelklappen zur Zyklussteuerung montiert, zum anderen unterhalb davon jeweils Drosselklappen. Diese dienen dazu das Druckniveau in der Spülluftleitung über das der Abluft anzuheben, sodass das Reingas nicht über die Spülluftleitung kontaminiert werden kann [374].

3.5.5 Reingas

Der aus der Nachverbrennung ausströmende, thermische behandelte Luftstrom wird als Reingas bezeichnet. Der Reingasmassenstrom entspricht (bis auf Messfehler und Leckströme) der Summe der zugeführten Ströme.

Im Reingaskanal sind zwei Messstellen vorhanden, die vor und nach der Mischung mit dem Heißgasbypass angebracht sind. An beiden Positionen werden jeweils der dynamische Druck (Staugitter), sowie der statische Druck und die Temperatur gemessen. Zu Beginn des Kamins ist ein Strömungsgleichrichter angebracht, um die Anströmbedingungen der unteren Messstelle zu verbessern. Ebenso stehen dort jeweils Anschlussmöglichkeiten für Gasanalysatoren zur Verfügung. Aus den Messwerten an diesen beiden Stellen kann der Bypassmassenstrom bilanziert werden. Eine weitere Messung des statischen Druckes erfolgt in der Reingasleitung nach der letzten Reingasklappe.

3.5.6 Sperrluft

Der dynamische Druck der zugeführten Sperrluft wird je einmal auf der Abluft- und Reingasseite gemessen, wozu ebenfalls Zylindersonden verwendet werden. Temperatur und statischer Druck werden nur in der Sperrluftpauptleitung ermittelt. Gefördert wird die Sperrluft von einem mehrstufigen, unregelmäßigem Radialgebläse.

3.5.7 Verbrennungsluft

Bei den durchgeführten Experimenten kamen zwei verschiedene Brennersysteme zum Einsatz, die aber weitgehend ähnlich aufgebaut sind.

Beim ersten System, das bis Januar 2012 eingesetzt wurde, wurde die vom Erdgasbrenner benötigte Verbrennungsluft mit einem unregelmäßigem, mehrstufigen Radialgebläse gefördert. Für die Messung des Volumenstroms wurden eine Zylindersonde, ein Differenzdrucktransmitter, ein Überdrucktransmitter und eine Temperaturmessung eingesetzt. Die Luftmenge wurde über eine Regelklappe mit elektrischem Stellantrieb geregelt.

Beim zweiten System sind zwar ähnliche Komponenten aber andere Typen im Einsatz. Das Radialgebläse ist einstufig, drehfrequenzgeregelt und für Heißgas bis etwa 400°C geeignet.

Der dynamische Druck wird mit einem Drucktransmitter an einem Staurohr mit anderer Geometrie gemessen, die Temperatur mit einem Messwiderstand.

Gegenüber dem vorherigen System wurde im Zuge des Brennerumbaus die Anlage dahingehend erweitert, dass die Verbrennungsluft aus unterschiedlichen Quellen entnommen werden kann. Neben Umgebungsluft können auch Abluft oder Heißgas aus dem Brennraum oder Mischungen daraus zugeführt werden.

Bei beiden Systemen wird die Brennerluftleitung durch eine pneumatisch betätigte Absperrklappe verschlossen, wenn der Brenner nicht betrieben wird.

3.5.8 Brennstoff

Der erforderliche Zusatzbrennstoff kann alternativ oder kombiniert über den Brenner und ein Flammenlossystem zugeführt werden. Verwendet wird Erdgas aus dem städtischen Gasnetz mit einem Heizwert von $8,9 \text{ kWh/m}^3$ (Gruppe L). Eine genaue Gasanalyse und weitere Gaseigenschaften sind im Anhang angegeben.

3.5.8.1 Brennersystem

Beim ursprünglichen Brennersystem wurde ein Eclipse-Hochgeschwindigkeitsbrenner (Typ 104-26-A-H/MVTA) mit einer maximal möglichen Leistung von 440 kW eingesetzt, der jedoch auf etwa 120 kW gedrosselt war. Dieser wurde im Rahmen eines Forschungsprojektes, das den katalytisch-regenerativen Betrieb zum Inhalt hatte, durch einen Hochgeschwindigkeitsbrenner der Crone Wärmetechnik GmbH (HGB 200 WL 1000, 5÷100 kW) ersetzt. Der Brennerwechsel war in diesem Zusammenhang notwendig, da zum einen ein größerer Stellbereich benötigt wurde, zum anderen auch Heißgas als Verbrennungsluft eingesetzt werden sollte.

Die Gasstrecke wurde beim Umbau beibehalten. Sie besteht aus Gasfilter, Überdruckregler, zwei Magnetventilen, Minimal- und Maximaldruckschaltern und einem Drehkolbengaszähler, dessen Impulsausgang an der Steuerung angeschlossen ist.

Die Regelung der Gasmenge erfolgte beim ursprünglichen System über eine Regelklappe im mechanischen Verbund mit der Luftmenge. Beim neuen System wird eine andere Regelklappe eingesetzt, die mit einem eigenen Stellantrieb ausgestattet ist.

3.5.8.2 Flammenlossystem

Die Gasstrecke des Flammenlossystems ist ähnlich aufgebaut wie diejenige des Brenners. Sie besteht aus Gasfilter, Überdruckregler, Magnetventilen, Maximal- und Minimaldruckschalter, Regelventil mit elektrischem Stellantrieb und Drehkolbengaszähler.

Das zugeführte Erdgas wird der Abluft nach dem Gebläse über eine Lanze beigemischt hinter der ein statischer Mischer angeordnet ist.

3.6 MSR-Technik

Die wesentlichen verwendeten Komponenten der Sensorik und Aktorik sind im Anhang zusammengestellt und ihre Messbereiche und Messfehler angegeben.

Die Technikumsanlage ist mit einem Prozessleitsystem nach Industriestandard ausgestattet und weitgehend automatisiert. Als Speicherprogrammierbare Steuerung werden Siemens S7[®] Baugruppen eingesetzt, Siemens WinCC 7.0[®] wird zur Visualisierung verwendet.

Für die wichtigsten Größen sind Regler im Steuerungsprogramm implementiert, sodass die gewünschten Versuchsbedingungen recht einfach eingestellt werden können. Um die Messwertschwankungen, die sich durch die zyklische Umschaltung ergeben, auszugleichen werden PI-Regler mit relativ langer Integrationszeit (zwischen 1 und 5 Minuten) eingesetzt und diese zusätzlich bei jedem Umschaltvorgang kurzzeitig außer Kraft gesetzt. Dadurch werden die Mittelwerte der Größen gut eingeregelt.

Folgende Prozessparameter sind regelbar:

- Abluftnormvolumenstrom
- Spülluftnormvolumenstrom
- Brennerleistung (anhand der Brennraumtemperatur oder Erdgaskonzentration bez. auf Abluft)
- Erdgasstrom über Flammenlossystem (anhand der Brennraumtemperatur oder Erdgaskonzentration bez. auf Abluft)
- Bypassmassenstrom
- Lösemittel bzw. Schadstoffkonzentrationen

sowie beim neuen Brennersystem

- Verbrennungslufttemperatur
- Überdruck der Verbrennungsluft ggü. Brennraum.

Die Steuerung des zyklischen Betriebs ist mit Schrittzählern realisiert. Für die einzelnen Takte des Zyklus können bei jedem Regenerator Startschritt und Schritttanzahl bzw. Startschritt und Endschrift eingestellt werden.

Weiter ist das Prozessleitsystem mit einer Prozessdatenarchivierung ausgestattet durch welche alle Messdaten als 4-Sekunden-Momentanwerte gespeichert werden. Dabei werden einzelne Tagesdateien im csv-Format erzeugt, die leicht weiterverarbeitet werden können.

4 Allgemeines Betriebsverhalten, Versuchs- und Auswertungsmethodik

Im Folgenden wird zunächst anhand eines ausgewählten Beispiels das allgemeine Betriebsverhalten erläutert, danach wird beschrieben in welcher Art und Weise die einzelnen Versuche durchgeführt und die Messdaten ausgewertet wurden.

4.1 Allgemeines Betriebsverhalten

Bedingt durch die zyklische Umschaltung der Strömungsrichtung in den einzelnen Regeneratoren und die Abfolge der drei Takte (Abluft, Spülluft, Reingas), erreicht der Prozess keinen stationären Zustand. Es wird jedoch nach ausreichend langer Zeit ein Zustand erreicht, in dem die einzelnen Messgrößen periodisch um einen zeitlichen Mittelwert herum schwanken, wobei sie immer wieder die gleichen Änderungen durchlaufen. Dies wird als zyklisch-stationärer Zustand bezeichnet.

Dieses zyklisch-stationäre Verhalten wird nun anhand einer ausgewählten Anlageneinstellung beschrieben. Es handelt sich dabei um den temperaturgeregelten Flammenlosbetrieb, bei dem die Solltemperatur (hier 850°C) durch Beimischung von Erdgas zur Abluft eingeregelt wird. Der Abluft-Sollvolumenstrom betrug dabei 2.000 m_N³/h, die Zykluszeit 180 Sekunden.

Abbildung 22 zeigt für einen Zeitraum von zwei Stunden die zeitlichen Verläufe der gemessenen Temperaturen innerhalb des mittleren Regenerators, die Temperatur im darüber liegenden Freibord (Messposition 2.300 mm), sowie die mittlere Brennraumtemperatur (T BK). Letztere wird als arithmetischer Mittelwert der Messwerte der drei vorhandenen Temperaturmessstellen berechnet.

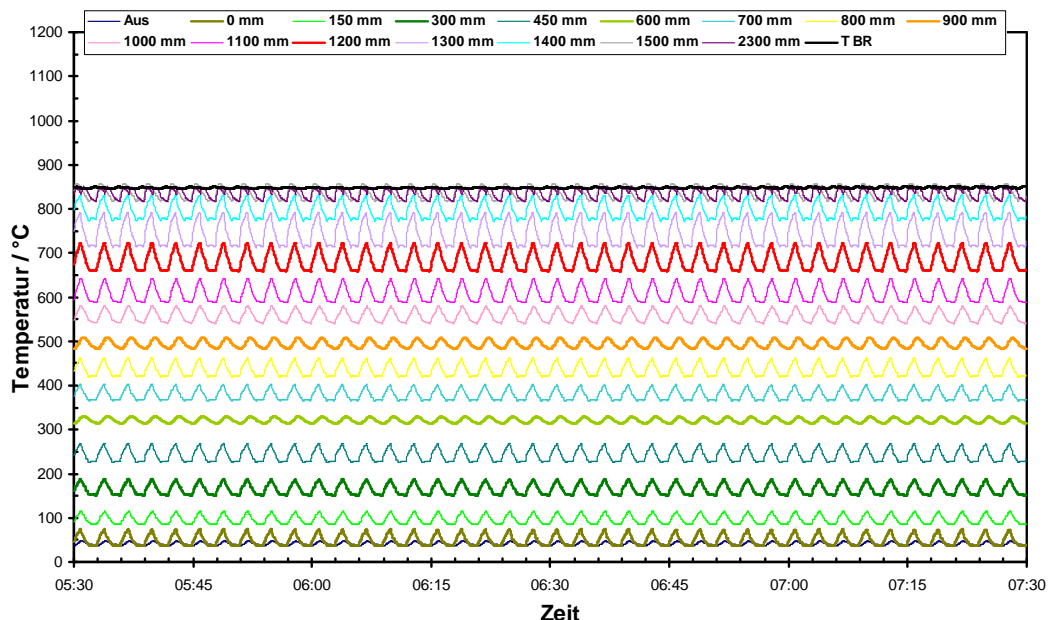


Abbildung 22: Zeitliche Verläufe der Regeneratortemperaturen

Der zyklisch stationäre Zustand kommt darin sehr gut zum Ausdruck. Weiter ist zu erkennen, dass die Brennraum-Solltemperatur sehr gut eingeregelt wird. In Abbildung 23 sind einige der Zyklustemperaturen noch einmal dargestellt, wobei über fünf volle Zyklen gemittelt wurde. Die drei Takte sind in den Verläufen gut zu erkennen. Zu Beginn des Ablufttaktes,

was dem Ende des Reingastaktes entspricht, werden die höchsten Temperaturen erreicht. Der Regenerator ist also zu diesem Zeitpunkt thermisch maximal aufgeladen. Die Zufuhr der vergleichsweise kalten Abluft führt zur Abnahme der Regeneratortemperaturen. Die Keramik kühlt sich ab, wobei gleichzeitig die durchströmende Abluft erwärmt wird. Im Spüllufttakt bleiben die Temperaturen nahezu konstant. Dies liegt daran, dass durch den geringen Spülluftvolumenstrom (hier $195 \text{ m}_N^3/\text{h}$) der Keramik nur wenig Wärme entzogen wird. Im nachfolgenden Reingastakt wird der Regenerator durch das hindurchströmende heiße Reingas wieder thermisch bis auf den Ausgangszustand aufgeladen und der Zyklus beginnt von Neuem.

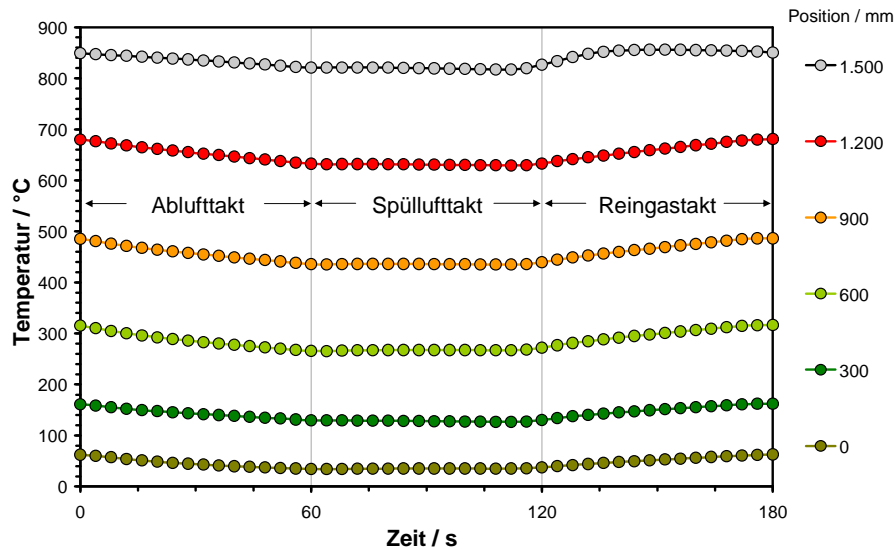


Abbildung 23: Temperaturverläufe innerhalb eines Zyklus

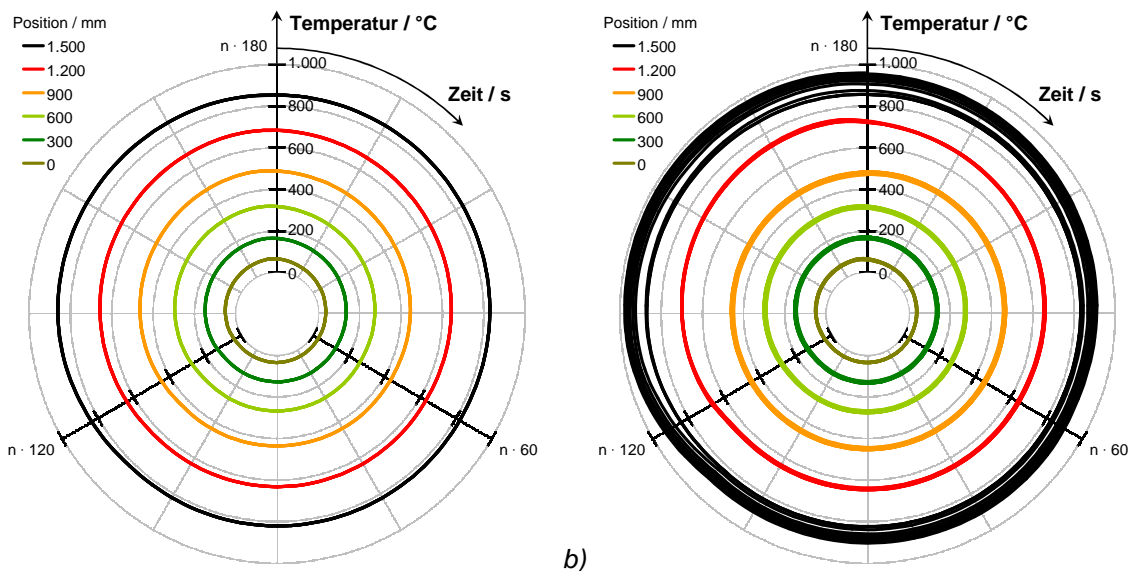


Abbildung 24: Temperaturverläufe in zyklischer Darstellung: (a) zyklisch-stationärer Zustand; (b) instationärer Zustand

Die Qualität des zyklisch-stationären Zustands kann optisch besonders gut beurteilt werden, wenn die Momentanwerte der Temperaturen wie in Abbildung 24 dargestellt werden. Dazu wurden die Zeitverläufe zunächst skaliert und dann mit Hilfe der trigonometrischen

Funktionen in die Kreisform projiziert. Der Ablufttakt beginnt jeweils zum Zeitpunkt $n \cdot 0$ s bzw. $n \cdot 180$ s, der Spülschritt bei $n \cdot 90$ s und der Reingastakt entsprechend bei $n \cdot 120$ s. Abgebildet sind fünf Zyklen (a), die aber nicht im Einzelnen unterscheidbar sind. Die Temperaturänderungen wiederholen sich also in jedem Zyklus quasi exakt auf die gleiche Weise. Zum Vergleich sind in Diagramm (b) zehn Zyklen eines instationären Betriebszustandes (Übergang in überautothermen Betrieb) gezeigt.

Die Stellungen der einzelnen Umschaltklappen werden vom Prozessleitsystem archiviert. Daher können die verschiedenen Strömungszustände der Regeneratoren noch im Nachhinein bestimmt werden. Bildet man die Taktmittelwerte der Temperaturen und trägt diese über der Messposition auf, erhält man das Temperaturprofil. Abbildung 25 zeigt einen Vergleich der Temperaturprofile in den drei Regeneratoren, wobei der Verlauf im Ablufttakt links, der im Reingastakt rechts und die Messpositionen mit dem mittleren Gesamtströmungsweg normiert dargestellt sind. Die Profile in den drei Regeneratoren stimmen in diesem Fall recht gut überein. Allerdings ist dies nicht immer gewährleistet. Insbesondere im überautothermen Betrieb treten recht häufig Zustände auf, in denen sich die Temperaturverläufe in den einzelnen Regeneratoren recht stark unterscheiden [5].

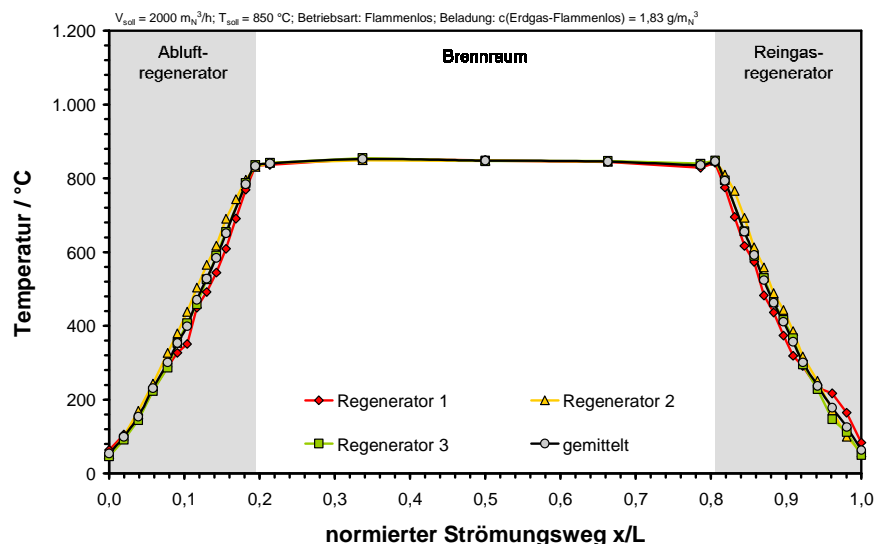


Abbildung 25: Vergleich der in den drei Regeneratoren gemessenen Temperaturprofile

Die Temperaturen der zugeführten Luftströme sind relativ konstant (Abbildung 26). Wird die Technikumsanlage ohne Vorwärmung der Abluft durch die TNV betrieben, entspricht ihre Temperatur am Gebläseeintritt der Umgebungstemperatur. Durch das Gebläse erfährt sie eine geringfügige Temperaturerhöhung von ca. 2 K. Die Temperaturen von Spül- und Sperrluft sind deutlich größer als die Umgebungstemperatur. Bei der Spülluft ist dies vor allem dadurch zu begründen, dass diese in der Nähe der Regeneratoren angesaugt wird. Das Sperrluftgebläse befindet sich zwar samt Ansaugöffnung in Bodennähe und ist der Regeneratorabwärme nicht so stark ausgesetzt, allerdings wird hier ein mehrstufiges Gebläse eingesetzt, das eine höhere Temperaturdifferenz verursacht. Da die Anlage im gezeigten Fall flammenlos (ohne Brenner) betrieben wurde, ist die erhöhte Brennerlufttemperatur ebenfalls durch die Abwärme der Regeneratoren zu erklären.

Die Reingastemperaturen zeigen ähnliche Zyklusschwankungen wie die Regeneratortemperaturen. Die erste Messposition befindet sich im Kamin kurz nach dem Anschluss der

Reingasleitung, die zweite Messung einige Meter stromabwärts, hinter der Beimischung des Bypassstroms. Da der Kamin nicht wärmegeämmt ist, ist die Temperatur bei geschlossenem Bypass an der zweiten Messstelle etwas niedriger als an der ersten.

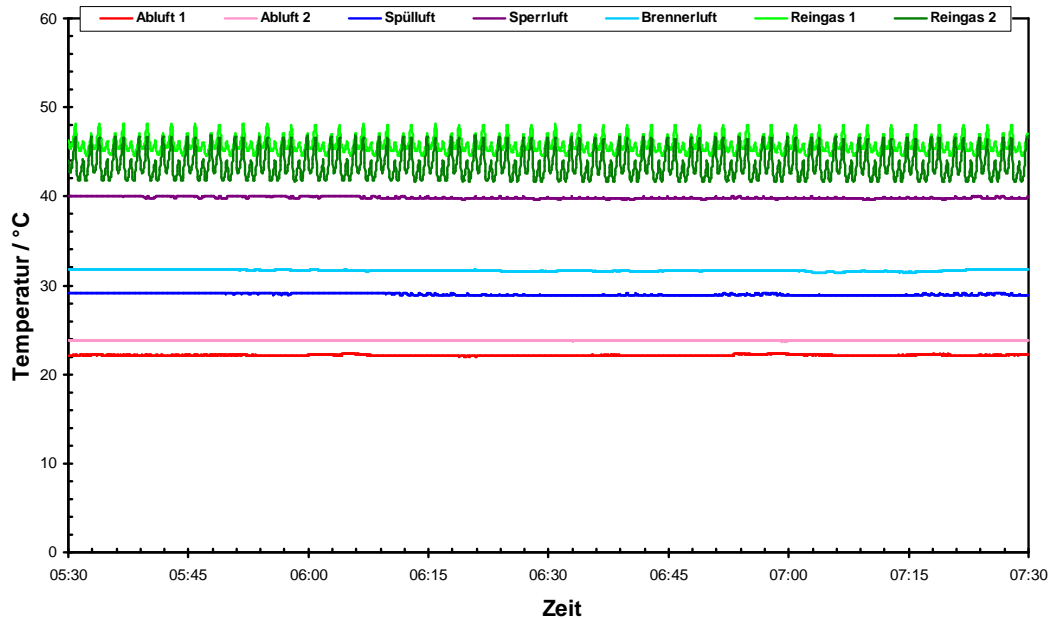


Abbildung 26: Zeitliche Temperaturverläufe der ein- und austretenden Medien

Das Öffnen und Schließen der Klappen führt bei den gemessenen Volumenströmen zu großen Spitzenwerten. In Abbildung 27 sind die aus den Messwerten berechneten Norm-Volumenströme gezeigt. Die Hauptströme (Abluft, Spülluft und Reingas) sind auf der linken Ordinate, die Sperrluftströme auf der rechten Achse dargestellt.

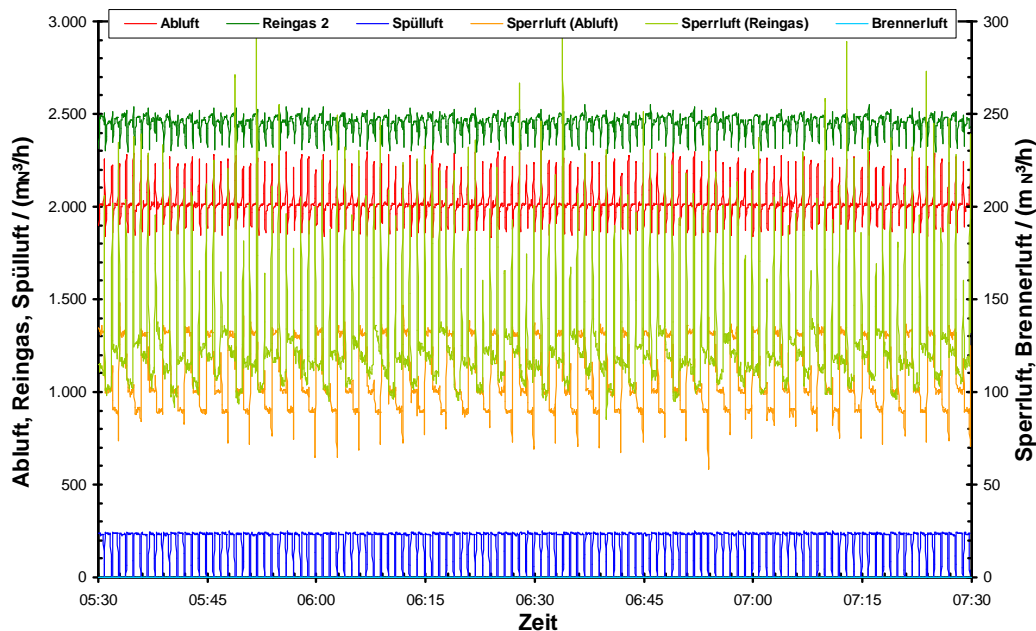


Abbildung 27: Zeitliche Verläufe der rechnerischen Volumenströme im Normzustand

Die Abluft- und Spülluftströme werden durch Anpassen der Drehfrequenz der Gebläse auf einen vorgegebenen Sollwert geregelt. Ihre Mittelwerte sind daher sehr konstant. Das Sperrluftgebläse wird hingegen mit konstanter Drehfrequenz betrieben, sodass sich die Sperrluftströme aus den jeweiligen hydraulischen Widerständen ergeben. Je nach

Gegendruck im jeweiligen Regenerator und Druckverlust im Leitungs- und Klappensystem stellen sich dadurch unterschiedliche Volumenströme ein. Da die Sperrluftströme aber im Vergleich zu den Hauptströmen recht gering sind und ein guter Teil der Sperrluft ohnehin ins Reingas tritt ohne die Regeneratoren zu passieren, werden diese Schwankungen als unerheblich betrachtet. Dennoch sind sie im Reingasvolumenstrom wiederzufinden. Da das Beispiel den Flammenlosbetrieb zeigt, ist der Brennerluftstrom Null.

Abbildung 28 zeigt die Fehler der berechneten Massen- und Energiebilanzen. Der absolute Fehler zwischen dem abgeführten Reingasmassenstrom und der Summe der zugeführten Massenströme beträgt in diesem Fall im Mittel $-5,4 \text{ kg/h}$. Gemäß der Bilanz wird also etwas weniger Masse abgeführt als zugeführt wird. Der relative Fehler der Massenbilanz liegt bei $-0,17 \%$, was einen messtechnischen Idealfall darstellt. Im Allgemeinen beträgt der relative Fehler der Massenbilanz weniger als $\pm 5\%$.

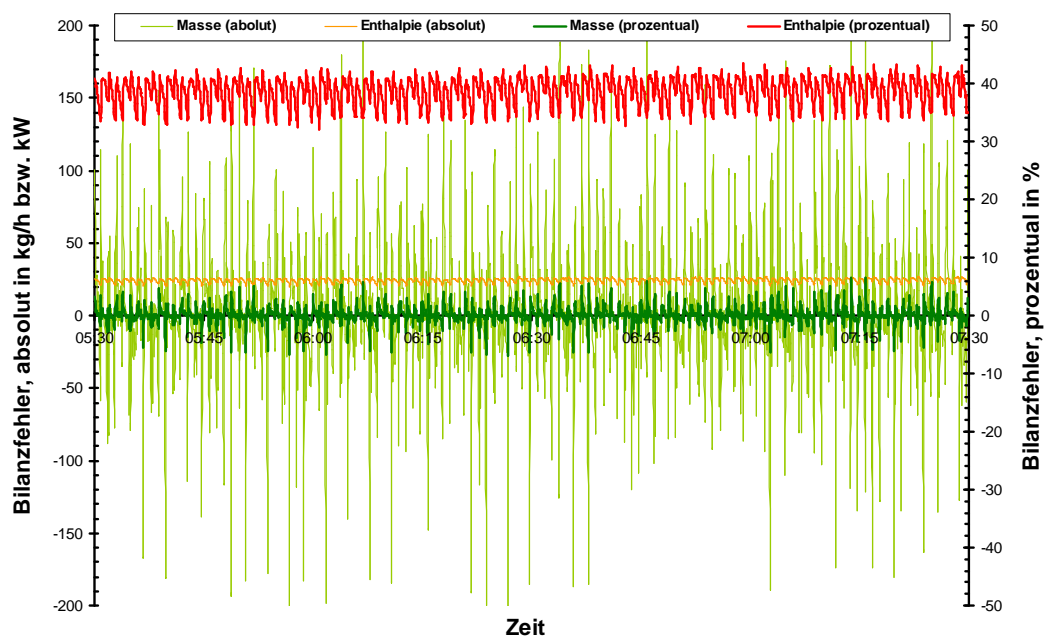


Abbildung 28: Zeitliche Verläufe der absoluten und relativen Bilanzfehler

Die Abweichung der Energiebilanz beträgt hier bezogen auf die Messwerte im Mittel -26 kW bzw. $-40,3\%$. Die Differenz wird als Transmissionswärme an die Umgebung abgegeben.

Um die gemessene Bilanz in dieser Hinsicht abzusichern, werden bei jeder Auswertung die Transmissionswärmeverluste aus einer vereinfachten Berechnung ermittelt. Die Ergebnisse für den gezeigten Fall sind in Abbildung 29 dargestellt. Demnach wird die meiste Wärme vom Brennraum, den Regeneratoren und den Kästen der Reingasklappen abgegeben. Die berechnete Summe der Einzelverluste beträgt $24,5 \text{ kW}$, was gut mit dem gemessenen Wert von 26 kW übereinstimmt. Bezieht man die berechneten Wärmeverluste in die Bilanz mit ein, reduziert sich der Fehler auf $-1,5 \text{ kW}$ entsprechend $-2,3\%$, was einen typischen Wert darstellt. Insgesamt kann auch hier konstatiert werden, dass der relative Fehler der rechnerischen Energiebilanz im Allgemeinen weniger als $\pm 5\%$ beträgt.

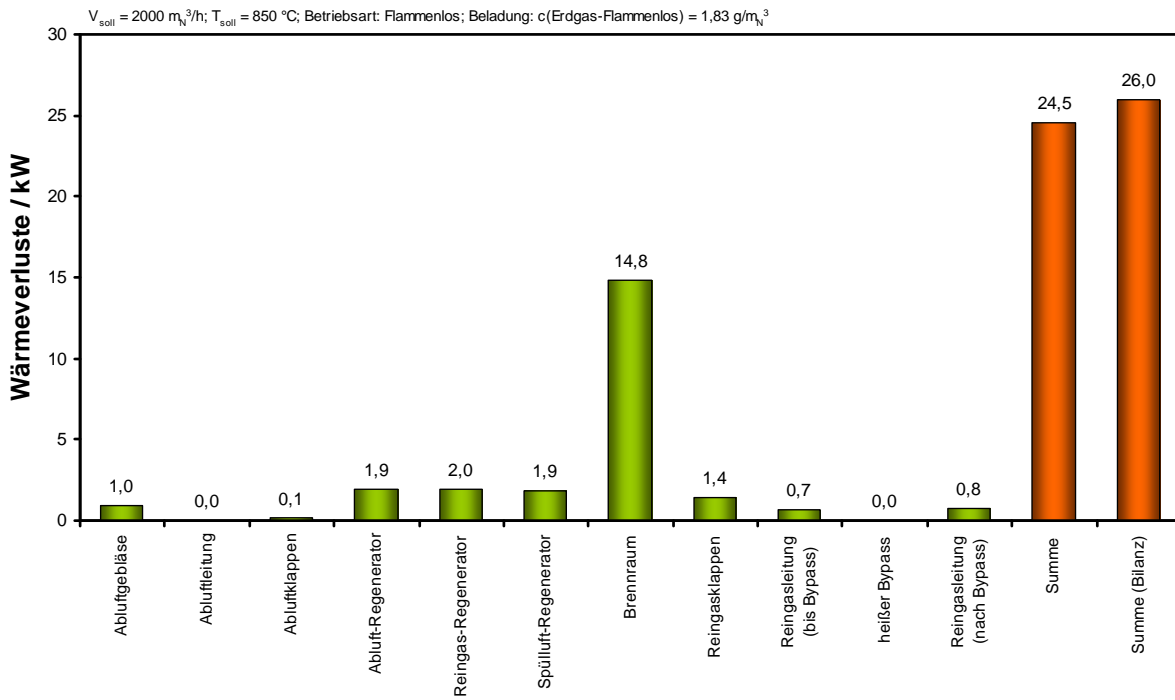


Abbildung 29: Verteilung der berechneten Transmissionswärmeverluste

Die gemessenen statischen Überdrücke gegenüber Umgebung sowie die daraus ermittelten charakteristischen Druckdifferenzen sind in Abbildung 30 veranschaulicht. Auf der Saugseite des Abluftgebläses herrscht ein geringfügiger Unterdruck von -1,5 mbar. Entsprechend groß ist der Druckverlust über die Dosierstation und die Abluftleitung bis zum Gebläseeintritt. Der Überdruck auf der Druckseite des Abluftgebläses beträgt 14,3 mbar, sodass der Gesamtdruckverlust vom Lufteintritt in die Dosierstation bis zum Austritt am Kamin 15,8 mbar groß ist.

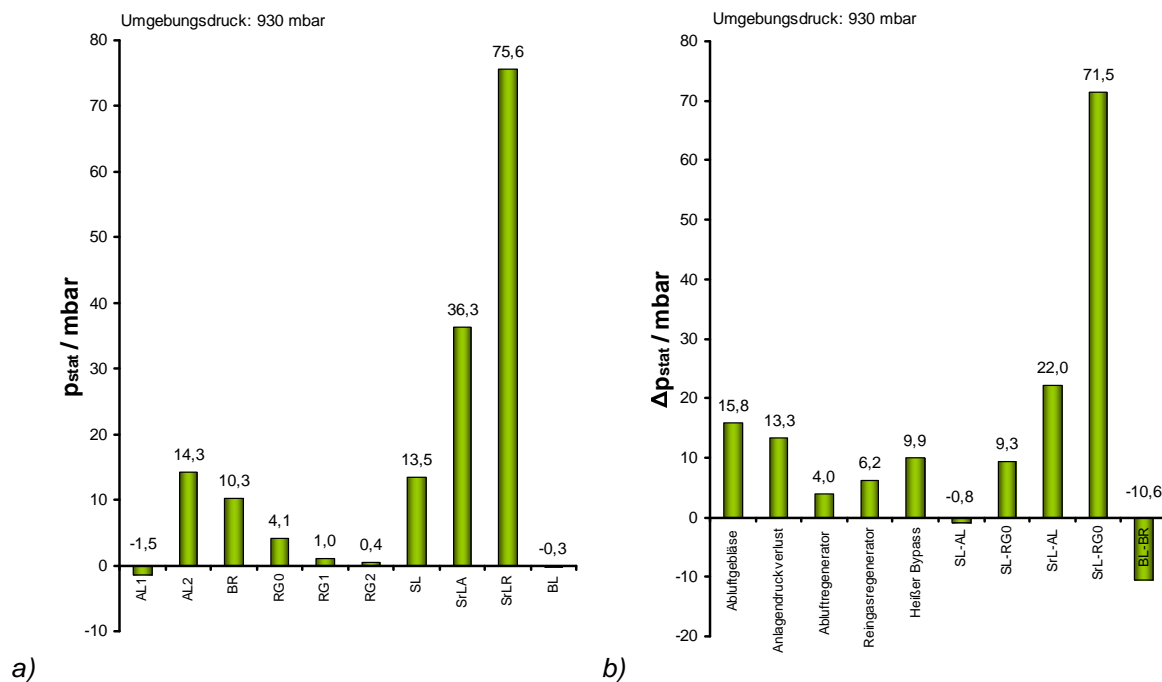


Abbildung 30: Charakteristische Drücke: (a) gemessene statische Überdrücke; (b) berechnete Druckdifferenzen

Der eintrittseitige Überdruck wird bis zur Brennkammer auf 10,3 mbar und bis zum Kamineintritt auf 4,1 mbar abgebaut. Weitere 3,1 mbar fallen über dem Strömungsgleichrichter vor dem ersten Staugitter im Reingasweg ab und 0,6 mbar bis zum zweiten Staugitter. Der restliche Überdruck von 0,4 mbar wird bei der Strömung bis zum Kaminaustritt und dem Auströmen aus dem Kamin dissipiert. Diagramm (a) zeigt auch die statischen Überdrücke in den Spül- und Sperrluftleitungen. Auf der Spülluftseite ist der Überdruck mit 13,5 mbar eigentlich zu gering, denn der Spülluftdruck sollte immer größer sein als der Abluftdruck, damit fluiddynamische Kurzschlüsse zwischen Abluft und Spülluft, sowie Abluft und Reingas ausgeschlossen werden. Im gezeigten Fall liegt hingegen eine positive Druckdifferenz zwischen Abluft und Spülluft vor, sodass Abluft in die Spülluftleitung eintreten und – je nach Durchströmungsrichtung der Regeneratoren – auch ins Reingas übertreten kann. Dieser Schwachpunkt wurde nachträglich durch Einbau zusätzlicher Drosselklappen behoben [374]. Rohgas-Reingas-Kürzschlüsse über die Umschaltklappen werden durch die fluiddynamische Dichtung mit Sperrluft verhindert. Da deren Druck sowohl abluftseitig als auch reingasseitig höher ist als der Abluftdruck, sind Kurzschlüsse weitgehend ausgeschlossen.

Die Gesamtdruckerhöhung des Abluftgebläses von 15,8 mbar wird zum größten Teil zur Überwindung des eigentlichen Anlagendruckverlustes von 13,3 mbar benötigt. Die Hauptströmungswiderstände stellen die Regeneratoren dar, wobei die Druckdifferenzen 4,0 mbar im Abluftregenerator und 6,2 mbar im Reingasregenerator betragen. Der verbleibende Druckverlust ist den anderen Bauteilen (Klappen, Dosierstation usw.) zuzurechnen. Die Druckdifferenzen über den geschlossenen Bypass- und Brennerluftklappen betragen 9,9 mbar bzw. -10,6 mbar.

Abbildung 31 zeigt gemessene Reingaskonzentrationen für einen Zeitraum von 15 Minuten, also fünf ganze Zyklen. Die charakteristischen Spitzen der C_{ges} -Konzentration nach dem Umschalten der Strömungsrichtung sind sehr deutlich zu erkennen.

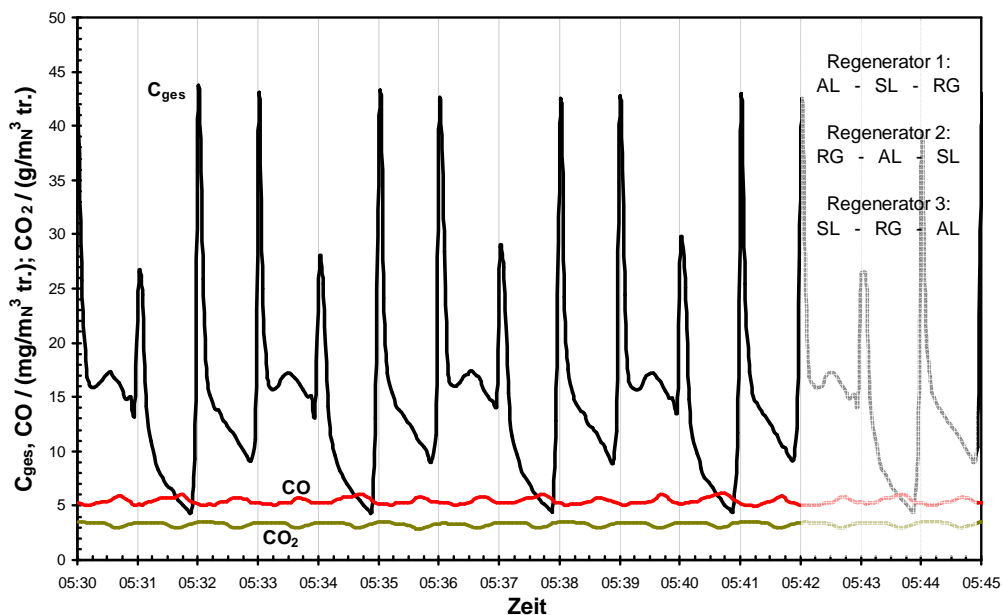


Abbildung 31: Zeitliche Verläufe gemessener Reingaskonzentrationen

In den Takten dazwischen stellen sich unterschiedliche Konzentrationsniveaus ein, von denen man vermuten könnte, dass sie durch die verschiedenen langen Verweilzeiten im Brennraum verursacht werden. Dies ist jedoch nicht ausschlaggebend. Für den letzten Zyklus sind die jeweiligen Phasen der drei Regeneratoren angegeben. Am Anfang des Zyklus strömt die Abluft in Regenerator 1 hinein und verlässt die Anlage über Regenerator 2, also entlang des kurzen Strömungsweges. In der zweiten Phase tritt die Abluft über Regenerator 2 ein und über den dritten Regenerator aus, was ebenfalls einem kurzen Strömungsweg entspricht. Der lange Weg wird erst in der dritten Phase durchströmt (von Regenerator 3 zu Regenerator 1), in der aber nicht die niedrigsten Konzentrationen gemessen werden.

Außerdem müsste der Verweilzeiteinfluss vor allem an der CO-Konzentration zu erkennen sein, weil davon auszugehen ist, dass der Brennstoff bis zum Ende des Brennraums nahezu vollständig zu CO oxidiert ist. Der gemessene Verlauf ist hingegen sehr gleichmäßig.

Die verschiedenen Niveaus der C_{ges} -Konzentration ergeben sich vielmehr durch die oben bereits genannte Verunreinigung des Reingases über die Spülluftleitung. In der ersten Phase, wenn Regenerator 3 gespült wird, kann Abluft bei Regenerator 1 in die Spülluftleitung eintreten und bei Regenerator 2 ins Reingas gelangen. Deshalb werden dort die höchsten C_{ges} -Gehalte erreicht. In der zweiten Phase ist dieser Kontaminationspfad nicht möglich. Die an Regenerator 2 in die Spülluftleitung eintretende Abluft wird gemeinsam mit dem Spülluftstrom zu Regenerator 1 geführt. In der dritten Phase mischt sich die eintretende Abluft zunächst mit der Spülluft, kann dann aber weiter zu Regenerator 1 strömen und dort ins Reingas gelangen. Deshalb ist im ersten Abschnitt die Reingaskonzentration am höchsten, im zweiten am geringsten und im dritten mittelmäßig hoch. Einen weiteren Beitrag wird der Klappenschlupf leisten, der nie ganz vermieden werden kann.

Der zeitliche Mittelwert der C_{ges} -Konzentration beträgt in diesem Fall $14,8 \text{ mg/m}_N^3$, sodass der Grenzwert von 20 mg/m_N^3 eingehalten ist. Der mittlere CO-Gehalt unterschreitet mit $5,4 \text{ mg/m}_N^3$ den Grenzwert fast um den Faktor 20.

4.2 Versuchs- und Auswertungsmethodik

Bedingt durch die Baugröße der Technikumsanlage und die enorm große Wärmekapazität der Speichermasse ist der Prozess äußerst träge. Bei Veränderung einer Randbedingung wird dadurch sehr lange Zeit benötigt, bis sich der neue zyklisch-stationäre Zustand eingestellt hat. Je nach Größe der Umstellung liegt diese Dauer zwischen einigen Stunden und mehreren Tagen.

Die benötigte Wartezeit richtet sich jedoch auch nach dem Versuchsziel. Für eine ausreichend genaue energetische Bilanzierung ist die thermische Ausgleichszeit maßgeblich. Da der Wärmespeicher je nach Richtung der Veränderung geladen oder entladen wird, verfälscht der von der Speichermasse aufgenommene oder abgegebene Wärmestrom die benötigte Verbrennungswärmeleistung, solange die mittlere zeitliche Änderung der mittleren Regeneratortemperatur nicht Null beträgt.

Dieser Einfluss kann leicht abgeschätzt werden. Die Gesamtmasse der Keramik beträgt etwa 3.000 kg bei einer spezifischen Wärmekapazität von ungefähr 1 kJ/kg. Soll die benötigte Verbrennungswärme im eingestellten Zustand auf 1 kW genau bestimmt werden, so darf die Änderung der mittleren Regeneratortemperatur maximal

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{\Delta \dot{Q}}{m_s \cdot c_s} = \frac{1.000 \text{ J/s}}{3.000 \text{ kg} \cdot 1.000 \text{ J/kgK}} = \frac{10^{-3} \text{ K}}{3 \text{ s}} = 1,2 \frac{\text{K}}{\text{h}} \quad (\text{Gl. 58})$$

betragen.

Bei einer Größenordnung der benötigten Leistung von 20÷50 kW entspricht dies immer noch einem Fehler zwischen 2% und 5%. Für eine höhere Genauigkeit muss also die Temperaturänderung noch geringer sein und eine entsprechend längere Zeit abgewartet werden.

Aus diesem Grund wurden alle Versuche zur Bestimmung des thermischen Leistungsbedarfs mit Erdgas durchgeführt, da sich dieses über ausreichend lange Zeit konstant und vollautomatisiert zuführen lässt. Die Dosierstation hingegen hat nur eine begrenzte Reichweite (maximal können 135 kg Lösemittel ohne nachzufüllen dosiert werden) und sollte trotz aller Vorsichtsmaßnahmen nicht langfristig unbeaufsichtigt betrieben werden.

Besteht das Ziel hingegen darin, bestimmte Stoffe hinsichtlich ihres Oxidationsverhaltens und der Bildung von Sekundärschadstoffen zu untersuchen, oder diese untereinander qualitativ bezüglich ihres thermischen Einflusses zu vergleichen, sind kürzere Versuchszeiten ausreichend.

Hier ist ausschlaggebend, dass sich das zyklisch-stationäre Temperaturprofil weitgehend ausgeprägt hat. Im autothermen und unterautothermen Betrieb (bezogen auf die Verbrennungsenthalpie der Schadstoffe) wird dieses jedoch kaum beeinflusst. Insbesondere bleiben die Ein- und Austrittstemperaturen der Regeneratoren weitgehend konstant, sodass sich nur der Verlauf dazwischen und damit das Aufheiz- bzw. Abkühlverhalten von Abluft und Reingas verändert. Dieses wiederum hat nahezu keinen Einfluss auf die Reaktionsmechanismen, da diese erst merklich ablaufen, wenn die Zündtemperatur erreicht ist. Diese Reaktionszone ist aber verglichen mit der Gesamtlänge des Regenerators sehr kurz und liegt im oberen Bereich, wo sich die Temperaturen kaum verändern.

Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 32 beispielhaft einige Temperaturverläufe gezeigt. Das Vergleichsprofil verläuft linear zwischen 25°C und 850°C. Bei den anderen Profilen wurde eine parabolische Abweichung unterschiedlich starker Ausprägung (zwischen 2,5 und 20 Kelvin an der Stelle $x/L_{\text{Reg}}=0,5$) überlagert. Nimmt man an, der lineare Verlauf entspräche dem zyklisch-stationären Profil und die anderen Verläufe würden innerhalb einer Stunde auf diesen Zustand hinlaufen, so würde die zweite Kurve noch zu einem Fehler bei der Leistungsmessung von ca. 1,5 kW führen. Die maximale absolute Abweichung beträgt 2,5K (in der Mitte des Regenerators), der Mittelwert weicht demgegenüber nur um 1,65K vom Vergleichszustand ab. In der Reaktionszone (im Bereich an dem das Vergleichsprofil größer ist als 700°C) beträgt die maximale absolute Abweichung sogar nur noch 1,5K. Eine merkliche Veränderung der Konzentration ist daher kaum anzunehmen.

Insofern ist es bei Vergleichen der Reingaskonzentrationen ausreichend, statt der thermischen Ausgleichszeit nur die Einschwingzeit der Konzentrationen abzuwarten. Diese

beträgt je nach Änderung der Eintrittskonzentrationen etwa zwei bis 8 Stunden, was auch im Lösemittelbetrieb realisierbar ist. Um die Änderungen am Eintritt gering zu halten, ist es außerdem sinnvoll, die Abluftbeladung stufenweise zu erhöhen.

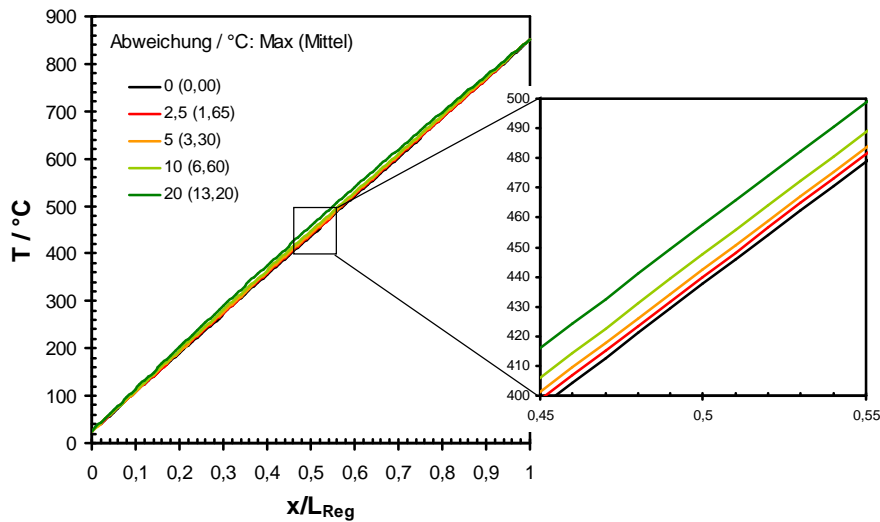


Abbildung 32: Veranschaulichung verschiedener Abweichungen der mittleren Regenerator-temperatur

Um die Versuchszeit zu minimieren, ist es also zweckmäßig mehrere Versuchspunkte in der Reihenfolge der geringsten Temperaturprofiländerung anzuordnen. Aus eigenen Erfahrungen an der Technikumsanlage kann diese Reihenfolge wie folgt angegeben werden:

- Variation von Spül- und Sperrluftströmen bzw. Spülzeiten,
- Variation des Abluftstroms,
- Variation der Eintrittskonzentration im unterautothermen Bereich,
- Variation der Betriebsart (Brennerbetrieb / Teil-Flammenlosbetrieb / Flammenlosbetrieb),
- Variation der Brennraumtemperatur,
- Variation der Beladung im überautothermen Bereich.

Bei den gezeigten Versuchsergebnissen handelt es sich überwiegend um Untersuchungen zum thermischen Verhalten. Daher wurde nach Veränderungen der Anlageneinstellung der thermische Beharrungszustand abgewartet (zwischen 8 Stunden und mehreren Tagen). Zur Auswertung wurde dann vom zyklisch stationären Betrieb ein Zeitraum zwischen 2 und 6 Stunden herangezogen (je nach Zyklusdauer) und hierüber Mittelwerte gebildet.

Die Auswertung selbst erfolgt teilautomatisiert mit einem gewöhnlichen Tabellenkalkulationsprogramm. Hierzu wurde eine Auswertungsvorlage erstellt, in der alle notwendigen Stoffdaten, Sensorparameter, Berechnungen, Auswertungen und Diagramme angelegt sind. Mit einer zusätzlichen Verarbeitungsvorlage können zudem einzelne Messreihen automatisch abgearbeitet werden.

Mit Hilfe von programmierten Makros werden folgende Schritte der Auswertung bearbeitet:

- Suche und Import der benötigten Rohdaten,
- Suche des Auswertungszeitraumes,
- Kopieren des Auswertungszeitraumes bzw. Berechnen von Kurzzeit-Mittelwerten,
- Auswahl der benötigten Stoffdaten (Elementarzusammensetzung und Heizwerte der dosierten Stoffe),
- Anpassen der Anlagenkonfiguration (Daten der zum Versuchszeitpunkt verwendeten Speichermasse, Sensorparameter),
- Anpassen der Berechnungsbereiche und Diagramme,
- Berechnung von Gesamt-Mittelwerten über den Versuchszeitraum.

Trotz der Teilautomatisierung muss jede Auswertung überprüft und ggf. nachbearbeitet werden.

In den Prozessdatenarchiven sind nur die tatsächlichen Messdaten (Primärdaten) gespeichert. Berechnungsgrößen wie Normvolumenströme, Massenströme oder Enthalpieströme (Sekundärdaten) stehen zwar im Prozessleitsystem ebenfalls zur Verfügung, werden aber bei der Auswertung aus den Primärdaten berechnet. Dies hat den Vorteil, dass die Größen z. B. mit genaueren Stoffwerten (Mischungsdichte, temperaturabhängige Wärmekapazitäten) ermittelt werden können. Weiter ist dadurch potentiell die Möglichkeit gegeben, Sensorparameter anhand von nachträglichen Kalibriermessungen anzupassen, sofern sich Messfehler herausstellen sollten.

Wie bereits geschildert, ist eine genaue Leistungsbilanzierung bedingt durch die große Wärmekapazität nur schwer möglich. Die gemessene Verbrennungswärmeleistung des zugeführten Erdgasstroms kann jedoch um den vom Regenerator abgegebenen bzw. aufgenommenen Wärmestrom korrigiert werden. Man erhält so – bis auf Veränderungen der Transmissionswärme- und Reingasverluste sowie der Wärmeübertragung im Regenerator durch nicht zyklisch-stationäre Temperaturprofile – eine Voraussage, wie hoch der Erdgasbedarf im zyklisch-stationären Zustand wäre. Um diese Korrektur zu ermitteln, werden aus den gemessenen Temperaturprofilen die zeitlichen Änderungen der massengemittelten Regeneratortemperaturen berechnet und mit Hilfe von Gleichung (Gl. 58) die Summe der einzelnen abgegebenen bzw. gespeicherten Wärmeströme bestimmt.

Abbildung 33 zeigt die zum vorgenannten Beispiel gehörigen Verläufe der mittleren Regeneratortemperaturen und die dazu ermittelten Ausgleichsgeraden. Die mittlere Temperaturänderung beträgt +10,3 K/d bei Regenerator 1, -5,9 K/d bei Regenerator 2 und +8,4 K/d beim dritten Regenerator. Als Summe ergibt sich somit +12,9 K/d, was einer Leistungsdifferenz von +447 W entspricht. Da die Regeneratortemperatur im Mittel ansteigt, wäre der benötigte Verbrennungswärmestrom im vollständig zyklisch-stationären Betrieb um diesen Betrag geringer (Veränderungen der Transmissionswärme- und Reingasverluste vernachlässigt).

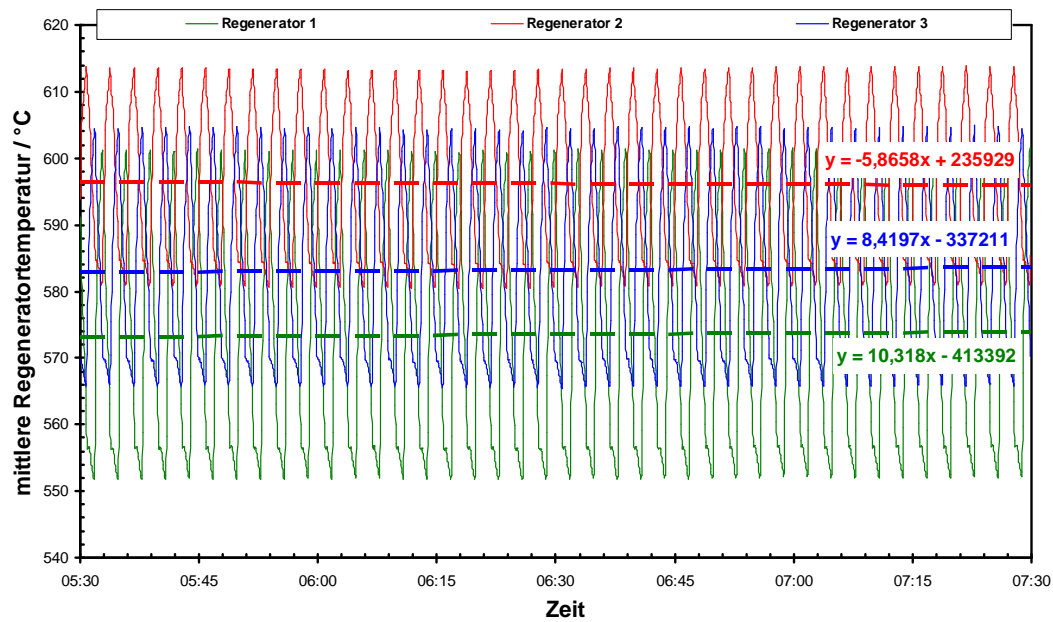


Abbildung 33: Zeitlicher Verlauf der berechneten mittleren Regeneratortemperaturen

Eine weitere Korrektur wird im Flammenlosbetrieb bei kurzen Spülzeiten oder sehr geringen Spülluftströmen – also ungenügender Spülwirkung – angewandt. In diesen Fällen verbleibt am Ende des Spültaktes ein geringer Teil des zugeführten Erdgases im Luftverteilkasten und wird im anschließenden Reingastakt unverbrannt abgeführt. Dadurch geht die Verbrennungsenthalpie dieses Anteils ungenutzt verloren. Da dies bei den Modellrechnungen nicht berücksichtigt wird, zur Validierung aber gleiche Verhältnisse zugrunde gelegt werden müssen, wurde in diesen Fällen der zugeführte Erdgasstrom entsprechend umgerechnet und nur der genutzte Anteil betrachtet.

Grundsätzlich müsste auch der Klappenschlupf auf ähnliche Weise korrigiert werden. Da aber der Wert der Klappenleckage nicht bekannt ist bzw. dieser nicht ohne Weiteres aus den Messdaten ermittelt werden kann, wurde auf diese Korrektur verzichtet.

5 Thermochemische Modellierung

Im Folgenden werden die thermodynamischen, fluiddynamischen und chemischen Ansätze dargestellt mit denen das Betriebsverhalten von RNV-Anlagen beschrieben wird.

5.1 Analogie zwischen Strömungsumkehrreaktor und Wärmeübertragerreaktor

Hausen hat gezeigt, dass ein instationärer Regenerator bei kurzen Umschaltzeiten als stationärer Rekuperator betrachtet werden kann [348]. Das durch die instationären Temperaturänderungen verursachte abweichende Verhalten des Regenerators kann außerdem mit einem Korrekturfaktor für den Wärmedurchgangskoeffizienten des Rekuperators berücksichtigt werden (vgl. Abschnitt 2.2.6).

Bei einem Strömungsumkehrreaktor handelt es sich im Prinzip um einen Regenerator in dem die Wärmeübertragung durch chemische Reaktionen überlagert ist. Daher ist anzunehmen, dass ein Strömungsumkehrreaktor auch als Wärmeübertragerreaktor aufgefasst werden kann, also als Rekuperator in dem chemische Reaktionen möglich sind.

Dies setzt voraus, dass sich die zusätzlichen instationären Konzentrationsänderungen im Strömungsumkehrreaktor beim analogen Wärmeübertragerreaktor adäquat berücksichtigen lassen.

Im Gegensatz zur katalytischen Nachverbrennung spielen der Stoffübergang zur und Ab- bzw. Desorptionsvorgänge an der Wabenkörperoberfläche bei RNV-Anlagen keine Rolle. Es finden nur homogene Gasphasenreaktionen statt. Die zeitlichen Änderungen der Konzentrationen in den verschiedenen Takten sind daher ausschließlich durch die Mischung der zugeführten Stoffströme mit dem im Regenerator vorhandenen Fluid, sowie den chemischen Umsatz bestimmt. Da die Volumenströme bei üblicher Betriebsweise im Vergleich zum Reaktorvolumen sehr groß sind (kurze Verweilzeit, hohe Raumgeschwindigkeit), sind die Ausgleichszeiten der Mischungsvorgänge sehr viel kürzer als die Taktdauern.

Im Gegensatz zur Akkumulation von Wärme in der Speichermasse kann daher die Stoffspeicherung im Reaktor vernachlässigt werden. Dies bedeutet, dass die einzelnen Takte in stofflicher Hinsicht voneinander entkoppelt sind und keine Stoffübertragung z. B. von der Abluft zum Reingas stattfindet.

Insofern können die instationären, lokalen Konzentrationsänderungen in Form einer angepassten chemischen Kinetik berücksichtigt werden, welche den Umsatz im Zyklusmittel korrekt beschreibt.

In Fällen, in denen zwischen den einzelnen Takten eine Verschleppung von Stoffen auftritt, könnte diese evtl. in Analogie zur Wärmeübertragung als Stoffdurchgang durch eine Membran beschrieben werden.

In Abbildung 34 (a) ist eine RNV-Anlage mit drei Regeneratoren einschließlich der wesentlichen Luftströme schematisch dargestellt. Dieses System ist nun in geeigneter Weise in einen Wärmeübertragerreaktor zu überführen, wie er in Teilbild (b) veranschaulicht ist.

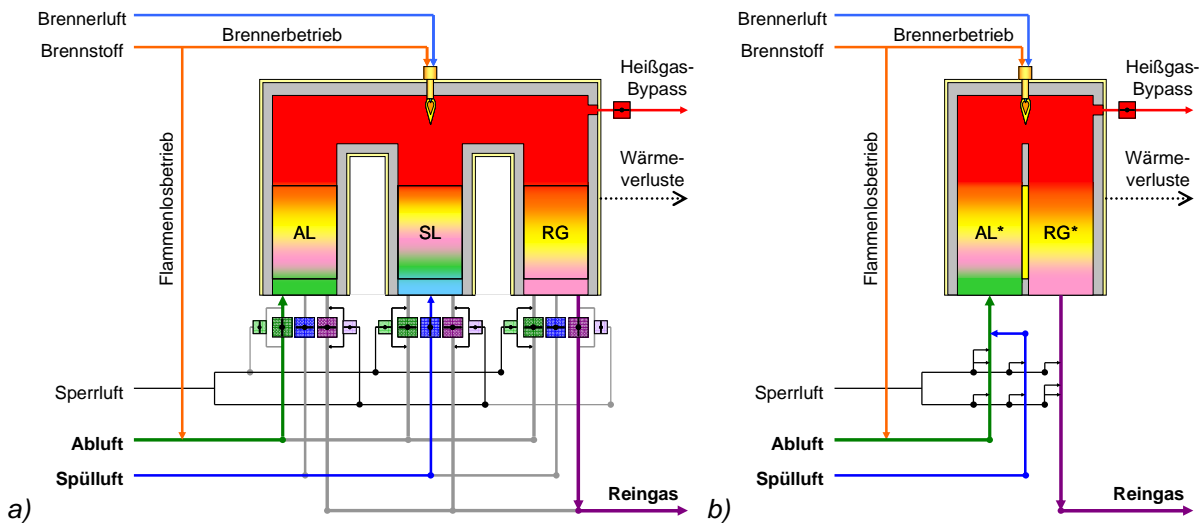


Abbildung 34: Vereinfachtes Prozessmodell: (a) Schematische Darstellung der regenerativen Nachverbrennung; (b) Darstellung als analoger Wärmeübertragerreaktor

Hierbei ergeben sich folgende Hauptaspekte. Die am RNV-Prozess beteiligten Luftströme (Abluft, Spülluft bzw. Spülgas, Reingas, Sperrluft, zur Abluft beigemischter Brennstoff) müssen so zusammengefasst werden, dass sie den beiden Hauptströmen im Wärmeübertragerreaktor entsprechen. Die Apparategeometrie ist so zu beschreiben, dass beide Bauweisen hinsichtlich der Oberflächen und Volumina einander äquivalent sind. Bei diesen Transformationen muss das thermochemische Verhalten nach Möglichkeit vollständig erhalten bleiben.

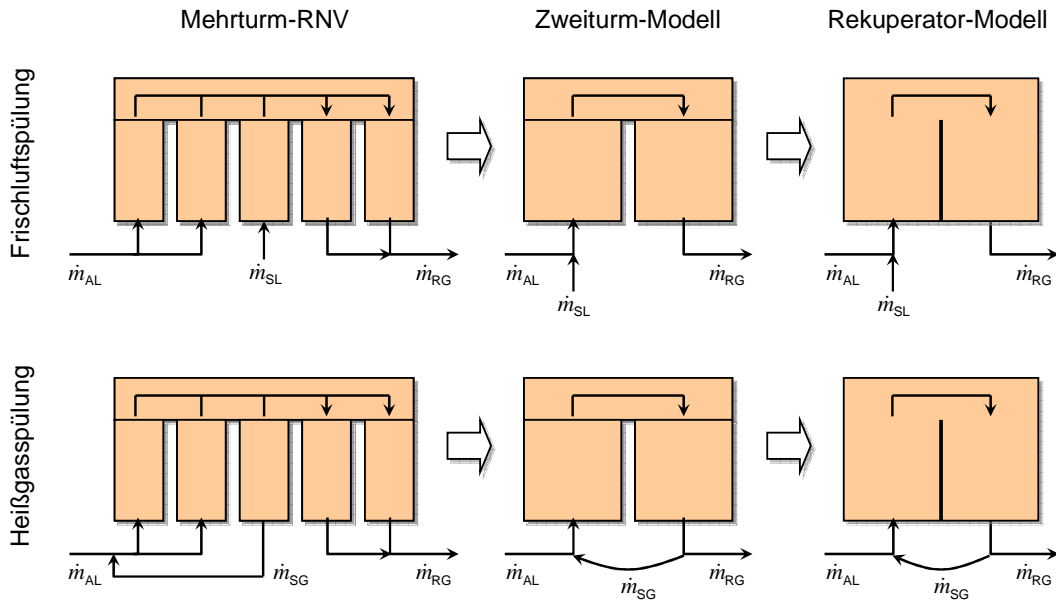


Abbildung 35: Teilschritte der Modelltransformation

Die Modelltransformation kann man gedanklich in zwei Schritte unterteilen. Im ersten Schritt wird die reale RNV-Anlage in ein gleichwertiges Zweiturm-Modell überführt. Dazu sind die Abluft-, Spülluft- und Reingasregeneratoren in geeigneter Weise zusammenzufassen. Im zweiten Schritt wird dieses vereinfachte RNV-Modell durch die Rekuperator-Analogie ausgedrückt. Abbildung 35 veranschaulicht dieses Vorgehensschema.

5.2 Gesamtbilanz

In Abbildung 36 ist ein Bilanzschema des Wärmeübertragerreaktors gezeigt.

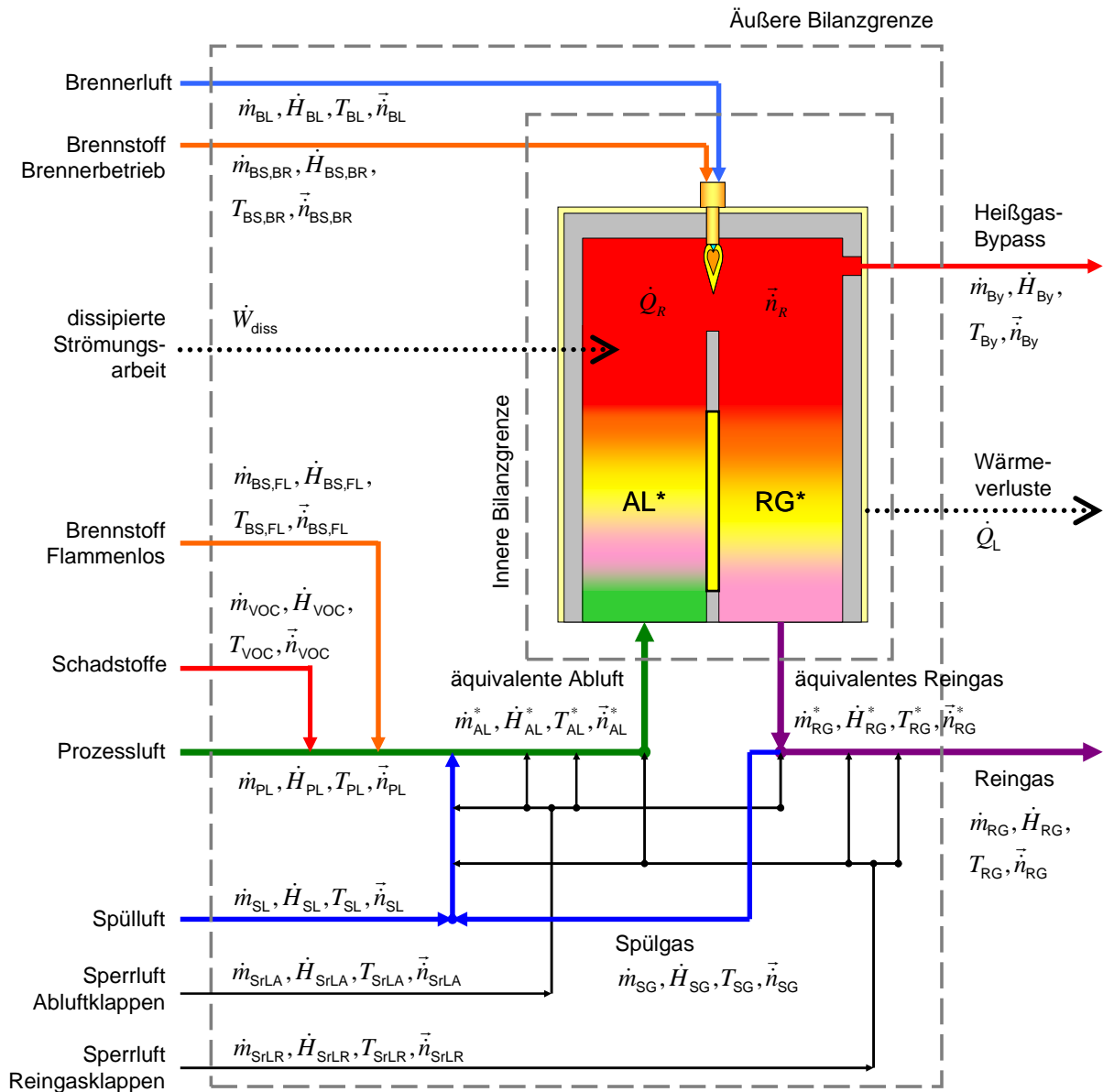


Abbildung 36: Bilanzgrößen des vereinfachten Modells

Für die Gesamtbilanz entsprechend der äußeren Bilanzgrenze ergeben sich die folgenden Gleichungen

$$\begin{aligned}
 & \dot{m}_{BL} + \dot{m}_{BS,BR} + \dot{m}_{BS,FL} + \dot{m}_{VOC} + \dot{m}_{PL} + \dot{m}_{SL} + \dot{m}_{SfLA} + \dot{m}_{SfLR} \\
 & - \dot{m}_{By} - \dot{m}_{RG} \\
 & = 0
 \end{aligned} \tag{Gl. 59}$$

$$\begin{aligned}
 & \dot{H}_{BL} + \dot{H}_{BS,BR} + \dot{H}_{BS,FL} + \dot{H}_{VOC} + \dot{H}_{PL} + \dot{H}_{SL} + \dot{H}_{SfLA} + \dot{H}_{SfLR} \\
 & - \dot{H}_{By} - \dot{H}_{RG} - \dot{Q}_L \\
 & + \dot{W}_{diss} \\
 & = 0
 \end{aligned} \tag{Gl. 60}$$

$$\begin{aligned}
 & \vec{n}_{BL} + \vec{n}_{BS,BR} + \vec{n}_{BS,FL} + \vec{n}_{VOC} + \vec{n}_{PL} + \vec{n}_{SL} + \vec{n}_{SrLA} + \vec{n}_{SrLR} \\
 & - \vec{n}_{By} - \vec{n}_{RG} \\
 & + \vec{n}_R \\
 & = 0
 \end{aligned} \tag{Gl. 61}$$

In der Energiebilanz werden jeweils die Gesamtenergieströme verwendet. Da die potentielle und kinetische Energie verglichen mit der inneren Energie sehr klein sind, können diese durch

$$\dot{H}_{tot} = \dot{m} \cdot (h + h_{lat}) \tag{Gl. 62}$$

angenähert werden, d.h. es wird nur der sensible und latente Anteil der Enthalpie betrachtet.

5.3 Äquivalente Luftströme

Die Überführung des realen Regeneratorsystems in ein analoges Rekuperatorsystem erfordert, wie bereits genannt, eine Vereinfachung hinsichtlich der beteiligten Ströme. Hierzu wird davon ausgegangen, dass die durch die Regeneratoren strömenden kalten bzw. heißen Ströme jeweils zusammengefasst werden können. Die äußere Bilanzgrenze in Abbildung 36 wird dadurch auf die innere Bilanzgrenze abgebildet.

Diese Vereinfachung geht von der Annahme aus, dass ein Regenerator, der nacheinander in der gleichen Richtung von verschiedenen kalten bzw. heißen Wärmekapazitätsströmen durchflossen wird, das gleiche Verhalten zeigt, wie ein Regenerator, dem die gleiche Luftmasse als Mischung zugeführt wird. Diese Annahme wird später am Beispiel des Spülluftstroms experimentell und rechnerisch überprüft.

Der Abluftstrom wird im Modell als Mischung von (schadstofffreier) Prozessluft und Schadstoffen betrachtet, wobei im Gegensatz zur Realität unterschiedliche Eintrittsbedingungen festgesetzt werden können. Der Abluft wird gegebenenfalls über das Flammenlossystem zusätzlich Brennstoff zugeführt.

$$\dot{m}_{AL} = \dot{m}_{PL} + \dot{m}_{VOC} + \dot{m}_{BS,FL} \tag{Gl. 63}$$

An jedem Regenerator befindet sich ein Luftkasten über den je nach Phase des Zyklus Abluft oder Spülluft eingeleitet bzw. Spülgas oder Reingas ausgeleitet werden. Die geschlossenen Hauptklappen für Abluft und Reingas werden mit Sperrluft beaufschlagt (fluiddynamische Dichtung, vgl. Abschnitt 3.4), wovon ein Teil in den Luftkasten hinein der andere Teil über die Klappe nach außen strömt. An den Regeneratoren, die sich im Ablufttakt befinden, sind nur die Reingasklappen geschlossen⁴, an denen im Spültakt die Abluft- und Reingasklappen. An den Reingasregeneratoren hingegen sind nur die Abluftklappen geschlossen.

Der an einer geschlossenen Hauptklappe k nach innen (in Richtung des Regenerators) strömende Anteil (Index ‚i‘) wird durch einen konstanten Faktor berücksichtigt

$$\dot{m}_{SrL,i,k} = \varphi_{SrL,i} \cdot \dot{m}_{SrL,k} \text{ mit } 0 \leq \varphi_{SrL,i} \leq 1, \tag{Gl. 64}$$

sodass für den nach außen strömenden Anteil (Index ‚a‘) gilt

⁴ An den Abluft- und Reingasregeneratoren sind selbstverständlich auch die Spülluft-Klappen geschlossen. Diese werden an der Technikumsanlage jedoch nicht mit Sperrluft beaufschlagt.

$$\dot{m}_{\text{SrL},a,k} = (1 - \varphi_{\text{SrL},i}) \cdot \dot{m}_{\text{SrL},k} \quad (\text{Gl. 65})$$

Die Sperrluftmassenströme auf der Abluft- und Reingasseite werden an der Technikumsanlage getrennt erfasst. Mit den Anzahlen N_{AL} , N_{SL} , N_{RG} der Regeneratoren im jeweiligen Takt ergeben sich daher die Sperrluftströme an einer einzelnen Abluft- bzw. Reingasklappe aus

$$\dot{m}_{\text{SrLA},k} = \frac{\dot{m}_{\text{SrLA}}}{N_{\text{SL}} + N_{\text{RG}}}, \quad (\text{Gl. 66})$$

$$\dot{m}_{\text{SrLR},k} = \frac{\dot{m}_{\text{SrLR}}}{N_{\text{AL}} + N_{\text{SL}}}. \quad (\text{Gl. 67})$$

Der an den geschlossenen Abluftklappen insgesamt nach außen strömende Anteil

$$\dot{m}_{\text{SrLA},a} = (N_{\text{SL}} + N_{\text{RG}}) \cdot \dot{m}_{\text{SrLA},a,k} = (1 - \varphi_{\text{SrLA},i}) \cdot \dot{m}_{\text{SrLA}} \quad (\text{Gl. 68})$$

mischt sich mit der Abluft und wird mit dieser durch die Anlage transportiert. Er ist daher dem äquivalenten Abluftstrom zuzurechnen.

Auch der bei den Abluftregeneratoren nach innen strömende Anteil der Sperrluft an den Reingasklappen wird der Abluft zugeschlagen. Für den Gesamtstrom gilt daher

$$\dot{m}_{\text{AL,Reg}} = \dot{m}_{\text{AL}} + (1 - \varphi_{\text{SrLA},i}) \cdot \dot{m}_{\text{SrLA}} + \frac{N_{\text{AL}}}{N_{\text{AL}} + N_{\text{SL}}} \cdot \varphi_{\text{SrLR},i} \cdot \dot{m}_{\text{SrLR}} \quad (\text{Gl. 69})$$

Auf ähnliche Weise erhält man für den Gesamtspülluftstrom

$$\dot{m}_{\text{SL,Reg}} = \dot{m}_{\text{SL}} + \dot{m}_{\text{SG}} + \frac{N_{\text{SL}}}{N_{\text{SL}} + N_{\text{RG}}} \cdot \varphi_{\text{SrLA},i} \cdot \dot{m}_{\text{SrLA}} + \frac{N_{\text{SL}}}{N_{\text{AL}} + N_{\text{SL}}} \cdot \varphi_{\text{SrLR},i} \cdot \dot{m}_{\text{SrLR}} \quad (\text{Gl. 70})$$

Dieser wird nur bei Frischluftspülung in seiner Gesamtheit durch den Regenerator geführt. Bei Heißgasspülung hingegen strömt nur der tatsächliche Spülgasstrom durch den Regenerator. Die Sperrluftanteile werden in diesem Fall erst im Luftkasten, also am Austritt des Wärmeübertragers, dazugemischt. Dies ist bei der Berechnung des äquivalenten Reingasstroms zu berücksichtigen.

Der äquivalente Abluftstrom ergibt sich schließlich aus der Mischung des Gesamtabluft- und Gesamtspülluftstroms.

$$\begin{aligned} \dot{m}_{\text{AL}}^* &= \dot{m}_{\text{AL,Reg}} + \dot{m}_{\text{SL,Reg}} \\ \dot{m}_{\text{AL}}^* &= \dot{m}_{\text{PL}} + \dot{m}_{\text{VOC}} + \dot{m}_{\text{BS,FL}} + \dot{m}_{\text{SL}} + \dot{m}_{\text{SG}} \\ &\quad + (1 - \varphi_{\text{SrLA},i}) \cdot \dot{m}_{\text{SrLA}} + \frac{N_{\text{AL}}}{N_{\text{AL}} + N_{\text{SL}}} \cdot \varphi_{\text{SrLR},i} \cdot \dot{m}_{\text{SrLR}} \\ &\quad + \frac{N_{\text{SL}}}{N_{\text{SL}} + N_{\text{RG}}} \cdot \varphi_{\text{SrLA},i} \cdot \dot{m}_{\text{SrLA}} + \frac{N_{\text{SL}}}{N_{\text{AL}} + N_{\text{SL}}} \cdot \varphi_{\text{SrLR},i} \cdot \dot{m}_{\text{SrLR}} \end{aligned} \quad (\text{Gl. 71})$$

Je nach Anteil der Sperrluftströme am Gesamtstrom können diese, wahrscheinlich ohne allzu großen Genauigkeitsverlust, vernachlässigt werden.

Den äquivalenten Reingasstrom erhält man aus der Massenbilanz um den Brennraum des Wärmeübertragerreaktors

$$\dot{m}_{RG}^* = \dot{m}_{AL}^* + \dot{m}_{BL} + \dot{m}_{BS,BR} - \dot{m}_{By} \quad (\text{Gl. 72})$$

Bei der Transformation des Strömungsumkehrreaktors in den analogen Wärmeübertragerreaktor muss das thermische Verhalten erhalten bleiben. Dieses ist beim Rekuperator bestimmt durch die Stanton-Zahl und das Wärmekapazitätsstromverhältnis. Die Gleichheit des Wärmekapazitätsstromverhältnisses wurde durch die bisherigen Vereinfachungsschritte nicht beeinträchtigt. Um zu übereinstimmenden Stanton-Zahlen zu gelangen, muss beim Zusammenfassen der heißen und kalten Regeneratoren deren Gesamtfläche erhalten bleiben. Da die Anzahl der Abluft und Reingas führenden Regeneratoren gleich ist, ergibt sich die Wärmeübertragerfläche aus

$$A_T = N_{AL} \cdot A_{T,Reg} = N_{AL} \cdot a_V \cdot V_{B,Reg} \quad (\text{Gl. 73})$$

Die beteiligten Ströme durch alle Regeneratoren sind somit in äquivalente Ströme durch zwei Regeneratoren überführt.

Der an den Reingasklappen nach außen strömende Sperrluftanteil

$$\dot{m}_{SrLR,a} = (N_{AL} + N_{SL}) \cdot \dot{m}_{SrLR,a,k} = (1 - \varphi_{SrLR,i}) \cdot \dot{m}_{SrLR} \quad (\text{Gl. 74})$$

sowie der Anteil, der an den Abluftklappen der Reingasregeneratoren nach innen strömt

$$\dot{m}_{SrLA,i} = N_{RG} \cdot \dot{m}_{SrLA,i,k} = \frac{N_{RG}}{N_{SL} + N_{RG}} \cdot \varphi_{SrLR,i} \cdot \dot{m}_{SrLA} \quad (\text{Gl. 75})$$

umgehen den Wärmeübertrager und werden am Regeneratöraustritt dem Reingas beigemischt. Sie beeinflussen somit nicht die Wärmeübertragung, verändern aber die Reingastemperatur am Kamin.

Die dargestellte Vorgehensweise zur Bestimmung der äquivalenten Massenströme wird analog für die Enthalpie- und Stoffströme angewandt. Die Größen der zusammengefassten Ströme ergeben sich also ebenfalls als Mischung der jeweiligen Anteile. Die beschreibenden Gleichungen erhält man aus den oben genannten Beziehungen indem man \dot{m} durch \dot{H} bzw. \vec{n} ersetzt.

5.4 Modellschema / Diskretisierung

Der Wärmeübertragerreaktor wird entlang der Strömungsrichtung eindimensional betrachtet und mit der Finiten-Volumen-Methode [375] diskretisiert. Dazu wird das Gesamtmodell auf die in Abbildung 37 gezeigte Weise aus einheitlichen Zellen zusammengesetzt. Diese sind untereinander durch Stoffströme verbunden. Die Regeneratorzellen sind darüber hinaus durch den Transmissionswärmestrom aneinander gekoppelt.

Das Brennersystem wird vereinfacht durch eine einzelne Zelle repräsentiert, dessen Abgasstrom in eine oder mehrere Brennraumzellen eingemischt wird. An jeder Zelle können weitere Stoffströme zu- oder abgeführt werden, sodass grundsätzlich auch Schaltungsvarianten wie der heiße Bypass oder die Kaltgaseinspeisung betrachtet werden können.

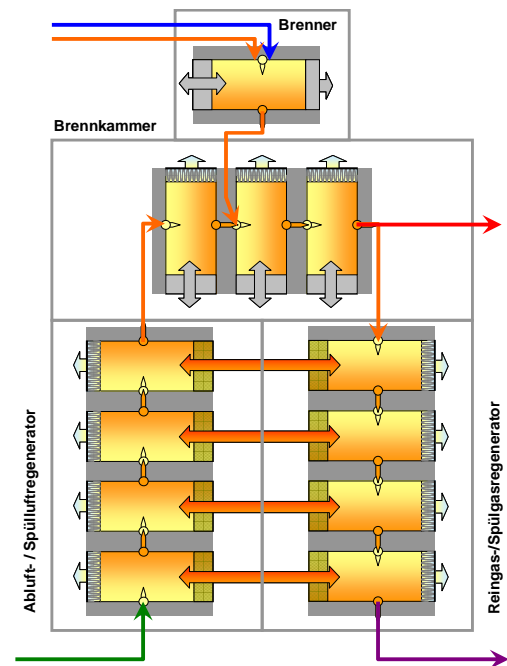


Abbildung 37: Diskretisierung des Modells mit Hilfe von Einheitszellen

Die Darstellung ist als Schema zu verstehen, denn tatsächlich werden selbstverständlich sehr viel mehr Zellen verwendet.

5.5 Zellbilanz

Das Bilanzschema einer Zelle einschließlich der wesentlichen Parameter ist in Abbildung 38 gezeigt.

Der Gesamtprozessgasstrom am Eintritt in den Bilanzraum ergibt sich aus der Mischung der extern zugeführten Nebenströme und dem eintretenden Hauptstrom, dabei sind die Nebenströme als Randbedingungen vorgegeben und der Hauptstrom ergibt sich aus der Bilanz der vorhergehenden Zelle.

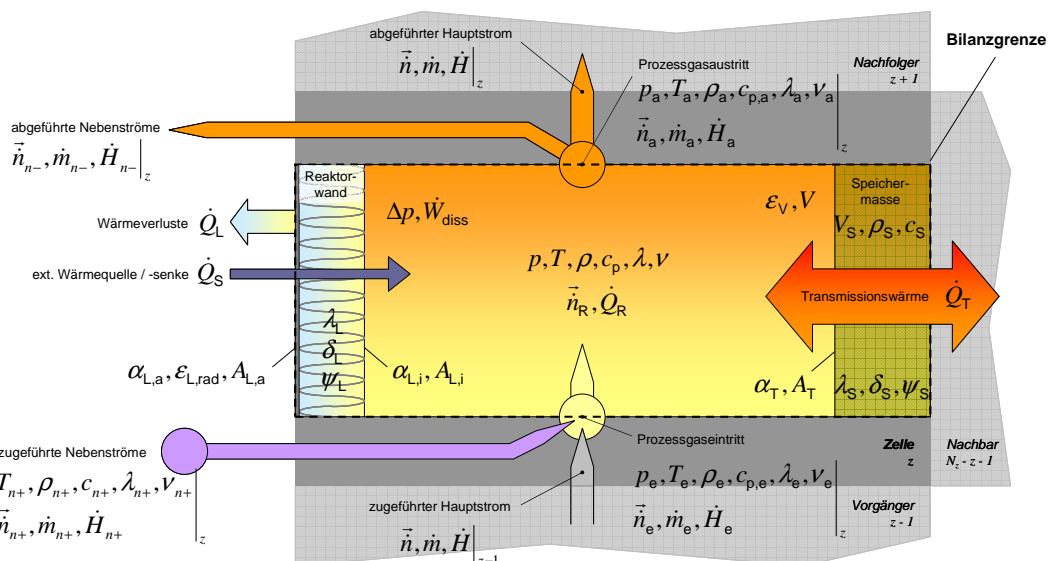


Abbildung 38: Bilanzgrößen der Einheitszelle

Für die Bilanzgrößen der Mischung am Eintritt gelten im stationären Fall die Beziehungen

$$\vec{n}_{e,z} = \sum_k \vec{n}_{n+,z,k} + \vec{n}_{z-1}, \quad (\text{Gl. 76})$$

$$\dot{m}_{e,z} = \sum_k \dot{m}_{n+,z,k} + \dot{m}_{z-1}, \quad (\text{Gl. 77})$$

$$\dot{H}_{e,z} = \sum_k \dot{H}_{n+,z,k} + \dot{H}_{z-1}. \quad (\text{Gl. 78})$$

Der Gesamtprozessgasstrom am Austritt ist durch die Gleichungen

$$\vec{n}_{a,z} = \vec{n}_{e,z} + \vec{n}_{R,z}, \quad (\text{Gl. 79})$$

$$\dot{m}_{a,z} = \dot{m}_{e,z}, \quad (\text{Gl. 80})$$

$$\dot{H}_{a,z} = \dot{H}_{e,z} + \dot{Q}_{R,z} + \dot{Q}_{T,z} + \dot{Q}_{S,z} + \dot{W}_{\text{diss},z} - \dot{Q}_{L,z} \quad (\text{Gl. 81})$$

definiert.

Da auch die austretenden Nebenströme als Randbedingungen vorgegeben sind, erhält man schließlich den Hauptgasstrom am Austritt der Zelle aus

$$\vec{n}_z = \vec{n}_a - \sum_k \vec{n}_{n-,z,k}, \quad (\text{Gl. 82})$$

$$\dot{m}_z = \dot{m}_a - \sum_k \dot{m}_{n-,z,k}, \quad (\text{Gl. 83})$$

$$\dot{H}_z = \dot{H}_a - \sum_k \dot{H}_{n-,z,k}. \quad (\text{Gl. 84})$$

Die intensiven Zustandsgrößen des Hauptgasstroms und der austretenden Nebenströme sind identisch mit denjenigen am Prozessgasaustritt.

Konzentrationen, Druck und Temperatur innerhalb der Zelle werden als arithmetische Mittelwerte zwischen den Daten des Ein- und Austrittes berechnet, alle anderen Eigenschaften aus diesen Mittelwerten und dem Volumen der Zelle.

Der innerhalb der Zelle freigesetzte Reaktionswärmestrom ergibt sich aus den Enthalpien und Raten der ablaufenden Reaktionen. Der Übersichtlichkeit halber wird im Weiteren auf die Angabe des Zellindex verzichtet.

$$\dot{Q}_R = V \cdot \vec{r} \cdot \Delta_R \vec{H}^0 = V \cdot \sum_{j=1}^{N_R} r_j \cdot \Delta_R H_j^0 \quad (\text{Gl. 85})$$

Der zu- oder abgeführte Transmissionswärmestrom wird als stationärer Wärmedurchgang beschrieben

$$\dot{Q}_T = k_T^* \cdot A_T \cdot \Delta T_{m,\log}, \quad (\text{Gl. 86})$$

wobei die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz aus der Vorschrift

$$\begin{aligned}
\Delta T_{\min} &= \min(T_{N,e} - T_a, T_{N,a} - T_e) \\
\Delta T_{\max} &= \max(T_{N,e} - T_a, T_{N,a} - T_e) \\
\Delta T_{m,\log} &= \begin{cases} \Delta T_{\min} & \text{für } \Delta T_{\min} = \Delta T_{\max} \\ (\Delta T_{\max} - \Delta T_{\min}) / \ln(\Delta T_{\max} / \Delta T_{\min}) & \text{für } \Delta T_{\min} \cdot \Delta T_{\max} > 0 \\ (\Delta T_{\max} + \Delta T_{\min}) / 2 & \text{für } \Delta T_{\min} \cdot \Delta T_{\max} \leq 0 \end{cases} \quad (\text{Gl. 87})
\end{aligned}$$

bestimmt wird. Durch die Fallunterscheidung wird berücksichtigt, dass die Differenzen zwischen den Temperaturen am Ein- und Austritt (Indizes ‚e‘ und ‚a‘) der betrachteten Zelle und den Ein- und Austrittstemperaturen ihrer Nachbarzelle (hier indiziert mit ‚N‘) identisch sein können, beide gleiche Vorzeichen haben, sie unterschiedliche Vorzeichen aufweisen oder mindestens eine der beiden Differenzen Null beträgt. Dadurch werden alle möglichen Konstellationen wie gleiche bzw. ungleiche Wärmekapazitätsströme, adiabate oder diatherme Reaktorwand, Umkehrung des Transmissionswärmestroms innerhalb einer Zelle berücksichtigt.

Der Einfluss der instationären Wärmeleitung innerhalb der Speichermasse wird durch einen Korrekturfaktor im Wärmedurchgangskoeffizienten berücksichtigt, der später noch erläutert wird.

Der Verlustwärmestrom an die Umgebung wird ebenso als stationär aufgefasst und mit

$$\dot{Q}_L = k_L \cdot A_L \cdot (T - T_{\text{amb}}) \quad (\text{Gl. 88})$$

beschrieben. Eine Korrektur des instationären Verhaltens ist hierbei nicht erforderlich, da die Wärmeleitfähigkeit der gedämmten Reaktorwand nur gering ist.

Die innerhalb der Zelle pro Zeiteinheit dissipierte Strömungsarbeit ergibt sich aus

$$\dot{W}_{\text{diss}} = \Delta p \cdot \dot{V} \quad (\text{Gl. 89})$$

Andere externe Wärmequellen oder -senken können durch Vorgabe von \dot{Q}_S berücksichtigt werden.

Die Berechnung der einzelnen Quellterme ist hier nur vereinfacht dargestellt. Da es sich hierbei um den wesentlichen Teil des Modells handelt, sind die genauen Ansätze sowie die dafür benötigten Parameter in den folgenden Kapiteln ausführlich beschrieben.

5.6 Stoffstrommodell

Die thermochemische Modellierung von Stoffströmen erfordert zunächst die Beschreibung der thermo- und fluiddynamischen Stoffeigenschaften. Diese liegen für eine Vielzahl von Reinstoffen und bestimmten Mischungen in Form von gedruckten Tabellenwerken [31, 376–380] oder elektronischen Datenbanken vor [381–383].

Die unmittelbare Verwendung solcher Tabellen als Lieferant für die im Verlauf der Berechnung benötigten Werte ist aber wenig sinnvoll. Stattdessen ist es günstiger, die Abhängigkeit der Eigenschaften von ihren Einflussparametern formelmäßig zu beschreiben.

Da eine induktive Herleitung solcher Zusammenhänge nur in wenigen einfachen Fällen möglich ist (z. B. Wärmekapazität für einatomige Gase), werden meist Ansatzfunktionen formuliert, die an vorhandene Messungen approximiert werden. Statt der Werte selbst

werden dann die in den Näherungsgleichungen enthaltenen Anpassungsparameter als Datenbank bereitgestellt.

In der Vergangenheit sind eine Vielzahl solcher Berechnungsmethoden entwickelt worden, über die *Poling + Prausnitz* eine Übersicht bieten [384]. Als zusätzliche Literatur seien z. B. [385–392] genannt. In jüngerer Zeit wird auch versucht bestimmte Stoffeigenschaften anhand von molekularen Simulationen zu ermitteln [393]. Diese Verfahren sind aber, wegen des enormen Rechenaufwandes, für die Prozesssimulation nicht praktikabel.

Bei den am Prozess beteiligten Stoffströmen, insbesondere der Abluft, kann es sich um komplexe Stoffgemische mit einer Vielzahl von beteiligten Komponenten handeln. Um dies zu berücksichtigen, werden die Stoffströme als ideale Mischung von Reinstoffen betrachtet.

Jede Einzelsubstanz i wird dabei durch ihre Dichte im Normzustand $\rho_{N,i}$, ihre molare Masse M_i , sowie ihren molaren Heizwert⁵ $H_{\text{inf},i}$ beschrieben.

Zur Definition der eintretenden Ströme ist weiter jeweils die Angabe des Massenstroms \dot{m} , der Temperatur T , sowie ihrer Zusammensetzung, in Form von Volumenanteilen ϕ_i , Stoffmengenanteilen x_i oder Massenanteilen w_i notwendig. Da nur ideale Mischungen betrachtet werden gilt außerdem $\phi_i = x_i$.

Die Dichte der Ströme ergibt sich bei gasförmigen Medien aus der Zustandsgleichung des idealen Gases

$$\rho = \rho_N \cdot \frac{T_N}{T} \frac{p}{p_N} \quad (\text{Gl. 90})$$

Um Berechnungen mit flüssigen Stoffen zu ermöglichen bzw. den Einfluss einer variablen Dichte untersuchen zu können, kann die Dichte auch als Konstante betrachtet werden.

$$\rho = \rho_N = \text{const.} \quad (\text{Gl. 91})$$

Die mittlere Dichte des Fluids im Normzustand ergibt sich aus den gegebenen Werten für die Normdichten der Reinstoffe und der bekannten Zusammensetzung

$$\rho_N = \bar{\phi} \cdot \bar{\rho}_N = \sum_{i=1}^{N_S} \phi_i \cdot \rho_{N,i} \quad (\text{Gl. 92})$$

Ebenso können der mittlere Heizwert und die mittlere molare Masse der Mischung berechnet werden

$$H_{\text{inf}} = \bar{x} \cdot \bar{H}_{\text{inf}} = \sum_{i=1}^{N_S} x_i \cdot H_{\text{inf},i} \quad (\text{Gl. 93})$$

$$M = \bar{x} \cdot \bar{M} = \sum_{i=1}^{N_S} x_i \cdot M_i \quad (\text{Gl. 94})$$

Die thermodynamischen und fluiddynamischen Eigenschaften der Fluide (spezifische wahre Wärmekapazität c_p , Wärmeleitfähigkeit λ und kinematische Viskosität ν), werden, um den Berechnungsaufwand zu reduzieren, nicht als Mischung berechnet, sondern stattdessen vereinfacht als homogenes Medium mit definierten Eigenschaften betrachtet.

⁵ In der chemischen Reaktionstechnik ist zwar die Standard-Bildungsenthalpie üblich, dem Praktiker im Bereich der thermischen Verfahrenstechnik oder Feuerungstechnik ist jedoch der Gebrauch von Heizwerten vertrauter.

Druckabhängigkeiten werden vernachlässigt und der Einfluss der Temperatur entweder durch Polynome der Form

$$f(T) = \sum_{i=0}^n K_i \cdot T^i \quad (\text{Gl. 95})$$

durch Potenzansätze

$$f(T) = f_N \cdot \left(\frac{T}{T_N} \right)^K \quad (\text{Gl. 96})$$

oder durch Exponentialfunktionen der Art

$$f(T) = f_N \cdot e^{K \cdot (T - T_N)} \quad (\text{Gl. 97})$$

berücksichtigt.

Die benötigten Koeffizienten für diese Formulierungen sind für eine Vielzahl von Stoffen veröffentlicht [362, 394–396]. Es empfiehlt sich jedoch, insbesondere bei Nutzung gedruckter Quellen, vor Verwendung der Ansätze deren Übereinstimmung mit Messdaten zu verifizieren. Da dies ohnehin die Tabellierung der Werte erfordert, kann man mit den Möglichkeiten heutiger Tabellenkalkulationen ebenso gut die Koeffizienten selbst bestimmen.

Als Grundlage für die Verifikation der Ansätze bzw. zur Bestimmung der Koeffizienten wurden tabellierte Stoffdaten für trockene Luft aus [31] verwendet. Die Ansätze und Koeffizienten, sowie die approximierten Verläufe und deren relative Abweichungen sind im Anhang angegeben.

Bei den hier durchgeführten Versuchen und Simulationen ist der Fehler, der durch die Annäherung der realen Stoffeigenschaften mit Daten trockener Luft entsteht, vernachlässigbar. Die Konzentrationen an Schadstoffen bzw. brennbaren Bestandteilen sind sehr gering (wenige Gramm pro Kilogramm Luft) und die Feuchte der zugeführten Umgebungsluft ist relativ konstant. Auch die Veränderung der Zusammensetzung durch die Oxidation der Bestandteile beeinflusst in diesen Fällen die Gemischeigenschaften kaum.

Betrachtet man beispielhaft Methan als Abluftinhaltsstoff, so zeigt sich, dass bis zu einer Beladung von 10 g/m_N^3 der relative Fehler zwischen den Eigenschaften trockener Luft und den Gemischeigenschaften des Verbrennungsgases weniger als 3% beträgt (vgl. Abschnitt A3.2). Daher kann bei weitgehend luftähnlichen Zusammensetzungen auf Mischungsrechnungen verzichtet werden.

Für Lösemittel, ähnliche Substanzen und komplexe Mischungen daraus kann an dieser Stelle kein Vergleich durchgeführt werden, da die hierzu benötigten Berechnungsansätze für deren Reinstoffeigenschaften fehlen.

Sind die auftretenden Zusammensetzungen nicht mit derjenigen von Luft vergleichbar, müssen hingegen andere dafür angepasste Koeffizienten verwendet oder die Eigenschaften ggf. als Gemischeigenschaften berechnet werden.

Da die spezifische wahre Wärmekapazität definiert ist als

$$c_p(T) = \frac{d}{dT} h(T) \quad (\text{Gl. 98})$$

kann die spezifische Enthalpie h aus dem verwendeten Ansatz für die spezifische wahre Wärmekapazität durch mathematische Integration gemäß

$$h(T) = \int_0^T c_p(T) dT \quad (\text{Gl. 99})$$

berechnet werden.

Die spezifische Gesamtenthalpie ergibt sich additiv aus dem sensiblen und latenten Anteil

$$h_{\text{tot}}(T) = h(T) + h_{\text{lat}} \quad (\text{Gl. 100})$$

wobei sich der spezifische latente Anteil aus dem Heizwert und der molaren Masse

$$h_{\text{lat}} = \frac{H_{\text{inf}}}{M} \quad (\text{Gl. 101})$$

ergibt.

Für die Enthalpieströme gelten entsprechend die Beziehungen

$$\begin{aligned} \dot{H}(T) &= \dot{m} \cdot h(T) \\ \dot{H}_{\text{lat}} &= \dot{m} \cdot h_{\text{lat}} \\ \dot{H}_{\text{tot}}(T) &= \dot{m} \cdot h(T) + \dot{m} \cdot h_{\text{lat}}. \end{aligned} \quad (\text{Gl. 102})$$

Die Energiebilanz liefert die Gesamtenthalpie am Austritt einer Zelle. Aus dieser wird die Austrittstemperatur iterativ mit der Gleichung

$$T = \frac{\dot{H}_{\text{tot}}(T) - \dot{H}_{\text{lat}}}{\dot{m} \cdot \bar{c}_p|_{T_0}^T} \quad (\text{Gl. 103})$$

berechnet, wobei die Iteration so lange wiederholt wird, bis die absolute Änderung der Temperatur kleiner ist als eine vorgegebene Schranke oder eine maximale Anzahl von Iterationsschritten überschritten wurde.

Die dafür benötigte mittlere Wärmekapazität ergibt sich aus

$$\bar{c}_p|_{T_0}^T = \frac{1}{T - T_0} \int_{T_0}^T c_p(T) dT = \frac{h(T) - h(T_0)}{T - T_0}. \quad (\text{Gl. 104})$$

Der Bezugspunkt der sensiblen Enthalpie kann innerhalb eines Berechnungssystems willkürlich festgelegt werden. Wählt man

$$\begin{aligned} T_0 &= 0\text{K} \\ h(T_0) &= 0\text{J/kg}, \end{aligned} \quad (\text{Gl. 105})$$

so ergibt sich die mittlere spezifische Wärmekapazität unmittelbar aus

$$\bar{c}_p(T) = \frac{h(T)}{T} \quad (\text{Gl. 106})$$

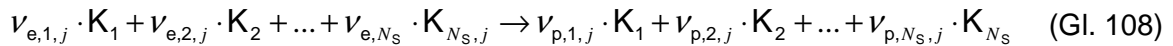
und für die Iterationsgleichung erhält man

$$T = T \cdot \frac{\dot{H}_{\text{tot}}(T) - \dot{H}_{\text{lat}}}{\dot{m} \cdot h(T)}. \quad (\text{Gl. 107})$$

Meist wird nicht auf die Notwendigkeit der iterativen Bestimmung der Temperatur aus der bilanzierten Enthalpie hingewiesen. Teilweise wird auch fälschlicherweise die wahre, spezifische Wärmekapazität hierfür herangezogen, was Abweichungen bis zu 10% verursachen kann (siehe Abschnitt A3.3).

5.7 Chemische Reaktionen

Die stöchiometrische Gleichung einer beliebigen chemischen Reaktion j in einer Mischung aus N_s Komponenten K kann formuliert werden als



oder

$$\sum_{i=1}^{N_s} \nu_{e,i,j} \cdot K_i = \sum_{i=1}^{N_s} \nu_{p,i,j} \cdot K_i \quad (\text{Gl. 109})$$

Insgesamt kann diese Reaktionsgleichung durch den Vektor

$$\vec{v}_j = \vec{v}_{p,j} - \vec{v}_{e,j} \quad (\text{Gl. 110})$$

beschrieben werden, worin die stöchiometrischen Verhältniszahlen der Edukte negative die der Produkte positive Vorzeichen aufweisen. Entsprechend sind bei einem Mechanismus aus mehreren Reaktionen die einzelnen Stöchiometrievektoren anzugeben bzw. die einzelnen Koeffizienten $\nu_{i,j}$, was zweckmäßig in Form der stöchiometrischen Matrix \mathbf{N} erfolgt.

Die durch die chemischen Reaktionen bewirkten Konzentrationsänderungen in einer Zelle können als Quellterme aufgefasst werden. Diese ergeben sich aus der Multiplikation der stöchiometrischen Matrix mit dem Vektor der Reaktionsraten \vec{r}

$$\vec{c}_R = \mathbf{N} \cdot \vec{r}(T, \vec{c}) \quad (\text{Gl. 111})$$

Die Reaktionsraten r_j werden als Potenzprodukt mit modifiziertem Arrhenius-Ansatz für den Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizienten beschrieben

$$r_j = k_{R,j} \cdot T^{\varpi_j} \cdot e^{\frac{-E_{R,j}}{RT}} \cdot \prod_{i=1}^{N_s} c_i^{o_{i,j}} \quad (\text{Gl. 112})$$

wobei die Reaktionsordnung $o_{i,j}$ bezüglich der Komponente c_i gleich Null zu setzen ist, wenn diese Spezies nicht an der Reaktion beteiligt ist.

Andere reaktionskinetische Ansätze (*Landau-Teller*, *Troe-Fall-Off* u.ä. [397]) wurden nicht implementiert.

Nur bei Elementarreaktionen entspricht die Ordnung einer Reaktion bezüglich einer Spezies dem stöchiometrischen Koeffizienten dieser Spezies ($o_{i,j} = \nu_{i,j}$). In Brutto- oder Globalreaktionen gilt diese Identität in der Regel nicht.

Mit dieser Beschreibung können auch chemische Gleichgewichte modelliert werden. Hierzu müssen lediglich die Gleichungen für die Hin- und Rückreaktion als zwei getrennte Reaktionen definiert werden. Gleichgewichtsberechnungen durch Definition der Kinetik einer Reaktionsrichtung und Vorgabe einer Gleichgewichtskonstanten sind nicht vorgesehen.

Die Stoffbilanz einer Zelle lautet

$$\frac{d}{dt} \vec{n} = \vec{n}_e - \vec{n}_a + \vec{n}_R, \quad (\text{Gl. 113})$$

mit

$$\vec{n}_R = V \cdot \mathbf{N} \cdot \vec{r}(T, \vec{c}). \quad (\text{Gl. 114})$$

Durch Umformen erhält man für den stationären Zustand

$$\frac{1}{\tau_e} \cdot \left(\vec{c}_e - \vec{c}_a \cdot \frac{\rho_e}{\rho_a} \right) + \mathbf{N} \cdot \vec{r}(T, \vec{c}) = 0 \quad \text{mit } \tau_e = \frac{V}{\dot{V}_e} \quad (\text{Gl. 115})$$

Es stellt sich die Frage, auf welche Konzentration die Reaktionsraten bezogen werden sollen. Bezöge man diese auf die Austrittskonzentration oder eine gemittelte bzw. interpolierte Konzentration im Zellinneren, müsste, da die unbekanntes Austrittskonzentrationen in die Potenzprodukte der Reaktionsraten eingehen, ein nicht-lineares Gleichungssystem gelöst werden. Dies wäre zwar grundsätzlich möglich, z. B. iterativ mittels des Newton-Verfahrens [398–400], jedoch wäre der verursachte numerische Aufwand (Bestimmung der Jacobi-Matrix, Matrizeninversion usw.) sehr hoch.

Stattdessen werden die Reaktionsraten mit den Eintrittskonzentrationen berechnet, sodass man die Austrittskonzentrationen unmittelbar aus

$$\vec{c}_a = \left[\vec{c}_e + \chi \cdot \mathbf{N} \cdot \vec{r}(T, \vec{c}_e) \cdot \tau_e \right] \cdot \frac{\rho_a}{\rho_e} \quad (\text{Gl. 116})$$

ermitteln kann.

Bei geringen Eintrittskonzentrationen und hohen Reaktionsraten kann der Reaktionsverlauf jedoch bereits in einem kürzeren Zeitraum als der Verweilzeit abgeschlossen sein, sodass sich nach (Gl. 116) negative Austrittskonzentration ergeben würden. Um dies zu vermeiden, wird die Reaktionsrate mit der Reaktionslaufzahl χ korrigiert, die durch die stöchiometrisch limitierende Komponente bestimmt wird.

Die Reaktionslaufzahl wird in jedem Iterationsschritt vor der Berechnung der neuen Austrittskonzentrationen nach folgendem Algorithmus bestimmt

$$\begin{aligned} \chi &= 1 \\ &\text{für } i = 1 \text{ bis } N_S \\ c &= (c_{e,i} + \chi \cdot \dot{c}_{S,i} \cdot \tau_e) \cdot \frac{\rho_a}{\rho_e} \\ &\text{wenn } c < 0 \text{ und } c_{e,i} > 0 \\ \chi &= -\frac{c_{e,i}}{\dot{c}_{S,i} \cdot \tau_e} \end{aligned}$$

Danach werden in einem weiteren Schleifendurchlauf die neuen Austrittskonzentrationen berechnet.

Die Reaktionsenthalpie einer Reaktion ergibt sich aus der Gleichung

$$\Delta_R H_j^0 = \bar{v}_j \cdot \bar{H}_{\text{inf}} = \sum_{i=1}^{N_S} \nu_{ij} \cdot H_{\text{inf},i} \quad (\text{Gl. 117})$$

und somit der insgesamt freiwerdende Reaktionswärmestrom gemäß

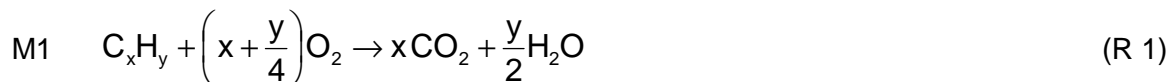
$$\dot{Q}_R = f_R \cdot \chi \cdot V \cdot \bar{r} \cdot \Delta_R \bar{H}^0 = f_R \cdot \chi \cdot V \cdot \sum_{j=1}^{N_R} r_j \cdot \Delta_R H_j^0 \quad (\text{Gl. 118})$$

Der Faktor f_R dient lediglich dazu, den Einfluss der Reaktionswärme auf einfache Weise variieren zu können. Im Normalfall wird $f_R = 1$ gesetzt.

5.7.1 Reaktionsmechanismen

5.7.1.1 Einschrittmechanismus

Oft werden die komplexen Vorgänge der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen in einer einzigen Globalreaktion der Form



zusammengefasst [197, 198, 224, 369]. Die realen Abläufe der Oxidation werden dadurch jedoch sehr stark vereinfacht und nicht immer ausreichend wiedergegeben.

Es ist bekannt, dass Kohlenwasserstoffe in verschiedenen Teilreaktionen zunächst zu Kohlenmonoxid oxidieren. Das entstandene CO reagiert dann in einem letzten Reaktionsschritt weiter zu CO₂. Da auch bei hohen Temperaturen noch erhebliche Mengen an Kohlenmonoxid vorliegen können, wird durch Einschrittmechanismen der Form M1 die freigesetzte Reaktionswärme überschätzt [401, 402].

5.7.1.2 Zweischrittmechanismus

Dryer + Glassman haben deshalb den Zweischrittmechanismus

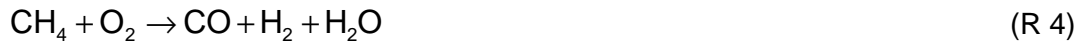


vorgeschlagen [366, 401, 403]. Dieser zeigt jedoch im Vergleich mit Messwerten häufig zu geringe Kohlenmonoxidkonzentrationen. Um diesen Nachteil auszugleichen, wird häufig die Reaktion (R 3) als Gleichgewichtsreaktion betrachtet. Auch der initiale Oxidationschritt des Kohlenwasserstoffs wird gelegentlich als Gleichgewicht modelliert [404].

5.7.1.3 Dreischrittmechanismen

Bereits *Dryer + Glassman* haben erkannt, dass der Wassergehalt einen Einfluss auf die Oxidation des Kohlenmonoxids aufweist, was sie in einer Abhängigkeit der Reaktionsrate von Wasserdampfkonzentration zum Ausdruck brachten. Andere Autoren berücksichtigen dies durch zusätzliche Reaktionsschritte.

So geben *Polifke et al.* [405] den folgenden Dreischrittmechanismus von *Peters + Williams* an [406]

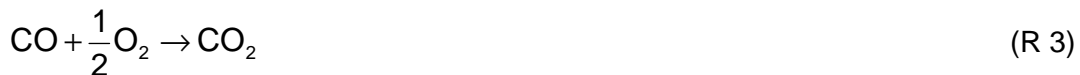


in dem der Wasserdampfeinfluss auf die Kohlenmonoxid-Oxidation durch die Wassergas-Shift-Reaktion beschrieben wird.

Westbrook + Dryer [401] hingegen nennen für den Beginn der Oxidation des Kohlenwasserstoffs die Brutto-Reaktion



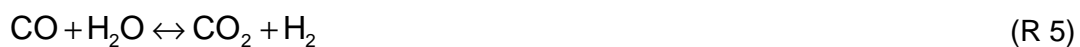
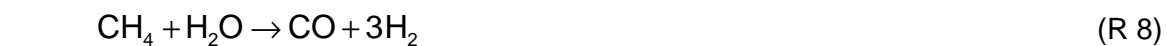
sodass man mit den zusätzlichen Reaktionsschritten



einen einfachen Dreischrittmechanismus erhalte. Allerdings wurden die von den Autoren angegebenen kinetischen Daten für die Reaktion (R 7) in Kombination mit einem komplexeren CO-H₂-O₂-Mechanismus, bestehend aus 21 Reaktionsschritten, angepasst.

5.7.1.4 Vierschrittmechanismen

Mansha et al. [407] nennen folgenden Mechanismus von *Jones + Lindstedt* [408]:

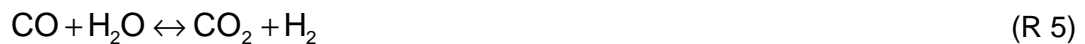


Bei *Tsuji et al.* [409] ist nachstehender Mechanismus von *Srivatsa* [410] zu finden.



Dort wird darauf hingewiesen, dass dieser unter Verbrennungsbedingungen mit hoch vorgewärmter Luft besser geeignet sei als der Mechanismus von *Jones + Lindsted*.

Seshadri et al. [411] formulieren einen ähnlichen Mechanismus, bei dem jedoch Methan zusammen mit Sauerstoff und Wasserstoff zunächst zu CH_3 umgesetzt wird



In diesem Mechanismus werden alle Schritte als Gleichgewichte betrachtet. Da in dieser Formulierung neben Sauerstoff auch Wasserstoff benötigt wird, um den Umsatz des Methans in Gang zu bringen, muss dieser entweder im Verbrennungsgas enthalten sein, oder über die Wassergas-Shift-Reaktion aus CO (R 5), die Dissoziation von Wasser (R 6) bzw. die Oxidation des Methyl-Radikals (R 10) gebildet werden.

5.7.1.5 Andere reduzierte Mechanismen

Neben den zuvor genannten Systemen aus Reaktionsgleichungen existiert noch eine Vielzahl weiterer Mechanismen, die meist aus komplexen Reaktionssystemen abgeleitet und für spezielle Anwendungsfälle angepasst wurden. Eine Übersicht (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) gibt Tabelle 5.

Tabelle 5: Zusammenstellung einiger reduzierter Reaktionsmechanismen [412–417]

Nr.	Stoff	Anwendungsgebiet	Anzahl Spezies	Anzahl Reaktionen	Quelle
1	CH_4	Verbrennung	9	5	Mallampalli et. al. 1996
			10	6	
			11	7	
			13	9	
2	CH_4	Verbrennung	14	10	Chen 1997
3	CH_4	Verbrennung in Gasturbinen	5	2	Brewster et al. 1999
			8	4	
			9	5	
			13	9	
4	C_2H_4	Verbrennung	10	6	Montgomery et al. 2006
			15	11	
			20	16	
			9	5	
5	n- C_7H_{16}	Verbrennung	12	8	Montgomery et al. 2006
			16	12	
			20	16	
			25	21	
6	CH_4	Verbrennung	13	9	Msaad et al. 2012
7	CO/H_2	Verbrennung	5	2	Marzouk + Huckaby 2010
			5	3	
			8	9	
			10	21	
			14	34	
			14	37	
13	38				

5.7.1.6 Mechanismen aus Elementarreaktionen

Unter Elementarreaktionen versteht man chemische Reaktionen zwischen Molekülgruppen oder Atomen, die nicht in weitere Zwischenschritte unterteilt werden können.

Die Komplexität von Reaktionsmechanismen hat mit Weiterentwicklung der Rechnertechnik enorm zugenommen (Tabelle 6). Während im Reaktionsmechanismus des *Gas Research Institute* von 1994 die Methanverbrennung noch mit 33 Spezies und 177 Reaktionen beschrieben wurde (GRI 1.2, [418, 419]), waren es in der Version GRI 2.11 von 1995 bereits 50 Spezies und 279 Reaktionen [420] und 1999 in der Fassung GRI 3.0 sogar 54 Spezies und 325 Reaktionen [421]. Der Mechanismus von *Wang et al.* für die Verbrennung kleiner Kohlenwasserstoffe (C₁–C₄, Version II von 2007 [422]) weist 112 Spezies und 784 Reaktionsgleichungen auf. Der Verbrennungsmechanismus von *Westbrook et al.* für Alkane bis C₁₆ von 2008 beinhaltet 2.116 Spezies und 8.157 Reaktionen [423] und der *Leeds Master Chemical Mechanism* (MCM 3.1 von 2012 [424, 425]), der den atmosphärischen Abbau von Methan und 142 flüchtigen Verbindungen (NMVOC) beschreibt, 4.500 Spezies und 12.500 Reaktionsgleichungen.

Hieran wird deutlich, dass für höhermolekulare Stoffe die Reaktionsmechanismen immer komplexer werden. Dies liegt daran, dass es rein kombinatorisch mehr Möglichkeiten für Elementarreaktionen gibt.

Tabelle 6: Zusammenstellung einiger Elementarreaktionsmechanismen [418–434]

Nr.	Stoff	Mechanismus	Anzahl Spezies	Anzahl Reaktionen	Jahr
1	CH ₄	GRI 1.2	32	175	1994
2	CH ₄	GRI 2.11	49	277	1995
3	CH ₄	GRI 3.0	53	325	1999
4	CH ₄	Leeds 1.5	37	351	2001
5	H ₂ , CH ₄ , C ₂ H ₆ , C ₂ H ₄	AKonnov 0.5	127	1.200	2005
6	C ₂ H ₂ , C ₂ H ₄	Wang 2007	112	784	2007
7	C ₃ H ₈	Marinov	127	638	1998
8	C ₁ -C ₃	AKonnov 0.6 beta	960	4.000	2004
9	C ₅ H ₁₂	Wang et al.	386	1.896	1999
10	C ₅ H ₁₂ O ₂	Fisher et al.	265	1.219	2000
11	C ₆ H ₁₂	Silke et al.	1.082	4.269	2007
12	C ₇	Curran et al.	545	2.446	1998
13	C ₈ -C ₁₆	Westbrook	2.116	8.157	2008
14	CH ₄ + 142 NMVOC	Leeds MCM 3.1	4.500	12.600	2012

Mit der Entwicklung immer umfangreicherer Mechanismen, die sich durch computerbasierte Mechanismusgeneratoren [435] beschleunigt hat, wurden verstärkt Anstrengungen unternommen, Werkzeuge zur Vereinfachung dieser Mechanismen zu entwickeln (z. B. [436]).

Die Anwendung von Elementarreaktionsmechanismen scheidet im vorliegenden Fall aufgrund ihrer Komplexität aus. Außerdem gilt es zu bedenken, dass mit jeder Reaktionsgleichung etwa drei bis zehn unbekannte Parameter in das Modell einfließen, die anhand von Messungen anzupassen wären.

5.7.2 Kinetische Parameter

Westbrook + Dryer [401] haben für verschiedene Kohlenwasserstoffe die kinetischen Daten der Einschritt-Reaktion (R1) an experimentelle Daten der Flammgeschwindigkeit im Bereich der Zündgrenzen angepasst. Diese sind, umgerechnet auf SI-Einheiten, in Tabelle 7 aufgelistet. Zusätzlich geben sie Parameter für die Reaktion (R2) an. Dabei wurde die Reaktionsrate der Oxidation von CO (R3) gemäß Dryer [366] berücksichtigt. Des Weiteren haben sie (R7) als Quasi-Globalreaktion in einem komplexeren Mechanismus aus 21 weiteren Reaktionen an die Messdaten angepasst.

Tabelle 7: Kinetische Daten von Westbrook + Dryer [401]

Nr.	Stoff	k_R			E_R	a	b
		$(\text{mol/m}^3)^{1-(a+b)}/\text{s}$					
		Einschritt	Zweischritt	Quasi-Global	J/mol	-	-
1	CH ₄	1,30E+08	2,80E+09	4,00E+09	202.641	-0,3	1,3
2	CH ₄	8,30E+05	1,50E+07	2,30E+07	125.604	-0,3	1,3
3	C ₂ H ₆	3,48E+07	4,11E+07	6,32E+07	125.604	0,1	1,65
4	C ₃ H ₈	2,72E+07	3,16E+07	4,74E+07	125.604	0,1	1,65
5	C ₄ H ₁₀	2,34E+07	2,78E+07	4,11E+07	125.604	0,15	1,6
6	C ₅ H ₁₂	2,02E+07	2,47E+07	3,79E+07	125.604	0,25	1,5
7	C ₆ H ₁₄	1,80E+07	2,21E+07	3,48E+07	125.604	0,25	1,5
8	C ₇ H ₁₆	1,61E+07	1,99E+07	3,16E+07	125.604	0,25	1,5
9	C ₈ H ₁₈	1,45E+07	1,80E+07	2,97E+07	125.604	0,25	1,5
10	C ₈ H ₁₈	2,28E+08	3,04E+08	4,74E+08	167.472	0,25	1,5
11	C ₉ H ₂₀	1,33E+07	1,64E+07	2,78E+07	125.604	0,25	1,5
12	C ₁₀ H ₂₂	1,20E+07	1,49E+07	2,53E+07	125.604	0,25	1,5
13	CH ₃ OH	1,01E+08	1,17E+08	2,31E+08	125.604	0,25	1,5
14	C ₂ H ₅ OH	4,74E+07	5,69E+07	1,14E+08	125.604	0,15	1,6
15	C ₆ H ₆	6,32E+06	7,59E+06	1,36E+07	125.604	-0,1	1,85
16	C ₇ H ₈	5,06E+06	6,01E+06	1,08E+07	125.604	-0,1	1,85
17	C ₂ H ₄	6,32E+07	7,59E+07	1,36E+08	125.604	0,1	1,65
18	C ₃ H ₆	1,33E+07	1,58E+07	2,53E+07	125.604	-0,1	1,85
19	C ₂ H ₄	2,06E+08	2,47E+08	3,79E+08	125.604	0,5	1,25

Parameter für die Brutto-Reaktionsrate gemäß $r = k_R \cdot e^{-E_R/RT} \cdot [C_xH_y]^a \cdot [O_2]^b$ (Einheiten: m, s, mol, K)

Eine Übersicht über kinetische Daten und Ratengleichungen bieten auch Babushok + Dakdanča [404]. Im Anhang sind einige der recherchierten Werte aus unterschiedlichen Quellen zusammengefasst. Da die jeweiligen Prozesse und Randbedingungen bzw. Methoden mit denen die Parameter bestimmt wurden hierbei nicht vollständig wiedergegeben werden können, wird jedoch empfohlen, vor Verwendung dieser Daten die Originalliteratur zu Rate zu ziehen.

Die überwiegende Zahl der veröffentlichten Kinetiken wurde für die Verbrennung von Methan, Kohlenmonoxid und Wasserstoff in Flammen ermittelt. Auch für Strömungsreaktoren liegen einige Daten vor. Es ist jedoch fraglich, in wie weit diese Daten auf die flammenlose Oxidation in Strömungsumkehrreaktoren übertragbar sind. Denn die hier vorliegenden geringen Gehalte an brennbaren Bestandteilen bei sehr hohem Sauerstoffgehalt (bis zu 200-facher Luftüberschuss, vgl. Abschnitt 2.1.7.6) sind mit den meisten Arbeiten nicht vergleichbar.

5.8 Wärmeübertragung

Die Wärmeübertragung im Regenerator wird bestimmt durch den konvektiven Wärmeübergang zwischen der Gasströmung und der Oberfläche der Speichermasse sowie den Transport durch Wärmeleitung innerhalb der Speichermasse. Während im Regenerator beide Vorgänge instationär sind, müssen diese im analogen Rekuperator auf entsprechende stationäre Formulierungen gebracht werden.

5.8.1 Konvektiver Wärmeübergang

Unter konvektivem Wärmeübergang versteht man den stoffgebundenen Transport thermischer Energie, der zwischen einem Fluid und Oberflächen stattfindet, wenn beide Seiten unterschiedliche Temperaturen aufweisen und zwischen ihnen eine Relativbewegung vorliegt. Dieser Mechanismus wird durch den Wärmeübergangskoeffizienten beschrieben, welcher die bei einer bestimmten Temperaturdifferenz konvektiv übertragene Wärmestromdichte bezeichnet [31]

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{\vartheta_w - T}. \quad (\text{Gl. 119})$$

Da die Relativgeschwindigkeit unmittelbar an der Oberfläche aufgrund der Haftbedingung Null beträgt, erfolgt an dieser Stelle der stoffgebundene Wärmetransport ausschließlich durch Konduktion. Setzt man die konvektive Wärmestromdichte mit der konduktiven Wärmestromdichte in Richtung der Oberflächennormalen gleich, erhält man

$$\alpha = \frac{-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)}{\Delta T}, \quad (\text{Gl. 120})$$

woraus sich mit Hilfe einer Bezugsabmessung der Anordnung die Definition der Nußelt-Zahl

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = \frac{-\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)}{\frac{\Delta T}{d}} \quad (\text{Gl. 121})$$

ergibt.

Der konvektive Wärmeübergang hängt von den Strömungs- und Temperaturverteilungen in der Umgebung des Körpers ab. Daher beeinflussen alle anderen Phänomene, welche diese Verteilungen verändern (z. B. Wärmestrahlung, Dissipation, chemische Reaktionen usw.), immer auch den Wärmeübergangskoeffizienten. In der Realität treten solche Mechanismen stets in bestimmtem – wenn unter Umständen auch vernachlässigbar geringem – Maße auf. Deshalb handelt es sich bei rein konvektivem Wärmeübergang streng genommen um ein hypothetisches Konstrukt. Die mathematische Beschreibung idealisierter Sonderfälle ist daher verglichen mit dem tatsächlichen physikalischen Vorgang immer mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet.

Aus diesem Grund wird der konvektive Wärmeübergang in der Regel durch empirische oder semi-empirische Gleichungen beschrieben und die darin enthaltenen Faktoren anhand von Experimenten ermittelt. Die zweite Alternative besteht darin, bekannte Lösungen für

vereinfachte Spezialfälle zu verwenden, und dabei die Abweichungen gegenüber der Realität zu vernachlässigen.

Bei der mathematischen Herleitung analytischer Zusammenhänge für den Wärmeübergang in einfachen Geometrien bei idealisierten Randbedingungen (z. B. [437, 438]) fand man, dass sich die Nußelt-Zahl in Abhängigkeit anderer Kennzahlen

$$Nu = f(Re, Gr, Pr, d/L, \dots). \quad (\text{Gl. 122})$$

ausdrücken lässt.

Bei der Verwendung eines Berechnungsansatzes für die Nußelt-Zahl ist immer das jeweilige Bezugssystem zu beachten. Da die charakteristische Länge und die charakteristische Temperaturdifferenz bei einer gegebenen Anordnung willkürlich wählbar sind, können sich bei gleichen Vorgängen unterschiedliche Nußelt-Funktionen ergeben, sofern sich die Bezugssysteme unterscheiden.

Ferner enthalten die Kennzahlen Stoffeigenschaften, die an jedem Punkt im betrachteten Gebiet von Temperatur, Druck und Zusammensetzung abhängig sind. In realen Wärmeübergangsprozessen liegen jedoch komplexe dreidimensionale Temperatur-, Strömungs- und Konzentrationsfelder vor, die ihrerseits vom Wärmeübergang beeinflusst werden. Somit ist die Wahl repräsentativer Bezugszustände kaum möglich und diese werden ebenso willkürlich festgelegt.

Außerdem ist die Nußelt-Zahl selbst nicht unmittelbar messbar. Um Korrelationen für technisch relevante Anwendungsfälle zu ermitteln, muss sie aus anderen messbaren Größen (Temperaturen, Drücke, Differenzdrücke etc.) berechnet werden. Daher sind die bestimmten Zusammenhänge vom Messaufbau, von der Versuchsdurchführung, von Messfehlern, der Auswertungsmethodik, den verwendeten Werten der Stoffeigenschaften u. Ä. abhängig. Schließlich kann in den Experimenten der Wärmeübergang von anderen Mechanismen überlagert sein. Diese müssen entweder herausgerechnet werden oder es muss darauf hingewiesen werden, dass die ermittelte Nußelt-Zahl diese Effekte beinhaltet.

Zudem werden die zugrunde gelegten Mess-, Auswertungs- und Bezugsbedingungen oftmals nicht vollständig angegeben, was die korrekte Anwendung der entwickelten Korrelationen erschwert.

5.8.1.1 Wärmeübergang in Wabenkörpern (laminare Strömung)

Bei Wabenkörpern, die in Regeneratoren von thermischen Nachverbrennungsanlagen in der Regel eingesetzt werden, liegt der hydraulische Durchmesser im Bereich von wenigen Millimetern und die Strömung ist praktisch immer laminar.

In Abbildung 39 ist der hydraulische Kanaldurchmesser, bis zu dessen Größe die Reynolds-Zahl kleiner als 2.000 ist, in Abhängigkeit der effektiven Strömungsgeschwindigkeit im Normzustand und der Bezugstemperatur aufgetragen. Erst bei sehr großen Kanalweiten oder sehr hohen Geschwindigkeiten, die außerhalb des in diesem Zusammenhang technisch relevanten Bereiches liegen, schlägt die Strömung in das turbulente Regime um.

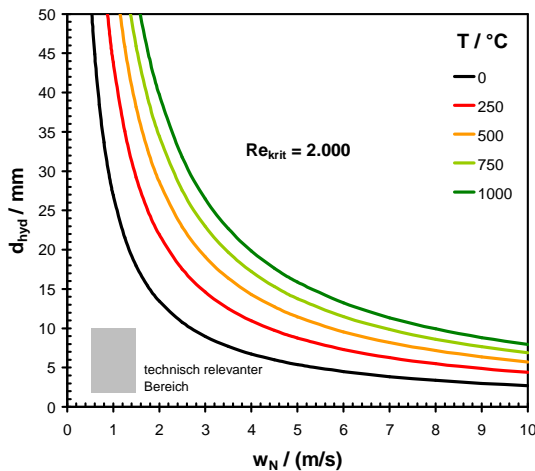


Abbildung 39: Grenze zwischen laminarer Strömung und Umschlagsbereich in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur und Kanaldurchmesser

5.8.1.1 Randbedingungen

Bei laminarer Strömung ist die Nußelt-Zahl neben den Kennzahlen abhängig vom Ort, von der gewählten Randbedingung, vom Strömungsprofil am Eintritt usw. Für die Art der Randbedingungen wurde von Shah + London [437] eine Nomenklatur angegeben, die in der Fachliteratur weit verbreitet ist. Eine Übersicht über diese Systematik zeigt Tabelle 8.

Tabelle 8: Nomenklatur der Randbedingungen nach Shah + London [437]

RB	Wärmeleitfähigkeit der Wand			Beschreibung	Anwendungen
	λ_{axial}	$\lambda_{peripher}$	λ_{radial}		
T	bel. ∞	bel. ∞	∞ bel.	Axial und peripher konstante Wandtemperatur	Kondensatoren, Verdampfer mit vernachlässigbarem Wärmeleitwiderstand der Wand
T3	0	0	$\neq 0 \neq \infty$	Axial konstante Wandtemperatur mit radialem Wärmeleitwiderstand der Wand	Wie (T) mit nicht vernachlässigbarem Wärmeleitwiderstand der Wand
T4	0	0	∞	Nichtlinearer Strahlungswärmestrom	Hochtemperatur-Gasströmungen, Hochtemperatur-Flüssigmetallanlagen
H1	0	∞	∞	Axial konstanter Wärmestrom mit peripher konstanter Wandtemperatur	Wie (H4) für Materialien mit sehr guter Leitfähigkeit
H2	0	0	∞	Axial konstanter Wärmestrom mit gleichförmigem peripherem Wärmestrom	Wie (H4) mit schlechter Wärmeleitfähigkeit und gleichmäßiger Wandstärke
H3	0	0	$\neq 0 \neq \infty$	Axial konstanter Wärmestrom mit radialem Wärmeleitwiderstand in der Wand	Wie (H4) mit endlichem radialem Wärmeleitwiderstand und vernachlässigbarer peripherer Wärmeleitung
H4	0	$\neq 0 \neq \infty$	∞	Axial konstanter Wärmestrom mit peripherer Wärmeleitung der Wand	Elektrische Widerstandheizungen, Regeneratoren, Gegenstromwärmeübertrager mit gleichen Wärmekapazitätsströmen, alle mit vernachlässigbarem radialem Wärmeleitwiderstand
H5	0	∞	∞	Exponentieller axialer Wärmestrom	Gleichstromwärmeübertrager und Gegenstromwärmeübertrager mit ungleichen Wärmekapazitätsströmen
Δt	0	∞	$\neq 0 \neq \infty$	Axial konstante Differenz zwischen der Wandtemperatur und der Rührkesseltemperatur des Fluides	Regeneratoren

Für den Wärmeübergang in Regeneratoren sind demnach vor allem die H4, H5 und Δt Randbedingung zutreffend. Leider sind gerade für diese Fälle kaum Ansätze für die Nußelt-Zahl bekannt.

Benötigt würde hier eine Korrelation, welche die lokale Nußelt-Zahl bei örtlich schwankender Wärmestromdichte und variablen Stoffeigenschaften in Abhängigkeit der örtlichen Rührkesseltemperatur in Bezug zur umfangsgemittelten Wandtemperatur beschreibt und trotz Dissipation, chemischen Reaktionen und ggf. anderer innerer Wärmequellen gültig ist.

Des Weiteren liegen nicht, wie in der Literatur meist üblich, konstante, sondern periodisch schwankende und damit instationäre Bedingungen vor.

5.8.1.1.2 Hydrodynamischer und thermischer Anlauf

Trifft ein Fluid mit gegebener Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung auf einen Körper mit seiner eigenen Temperaturverteilung (bewegte Körper bzw. Relativgeschwindigkeiten spielen nur bei Sonderfällen eine Rolle, die hier nicht relevant sind, z. B. rotierende Scheiben [439]) bildet sich nach ausreichend langer Zeit unter stationären Bedingungen andere Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile aus (Abbildung 40). Verändern sich diese im weiteren Verlauf nicht mehr, spricht man ab diesem Punkt von thermisch bzw. hydrodynamisch ausgebildeter Strömung.

Nach *Shah* [437] ist die Länge des hydraulischen Anlaufs durch den Punkt gekennzeichnet, an dem die Maximalgeschwindigkeit des Strömungsprofils 99% der Maximalgeschwindigkeit der voll ausgebildeten Strömung erreicht hat. Die Länge des thermischen Anlaufs wird auf den Punkt bezogen an dem die Nußelt-Zahl das 1,05-fache der Nußelt-Zahl der voll ausgebildeten Strömung annimmt.

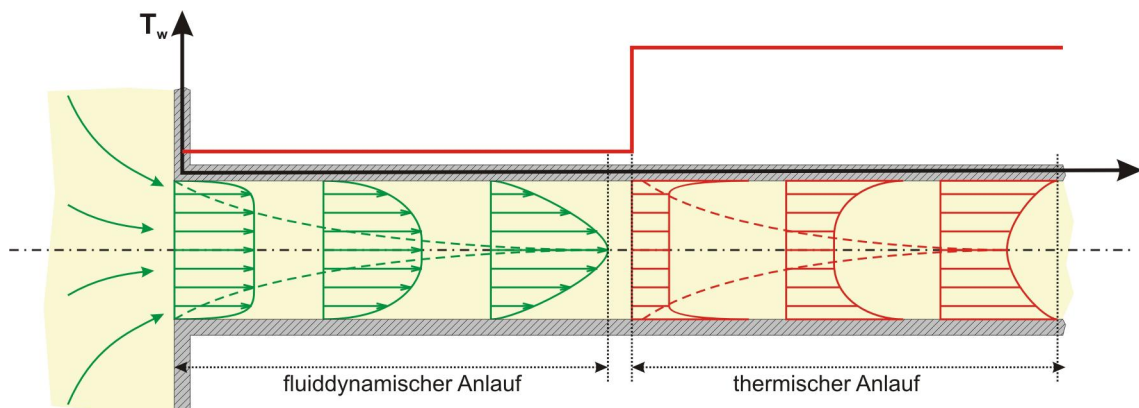


Abbildung 40: Fluiddynamischer und thermischer Anlauf bei laminarer Strömung

Die Längen der hydraulischen und thermischen Anlaufstrecken hängen ab von der Art des Anlaufs, der Form der Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile am Eintritt, den Fluideigenschaften, den überlagerten Effekten, den Strömungsbedingungen usw.

Sie werden im Allgemeinen definiert als

$$L_{\text{hyd}}^* = \frac{L_{\text{hyd}}}{d_{\text{hyd}} \cdot Re} \quad \text{und} \quad L_{\text{th}}^* = \frac{L_{\text{th}}}{d_{\text{hyd}} \cdot Re \cdot Pr} \quad (\text{Gl. 123})$$

und sind meist kleiner als 0,1 [437].

In Abbildung 41 ist die lokale Nußelt-Zahl für die erzwungene laminare Durchströmung eines Rohrs mit Kreisquerschnitt bei hydrodynamisch ausgebildeter Strömung und thermischem Anlauf für verschiedene Randbedingungen aufgetragen. Verwendet wurden hierzu die bei *Shah + London* angegebenen Gleichungen von *Ozoe + Churchill* bzw. für die *H5*

Randbedingung eine analytische Lösung in Form einer Reihenentwicklung. Die Annäherung an die asymptotischen Grenzwerte wird sehr deutlich. Gemäß den verwendeten Gleichungen betragen die Anlaufstrecken bei den T- und H-Randbedingungen etwa 0,1 und bei der H5-Randbedingung im gezeigten Fall ca. 0,03.

Als Parameter zur Darstellung und zur Beschreibung lokaler Nußelt-Zahlen wird hier wie in [437] die normierte axiale Position

$$x^* = \frac{x}{d_{\text{hyd}} \cdot Re \cdot Pr} \quad (\text{Gl. 124})$$

verwendet. Ihre Definition entspricht dem Kehrwert der Graetz-Zahl Gz . *Shah* weist jedoch darauf hin, dass Gz in unterschiedlichen Kontexten verschiedene Definitionen aufweist und deshalb bei Wärmeübergangsphänomenen nicht verwendet werden sollte [437].

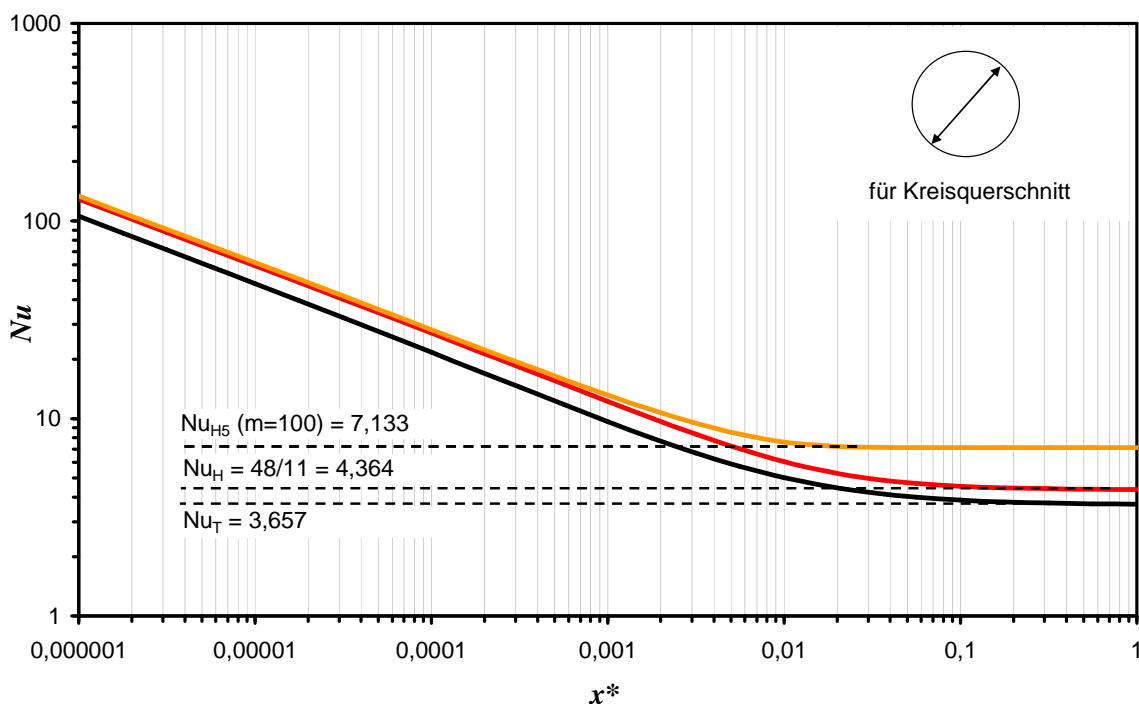


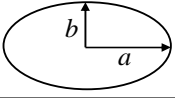
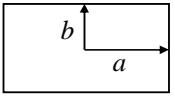
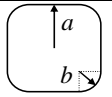

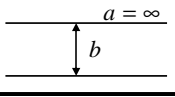
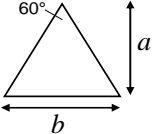
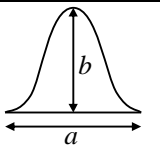
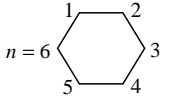
Abbildung 41: Verlauf der Nußelt-Zahl im Anlaufbereich bei laminarer Strömung und thermischem Anlauf für verschiedene Randbedingungen

Aus Wabenkörpern aufgebaute Regeneratoren weisen Kanalweiten im Bereich weniger Millimeter und Baulängen im Bereich von ein bis zwei Metern auf. Bei diesen Größenverhältnissen und den üblichen Anströmgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 1 m/s kann die Anlaufkorrektur vernachlässigt werden.

5.8.1.1.3 Einfluss der Randbedingungen

Am Ende der Anlaufstrecke nähert sich die Nußelt-Zahl bei konstanten Stoffeigenschaften einem asymptotischen Grenzwert an, der von der Art der Randbedingung und dem Strömungsquerschnitt abhängt. Einige dieser Grenzwerte sind für die H1, H2 und T-Randbedingungen und verschiedene Geometrien in Tabelle 9 zusammengestellt. Daneben ist der Darcy-Reibungskoeffizient (vgl. Abschnitt 5.9) der jeweiligen Geometrie angegeben.

Tabelle 9: Zusammenstellung asymptotischer Nußelt-Zahlen für verschiedene Geometrien und Randbedingungen [437, 440]

Geometrie		Nu_{H1}	Nu_{H2}	Nu_T	k_f
	$b/a = 1$	48/11	48/11	3,6567935	64
	$b/a = 0,9$	5,099	4,35	3,66	74,8
	$b/a = 1$	3,60795	3,091	2,976	56,908
	$b/a = 0,5$	4,1233	3,017	3,391	62,192
	$b/a = 0,25$	5,331	2,930	4,439	72,932
	$b/a = 0,1$	3,759	3,292	-	59,061
	$b/a = 0,5$	4,193	3,995	-	63,096
	$\alpha = 80^\circ$	3,581	2,97	-	56,724
	$\alpha = 70^\circ$	3,500	2,64	-	56,184
	$b/a = 0$	140/17	140/17	7,54070087	96
	$b/a = \sqrt{3}/2$	28/9	1,892	2,47	53,333
	$b/a = \sqrt{3}/2$	3,014	1,474	2,39*	50,52
	$n = 6$	4,002	3,862	3,34*	60,216
	$n = 8$	4,153	4,100	-	61,648

*) interpolierte Werte

Wie bereits erwähnt treffen die H4, H5 und Δt Randbedingungen beim Wärmeübergang in Regeneratoren am ehesten zu.

Die H5 Randbedingung liegt vor, wenn die übertragene Wärmestromdichte einer Exponentialfunktion

$$\dot{q}(x) = \dot{q}_0 \cdot e^{\gamma \cdot x} \quad (\text{Gl. 125})$$

folgt. In diesem Fall gibt *Shah* für die asymptotische Nußelt-Zahl bei laminarer Strömung im Kreisquerschnitt die Beziehung

$$Nu_{H5} = \left(\sum_{n=1}^{\infty} -\frac{K_n \cdot F_n(1) \cdot b_n^2}{2 \cdot b_n^2 + \gamma} \right)^{-1} \quad \text{für } \gamma \geq -51,359 \text{ sonst } Nu_{H5} = 0 \quad (\text{Gl. 126})$$

an. *Spang* weist darauf hin, dass diese nur für $\gamma \geq -51,359$ physikalisch sinnvolle Werte der Nußelt-Zahl liefert [441]. Die Konstanten K_n , Eigenfunktionen F_n und Eigenwerte b_n sind in [437, 441] zu finden.

Die lokale Wärmestromdichte eines Gegenstromrekuperators ergibt sich aus

$$\dot{q}(x) = k_T \cdot \Theta(x) = k_T \cdot \Theta_0 \cdot e^{-\mu \cdot St \cdot \frac{x}{L}} \quad (\text{Gl. 127})$$

Daher muss zur Erfüllung der H5 Randbedingungen an jeder Stelle gelten

$$\gamma \cdot x^* = -\mu \cdot St \cdot \frac{x}{L} \quad (\text{Gl. 128})$$

Mit den Definitionen der Ähnlichkeitskennzahlen und des hydraulischen Durchmessers erhält man

$$\gamma = -4 \cdot \mu \cdot \frac{k_T \cdot d}{\lambda} \quad (\text{Gl. 129})$$

Vernachlässigt man beim Wärmeübergangskoeffizienten den Wärmeleitwiderstand der Trennwand, setzt beidseitig gleiche Wärmeübergangskoeffizienten voraus und nimmt die Definition der Nußelt-Zahl zu Hilfe,

$$k_T \approx \frac{\alpha}{2} = \frac{Nu_{H5} \cdot \lambda}{2 \cdot d} \quad (\text{Gl. 130})$$

erhält man die Äquivalenz

$$\gamma = -\mu \cdot 2 \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = -\mu \cdot 2 \cdot Nu_{H5} \quad (\text{Gl. 131})$$

In Abbildung 42 ist die asymptotische Nußelt-Zahl der H5-Randbedingung in Abhängigkeit des Exponential-Faktors γ aufgetragen. Dabei ist auch der laut Spang physikalisch nicht sinnvolle Bereich angedeutet. Daneben ist der Verlauf dargestellt, der sich ergibt, wenn man Nu_{H5} in Abhängigkeit der aus (Gl. 16) berechneten relativen Wärmekapazitätsstromabweichung aufträgt.

An der Stelle $\gamma = 0$ bzw. $\mu = 0$ entspricht die Nußelt-Zahl der H5-Randbedingung derjenigen der H-Randbedingung, für $\gamma = -14,627$ bzw. $\mu = 2$ dem Wert der T-Randbedingung, sodass diese beiden als Sonderfall der H5-Bedingung betrachtet werden können [437].

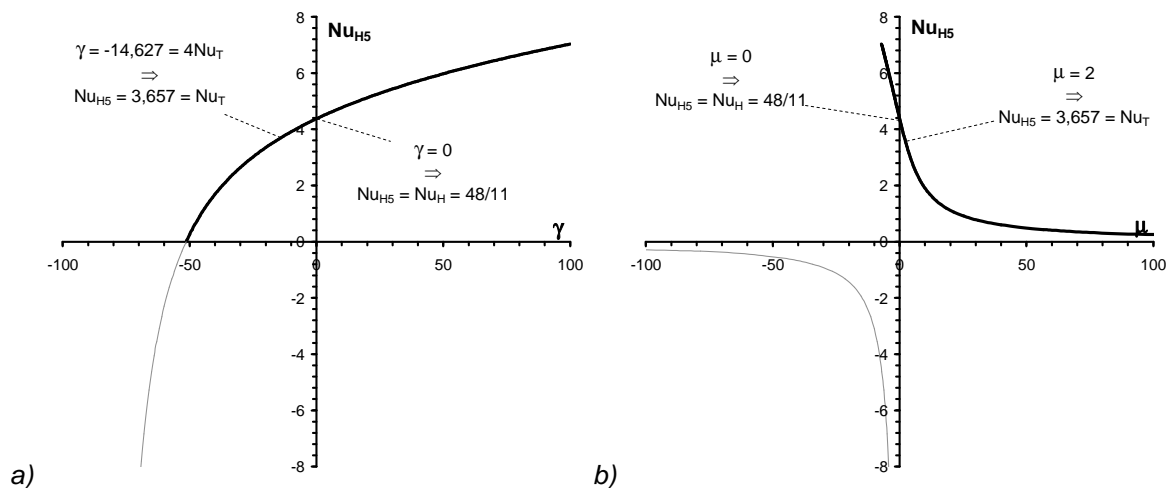


Abbildung 42: Abhängigkeit der asymptotischen Nußelt-Zahl der H5-Randbedingung: (a) vom Parameter γ ; (b) von der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung

Technisch relevant ist in RNV-Anlagen maximal der Bereich $-1 < \mu < 1/2$, denn das Verhältnis der Wärmekapazitätsströme dürfte selten mehr als 2:1 bzw. 1:2 betragen. Die Nußelt-Zahl verläuft hier etwa linear (Abbildung 43) und die Abhängigkeit kann mit einem relativen Fehler $< 0,5\%$ ggü. den mit (Gl. 126) berechneten Werten durch

$$Nu_{H5} = 48/11 \cdot (1 - 0,0864 \cdot \mu) \quad (\text{Gl. 132})$$

wiedergegeben werden. Der Einfluss des Wärmekapazitätsstromverhältnisses auf die Nußelt-Zahl beträgt in dieser Region maximal 10% und ist somit als gering zu bewerten.

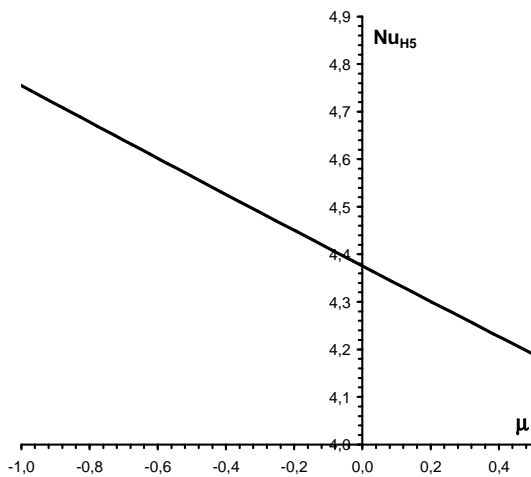


Abbildung 43: H5-Randbedingung

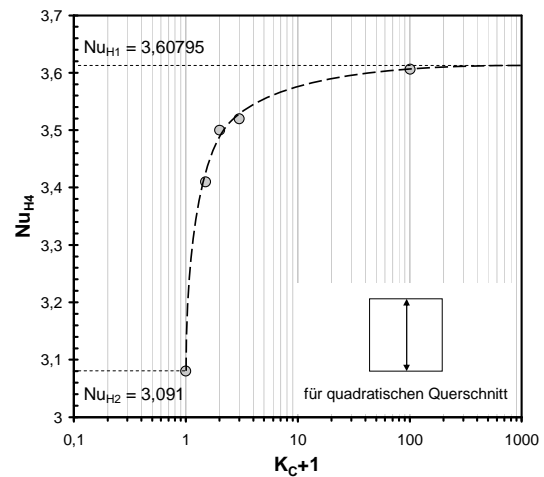


Abbildung 44: H4-Randbedingung

Die H4-Randbedingung, die vorliegt, wenn durch periphere Wärmeleitung in Umfangsrichtung ungleichmäßige Temperaturen vorhanden sind, weist die beiden Grenzwerte Nu_{H1} und Nu_{H2} auf. Diese werden erreicht, wenn der Wärmeleitungsparameter

$$K_C = \frac{\lambda_W \cdot \delta_W}{\lambda \cdot d_{\text{hyd}}} \quad (\text{Gl. 133})$$

gegen unendlich bzw. gegen Null geht. In Abbildung 44 wurden die Werte aus [437] aufgetragen und eine grobe Ausgleichskurve eingezeichnet. Für die eingesetzten Wabenkörper liegt K_C in der Größenordnung von 10, sodass sich eine Nußelt-Zahl im Bereich von 3,56 bis 3,6 ergeben dürfte. Der Einfluss der peripheren Wärmeleitung ist daher ebenfalls gering.

Weist die Wand in axialer Richtung eine gute Wärmeleitfähigkeit auf, so verlängert sich zwar die Strecke des thermischen Anlaufs, als asymptotischer Grenzwert wird dennoch der Grenzwert der H1- bzw. H2-Randbedingung erreicht. Diese Annäherung dauert umso länger je geringer die *Péclet*-Zahl ist [437].

Für die Randbedingung einer konstanten Temperaturdifferenz, die bei Regeneratoren auftreten kann, geben *Shah + London* für die mittlere Nußelt-Zahl die Funktion

$$Nu_{m,\Delta T} = 4,36 + \frac{0,10}{x^* \cdot (1 + 0,016 \cdot x^{*-0,8})} \quad (\text{Gl. 134})$$

an [437]. Es ist ersichtlich, dass der asymptotische Grenzwert für große x^* mit demjenigen der H-Randbedingung übereinstimmt.

Weiter wird dort für die T4-Randbedingung folgende Gleichung genannt

$$\frac{Nu_{x,T4}}{Nu_{x,H}} = 0,94 - \frac{0,0061 - 0,0053 \ln x^*}{1 + 0,0242 \ln x^*} \ln \frac{\gamma}{2} \quad (0,001 \leq x^* \leq 0,2; 0,2 < \gamma < 100) \quad (\text{Gl. 135})$$

$$\text{mit } \gamma = \varepsilon_{\text{rad,W}} \cdot \sigma \cdot T_e^3 \cdot \frac{d_{\text{hyd}}}{\lambda}$$

wobei T_e die Eintrittstemperatur darstellt. Theoretisch existieren bei dieser Randbedingung zwei Grenzfälle. Bei unendlich großem Strahlungsparameter γ nähert sich die Nußelt-Zahl dem Wert der T-Randbedingung an, geht γ gegen Null strebt die Nußelt-Zahl gegen den Wert der H2-Randbedingung. Bei Wabenkörpern mit einer Kanalweite von 3 mm und einer Eintrittstemperatur von 298 K beträgt der Strahlungsparameter etwa 0,17. Am Ende des Anlaufbereichs erhält man mit der oben genannten Gleichung ein Verhältnis der Nußelt-Zahlen von 0,977. Die Abweichung der T4- gegenüber der H-Randbedingung ist hier also ebenfalls als gering zu bewerten. Einschränkend ist außerdem zu erwähnen, dass bereits die Näherungsgleichung einen maximalen Fehler von $\pm 2\%$ gegenüber den tatsächlichen Werten aufweist [437] und für Werte von $\gamma < 0,2$ nicht gültig ist.

5.8.1.1.4 Einfluss überlagerter Mechanismen

Irvine et al. [442] haben den Einfluss von Strahlung auf den Wärmeübergang in einem ebenen Spalt berechnet und weisen darauf hin, dass ab einem Strahlungsparameter von $\gamma > 0,1$ Strahlung berücksichtigt werden sollte. Sie geben an, dass die Nußelt-Zahl mit Strahlung bis zum doppelten des Wertes ohne Strahlung betragen kann und stellen fest, dass mit steigender Reynolds-Zahl der Einfluss abnimmt. Auch *Seki et al.* [443] haben die laminare Strömung im Spalt betrachtet und fanden deutlich höhere Nußelt-Zahlen.

Chandratilleke et al. [444] haben den Strahlungseinfluss bei überlagerter natürlicher und erzwungener Konvektion in einem rechteckigen Kanal mit unterschiedlich beheizten Wänden untersucht und fanden bei hohem Emissionsgrad der Wand bis zu 70% höhere Nu-Zahlen.

Baek et al. [445] berechneten den Strahlungseinfluss in einem zylindrischen Rohr bei Poiseuille-Strömung und stellten ebenfalls eine Erhöhung der Nußelt-Zahl fest.

Seo [446] hat den Einfluss der Strahlung im Anlaufbereich einer Rohrströmung am Beispiel der Abkühlung eines Verbrennungsabgases für verschiedene Bedingungen berechnet. Er stellte fest, dass der Einfluss bei höheren Temperaturdifferenzen zwischen Wand und Fluid und größeren Gehalten von CO_2 und H_2O zunimmt, und fand teilweise mehr als doppelt so hohe Nußelt-Zahlen.

Zu diesen Arbeiten ist anzumerken, dass die zitierten Werte sich jeweils auf die Nußelt-Zahlen des überlagerten Vorgangs beziehen, d.h. Strahlung und Konvektion wurden zusammengefasst. *Seo* [446] hat beide Anteile getrennt betrachtet und gibt an, dass sich die Nußelt-Zahl des konvektiven Anteils nicht von derjenigen bei rein konvektivem Transport unterscheidet.

Aufgrund der vorgenannten Zusammenhänge wird deshalb angenommen, dass sich der Wärmetransport durch Konvektion und Strahlung im vorliegenden Fall störungsfrei überlagern.

Bräuer + Fetting haben den Einfluss einer exothermen Wandreaktion auf den Stoffübergang untersucht [447]. In Anlehnung an diese Arbeit schlagen *Groppi et al.* [448] vor die Nußelt-Zahl mit dem Ausdruck

$$Nu = Nu_H + \frac{Da \cdot Nu}{(Da + Nu) \cdot Nu_T} \cdot (Nu_T - Nu_H). \quad (\text{Gl. 136})$$

in Abhängigkeit der *Damköhler-Zahl* zu interpolieren. *Hayes + Kolaczowski* weisen jedoch darauf hin, dass sich von dieser Interpolation abweichende Werte ergeben können [449].

Gupta + Balakotaiah [450] haben gezeigt, dass sich die lokalen Nußelt- und Sherwood-Zahlen wegen der Möglichkeit mehrfacher stationärer Zustände nicht als Funktionen in Abhängigkeit des Ortes festlegen lassen. Weiter fanden sie, dass sich die lokalen Transportkoeffizienten nur im Zündbereich an die der $T = const.$ bzw. $c = const.$ Randbedingung annähern, und sonst den Wert bei konstantem Fluss annehmen. Sie empfehlen daher, bei heterogenen Modellen diese Werte zu verwenden.

Diese Arbeiten beziehen sich jedoch auf heterogene, katalytische Reaktionen, welche hier nicht betrachtet werden.

Der Einfluss viskoser Dissipation auf den Wärmeübergang wird in der Regel anhand der *Brinkmann-Zahl*

$$Br = \frac{\nu \cdot \rho \cdot w^2}{\lambda \cdot (T_w - T)} \quad (\text{Gl. 137})$$

klassifiziert. Sie beschreibt das Verhältnis aus der innerhalb des Fluids freigesetzten Reibungswärme zur Wärmeleitung zwischen Wand und Fluid. Dieser Effekt wird oft im Zusammenhang mit nicht-newtonschen Fluiden untersucht, bei denen die Scherspannung nicht-linear von der Schergeschwindigkeit abhängt [451].

Briggs [452] untersuchte die laminare Strömung eines nicht-newtonschen Fluids mit Dissipation im Rohr mit Kreisquerschnitt. Unter den betrachteten Bedingungen ergab sich kein merklicher Einfluss der Brinkmann-Zahl auf die asymptotische Nußelt-Zahl.

Etemad et al. [453] betrachteten die laminare Strömung von nicht-newtonschen Fluiden bei gleichzeitigem thermischem und hydrodynamischem Anlauf in einem Kanal mit dem Querschnitt eines gleichseitigen Dreiecks. Die angegebenen Werte der asymptotischen Nußelt-Zahl weichen in der Größenordnung von 3% von den Werten ohne Dissipation ab.

Grigull [454] hat unter der Annahme eines konstanten Temperaturanstiegs analytische Lösungen für das Rohr mit Kreisquerschnitt und den ebenen Spalt hergeleitet.

Shah [437] gibt für die H-Randbedingung und kreisförmigen Querschnitt die folgende Beziehung von *Tyagi* an.

$$Nu_H = \frac{48}{11} \left(1 + \frac{48}{11} Br \right)^{-1} \quad (\text{Gl. 138})$$

Geht man für eine Abschätzung von Luft im Normzustand ($\nu \approx 1,35 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$; $\rho \approx 1,29 \text{ kg/m}^3$; $\lambda \approx 0,025 \text{ W/mK}$), einer Anströmgeschwindigkeit von 1 m/s und einer Temperaturdifferenz von 20 K aus, beträgt die Brinkmann-Zahl ungefähr $3,5 \cdot 10^{-5}$ und liegt daher sehr nahe bei

Null. Daher wird davon ausgegangen, dass die asymptotische Nußelt-Zahl durch Dissipation nicht verändert wird.

Der Einfluss der dissipierten Strömungsarbeit wird im Zusammenhang mit der Druckverlustberechnung erörtert.

5.8.1.1.5 Relationen zur Berechnung der Nußelt-Zahl

Die Beziehungen, mit denen die Abhängigkeit der Nußelt-Zahl von den wesentlichen Einflussgrößen beschrieben wird, sind sehr vielfältig. Dennoch lassen sich bestimmte Gleichungsarten identifizieren.

Bei den Gleichungen vom *Pohlhausen*-Typ handelt es sich um Potenzprodukte der Form

$$Nu = K_1 \cdot Pr^{K_2} \cdot Re^{K_3} \cdot \left(\frac{d}{L}\right)^{K_4} . \quad (\text{Gl. 139})$$

Diese haben den Nachteil, dass sie die asymptotische Nußelt-Zahl durchströmter Kanäle nicht korrekt wiedergeben, weshalb sie sinnvoll nur am Anfang des Anlaufbereichs angewendet werden können.

Gleichungen vom *Hausen*-Typ drücken die Nußelt-Zahl in der Form

$$Nu = Nu_\infty + \frac{K_1 \cdot Pr^{K_2} \cdot Re^{K_3} \cdot \left(\frac{d}{L}\right)^{K_4}}{K_5 + K_6 \cdot Pr^{K_7} \cdot Re^{K_8} \cdot \left(\frac{d}{L}\right)^{K_9}} \quad (\text{Gl. 140})$$

aus, wobei K_5 meistens Eins gesetzt ist und vielfach $K_2 = K_3 = K_4$, sowie $K_7 = K_8 = K_9$ gilt.

Bei den Beziehungen vom Typ *Grigull + Tratz* [455] wird die abnehmende Nußelt-Zahl im Anlaufbereich durch die Exponentialfunktion berücksichtigt. Sie haben die Form

$$Nu = Nu_\infty + K_1 \cdot (x^*)^{-K_2} \cdot e^{-K_3 \cdot x^*} . \quad (\text{Gl. 141})$$

Um den Gültigkeitsbereich der Rechenmethoden zu erweitern, wurden außerdem zahlreiche Verfahren entwickelt, in denen mehrere Gleichungen für verschiedene Bereiche zugrunde gelegt und durch Mittelwertbildung zusammengefasst wurden. Hierzu sind z. B. die Verfahren im VDI-Wärmeatlas [31] zu zählen.

Dort ergibt sich zum Beispiel die Nußelt-Zahl bei hydrodynamischem und thermischem Anlauf im Fall des konstanten Wärmestroms aus der Rechenvorschrift

$$\begin{aligned} Nu_{x,H,A} &= 4,364 & x^* &\rightarrow \infty \\ Nu_{x,H,B} &= 1,302 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}} & x^* &\rightarrow 0 \\ Nu_{x,H,C} &= 0,459 \cdot Pr^{-\frac{1}{6}} (x^*)^{\frac{1}{2}} & (Pr \approx 1) & \\ Nu_{x,H} &= \left[Nu_{x,H,A}^3 + 1 + (Nu_{x,H,B} - 1)^3 + Nu_{x,H,C}^3 \right]^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \quad (\text{Gl. 142})$$

und bei konstanter Wandtemperatur aus

$$\begin{aligned}
 Nu_{x,T,A} &= 3,66 & x^* &\rightarrow \infty \\
 Nu_{x,T,B} &= 1,077 \cdot (x^*)^{-\frac{1}{3}} & x^* &\rightarrow 0 \\
 Nu_{x,T,C} &= \frac{1}{2} \left(\frac{2}{1 + 22 \cdot Pr} \right)^{\frac{1}{6}} (x^*)^{-\frac{1}{2}} & & \text{(Gl. 143)} \\
 Nu_{x,T} &= \left[Nu_{x,T,A}^3 + 0,7^3 + (Nu_{x,T,B} - 0,7)^3 + Nu_{x,T,C}^3 \right]^{\frac{1}{3}}
 \end{aligned}$$

Im Anhang sind zahlreiche Nußelt-Funktionen für verschiedene Randbedingungen aufgelistet. Eine Auswahl davon ist in Abbildung 45 grafisch dargestellt. Die einzelnen Verläufe sind hier nicht von Belang. Es wird aber deutlich, dass alle Verläufe – mit Ausnahme denen des Pohlhausen-Typs – gegen den jeweiligen asymptotischen Grenzwert konvergieren.

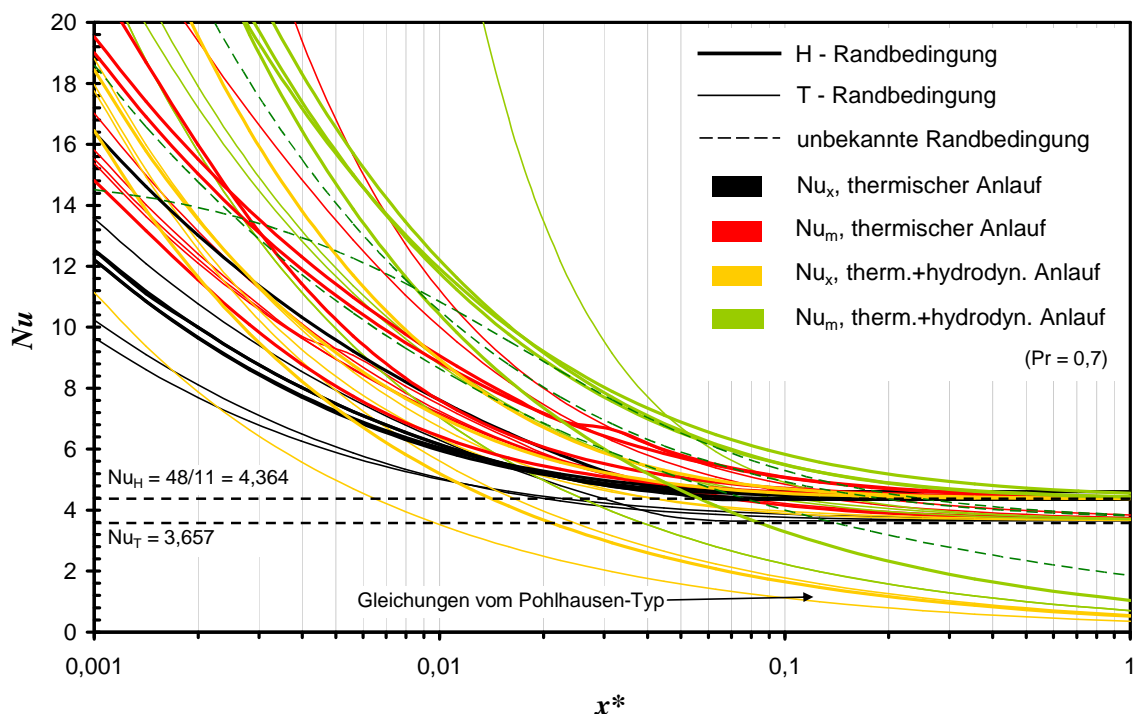


Abbildung 45: Verläufe unterschiedlicher Nußelt-Funktionen im Anlaufbereich

Bei den meisten der Ausdrücke wird ein kreisförmiger Strömungsquerschnitt zugrunde gelegt, weshalb diese bei anderen Geometrien streng genommen nicht anwendbar sind. Auch sind für die H4, H5, ΔT Randbedingungen kaum Ansätze zu finden.

Da aber der Anlaufbereich bei der Strömung in langen Regeneratoren mit engen Kanalquerschnitten ohnehin vernachlässigt werden kann, werden dieselben Beziehungen verwendet. Dabei wird allerdings die asymptotische Nußelt-Zahl der jeweiligen Geometrie (hier quadratisch) eingesetzt.

Weiter wird angenommen, dass sich in den Zwischenräumen der (teilweise) eingesetzten Brückenwaben auftretende Störungen der laminaren Strömung nicht auf den Wärmeübergang auswirken.

Da bei voll ausgebildeter, laminarer Strömung die Nußelt-Zahl nahezu konstant ist und dem asymptotischen Grenzwert entspricht, ist der Wärmeübergangskoeffizient bei bekanntem Durchmesser nur von der Wärmeleitfähigkeit abhängig. Diese kann nach *Jeschar et al.* [362] für Luft näherungsweise durch den Potenzansatz $\lambda(T) = \lambda_N \cdot (T/T_N)^{0,76}$ beschrieben werden.

Als Näherungsgleichung ergibt sich somit

$$\alpha = \alpha_N \cdot \left(\frac{T}{T_N} \right)^{0,76} \quad \text{mit} \quad \alpha_N = Nu_\infty \cdot \frac{\lambda_N}{d} \quad (\text{Gl. 144})$$

Gelegentlich wird für vereinfachte Berechnungen von einer Proportionalität zur Reynolds-Zahl in der Form $\alpha = K \cdot (Re)^{0,5}$ ausgegangen. Drückt man aber die Reynolds-Zahl durch die Strömungsgeschwindigkeit im Normzustand aus und verwendet den von *Jeschar et al.* [362] angegebenen Potenzansatz für die Viskosität von Luft $\nu = \nu_N \cdot (T/T_N)^{1,67}$, findet man

$$\alpha = K \cdot \left(\frac{w_N \cdot (T/T_N) \cdot d}{\nu_N \cdot (T/T_N)^{1,67}} \right)^{0,5} = \alpha_N \cdot (T/T_N)^{-0,335} \quad \text{mit} \quad \alpha_N = K \cdot \left(\frac{w_N \cdot d}{\nu_N} \right)^{0,5} \quad (\text{Gl. 145})$$

Der Wärmeübergangskoeffizient würde damit bei höheren Temperaturen geringer, was anderen Berechnungen widerspricht. Solche Ansätze sollten deshalb nicht ohne Prüfung der Gültigkeit eingesetzt werden.

5.8.1.2 Wärmeübergang im Brennraum (turbulente Strömung)

Während in den Regeneratoren steile Temperaturgradienten vorliegen und die Strömung bei Wabenkörpern praktisch immer laminar bleibt, ist innerhalb des Brennraums die Strömung (im üblichen Betriebsbereich) immer turbulent und die Temperatur nahezu konstant.

Zur Berechnung der Nußelt-Zahl bei turbulenter Strömung wird die Gleichung von *Gnielinski, Petukhov, Kirillov* verwendet [31]

$$Nu = \frac{\frac{\xi}{8} \cdot Re \cdot Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)} \cdot \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{d}{L} \right)^{2/3} \right] \quad \text{mit} \quad \xi = (1,8 \lg Re - 1,5)^{-2} \quad (\text{Gl. 146})$$

5.8.1.3 Wärmeübergang im Umschlagsbereich

Um innerhalb des Modells auch potentielle Sonderfälle zu berücksichtigen, in denen die Strömung in den Regeneratoren turbulent oder im Brennraum laminar wird, sind bei beiden Bereichen die Gleichungen für beide Strömungsregime hinterlegt.

Innerhalb des Umschlagsbereichs wird die Nußelt-Zahl durch Überlagerung des laminaren und turbulenten Anteils gemäß

$$Nu = (1 - \varphi) \cdot Nu_{\text{lam}}(Re_{\text{krit,min}}) + \varphi \cdot Nu_{\text{turb}}(Re_{\text{krit,max}}) \quad (\text{Gl. 147})$$

berechnet.

Im Gegensatz zur der in [31] vorgeschlagenen linearen Interpolation mit

$$\varphi = \frac{Re - Re_{\text{krit,min}}}{Re_{\text{krit,max}} - Re_{\text{krit,min}}} \quad (\text{Gl. 148})$$

wird hier eine sigmoide Interpolation verwendet

$$\varphi = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\pi \cdot \frac{Re - Re_{\text{krit,min}}}{Re_{\text{krit,max}} - Re_{\text{krit,min}}} \right) \right] \quad (\text{Gl. 149})$$

Diese hat im Gegensatz zur linearen Interpolation den Vorteil, dass die berechneten Werte an den Übergangsstellen stetig in die Werte der angrenzenden Funktionen übergehen.

Als Umschlagsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung wird oft der Bereich $2.000 < Re < 3.000$ angenommen. Dieser ist jedoch nicht klar abgegrenzt, sondern abhängig von der Strömung und der Geometrie. Insbesondere bei laminarer Strömung und sehr geringen Störungen am Eintritt sowie sehr glatten Kanälen kann die Strömung auch bis zu Reynolds-Zahlen von 10.000 laminar bleiben [438]. Daher sind die Grenzen des Umschlagsbereichs im Modell als Variablen angelegt.

5.8.1.4 Wärmeübergang in Schüttungen

Nach [31] kann der Wärmeübergangskoeffizient von durchströmten Haufwerken folgendermaßen berechnet werden

$$Nu = f_a \cdot Nu_K \quad (\text{Gl. 150})$$

$$Nu_K = 2 + \sqrt{Nu_{\text{lam}}^2 + Nu_{\text{turb}}^2} \quad (\text{Gl. 151})$$

$$Nu_{\text{lam}} = 0,664 \cdot Re^{\frac{1}{2}} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad (\text{Gl. 152})$$

$$Nu_{\text{turb}} = \frac{0,037 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr}{1 + 2,443 \cdot Re^{-0,1} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad (\text{Gl. 153})$$

Die Nußelt- und Reynolds-Zahlen sind hierbei auf den Durchmesser der oberflächengleichen Kugel bezogen (Gl. 7). Als Formfaktor f_a können die in Tabelle 10 genannten Werte eingesetzt werden.

Tabelle 10: Formfaktoren nach VDI [31]

Form	Formfaktor	Gültigkeitsbereich
Kugeln	$f_a = 1 + 1,5 \cdot (1 - \varepsilon)$	$0,1 < Re < 10^4$; $0,6 < Pr < 10^4$
Zylinder	$f_a = 1,6$	$0,24 < l/d < 1,2$; $10^2 < Re < 10^4$; $0,6 < Pr < 1.300$
Würfel	$f_a = 1,6$	$10^2 < Re < 10^4$; $Pr = 0,7$
Raschigringe	$f_a = 2,1$	$10^2 < Re < 10^4$; $Sc = 0,6$ und $Sc = 2,5$
Berlsättel	$f_a = 2,3$	$10^2 < Re < 10^4$; $Sc = 0,6$ und $Sc = 2,5$

5.8.1.5 Gewählte Bezugsbedingungen

Wie am Anfang dieses Abschnittes bereits ausführlich erläutert, sind bei der Anwendung einer Nußelt-Funktion immer die jeweiligen Bezugsbedingungen zu beachten. Von besonderer Bedeutung ist im vorliegenden Fall die Temperaturabhängigkeit der benötigten Stoffeigenschaften. Diese wird meist in Form von Korrekturfaktoren berücksichtigt, welche sich, in Anlehnung an *Sieder + Tate* [456], aus empirisch bestimmten Potenzansätzen der Form

$$f(T) = \left(\frac{Pr}{Pr_w} \right)^K, \quad f(T) = \left(\frac{\eta}{\eta_w} \right)^K, \quad f(T) = \left(\frac{T}{T_w} \right)^K \quad (\text{Gl. 154})$$

ergeben [31, 457]. Dabei hängen die jeweiligen Parameter von der Art des Mediums, der Richtung des Wärmestroms und der Art der Randbedingung ab [31].

Ein anderes Verfahren besteht darin, die für konstante Stoffwerte ermittelten Gleichungen unverändert zu belassen, aber die Stoffwerte bei einer bestimmten Referenztemperatur einzusetzen [31, 457].

Kays + Nicoll geben an, dass bei laminarer Strömung von Luft im Rohr mit Kreisquerschnitt und Verhältnissen zwischen der Wand- und Fluidtemperatur bis zu 1,9 die Beziehungen für konstante Stoffeigenschaften innerhalb der thermischen Anlaufänge anwendbar sind, wenn alle Werte bei der Rührkesseltemperatur ermittelt werden [458]. *Swearingen* [459] hat den Einfluss variabler Stoffeigenschaften am Beispiel des ebenen Spalts bei konstantem Wärmestrom untersucht und festgestellt, dass sich die Nußelt-Zahlen mit zunehmender Anlaufänge denen bei konstanten Parametern annähern. *Seki et al.* [443] zeigten dies für den Fall konstanter Wandtemperaturen. *Maxwell + Ghajar* [460] betrachteten den Fall konstanter Wandtemperatur und fanden bei variablen Stoffwerten eine bessere Übereinstimmung mit Messwerten.

Auch zum Einfluss variabler Stoffeigenschaften soll eine Abschätzung vorgenommen werden.

In Abbildung 46 (a) wurde die mittlere Nußelt-Zahl für die laminare Strömung im Rohr mit Kreisquerschnitt bei hydrodynamisch und thermischem Anlauf und konstantem Wärmestrom in Abhängigkeit der Temperatur berechnet (Verfahren aus [31]) und daraus der Wärmeübergangskoeffizient ermittelt. Betrachtet wird ein linearer Aufheizvorgang von der Eintrittstemperatur 0°C bis zur Temperatur T. Dabei wurden im einen Fall die Stoffdaten bezogen auf die lokale Temperatur und im anderen Fall die Daten bei der mittleren Bezugstemperatur zugrunde gelegt. Es wird deutlich, dass die Wärmeübergangskoeffizienten mit lokalen Stoffdaten deutlich höher ausfallen, als diejenigen, die sich mit den mittleren Bezugstemperaturen ergeben. Für den im Mittel übertragenen Wärmestrom sind aber die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten entscheidend. Berechnet man diese aus den lokalen Werten, so fallen die Verläufe fast mit denen auf Basis der mittleren Bezugstemperatur zusammen. Die relative Abweichung zwischen den Ergebnissen mit lokalen und mittleren Bezugsbedingungen beträgt maximal -2,5% (Diagramm (b)).

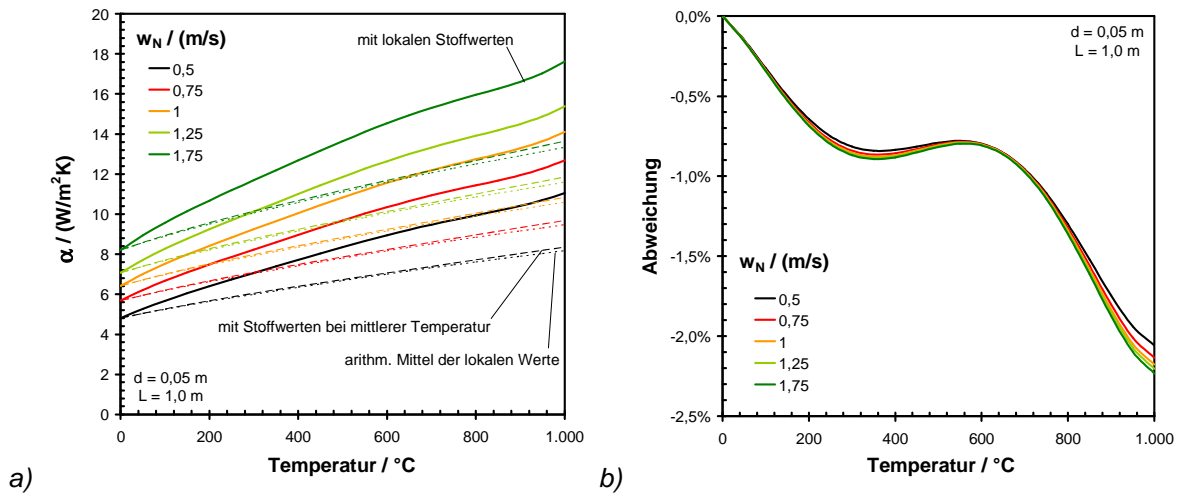


Abbildung 46: Einfluss der Bezugstemperatur auf den Wärmeübergangskoeffizienten:
(a) Absolutwerte; (b) relative Abweichung

Es wird daher in dieser Arbeit angenommen, dass sich der lokale Wärmeübergangskoeffizient in der Form

$$\alpha_x = Nu_x(Re_x, Pr_x, d/L) \cdot \frac{\lambda_x}{d} \quad (\text{Gl. 155})$$

beschreiben lässt, d. h. in die bekannten Zusammenhänge werden die lokalen Stoffwerte und Ähnlichkeitskennzahlen eingesetzt. Der charakteristische Durchmesser ergibt sich aus der Geometrie und als charakteristische Länge wird entweder der Abstand vom Eintritt oder die durchströmte Gesamtlänge verwendet, je nachdem, ob die Anlaufkorrektur berücksichtigt werden soll oder nicht.

Diese recht willkürliche Annahme ist zwar aus streng wissenschaftlicher Sicht unbefriedigend, jedoch wird sich im Vergleich mit Messergebnissen die Anwendbarkeit im vorliegenden Fall noch zeigen. Außerdem lässt sich zur Bestätigung der Richtigkeit dieser Annahme folgendes Argument anführen. Bei den üblichen Nußelt-Funktionen werden die Stoffwerte auf den arithmetischen Mittelwert der Ein- und Austrittstemperaturen bezogen. Im Modell werden die Stoffdaten verwendet, die sich bei der mittleren Zelltemperatur ergeben. Diese wird ebenfalls als arithmetischer Mittelwert zwischen den Temperaturen am Ein- und Austritt bestimmt. Man kann daher das Modell als Reihenschaltung zahlreicher Rohrabschnitte auffassen, wobei in jedem Abschnitt die korrekten Bezugsbedingungen verwendet werden.

Die Annahme wird gleichermaßen im turbulenten Bereich angewandt, obwohl hierzu keine Fehlerabschätzung durchgeführt wurde. Da die Strömung jedoch nur im Brennraum turbulent ist, und dort der Wärmeübergangskoeffizient nur sehr wenig Einfluss auf den Wärmedurchgangswiderstand der Reaktorwand besitzt (Hauptwiderstand ist die Wärmedämmung), wird auf den Nachweis an dieser Stelle verzichtet.

5.8.2 Wärmeleitung

Der Transport von Wärme durch Konduktion ist in Regeneratoren elementar, denn ohne Wärmeleitung könnte der Wärmespeicher weder aufgefüllt noch entladen werden. Er erfolgt innerhalb der Speichermasse entlang des dreidimensionalen Temperaturfeldes und kann in

drei Anteile untergliedert werden. Unter intrapartikulärer Wärmeleitung wird hier derjenige Anteil verstanden, der an einem beliebigen Punkt der Speichermasse in Normalenrichtung zur Oberfläche übertragen und ins Innere des Körpers hinein oder aus ihm heraus befördert wird. Dieser Transport wird überlagert von der axialen Wärmeleitung, welche parallel zur Hauptströmungsrichtung und nicht normal zur Oberfläche stattfindet. Der dritte Anteil wird in radialer bzw. lateraler Richtung (vom Zentrum zur Reaktorwand) geleitet und verläuft demnach quer zur Strömungsrichtung und nicht-normal zur Speichermassenoberfläche.

Trotz dieses dreidimensionalen, instationären Vorgangs kann die Wärmeleitung innerhalb der Speichermasse stark vereinfacht betrachtet werden.

Die Wärmeleitfähigkeit von Luft ist selbst bei hohen Temperaturen nur sehr gering. Der konduktive Transport innerhalb der Gasphase ist somit bei den üblichen Strömungsgeschwindigkeiten sehr viel kleiner als der konvektive Wärmeübergang zwischen Fluid und Feststoff bzw. der Enthalpiestrom des Fluids. Daher wird die Wärmeleitung innerhalb der Luft nicht explizit eingerechnet.

5.8.2.1 Intrapartikuläre Wärmeleitung

Für die lokal zu einem bestimmten Zeitpunkt konvektiv an die Speichermasse übertragene Wärmestromdichte gilt

$$\dot{q}_k = \frac{\dot{Q}_k}{A_p} = \alpha \cdot [T(t) - \vartheta_w(t)]. \quad (\text{Gl. 156})$$

Der zugeführte Wärmestrom wird innerhalb des Körpers weitergeleitet und führt dort zu einer Enthalpieänderung. Dies wird durch die Fourier-Differentialgleichung beschrieben, die in eindimensionaler Formulierung für symmetrische Körper geschrieben werden kann als

$$\rho_s \cdot c_s \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \lambda_s \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} + \frac{b-1}{z} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right), \quad (\text{Gl. 157})$$

mit dem Formfaktor b für die Grundgeometrien unendlich ausgedehnte Platte $b=1$, unendlich langer Zylinder $b=2$ und Kugel $b=3$ [362]. Die Ortskoordinate z liegt dabei orthogonal zur Oberfläche, was bei Zylindern und Kugeln der radialen Richtung entspricht.

Die instationäre Wärmeleitung innerhalb des Körpers kann man vereinfacht durch einen korrigierten Wärmeübergangskoeffizienten berücksichtigen, der den Wärmestrom nicht in Bezug zur Differenz zwischen Gastemperatur und Oberflächentemperatur der Speichermasse angibt, sondern in Abhängigkeit der mittleren (kalorischen) Körpertemperatur [362]

$$\alpha^* \cdot (T - \bar{\vartheta}) = \alpha \cdot (T - \vartheta_w). \quad (\text{Gl. 158})$$

Definiert man in Anlehnung an die stationäre Wärmeleitung

$$\frac{1}{\alpha^*} = \frac{1}{\alpha} + \frac{\delta_s / 2}{\lambda_s} \cdot \psi_T \quad (\text{Gl. 159})$$

so werden die Abweichungen der instationären gegenüber der stationären Wärmeübertragung in dem Korrekturfaktor ψ_T zusammengefasst. Man bezeichnet ihn daher als Transientenfaktor. Da das Temperaturfeld im Inneren der Körper aufgrund der allseitigen Anströmung mit dem gleichen Medium symmetrisch zum Zentrum ist, wird der korrigierte

Wärmeübergangskoeffizient auf den Halbmesser des Körpers bezogen, bei Platten also die halbe Dicke, bei Zylindern und Kugeln den Radius.

Mit der Biot-Zahl

$$Bi = \frac{\alpha \cdot \delta_s / 2}{\lambda_s} \quad (\text{Gl. 160})$$

ergibt sich

$$\alpha^* = \frac{\alpha}{1 + \psi_T \cdot Bi} \quad (\text{Gl. 161})$$

und es wird deutlich, dass der mittlere Wärmeübergangskoeffizient bei endlicher Wärmeleitfähigkeit geringer ist als der tatsächliche Wärmeübergangskoeffizient.

Die instationäre Kopplung zwischen Wärmeübergang und Wärmeleitung kommt in einer funktionalen Abhängigkeit des Transientenfaktors von den Biot- und Fourier-Zahlen zum Ausdruck

$$\psi_T = f(Bi, Fo) \quad (\text{Gl. 162})$$

mit

$$Fo = \frac{a_s \cdot \tau}{(\delta_s / 2)^2}. \quad (\text{Gl. 163})$$

Herleitungen für den Transientenfaktor ψ_T bei stationärer Anströmung ohne Umschaltung der Strömungsrichtung sind bei *Jeschar et al.* zu finden [362], *Hausen* hingegen hat die Beziehungen im periodischen Fall entwickelt [348]. Näherungsgleichungen sind im Anhang angegeben.

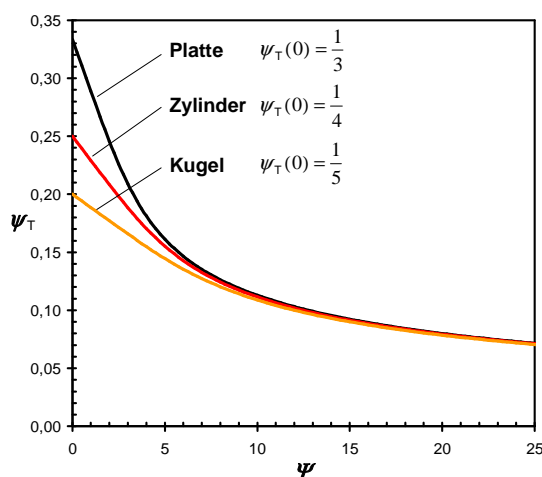


Abbildung 47: Transientenfaktor von Hausen für die drei Grundkörper

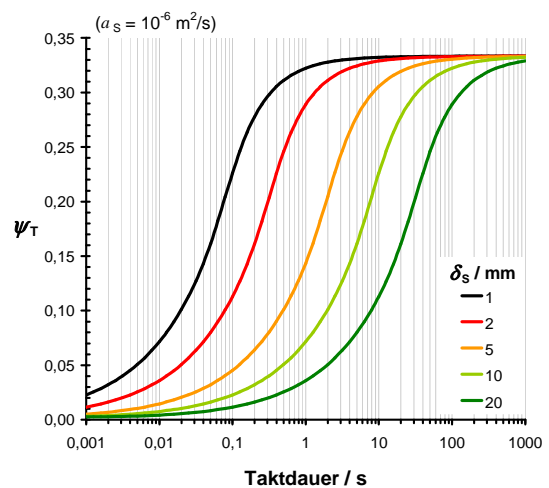


Abbildung 48: Abhängigkeit des Transientenfaktors ψ_T von der Taktdauer τ und der Plattendicke δ_s

Der Transientenfaktor der drei Grundgeometrien in der Formulierung von *Hausen* ist in Abbildung 47 aufgetragen. Die Einflussgrößen auf die periodische Wärmeleitung im Inneren der Speichermasse werden durch den Parameter

$$\Psi = \frac{(\delta_s/2)^2}{2 \cdot a_s} \left(\frac{1}{\tau_H} + \frac{1}{\tau_C} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Fo_H} + \frac{1}{Fo_C} \right) \quad (\text{Gl. 164})$$

zusammengefasst, was dem Kehrwert des harmonischen Mittels der Fourier-Zahlen beider Perioden entspricht.

Im Grenzwert $\Psi = 0$ nimmt der Korrekturfaktor den Wert

$$\psi_T(\Psi \rightarrow 0) = \frac{1}{2+b} \quad (\text{Gl. 165})$$

an, also 1/3 für die Platte, 1/4 bei Zylindern und 1/5 bei Kugeln⁶. Dies ist bei großen Fourier-Zahlen der Fall, d. h. bei großer Temperaturleitfähigkeit, langen Periodendauern und geringer Wandstärke. Bei großen Werten für Ψ (kleinen Fourier-Zahlen) ist der Korrekturfaktor geringer.

Für andere Geometrien kann man *Hausen* zu Folge abschätzen, welche Grundform der wahren Geometrie am nächsten kommt, und deren Gleichung verwenden, wenn man die gleichwertige Plattendicke

$$\delta_s^* = \frac{\delta_s}{2} + \frac{V_s}{A_s} \quad \text{bzw.} \quad \delta_s^* = \frac{\delta_s}{2} + \frac{1-\varepsilon_V}{a_V} \quad (\text{Gl. 166})$$

mit der mittleren Plattendicke δ_s , sowie dem Volumen V_s und der Oberfläche A_s der Speichermasse einsetzt. Für Platten und Zylinder sind dann die Verläufe nahezu identisch, für Kugeln nur wenig geringer [348].

Eine andere Beziehung für die äquivalente Plattendicke wurde von *Heiligenstaedt* angegeben [31]

$$\delta_s^* = \frac{d_{\text{hyd}}}{2} \cdot \frac{1-\varepsilon_V}{\varepsilon_V} = 2 \cdot \frac{1-\varepsilon_V}{a_V} \quad (\text{Gl. 167})$$

Keramische Speichermassen weisen etwa eine Dichte von 2.000 kg/m³ auf, eine spezifische Wärmekapazität von ca. 1 kJ/kgK und eine Wärmeleitfähigkeit in der Größenordnung von 2 W/mK. Die Temperaturleitfähigkeit beträgt demnach ungefähr

$$a_s = \frac{\lambda_s}{\rho_s \cdot c_s} = \frac{2}{2.000 \cdot 1.000} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} = 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad (\text{Gl. 168})$$

Für diesen Wert ist in Abbildung 48 der Transientenfaktor in Abhängigkeit der Taktdauer (bei gleichen Periodendauern) und der Plattendicke dargestellt. Es wird deutlich, dass bei den gebräuchlichen Wandstärken von 1÷2 mm und den üblichen Umschaltzeiten im Bereich von 100 s der Transientenfaktor praktisch immer 1/3 beträgt. Erst bei größeren Wanddicken oder kleineren Umschaltzeiten werden die Werte geringer.

In Abbildung 49 ist die Temperaturentwicklung innerhalb einer Platte bei periodischen Randbedingungen gezeigt. Das verwendete Rechenverfahren basiert auf der Methode der Finiten-Differenzen und wurde [362] entnommen (vgl. (Gl. 45) und (Gl. 46)). Im oberen Teil

⁶ Hausen hat in seiner Herleitung den Transientenfaktor auf die Gesamtdicke bezogen und nicht auf den Halbmesser, obwohl in jeder Periode die transportierte Wärme nur bis ins Zentrum des Körpers dringen kann und nicht durch ihn hindurch. Daher erhält er als Grenzwerte für den Transientenfaktor die Werte 1/6, 1/8 und 1/10.

sind die örtlichen Temperaturprofile im Inneren der Platte zu gleichen Zeitabständen gezeigt, im unteren Teil die zeitlichen Verläufe charakteristischer Temperaturen. Die Zeitachse der Warmperiode ist dabei nach rechts gerichtet, die der Abkühlphase nach links, sodass die zyklische Temperaturänderung sehr deutlich wird.

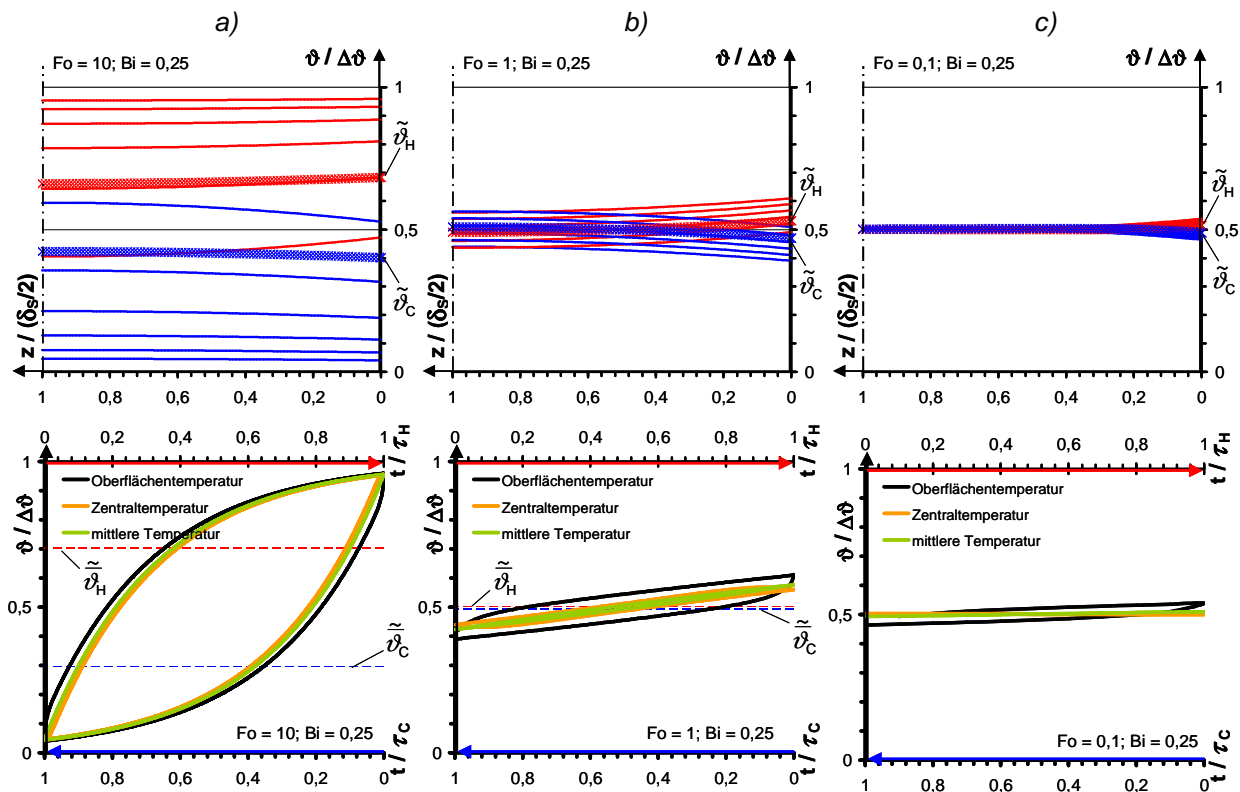


Abbildung 49: Temperaturentwicklung in einer Platte bei periodischem Wechsel der Umgebungstemperatur ($\lambda = 2 \text{ W/mK}$; $\rho = 2.000 \text{ kg/m}^3$; $c_p = 1.000 \text{ J/kgK}$; $\delta_s = 0,02 \text{ m}$; $\alpha = 50 \text{ W/m}^2\text{K}$): (a) $\tau = 1.000 \text{ s}$; (b) $\tau = 100 \text{ s}$; (c) $\tau = 10 \text{ s}$

Es ist gut zu erkennen, dass bei kürzeren Periodendauern der Anteil der Speichermasse, der tatsächlich an der Wärmeübertragung teilnimmt, geringer wird.

Setzt man die innerhalb einer Periode im Mittel konvektiv übertragene Wärme der im Mittel im Inneren des Körpers geleiteten Wärme gleich

$$\alpha \cdot (\tilde{T}_H - \tilde{\vartheta}_{W,H}) = \frac{\lambda_s}{\psi_T \cdot \delta_s / 2} \cdot (\tilde{\vartheta}_{W,H} - \tilde{\vartheta}_H) \quad (\text{Gl. 169})$$

ergibt sich zum Beispiel in der Warmphase der Transientenfaktor aus

$$\psi_T = \frac{1}{Bi_H} \cdot \frac{(\tilde{\vartheta}_{W,H} - \tilde{\vartheta}_H)}{(\tilde{T}_H - \tilde{\vartheta}_H)}. \quad (\text{Gl. 170})$$

Im oben gezeigten Beispiel ergibt sich für die Umschaltzeit von 1.000 s in der Warmphase ($\tilde{T}_H = 1 = \text{const.}$) eine periodengemittelte Wandtemperatur von $\tilde{\vartheta}_{W,H} = 0,726$ und eine periodengemittelte mittlere kalorische Körpertemperatur von $\tilde{\vartheta}_H = 0,703$. Mit $Bi = 0,25$ erhält man einen Transientenfaktor von 0,310, was etwa mit dem analytisch berechneten Wert von 0,329 (vgl. Abbildung 48) übereinstimmt. Die Abweichung kann durch unvollständige Konvergenz und ungenaue numerische Integration begründet sein.

5.8.2.2 Axiale Wärmeleitung in Wabenkörpern

Bei einem Wärmekapazitätsstromverhältnis von Eins und adiabaten Verhältnissen ist der übertragene Transmissionswärmestrom in einem infinitesimalen Element des Regenerators gegeben durch

$$d\dot{Q}_T = k_T \cdot dA_T \cdot \Delta T_{ad}, \quad (\text{Gl. 171})$$

und der Wärmestrom durch axiale Wärmeleitung mit

$$d\dot{Q}_C = -\lambda_{s,x} \cdot dA_C \cdot \frac{dT}{dx}. \quad (\text{Gl. 172})$$

Mit dem Wärmeleitungsquerschnitt

$$dA_C = (1 - \varepsilon_V) \cdot dA \quad (\text{Gl. 173})$$

und der Oberfläche der Speichermasse

$$dA_T = a_V \cdot dA \cdot dx \quad (\text{Gl. 174})$$

erhält man aus der Energiebilanz

$$\dot{W} dT = d\dot{Q}_T + d\dot{Q}_C \quad (\text{Gl. 175})$$

für den Temperaturgradienten die Beziehung

$$\frac{dT}{dx} = \frac{k_T \cdot a_V \cdot \Delta T_{ad} \cdot dA}{\dot{W}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{(1 - \varepsilon_V) \cdot \lambda_{s,x}}{\dot{W}} \cdot \frac{dA}{dx}} \quad (\text{Gl. 176})$$

Die axiale Wärmeleitung verringert somit den axialen Temperaturgradienten, was in früheren Arbeiten schon anhand von Parametervariationen festgestellt wurde [192, 196, 225]. Der Einfluss nimmt bei hoher Wärmeleitfähigkeit, geringem Lückengrad, großem Querschnitt, geringer Länge und kleinen Wärmekapazitätsströmen zu.

Vernachlässigt man Kontaktwiderstände, entspricht bei Wabenkörpern die axiale Wärmeleitfähigkeit der Wärmeleitfähigkeit des Speichermassenmaterials, beträgt also etwa 1 W/mK. Der Lückengrad liegt im Bereich von 0,5 und das Verhältnis von Querschnitt zu Länge im Bereich von 2 m. Bei einem Wärmekapazitätsstrom in der Größenordnung von 1.000 W/K beträgt der in der Speichermasse axial geleitete Wärmestrom daher nur ein Promille des konvektiv übertragenen Wärmestroms.

Axiale Wärmeleitung kann somit bei Speichermassen mit geringer Wärmeleitfähigkeit vernachlässigt werden.

5.8.2.3 Radiale Wärmeleitung in Wabenkörpern

Für die effektive radiale Wärmeleitfähigkeit bei Wabenkörpern mit quadratischem Querschnitt gilt gemäß *Hayes et al.* [461]

$$\lambda_{s,r}^* = \lambda_s \cdot \left[1 - \sqrt{\varepsilon_V} + \frac{\sqrt{\varepsilon_V}}{1 - \sqrt{\varepsilon_V} + \frac{\lambda_s}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon_V}} \right]. \quad (\text{Gl. 177})$$

Diese Beziehung lässt sich leicht aus der Geometrie und einer Parallelschaltung der Wärmeleitwiderstände im Steg bzw. des Steg-Kanal-Querschnitts herleiten. Eine ähnliche Beziehung wird von *Groppi + Tronconi* für wash-coat Katalysatoren angegeben [462]. Diese gelten jedoch nur für ruhendes Fluid innerhalb des Wabenkörpers. Für durchströmte Waben erhält man analog

$$\lambda_{s,r}^* = \lambda_s \cdot \left[1 - \sqrt{\varepsilon_V} + \frac{\sqrt{\varepsilon_V}}{1 - \sqrt{\varepsilon_V} + \frac{2}{Nu} \cdot \frac{\lambda_s}{\lambda} \cdot \sqrt{\varepsilon_V}} \right]. \quad (\text{Gl. 178})$$

Die Nußelt-Zahl berücksichtigt den Wärmeübergang und der Faktor 2 die Tatsache, dass der Wärmeübergangswiderstand zu beiden Seiten des Kanals wirksam ist.

In Abbildung 50 ist das Verhältnis der effektiven radialen Wärmeleitfähigkeit eines Wabenkörpers zur Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Materials dargestellt. Für kleine Werte des Lückengrades nähert sich die radiale Wärmeleitfähigkeit derjenigen des Materials an und das Verhältnis wird Eins. Strebt die Porosität dem Wert Eins entgegen nähert sich die effektive Wärmeleitfähigkeit derjenigen des leeren Kanals ohne Wabenkörper an.

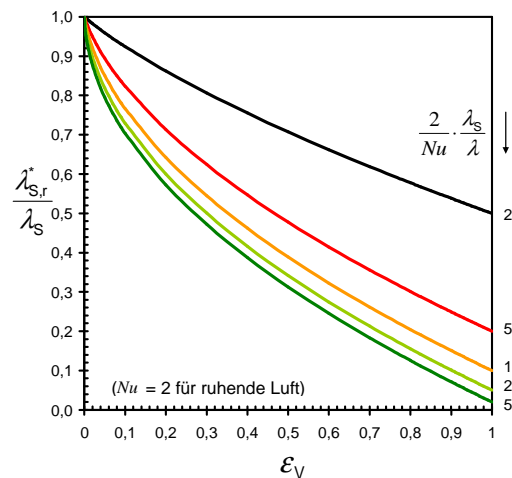


Abbildung 50: Effektive radiale Wärmeleitfähigkeit von Wabenkörpern

Die Wärmeleitfähigkeit von keramischen Speichermassen liegt in der Größenordnung $1 \div 2$ W/mK, die der Luft je nach Temperatur zwischen $0,025$ W/mK und $0,075$ W/mK. Bei ruhender Luft erhält man also ein Verhältnis im Bereich von 13 bis 40. Die Nußelt-Zahl liegt bei laminarer Strömung in der Größenordnung von 4, sodass sich die Verhältnisse etwa halbieren, wenn konvektiver Wärmeübergang stattfindet. Da der Lückengrad bei Waben zwischen $0,5$ und $0,7$ liegt, beträgt die effektive radiale Wärmeleitfähigkeit eines Wabenkörpers etwa 20% bis 50% der Wärmeleitfähigkeit des Vollkörpers.

Die radiale Wärmeleitung beeinflusst zum einen die Temperaturverteilung innerhalb des Speichermassenquerschnitts, zum anderen die Transmissionswärmeverluste.

Bei stationärer, eindimensionaler Wärmeleitung innerhalb der Reaktorwand und unendlich großer radialer Wärmeleitfähigkeit der Speichermasse ist der Wärmedurchgangskoeffizient gegeben durch

$$k_L = \left(\frac{1}{\alpha_a} \frac{A_{L,a}}{A_{L,i}} + \psi_L \frac{\delta_L}{\lambda_L} + \frac{1}{\alpha_i} \right)^{-1} \quad (\text{Gl. 179})$$

und für den Wärmestrom gilt

$$\dot{Q}_L = k_L \cdot A_{L,a} \cdot (T - T_{\text{amb}}). \quad (\text{Gl. 180})$$

Berechnet man die Innentemperatur der Wand und setzt diese ins Verhältnis zur Reaktortemperatur, ergibt sich das Verhältnis

$$\theta_{W,i} = \frac{\vartheta_{W,i} - T_{amb}}{T - T_{amb}} = \frac{1}{1 + \frac{k_{L,a}}{\alpha_i}} \quad \text{mit } k_{L,a} = \left(\frac{1}{\alpha_a} \frac{A_{L,a}}{A_{L,i}} + \psi_L \frac{\delta_L}{\lambda_L} \right)^{-1} \quad (\text{Gl. 181})$$

Der Verlauf dieses Temperaturverhältnisses ist in Abbildung 51 (a) gezeigt. Für die Technikumsanlage ergibt sich näherungsweise ein Wert von

$$\frac{\alpha_i}{k_{L,a}} = \alpha_i \cdot \left(\frac{1}{\alpha_a} \frac{A_{L,a}}{A_{L,i}} + \psi_L \frac{\delta_L}{\lambda_L} \right) \approx 50 \cdot \left(\frac{1}{15} 1,55 + 1,35 \frac{0,25}{0,1} \right) \approx 174,$$

womit man für den Quotienten der Temperaturdifferenzen ein Wert von 99,4% erhält. Bei einer Übertemperatur des Reaktors von 1.000 K gegenüber der Umgebungstemperatur wäre also die Wandinnentemperatur nur um etwa 6 K geringer als die Reaktortemperatur.

Radiale Temperaturgradienten sind somit bei guter Wärmedämmung der Reaktorwand und Wabenkörpern als Speichermasse vernachlässigbar.

Bei endlicher radialer Wärmeleitfähigkeit ergibt sich der Wärmedurchgangskoeffizient analog aus

$$k_L' = \left(\frac{1}{\alpha_a} \frac{A_{L,a}}{A_{L,i}} + \psi_L \frac{\delta_L}{\lambda_L} + \frac{1}{\alpha_i} + \psi' \frac{r}{\lambda_{S,r}^*} \right)^{-1} \quad (\text{Gl. 182})$$

und für das Verhältnis der Übertemperaturen bezogen auf die Wandinnenseite erhält man

$$\frac{\theta_{W,i}'}{\theta_{W,i}} = \left(1 + \frac{\psi' \cdot k_L'}{\lambda_{S,r}^*} \cdot r \right)^{-1}, \quad (\text{Gl. 183})$$

das in Abbildung 51 (b) in Abhängigkeit des Radius für verschiedene Werte von $\lambda_{S,r}^*/(\psi' \cdot k_L')$ dargestellt ist.

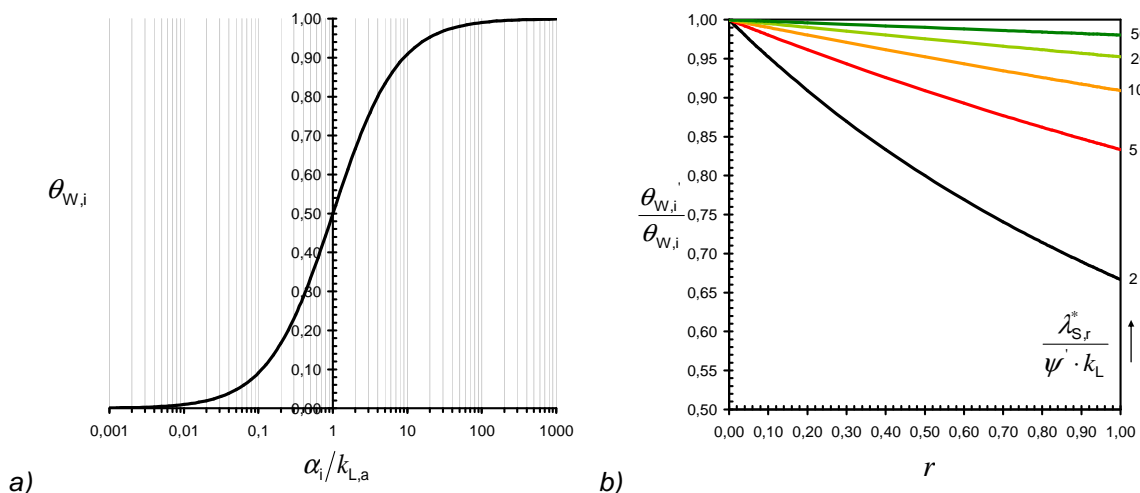


Abbildung 51: Abschätzung des Einflusses der radialen Wärmeleitfähigkeit auf die Innentemperaturverteilung: (a) bei unendlicher Wärmeleitfähigkeit; (b) bei endlicher Wärmeleitfähigkeit

Mit einer effektiven radialen Wärmeleitfähigkeit von 1 W/mK , einem Wärmedurchgangskoeffizienten ohne radiale Wärmeleitung von $0,3 \text{ W/m}^2\text{K}$ und einem Formfaktor von 1 erhält man für den Parameter einen Wert von etwa 3. Bei einem Radius von $0,45 \text{ m}$ würden somit die Wärmeverluste mit endlicher radialer Wärmeleitung lediglich etwa 85% der Verluste ohne Wärmeleitung betragen und die Wandinnentemperatur wäre nur noch um ca. 5 K geringer als die Reaktortemperatur.

In Abbildung 52 ist das Ergebnis einer Querschnittsmessung der Temperatur gezeigt. Diese wurde im mittleren Regenerator zwischen der vierten und fünften Wabenkörperlage (axiale Position 1.200 mm) im Flammenlosbetrieb mit einem Abluftvolumenstrom von 1.500 m_N^3 , einer Zykluszeit von 180 s und einer Brennräum-Solltemperatur von 850°C durchgeführt. Die gezeigten Profile entsprechen den Momentanwerten, die jeweils am Ende der drei Takte vorlagen bzw. den zyklusgemittelten Werten. Zunächst fällt auf, dass die Temperaturen an der radialen Position von 100 mm deutlich von den erwarteten Werten abweichen. In den Abluft- und Spüllufttakten sind die Messwerte geringer als an den Nachbarpositionen, im Reingastakt hingegen etwas höher. Dies lässt vermuten, dass an dieser Stelle ein Spalt vorhanden war, sodass die Wabenkörper lokal stärker durchströmt wurden.

Die Differenzen zwischen der Maximaltemperatur im Zentrum und den Randtemperaturen betragen bei den Zyklusmittelwerten 27 K bzw. 32 K und somit die Abweichung bezogen auf den Maximalwert ca. 4% . Verglichen mit oben gemachten Abschätzungen ist der Temperaturabfall zum Rand des Regenerators also deutlich größer. Ähnliche Profile und Abweichungen mit Differenzen bis zu 100 K wurden von *Nijdam, van Sint Annaland* und *Salomons* gefunden [174, 197, 200].

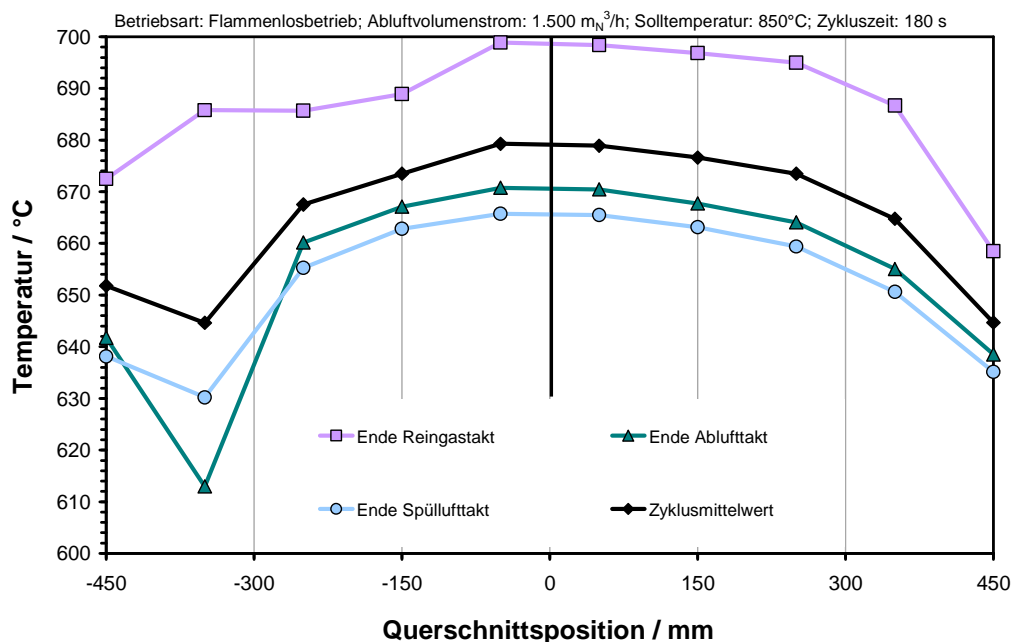


Abbildung 52: Innerhalb des mittleren Regenerators gemessene radiale Temperaturverteilungen

Grundsätzlich kann also die radiale Wärmeleitung einen merklichen Einfluss haben. Dennoch wird sie hier vernachlässigt, weil an anderer Stelle (betrachtete Außenflächen, Wärmeleitfähigkeit und Verlegungsart der Wärmedämmung, usw.) ohnehin größere Unsicherheiten vorhanden sind.

5.8.2.4 Axiale Wärmeleitung in Füllkörpern

Die effektive axiale Wärmeleitfähigkeit von undurchströmten Füllkörperschüttungen ergibt sich nach dem einfachen Modell von *Zehner-Bauer-Schlünder* [31] aus

$$\frac{\lambda_{s,x}^*}{\lambda} = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon_V} + \sqrt{1 - \varepsilon_V} \cdot \frac{2}{N} \left(\frac{B}{N^2} \frac{k_S - 1}{k_S} \ln \frac{k_S}{B} - \frac{B+1}{2} - \frac{B-1}{N} \right)$$

$$k_S = \frac{\lambda_S}{\lambda}$$

$$N = 1 - \frac{B}{k_S}$$

$$B = f_b \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon_V}{\varepsilon_V} \right)^{10}$$
(Gl. 184)

Darin ist f_b ein Formfaktor, der für Kugeln mit 1,25, für Zylinder mit 2,5 und für kantige Partikel mit 1,4 angesetzt werden kann [31].

In Abbildung 53 ist die effektive axiale Wärmeleitfähigkeit der Schüttung in Abhängigkeit des Lückengrades für verschiedene Werte der Wärmeleitfähigkeit des Fluids als Vielfaches der Festkörperleitfähigkeit aufgetragen. Wie oben schon im Zusammenhang mit Wabenkörpern

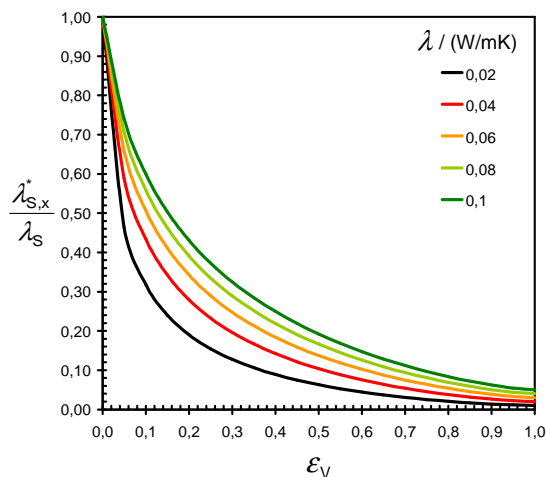


Abbildung 53: Einfluss des Lückengrades auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Füllkörperschüttungen

erläutert, nimmt auch hier die effektive Wärmeleitfähigkeit den Wert des Festkörpers an, wenn der Lückengrad Null beträgt, und den des Fluids, wenn er gegen Eins geht. Da die Wärmeleitfähigkeit des Fluids sehr viel geringer ist als die des Feststoffes, beträgt die effektive Wärmeleitfähigkeit im Porositätsbereich von 0,4 bis 0,8 (vgl. Abbildung 7) maximal 25% der Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes.

Während die Wirkung der Wärmeleitung bei Wabenkörpern auf den Querschnitt des Festkörpers bezogen wurde, ist bei der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen zu beachten, dass diese auf den Gesamtquerschnitt der Schüttung bezogen ist. Doch selbst, wenn man diesen Querschnitt zugrunde

legt, wird dadurch die Größenordnung des Wärmeleitungseinflusses kaum verändert. Deshalb kann axiale Wärmeleitung auch bei Füllkörpern (aus keramischen Werkstoffen) vernachlässigt werden.

5.8.2.5 Radiale Wärmeleitung in Füllkörpern

Zur Berechnung der radialen Wärmeleitfähigkeit von Füllkörperschüttungen kann ebenfalls das Modell von *Zehner-Bauer-Schlünder* verwendet werden. Man erhält damit die lokale radiale Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit der lokalen radialen Porosität. Durch Integration über den Radius kann man hieraus die mittlere radiale Wärmeleitfähigkeit ermitteln.

Dies setzt die Kenntnis der radialen Porositätsverteilung voraus. Bei monodispersen Kugelschüttungen in Rohren mit kreisförmigem Querschnitt hat man festgestellt, dass sich der lokale Lückengrad ausgehend vom Rand ($\varepsilon_V = 1$) etwa innerhalb von fünf Partikeldurchmessern auf die mittlere Porosität einschwingt [31, 463]. Bei Schüttungen aus rauen, unrunder oder verschieden großen Partikeln fällt der radiale Porositätsverlauf jedoch sehr viel steiler ab. Hier wird bereits nach etwa einem Durchmesser der Endwert erreicht [31]. Abbildung 54 zeigt zur Veranschaulichung die nach [31] berechneten Verläufe des Lückengrades.

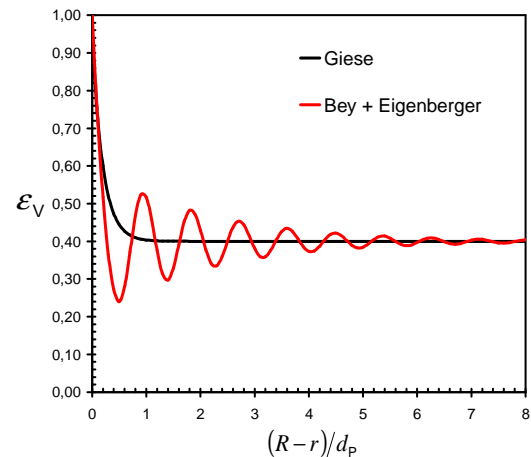


Abbildung 54: Radiale Porositätsverteilung nach Giese bzw. Bey + Eigenberger

Diese Feststellungen gelten nur für unverformbare Rohre mit glatten Wandflächen. Die Regeneratoren von RNV-Anlagen sind jedoch innen gedämmt und Füllkörper werden in der Regel unmittelbar (ohne metallische Wandauskleidung) eingebracht. Dabei ist festzustellen, dass sich die Schüttung geringfügig in die Mineralfaser hineindrückt. Nimmt man an, dass die Eindringtiefe im Mittel etwa einen halben Partikeldurchmesser beträgt, so ist die lokale Porosität in Wandnähe gemäß der Beziehung von Giese nur etwa 10% höher als die der Schüttung. Daher wird angenommen, dass die mittlere radiale effektive Wärmeleitfähigkeit näherungsweise der effektiven axialen Wärmeleitfähigkeit entspricht.

Die sich daraus ergebenden Folgerungen wurden bereits im Zusammenhang mit Wabenkörpern erläutert und gelten hier sinngemäß. Daher kann auch im Fall von Füllkörpern die radiale Wärmeleitung näherungsweise vernachlässigt werden.

5.8.3 Wärmestrahlung

Jeder Körper mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunktes strahlt Wärme ab (elektromagnetische Wellen im Infrarotbereich), wobei die Wärmestromdichte proportional der vierten Potenz der Temperatur ist. Reale Strahler senden weniger Energie aus als das theoretische Maximum, was durch den Emissionsgrad berücksichtigt wird

$$\dot{q}_{\text{rad}} = \varepsilon_{\text{rad}} \cdot \sigma \cdot T^4. \quad (\text{Gl. 185})$$

Trifft Wärmestrahlung auf einen Körper auf, wird ein Teil davon absorbiert, ein Teil reflektiert und bei transparenten Materialien ein Teil hindurchgelassen, daher gilt

$$r_{\text{rad}} + a_{\text{rad}} + t_{\text{rad}} = 1. \quad (\text{Gl. 186})$$

Da die einzelnen Anteile von Material, Richtung und Wellenlänge abhängig sind, werden in der Regel gemittelte Werte verwendet. Während bei den meisten Festkörpern keine Transmission auftritt ist bei Gasen die Reflektion vernachlässigbar. Flüssigkeiten und durchscheinende Feststoffe liegen in ihrem Verhalten zwischen diesen beiden Fällen. Unter besonderen Voraussetzungen (thermisches Gleichgewicht, diffuse oder graue Strahler), die meist näherungsweise angenommen werden, ist der Absorptionsgrad gleich dem Emissionsgrad ($\varepsilon_{\text{rad}} = a_{\text{rad}}$).

Sendet ein Punkt Wärmestrahlung aus, wird der davon an anderer Stelle eintreffende Anteil teilweise absorbiert. Ebenso strahlt der zweite Punkt entsprechend seiner Temperatur und seinem Emissionsgrad Wärme auf den Ausgangspunkt zurück. Die netto übertragene Wärmemenge sowie die Richtung des Transportes werden somit durch die Überlagerung bzw. Differenz der beiden Strahlungswärmeströme bestimmt. Stehen zahlreiche Punkte miteinander im Austausch sind die Wechselwirkungen entsprechend vielfältig. Reflektion, Transmission, winkel- und wellenlängenabhängige Strahlungseigenschaften der beteiligten Stoffe usw. erhöhen die Komplexität des realen Phänomens zusätzlich. Leicht überschaubare Berechnungsmethoden betrachten daher nur vergleichsweise einfache und idealisierte Fälle. Fortgeschrittene Verfahren, welche in der Lage sind den Strahlungsaustausch zu berechnen, sind zwar grundsätzlich vorhanden (siehe z. B. [464, 465]), verursachen aber einen enormen Rechenaufwand.

Im Folgenden wird jedoch gezeigt, dass Wärmestrahlung im vorliegenden Fall vernachlässigt werden kann.

5.8.3.1 Wärmestrahlung von Gasen

Prinzipiell zeigt zwar jedes Molekül in einem bestimmten Wellenlängen- und Intensitätsbereich elektromagnetische Wechselwirkungen, doch nicht immer im Infrarotspektrum, das bei Thermoprozessen maßgeblich ist. Von besonderer Bedeutung bei Verbrennungsgasen sind vor allem Wasserdampf und Kohlendioxid, sowie organische Verbindungen, wohingegen elementare Gase wie O₂, N₂, H₂ und Edelgase durchlässig für Wärmestrahlung sind.

Der Strahlungsaustausch zwischen Flächen und Gasen kann mit dem Modell der äquivalenten Schichtdicke berechnet werden [31]. Dabei hängen der Gesamtabsorptionsgrad und der Emissionsgrad von den Partialdrücken der beteiligten Gase, den Gas- und Wandtemperaturen, sowie der gleichwertigen Schichtdicke ab. Diese kann aus $\delta^* = 0,9 \cdot V / A$ abgeschätzt werden [31] und ist für den Brennraum der Versuchsanlage kleiner als Eins. Bei den im vorliegenden Fall herrschenden Bedingungen ($p \approx 1$ bar, H₂O und CO₂ < 5 Vol.-%) betragen die Emissionsgrade von Wasserdampf und Kohlendioxid maximal 0,1 [31]. Somit ist die Wechselwirkung gering und kann vernachlässigt werden.

5.8.3.2 Wärmestrahlung in Wabenkörpern

Bei gleichen Wärmekapazitätsströmen ohne Dissipation und Wärmeverluste sind die Temperaturverläufe in den Regeneratoren weitgehend linear und können durch

$$T(x) = T_{\max} - (T_{\max} - T_{\min}) \cdot \frac{x}{L} \quad (\text{Gl. 187})$$

dargestellt werden bzw. mit

$$T_{\max} = T_{\min} + St \cdot \Delta T_{\text{ad}} \quad (\text{Gl. 188})$$

und nach Normierung auf die Maximaltemperatur als

$$\frac{T(X)}{T_{\max}} = 1 - K \cdot X \quad \text{mit} \quad K = \frac{St \cdot \Delta T_{\text{ad}}}{T_{\min} + St \cdot \Delta T_{\text{ad}}} \cdot \frac{d}{L} \quad \text{und} \quad X = \frac{x}{d}. \quad (\text{Gl. 189})$$

Betrachtet man zwei infinitesimale Oberflächenelemente innerhalb eines einzelnen Wabenkanals, von denen sich das eine auf der Brennraumseite bei $X = 0$ befindet und die

Temperatur T_{\max} aufweist und das zweite weiter entfernt liegt und die Temperatur $T(X)$ hat, so gilt für die Wärmestromdichte durch Strahlungsaustausch

$$\dot{q}_{\text{rad}}(X) = \psi_{\text{rad}}(X) \cdot \sigma \cdot [T_{\max}^4 - T(X)^4]. \quad (\text{Gl. 190})$$

Darin ist ψ_{rad} der Sichtfaktor zwischen den beiden Flächenelementen und es wird angenommen, dass die Waben einen Emissionsgrad von Eins aufweisen (schwarzer Körper). Für einen kreisförmigen Querschnitt und infinitesimale Ringflächen gibt *Modest* [465] an

$$\psi_{\text{rad}}(X) = \left[1 - \frac{X \cdot (2X^2 + 3)}{2 \cdot (X^2 + 1)^2} \right] dX. \quad (\text{Gl. 191})$$

Bezieht man die Wärmestromdichte auf die an der Stelle $X=0$ insgesamt ausgesandte Wärmestromdichte, kann man schreiben

$$\frac{\dot{q}_{\text{rad}}(X)}{\sigma \cdot T_{\max}^4} \sim \psi(X) \cdot \theta_{\text{rad}}(X) \quad (\text{Gl. 192})$$

mit

$$\theta_{\text{rad}}(X) = 1 - \left(\frac{T(X)}{T_{\max}} \right)^4. \quad (\text{Gl. 193})$$

In Abbildung 55 (a) ist der Verlauf des Sichtfaktors in Abhängigkeit der relativen Entfernung X angegeben. Diese beschreibt die Entfernung als Vielfache des Kanaldurchmessers. Es ist zu erkennen, dass der Sichtfaktor sehr schnell abnimmt. Nach dem Zweifachen des Durchmessers werden nur noch 1,6% des vom Anfang des Kanals abgestrahlten Strahlungswärmestroms vom zweiten Flächenelement aufgenommen.

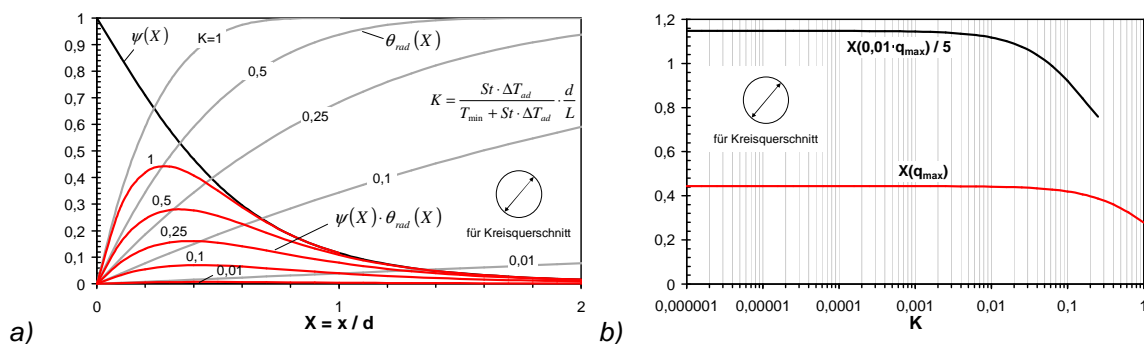


Abbildung 55: Einfluss der Wärmestrahlung in Wabenkörpern: (a) Sichtfaktor und normierte Strahlungstemperaturdifferenz; (b) Wirkungsbereich

Gezeigt sind außerdem Verläufe der normierten Strahlungstemperaturdifferenz θ_{rad} für verschiedene Werte von K . Da die örtliche Temperatur mit zunehmendem Abstand linear abnimmt, steigt die Strahlungstemperaturdifferenz an. Im Bereich hoher Sichtfaktoren ist nur bei großen Werten von K eine merkliche Temperaturdifferenz vorhanden. Dadurch ergibt sich für das Produkt aus beiden Werten ein Maximum. Der Ort, an dem die Wärmestromdichte maximal wird, wurde in Diagramm (b) in Abhängigkeit des Parameters K berechnet. Bei Werten von $K < 0,01$ wird ein Grenzwert von $X \approx 0,44$ erreicht.

Für die Technikumsanlage ergibt sich ein Wert in der Größenordnung von

$$K = \frac{St \cdot \Delta T_{ad}}{T_{min} + St \cdot \Delta T_{ad}} \cdot \frac{d}{L} \approx \frac{30 \cdot 50}{273 + 30 \cdot 50} \cdot \frac{0,003}{1,5} \approx 1,7 \cdot 10^{-3}.$$

Die Strahlungstemperaturdifferenz verläuft daher sehr viel flacher als die Kurven in Diagramm (a) und der maximale spezifische Wärmestrom wird nach weniger als 2 Millimetern erreicht. Berechnet man auf ähnliche Weise den Punkt an dem der Wärmestrom auf 1% des Maximalwertes abgeklungen ist, findet man auch hier einen Grenzwert. Dieser beträgt $X \approx 5,74$ und wird bei $K < 0,0001$ erreicht.

Die geschilderten Betrachtungen gelten nur für den Austausch zwischen zwei infinitesimalen Flächenelementen. Unter realen Verhältnissen stehen alle Punkte der Oberfläche miteinander im Austausch und die an den Enden ein- und austretende Strahlung kommt hinzu. Dadurch weicht die Netto-Wirkung von den gezeigten Verläufen ab.

Dennoch kann festgehalten werden, dass der Strahlungsaustausch eine geringe Reichweite besitzt und nur bei Kanälen mit großem d/L Verhältnis eine Rolle spielt.

Kaisare [206] hat den Strahlungseinfluss auf das Temperaturprofil untersucht und fand, dass sich der Temperaturverlauf um etwa $2d$ entgegen der Strömungsrichtung verlagert, wenn der Strahlungsaustausch berücksichtigt wird. Des Weiteren hat er die Sichtfaktoren exakt berechnet und den Strahlungswärmestrom bewertet. Er gibt an, dass dieser außer an den Enden des Reaktors um ein bis zwei Größenordnungen geringer ist als der konvektive Wärmestrom oder die freigesetzte Reaktionswärme. Ein größerer Strahlungseinfluss an den Enden der Speichermasse wurde ebenso von *Kolaczowski + Worth* gefunden [466].

5.8.3.3 Wärmestrahlung in Füllkörpern

Der Beitrag der Wärmestrahlung auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Schüttschichten wird im erweiterten Modell von *Zehner, Bauer und Schlünder* [31] einbezogen durch

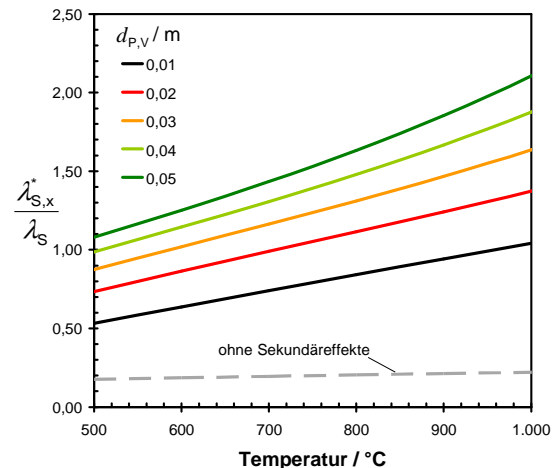
$$\lambda_{rad} = \frac{4 \cdot \sigma}{\frac{2}{\epsilon_{rad,S}} - 1} \cdot T^3 \cdot d_{p,v} \quad (\text{Gl. 194})$$

mit dem Emissionsgrad der Oberfläche und dem Durchmesser der volumengleichen Kugel.

Mit diesem Modell wurde die effektive Wärmeleitfähigkeit (der undurchströmten Schüttung) in Abhängigkeit der Gastemperatur und des äquivalenten Partikeldurchmessers berechnet. Dabei wurde von trockener Luft bei Normdruck ausgegangen und als Formfaktor und Abflachungskoeffizient die Werte 1,4 bzw. 0,001 zugrunde gelegt. Um den maximalen Einfluss der Strahlung abzuschätzen, wurde der Emissionsgrad mit Eins angesetzt. Die Werte sind in Abbildung 56 bezogen auf die Wärmeleitfähigkeit der Partikel dargestellt, für die 2 W/mK angenommen wurde.

Im Vergleich zu dem berechneten Verlauf ohne Sekundäreffekte, bei dem das einfache Modell von *Zehner-Bauer-Schlünder* verwendet wurde, erhöht sich die effektive Wärmeleitfähigkeit durch den Strahlungseinfluss um ein Vielfaches. Der Einfluss ist umso größer, je größer der äquivalente Durchmesser der Partikel ist. Allerdings sind die erhaltenen Werte immer noch so klein, dass Wärmeleitung und Strahlung vernachlässigt werden können.

Abbildung 56: Einfluss der Wärmestrahlung auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Füllkörperschüttungen



5.8.3.4 Wärmestrahlung im Brennraum

Die Netto-Wärmestromdichte bei Strahlungsaustausch zwischen einem Gasvolumen und den umschließenden Wänden kann aus

$$\dot{q}_{\text{rad}} = \sigma \frac{\varepsilon_{\text{rad,W}}}{1 - (1 - \varepsilon_{\text{rad,W}})(1 - a_{\text{rad,V}})} (\varepsilon_{\text{rad}} \cdot T^4 - a_{\text{rad,V}} \cdot \vartheta_{\text{W}}^4) \quad (\text{Gl. 195})$$

abgeschätzt werden [31]. Darin sind $\varepsilon_{\text{rad,W}}$ und ε_{rad} die Emissionsgrade der Wand bzw. des Gases und $a_{\text{rad,V}}$ der GesamtabSORPTIONSgrad des Gases. Im Sinne einer Abschätzung werden die in [31] angegebenen Potenzansätze durch

$$a_{\text{rad,V}} \approx \varepsilon_{\text{rad}} \cdot \left(\frac{T}{\vartheta_{\text{W}}} \right)^{0,5} \quad (\text{Gl. 196})$$

angenähert, sodass man nach Einsetzen und Umformen die Gleichung

$$\dot{q}_{\text{rad}} = \sigma \frac{\varepsilon_{\text{rad,W}} \cdot \varepsilon_{\text{rad}} \cdot T^4}{1 - (1 - \varepsilon_{\text{rad,W}}) [1 - \varepsilon_{\text{rad}} \cdot (\vartheta_{\text{W}}/T)^{-0,5}]} \left[1 - \left(\frac{\vartheta_{\text{W}}}{T} \right)^{3,5} \right] \quad (\text{Gl. 197})$$

findet.

Die Oberflächentemperatur der Brennrauminnenflächen kann man aus dem Wärmeübergang zur Wand und den Transmissionswärmeverlusten durch die Wand ermitteln

$$\alpha \cdot (T - \vartheta_{\text{W}}) = k_{\text{L}} \cdot (T - T_{\text{amb}}) \Rightarrow \frac{\vartheta_{\text{W}}}{T} = 1 - \frac{k_{\text{L}}}{\alpha} \cdot \left(1 - \frac{T_{\text{amb}}}{T} \right). \quad (\text{Gl. 198})$$

Der Wärmedurchgangskoeffizient der Reaktorwand liegt in der Größenordnung von 0,3 W/m²K und der Wärmeübergangskoeffizient auf der Innenseite bei etwa 100 W/m²K. In Abbildung 57 (a) ist die für eine Umgebungstemperatur von 0°C und einen Emissionsgrad der Wand von $\varepsilon_{\text{rad,W}} = 1$ berechnete Wärmestromdichte durch Strahlung dargestellt. Dabei wurde der Emissionsgrad des Gases als Parameter verwendet. Der Einfluss der Strahlung nimmt demgemäß bei höheren Temperaturen und größeren Werten von ε_{rad} zu. In (b) sind die Werte auf die Wärmestromdichte der Transmissionsverluste bezogen dargestellt. Es wird deutlich, dass der Beitrag der Strahlung maximal halb so groß ist, wie derjenige der Verluste.

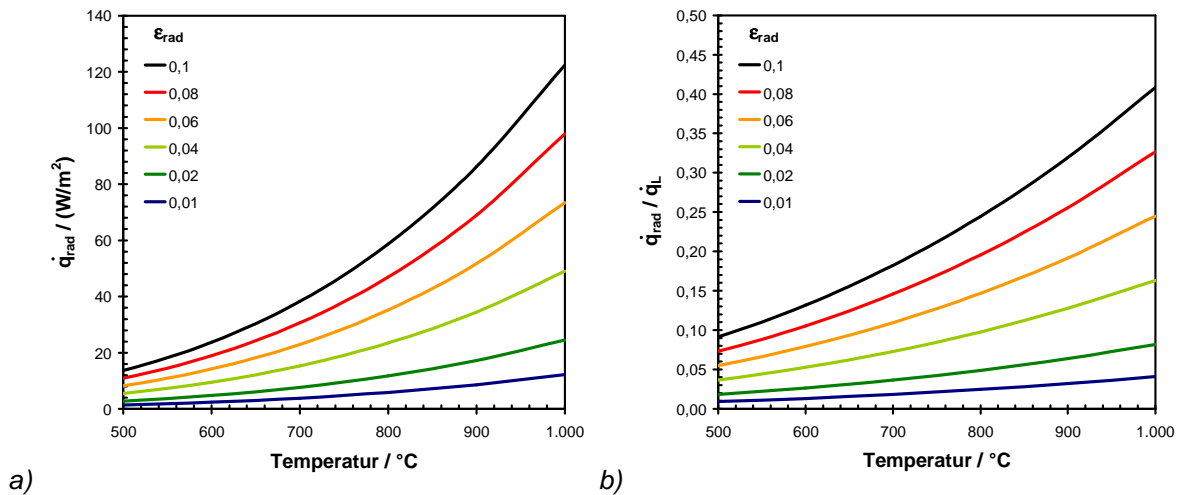


Abbildung 57: Abschätzung des Strahlungseinflusses im Brennraum: (a) Wärmestromdichte; (b) relative Wärmestromdichte

Da die Reaktorwand bei diesen Berechnungen als schwarzer Körper betrachtet wurde, handelt es sich um eine Maximalabschätzung. Der reale Emissionsgrad von Faserdämmstoffen ist deutlich geringer. Andrea [467] hat den Emissionsgrad einer Aluminiumsilikat-Faser gemessen und fand je nach Dichte Werte im Bereich 0,3 bis 0,6. Wie oben bereits geschildert, ist davon auszugehen, dass hier $\epsilon_{\text{rad}} \ll 0,1$ ist. Bezieht man diese Einschränkungen in die Betrachtung ein, so wird eher eine Größenordnung von $\dot{q}_{\text{rad}} < 0,05 \cdot \dot{q}_L$ erwartet.

Insgesamt wird daher angenommen, dass die Wärmestrahlung im Brennraum keinen wesentlichen Einfluss auf die Energiebilanz aufweist und ebenfalls vernachlässigt werden kann.

In der Realität ist selbstverständlich der Strahlungsaustausch im Brennraum vor allem im Brennerbetrieb dennoch von Bedeutung. Die Brennerflamme strahlt auf die umliegenden Reaktorwände, welche Wärme aufnehmen und reflektieren. Dadurch wird die Temperaturverteilung im Brennraum vergleichmäßigt.

5.8.4 Wärmedurchgangskoeffizienten

In den vorangegangenen Betrachtungen wurde gezeigt, dass die instationäre Wärmeübertragung im Reaktor näherungsweise als stationärer Wärmedurchgang betrachtet werden kann. Zur vollständigen Beschreibung des Wärmetransportes werden deshalb noch die entsprechenden Wärmedurchgangskoeffizienten benötigt. Zum einen den Koeffizienten der Übertragung von Wärme zwischen Reingas und Abluft beschreibt, zum anderen denjenigen zur Beschreibung der Transmissionswärmeverluste an die Umgebung.

5.8.4.1 Wärmedurchgangskoeffizient der Speichermasse

Der Wärmedurchgangskoeffizient des Rekuperators, der dem Regenerator bei unendlich kurzer Umschaltzeit gleichwertig ist, ergibt sich aus [348]

$$\frac{1}{k_T} = (\tau_H + \tau_C) \cdot \left(\frac{1}{\tau_H \cdot \alpha_H^*} + \frac{1}{\tau_C \cdot \alpha_C^*} \right) \quad (\text{Gl. 199})$$

wobei in den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten der tatsächliche Wärmeübergang mit der instationären, intrapartikulären Wärmeleitung zusammengefasst ist. Ersetzt man diese Koeffizienten mit Hilfe von (Gl. 161) gelangt man zu der Schreibweise

$$\frac{1}{k_T} = (\tau_H + \tau_C) \cdot \left[\frac{1}{\alpha_H \cdot \tau_H} + \left(\frac{1}{\tau_H} + \frac{1}{\tau_C} \right) \cdot \psi_T \cdot \frac{\delta_S^*/2}{\lambda_S} + \frac{1}{\alpha_C \cdot \tau_C} \right], \quad (\text{Gl. 200})$$

welche die Analogie zum Wärmedurchgangskoeffizienten bei stationärem Wärmedurchgang besser erkennen lässt.

Bei gleichen Dauern der Warm- und Kaltphase $\tau_H = \tau_C = \tau$ erhält man aus (Gl. 48) für den übertragenen Wärmestrom

$$\dot{Q}_T = \frac{Q_T}{2\tau} = \left(\frac{1}{\alpha_H} + \frac{1}{\alpha_C} + \frac{\delta_S^*}{\lambda_S} \cdot \psi_T(Fo) \right)^{-1} \cdot \psi_\tau(\Lambda, \Pi) \cdot \frac{A_S}{2} \cdot \Delta T_{m,\log}. \quad (\text{Gl. 201})$$

Um in einem Regenerator die gleiche Wärmemenge zu übertragen wie in einem Rekuperator, wird (bei gleicher Bezugsfläche) die doppelte Zeit benötigt. Dies liegt daran, dass im Rekuperator während der gesamten Zeit kontinuierlich Wärme von der warmen auf die kalte Seite übertragen wird, während der Regenerator die Hälfte der Zeit zum Einspeichern der Wärme benötigt und die andere Hälfte zum Entladen des Speichers. Im Mittel wird daher in einem Regenerator im gleichen Zeitraum nur halb so viel Wärme übertragen.

Der Faktor $\frac{1}{2}$ kann jedoch auch so interpretiert werden, dass die Wärmeübertragung im Regenerator der Wärmeübertragung im Rekuperator mit der halben Wärmeübertragerfläche äquivalent ist.

Die Betrachtungen von *Hausen* beziehen sich auf einen einzelnen Gegenstromregenerator. Beim hier betrachteten vereinfachten Regeneratorsystem sind jedoch zwei Regeneratoren in Reihe geschaltet. Während der eine Regenerator die einströmende Abluft vorwärmt, kühlt der andere das ausströmende Reingas. Es wird also zu jedem Zeitpunkt über die Oberfläche eines Regenerators Wärme in den Speicher transportiert und über die Oberfläche des anderen Wärme abgeführt. Dies ist offensichtlich gleichwertig mit den Verhältnissen an einem Rekuperator, dessen Querschnittsfläche genauso groß ist, wie die Oberfläche *eines* Regenerators.

Als Bezugsfläche zur Berechnung des Wärmedurchgangs muss daher die Oberfläche der Speichermasse beider Regeneratoren in (Gl. 201) eingesetzt werden. Es gilt also

$$A_S = 2 \cdot A_T = 2 \cdot a_V \cdot V_{B,\text{Reg}}. \quad (\text{Gl. 202})$$

Gedanklich kann man beide Betrachtungssysteme ineinander überführen, wenn man die Speicherkörper der beiden Regeneratoren im Zentrum zerschneidet (z. B. entlang der Stegmitte in Wabenkörpern, entlang der Mittelachse in Zylindern, oder im Zentrum von Kugeln), die Hälften so auseinanderfaltet, dass sich gerade Flächen ergeben, und danach die Teile der warmen und kalten Seite an den Schnittflächen so miteinander in Kontakt bringt, dass eine einzige geschlossene Fläche entsteht. Die Gesamtoberfläche beider Regeneratoren bleibt dabei erhalten (nämlich einmal auf der warmen und der kalten Seite), die Querschnittsfläche ist jedoch nur halb so groß wie die Gesamtoberfläche.

Wie zuvor gezeigt wurde, beträgt der Transientenfaktor zur Korrektur der instationären Wärmeleitung innerhalb der Speicherkörper praktisch immer

$$\psi_T \approx \frac{1}{3}, \quad (\text{Gl. 203})$$

sofern bei der Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten die gleichwertige Plattendicke zugrunde gelegt wird.

Der Faktor zur Korrektur der Umschaltzeit in (Gl. 49) beträgt wegen der großen Werte der reduzierten Regeneratorlänge und der kurzen Zyklusdauern im Normalbetrieb

$$\psi_\tau \approx 1. \quad (\text{Gl. 204})$$

Damit ergibt sich der übertragene Wärmestrom aus

$$\dot{Q}_T = f_T \cdot k_T^* \cdot A_T \cdot \Delta T_{m,\log} \quad (\text{Gl. 205})$$

mit

$$k_T^* = \left(\frac{1}{\alpha_{AL}^*} + \frac{1}{\alpha_{RG}^*} + \frac{\delta_S^*/3}{\lambda_S} \right)^{-1}. \quad (\text{Gl. 206})$$

Die Berechnung entspricht demnach dem gewöhnlichen Wärmedurchgang mit dem Unterschied, dass nur ein Drittel der äquivalenten Plattendicke wirksam ist. Der Faktor f_T stellt einen Anpassungs- oder Variationsparameter dar, mit dessen Hilfe die Auswirkung des Transmissionswärmestroms auf einfache Weise untersucht werden kann. Im Allgemeinen wird hier $f_T = 1$ gesetzt.

5.8.4.2 Wärmedurchgangskoeffizient der Reaktorwände

Die Wärmeleitung durch die Reaktorwand wird als stationär aufgefasst und durch

$$\dot{Q}_L = f_L \cdot k_L \cdot A_{L,a} \cdot (T - T_{amb}) \quad (\text{Gl. 207})$$

beschrieben, mit der Temperatur im Inneren der Zelle T , der Umgebungstemperatur T_{amb} , der Fläche der umfassenden Außenwand $A_{L,a}$ und dem auf diese Fläche bezogenen Wärmedurchgangskoeffizienten k_L . Der Faktor f_L dient lediglich zur Variation des Verlustwärmestroms. Somit gilt üblicherweise $f_L = 1$.

Für den auf die Außenfläche bezogenen Wärmedurchgangskoeffizienten gilt die Beziehung

$$k_L = \left[\frac{1}{\alpha_i} \cdot \left(\frac{A_{L,a}}{A_{L,i}} \right) + \psi_L \cdot \frac{\delta_L}{\lambda_L(T)} + \frac{1}{\alpha_a} \right]^{-1} \quad (\text{Gl. 208})$$

wobei durch das Verhältnis der Außen- zur Innenfläche und den Formfaktor ψ_L Abweichungen gegenüber dem Wärmedurchgang in einer unendlich ausgedehnten Platte berücksichtigt werden.

Der Formfaktor beträgt

$$\psi_L = 1 \quad (\text{Gl. 209})$$

für die unendlich ausgedehnte Platte,

$$\psi_L = \left(\frac{r_i}{\delta_L} + 1 \right) \cdot \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{r_i} \right) \quad (\text{Gl. 210})$$

für einen ringförmigen Querschnitt mit dem Innenradius r_i und näherungsweise

$$\psi_L = \frac{2}{\pi} \cdot \left(\frac{r_i}{\delta_L} + 1 \right) \cdot \ln \left\{ 1 + \frac{\pi}{4} \left[\left(1 + \frac{\delta_L}{r_i} \right)^2 - 1 \right] \right\} \quad (\text{Gl. 211})$$

für ein Quadratrohr [468]. Ansätze für andere Geometrien können der Literatur [468–473] entnommen werden. Eine allgemeine Abschätzungsformel geben *Teertstra et al.* an [474].

Die Formfaktoren für das Zylinder- und Quadratrohr sind im Anhang in Abhängigkeit des Verhältnisses δ_L / r_i aufgetragen. Für die Technikumsanlage ergibt sich aufgrund des quadratischen Querschnittes ein Formfaktor von 1,34 und demnach eine effektive Dämmstoffdicke von 0,334 m statt 0,25 m.

Da die Temperatur innerhalb der Dämmung wegen ihrer geringen Wärmeleitfähigkeit stark abnimmt, muss die mittlere Wärmeleitfähigkeit

$$\bar{\lambda}_L(T) = \frac{1}{T_i - T_a} \cdot \int_{T_a}^{T_i} \lambda_L(T) dt \quad (\text{Gl. 212})$$

eingesetzt werden. Daher ist bei der Beschreibung der Temperaturabhängigkeit anhand von tabellierten Daten darauf zu achten, ob die mittlere oder die lokale Wärmeleitfähigkeit angegeben ist, beziehungsweise mit welchem Prüfverfahren die Werte gemessen wurden. Meist wird jedoch das Plattenverfahren nach DIN EN 12664 bzw. 12667 [475, 476] eingesetzt, bei dem unmittelbar die mittlere bzw. effektive Wärmeleitfähigkeit bestimmt wird.

In Abbildung 58 sind Herstellerdaten verschiedener Dämmstoffe aufgetragen (Punkte). Die dargestellten Verläufe wurden durch Polynome approximiert, wobei die Polynomordnung so gewählt wurde, dass sich keine negativen Werte ergeben. Es wird deutlich, dass die Wärmeleitfähigkeit eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit besitzt und sich die Werte verschiedener Werkstoffe deutlich unterscheiden. Daher muss auf eine korrekte Beschreibung dieser Eigenschaft geachtet werden. Die Verwendung einer abgeschätzten mittleren Wärmeleitfähigkeit kann zu großen Fehlern führen.

Auf Basis der Herstellerangaben für den verwendeten Dämmstoff wurde ein Polynom dritten Grades ermittelt, das im Anhang angegeben ist.

Die Wärmedämmung ist im Reaktor nicht mit dicken Platten ausgeführt, sondern mit dünneren Matten von ca. 25 mm Dicke und 300 mm Breite, die aufgewellt, vertikal verlegt wurden. Zwischen den einzelnen Schichten wurden zur Stabilisierung zusätzliche Mattenlagen horizontal eingebracht. Es ist deshalb davon auszugehen, dass die tatsächliche Wärmeleitfähigkeit bei dieser Verlegungsart von den Herstellerangaben abweicht. Auch ist anzunehmen, dass die Dämmwirkung lokal unterschiedlich ist, da die Matten beim Einbau verschieden stark komprimiert werden. Die Verdichtung kann näherungsweise dadurch berücksichtigt werden, dass man aus den geometrischen Gegebenheiten die tatsächliche Dichte des Dämmstoffes berechnet und die dafür gültigen Herstellerdaten (ggf. interpoliert) zugrunde legt. Anisotrope Eigenschaften der Dämmfaser [477] werden vernachlässigt.

Als Innenfläche wird näherungsweise die Oberfläche der Dämmung auf der Wandinnenseite eingesetzt, wenngleich diese bei Wabenkörpern nicht mit der überströmten Fläche

übereinstimmt. Als Wärmeübergangskoeffizient auf der Innenseite wird der jeweilige Wert für den Wärmeübergang zwischen Gasstrom und Speichermasse zugrunde gelegt.

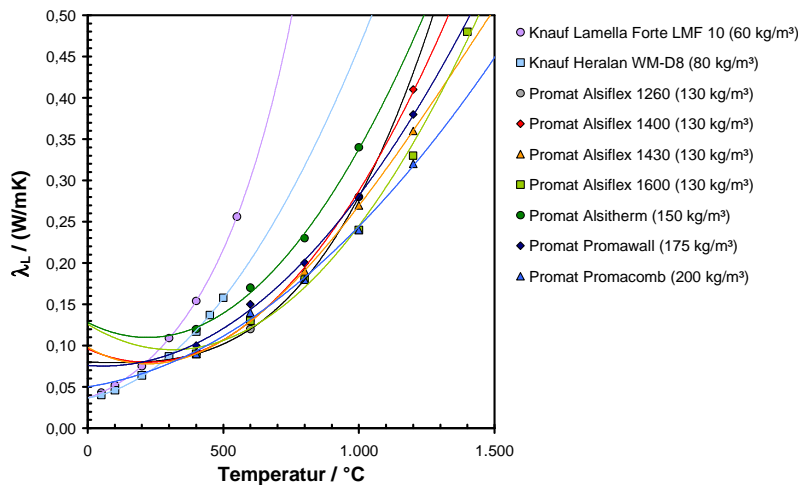


Abbildung 58: Wärmeleitfähigkeiten verschiedener Dämmstoffe

Der konvektive Wärmeübergang auf der Außenseite hängt in der Realität von der Orientierung der Oberfläche und den Anströmbedingungen ab. Zusätzlich stehen die warmen Anlagenoberflächen im Strahlungsaustausch mit der kälteren Umgebung. Dieser wiederum wird vom Standort der Anlage in Bezug zu in der Nähe liegenden wärmeren oder kälteren Oberflächen (z. B. von Gebäudeteilen), der Bodenoberfläche, dem Himmel und dessen Bedeckung und ähnlichen Einflussgrößen bestimmt.

Da die meisten dieser Faktoren in der Praxis unbekannt sind und die vollständige Beschreibung dieses Wärmeaustauschs mit der Umgebung zu komplex wäre, müssen auch hier Vereinfachungen in Kauf genommen werden.

Dazu wird ein Wärmeübergangskoeffizient verwendet, der sich additiv aus zwei Anteilen für den rein konvektiven und den radiativen Wärmetransport zusammensetzt

$$\alpha_a = \alpha_{K,a} + \alpha_{rad,a} \tag{Gl. 213}$$

mit

$$\alpha_{K,a} = const. \tag{Gl. 214}$$

und

$$\alpha_{rad,a} = \varepsilon_{rad,W,a} \cdot \sigma \cdot \frac{(\vartheta_{W,a}^4 - T_{amb}^4)}{(\vartheta_{W,a} - T_{amb})} \tag{Gl. 215}$$

Die hierin benötigte Temperatur der äußeren Oberfläche ergibt sich in jedem Iterationsschritt neu aus

$$\vartheta_{W,a} = T_{amb} + \frac{\dot{Q}_L}{\alpha_a \cdot A_{L,a}} \tag{Gl. 216}$$

Da der Wärmeübergangskoeffizient auf der Außenseite bei guter Dämmung des Reaktors kaum einen Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten hat, kann der Strahlungsanteil ebenso vernachlässigt oder durch einen erhöhten konvektiven Anteil berücksichtigt werden.

5.9 Druckverlust

Bei der Berechnung des Gesamtdruckverlustes werden nur die Anteile der Regeneratoren und des Brennraums berücksichtigt. Druckverluste der Klappen, der Luftkästen, sowie solche durch plötzliche Querschnittsänderungen werden nicht betrachtet.

5.9.1 Druckverlust in Wabenkörpern

Der Druckverlust in Wabenkörpern wird analog des Reibungsdruckverlustes in Rohrleitungen mit Hilfe der *Darcy-Weisbach*-Gleichung [478]

$$\Delta p = f_p \cdot \xi \cdot \frac{L}{d_{\text{hyd}}} \cdot \frac{\rho}{2} w^2 \quad (\text{Gl. 217})$$

berechnet. Dabei ist die effektive Strömungsgeschwindigkeit einzusetzen, die sich aus der Leerrohrgeschwindigkeit und dem Lückengrad

$$w = \frac{w_0}{\varepsilon_V} \quad (\text{Gl. 218})$$

ergibt. Über den Faktor f_p kann der Einfluss des Druckverlustes variiert werden. Im Allgemeinen wird er gleich Eins gesetzt.

Der Rohrreibungsbeiwert bei laminarer Strömung ($Re < 2.300$) ergibt sich aus dem Gesetz von *Hagen-Poiseuille*

$$\xi = \frac{k_f}{Re} \quad (\text{Gl. 219})$$

mit k_f aus Tabelle 9. Im turbulenten Bereich wird der Rohrreibungsbeiwert mit der Gleichung von *Colebrook + White* bestimmt

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = -2 \cdot \lg \left(\frac{\kappa / d_{\text{hyd}}}{3,71} + \frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\xi}} \right) \quad (\text{Gl. 220})$$

Bei hydraulisch glatten Rohren kann der erste Summand im Argument des Logarithmus vernachlässigt werden, bei großen Reynolds-Zahlen der zweite Summand. Wegen der Gestalt dieser Gleichung muss der Rohrreibungsbeiwert iterativ berechnet werden. Dazu wird ein Startwert aus der *Swamee-Jain*-Gleichung

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = -2 \cdot \lg \left(\frac{\kappa / d_{\text{hyd}}}{3,71} + \frac{5,74}{Re^{0,9}} \right) \quad (\text{Gl. 221})$$

bestimmt und die Iteration solange wiederholt, bis sich das Ergebnis der *Colebrook*-Gleichung um weniger als 0,001 ändert.

Im Umschlagsbereich wird analog zu Abschnitt 5.8.1.3 interpoliert.

Bezieht man in (Gl. 217) Dichte und Geschwindigkeit auf den Normzustand und formt um, ergibt sich

$$\Delta p = k_f \cdot \frac{\rho_N}{2} \cdot \frac{L}{d_{\text{hyd}}^2} \cdot w_N \cdot v \quad (\text{Gl. 222})$$

Der Druckverlust ist somit bei laminarer Strömung proportional zur Strömungsgeschwindigkeit im Normzustand und zur kinematischen Viskosität. Nach *Jeschar et al.* [362] kann deren Temperaturabhängigkeit bei Luft näherungsweise durch $\nu = \nu_N \cdot (T/T_N)^{1,67}$ beschrieben werden, sodass sich der Druckverlust zwischen einer linearen und quadratischen Abhängigkeit bezüglich des Absoluttemperaturverhältnisses bewegt.

Setzt man den Druckverlust in (Gl. 89) ein, erhält man für die dissipierte Strömungsarbeit bei quadratischem Kanalquerschnitt

$$\dot{W}_{\text{diss}} = k_f \cdot \frac{\rho_N}{2} \cdot L \cdot w_N^2 \cdot \nu \cdot \frac{T}{T_N}. \quad (\text{Gl. 223})$$

Die dissipierte Strömungsarbeit hängt folglich in diesem Fall linear von der Länge, quadratisch von der Strömungsgeschwindigkeit und ungefähr mit der Potenz 2,67 von der Temperatur ab.

5.9.2 Druckverlust in Schüttungen

Analogiemodelle für den Druckverlust in Schüttungen gehen ebenfalls von der *Darcy-Weisbach*-Gleichung aus. Dabei sind die effektive Strömungsgeschwindigkeit (Gl. 218) und der hydraulische Durchmesser der Packung (Gl. 9) zu verwenden.

Für den Reibungsbeiwert gilt nach *Ergun* [479]⁷

$$\xi = \frac{4}{3} \left[\frac{150}{(3/2 \cdot Re)} + 1,75 \right]. \quad (\text{Gl. 224})$$

Die enthaltenen Koeffizienten wurden von *Ergun* an Messdaten von Schüttungen aus Kugeln, Sand und Kohlenstaub verschiedener Größen angepasst und die Korrelation mit Daten anderer Autoren (z. B. [480]) verglichen.

Brauer [481] gibt für monodisperse Kugelschüttungen die Gleichung

$$\xi = \frac{4}{3} \left[\frac{160}{(3/2 \cdot Re)} + \frac{3,1}{(3/2 \cdot Re)^{0,1}} \right] \quad (\text{Gl. 225})$$

an und *Kast* [482] für Raschig-Ringe

$$\xi = \frac{4}{3} \left[\frac{136,8}{(3/2 \cdot Re)} + \frac{3,85}{(3/2 \cdot Re)^{0,1}} \right]. \quad (\text{Gl. 226})$$

Mackowiak [103] hingegen beschreibt den Druckverlustbeiwert in der Form

$$\xi = \frac{4}{3} \left[K_1 \cdot (3/2 \cdot Re)^{K_2} \right] \quad (\text{Gl. 227})$$

mit jeweils zwei Parametern für den laminaren und turbulenten Bereich. Experimentell bestimmte Koeffizienten sind ebenda für verschiedene Füllkörper angegeben.

⁷ Die Faktoren 4/3 und 3/2 in den genannten Gleichungen ergeben sich aus den verwendeten Definitionen des Reibungsbeiwertes bzw. des hydraulischen Durchmessers.

Macdonald et al. haben die Ergun-Gleichung anhand einer Vielzahl von Messdaten überprüft und dabei Fehler bis zu 50% festgestellt [483]. Beim Vergleich gemessener Druckverluste (Sattelkörper) fand *Nijdam* [197] im kalten Bett bis zu 15% Abweichung gegenüber den Gleichungen von *Ergun*, *Kast* und *Mackowiak*, im heißen Bett bei *Ergun* und *Kast* ebenfalls etwa 15% und bei *Mackowiak* 50%. Insbesondere können ungenaue Werte des Lückengrades zu erheblichen Fehlern führen. Nach *Brauer* [481] ergibt sich aus der Ergun-Gleichung bei einer Porosität von 70% und einem Messfehler von 3% ein Fehler des Druckverlustes von $\pm 16\%$. Daher muss u. U. die Porositätsverteilung in Wandnähe gesondert berücksichtigt werden [101, 484]. Darüber hinaus sind die Gültigkeitsbereiche bzgl. der Reynolds-Zahl zu beachten, da Extrapolationen zu großen Fehlern führen können [485].

Grundsätzlich sind die genannten Beziehungen nicht allgemein gültig. Sie sind vielmehr als halbempirische Approximationen zu verstehen, deren Parameter im Einzelfall anhand von Messdaten angepasst werden müssen [31].

Da Füllkörper in dieser Arbeit eine untergeordnete Rolle spielen, wird jedoch eine Verwendung der Ergun-Gleichung als ausreichend erachtet.

5.9.3 Dissipierte Strömungsarbeit

In (Gl. 89) wurde bereits angegeben, wie die dissipierte Strömungsarbeit berechnet wird.

Nun soll abgeschätzt werden, welchen Beitrag diese an der Energiebilanz hat. Als Bewertungskriterium wird hierzu die verursachte Temperaturerhöhung herangezogen.

Aus der Energiebilanz

$$\Delta \dot{H} = \dot{Q}_{\text{diss}} \quad \Leftrightarrow \quad \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T = \Delta p \cdot \dot{V} \quad (\text{Gl. 228})$$

erhält man nach Umformung

$$\Delta T = \frac{\Delta p}{\rho \cdot c_p}. \quad (\text{Gl. 229})$$

In Abbildung 59 ist die längennormierte Temperaturerhöhung in Abhängigkeit der lokalen Temperatur bei einer effektiven Strömungsgeschwindigkeit im Normzustand von 1 m/s für verschiedene Kanalweiten und Partikeldurchmesser aufgetragen. Für den Druckverlust in Kanälen wurden hierbei die oben genannten Beziehungen von *Darcy* und *Colebrook*, bei Schüttungen die Gleichung von *Ergun* zugrunde gelegt.

Die benötigte adiabate Temperaturdifferenz bei einer Betriebstemperatur von 850°C, einer Ablufttemperatur von 50°C und einem Regeneratorwirkungsgrad von 95% beträgt etwa 40 Kelvin. In diesem Temperaturbereich ergibt sich bei einer durchströmten Regeneraturlänge der Technikumsanlage von 3 m eine Gesamterhöhung von 2,25 K. Die durch die dissipierte Strömungsarbeit bewirkte Temperaturerhöhung beträgt demnach in diesem Fall etwa 5,6% der adiabaten Temperaturdifferenz. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 2 m/s würde der Anteil bereits über 11% betragen.

Dissipation kann somit für die Gesamtbilanz einen wesentlichen Beitrag darstellen.

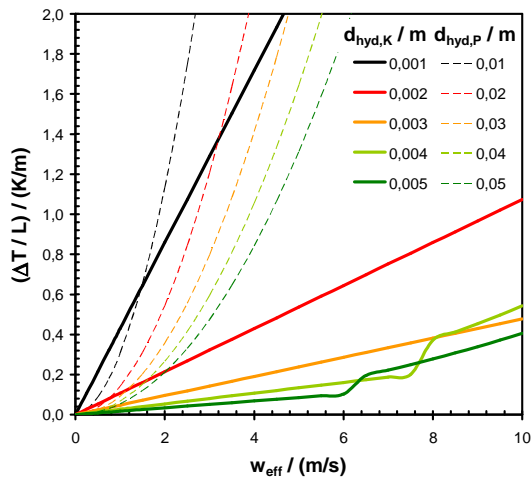


Abbildung 59: Abschätzung der Temperaturerhöhung durch dissipierte Strömungsarbeit

Aus Abschnitt 5.8.1.1.4 steht noch die Prüfung aus, ob durch den auftretenden Druckverlust der Wärmeübergang beeinflusst werden kann. Dies soll beispielhaft für Wabenkörper mit den genannten vereinfachten Gleichungen abgeschätzt werden. Setzt man die dissipierte Strömungsarbeit (Gl. 223) ins Verhältnis zum konvektiv übertragenen Wärmestrom (Gl. 145)

$$\frac{\dot{W}_{\text{diss}}}{\dot{Q}_K} = \frac{k_f \cdot \frac{\rho_N}{2} \cdot L \cdot w_N^2 \cdot v_N \cdot \left(\frac{T}{T_N}\right)^{2,67}}{\frac{Nu \cdot \lambda_N}{d} \cdot \left(\frac{T}{T_N}\right)^{0,76} \cdot 4d \cdot L \cdot \Delta T} = \frac{k_f}{8 \cdot Nu} \cdot \frac{\rho_N \cdot v_N}{\lambda_N} \cdot \frac{w_N^2 \cdot (T/T_N)^{1,91}}{\Delta T} \quad (\text{Gl. 230})$$

und legt folgende Werte zugrunde

$$\begin{aligned} k_f &= 56,908 & Nu &= 3,61 \\ \rho_N &= 1,29 \text{ kg/m}^3 & v_N &= 1,35 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s} & \lambda_N &= 0,024 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K}) \\ w_N &= 2 \text{ m/s} & T/T_N &= 5 & \Delta T &= 20 \text{ K} \end{aligned}$$

ergibt sich ein Verhältnis von 0,006. Da Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur verhältnismäßig groß gewählt wurden, ist der lokale Einfluss des Druckverlustes im Vergleich zum konvektiv übertragenen Wärmestrom sehr viel geringer als 1%. Daher kann angenommen werden, dass sich Dissipation und Wärmeübergang störungsfrei überlagern.

5.10 Vereinfachungen

Zum Abschluss der Modellbeschreibung soll kurz zusammengefasst werden, welche vorhandenen oder möglichen Aspekte hierbei vernachlässigt wurden.

- Stoffströme
 - Realgaseffekte
 - Einflüsse der Zusammensetzung auf Stoffeigenschaften der Fluide (mit Ausnahme der Dichte)
 - Kondensation und Verdampfung
 - zeitlich veränderliche Zusammensetzungen von Erdgas und Umgebungsluft
- Speichermasse
 - Temperaturabhängigkeit der Stoffeigenschaften
 - anisotrope Eigenschaften

-
- Fertigungs- und Einbautoleranzen z. B.
 - bei Wabenkörpern: gescherte Grundform, Versatz, ungleichmäßige Spalte
 - bei Schüttungen: inhomogene Füllung, Art der Befüllung, Sortenreinheit, Fremdstoffe
 - Chemische Reaktionen
 - komplexe Reaktionsmechanismen
 - heterogene Reaktionen
 - Adsorption und Desorption an der Speichermasse
 - Einflüsse der Speichermasse auf den Reaktionsverlauf
 - Wärmeübergang
 - hydrodynamischer und thermischer Anlauf
 - Überlagerung von Wärmeübergang, chemischen Reaktionen und Dissipation
 - H1 Randbedingung nicht oder nur eingeschränkt gültig
 - Einfluss veränderlicher Zusammensetzungen und Stoffeigenschaften auf den Wärmeübergang
 - Wärmeleitung
 - instationäre Wärmeleitung innerhalb der Speichermasse
 - mehrdimensionale Wärmeleitung
 - anisotrope Wärmeleitfähigkeiten
 - Wärmestrahlung
 - Wärmeaustausch innerhalb der Anlage
 - realer Strahlungsaustausch mit der Umgebung
 - Wärmeverluste
 - Verluste von Rohrleitungen, Kanälen und Klappenkästen
 - Verlegungsart der Innendämmung
 - Wirkung der an der Außenseite des Anlagengehäuses angebrachten Versteifungsrippen
 - Wärmestau zwischen den Regeneratoren
 - Druckverlust und Durchströmung
 - Druckverluste der Rohrleitungen, Kanäle und Klappenkästen
 - ungleichmäßige Spalte zwischen den Wabenkörpern
 - Randgängigkeit bei Schüttungen
 - ungleichmäßige Anströmung
 - Leckageströme an Klappen
 - Zyklische Betriebsweise
 - pulsierende Strömung mit schwankenden Eintrittsbedingungen
 - je nach Anzahl der Regeneratoren und Abfolge der Schaltzustände unterschiedliche Strömungsrichtungen und Verweilzeiten im Brennraum
 - Änderungen durch Alterungseffekte
-

Das Modell beinhaltet also zahlreiche Ungenauigkeiten, deren Auswirkungen hier nicht im Einzelnen überprüft werden können. Es wird jedoch angenommen, dass diese Effekte zum einen nur geringe Einflüsse aufweisen und sie sich zum anderen teilweise gegenseitig aufheben. Wie sich im Weiteren zeigen wird, sind die Berechnungsergebnisse im Vergleich mit Messergebnissen dennoch von ausreichender Genauigkeit.

5.11 Modelldefinition

Zur Diskretisierung des Modells und zur Definition eines Simulationsfalls sind zahlreiche Parameter anzugeben und Submodelle auszuwählen. Hier wird kurz dargestellt, welche Angaben notwendig sind und welche Einstellungen beim Basismodell vorgenommen wurden. Davon abweichende Werte werden dann, wo es erforderlich ist, im Text oder den Diagrammen angegeben.

5.11.1 Anlagendefinition

Zur Definition des Anlagenmodells werden die geometrischen Daten, Füllkörpereigenschaften sowie eine Funktion zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit der Wärmedämmung benötigt. Darüber hinaus sind die Submodelle für Wärmeübergang und Druckverlust auszuwählen und zu parametrieren.

Insgesamt sind für jeden Teilabschnitt (hier Regenerator, Freibord und Brennraum) folgende Größen anzugeben:

- Geometrie
 - mittlere Länge
 - mittlerer Innenquerschnitt des leeren Gehäuses
 - Außenwandfläche
 - Verhältnis von Außen- zu Innenwandfläche
 - Wärmeverlustfaktor
 - Zellenzahl
- Füllkörper
 - Art der Füllkörper
 - Wabenkörper
 - Schüttkörper
 - keine
 - spezifische Oberfläche
 - Lückengrad
 - gleichwertige Plattendicke
 - Formfaktor
 - Wärmeleitfähigkeit
- Reaktorwand
 - Wärmedurchgangsmodell
 - konstanter Wärmedurchgangskoeffizient
 - berechneter Wärmedurchgangskoeffizient

- ★ ohne Wärmestrahlung an der Außenseite
- ★ mit Wärmestrahlung an der Außenseite
- Wärmeleitfähigkeit der Wärmedämmung in Abhängigkeit der Temperatur
- gleichwertige Dicke der Wärmedämmung
- Wärmeübergangskoeffizient an der Außenwand
- ggf. Emissionsgrade der Außen- und Innenseite
- Wärmeübergangsmodell
 - charakteristischer Durchmesser
 - Nußelt-Funktion im laminaren Bereich
 - Berechnungsmethode
 - Randbedingung
 - ★ konstante Wandtemperatur
 - ★ konstante Wärmestromdichte
 - asymptotische Nußelt-Zahl
 - Anwendungsgrenze ($Re_{krit,min}$)
 - Nußelt-Funktion im turbulenten Bereich
 - Berechnungsmethode
 - Anwendungsgrenze ($Re_{krit,max}$)
- Wärmeübertragung Reingas-Abluft
 - Wärmedurchgangskoeffizient
 - konstant
 - berechnet
- Druckverlustmodell
 - Druckverlustmodell im laminaren Bereich
 - konstantes Druckgefälle
 - konstanter hydraulischer Widerstand
 - Darcy-Gleichung
 - ★ Reibungskoeffizient
 - Anwendungsgrenze ($Re_{krit,min}$)
 - Druckverlustmodell im turbulenten Bereich
 - konstantes Druckgefälle
 - konstanter hydraulischer Widerstand
 - Colebrook-Gleichungen
 - ★ relative Rauigkeit
 - Ergun-Gleichung
 - Anwendungsgrenze ($Re_{krit,max}$)

Für die Technikumsanlage (vgl. Abbildung 18 bis Abbildung 20) ergeben sich für die Gehäuse der Regeneratoren, die darüberliegenden Freiborde und den Brennraum die in Tabelle 11 genannten Daten und Einstellungen.

Tabelle 11: Parameter des Anlagenmodells

Parameter	Einheit	Regenerator	Freibord	Brennraum
Geometrie				
mittlere Länge (Strömungsweg)	m	1,5	1,0	2,78
mittlerer Innenquerschnitt	m ²	0,81	0,81	0,65
Außenwandfläche	m ²	8,4	5,6	17,9
Verhältnis Außen-/Innenwandfläche	-	1,56	1,56	1,55
Wärmeverlustfaktor	-	1,5	1,5	1,0
Zellenzahl	-	100	90	101
Füllkörper				
Art	-	Waben	keine	keine
spezifische Oberfläche	m ² /m ³	799	-	-
Lückengrad	-	0,65	-	-
effektive Dicke	mm	0,23	-	-
Wärmeleitfähigkeit	W/mK	2,79	-	-
Reaktorwand				
Isoliermaterial	-	Promat Alsiflex, 1.260°C, 130 kg/m ³		
effektive Dicke der Isolierung	m	0,33		
Wärmeübergangskoeffizient an der Außenwand	W/m ² K	8		
Emissionsgrad der Außenwand	-	0,95		
Emissionsgrad der Innenwand	-	0,60		
Wärmeübergang				
charakteristischer Durchmesser	m	0,003	0,9	0,83
Wärmeübergangsmodell (laminar)	-	Gl. 142 + 143		
Randbedingung	-	q = const.	T = const.	
asymptotische Nußelt-Zahl	-	3,61	2,98	
Anwendungsgrenze (Re _{max})	-	2.100		
Wärmeübergangsmodell (turbulent)	-	Gl. 146		
Anwendungsgrenze (Re _{min})	-	2.300		
Wärmeübertragung Reingas-Abluft				
Wärmedurchgangskoeffizient	W/m ² K	berechnet	-	-
Druckverlust				
charakteristischer Durchmesser	m	0,003	0,9	0,83
Druckverlustmodell (laminar)	-	Hagen-Poiseuille		
Darcy-Koeffizient	-	56,9		
Anwendungsgrenze (Re _{max})	-	2.100		
Druckverlustmodell (turbulent)	-	Colebrook+White		
relative Rauigkeit	-	0		
Anwendungsgrenze (Re _{min})	-	2.300		

Die geometrischen Daten der Regeneratoren und Freiborde ergeben sich unmittelbar aus den Abmessungen. Durch den Wärmeverlustfaktor von 1,5 wird berücksichtigt, dass im Modell nur zwei Regeneratoren betrachtet werden, die reale Anlage aber drei Regeneratoren besitzt. Die Bestimmung der Brennraumdaten ist etwas aufwendiger. Durch die zyklische Umschaltung legt die Abluft zu einem Drittel der Zykluszeit den langen Weg von Regenerator 1 zu Regenerator 3 zurück, zu zwei Dritteln der Zeit eine kürzere Strecke (von 3 nach 2 oder von 2 nach 1). Entsprechend länger oder kürzer ist die Verweilzeit. Um dies zu berücksichtigen, wurden Strömungsweg und Volumen entsprechend gemittelt und daraus

der mittlere Querschnitt berechnet. An den Wärmeverlusten ist hingegen während der ganzen Zeit die gesamte Brennraumoberfläche beteiligt. Da der entsprechende Wert angegeben wurde, wird der Wärmeverlustfaktor im Brennraum auf 1 gesetzt. Das Verhältnis zwischen Außenwand- und Innenwandfläche wird ebenfalls aus den Daten des Gesamtbrennraums bestimmt.

Die Angaben zu den Füllkörpern ergeben sich aus der verwendeten Wabenkörperanordnung und den Keramikeigenschaften. Als effektive Dicke wird $1/3$ der Stegdicke eingesetzt. Zusammen mit den Abmessungen der Regeneratorengehäuse bzw. den Abmessungen der einzelnen Füllbereiche ergeben sich daraus weitere Daten wie die Wärmeübertragerfläche und das Hohlraumvolumen.

Für die Wärmeleitfähigkeit der Wärmedämmung wird das im Anhang genannte Polynom verwendet. Aufgrund des quadratischen Querschnitts der Regeneratoren und Freiborde beträgt die effektive Plattendicke $0,33$ m. Derselbe Wert wird beim Brennraum angesetzt, d. h. die Ecken des Gehäuses werden vernachlässigt.

Bei den Wärmeübergangs- und Druckverlustmodellen wird als charakteristischer Durchmesser der hydraulische Durchmesser eingesetzt. In den Freiborden entspricht dieser dem realen Durchmesser. Beim Brennraum wurde, wegen der ungleichmäßigeren Geometrie und der durch die Zyklusmittelung verursachten geometrischen Verzerrung, der hydraulische Durchmesser aus $4 \cdot V/A_i$ abgeschätzt, wobei die zyklusgemittelte Innenfläche eingesetzt wurde. Bei Regeneratoren mit Wabenkörpern ist der hydraulische Durchmesser des Kanalquerschnitts einzusetzen.

Für die asymptotischen Nußelt-Zahlen und den *Darcy*-Reibungsfaktor wurden die Werte aus Tabelle 9 gewählt.

Grundsätzlich bietet das Modell auch die Möglichkeit jeden Teilbereich durch mehrere Abschnitte zu beschreiben, für die jeweils die oben genannten Vorgaben anzugeben sind.

5.11.2 Stoffdefinition

Zur Beschreibung der berücksichtigten Gasspezies und der ein- und austretenden Gasströme sind folgende Angaben zu tätigen:

- Gasspezies
 - Bezeichnung
 - atomare Zusammensetzung
 - molarer Heizwert
- Auswahl der benötigten Gasspezies
- Berechnungsmodelle der Stoffeigenschaften
 - Dichte
 - konstant
 - ideales Gas
 - spezifische isobare Wärmekapazität
 - Wärmeleitfähigkeit
 - kinematische Viskosität

- eintretende Gasströme
 - Zusammensetzung
 - Temperatur und Druck
 - Massenstrom

Aus der Angabe der atomaren Zusammensetzung einer Gaskomponente ergeben sich jeweils die Summenformel, die molare Masse und die Dichte im Normzustand. Der molare Heizwert wird verwendet, weil dieser in der thermischen Verfahrenstechnik gebräuchlicher ist als die Standardbildungsenthalpie.

Die Berechnungsmethoden für die Stoffeigenschaften gelten für die Mischung und global für alle Ströme. Als Funktionsprototypen stehen Potenzfunktionen, Polynome und Exponentialansätze zur Verfügung, die entsprechend parametrisiert werden müssen. Hier werden in allen Fällen die im Anhang genannten Polynome für Luft verwendet. Bei den zugeführten Brennstoffen und Schadstoffen werden daher die Eigenschaften nicht korrekt beschrieben. Da deren Massenanteil aber maximal 1% beträgt, wird diese Abweichung toleriert.

Für die eintretenden Medien sind jeweils die Zusammensetzung und Eintrittsdaten anzugeben.

Die Zusammensetzung des an der Technikumsanlage eingesetzten Erdgases ist im Anhang genannt. Innerhalb der Berechnung wird der Brennstoff als einzelner Modellstoff mit den in Tabelle 12 angegebenen Mischungseigenschaften beschrieben.

Da die Umgebungsbedingungen in der Technikumshalle recht konstant sind, wurde bei allen Berechnungen von der in Tabelle 13 genannten Zusammensetzung feuchter Luft ausgegangen. Diese ergibt sich als Mischung von trockener Luft mit einer absoluten Feuchte von 10 g/m_N^3 , was einer relativen Feuchte von 50% bei 25°C entspricht. Für die gewählte Zusammensetzung ergibt sich eine Dichte im Normzustand von $1,28622 \text{ kg/m}_N^3$.

Tabelle 12: Gemischeigenschaften des eingesetzten Erdgases

Eigenschaft	Einheit	Wert
C-Anteil	mol/mol	0,8998
H-Anteil	mol/mol	3,5494
N-Anteil	mol/mol	0,2333
O-Anteil	mol/mol	0,0084
molare Masse	kg/mol	0,0178
Norm-Dichte	kg/m_N^3	0,7936
Heizwert	J/mol	716.129
	MJ/kg	40,26

Tabelle 13: Angenommene Zusammensetzung der Umgebungsluft in Vol.-%

	trocken	feucht
N_2	78,0840	77,1091
O_2	20,9476	20,6902
Ar	0,9365	0,9250
CO_2	0,0319	0,0315
$\text{H}_2\text{O (g)}$	0	1,2442

5.11.3 Definition der Randbedingungen

Für die zugeführten Ströme werden im Referenzfall die in Tabelle 14 angegebenen Werte verwendet.

Für jeden Strom müssen der Massen- oder Volumenstrom und die Temperatur vorgegeben werden. Für den statischen Druck wird jeweils der Umgebungsdruck verwendet, d. h. Druckverluste vor dem Anlageneintritt (Rohrleitungen, Klappen, usw.) sowie Gebläse werden nicht berücksichtigt.

Tabelle 14: Randbedingungen des Referenzfalls

Parameter	Einheit	Wert
Zugeführte Ströme		
Umgebungsluft		
Temperatur	°C	25
Norm-Volumenstrom	m _N ³ /h	2.000
Spülluft (Frischluferspülung)		
Temperatur	°C	25
Norm-Volumenstrom	m _N ³ /h	250
Sperrluft (Abluftseite)		
Temperatur	°C	25
Norm-Volumenstrom	m _N ³ /h	125
Sperrluft (Reingasseite)		
Temperatur	°C	25
Norm-Volumenstrom	m _N ³ /h	125
Schadstoffe		
Temperatur	°C	25
Norm-Volumenstrom	m _N ³ /h	0
Erdgas (Flammenlos)		
Temperatur	°C	25
Beladung am Regeneratoreintritt	g/m _N ³	1,75

5.11.4 Globale Parameter und Steuerung des Lösungsverfahrens

Die Umgebungsbedingungen werden als globale Parameter festgelegt (Tabelle 15).

Durch zusätzliche globale Faktoren, die in jeder Zelle bei der Berechnung der Wärmeverluste, der Wärmeübertragung, der Reaktionswärme bzw. des Druckverlustes berücksichtigt werden, können diese Mechanismen variiert und ihre Auswirkungen untersucht werden.

Zur Steuerung des iterativen Lösungsverfahrens werden vier Angaben benötigt. Als Residualwert wird die relative Abweichung der Energiebilanz bezogen auf die zugeführte Gesamtenthalpie verwendet. Andere mögliche Kriterien sind die maximale oder mittlere Temperaturänderung zwischen zwei Iterationsschritten, oder der Restwert des Transmissionswärmestroms bei Summation vom Eintritt bis zum Austritt. Der maximal zugelassene relative Fehler stellt das Konvergenzkriterium dar, d. h. die Iteration wird so lange weitergeführt bis der gewählte Residualwert den vorgegebenen Fehler unterschreitet.

Ein zweites Abbruchkriterium ist durch die maximale Anzahl an Iterationsschritten festgelegt. Wird die Konvergenz nicht innerhalb der vorgegebenen Schrittzahl erreicht, wird der Lösungsprozess beendet und eine Fehlermeldung ausgegeben. Der letzte Wert definiert die maximale absolute Abweichung, welche bei der Iteration der Temperatur aus der Gesamtenthalpie zugelassen wird. Die maximale Schrittzahl ist hierbei intern auf 10 festgelegt. Meist reichen aber zwei bis drei Schritte aus.

Tabelle 15: Globale Parameter und Einstellungen des Lösungsverfahrens

Parameter	Einheit	Wert
Globaldaten		
Umgebungsbedingungen		
Temperatur	°C	25
statischer Druck	Pa	101.325
Variations- / Anpassungsfaktoren		
Wärmeverluste	-	1
Wärmeübertragung	-	1
Reaktionswärme	-	1
Druckverlust	-	1
Lösungsverfahren		
Konvergenzkriterium	-	Energiebilanz
max. relativer Fehler (Konvergenz)	-	1,00E-04
max. Anzahl Iterationsschritte	-	2.500
max. absolute Abw. bei Temperaturiteration	K	0,01

5.11.5 Definition von Reaktionsmechanismen

Reaktionsgleichungen werden durch Angabe der von Null verschiedenen stöchiometrischen Koeffizienten und die Namen der jeweiligen Gaskomponenten definiert. Chemische Gleichgewichte können durch getrennte Angabe der Hin- und Rückreaktionen modelliert werden. Es sind nahezu beliebig viele Reaktionen definierbar⁸. Allerdings erhöht sich mit jeder zusätzlichen Reaktionsgleichung der Rechenaufwand deutlich.

Die Reaktionsraten werden durch die von Null verschiedenen Reaktionsordnungen, die jeweiligen Gasspezies sowie die Arrhenius-Parameter definiert.

Jedem Abschnitt des Anlagenmodells kann ein eigener Reaktionsmechanismus zugeordnet werden, sodass theoretisch beliebige Kombinationen von Katalysatoren und inerten Füllkörpern betrachtet werden könnten.

Das Basismodell geht von einer einzigen Reaktion, der vollständigen Oxidation des Erdgases zu Kohlendioxid und Wasser aus (Mechanismus M1, Reaktion R1+), wobei eine einfache Reaktionsrate erster Ordnung verwendet wird. Die gewählten Parameter des Reaktionsmodells sind in Tabelle 16 zusammengefasst.

⁸Theoretisch bis zu 4.294.967.294, in Abhängigkeit des Arbeitsspeichers jedoch deutlich weniger.

Tabelle 16: Parameter des Basis-Reaktionsmodells

Parameter	Einheit	Wert
Chemische Reaktionen		
Reaktionsmechanismus	-	M1
kinetische Parameter (R1+)		
Stoßzahl	mol/m ³ s	6,30E+09
Temperaturerponent	-	0
Aktivierungsenergie	J/mol	188.500
Stöchiometrische Koeffizienten (Reaktionsordnung)		
Erdgas	-	-1 (1)
Sauerstoff	-	-1,78292 (0)
Kohlendioxid	-	+0,89977 (0)
Stickstoff	-	+0,11667 (0)
Wasser	-	+1,7747 (0)

5.12 Diskussion der Modellparameter

Nachdem alle benötigten Simulationsparameter aufgelistet wurden, soll nun kurz beurteilt werden, wie zuverlässig diese Daten und Parameter sind bzw. welche Verfügbarkeit sie aufweisen.

Die geometrischen Abmessungen der Anlage sind entweder aus Planungszeichnungen bekannt (in der Betriebsphase) oder stellen Auslegungsparameter dar (in der Planungsphase). Eine geringfügige Unsicherheit besteht in der geometrischen Transformation einer u. U. komplex geformten RNV-Anlage mit mehreren Regeneratoren auf einen einfach geformten Gegenstromreaktor mit zwei Regeneratoren (bzw. Wärmeübertragerreaktor mit zwei Rekuperatorseiten). Da jedoch alle wesentlichen geometrischen Größen (Außenflächen, Wandstärken, Volumina) erhalten bleiben, ist anzunehmen, dass diese Umformung gültig ist.

Die benötigten Angaben zur Beschreibung der Speichermasse sind zwar weitgehend verfügbar, weisen aber teilweise recht große Schwankungsbreiten auf. Insbesondere bei Füllkörpern sind Angaben zum Lückengrad und der spezifischen Partikelzahl mit großen Unsicherheiten behaftet.

Ein wesentlicher Parameter, der das Simulationsergebnis maßgeblich beeinflusst, ist die Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Dämmmaterials. Hier gehen Herstellerangaben ebenfalls weit auseinander oder Daten für die Temperaturabhängigkeit sind nicht bzw. nicht an genügend Punkten vorhanden. Außerdem hat die Art der Verlegung einen Einfluss auf die tatsächliche Wärmeleitfähigkeit, der nur abgeschätzt werden kann.

In Fällen, in denen bestehende Anlagen an bestimmten Betriebspunkten nachgerechnet oder optimiert werden sollen, könnte man zwar die mittlere Wärmeleitfähigkeit durch Messung der Innentemperaturen und Außenwandtemperaturen bestimmen, allerdings ist anzunehmen, dass dies nicht mit allzu großer Genauigkeit gelingen wird. Schließlich haben Wärmeübergang und Strahlungsaustausch ebenfalls einen Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten.

Die benötigten Daten zur Beschreibung der Gasspezies und Stoffeigenschaften sind häufig bekannt oder können leicht beschafft werden [486, 487]. Ist der Heizwert einer Substanz nicht bekannt, kann man diesen aus der chemischen Gleichung für die vollständige Verbrennung und den Standardbildungsenthalpien der Edukte und Produkte berechnen. Die Werte der Standardbildungsenthalpien können Tabellenwerken oder Datenbanken entnommen werden [376, 377, 486]. Sollte auch die Standardbildungsenthalpie eines Stoffes nicht verfügbar sein, kann für viele Kohlenwasserstoffe der Heizwert aus den Massenanteilen von C, H, N, O und S über die Formel von *Boie*

$$\frac{H_{\text{inf}}}{\text{kJ/mol}} \approx \frac{2,9 \cdot w_{\text{C}}}{\text{kg}_{\text{C}}/\text{kg}} + \frac{93,9 \cdot w_{\text{H}}}{\text{kg}_{\text{H}}/\text{kg}} + \frac{0,45 \cdot w_{\text{N}}}{\text{kg}_{\text{N}}/\text{kg}} - \frac{0,675 \cdot w_{\text{O}}}{\text{kg}_{\text{O}}/\text{kg}} + \frac{0,327 \cdot w_{\text{S}}}{\text{kg}_{\text{S}}/\text{kg}} \quad (\text{Gl. 231})$$

abgeschätzt werden. Alternativ muss der Heizwert messtechnisch bestimmt werden.

Im Technikumsbetrieb werden alle eintretenden Ströme messtechnisch erfasst und ihre Zusammensetzungen sind recht genau bekannt. Ganz anders ist dies in der Praxis.

Die Zusammensetzung und Eigenschaften des verwendeten Brennstoffes (meist Erd- oder Flüssiggas) können beim Versorgungsunternehmen erfragt werden. In anderen Fällen, z. B. bei Verwendung von Deponie- oder Biogas oder anderen Brennstoffen mit unbekanntem und oftmals schwankenden Eigenschaften, sollten die benötigten Daten zumindest punktuell mit Analysen ermittelt werden.

Ebenso muss für genaue Berechnungen die Zusammensetzung der Abluft oder des Prozessgases bekannt sein. Während im Technikum durch Zugabe von Modellstoffen gezielt eine gewünschte Abluftmischung hergestellt werden kann, ist die exakte stoffliche Zusammensetzung in der Praxis weitgehend unbekannt. Ansatzweise kann diese zwar durch Bilanzierung der im vorgelagerten Prozess verwendeten Einsatzstoffe (Lösemittel etc.) abgeschätzt werden, jedoch ist nicht auszuschließen, dass sich diese innerhalb des Prozesses verändern und in andere Stoffe zerfallen oder umgewandelt werden. Zusätzlich ist nicht immer sichergestellt, dass die im Prozess freigesetzten Stoffe die Nachverbrennung erreichen, da unter Umständen ein Teil in den Abluftleitungen kondensiert. Weiter wird eine genaue Charakterisierung der Abluftinhaltsstoffe oft durch die Vielzahl an Komponenten erschwert, wenn nicht sogar wegen des erforderlichen Messaufwandes nahezu unmöglich gemacht.

Andererseits zielt das hier beschriebene Berechnungsmodell weniger auf Vorgänge ab, bei denen die Zusammensetzung möglichst genau bekannt sein muss (z. B. Schadstoffbildung), sondern eher auf das thermische Verhalten. Hierfür wäre es ausreichend, den mittleren Heizwert der Abluft zu kennen und das Stoffgemisch als Einzelstoff mit repräsentativen mittleren Eigenschaften zu beschreiben. Der Abluftheizwert könnte ggf. mittels eines Flammentemperaturanalysators gemessen werden.

Die größte Unsicherheit besteht in den kinetischen Parametern der chemischen Reaktionen, vor allem, wenn diese angenommen oder aus der Literatur übertragen werden.

Grundsätzlich sind zwar für zahlreiche Brennstoffe und einige Abluftinhaltsstoffe Globalkinetiken in der Literatur zu finden, allerdings gelten diese in der Regel für andere Reaktoren und Betriebsbedingungen, sodass die Übertragbarkeit nicht gegeben oder bestenfalls mit einer großen Unsicherheit behaftet ist.

Für Elementarreaktionen sind zwar die kinetischen Daten recht gut bekannt und veröffentlicht [488] oder in Datenbanken hinterlegt [489], die Mechanismen jedoch unbekannt oder so komplex, dass sie bei vereinfachten Berechnungsmodellen nicht anwendbar sind.

Die beiden grundsätzlichen Möglichkeiten der kinetischen Beschreibung chemischer Reaktionen schließen sich hier gewissermaßen gegenseitig aus: entweder sind die Globalreaktionsmechanismen bekannt, aber die kinetischen Parameter nicht übertragbar, oder die kinetischen Parameter der Elementarreaktionen sind übertragbar, aber die Reaktionsmechanismen unbekannt.

Um den chemischen Umsatz mit Globalreaktionen ausreichend genau zu beschreiben, müssen deshalb die benötigten Parameter experimentell bestimmt werden.

Insgesamt kann man konstatieren, dass die Abluftzusammensetzung, die Eigenschaften der Wärmedämmung sowie die Parameter der chemischen Reaktionen die größten Unsicherheiten aufweisen. Die übrigen benötigten Daten sind weitgehend bekannt.

6 Implementierung

Das zuvor beschriebene thermochemische Modell wurde in der Programmiersprache C++ [490–492] mit Hilfe der Entwicklungsumgebung Borland C++ Builder® implementiert. Dabei wurde der Ansatz der objektorientierten Modellierung [493] verwendet und mit Hilfe objektorientierter Programmier Techniken (z. B. Schnittstellen, Vererbung, Aggregation, Klassen- und Funktionsschablonen) umgesetzt [493, 494]. Um die Übertragbarkeit auf andere Compiler oder Entwicklungsumgebungen zu erleichtern, wurde außerdem die grafische Benutzeroberfläche so weit wie möglich von der Implementierung der eigentlichen Funktionalität getrennt und auf compilerspezifische Spracherweiterungen verzichtet [495].

Einen Eindruck der entwickelten Anwendung vermittelt Abbildung 60, welche die grafischen Benutzeroberflächen zeigt.

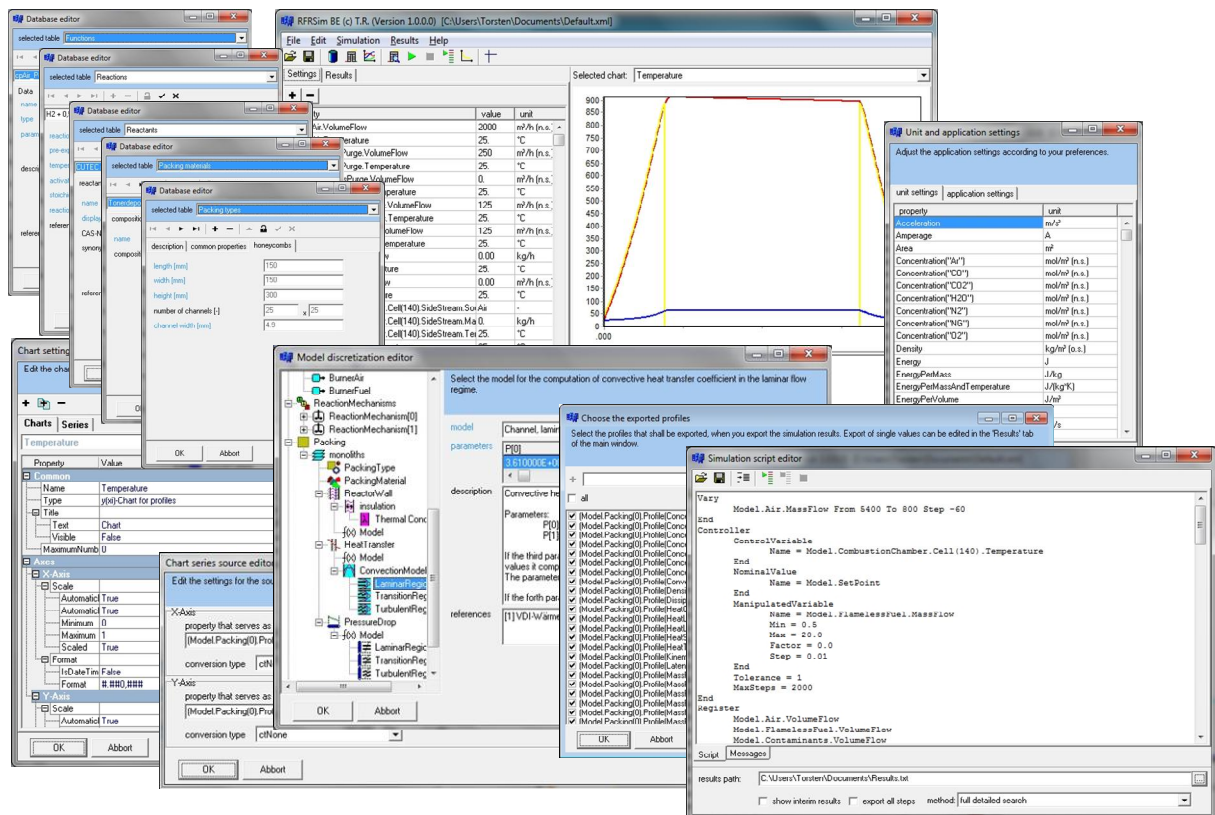


Abbildung 60: Benutzeroberfläche des entwickelten Simulationsprogramms

Das Programm ist so gestaltet, dass die Diskretisierung des Modells (Geometrie, Zellenzahl usw.) und alle Submodelle (Methoden zur Berechnung von Stoffeigenschaften, Wärmeübergangs- und Druckverlustkoeffizienten u. Ä.) innerhalb der Anwendung ausgewählt und angepasst werden können.

Diese Grundfunktionalität wird durch weitgehend beliebig konfigurierbare Diagramme, einfache Datenbanken für Reaktanten, Reaktionen, Füllkörper und Füllkörpermaterialien, sowie skriptbasierte Parametervariation ergänzt.

Der Vorteil einer vollständigen Eigenentwicklung der Simulationsanwendung in einer reinen Programmiersprache besteht darin, dass keine Einschränkungen hinsichtlich der Funktionalität, Struktur und Modell Aspekte bestehen. Somit sind keinerlei Abhängigkeiten zu anderen freien oder proprietären Simulationswerkzeugen, -modulen oder -bibliotheken

vorhanden und die Anwendung ist ohne Installation von anderen Programmpaketen auf jedem Windows[®]-Rechner lauffähig. Darüber hinaus kann die Oberfläche so gestaltet werden, dass nur die verfahrenstechnischen Parameter nach außen hin sichtbar sind, Modellierungs- und Implementierungsdetails jedoch hinter der Oberfläche verborgen bleiben. Dadurch können Berechnungen nach Einarbeitung in die Benutzerschnittstelle ohne die sonst benötigten Spezialkenntnisse durchgeführt werden.

Der Hauptnachteil ist darin zu sehen, dass durch die Programmiersprache und Entwicklungsumgebung nur elementare Datentypen und Grundfunktionen bereitgestellt werden (Listen, Felder, mathematische Operationen, Dateiverarbeitung, funktionslose Komponenten zur Oberflächengestaltung, u. Ä.). Neben den eigentlichen Berechnungsgleichungen muss daher die gesamte Funktionalität der Anwendung (Ein-/Ausgabe, Speichern/Laden usw.) programmiert werden. Auch macht, verglichen mit der eigentlichen Berechnung, der Quelltext zur Implementierung der benötigten Klassenhierarchie, zur Erzeugung, Kopplung, Kommunikation und Freigabe der Objekte den größeren Teil aus.

7 Simulations- und Versuchsergebnisse

In diesem Kapitel wird zunächst anhand des Referenzfalls ein Überblick über einige der verfügbaren Modellergebnisse gegeben. Danach werden die Einflüsse der wichtigsten Modellparameter und Randbedingungen untersucht und anschließend im Vergleich mit Messwerten die freien Parameter und passenden Submodelle festgelegt. In den weiteren Absätzen werden Versuchsergebnisse und Berechnungsergebnisse einander gegenübergestellt.

7.1 Detailergebnisse des Referenzfalls

Am Beispiel der Referenzeinstellung wird im Folgenden gezeigt, welche Resultate sich mit Hilfe des Modells gewinnen lassen. Da aus Platzgründen nicht auf alle Zusammenhänge eingegangen werden kann, wird eine charakteristische Auswahl dargestellt.

Abbildung 61 zeigt die Verläufe der berechneten Temperaturen innerhalb des Reaktors und an der Oberfläche der Außenwand. Aufgetragen sind die Temperaturen entlang des normierten Strömungsweges. Zum besseren Verständnis sind die Bereiche der Regeneratoren und des Brennraums, zu dem in der gesamten Arbeit immer auch die Freiborde oberhalb der Regeneratoren gerechnet werden, eingetragen.

Ausgehend von der Ablufteintrittstemperatur steigt die Temperatur bis zum Brennraum hin an, wobei ein geringfügig links gekrümmter Verlauf zu bemerken ist. Da es sich bei der Referenzeinstellung um reinen Flammenlosbetrieb handelt, bei dem das Verhältnis der Massenströme auf der warmen und kalten Seite gleich Eins ist, wäre theoretisch (adiabat, konstante Stoffeigenschaften) ein linearer Verlauf zu erwarten. Die Krümmung wird durch Wärmeverluste und temperaturabhängige Stoffeigenschaften verursacht. Insbesondere die mit höherer Temperatur zunehmende spezifische Wärmekapazität der Luft führt dazu, dass sich die Wärmekapazitätsströme auf der warmen und kalten Seite unterscheiden und die relative Wärmekapazitätsstromabweichung nicht Null beträgt.

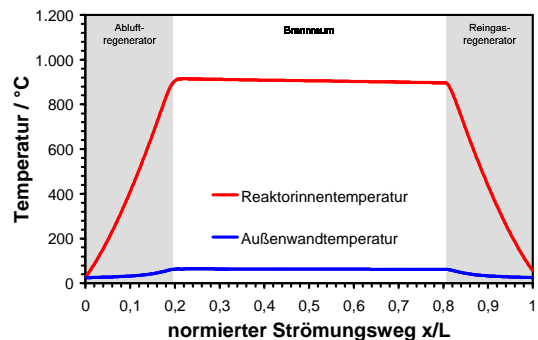


Abbildung 61: Reaktorinnentemperatur und Außenwandtemperatur im Referenzfall

Die Austrittstemperatur am Abluftregenerator beträgt 889°C. Im Brennraum nimmt die Temperatur, bedingt durch den chemischen Umsatz, weiter zu. Die Maximaltemperatur von 914°C wird im vorderen Bereich des Brennraums erreicht. Danach nimmt die Temperatur bis zum Eintritt in den Reingasregenerator geringfügig bis auf 896°C ab. Beim Ausströmen aus der Anlage wird das Reingas bis auf 54,7°C abgekühlt. Die adiabate Temperaturdifferenz beträgt 53,9 K, sodass das Reingas ohne Wärmeverluste mit ca. 79°C austreten würde. Die um 24,2 K geringere Reingasaustrittstemperatur wird durch die Transmissionswärmeverluste verursacht. Die maximale Außenwandtemperatur beträgt etwa 64°C und liegt somit sehr gut im Bereich der üblichen Auslegungstemperaturen. Die Wärmedämmung der Anlagen wird

meist so dimensioniert, dass die Oberflächentemperatur unterhalb von 60°C liegt, sodass kein Berührungsschutz erforderlich ist.

Die Konzentrationsverläufe der an der Reaktion beteiligten Gaskomponenten zeigt Abbildung 62. Im Abluftregenerator findet durch die Temperaturerhöhung und die damit verbundene Expansion des Gases eine Verdünnung statt, im Reingasregenerator eine Verdichtung. Auch der durch die Druckverluste abnehmende statische Druck führt zu Veränderungen der Konzentration im Betriebszustand (a).

Um diese Einflüsse herauszurechnen und die Konzentrationsänderungen infolge chemischer Reaktionen stärker herauszustellen, sind in Diagramm (b), wie auch im Folgenden, die Konzentrationen bezogen auf den Normzustand dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass der überwiegende Teil des Brennstoffs in diesem Beispiel innerhalb des Brennraums oxidiert wird. Aber auch im Abluftregenerator ist eine geringfügige Abnahme der Erdgas-Konzentration zu bemerken. Durch die Verbrennung des Erdgases werden Kohlendioxid und Wasser gebildet. Sauerstoff (aufgetragen auf der rechten Achse) nimmt im Gegenzug ab, allerdings nur in geringem Maße.

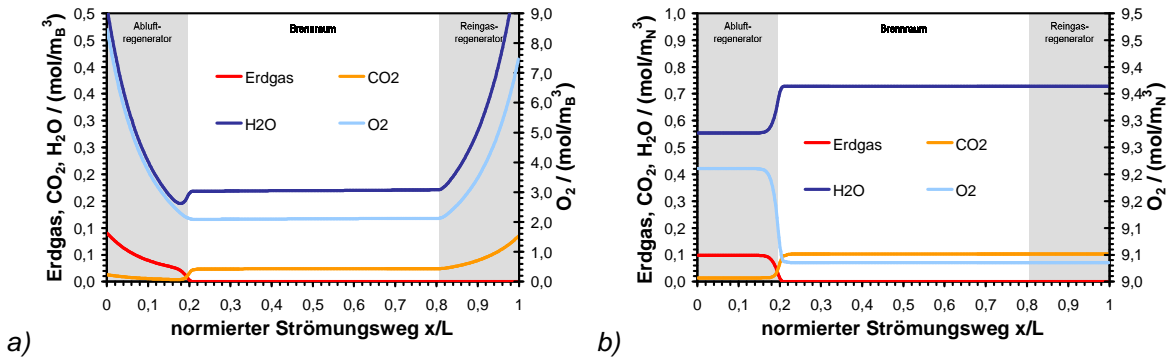


Abbildung 62: Konzentrationsverläufe im Referenzfall: (a) im Betriebszustand; (b) im Normzustand

Da der Wärmeübergangskoeffizient mit der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit der Luft berechnet wird, wird er mit zunehmender Temperatur größer (Abbildung 63), obwohl die

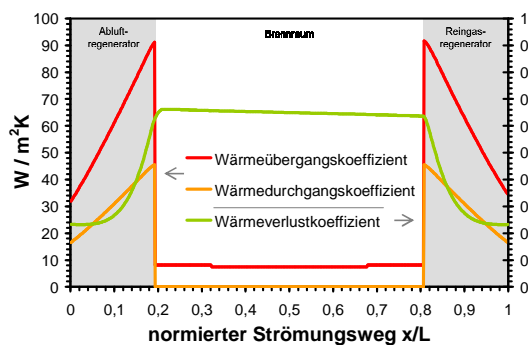


Abbildung 63: Wärmeübergangs- und -durchgangskoeffizienten im Referenzfall

wird bei höheren Temperaturen ebenfalls größer, weil die Wärmeleitfähigkeit des Dämmmaterials abnimmt. Er nimmt hier Werte im Bereich zwischen 0,2 W/m²K und 0,6 W/m²K an.

Nußelt-Zahl im Regenerator aufgrund der laminaren Strömung nahezu konstant ist. Im Mittel beträgt der Wärmeübergangskoeffizient etwa 60 W/m²K. Die Wärmeübergangskoeffizienten im Abluft- und Reingasregenerator sind etwa gleich und der Wärmedurchgangskoeffizient der Speichermasse ist bei geringen äquivalenten Plattendicken vernachlässigbar. Infolgedessen ist der Wärmedurchgangskoeffizient der Speichermasse ungefähr halb so groß wie der Wärmeübergangskoeffizient. Der Wärmedurchgangskoeffizient der Reaktorwand (im Bild als Wärmeverlustkoeffizient bezeichnet)

Weil im Brennraum und den Freiborden in diesem Beispiel die höchsten Temperaturen erreicht werden und dort der Wärmeverlustrkoeffizient am größten ist, sind auch die flächenspezifischen Wärmeverluste in diesen Bereichen größer als in den Regeneratoren. In Abbildung 64 sind die lokalen Werte der einzelnen bestimmenden Wärmeströme gezeigt. Es handelt sich dabei um die innerhalb der jeweiligen Zelle berechneten Werte. Bedingt durch unterschiedliche Zellgrößen in den einzelnen Abschnitten treten daher Sprünge in den Verläufen auf.

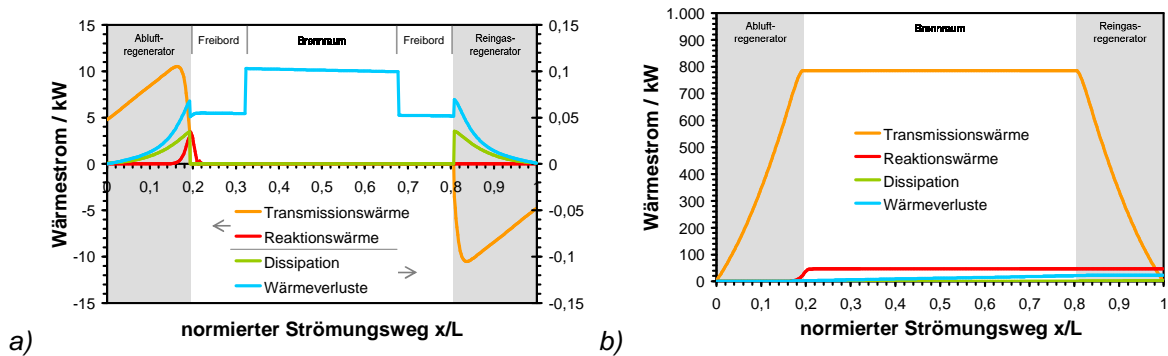


Abbildung 64: Wärmeströme im Referenzfall: (a) lokal; (b) summiert

Da der Wärmedurchgangskoeffizient zum Brennraum hin zunimmt, die Temperaturdifferenz zwischen der Reingas- und Abluftseite innerhalb der Regeneratoren wegen der geringen Wärmeverluste aber ungefähr gleich bleibt, nimmt auch der übertragene Wärmestrom zum Brennraum hin zu. Innerhalb des Brennraums findet keine Übertragung von Transmissionswärme statt, denn dort ist keine Übertragerfläche vorhanden. Der Transmissionswärmestrom, der an einer bestimmten Stelle des Abluftregenerators der Abluft zugeführt wird, wird an der gegenüberliegenden Position der Reingasseite abgeführt. Der Verlauf ist deshalb punktsymmetrisch zur Stelle (0,5; 0). Am Verlauf der freigesetzten Reaktionswärme ist wieder zu sehen, dass der Umsatz hier hauptsächlich am Brenneintritt erfolgt. Weiter ist zu bemerken, dass der Maximalwert der lokalen Reaktionswärme etwa zehnmal kleiner ist als der maximale lokale Transmissionswärmestrom. Wärmeverluste und dissipierte Strömungsarbeit sind demgegenüber (linke Ordinate) ungefähr um den Faktor 100 geringer (rechte Ordinate). In Diagramm (b) sind die Werte der lokalen Wärmeströme in Strömungsrichtung aufsummiert dargestellt. So wird deutlich, dass insgesamt fast 800 kW (785,4 kW) an Transmissionswärme übertragen werden. Da diese innerhalb des Systems im Kreislauf geführt wird, muss die Summe am Austritt Null ergeben. Der Wert der summierten Reaktionswärme hängt davon ab, welcher Anteil der zugeführten Verbrennungswärme tatsächlich freigesetzt wird. Hier ist der Umsatz vollständig und der Verbrennungswärmestrom beträgt 47,1 kW. Demgegenüber trägt die dissipierte Strömungsarbeit mit 2,4 kW hier nur wenig zur Bilanz bei. Die Transmissionswärmeverluste betragen 23,8 kW. Berechnet man mit diesen Werten aus der Energiebilanz die Reingasverluste ergibt sich ein Wert von 25,7 kW.

Weitere verfahrenstechnisch wichtige Größen, die sich aus den Berechnungen ergeben sind der Anlagendruckverlust und die Verweilzeit (Abbildung 65). In Diagramm (a) ist gut zu erkennen, dass der wesentliche Teil des Druckverlustes in den Regeneratoren entsteht. Die lokalen Druckverluste summieren sich bis zum Ende des Reingasregenerators auf 11,5 mbar

und liegen somit in einer vernünftigen Größenordnung. Eine genauere Validierung im Vergleich mit Messwerten wird im Anschluss durchgeführt.

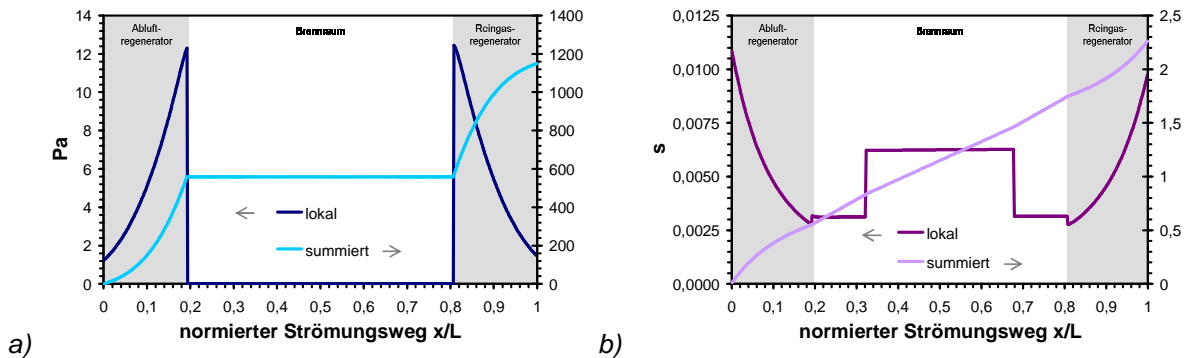


Abbildung 65: Druckverlust und Verweilzeit im Referenzfall

Abbildung 65 (b) zeigt die lokale und summierte Verweilzeit. Aufgrund der unterschiedlichen Zellgrößen ist die lokale Verweilzeit nur schwer zu interpretieren. Es ist zumindest ersichtlich, dass die Verweilzeit in den heißen Teilen der Regeneratoren geringer ist als in den kälteren Zonen am Anlagenein- und -austritt. Die Gesamtverweilzeit im Brennraum ist hier etwa genauso groß wie die Verweilzeit in beiden Regeneratoren. Gegenüber industriellen Anlagen ist die Verweilzeit im Brennraum mit ca. 1,25 Sekunden jedoch recht lang. Dies kommt durch die recht großen Volumina der Freiborde zustande, die in dieser Form in der Praxis meist nicht vorhanden sind, im Technikum aber eine gewisse Flexibilität hinsichtlich der Bestückung der Regeneratoren ermöglichen. In der Praxis wird die Größe des Brennraumes in der Regel auf eine Verweilzeit von ungefähr 0,5 Sekunden ausgelegt. Längere Verweildauern dürften höchstens bei Anlagen auftreten, bei denen die ursprüngliche Bestückung mit Füllkörpern durch Wabenkörper ersetzt wurde, weil diese durch die sehr viel größere spezifische Oberfläche weniger Bauvolumen benötigen.

7.2 Parametervariation

Auch bei den nachfolgend gezeigten Simulationsergebnissen wurde der Referenzfall als Basiseinstellung verwendet. Davon ausgehend wurden verschiedene Parameter variiert, die in den Diagrammen jeweils angegeben sind.

7.2.1 Einfluss der Abluftkonzentration

Die mit der Abluft zugeführte Reaktionswärme bestimmt bei RNV-Anlagen bei festgelegter Solltemperatur den Bedarf an Zusatzbrennstoff. Die Reaktionswärme hängt ab von der Abluftzusammensetzung sowie den Konzentrationen und Heizwerten der Abluftinhaltsstoffe. Hier wird exemplarisch nur die Abluftbeladung variiert. Größere Heizwerte zeigen die gleichen Tendenzen wie höhere Konzentrationen.

7.2.1.1 Adiabats ohne Dissipation

Wird das System als wärmedicht und reibungsfrei betrachtet, so ergibt sich bei konstanter Wärmekapazität der Luft, gleichen Wärmekapazitätsströmen auf der Abluft- und Reingasseite, konstantem Wärmedurchgangskoeffizienten und vollständigem Umsatz die Maximaltemperatur aus

$$T_{\max} = T_{AL,e}^* + (St^* + 1) \cdot \Delta T_{ad} = T_{AL,e}^* + \left(\frac{k_T \cdot A_T}{\dot{W}^*} + 1 \right) \cdot \frac{\bar{c}_N \cdot \vec{H}_{inf}}{\rho_N^* \cdot c_p}. \quad (\text{Gl. 232})$$

Sind alle Größen bis auf die Konzentration festgelegt, so hängt die Maximaltemperatur linear von der Konzentration ab.

In Abbildung 66 (a) sind die berechneten Temperaturprofile für verschiedene Konzentrationen dargestellt. Zwar nimmt die Flankensteigung der Temperaturverläufe zu, die theoretische Austrittstemperatur am Brenneintritt nach o. g. Gleichung wird jedoch nicht erreicht. Dies liegt daran, dass mit Abschluss des chemischen Umsatzes (b) das treibende Potential für die Wärmeübertragung wegfällt, sodass die Temperatur nicht weiter zunimmt.

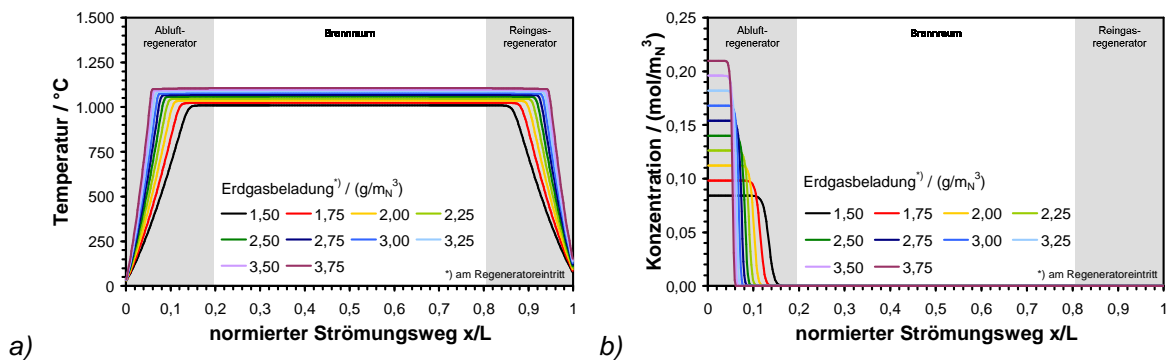


Abbildung 66: Einfluss der Abluftkonzentration (adiabat ohne Dissipation): (a) Temperaturprofile; (b) Konzentrationsverläufe

Zur weiteren Erläuterung sind in Abbildung 67 die Verhältnisse schematisch veranschaulicht. In Teilbild (a) wird angenommen, dass am Austritt des Abluftregenerators gerade die Zündtemperatur des Reaktors erreicht wird. Diese wird vor allem durch die chemische Reaktionskinetik, aber auch den Temperaturverlauf bestimmt. Vereinfacht wird angenommen, dass der Umsatz schlagartig erfolgt, sobald die Zündtemperatur erreicht ist. In der Realität bildet sich selbstverständlich eine mehr oder weniger ausgeprägte Reaktionszone. Allerdings ist diese, wenn die Zündung innerhalb der Regeneratoren stattfindet, gegenüber dem Anteil in dem reine Wärmeübertragung vorliegt recht schmal. Die Breite der Reaktionszone hat daher kaum Auswirkungen auf die Maximaltemperatur. Findet die Reaktion erst im Brennraum statt, wird bei vollständigem Umsatz die Wärmeübertragung ohnehin nicht beeinflusst. Verdoppelt man nun die Konzentration bzw. die adiabate Temperaturerhöhung, so verdoppelt sich gemäß

$$\frac{dT}{dA} = \frac{T_{AL,a}^* - T_{AL,e}^*}{A_T} = \frac{k_T}{\dot{W}^*} \cdot \frac{H_{inf}}{\rho_N^* \cdot c_p} \cdot c_N. \quad (\text{Gl. 233})$$

auch die Steigung des Temperaturverlaufs. Der Temperaturverlauf wiederum hat kaum einen Einfluss auf die Höhe der Zündtemperatur. Folglich wird die Zündtemperatur bereits nach der Hälfte des Regenerators erreicht. Da punktueller Ausbrand angenommen wurde und keine Wärmeverluste auftreten, bleibt die Temperatur auf dem weiteren Strömungsweg so lange konstant, bis das Reingas die gegenüberliegende Stelle des Rekuperators (bzw. Regenerators) erreicht. Danach nimmt die Temperatur durch die Wärmeübertragung linear bis zum Austritt ab.

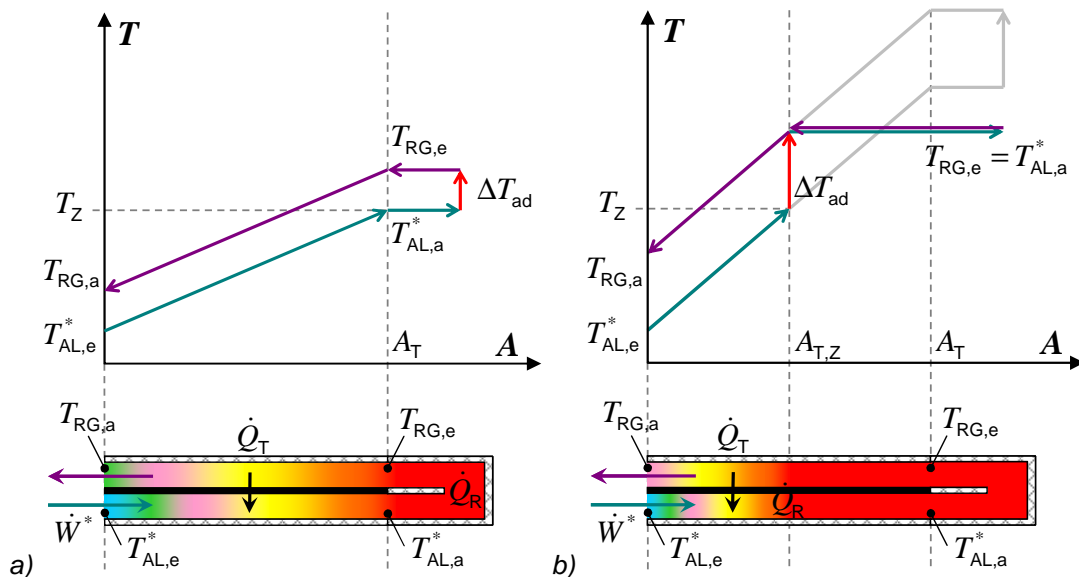


Abbildung 67: Erläuterung der Temperaturprofile: (a) geringe Konzentration; (b) hohe Konzentration

Liegt der Zündpunkt innerhalb des Wärmeübertragers, so kann die genutzte Wärmeübertragerfläche bei bekannter Zündtemperatur aus

$$A_{T,Z} = (T_Z - T_{AL,e}^*) \cdot \frac{\dot{W}^*}{k_T \cdot \Delta T_{ad}} \quad (\text{Gl. 234})$$

bestimmt werden.

Diese vereinfachte Darstellung ist allgemein bekannt (siehe z. B. *Eigenberger + Nieken* [246]) und in zahlreichen Arbeiten wurden ähnliche Temperaturprofile gefunden (u. a. *Nieken, Züfle, Fissore + Baressi* [192, 209, 222, 248]).

7.2.1.2 Adiabat mit Dissipation

Ein etwas anderes Verhalten ergibt sich, wenn man zwar Wärmeverluste ausschließt aber eine reibungsbehaftete Strömung annimmt (Abbildung 68). Da die dissipierte Strömungsarbeit gegenüber der Reaktionswärme recht gering ist, bleiben die Reaktionszonen nahezu unverändert. Im Anschluss daran bleibt nun aber die Temperatur nicht konstant, sondern nimmt bis zum Ende des Brennraums hin weiter zu. Da im Brennraum der Druckverlust sehr

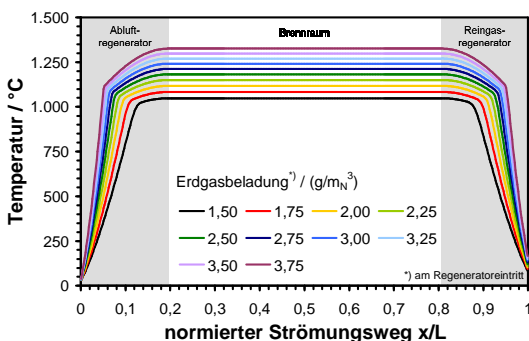


Abbildung 68: Einfluss der Abluftkonzentration (adiabat mit Dissipation)

gering ist, ist die Temperaturerhöhung dort nicht zu erkennen. Infolge der Wärmeübertragung nimmt die Temperatur auf der Reingasseite wieder ab, wobei der Druckverlust allerdings weiterhin in jeder Zelle einen geringen positiven Beitrag liefert. Die dissipierte Arbeit summiert sich entlang des Strömungsweges. Daher ist die dadurch verursachte Temperaturerhöhung zwischen Reingasseite und Abluftseite umso größer, je weiter außen sich zwei gegenüberliegende Punkte befinden. Da eine größere Temperaturdifferenz im Wärmeübertrager zu einem steileren Tempe-

raturanstieg führt, verläuft die Temperaturzunahme nach Abschluss der chemischen Reaktionen in Richtung des Brennräume degressiv.

7.2.1.3 Diatherm ohne Dissipation

Ein weiterer Sonderfall ist die reibungsfreie Strömung mit Wärmeverlusten. Hierbei ergeben sich Temperaturverläufe, die mit der eben erwähnten Modellvorstellung nicht ohne Weiteres zu verstehen sind (Abbildung 69). Mit höherer Abluftbeladung zeigen sich hier zwar ebenfalls höhere Maximaltemperaturen und steilere Temperaturgradienten, das breite Temperaturplateau in dem die Maximaltemperatur erhalten bleibt (reibungsfrei) oder sogar zunimmt (reibungsbefahet) bleibt jedoch aus. Stattdessen bildet sich ein lokales Temperaturminimum im Brennraum aus.

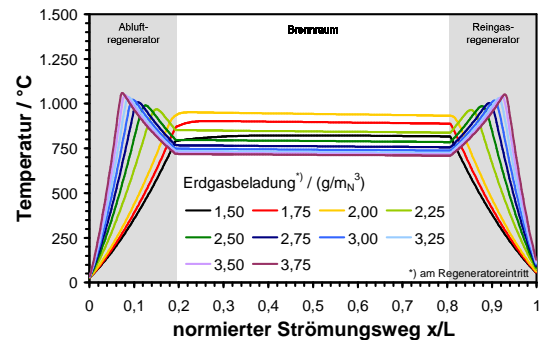


Abbildung 69: Einfluss der Abluftkonzentration (diatherm ohne Dissipation)

Dies wurde bereits in zahlreichen Arbeiten in ähnlicher Weise gefunden [174, 190, 198–200, 226, 251], u. a. von *Nieken* [192] und *Züfle* [209] experimentell festgestellt und richtig als Einfluss der Transmissionswärmeverluste gedeutet. Diese allein können das Verhalten allerdings nicht erklären, da der Temperaturunterschied zwischen den beiden Temperaturmaxima in den Regeneratoren und dem lokalen Minimum im Brennraum größer ist, als er gemäß $\Delta T_L = \dot{Q}_L / \dot{W}^*$ sein dürfte.

Allerdings wird die Profilform verständlich, wenn man neben den Wärmeverlusten das Wärmeübertragerverhalten mit in die Betrachtung einbezieht. Zur Erläuterung sind in Abbildung 70 die Verhältnisse wieder schematisch dargestellt.

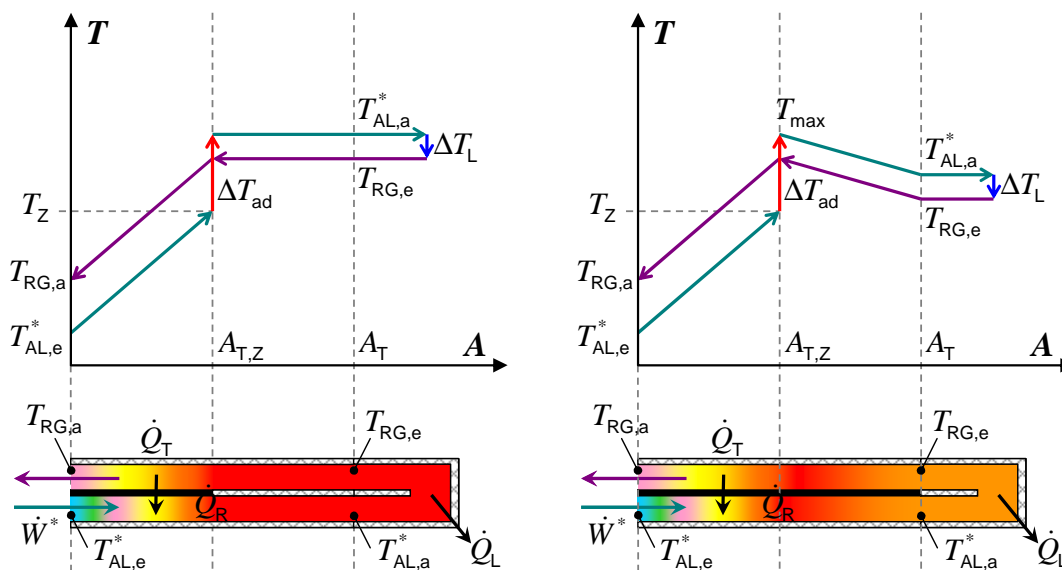


Abbildung 70: Erläuterung der Rückwärmeübertragung bei diathermen Verhältnissen und hohen Konzentrationen

Nimmt man vereinfacht an, dass sämtliche Transmissionswärmeverluste auf den Brennraum konzentriert sind, so wird dadurch zwischen Brenneintritt und -austritt die Temperatur-

differenz $\Delta T_L = \dot{Q}_L / \dot{W}^*$ verursacht. Das Reingas hat also am Eintritt in den Wärmeübertrager eine niedrigere Temperatur als auf der gegenüberliegenden Seite. Dies führt dazu, dass sich im zweiten Teil des Wärmeübertragers die Richtung des Wärmestroms umkehrt. Hierdurch nehmen die Ein- und Austrittstemperaturen am Brennraum ab. Die geringe Temperaturdifferenz ΔT_L führt durch den Wärmeübertrager also zu einer sehr viel größeren Temperaturabnahme. Unter den im adiabaten Fall ohne Dissipation genannten Annahmen erhält man

$$T_{\max} - T_{AL,a}^* = \frac{k_T \cdot (A_T - A_{T,z})}{\dot{W}^*} \cdot \Delta T_L \quad (\text{Gl. 235})$$

Eine genauere Abschätzung wird in Abschnitt 8.3 gegeben.

Dieser Erklärungsansatz wurde von *Carlowitz + Neese* [496] mitgeteilt und später vom Verfasser anhand von Berechnungen überprüft.

7.2.1.4 Diatherm mit Dissipation

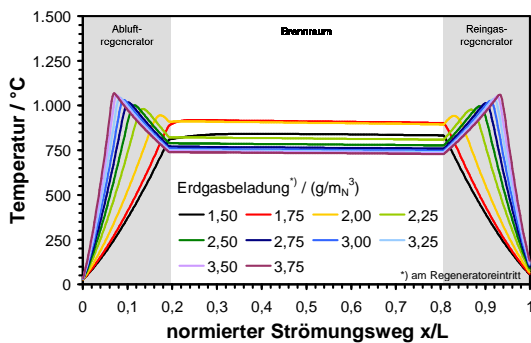


Abbildung 71: Einfluss der Abluftkonzentration (diatherm mit Dissipation)

Der Vollständigkeit halber seien noch die Ergebnisse gezeigt, die sich mit Wärmeverlusten und Dissipation ergeben (Abbildung 71). Die zusätzlichen Reibungsverluste führen dazu, dass sich Temperaturmaxima in den Regeneratoren bereits bei geringeren Konzentrationen ausbilden. Dies lässt sich anhand des Temperaturverlaufes bei einer Beladung von $2,0 \text{ g/m}_N^3$ im Vergleich mit Abbildung 69 leicht feststellen.

Abbildung 72 zeigt die lokalen Erdgas-Konzentrationen in Abhängigkeit des normierten Strömungsweges (a) und in Abhängigkeit der örtlichen Temperatur (b). Es ist zu sehen, dass bei höheren Beladungen die Reaktionszone kürzer wird. Bei Oxidation im Brennraum wird ein deutlich längerer Strömungsweg benötigt bis die Reaktion abgeschlossen ist. Da im Brennraum der freie Querschnitt größer ist als im Regenerator, ist dies gleichbedeutend mit einer längeren Verweilzeit. Dies liegt jedoch ausschließlich daran, dass in diesen Fällen die Maximaltemperatur geringer ist.

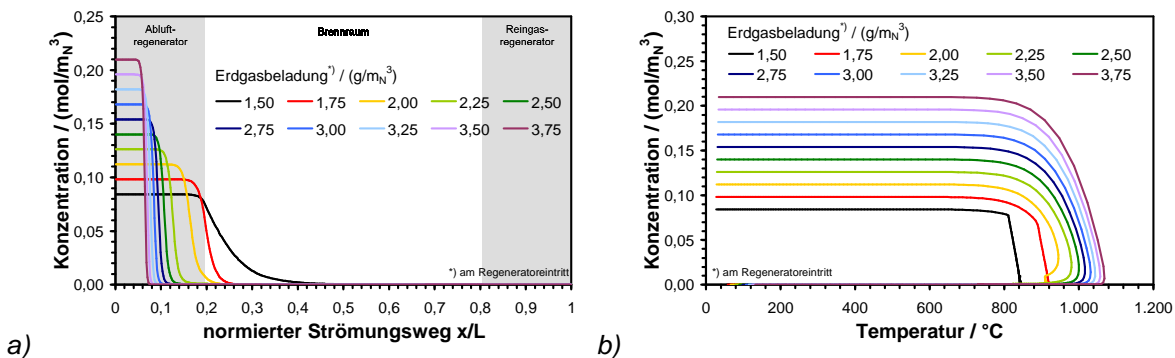


Abbildung 72: Einfluss der Abluftkonzentration (diatherm mit Dissipation) auf die Konzentrationsverläufe: (a) in Abhängigkeit des Ortes; (b) in Abhängigkeit der lokalen Temperatur

Betrachtet man die Konzentrationen in Abhängigkeit der Temperaturen, so scheinen diese innerhalb des Brennraums linear abzunehmen. In Fällen in denen der Umsatz bereits im Regenerator stattfindet, sind die Verläufe hingegen stärker gekrümmt. Dieses Verhalten wird kurz anhand des reibungsfreien, adiabaten Falls diskutiert.

Aus den stationären Stoff- und Energiebilanzen für einen idealen Rührkessel mit infinitesimalem Volumen

$$\dot{n}_e - \dot{n}_a - r(c_a, T) \cdot dV = 0 \quad (\text{Gl. 236})$$

$$\dot{W}^* dT = r(c_a, T) \cdot dV \cdot (-\Delta H_R) \quad (\text{Gl. 237})$$

erhält man bei einer einzelnen äquimolaren Reaktion mit Arrhenius-Kinetik erster Ordnung für die Temperaturänderung infolge des chemischen Umsatzes die Beziehung

$$dT = \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{dV}{\dot{V}} \cdot k_R \cdot e^{-\frac{E_R}{RT}}} \right) \cdot \frac{c_N \cdot H_{\text{inf}}}{\rho_N^* \cdot c_p} = U_{\text{lokal}} \cdot \Delta T_{\text{ad,lokal}} \quad (\text{Gl. 238})$$

Da sich die Temperatur im Brennraum nur wenig ändert, ist der Umsatz etwa konstant und demzufolge die Temperaturänderung nicht konstant sondern näherungsweise proportional zur Konzentration. Aufgrund der geringen Wärmetönung, welche durch die Wärmeverluste zudem noch kompensiert wird, sind die Abweichungen vom linearen Verlauf jedoch nicht zu erkennen.

Im Regenerator wird die Konzentrationsabhängigkeit durch die Wärmeübertragung verstärkt. Nimmt man an, dass die treibende Temperaturdifferenz der Wärmeübertragung an jeder Stelle des Abluftregenerators gerade der verbleibenden adiabaten Temperaturerhöhung entspricht, was Vollumsatz bis zum gegenüberliegenden Punkt im Reingasregenerator voraussetzt, kann die Temperaturänderung im betrachteten Fall näherungsweise durch

$$dT = \left(U_{\text{lokal}} + \frac{k_T dA_T}{\dot{W}^*} \right) \cdot \Delta T_{\text{ad,lokal}} \quad (\text{Gl. 239})$$

beschrieben werden. Daher ist die Temperaturänderung im Regenerator sehr viel größer als im Brennraum und die nicht-lineare Temperaturabhängigkeit kommt stärker zum Ausdruck.

7.2.1.5 Vergleich

Zum Abschluss dieses Kapitels werden die Ergebnisse der verschiedenen Sonderfälle miteinander verglichen. In Abbildung 73 sind Temperaturprofile für die betrachteten Fälle einander gegenübergestellt. Bei den Verläufen mit durchgezogenen Linien wurde eine Abluftbeladung von $1,5 \text{ g/m}_N^3$ vorausgesetzt, bei den strichlinierten Profilen die doppelte Beladung ($3,0 \text{ g/m}_N^3$).

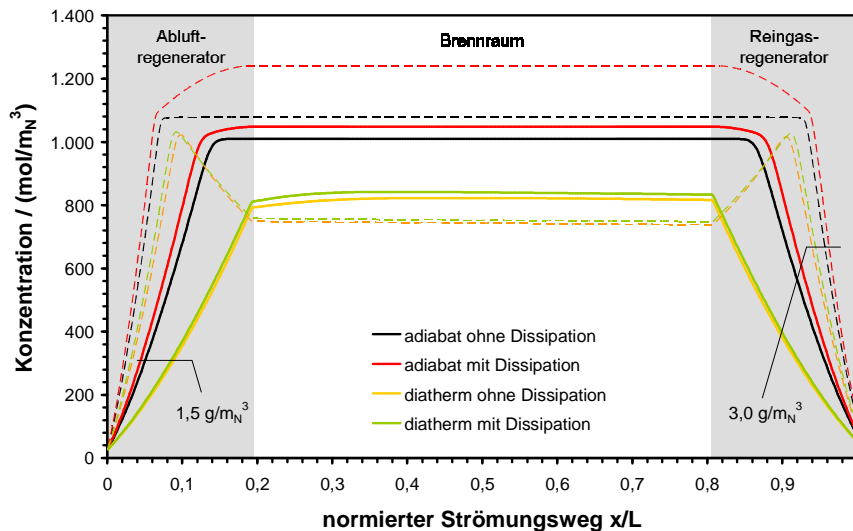


Abbildung 73: Vergleich der Temperaturprofile ohne und mit Wärmeverlusten bzw. Dissipation

Im direkten Vergleich wird deutlich, dass Reibungsverluste zu höheren Maximaltemperaturen und geringfügig steileren Temperaturverläufen führen, während Wärmeverluste das Gegenteil bewirken.

In Abbildung 74 (a) sind die Maximal- und Brennraumtemperaturen in Abhängigkeit der Abluftbeladung dargestellt. Die Maximaltemperaturen zeigen vom grundsätzlichen Verlauf in allen Fällen ähnliche Tendenzen. Ab der Mindestkonzentration, die zum Erreichen der Zündtemperatur erforderlich ist, steigt die Maximaltemperatur zunächst schnell an. Dies ist der Bereich in dem der Brennstoff überwiegend im Brennraum oxidiert. Bei weiterer Erhöhung der Beladung nehmen die Maximaltemperaturen zwar weiterhin zu, aber mit abnehmender Steigung. Während im adiabaten Fall die Reibungsverluste zu einer deutlichen Steigerung der Maximaltemperatur führen, beeinflussen sie im diathermen Fall die Maximaltemperatur nur wenig. Dies liegt zum einem daran, dass aufgrund der insgesamt niedrigeren Temperaturen die Druckverluste geringer sind, zum anderen wird die dissipierte Strömungsarbeit zum großen Teil über Transmissionswärmeverluste abgeführt. Ohne Wärmeverluste stimmen die Brennraumtemperaturen mit den Maximaltemperaturen überein. Treten Wärmeverluste auf, gibt es jedoch eine Grenzkonzentration, ab der die Brennraumtemperatur gegenüber der Maximaltemperatur abnimmt.

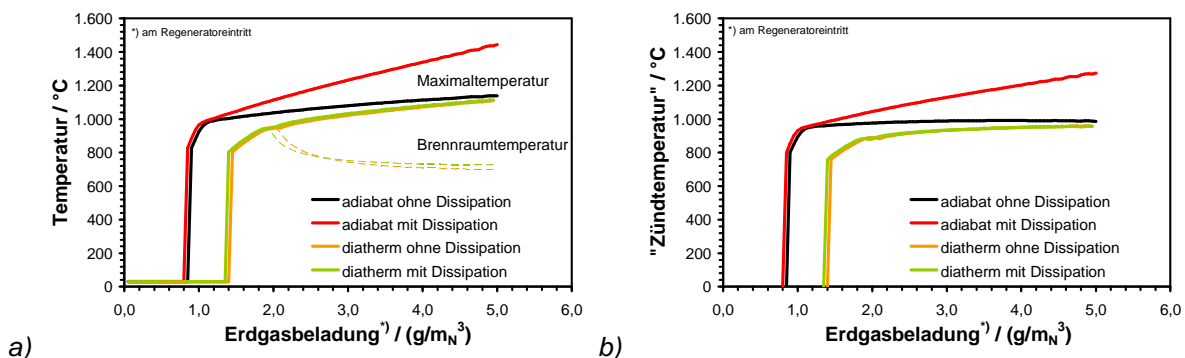


Abbildung 74: Auswirkung der Abluftkonzentration auf die charakteristischen Temperaturen: (a) Maximal- und Brennraumtemperaturen; (b) Zündtemperatur

Diagramm (b) zeigt die Verläufe einer als Zündtemperatur angenommenen Rechengröße die aus $T_Z = T_{\max} - \Delta T_{\text{ad}}$ bestimmt wurde. Im adiabaten Fall ohne Dissipation bleibt dieser Wert nahezu konstant, solange der Umsatz im Regenerator erfolgt. Dies bestätigt die zuvor gemachte Aussage, dass die Konzentration und der Temperaturverlauf bis zum Erreichen der tatsächlichen Zündtemperatur des Reaktors kaum einen Einfluss auf deren Höhe haben. Wärmeverluste und Strömungsarbeit sind in der Rechengröße nicht berücksichtigt, weil die dadurch bewirkte Temperaturdifferenz durch den Wärmeübertrager verstärkt wird, aber nicht ohne Weiteres beurteilt werden kann in welcher Weise. Daher weichen die Verläufe der anderen Fälle deutlich vom adiabaten, reibungsfreien Verlauf ab. Dies verdeutlicht andererseits, dass Wärmeverluste und Reibungsarbeit einen merklichen Einfluss auf die Maximaltemperatur haben, der bei der vereinfachten Betrachtung gemäß Abbildung 67 nicht berücksichtigt wird.

Nachdem der Einfluss von Wärmeverlusten und Reibungsarbeit nun ausführlich diskutiert wurde, werden im Weiteren nur noch der idealisierte Fall (adiabat und reibungsfrei) sowie der reale Fall (diatherm mit Dissipation) betrachtet.

7.2.2 Einfluss des Abluftstroms

Für die folgenden Abbildungen wurde bei konstanter Erdgasbeladung am Regeneratoreintritt der Abluftstrom variiert. Während im adiabaten reibungsfreien Fall (Abbildung 75 (a)) die Steigung an den Flanken der Temperaturprofile mit zunehmendem Abluftstrom geringer wird, nimmt sie im diathermen Fall mit Dissipation (b) geringfügig zu. Da die zugeführte Reaktionswärme in beiden Fällen die gleiche ist und sich das Wärmeübertragerverhalten kaum verändert ($Nu \approx const.$), kann die zunehmende Steigung nur durch die größere Reibungsarbeit erklärt werden.

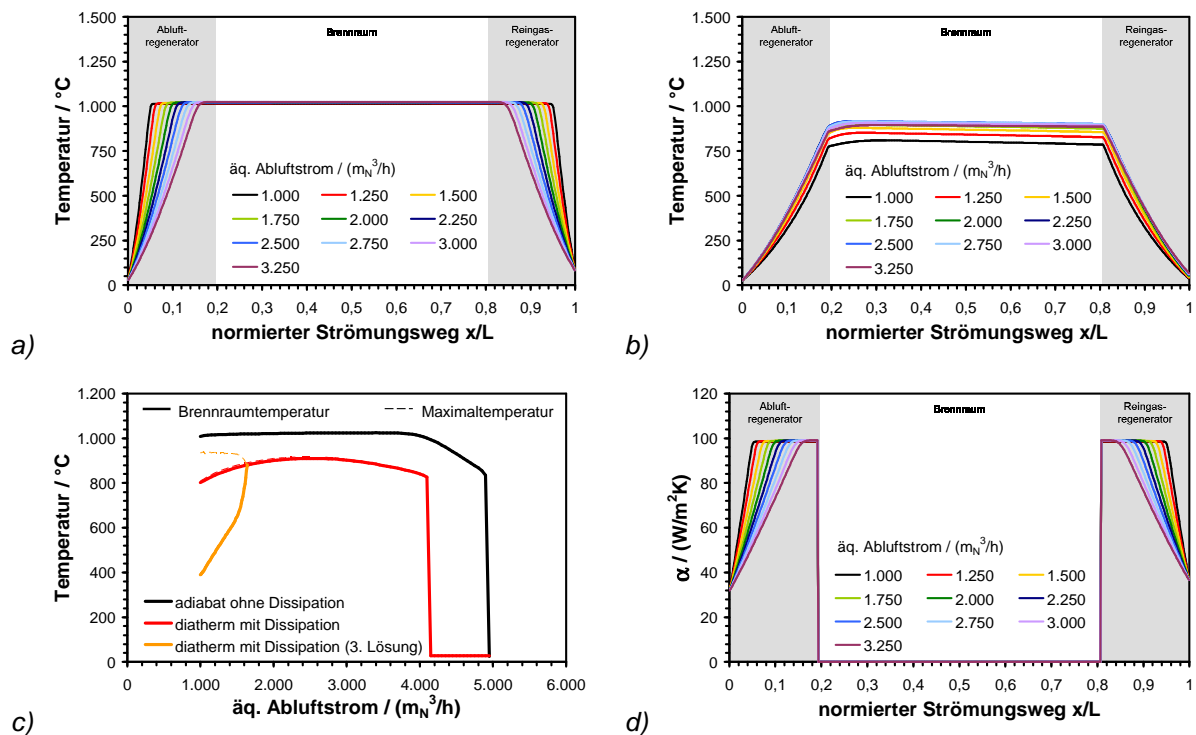


Abbildung 75: Einfluss des Abluftstroms: (a) adiabat ohne Dissipation; (b) diatherm mit Dissipation; (c) charakteristische Temperaturen; (d) Wärmeübergangskoeffizient (adiabat)

Die Maximaltemperatur (c) nimmt in beiden Fällen bei größerem Abluftstrom zunächst zu, erreicht ein Maximum und wird dann wieder geringer. Sobald die Maximaltemperatur die Reaktorzündtemperatur unterschreitet, erlischt der Reaktor. Dieser Punkt wird im diathermen Fall bereits bei deutlich kleineren Volumenströmen erreicht. Die bei steigenden Abluftströmen geringfügig zunehmende Maximaltemperatur unter adiabaten Bedingungen, ist durch einen leicht angestiegenen Wärmeübergangskoeffizienten zu erklären (d).

Da sich der zum Aufheizen genutzte Flächenanteil des Regenerators bei konstanter Konzentration entsprechend der Zündtemperatur und des Wärmekapazitätsstroms einstellt (Gl. 234), bleibt die Stanton-Zahl so lange ungefähr konstant, bis der gesamte Regenerator genutzt wird. Danach wird die Stanton-Zahl mit zunehmendem Wärmekapazitätsstrom geringer, sodass die Maximaltemperatur abnimmt.

Ähnliche Zusammenhänge zwischen der Maximaltemperatur und dem Volumenstrom wurden auch in anderen Arbeiten gefunden (z. B. [192, 209, 222]).

Eine weitere Besonderheit des Reaktorverhaltens kommt in Diagramm (c) zum Ausdruck, nämlich das Phänomen der mehrfachen stationären Zustände [113, 114, 167, 178]. Dieses wird dadurch verursacht, dass die Energiebilanz mehrere Nullstellen aufweist, sodass verschiedene stationäre Lösungen existieren. In Abschnitt 8.2 wird darauf noch näher eingegangen. Bei einem äquivalenten Abluftstrom von $1.500 \text{ m}_N^3/\text{h}$ konnten durch Variation der Anfangstemperatur insgesamt vier Lösungen gefunden werden (Abbildung 76 (a)). Es ist zu erwähnen, dass sich der Begriff „Lösung“ hier auf ein Iterationsergebnis bezieht, bei dem das Konvergenzkriterium (hier: relativer Fehler der Energiebilanz 0,001%, absoluter Fehler der Temperaturiteration 0,0001 K) erreicht oder unterschritten wurde, und nicht auf eine mathematisch exakte Lösung (Fehler der Energiebilanz = 0).

Die Trivillösung des erloschenen bzw. ungezündeten Reaktors stellt sich ein, wenn die Anfangstemperatur im Brennraum kleiner als $686,6^\circ\text{C}$ gewählt wird. Bei dieser Temperatur ist der Umsatz nicht ausreichend, um den Prozess aufrecht zu erhalten, sodass der Reaktor mehr und mehr abkühlt bis die Reaktion schließlich vollständig zum Erliegen kommt. In Abbildung 76 (b) sind die zugehörigen Konzentrationsverläufe gezeigt. Bei geringfügig höherer Anfangstemperatur konvergiert die Iteration gegen den als 1. Lösung bezeichneten Verlauf, bei dem die Oxidation hauptsächlich im Brennraum stattfindet. Ab einer Anfangstemperatur von 1.004°C ergibt sich die zweite und ab 1.015°C die dritte Lösung. Diese beiden Verläufe sind dadurch gekennzeichnet, dass der Brennstoff hauptsächlich im Regenerator umgesetzt wird. Insbesondere bei der dritten Lösung findet kaum noch Oxidation im Brennraum statt, da die Temperatur zu weit abgesunken ist. Stattdessen wird der verbliebene Restanteil im Reingasregenerator umgesetzt.

Es wäre möglich, dass für die gleichen Randbedingungen noch weitere stationäre Lösungen existieren, bei denen zum Beispiel der Umsatz vollständig im Abluftregenerator erfolgt oder ein Teil des Erdgases bis zum Anlagenausritt unverbrannt bleibt. Trotz zahlreicher Variationen der Anfangsbedingungen konnten jedoch keine weiteren Lösungen aufgefunden werden.

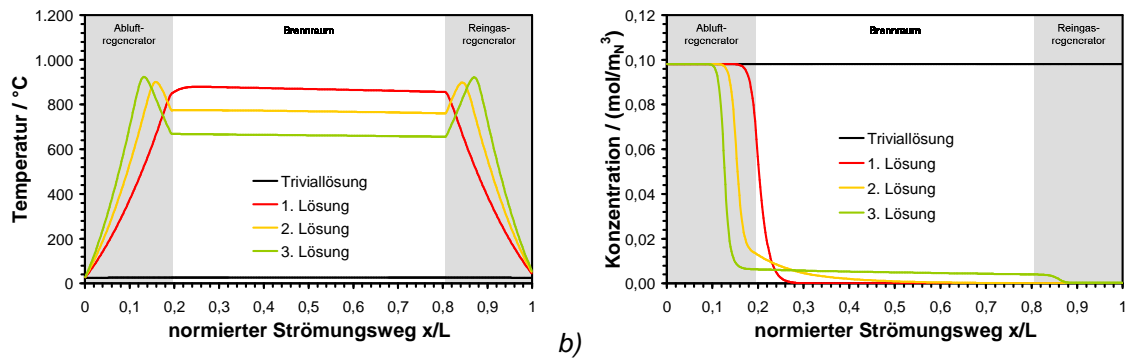


Abbildung 76: Mehrfach stationäre Zustände: (a) Temperaturprofile; (b) Konzentrationsverläufe

7.2.3 Einfluss der adiabaten Temperaturdifferenz

Die bestimmenden Größen für die Maximaltemperatur im Regenerator sind gemäß (Gl. 232) der Umsatz, die Stanton-Zahl und die adiabate Temperaturerhöhung. Die adiabate Temperaturerhöhung hängt wiederum von der Eintrittskonzentration und der Reaktionsenthalpie bzw. dem Heizwert ab. Der grundsätzliche Einfluss der Konzentration wurde bereits untersucht. Nun wird überprüft, ob eine Variation des Heizwertes zu gleichen Ergebnissen führt.

Dazu wurden für den idealisierten und realen Fall jeweils die Konzentration bei konstantem Heizwert bzw. der Heizwert bei konstanter Konzentration variiert. Die charakteristischen Temperaturen sind in Abbildung 77 in Abhängigkeit der rechnerischen adiabaten Temperaturerhöhung (bei Vollumsatz) aufgetragen. Die berechneten Verläufe zeigen weitgehend das gleiche Verhalten. Allerdings sind die Kurven, die sich bei Variation des Heizwertes ergeben, leicht in Richtung kleinerer adiabater Temperaturdifferenzen versetzt.

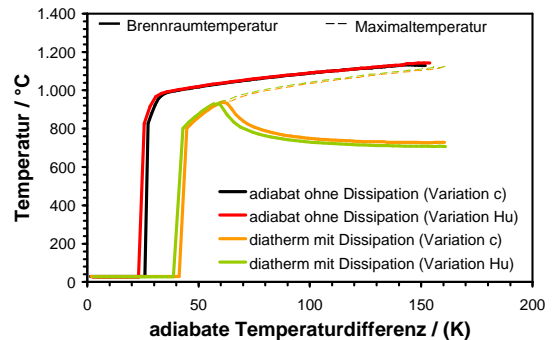


Abbildung 77: Einfluss der adiabaten Temperaturdifferenz auf die charakteristischen Temperaturen

7.2.4 Einfluss der Ablufttemperatur

Eine wichtige Größe zur Auslegung von RNV-Anlagen ist die Ablufteintrittstemperatur. Im adiabaten Fall (Abbildung 78 (a)) führen höhere Ablufttemperaturen zu einem breiteren Temperaturplateau mit konstanter Maximaltemperatur. Das Wärmeübertragerverhalten, erkennbar am Temperaturanstieg, wird ebenfalls nicht beeinflusst. Da die Maximaltemperatur konstant ist, muss bei zunehmender Eintrittstemperatur weniger Wärme übertragen werden, um diese zu erreichen. Bei gleichbleibendem Wärmedurchgangskoeffizienten wird hierzu entsprechend weniger Wärmeübertragerfläche benötigt. Daher wird die Maximaltemperatur früher erreicht. Auch wenn Wärmeverluste vorliegen (b) verändert die Ablufttemperatur kaum das Temperaturmaximum. Allerdings führen höhere Eintrittstemperaturen dazu, dass der Umsatz früher einsetzt, sodass die Neigung zur Bildung von Temperaturmaxima in den Regeneratoren zunimmt.

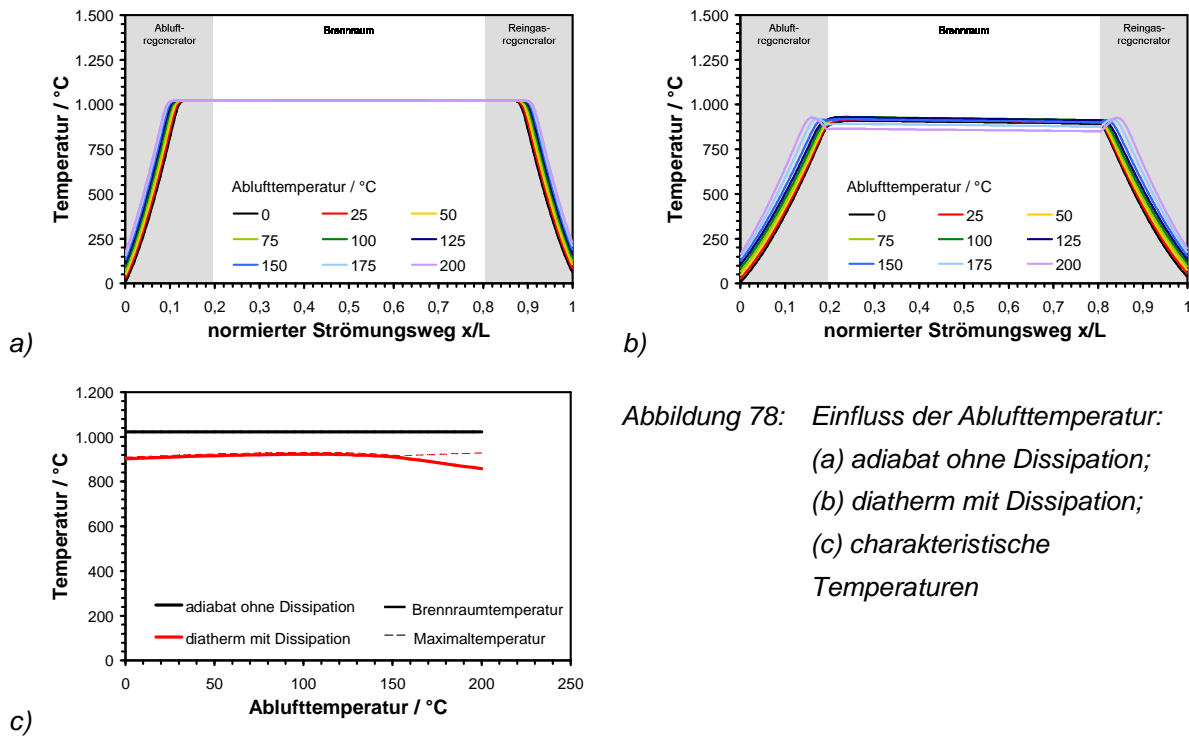


Abbildung 78: Einfluss der Ablufttemperatur:
 (a) *adiabat ohne Dissipation*;
 (b) *diatherm mit Dissipation*;
 (c) *charakteristische Temperaturen*

7.2.5 Heißgasauskopplung

Wie bereits in [5] gezeigt wurde, besteht eine wirksame Maßnahme zur Vermeidung pseudo-unterautothermer Zustände darin, einen Teilstrom des Reingases aus dem Brennraum heraus- und am Reingasregenerator vorbeizuführen. Diese Verfahrensweise wird in der Praxis meist als „heißer Bypass“ bezeichnet. Bei Bedarf kann der Enthalpiestrom dieses Bypassstroms in einem zusätzlichen Rekuperator genutzt werden und so z. B. zur Deckung des Prozesswärmebedarfs an der Betriebsstätte beitragen.

Auch diese Betriebsweise wurde bereits in mehreren Arbeiten betrachtet [360, 246, 192, 198, 191, 369, 199]. Durch die Heißgasauskopplung wird im Flammenlosbetrieb die relative Wärmekapazitätsstromabweichung gemäß

$$\mu_{AL}^* = 1 - \frac{\dot{W}_{RG}^*}{\dot{W}_{AL}^*} \approx 1 - \frac{\dot{m}_{AL}^* - \dot{m}_{By}^*}{\dot{m}_{AL}^*} = \varphi_{By} \quad (\text{Gl. 240})$$

beeinflusst. Sie entspricht somit etwa dem Bypassanteil (Bypassmassenstrom bezogen auf den äquivalenten Abluftstrom).

Hierdurch verringert sich der Wirkungsgrad des Wärmeübertragers (Gl. 23). Sowohl Abluftvorwärmung als auch Reingasabkühlung nehmen ab. Anschaulich ist dies folgendermaßen zu erklären. Durch den Bypassstrom wird der durch den Regenerator strömende Reingasstrom und somit das Wärmeangebot auf der heißen Seite verringert. Es wird weniger Wärme im Regenerator gespeichert, wodurch im Ablufttakt auch entsprechend weniger Wärme entnommen werden kann.

Im adiabaten Idealfall führt die Auskopplung bzw. der dadurch verringerte Wirkungsgrad dazu, dass das Temperaturplateau zunächst schmaler wird (Abbildung 79 (a)). Die Höhe der Maximaltemperatur bleibt dabei jedoch erhalten. Sobald die Maximaltemperatur erst im Brennraum erreicht wird, wird sie mit zunehmender Auskopplung geringer. Da die Abluftbeladung des Referenzfalls für den Betrieb mit Heißgasauskopplung sehr gering ist,

wird im diathermen Vergleichsfall mit Dissipation von einer Konzentration von $3,5 \text{ g/m}_N^3$ ausgegangen (b).

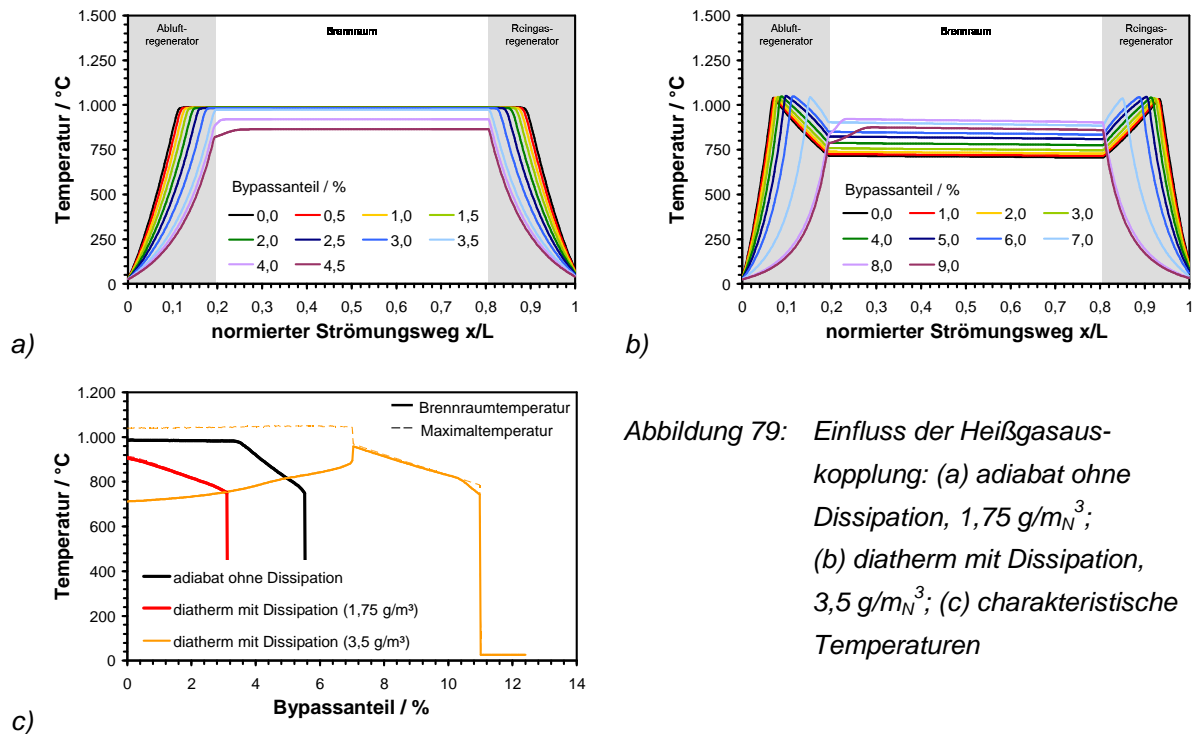


Abbildung 79: Einfluss der Heißgasauskopplung: (a) adiabate ohne Dissipation, $1,75 \text{ g/m}_N^3$; (b) diatherm mit Dissipation, $3,5 \text{ g/m}_N^3$; (c) charakteristische Temperaturen

Betrachtet man nur die Maximaltemperatur, stimmt das diatherme mit dem adiabaten Verhalten überein. Bei der Brennraumtemperatur ist jedoch festzustellen, dass diese so lange zunimmt, bis die Maximaltemperatur den Brennraum erreicht hat. Durch die Verschiebung der Zündzone wird die Wärmeübertragerfläche, welche zur Rückwärmeübertragung genutzt wird, größer. Dadurch verringert sich die Differenz zwischen der Maximaltemperatur und der Brennraumtemperatur. Da die Maximaltemperatur durch die adiabate Temperaturdifferenz, die Vorwärmfläche und Stanton-Zahl des Wärmeübertragers sowie die Reaktionskinetik festgelegt ist (Wärmeverluste haben bei üblicher Größenordnung fast keinen Einfluss), muss bei abnehmender Differenz die Brennraumtemperatur zunehmen.

Diagramm (c) zeigt die berechneten Verläufe der Maximal- und Brennraumtemperatur in Abhängigkeit des Bypassanteils. Der Vollständigkeit halber ist auch der Verlauf dargestellt, der sich im Referenzfall ergibt.

Aus diesem Verhalten ergibt sich eine für die Praxis bemerkenswerte Feststellung. Eine übliche Betriebstemperatur von RNV-Anlagen ist 850°C . Diese wird im Heißgasauskopplungsbetrieb mit einer Beladung von $3,5 \text{ g/m}_N^3$ an zwei Punkten erreicht. Zum einen bei einem Bypassanteil von 6,5% und zum anderen bei 9,5% Auskopplung. Um den pseudo-unterautothermen Betrieb zu beherrschen ist der geringere Bypassstrom ausreichend. Soll jedoch die maximal mögliche Prozesswärme bereitgestellt werden, wäre der zweite Punkt anzustreben. Dieser liegt jedoch recht nahe an der im Flammenlosbetrieb auftretenden Betriebsgrenze. Nimmt an diesem Punkt die Beladung nur geringfügig ab, wird unter Umständen die Zündgrenze unterschritten und der Reaktor erlischt. Da durch die Auskopplung außerdem der Wärmespeicher entladen wird (vgl. Temperaturprofile in Diagramm (b)), ist kaum Kapazität vorhanden, um kurzzeitige Defizite der Energiebilanz auszugleichen. Daher sollte die Strategie der maximal möglichen Auskopplung grundsätzlich

nur im Brennerbetrieb verfolgt werden. Selbst dann können je nach Brennerleistung erhebliche Einbrüche der Brennraumtemperatur auftreten, welche den vollständigen Ausbrand kurzzeitig verhindern [5].

7.2.6 Kaltgaseinspeisung

Eine im Betrieb von chemischen Reaktoren verbreitete Praxis zur Vermeidung lokaler Übertemperaturen besteht darin, dem Heißgasstrom an definierten Stellen kaltes Reaktionsgas beizumischen. Dieses Verfahren wird als Kaltgaseinspeisung bezeichnet und wurde bereits von *Nieken* [192] untersucht. *Jauns-Seyfried* [198] betrachtete eine ähnliche Schaltung, bei der allerdings ein Teil der Abluft in den Brennraum geführt wird.

Bei dieser Betriebsart wird das Wärmekapazitätsstromverhältnis ebenfalls verändert. Aus der Massenbilanz am Brennraum folgt

$$\mu_{AL}^* = 1 - \frac{\dot{W}_{RG}^*}{\dot{W}_{AL}^*} \approx 1 - \frac{\dot{m}_{AL}^* + \dot{m}_{KG}}{\dot{m}_{AL}^*} = -\phi_{KG} \quad (\text{Gl. 241})$$

Die relative Wärmekapazitätsstromabweichung ist somit negativ und entspricht betragsmäßig dem Kaltgasanteil bezogen auf den äquivalenten Abluftstrom.

Die Möglichkeiten dem Heißgasstrom kälteres Gas (in diesem Fall Reingas, Abluft oder Umgebungsluft) zuzuführen sind konstruktionsbedingt bei RNV-Anlagen sehr begrenzt. Im Grunde genommen kommt bei der üblichen Bauart nur der Brennraum in Frage.

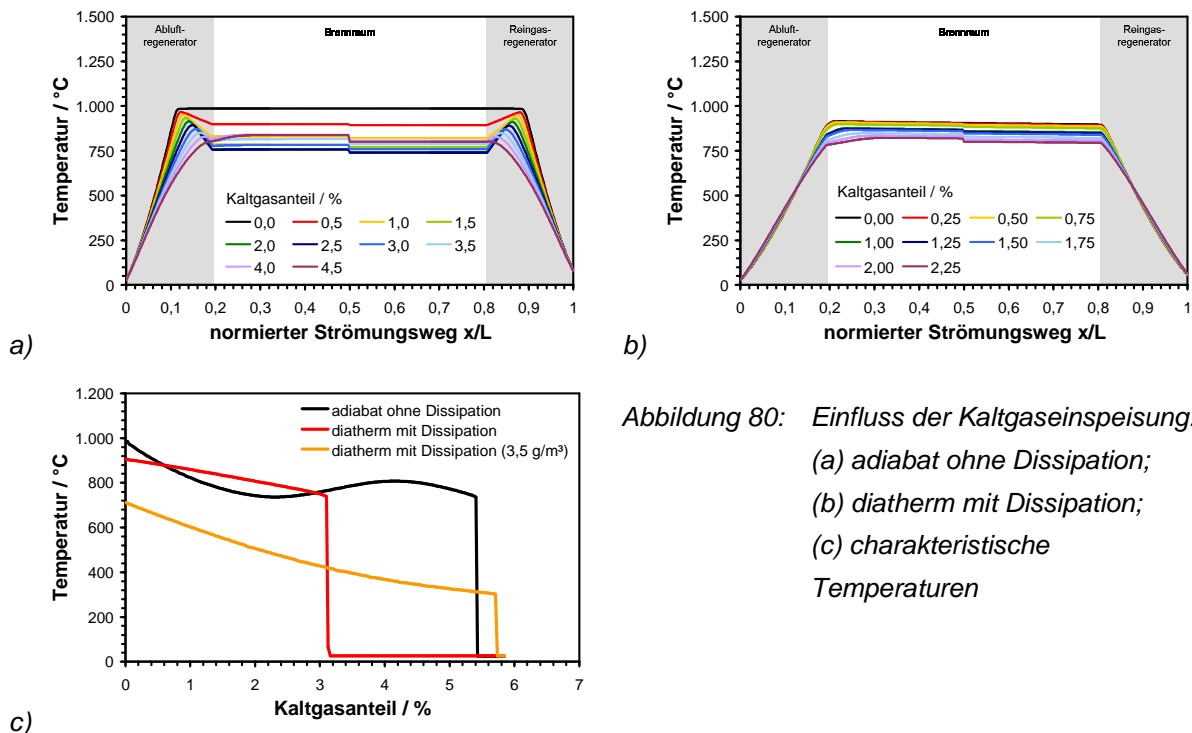


Abbildung 80: Einfluss der Kaltgaseinspeisung:
 (a) adiabatisch ohne Dissipation;
 (b) diatherm mit Dissipation;
 (c) charakteristische Temperaturen

Das von Eins abweichende Wärmekapazitätsstromverhältnis mit $\mu_{AL}^* < 0$ führt innerhalb der Regeneratoren zu rechtsgekrümmten Temperaturverläufen mit flacherem Anstieg (Abbildung 80 (a)). Mit zunehmendem Kaltgasbeitrag nimmt die Brennraumaustrittstemperatur ab. Hierdurch besteht zwischen dem Eintritt des Reingasregenerators und dem Austritt der Abluftseite eine negative Temperaturdifferenz, die durch den oberen Teil des Wärmeübertragers verstärkt wird (Wärmerückübertragung). Es ergeben sich dadurch im adiabaten Fall (a) ähnlich Verläufe wie im pseudo-unterautothermen Betrieb mit Wärmeverlusten. Dies

bestätigt, dass die dort vorliegende Form der Profile durch eine negative Temperaturdifferenz zwischen Brennraumaus- und -eintritt verursacht wird.

Im diathermen Vergleichsfall (b) kann sehr viel weniger Kaltgas zugeführt werden bevor die Minimaltemperatur unterschritten wird. Bedingt durch den geringeren Kaltgasanteil, sind die Auswirkungen auf die Flankensteigung und Krümmung der Temperaturprofile kaum zu erkennen.

Diagramm (c) zeigt den Zusammenhang zwischen dem Kaltgasanteil und der Brennraumtemperatur. Während im diathermen Fall die Brennraumtemperatur bis zum Erreichen der Löschgrenze abnimmt, zeigt sich im adiabaten Fall nach einem ersten Minimum der Temperatur ein weiteres Maximum.

7.2.7 Wärmeauskopplung im Brennraum

Die bisherigen Feststellungen lassen grundsätzlich erwarten, dass sich der Prozess bei indirekter Abfuhr eines Wärmestroms aus dem Brennraum ähnlich verhält wie bei Auftreten von Transmissionswärmeverlusten. Dies wird durch die Simulationen bestätigt. Ähnlich wie im Fall der Kaltgaseinspeisung nimmt auch hier die Brennraumtemperatur im diathermen Referenzfall mit zunehmender Kühlung ab, wohingegen sie unter adiabaten Bedingungen nach einer ersten Abnahme ein weiteres Maximum erreicht (Abbildung 81).

Da das Wärmekapazitätsstromverhältnis durch die indirekte Wärmeabfuhr (bis auf die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität) unbeeinflusst bleibt, verändert sich die Krümmung der Temperaturprofile nur recht wenig. Die geringere Flankensteigung ist darauf zurückzuführen, dass mit der Kühlung die Brennraumaustrittstemperatur absinkt, sodass am Wärmeübertrager eine geringere Temperaturdifferenz zur Verfügung steht.

Zu ähnlichen Ergebnissen kamen bereits andere Arbeiten [191, 192, 369].

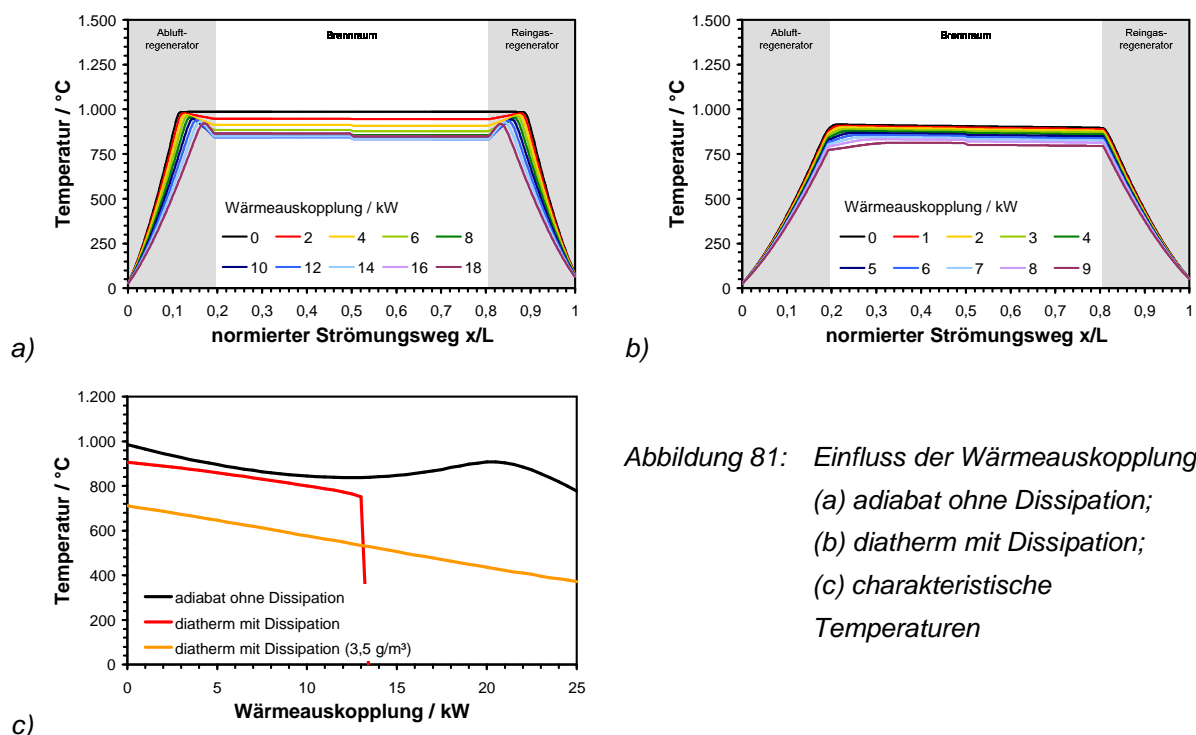


Abbildung 81: Einfluss der Wärmeauskopplung:
 (a) adiabatisch ohne Dissipation;
 (b) diatherm mit Dissipation;
 (c) charakteristische Temperaturen

7.2.8 Einfluss der Transmissionswärmeverluste

Um den Einfluss der Transmissionswärmeverluste zu untersuchen, wurde der Faktor f_L variiert. Wie in Abbildung 82 erneut deutlich wird, sind die Wärmeverluste entscheidend für die Temperaturmaxima innerhalb der Regeneratoren. Weiter ist festzustellen, dass bei niedrigen Beladungen höhere Wärmeverluste die Lage der Maxima schneller in Richtung des Brennraums verschieben als bei höheren Konzentrationen. Da bei höheren Konzentrationen die zur Rückwärmeübertragung zur Verfügung stehende Fläche größer ist, ist die dadurch verursachte Abnahme der Brennraumtemperatur sehr viel ausgeprägter.

Ähnliche Zusammenhänge können auch aus [192, 196, 226, 227, 251] abgeleitet werden.

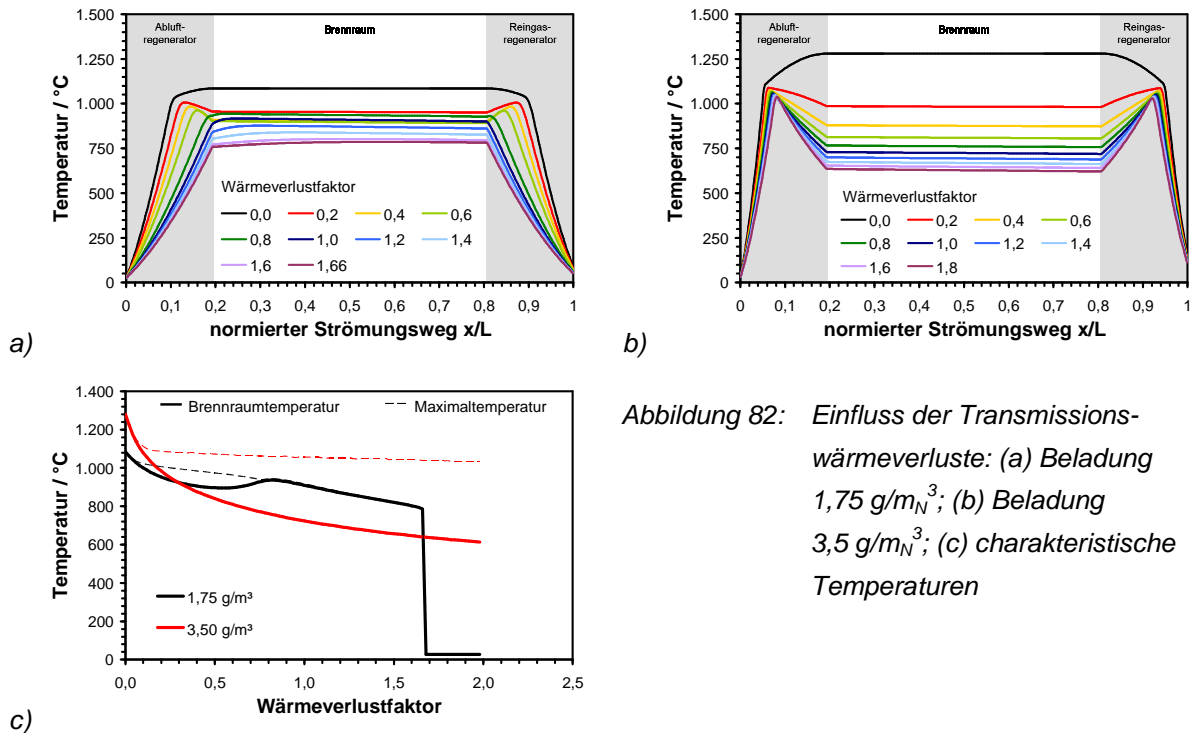


Abbildung 82: Einfluss der Transmissionswärmeverluste: (a) Beladung $1,75 \text{ g/m}^3$; (b) Beladung $3,5 \text{ g/m}^3$; (c) charakteristische Temperaturen

7.2.9 Einfluss der Wärmeübertragung

Das Verhalten des Wärmeübertragers wird durch die Stanton-Zahl (Gl. 17) und das Verhältnis der Wärmekapazitätsströme (Gl. 16) bestimmt. Höhere Stanton-Zahlen ergeben sich bei größerem Wärmedurchgangskoeffizienten, größerer Wärmeübertragerfläche sowie kleinerem Abluft- bzw. Wärmekapazitätsstrom und führen zu einem höheren Wirkungsgrad des Wärmeübertragers. Größere Abweichungen der Wärmekapazitätsströme auf der Abluft- und Reingasseite verschlechtern dagegen den Wirkungsgrad.

Sowohl der Wärmedurchgangskoeffizient, als auch die Wärmeübertragerfläche sind durch die Diskretisierung festgelegt und können in der Simulation nicht ohne Weiteres verändert werden. Um dennoch Variationen der Wärmeübertragung zu ermöglichen, kann der übertragene Wärmestrom (Gl. 205) durch den Faktor f_T vergrößert oder verkleinert werden. Dies ist etwa gleichbedeutend mit einer Variation des Wärmedurchgangskoeffizienten, der Wärmeübertragerfläche bzw. der Stanton-Zahl, wobei allerdings das Hohlraumvolumen konstant bleibt.

Eine Verdopplung bzw. Halbierung des Wärmeübertragungsfaktors führt im adiabaten, reibungsfreien Fall zu einer Verdopplung bzw. Halbierung des Temperaturanstiegs (Abbildung 83). Gleichzeitig nimmt die Maximaltemperatur zu bzw. ab. Die Abnahme der Maximaltemperatur kann dadurch erklärt werden, dass bei flacherem Temperaturanstieg der zum Aufheizen genutzte Regeneratoranteil größer wird. Dadurch vergrößern sich das genutzte Reaktorvolumen und die Verweilzeit. Mit höherer Verweilzeit sinkt die Reaktorzündtemperatur.

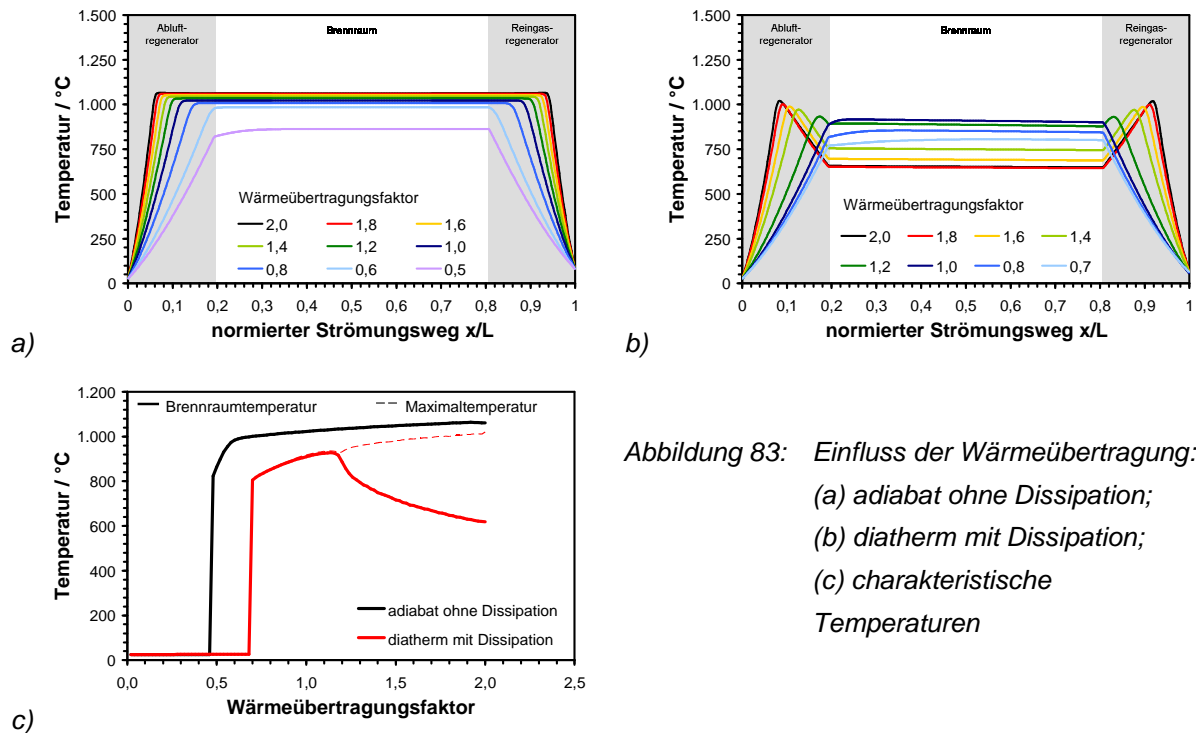


Abbildung 83: Einfluss der Wärmeübertragung:
 (a) adiabatisch ohne Dissipation;
 (b) diatherm mit Dissipation;
 (c) charakteristische Temperaturen

Im diathermen Fall begünstigt der größere Wärmeübertragungsfaktor die Ausbildung von Temperaturmaxima in den Regeneratoren. Ein geringerer Wirkungsgrad erhöht die zum Erreichen der Betriebstemperatur erforderliche Abluftbelastung.

7.2.10 Einfluss der Reaktionskinetik

Wie bereits in Abschnitt 5.7.2 erläutert wurde, sind die Parameter der Reaktionskinetik für den vorliegenden Fall weitgehend unbekannt und weisen die größte Unsicherheit auf. Insofern muss auch der Einfluss dieser Werte untersucht werden.

Im adiabaten Reaktor führen niedrigere Stoßzahlen und höhere Aktivierungsenergien zu größeren Maximaltemperaturen, denn durch die verringerte Reaktionsrate werden höhere Temperaturen benötigt, bis der Umsatz abgeschlossen ist. Da die Steigung der Temperaturprofile hauptsächlich durch die adiabate Temperaturdifferenz und die Stanton-Zahl bestimmt wird, weisen alle Temperaturverläufe den gleichen Anstieg auf (Abbildung 84).

Durch die höheren Temperaturen werden die Transmissionswärmeverluste im diathermen Fall vergrößert. Dadurch verringert sich die zwischen der Reingas- und Abluftseite zur Verfügung stehende Temperaturdifferenz. Der übertragene Wärmestrom nimmt ab, was sowohl bei größeren Stoßzahlen als auch Aktivierungsenergien zu einer geringeren Steigung der Temperaturprofile führt (Abbildung 85).

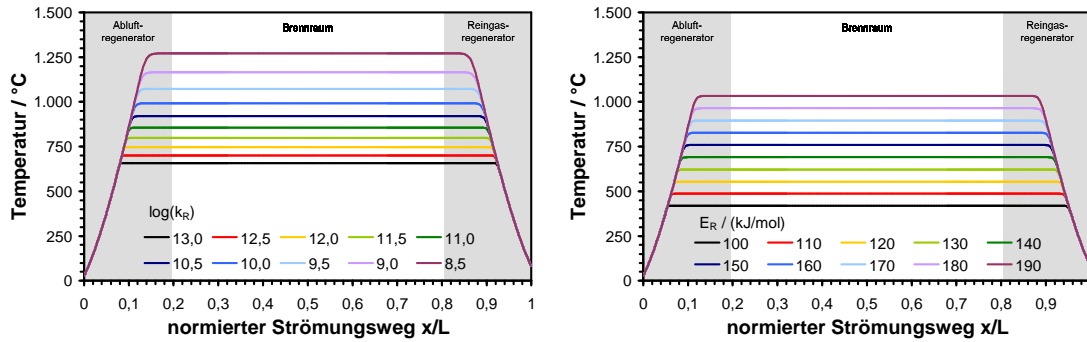


Abbildung 84: Einfluss der Reaktionskinetik (adiabat ohne Dissipation): (a) Stoßzahl; (b) Aktivierungsenergie

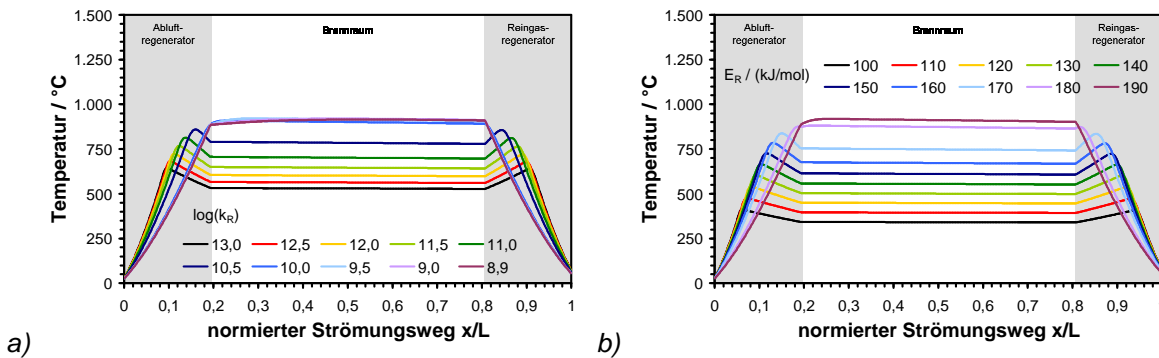


Abbildung 85: Einfluss der Reaktionskinetik (diatherm mit Dissipation): (a) Stoßzahl; (b) Aktivierungsenergie

Obwohl bei größerer Reaktionsrate der Umsatz früher abgeschlossen ist und somit mehr Fläche für die Rückwärmeübertragung zur Verfügung steht, wird die Differenz zwischen der Maximaltemperatur und der Brennraumtemperatur kaum beeinflusst (Abbildung 86). Dies liegt daran, dass das Temperaturniveau insgesamt niedriger ist, und dadurch die Wärmeverluste im Brennraum bzw. die Temperaturdifferenz zwischen Brennraumein- und -austritt geringer sind. Hierdurch bleibt trotz größerer Fläche der im oberen Teil des Regenerators übertragene Wärmestrom etwa gleich.

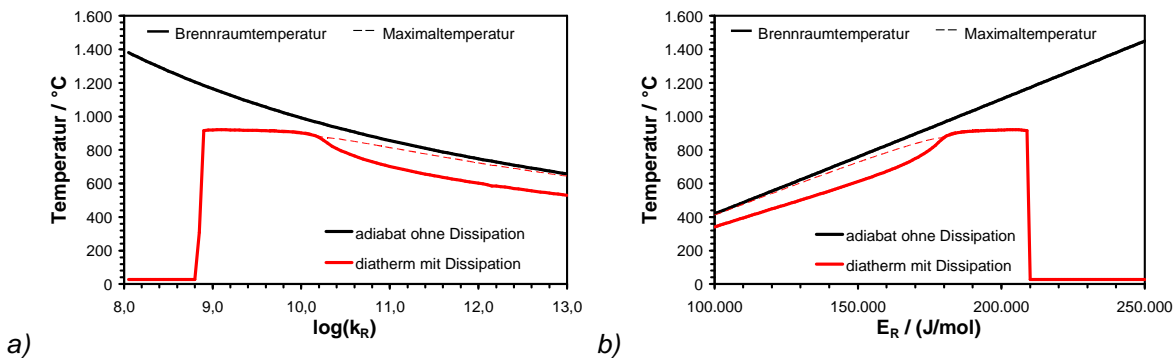


Abbildung 86: Einfluss der Reaktionskinetik auf die charakteristischen Temperaturen: (a) Stoßzahl; (b) Aktivierungsenergie

Die Auswirkungen der kinetischen Parameter können noch weitere Aspekte der thermischen Nachverbrennung veranschaulichen.

Werden statt der inerten Füllkörper Oxidationskatalysatoren verwendet oder diese zusätzlich auf die Füllkörper aufgebracht, reduzieren diese die Aktivierungsenergie der Verbrennungsreaktionen. Dadurch wird die erforderliche Oxidationstemperatur vermindert.

Auch das Verhalten von Abluftinhaltsstoffen mit unterschiedlicher Zündtemperatur lässt sich damit erläutern. Hohe Stoßzahlen und niedrige Aktivierungsenergien stehen mit niedrigen Zündtemperaturen in Zusammenhang. *Nieken* hat experimentell gezeigt, dass bei der Oxidation von Propan bei gleicher adiabater Temperaturerhöhung sehr viel höhere Temperaturen erreicht werden als bei Propen [192]. Zum gleichen Ergebnis kam *Züfle* am Beispiel von Kohlenmonoxid und Propan [209]. *Jauns-Seyfried* [198] und *Grozev + Sapoundiev* [193] haben anhand von Simulationen gezeigt, dass die Maximaltemperatur mit höherer Reaktionsrate abnimmt.

Bei gleicher adiabater Temperaturerhöhung ist deshalb davon auszugehen, dass Stoffe mit niedriger Zündtemperatur weiter unten in den Regeneratoren umgesetzt werden und bereits dort ihre Verbrennungsenthalpie freisetzen. Dies kann dazu führen, dass die vorgegebene Solltemperatur im Brennraum nicht ohne Zusatzbeheizung aufrecht erhalten werden kann, obwohl die adiabate Temperaturdifferenz rechnerisch (ohne Berücksichtigung der Kinetik) dazu ausreicht [5]. Unter Umständen ist es physikalisch sogar unmöglich, diese Solltemperatur zu erreichen (vgl. Abschnitt 7.4.1).

7.2.11 Einfluss der Stoffeigenschaften

Abbildung 87 (a) zeigt im Vergleich zum Referenzfall (diatherm) die Temperaturprofile, die sich ergeben, wenn einzelne bzw. alle Stoffeigenschaften konstant gesetzt werden. Dabei wurden jeweils die Werte im Normzustand zugrunde gelegt.

Insgesamt kann man feststellen, dass konstante Stoffeigenschaften die erreichte Maximaltemperatur deutlich reduzieren. Während im Referenzfall die Maximaltemperatur 917°C beträgt, verringert sich diese bei konstanter Dichte auf 807°C, bei konstanter spezifischer Wärmekapazität auf 865°C, bei konstanter Wärmeleitfähigkeit auf 26,8°C, bei konstanter kinematischer Viskosität auf 809°C und auf 26,5°C, wenn alle Eigenschaften konstant gehalten werden.

Somit hat eine konstante Wärmeleitfähigkeit den größten Einfluss auf die Maximaltemperatur. Mit dem gewählten Wert wird der Wärmeübergangskoeffizient so stark reduziert, dass mit den vorliegenden Randbedingungen kein gezündeter Zustand möglich ist. Setzt man hingegen die Wärmeleitfähigkeit bei 471°C ein, was dem arithmetischen Mittelwert der Eintrittstemperatur und der Maximaltemperatur im Referenzfall entspricht, ergibt sich ein Temperaturmaximum von 1.088°C innerhalb des Regenerators. Der übertragene Wärmestrom wird dann also stark überschätzt.

Zu den kleinsten Abweichungen führt im untersuchten Bereich eine konstante spezifische Wärmekapazität. Abbildung 87 (b) zeigt die berechnete Brennraumtemperatur in Abhängigkeit der Konzentration am Regeneratoreintritt. Der Verlauf bei konstanter Wärmekapazität stimmt einigermaßen mit dem Referenzfall überein. Allerdings wird eine um etwa $0,2 \text{ g/m}_N^3$ höhere Beladung benötigt, um den gezündeten Zustand zu erreichen. Die Brennraumtemperatur harmoniert im Maximum gut mit der Referenz, wird aber bei höheren Konzentrationen unterschätzt. Bei konstanter Dichte ergibt sich eine nur geringfügig kleinere Minimalkonzentration, jedoch ist die Brennraumtemperatur durchgehend um etwa 100 K zu niedrig. Eine konstante Viskosität erfordert eine um ca. $0,4 \text{ g/m}_N^3$ größere Mindestbeladung. Der erreichte Wert der maximalen Brennraumtemperatur stimmt gut, der weitere Verlauf schlechter mit der Referenz überein. Es ist auch erkennbar, dass die Abluftbeladung des

Referenzfalls von $1,75 \text{ g/m}_N^3$ hier gerade ausreicht, um den gezündeten Zustand zu erreichen. Zufälligerweise stimmt an diesem Punkt der berechnete Temperaturverlauf gut mit dem Profil bei konstanter Dichte überein (vgl. (a)). Bei konstanter Wärmeleitfähigkeit ergibt sich gegenüber der Referenz eine Differenz der Mindestkonzentration von etwa $1,3 \text{ g/m}_N^3$, die auf ca. $0,8 \text{ g/m}_N^3$ abnimmt, wenn auch die anderen Eigenschaften als Konstanten betrachtet werden.

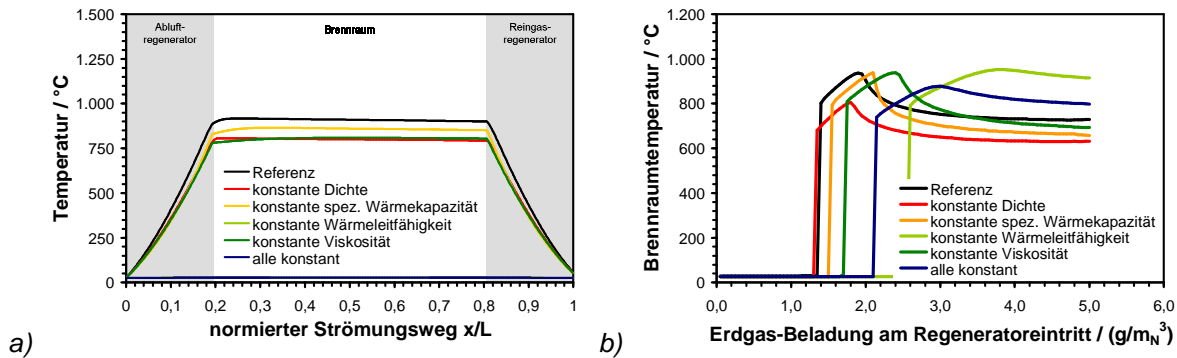


Abbildung 87: Einfluss konstanter Stoffeigenschaften: (a) auf das Temperaturprofil; (b) auf die charakteristischen Temperaturen

Dies zeigt insgesamt, dass sich bei konstanten Stoffeigenschaften große Abweichungen zu Simulationen mit temperaturabhängigen Parametern ergeben können. Modelle mit konstanten Stoffdaten sollten deshalb nicht verwendet werden.

7.2.12 Unsichere Modellparameter

Die Parametrierung der Teilmodelle enthält neben den kinetischen Daten weitere Werte, die nicht genau bekannt sind. So hat zwar der Brennraum die Form eines Quaders, dieser wird jedoch nicht auf gesamter Länge axial durchströmt, sondern an den Enden von der Unterseite aus. Da außerdem die Diskretisierung, bei der die wesentlichen Größen (Volumen, Strömungsweg, äußere Oberfläche) erhalten bleiben müssen, zu einer geometrischen Verzerrung führt, ist unklar, ob der mit $d_{\text{hyd}} = 4 \cdot V/A$ angesetzte hydraulische Durchmesser tatsächlich geeignet ist.

Um zu überprüfen, in wie weit dieser Wert die Rechenergebnisse beeinflusst, wurde der hydraulische Brennraumdurchmesser im Bereich 0,5...1,5 m variiert. Es stellt sich heraus, dass sich die Resultate zwar verändern (Tabelle 17), die relative Abweichung der wesentlichen Größen in Bezug auf den Referenzwert ($d_{\text{hyd}} = 0,8282 \text{ m}$) aber kleiner ist als $\pm 0,03 \%$. Man kann somit konstatieren, dass der Einfluss des hydraulischen Brennraumdurchmessers vernachlässigt werden kann.

Weiter ist unbekannt wie die relative Rohrrauigkeit, die einen großen Einfluss auf den Druckverlustkoeffizienten bei turbulenter Strömung besitzt, gewählt werden soll. Daher wurde dieser Parameter ebenfalls untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 18 genannt. Hier ist die relative Abweichung im betrachteten Bereich ebenfalls kleiner als 0,03 %.

Die vernachlässigbaren Auswirkungen auf die Rechenergebnisse sind wie folgt zu deuten. Der Beitrag des Brennraumes zum Gesamtdruckverlust ist sehr gering. Daher ändern sich die Werte des Druckverlustes und der dissipierten Strömungsarbeit nur wenig, wenn der hydraulische Durchmesser oder die Rauigkeit verändert werden. Da der Wärmeübergangskoeffizient im Brennraum kaum einen Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten der

Reaktorwand hat, bleiben auch die Wärmeverluste nahezu unbeeinflusst. Dies wiederum gewährleistet einen unveränderten Transmissionswärmestrom.

Die entsprechenden Parameter des Regenerators brauchen nicht untersucht zu werden, weil zum einen der Kanaldurchmesser recht genau bekannt ist, zum anderen die Strömung in Wabenkörpern immer laminar bleibt und dort die relative Rauigkeit keine Rolle spielt.

Tabelle 17: Auswirkung des hydraulischen Brennraumdurchmessers auf die wesentlichen Größen

d_{hyd}	Druckverlust		dissipierte Arbeit		Wärmeverluste		Transmissionswärmestrom	
	Pa	rel. Abw. / %	kW	rel. Abw. / %	kW	rel. Abw. / %	kW	rel. Abw. / %
0,500	1.139,2529	0,0203	2,3525	0,0285	23,9788	0,0022	789,797	0,0007
0,750	1.139,0607	0,0034	2,3519	0,0048	23,9785	0,0007	789,792	0,0002
0,830	1.139,0223	0,0000	2,3518	0,0000	23,9783	0,0000	789,791	0,0000
1,000	1.138,9725	-0,0044	2,3517	-0,0061	23,9783	0,0000	789,790	0,0000
1,250	1.138,9232	-0,0087	2,3515	-0,0122	23,9782	-0,0005	789,789	-0,0002
1,500	1.138,8906	-0,0116	2,3514	-0,0163	23,9781	-0,0008	789,788	-0,0003

Tabelle 18: Auswirkung der relativen Rauigkeit auf die wesentlichen Größen

κ/d_{hyd}	Druckverlust		dissipierte Arbeit		Wärmeverluste		Transmissionswärmestrom	
	Pa	rel. Abw. / %	kW	rel. Abw. / %	kW	rel. Abw. / %	kW	rel. Abw. / %
0	1.139,0223	0,0000	2,3518	0,0000	23,9783	0,0000	789,791	0,0000
0,0001	1.139,0287	0,0006	2,3518	0,0008	23,9784	0,0003	789,792	0,0001
0,001	1.139,0568	0,0030	2,3519	0,0043	23,9784	0,0005	789,792	0,0002
0,01	1.139,2475	0,0198	2,3525	0,0278	23,9788	0,0021	789,797	0,0007

7.3 Validierung

Vor dem ausführlichen Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen, wird zunächst anhand weniger ausgewählter Versuche überprüft, in wie weit die Rechen-ergebnisse mit der Realität übereinstimmen bzw. welche Parameter anzupassen sind, um eine gute Übereinstimmung zu erzielen.

7.3.1 Evaluierung von Reaktionskinetiken

Einige Globalmechanismen für die Oxidation von Methan sind in Tabelle 21 im Anhang zusammengestellt. Insgesamt wurden 28 der genannten Mechanismen evaluiert und die Simulationsergebnisse mit Messwerten verglichen (einige davon zeigt Abbildung 88). Die Zeilennummer der jeweiligen Kinetik ist in der Legende mit angegeben. Bei den Randbedingungen der Simulation wurden die Gehalte von Kohlendioxid und Wasser in der zugeführten Umgebungsluft an die gemessenen Eintrittskonzentrationen angepasst. Die Messung wurde im reinen Flammenlosbetrieb (Abluftvolumenstrom $2.400 \text{ m}_N^3/\text{h}$, Brennraumtemperatur 850°C) von *Piech + Dammeyer* bei der CUTEC im Rahmen eines Forschungsprojektes [98] durchgeführt. Dabei wurde in mehreren Ebenen Messgas über gekühlte Sonden aus der Regeneratormitte abgezogen und über beheizte Leitungen einem FTIR zugeführt. Durch Magnetventile wurde dabei die Gasentnahme so gesteuert, dass jeweils im Abluft oder Reingas führenden Regenerator gemessen wurde (zu den Details siehe [98]).

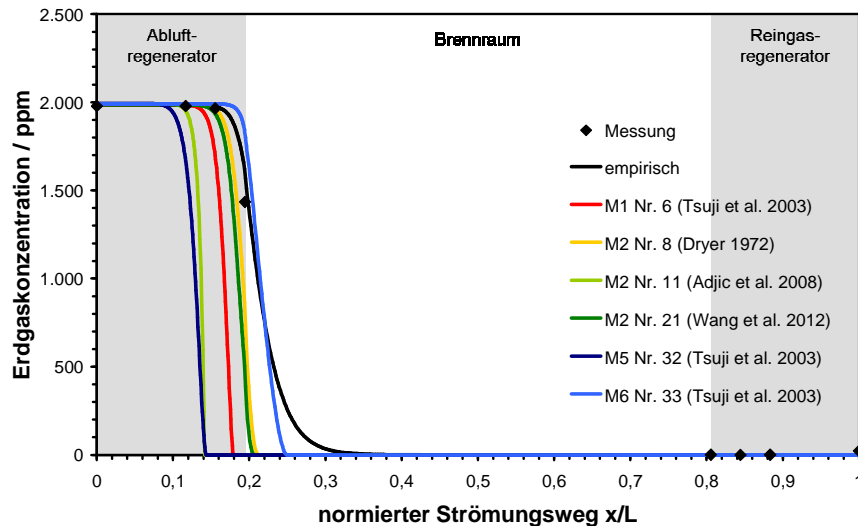


Abbildung 88: Vergleich verschiedener Reaktionskinetiken anhand gemessener Konzentrationen

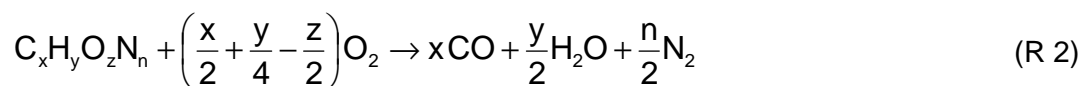
Von den gezeigten Verläufen stimmen diejenigen, die auf der empirischen Einschritt-Kinetik (Tabelle 16) oder auf dem Zweischritt-Mechanismus von *Dryer* basieren am besten mit den Messpunkten überein.

Mechanismen, die in Abbildung 88 nicht gezeigt sind, wurden aus einem oder mehreren der folgenden Gründe ausgeschlossen

- Umsatz zu gering, dadurch keine Zündung (Nr. 28, 29, 35, 39, 40, 41)
- zu hohe CO-Konzentrationen am Austritt bzw. unrealistische Konzentrationsverläufe (Nr. 12, 13, 15-18, 19, 24-27,)
- zu gering berechnete Reaktortemperatur (Nr. 9, 10, 14, 24-27, 30, 31)
- unrealistisch große kinetische Parameter (Nr. 34, 36)
- Einschrittmechanismen (Nr. 1-5, 7, 37, 38)

Grundsätzlich gibt also die eingangs verwendete Einschrittkinetik, deren Parameter empirisch ermittelt wurden, den Verlauf der Oxidation recht gut wieder. Wie aber schon in Abschnitt 5.7.1 diskutiert wurde, können durch Einschrittreaktionen Konzentrations- und Wärmefreisetzungsverläufe meist nicht gleichzeitig, oder nur mit großen Abweichungen gegenüber Mehrschrittmechanismen, wiedergegeben werden.

Daher wurde anhand weiterer Messdaten die Kinetik des an *Dryer + Glassman* angelehnten Reaktionsmechanismus



M2



angepasst. Dazu wurde im ersten Schritt im Vergleich mit einer einfachen Berechnung (Rührkesselkaskade) die Methode der Fehlerquadratminimierung angewandt und in einem zweiten Schritt im Vergleich mit dem Modell des Wärmeübertragerreaktors die Stoßzahlen von Hand nachjustiert.

Die Ratengleichungen der beiden Reaktionsschritte lauten mit den angepassten Parametern

$$\begin{aligned}
 R2+: \quad -\frac{d[C_xH_yO_zN_n]}{dt} &= 4,0 \cdot 10^9 \frac{(\text{mol/m}^3)^{-0,5}}{\text{s}} \cdot e^{-\frac{198.500 \text{ J/mol}}{RT}} \cdot [C_xH_yO_zN_n]^{0,7} [O_2]^{0,8} \\
 R3+: \quad -\frac{d[CO]}{dt} &= 8,388 \cdot 10^9 \frac{(\text{mol/m}^3)^{-0,75}}{\text{s}} \cdot \left(\frac{T}{\text{K}}\right)^{-0,0176} \cdot e^{-\frac{185.584 \text{ J/mol}}{RT}} \cdot [CO]^1 [O_2]^{0,25} [H_2O]^{0,5} \quad (\text{Gl. 242}) \\
 R3-: \quad -\frac{d[CO_2]}{dt} &= 5,8789 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{s}} \cdot e^{-\frac{245.409 \text{ J/mol}}{RT}} \cdot [CO_2]
 \end{aligned}$$

In Abbildung 89 sind die mit dieser Kinetik berechneten Konzentrationsverläufe gezeigt. Die Messwerte werden sehr gut angenähert. Es ist jedoch anzumerken, dass dies nicht bedeutet, die genannte Kinetik sei korrekt. Da nur eine einzige Messebene in der eigentlichen Reaktionszone vorhanden ist, ließen sich (begrenzt durch die chemische Kombinatorik) nahezu beliebig viele Verläufe durch die dort bekannten Messwerte legen. Weil die Kinetik an Messdaten aus unterschiedlichen Anlageneinstellungen angepasst wurde, ist die Übereinstimmung aber auch in anderen Fällen recht brauchbar.

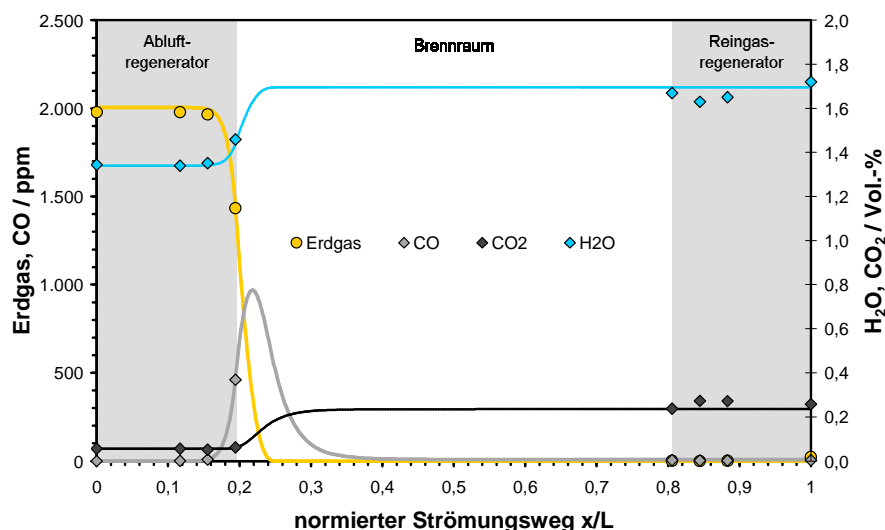


Abbildung 89: Evaluierung der angepassten Kinetik anhand gemessener Konzentrationen

Es ist fraglich, ob die oben genannte Kinetik auch bei anderen Reaktortypen, die ähnlichen Betriebsbedingungen unterliegen, angewandt werden kann. Selbst bei anderen Modellen der regenerativen Nachverbrennung ist dies nicht sehr wahrscheinlich.

Diese Annahme hat folgenden Grund. Für den Analogieschluss zwischen der regenerativen Nachverbrennung und dem Wärmeübertragerreaktor war es erforderlich, die Abluft-, Spülluft- und Sperrluftströme zusammenzufassen. In einer RNV finden die Oxidation der Abluft und die Spülung des Regenerators hingegen nacheinander statt. Dadurch tritt die Abluft nahezu mit der tatsächlichen Konzentration (bezogen auf den Gebläseaustritt) in die Anlage ein. Sie wird nur geringfügig durch den Anteil an Sperrluft, der zur Abluft hin strömt, verdünnt. Im Gegensatz dazu wird im vorliegenden Modell die Abluftkonzentration durch die Mischung mit dem Spülluftstrom zusätzlich verringert. Die Beladungen auf der Abluftseite des Modells sind somit deutlich niedriger als die tatsächlichen Konzentrationen innerhalb des Abluft führenden Regenerators. Daher wird davon ausgegangen, dass die Kinetik zwar den vereinfachten nicht aber den realen Prozess ausreichend genau beschreibt.

7.3.2 Einfluss des Spülluftanteils

Die Überführung des instationären Systems mit drei Regeneratoren in ein stationäres Rekuperatorsystem mit zwei Durchgängen wurde unter der Annahme vorgenommen, dass die Abluft- und Spülluftströme (bei Frischluftspülung) bzw. Spülgas- und Reingasströme (bei Heißgasspülung) zusammengefasst werden können, ohne dass sich dadurch das Anlagenverhalten wesentlich verändert.

Diese Annahme wurde experimentell dadurch überprüft, dass die Anteile von Abluft und Spülluft bei (nahezu) konstantem Gesamtvolumenstrom variiert und die Auswirkung auf den Erdgasbedarf gemessen wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 90 veranschaulicht. Betrachtet man Diagramm (a), so scheint entgegen der Annahme doch eine geringfügige Abnahme der Erdgasbeladung (bezogen auf den Gesamtfrischluftstrom) mit zunehmendem Spülluftanteil vorhanden zu sein. Die Abweichungen von den Mittelwerten liegen zwischen $\pm 1,1\%$ und $\pm 3,8\%$. Allerdings waren die Luftströme während der Messungen nicht vollkommen konstant. In Diagramm (b) ist der Gesamtvolumenstrom (Abluft + Spülluft) über dem berechneten Spülluftanteil aufgetragen. Es ist ersichtlich, dass der Summenstrom ebenfalls mit zunehmendem Spülluftanteil geringer wird. Dies wird dadurch verursacht sein, dass die Regelkreise der Abluft- und Spülluftvolumenströme einander entgegenwirken. Daher ist mindestens ein Teil der Konzentrationsabnahme auf die geringeren Volumenströme zurückzuführen. Wie im Weiteren noch gezeigt wird, nimmt je nach Betriebsbereich mit zunehmendem Luftstrom die erforderliche Abluftbeladung überproportional zu, sodass dadurch auch die gesamte Minderung erklärbar sein kann.

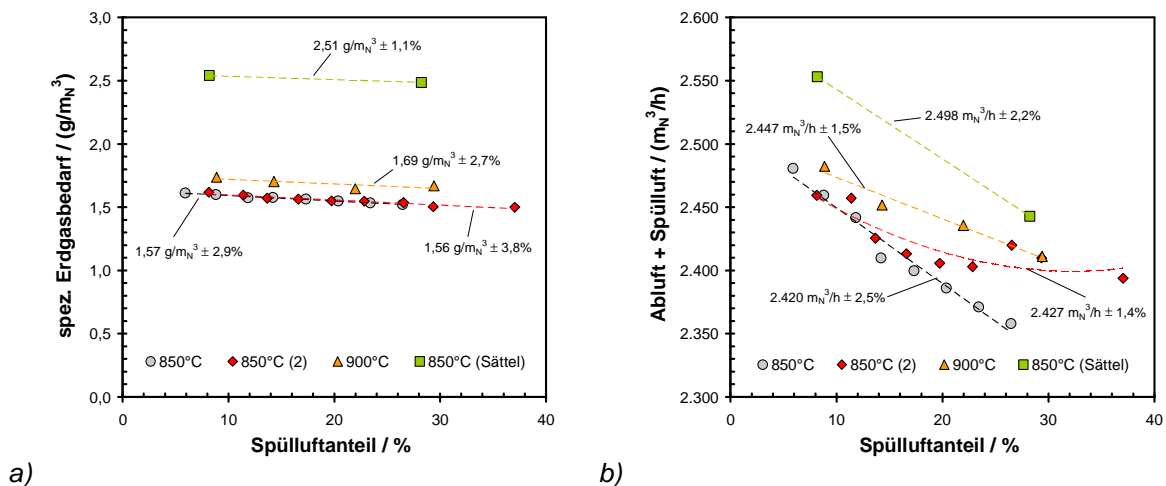


Abbildung 90: Auswirkung des Spülluftanteils bei näherungsweise konstantem Gesamtstrom:
(a) Variation der Erdgasbeladung; (b) Variation des Gesamtstroms

Um die getroffene Annahme zusätzlich abzusichern, wurden Berechnungen mit einem vereinfachten instationären Regeneratormodell durchgeführt (Stufenverfahren von *Hausen*, vgl. Abschnitt 2.2.6). Dieses beinhaltet zwar keine chemischen Reaktionen, Wärme- und Druckverluste, berechnete Stoffeigenschaften und Wärmeübergangskoeffizienten usw., erlaubt aber beliebige Abfolgen von Randbedingungen. Somit können die Takte Abluft, Spülluft, Reingas im zeitlichen Verlauf simuliert und die Auswirkungen auf den insgesamt übertragenen Wärmestrom ermittelt werden.

Für die Berechnungen wurden vergleichbare Randbedingungen wie bei den eben genannten Versuchen verwendet (Summe aus Abluft- und Spülluftvolumenstrom $2.500 \text{ m}_N^3/\text{h}$, Umschaltzeit 60 s, Brennraumtemperatur 850°C , Frischluftspülung). Diskretisiert wurde ein einzelner Regenerator (100 Stufen) mit den Daten der Technikumsanlage bei Bestückung mit Wabenkörpern. Die instationäre Berechnung der Zyklen wurde so lange wiederholt, bis die maximale Änderung der zyklusgemittelten Gas- oder Speichermassentemperatur die vorgegebene Grenze von 10^{-8} K unterschritt. Dabei wurde eine Zeitschrittweite von 0,1 Sekunden verwendet. Als Wärmeübergangskoeffizient (bezogen auf die mittlere Körpertemperatur) wurde ein konstanter Wert von $50 \text{ W/m}^2\text{K}$ angesetzt.

Die in Abbildung 91 dargestellten Simulationsergebnisse zeigen, dass bei gleichen Eintrittstemperaturen von Spül- und Abluft der insgesamt übertragene Wärmestrom bis zu einem Spülluftanteil von 50% geringfügig zunimmt und danach wieder auf den Ausgangswert absinkt (a). Da die insgesamt zugeführte Luftmenge in allen Fällen gleich ist, bedeutet dies, dass mehr Wärme übertragen wird, wenn der Luftstrom gleichmäßiger auf die beiden Perioden verteilt ist. Weil bei zunehmender Wärmeübertragung der Brennstoffbedarf abnimmt, werden die Messergebnisse durch die Simulationen bestätigt. Auch die Größenordnung im Prozentbereich stimmt gut mit den Messungen an Wabenkörpern überein. Ist die Ablufteintrittstemperatur größer als die Spüllufttemperatur, nimmt der insgesamt übertragene Wärmestrom durchgehend mit steigendem Spülluftanteil zu, ist sie geringer, wird er kleiner. Die dargestellten Werte sind jeweils auf den Wärmestrom, der ohne Spülluft übertragen wird normiert. Vergleicht man hingegen die Absolutwerte der Simulationsergebnisse (nicht gezeigt), zeigt sich, dass diese der Erwartung entsprechend bei der höheren Ablufttemperatur am rechten Ende, bei höherer Spüllufttemperatur am linken Rand mit dem Fall gleicher Temperaturen übereinstimmen.

Für den Betrieb von RNV-Anlagen ist die insgesamt übertragene Wärmemenge weniger entscheidend, als derjenige Teil davon, der für die Vorwärmung der Abluft zur Verfügung steht. Schließlich ist die eigentliche Aufgabe des Regenerators nicht Spülluft zu erwärmen, sondern Abluft. Der an die Abluft übertragene Anteil des Gesamtwärmestroms ist in Diagramm (b) gezeigt. Er nimmt mit zunehmendem Spülluftanteil wie erwartet linear ab, wobei das Verhältnis der Spülluft- und Ablufttemperaturen keinen merklichen Einfluss hat (b). Die Absolutwerte sind jedoch bei den niedrigeren Ablufttemperaturen größer. Der Verlauf ist dadurch begründet, dass innerhalb des gleichen Zeitintervalls weniger Abluft durch den Regenerator strömt. Bei konstantem Wärmeübergangskoeffizient und näherungsweise gleicher Temperaturdifferenz, wird dadurch vom Regenerator weniger Wärme an den Abluftstrom abgegeben. Im Grenzfall eines unendlich kleinen Abluftstroms wird in dieser Phase schließlich überhaupt keine Wärme mehr übertragen, weshalb der Wert Null eingesetzt wurde.

Die zeitlich gemittelte Austrittstemperatur der Abluft (Vorwärmtemperatur) steigt mit zunehmendem Spülluftanteil an (c). Dies lässt sich ebenfalls durch den geringeren Abluftvolumenstrom bzw. größere Stanton-Zahlen begründen. Bei verschwindendem Abluftstrom streben die drei Verläufe anscheinend einem gemeinsamen Grenzwert zu, der sich jedoch aus den Rechnungen nicht bestimmen lässt. Während man durch Extrapolation der Verläufe etwa den Wert $847,5^\circ\text{C}$ erhält, ist anzunehmen, dass der theoretische Grenzwert bei 850°C liegt.

Abschließend wurde verglichen, wie weit die einfache Rekuperator-Analogie und die instationäre Regeneratorberechnung hinsichtlich der übertragenen Wärmeströme voneinander abweichen (d). Das Verhältnis nimmt bis zu einem Spülluftanteil von 0,5 ab und anschließend wieder bis auf den Ausgangswert zu. Die maximale Abweichung beträgt weniger als ein Prozent. Die Temperaturen von Abluft und Spülluft haben hierauf nur einen geringen Einfluss. Bei verschwindendem Spülluft- oder Abluftstrom ergibt die Rekuperatorberechnung Werte, die geringfügig zu hoch sind. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Einfluss der Umschaltzeit nicht korrigiert wurde ($\psi_\tau = 1$).

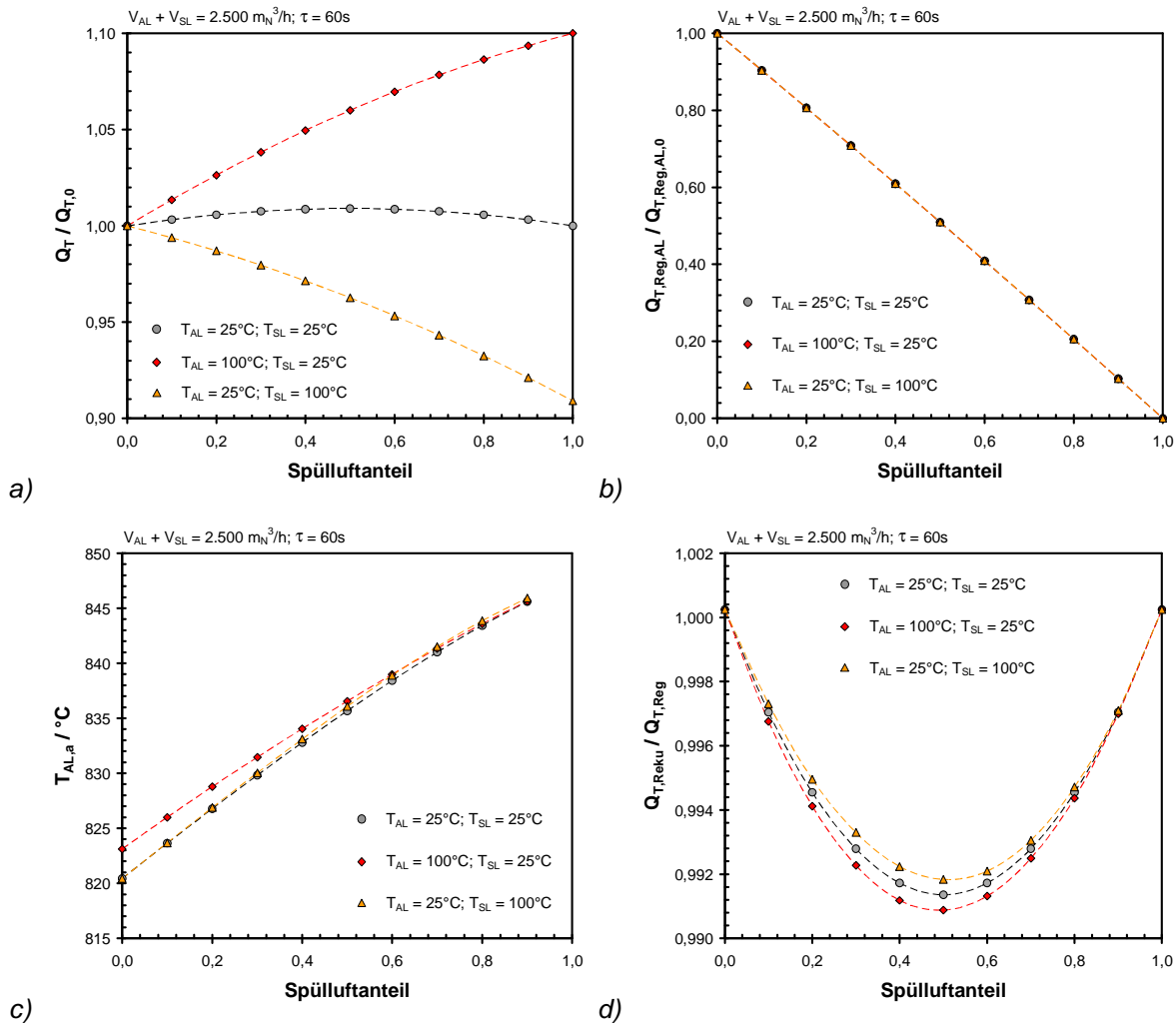


Abbildung 91: Einfluss des Spülluftanteils bei konstantem Gesamtstrom: (a) Insgesamt übertragener Wärmestrom; (b) im Ablufttakt übertragener Wärmestrom; (c) Abluftvorwärmtemperaturen; (d) Vergleich zwischen Regenerator- und Rekuperatorberechnung

Die Experimente und Rechnungen haben gezeigt, dass bei konstantem Gesamtluftstrom der Einfluss des Spülluftanteils sehr gering ist. Das heißt für die im Regenerator insgesamt übertragene Wärmemenge ist nahezu unerheblich, ob die zugeführte Luft im Ablufttakt oder im Spüllufttakt zugeführt wird, solange die Gesamtmenge die Gleiche bleibt. Die für die Modelltransformation vorausgesetzte Annahme, dass Abluft und Spülluft zu einem einzigen äquivalenten Abluftstrom zusammengefasst werden können, kann daher als gültig erachtet werden.

7.3.3 Vergleich mit Messungen

Abbildung 92 zeigt beispielhaft den Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen. In Anbetracht des zyklischen Prozesses und den bei der Modellierung vorgenommenen Vereinfachungen ist die Übereinstimmung sehr gut. Die Höhe der Reaktorinnentemperatur, sowie die Krümmung des Temperaturverlaufs werden gut vorhergesagt. Bei diesem Versuch wurden zudem an insgesamt 28 Punkten des Anlagengehäuses die Außenwandtemperaturen mit einem Kontaktthermometer bestimmt und diese entlang des normierten Strömungsweges aufgetragen. Messwerte, die an der gleichen Position lagen wurden dabei gemittelt (Umfangsmittelwerte). Es wird deutlich, dass die Außenwandtemperaturen ebenso gut wiedergegeben werden.

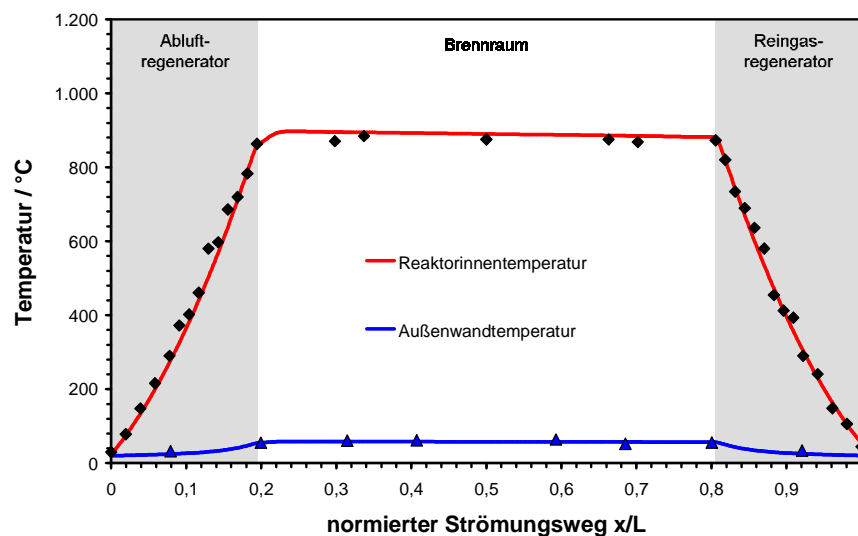


Abbildung 92: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturverläufen

Die Übereinstimmung der Temperaturprofile ist bei den meisten Versuchen im autothermen Betrieb ähnlich gut. Abweichungen sind in diesem Bereich meistens durch nicht ganz zyklisch-stationäre Versuchsbedingungen begründet. Bei Versuchen mit sehr hohen Abluftkonzentrationen ergeben sich jedoch größere Abweichungen, vor allem der Brennraumtemperatur. Dies wird im Weiteren noch näher betrachtet.

In Abbildung 93 sind Mess- und Simulationsergebnisse von 135 Versuchen im reinen Flammenlosbetrieb mit Wabenkörpern in Form von Streudiagrammen gegeneinander aufgetragen. In Diagramm (a) wurden die Absolutwerte dargestellt, in (b) auf den Bereich 1 bis 2 skalierte Werte. Die berechneten Werte liegen zum Großteil innerhalb einer Abweichung von $\pm 10\%$ zu den Messwerten.

Im Brennerbetrieb (Abbildung 94) ist die Übereinstimmung insgesamt etwas besser. Dies liegt daran, dass hier ausschließlich autotherme Betriebszustände betrachtet wurden, im Flammenlosbetrieb hingegen zahlreiche überautotherme Versuchseinstellungen. Außerdem sind die betrachtete Anzahl von 85 Versuchen und die Streubreite der Randbedingungen geringer.

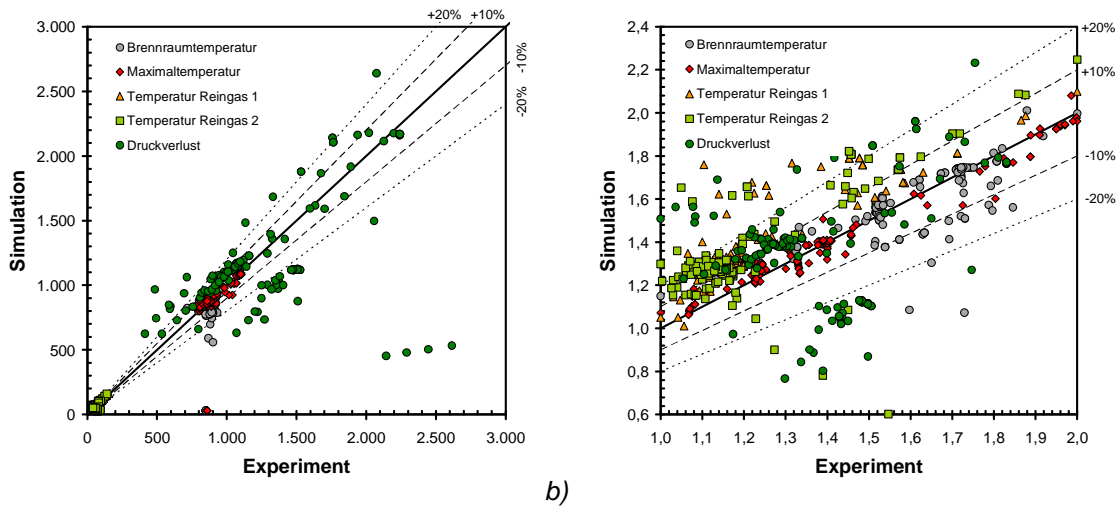


Abbildung 93: Abweichungen zwischen Messung und Simulation für Versuche im Flammenlosbetrieb: (a) Absolutwerte; (b) normierte Relativwerte

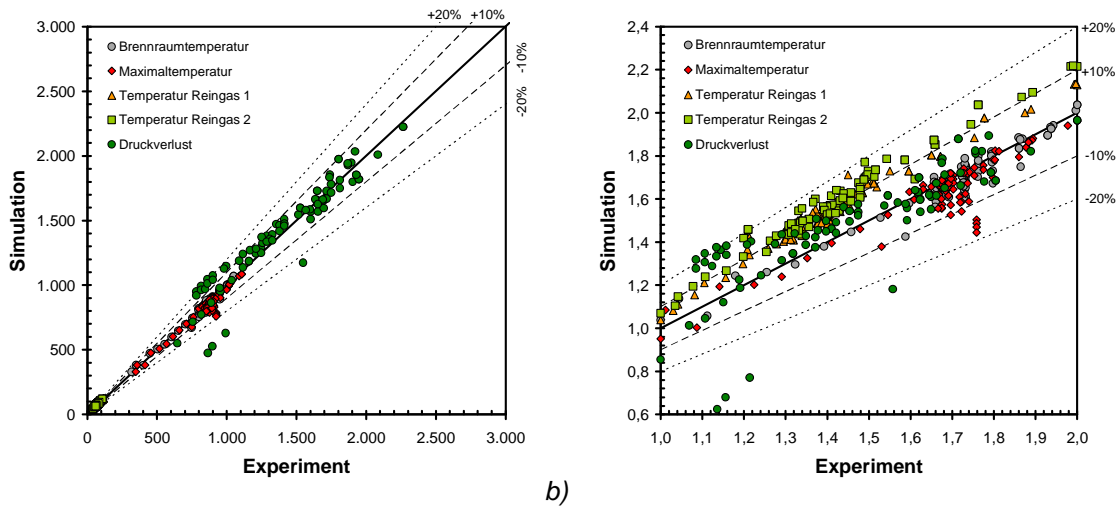


Abbildung 94: Abweichungen zwischen Messung und Simulation für Versuche im Brennerbetrieb: (a) Absolutwerte; (b) normierte Relativwerte

An dieser Stelle könnte die Arbeit eigentlich beendet werden, da die Einflüsse von Betriebs- und Anlagenparametern bereits dargestellt wurden und gezeigt werden konnte, dass das geschilderte Modell in der Lage ist, das Betriebsverhalten mit guter Genauigkeit zu berechnen. Dennoch werden nachfolgend weitere Vergleiche zwischen Experimenten und Simulationen gezeigt. Einerseits, um nachzuweisen, dass der Reaktor tatsächlich das berechnete Betriebsverhalten zeigt, andererseits, um zu verdeutlichen, dass das Modell verschiedenste Betriebszustände abbildet.

7.4 Flammenlosbetrieb

Wie bereits erläutert, wird die Betriebstemperatur im Flammenlosbetrieb durch Beimischung von Erdgas zur Abluft geregelt. In dieser Betriebsart wurden zahlreiche Versuche an der Technikumsanlage durchgeführt, wobei verschiedene Einflussgrößen verändert wurden. Nachfolgend werden die Messergebnisse gezeigt und mit Simulationsergebnissen verglichen. Statt den Randbedingungen des Referenzfalles wurden dabei die jeweiligen mittleren Randbedingungen der Versuche verwendet.

7.4.1 Einfluss des Abluftstroms

Der zu behandelnde Abluftstrom ist die wesentliche Auslegungsgröße für RNV-Anlagen. Da die Betriebstemperatur weitgehend festgelegt ist und der Betrieb auch bei schadstofffreier Abluft gewährleistet sein muss, ergibt sich hieraus bei festgelegter Wärmeübertragerfläche und Anlagengeometrie die benötigte Verbrennungswärme bzw. bei gegebener Verbrennungswärme oder gewähltem Abluftvorwärmgrad die benötigte Wärmeübertragerfläche.

In Abbildung 95 ist in Abhängigkeit des äquivalenten Abluftnormvolumenstroms für verschiedene Brennraumtemperaturen aufgetragen, wieviel Verbrennungswärme mit dem Brennstoff zugeführt werden muss, um die Brennraumtemperatur zu erreichen. Die Simulationen wurden so durchgeführt, dass bei gegebenem Abluftstrom (ausgehend vom Maximalvolumenstrom in Schrittweiten von $50 \text{ m}_N^3/\text{h}$ abnehmend) der Erdgasmassenstrom so lange variiert wurde, bis die Temperatur in der Mitte des Brennraums um weniger als 1 Kelvin von der vorgegebenen Solltemperatur abwich. Bei den Versuchen wurden Abluftnormvolumenstrom und Solltemperatur am Prozessleitsystem vorgegeben und jeweils der zyklisch-stationäre Zustand abgewartet. Die einzelnen Versuchspunkte wurden wie in Abschnitt 4.2 beschrieben ausgewertet. Berechnungsergebnisse sind im Weiteren als durchgezogene Linien, Messergebnisse als Punkte dargestellt.

Es wird deutlich, dass mit höherer Betriebstemperatur und größerem Abluftstrom der Verbrennungswärmebedarf zunimmt. Die Zunahme ist bei konstanten Brennraumtemperaturen und höherem Abluftstrom durch vergrößerte Reingasverluste, bei konstantem Volumenstrom und höheren Temperaturen durch vergrößerte Transmissionswärme- und Reingasverluste begründet.

Dies kann folgendermaßen erklärt werden. Die Wärmeübergangskoeffizienten auf der Innenseite haben kaum einen Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten der Reaktorwand, da der Wärmedurchgangskoeffizient vor allem durch den Leitwiderstand der Dämmung bestimmt wird. Daher sind die Transmissionswärmeverluste nahezu unabhängig vom Volumenstrom und werden nur durch die Verteilung der Innentemperatur bestimmt.

Die Reingasverluste hingegen hängen bei gegebenen Randbedingungen auf der Eintrittsseite nur von der Reingasaustrittstemperatur und dem Reingasmassenstrom ab. Dadurch ist unmittelbar klar, dass bei größerem Abluftstrom die Reingasverluste zunehmen, weil der Reingasmassenstrom gleichermaßen ansteigt. Darüberhinaus führen größere Abluftströme und höhere Brennraumtemperaturen aber auch zu höheren Reingastemperaturen. Aus der Definition des Reingasabkühlungsgrades (Gl. 20) folgt für die Reingasaustrittstemperatur

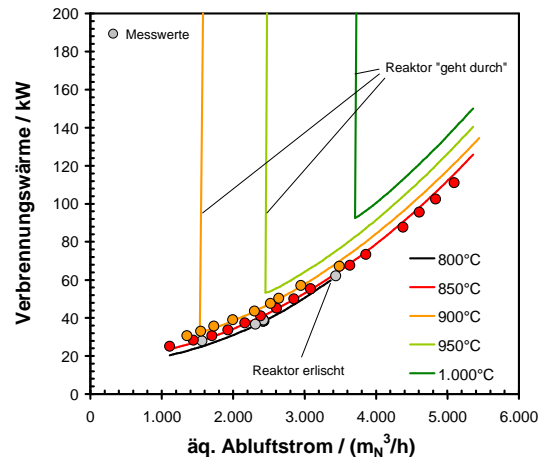


Abbildung 95: Abhängigkeit der benötigten Verbrennungswärme im Flammenlosbetrieb vom Abluftstrom und der Brennraumtemperatur

$$T_{RG,a} = T_{RG,e} \cdot (1 - \eta_{RG}) + \eta_{RG} \cdot T_{AL,e}^* \quad (\text{Gl. 243})$$

Die Reingasaustrittstemperatur ist daher umso größer, je größer die Eintrittstemperatur in den Reingasregenerator und je kleiner der Reingasabkühlungsgrad ist ($T_{RG,e} \gg T_{AL,e}^*$). Die Temperatur am Reingasregeneratoreintritt ist proportional zur Brennraumtemperatur und der Reingasabkühlungsgrad umgekehrt proportional zum Abluftstrom (kleinere Stanton-Zahl). Daher nimmt der Energiebedarf in der beschriebenen Weise zu.

In Abbildung 96 sind die berechneten Temperaturen am Austritt des Abluft- und Reingasregenerators, sowie die sich damit ergebenden Wirkungsgrade dargestellt.

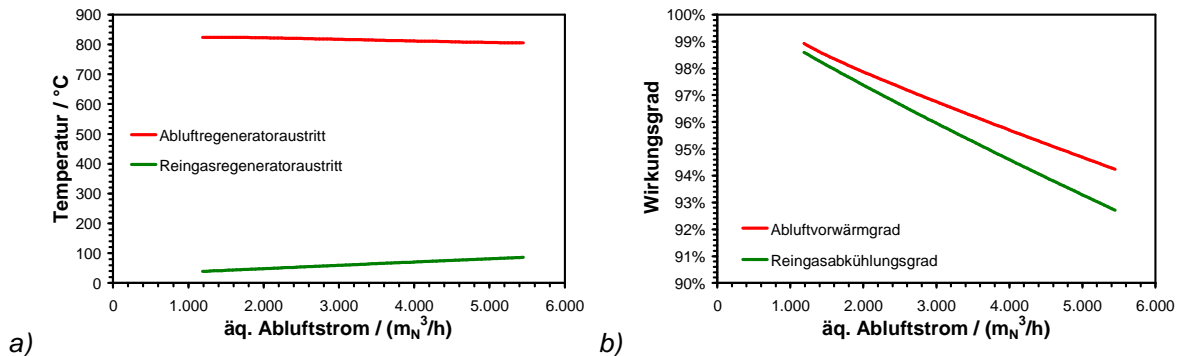


Abbildung 96: Einfluss des Abluftstroms auf die Wärmeübertragung bei einer Solltemperatur von 850°C: (a) Austrittstemperaturen der Regeneratoren; (b) berechnete Wirkungsgrade

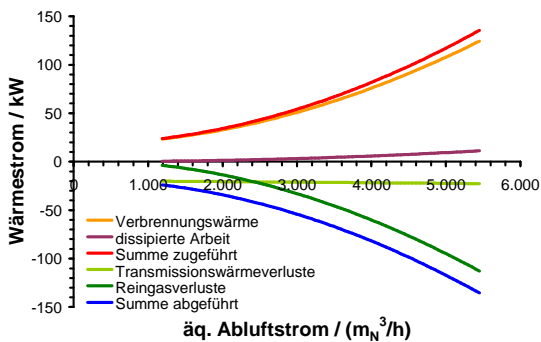


Abbildung 97: Einfluss des Abluftstroms auf die Wärmeströme bei einer Solltemperatur von 850°C

Abbildung 97 zeigt die berechneten Energieströme bei einer Solltemperatur von 850°C. Dabei sind die zugeführten Ströme mit positivem, Verluste mit negativem Vorzeichen versehen. Die Transmissionswärmeverluste betragen im gesamten Bereich etwa -20 kW mit einem ganz geringen Anstieg bei sehr hohen Volumenströmen. Die Reingasverluste nehmen ausgehend von Null bei einem äquivalenten Abluftstrom von Null betragsmäßig zu, sodass die Gesamtverluste im gleichen Maße größer werden. Die auftretenden Verluste werden zu einem

geringen Teil durch die dissipierte Strömungsarbeit (1,7% bei minimalem; 8,4% bei maximalem Volumenstrom) gedeckt, zum größten Teil jedoch durch die Verbrennungswärme. Im Auslegungsbereich der Anlage beträgt der Anteil der Strömungsarbeit etwa 5%. Da dieser über die Gebläse in Form von elektrischer Energie zugeführt wird, kann man sagen, dass RNV-Anlagen zu etwa 5% elektrisch beheizt sind.

Die auffälligen Diskontinuitäten in Abbildung 95 sind noch zu erläutern.

Bei hohen Solltemperaturen und niedrigen Volumenströmen ist die vorgegebene Solltemperatur nicht erreichbar. Dies wird dadurch verursacht, dass Temperaturmaxima in den Regeneratoren entstehen von denen aus die Temperatur zum Brennraum hin abnimmt (vgl. Abbildung 71). Eine Vergrößerung der Erdgaszufuhr führt in diesem Bereich zu einer Zunahme der Temperaturmaxima, was mit einer weiteren Abnahme der Brennraum-

temperatur verbunden ist. Die Zielwertsuche des Berechnungsverfahrens versucht dem, ebenso wie die Regelung einer realen Anlage, durch weitere Erdgaszufuhr entgegenzuwirken. Dadurch wird das Verhalten verstärkt und der Reaktor geht durch.

Um zu verdeutlichen, dass dieses Verhalten tatsächlich in der Realität auftritt, zeigen die Abbildungen 98 und 99 einige Messergebnisse im zeitlichen Verlauf [5].

Hierbei wurde ausgehend vom zyklisch stationären Flammenlosbetrieb mit einem Abluftstrom von $1.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$ und einer Brennraumtemperatur von 850°C die Solltemperatur auf 950°C erhöht. Die Ablufttemperatur betrug bei diesem Versuch 200°C , was aber für das Verhalten nicht entscheidend ist. Bedingt durch diese Änderung und die dadurch verursachte Erhöhung des Erdgasstroms (Abbildung 99) steigen die Brennraumtemperatur und die Temperaturen an den oberen Enden der Regeneratoren schnell bis auf die neue Solltemperatur an. Im folgenden Zeitraum wird die Temperatur im Brennraum recht gut eingeregelt, wenngleich einige Über- und Unterschreitungen zu beobachten sind, die durch das zyklische Umschalten verursacht werden. Gleichzeitig findet jedoch eine langfristige Zunahme der Erdgaszufuhr statt. Diese ist auf das oben geschilderte Verhalten zurückzuführen. Die Temperaturmaxima in den Regeneratoren führen zu einer Abnahme der Brennraumtemperatur, welche durch die Regelung des Erdgasstroms zunächst aufgefangen wird. Ab etwa 20:15 Uhr hat der Gasstrom den anlagentechnisch möglichen Maximalwert erreicht, sodass das Absinken der Brennraumtemperatur nicht mehr verhindert werden kann. Durch die vergrößerte Erdgasbeladung (höhere adiabate Temperaturdifferenz) steigt außerdem die Reingasaustrittstemperatur an. Da gegen 23:07 Uhr die zulässige Klappentemperatur von 400°C überschritten wurde, wurde die Anlage automatisch zwangsabgeschaltet.

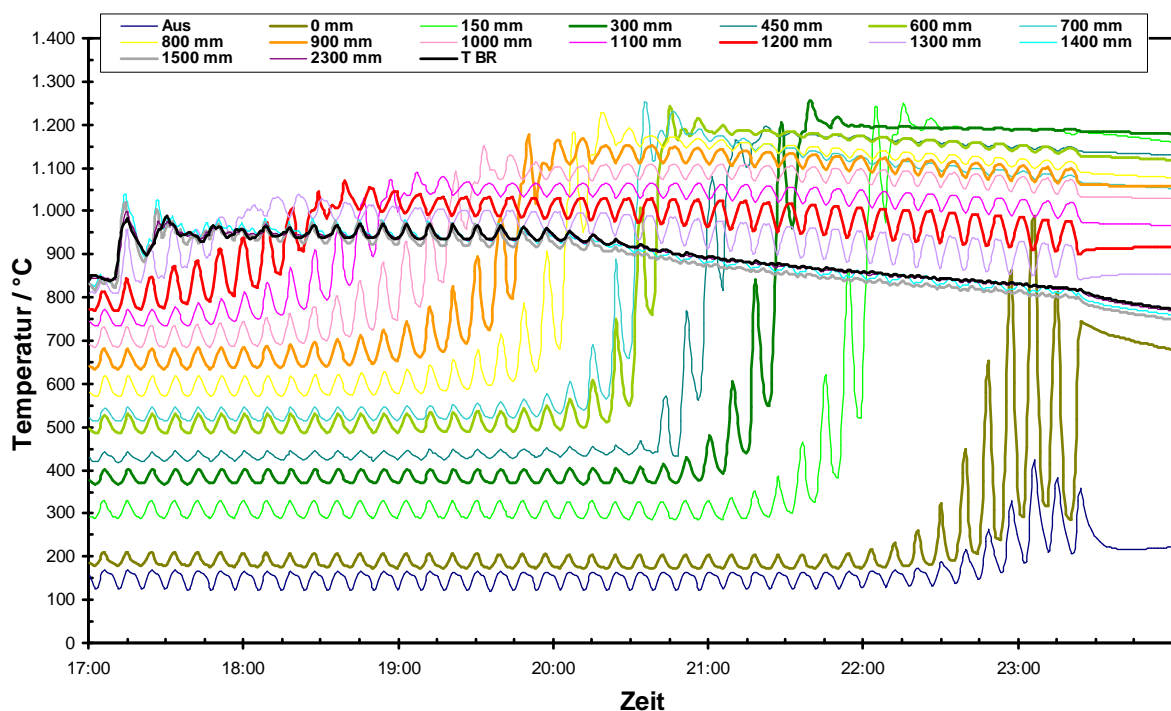


Abbildung 98: Zeitliche Entwicklung der Temperaturen in Regenerator 2 nach einer Erhöhung der Solltemperatur von 850°C auf 950°C bei einem Abluftstrom von $1.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$ im Flammenlosbetrieb

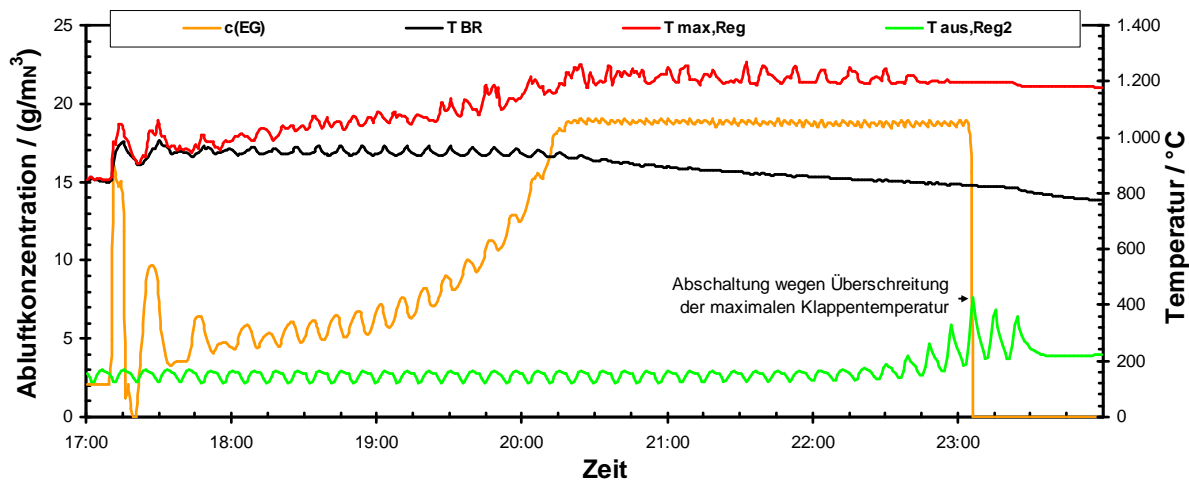


Abbildung 99: Zeitliche Entwicklung der Erdgasbeladung und Temperaturen nach einer Erhöhung der Solltemperatur von 850°C auf 950°C bei einem Abluftstrom von 1.000 m_N³/h im Flammenlosbetrieb

Weil bei diesem Anlagenverhalten überautothermer Betrieb (Maximaltemperaturen größer als Solltemperatur) vorliegt, der jedoch von der Regelung als unterautotherm diagnostiziert wird (Brennraumtemperatur kleiner als Solltemperatur), wurde hierfür der Begriff „pseudo-unterautotherm“ gewählt [5].

Die Absolutwerte des Verbrennungswärmebedarfs hängen stark von der Anlagengröße ab. Insofern ist der auf den Abluftnormvolumenstrom bezogene spezifische Verbrennungswärmebedarf (in kJ/m_N³) geeigneter, um unterschiedliche Anlagen zu vergleichen. Da sich diese Werte ebenso schlecht einschätzen lassen und andere Auslegungsgrößen wie z. B. der autotherme Betriebspunkt in der Regel auf die Abluftkonzentration bezogen werden, ist in Abbildung 100 (a) der Energiebedarf als spezifischer Erdgasbedarf (in g/m_N³) aufgetragen. Diese Darstellung hat außerdem den Vorteil, dass die einzelnen Verläufe besser unterscheidbar sind. Deshalb wird sie im Folgenden beibehalten.

Es muss an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass jede Angabe eines spezifischen Brennstoffbedarfs ohne Angabe des Bezugsstoffes sinnlos ist. Auch werden dadurch Auslegungsrisiken provoziert, z. B. wenn verschiedene Beteiligte unterschiedliche Bezugssystem (Erdgas, C_{ges}-FID, C_{ges}-Originalsubstanz) verwenden, ohne dies zu kommunizieren.

Insofern ist bei jeder weiteren Angabe des spezifischen Brennstoffbedarfes von Erdgas mit einem unteren Heizwert von 40,26 MJ/kg als Bezugsstoff auszugehen.

Im Gegensatz zum absoluten Verbrennungswärmebedarf ergibt sich in den Verläufen des spezifischen Brennstoffbedarfs ein Minimum. Dieses entsteht dadurch, dass bei gegebener Solltemperatur die Transmissionswärmeverluste gleich bleiben. Der spezifische Brennstoffbedarf ergibt sich aus

$$\frac{\dot{m}_{BS}}{\dot{V}_{N,AL}^*} = \frac{\dot{Q}_L + \dot{H}_{L,RG} - \dot{W}_{diss}}{\dot{V}_{N,AL}^* \cdot H_{inf,BS} / M_{BS}} \quad (\text{Gl. 244})$$

Geht der Abluftstrom gegen Null, so verschwinden zwar die Reingasverluste und die dissipierte Strömungsarbeit, die Transmissionswärmeverluste bleiben jedoch erhalten. Daher strebt der spezifische Brennstoffbedarf mit kleiner werdendem Abluftstrom gegen unendlich. Dies ist in Abbildung 100 (b) veranschaulicht. Da die dissipierte Arbeit im laminaren Bereich quadratisch vom Massenstrom abhängt, verläuft die spezifische dissipierte Arbeit linear. Weil diese gegenüber dem spezifischen Brennstoffbedarf zur Deckung der Transmissionswärmeverluste außerdem vergleichsweise gering ist, wird das Minimum etwa dort erreicht, wo die beiden Verlustanteile denselben Wert annehmen.

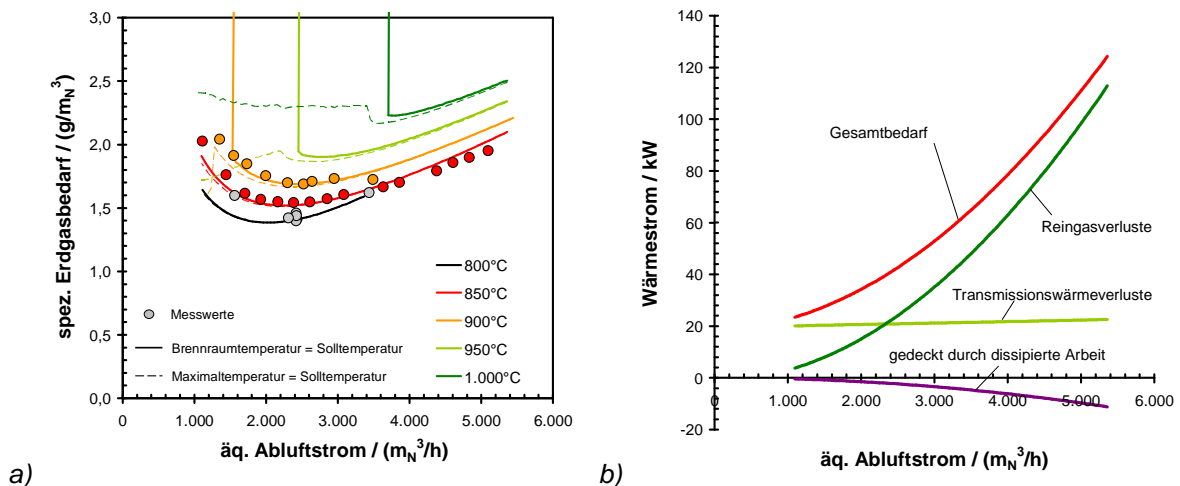


Abbildung 100: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom Abluftstrom und der Solltemperatur im Flammenlosbetrieb: (a) Mess- und Rechenwerte; (b): Erklärung des Verlaufs

Auch in Abbildung 100 sind die Punkte erkennbar, an denen höhere Brennraumtemperaturen nicht mehr erreichbar sind. Zum Vergleich wurde der Brennstoffbedarf berechnet, der sich ergibt, wenn die Erdgaszufuhr anhand der Maximaltemperatur im Reaktor geregelt wird (strichliniert). Der Reaktor kann dadurch im gesamten Bereich betrieben werden, ohne durchzugehen.

Wie bereits in [5] gezeigt wurde, ist der pseudo-unterautotherme Betriebsbereich recht groß (Abbildung 101). Wenngleich diese Berechnungen mit einem etwas anderen Modell durchgeführt wurden (ohne Dissipation, empirische Anpassungsfaktoren für Wärmeverluste und Wärmeübergang) und auch die gewählte Reaktionskinetik einen Einfluss darstellt, ist doch davon auszugehen, dass die grundsätzlichen Verhältnisse erhalten bleiben.

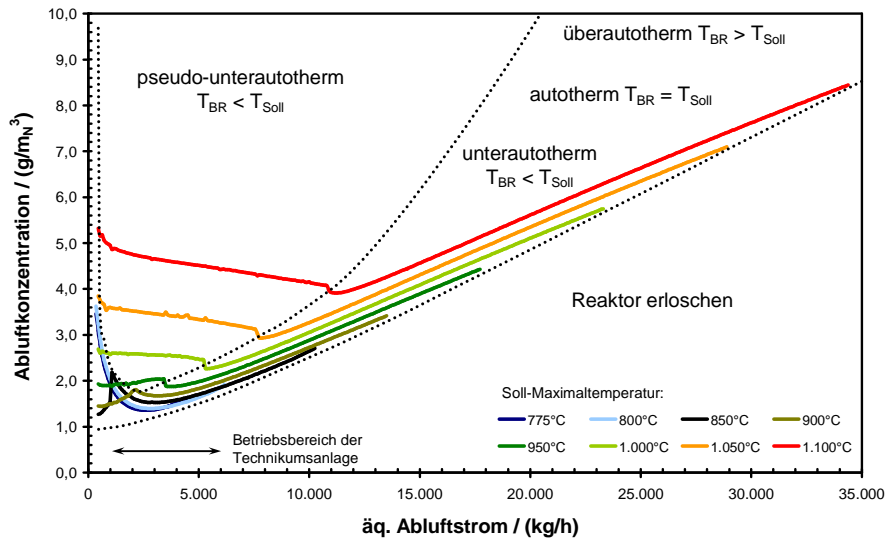


Abbildung 101: Halb-qualitative Eingrenzung der Betriebsbereiche [5]

Die Simulationsergebnisse stimmen insgesamt recht gut mit den Messwerten überein. Legt man einen Messfehler von $\pm 5\%$ bei den eintretenden Luftvolumenströmen zugrunde und berechnet mit den sich daraus ergebenden Minimal- und Maximalwerten den spezifischen Erdgasbedarf, so liegt der simulierte Verlauf fast im gesamten Gebiet innerhalb des Fehlerbereiches (Abbildung 102). Bei sehr geringen Volumenströmen ist die Abweichung zwar geringfügig größer, die Tendenz wird aber dennoch sehr gut wiedergegeben.

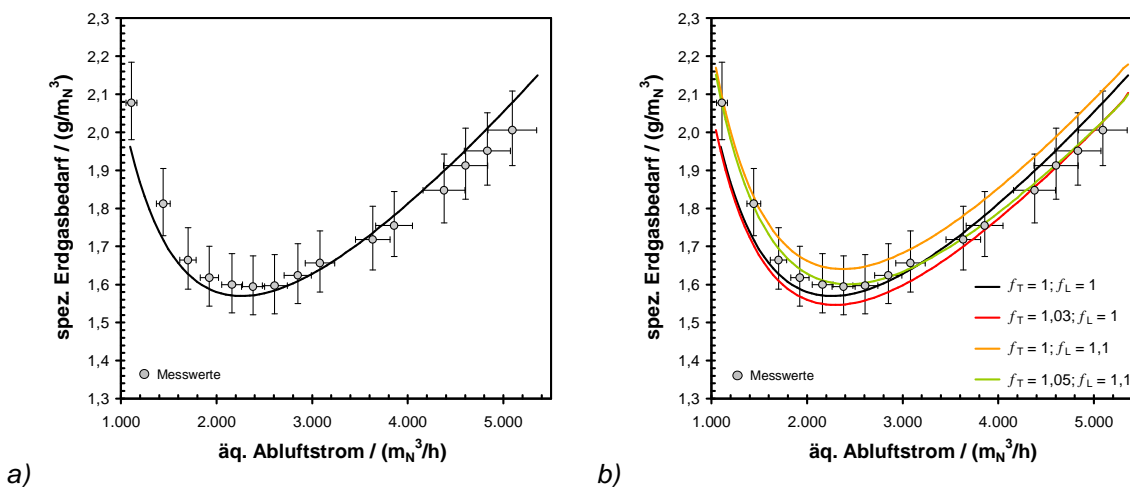


Abbildung 102: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem spezifischen Erdgasbedarf:

(a) mit Berücksichtigung von Messfehlern; (b) nach Anpassung von Korrekturfaktoren

Die Übereinstimmung könnte durch geringe Anpassung der Faktoren für Wärmeübertragung (f_T) und Wärmeverluste (f_L) noch verbessert werden. Teilbild (b) zeigt hierzu den Einfluss dieser Faktoren. Bei etwa 10% größeren Wärmeverlusten und 5% höherem Transmissionswärmestrom würden die Messwerte noch besser reproduziert.

Da aber die Übereinstimmung auch ohne diese Korrekturen ausreichend ist und die Modellentwicklung darauf abzielte, möglichst wenige Anpassungsfaktoren zu benötigen, wird im Weiteren auf die Berichtigung verzichtet und mit $f_T = f_L = 1$ gerechnet.

Neben dem Erdgasbedarf können auch die gemessenen Temperaturen zum Vergleich herangezogen werden. In Abbildung 103 sind dazu die Werte am Austritt des Abluftregenerators (a), am Eintritt des Reingasregenerators (b), am Austritt des Reingasregenerators und am Kamin (c), sowie am Eintritt des Abluftregenerators (d) gezeigt.

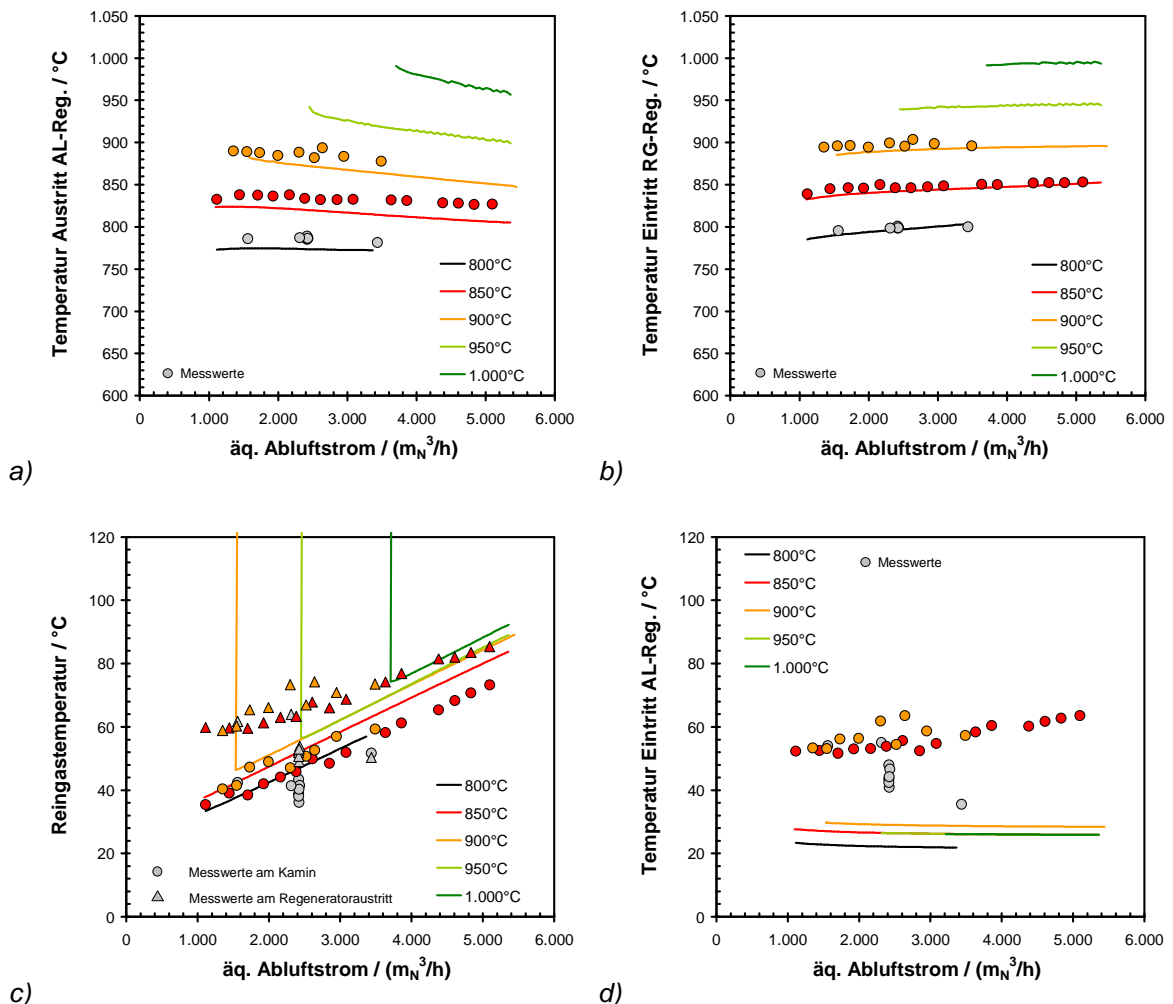


Abbildung 103: Einfluss des Abluftstroms auf Ein- und Austrittstemperaturen im Flammenlosbetrieb:

- (a) Abluftregeneratorausstritt; (b) Reingasregeneratoreintritt;
(c) Reingasaustrittstemperatur; (d) Abluftregeneratoreintritt

Die berechneten Werte am Ein- und Austritt des Brennraumes (a+b) stimmen gut mit den Messwerten überein. Auch die erkennbaren leichten Tendenzen werden korrekt wiedergegeben. Die berechneten Reingasgastemperaturen zeigen zwar größere Abweichungen, liegen aber recht gut zwischen den Messwerten am Regeneratorausstritt und am Kamin (c). Die Abweichungen zu den gemessenen Temperaturen am Austritt des Reingasregenerators sind dadurch zu erklären, dass die Temperaturen auf der Ablufteintrittsseite (d) durch die zyklischen Schwingungen zwischen der Ablufteintritts- und Reingasaustrittstemperatur in Verbindung mit der hohen Wärmekapazität des Regenerators und der Wärmekapazität des Luftverteilsystems Mittelwerte annehmen, die deutlich größer sind als die in den Simulationen vorgegebene Temperatur der Abluft am Gebläseaustritt. Die Differenzen zu den Temperaturen am Kamin kommen durch die Wärmeverluste der Reingaskanäle zustande, welche in den Berechnungen nicht berücksichtigt sind.

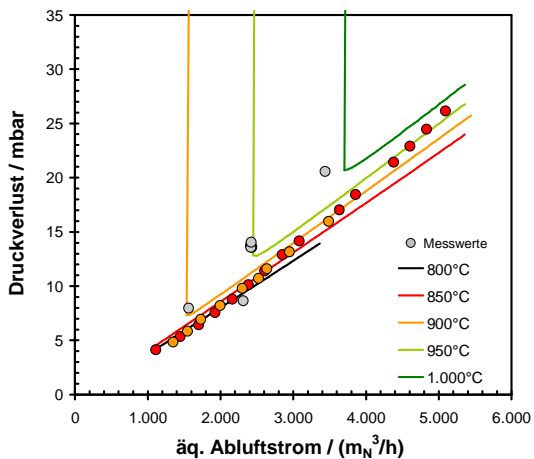


Abbildung 104: Einfluss des Abluftstroms auf den Anlagendruckverlust im Flammenlosbetrieb

Die bei Betriebstemperaturen von 850°C und 900°C gemessenen Druckverluste (Abbildung 104) stimmen ebenfalls gut mit den Messwerten überein. Bei größeren Volumenströmen werden die Abweichungen allerdings etwas größer. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass die Druckverluste der Kanäle und Klappen zwischen den beiden Messstellen im Modell nicht berücksichtigt werden. Die Messwerte bei 800°C hingegen werden durch die Simulation nur schlecht repräsentiert. Da es keinen physikalischen Grund gibt, weshalb der Druckverlust bei niedrigeren Temperaturen größer sein sollte, und außerdem die Streubreite bei diesen Messwerten am größten ist, ist dies wahrscheinlich durch schlecht kalibrierte Drucktransmitter begründet.

Die Temperaturprofile zu den verschiedenen Betriebspunkten werden im Folgenden nicht einzeln (wie in Abbildung 92) miteinander verglichen. Stattdessen werden jeweils die gemessenen und berechneten Profile einiger Versuchspunkte einzelner Messreihen nebeneinander dargestellt.

Die Gegenüberstellung (Abbildung 105) lässt dennoch erkennen, dass die berechneten Temperaturprofile den gemessenen sehr ähnlich sind. Die Steigung und Krümmung der Profilabschnitte in den Regeneratoren, die Abflachung der Verläufe am Brennraumeintritt bei höheren Volumenströmen, sowie die ansteigende Reingasaustrittstemperatur sind in beiden Diagrammen gut zu erkennen.

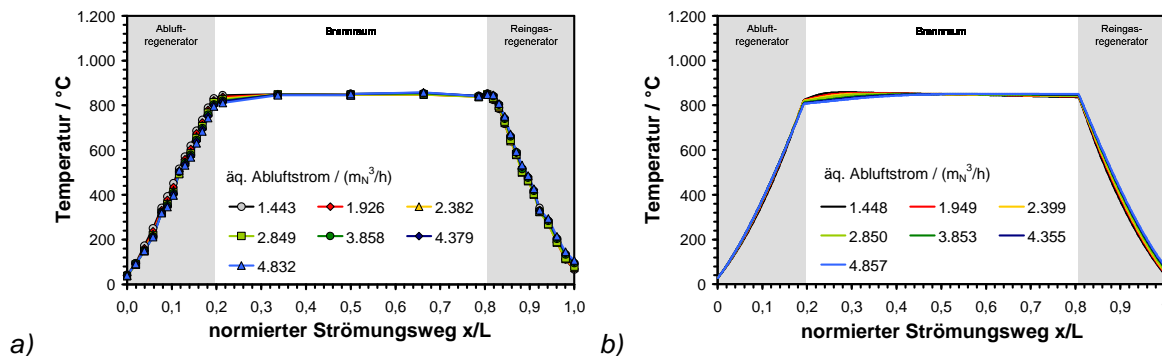


Abbildung 105: Einfluss des Abluftstroms auf die Temperaturprofile im Flammenlosbetrieb (Solltemperatur 850°C): (a) Messung; (b) Simulation

Durch die Anpassung der Reaktionskinetik an eine Auswahl gemessener Reingaskonzentrationen, werden diese Messwerte ebenfalls einigermaßen realistisch wiedergegeben (Abbildung 106). Bei der Bewertung der Genauigkeit müssen aber auch die Mess toleranzen berücksichtigt werden. Diese sind vom Analysatorhersteller mit $\leq 1\%$ der Messspanne angegeben. Für die verwendeten Messbereiche von $<1.000 \text{ mg/m}^3$ bei CO und $<30 \text{ Vol.-%}$ bei CO₂, ergeben sich demnach Messtoleranzen bis zu 10 mg/m^3 bzw. $5,9 \text{ g/m}^3$.

Die entsprechenden Fehlerbalken sind eingetragen. Außerdem ist zu beachten, dass die Analysatoren überwiegend in der Nähe der Nachweisgrenzen operieren.

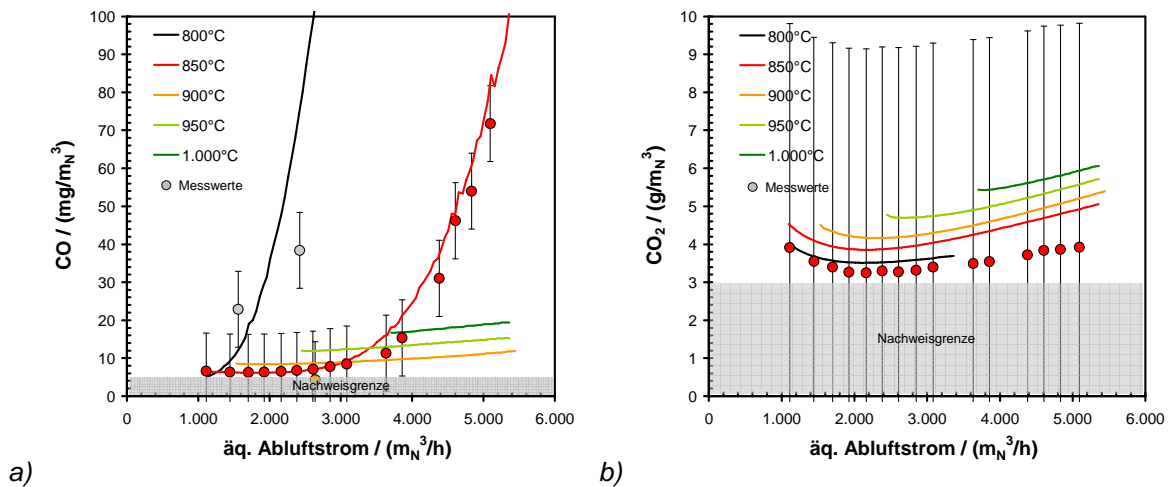
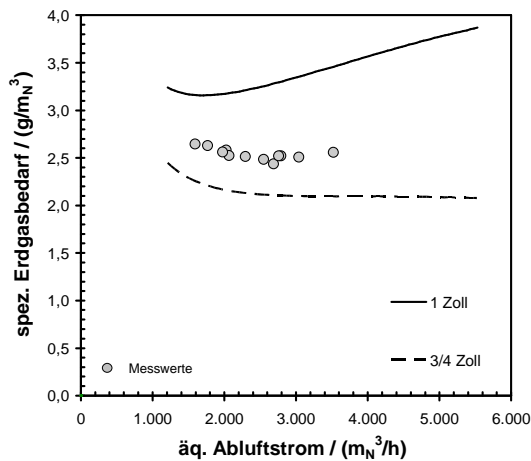


Abbildung 106: Einfluss des Abluftstroms auf die Reingaskonzentrationen im Flammenlosbetrieb:
(a) Kohlenmonoxid; (b) Kohlendioxid

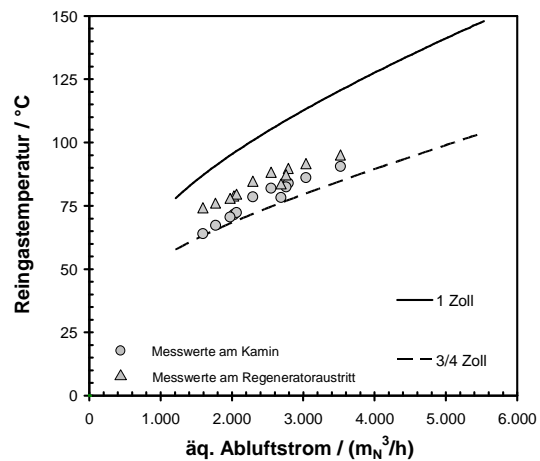
Die Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom äquivalenten Abluftstrom bei einer Brennraumtemperatur von 850°C wurde experimentell auch mit 1 Zoll Novalox® Satteln als Speichermaterial untersucht. Der Vergleich zwischen den Messungen und Simulationen (Abbildung 107) zeigt hier keine übereinstimmende Größenordnung. Die gemessenen Werte liegen zwischen den Rechenwerten die sich ergeben, wenn die Speichermassendaten von 1 Zoll bzw. $\frac{3}{4}$ Zoll Satteln verwendet werden. Diese Mittenlage bestätigt sich bei den Reingastemperaturen (b) und Druckverlusten (c).

Diese Abweichungen können im Wesentlichen drei Ursachen haben. Entweder sind die Herstellerdaten der Füllkörper ungenau. Vor allem bei der spezifischen Partikelanzahl, die zur Berechnung der gleichwertigen Durchmesser benötigt wird, sind zwischen den Angaben verschiedener Hersteller große Abweichungen zu finden. Eine andere Erklärungsmöglichkeit ist, dass die eingesetzten Füllkörper tatsächlich aus einer Mischung verschiedener Größen bestanden. In der Tat wurden innerhalb der Schüttung Satteln verschiedener Größen, einzelne Kugeln, Zylinderringe und Scherben gefunden. Die genaue Partikelzahlverteilung dieser verschiedenen Formen konnte aber wegen der Gesamtmenge von fast 4 m^3 nicht bestimmt werden. Die dritte Begründung könnte in den zu niedrig berechneten Druckverlusten bestehen, wodurch der Anteil der dissipierten Strömungsarbeit am Gesamtbedarf zurückgeht und der Erdgasbedarf steigt. Betrachtet man die Größenordnung der Abweichungen, kann diese Vermutung jedoch nur teilweise zur Erklärung dienen.

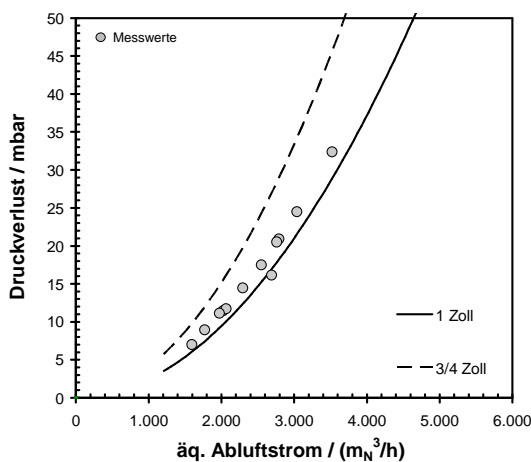
Grundsätzlich wird daraus deutlich, dass die Berechnung von Füllkörperschüttungen in RNV-Anlagen höhere Anforderungen an die Datenqualität stellt, als es bei Wabenkörpern der Fall ist. Waben haben weiter den Vorteil, dass die wesentlichen Parameter (Lückengrad, spezifische Oberfläche) kaum von der Vorgehensweise beim Einbau abhängen und mit Hilfe einer Schieblehre ausgemessen werden können.



a)



b)



c)

Abbildung 107: Einfluss des äquivalenten Abluftstroms im Betrieb mit Sattelkörpern: (a) spezifischer Erdgasbedarf; (b) Reingastemperatur; (c) Druckverlust

7.4.2 Einfluss der Brennraumtemperatur

Bei dieser Versuchsreihe wurde bei konstantem Abluftstrom schrittweise die Brennraumsolltemperatur verändert. Da bei höherer Reaktortemperatur die Transmissionswärmeverluste zunehmen, erhöht sich auch der Verbrennungswärmebedarf. Sowohl die Tendenz als auch die Größenordnung der Messwerte wird durch die Simulation gut wiedergegeben (Abbildung 108). Im Bereich von 800 $^\circ\text{C}$ bis 925 $^\circ\text{C}$ ist der Verlauf bei 2.000 $\text{m}_\text{N}^3/\text{h}$ nur sehr schwach gekrümmt. Bei einer Solltemperatur von 950 $^\circ\text{C}$ steigt der Verbrennungswärmebedarf demgegenüber leicht an. In diesem Bereich beginnen sich Temperaturmaxima in den Regeneratoren auszubilden (gemessene Maximaltemperatur im Regenerator 958 $^\circ\text{C}$), denen gegenüber die Brennraumtemperatur abnimmt. Die Temperaturregelung gleicht dies aus und erhöht die Brennstoffzufuhr. Während an der realen Anlage dennoch stabiler Betrieb möglich ist, führt dieses Verhalten bei der Simulation wieder dazu, dass bei Solltemperaturen oberhalb von 940 $^\circ\text{C}$ der Reaktor durchgeht. Anhand des berechneten, spezifischen Erdgasbedarfs (b) ist aber zu erkennen, dass dieser auf den Messpunkt zuläuft.

Gegenüber dem fast linearen Zusammenhang im mittleren Temperaturbereich liegt ein zweiter Anstieg bei Temperaturen kleiner als 800 $^\circ\text{C}$ vor. Dieses Verhalten wird von den Berechnungen ebenfalls prognostiziert. Hier ist unvollständige Verbrennung die Ursache für den erhöhten Brennstoffbedarf, wie man anhand der berechneten CO-Konzentrationen (c) unschwer erkennen kann.

Bei höheren Volumenströmen zeigen sich ähnliche Verläufe. Allerdings nimmt mit größeren Volumenströmen die benötigte Mindesttemperatur zu.

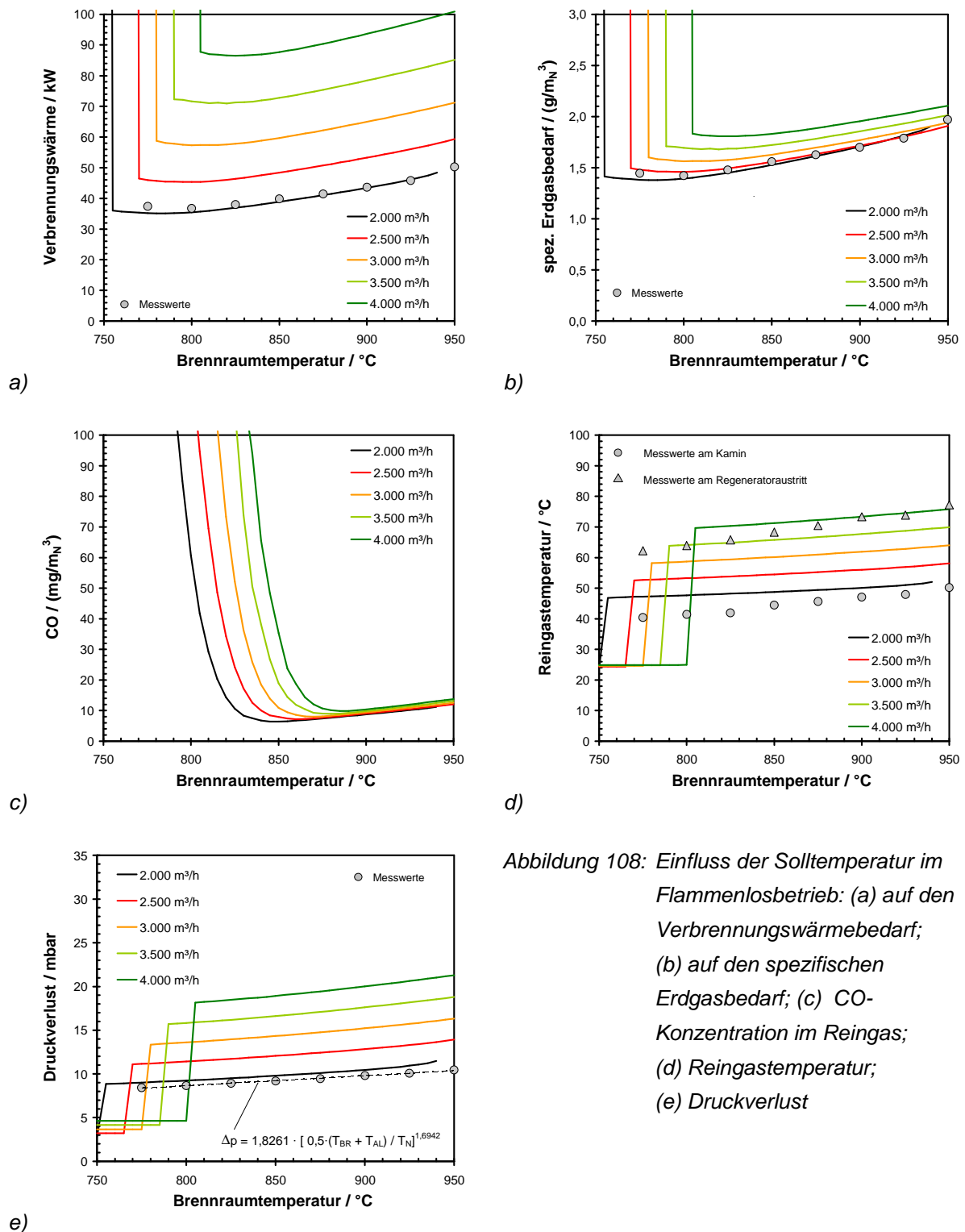


Abbildung 108: Einfluss der Solltemperatur im Flammenlosbetrieb: (a) auf den Verbrennungswärmebedarf; (b) auf den spezifischen Erdgasbedarf; (c) CO-Konzentration im Reingas; (d) Reingastemperatur; (e) Druckverlust

Die berechneten Reingastemperaturen (d) liegen im gesamten Bereich wieder zwischen den gemessenen Vergleichswerten. Weiter wird aus den Simulationen deutlich, dass die Reingastemperatur bei größeren Brennraumtemperaturen und höheren Volumenströmen ansteigt. Hierdurch vergrößern sich die Reingasverluste, was mit zum erhöhten Brennstoffbedarf beiträgt.

Auch der Anlagendruckverlust (e) nimmt bei höheren Brennraumtemperaturen geringfügig zu. Die Abschätzung nach (Gl. 222) wonach der Druckverlust etwa mit der 1,67-ten Potenz des Absoluttemperaturverhältnisses zunehmen müsste, wird recht gut bestätigt, wenn man die mittlere Temperatur als Bezugswert verwendet.

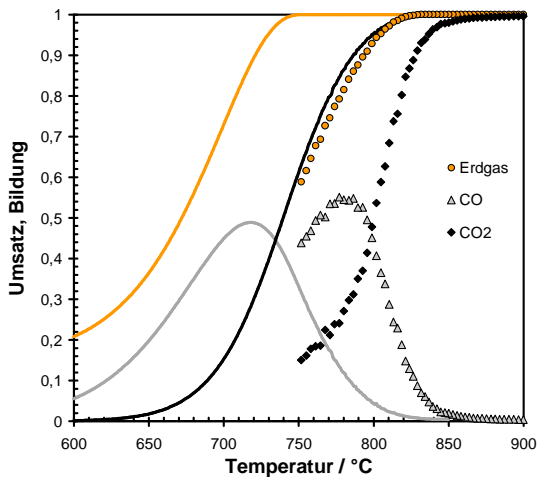


Abbildung 109: Erdgasumsatz, CO- und CO₂-Bildung in Abhängigkeit der Brennraumtemperatur bei einer Abluftbeladung von 0,5 g/m_N³ und einem Abluftstrom von 2.400 m_N³/h

Abbildung 109 zeigt die Ergebnisse eines Versuchs zur Bestimmung des Oxidationsverhaltens in Abhängigkeit der Temperatur. Hierzu wurde bei einem Abluftstrom von 2.400 m_N³/h und einer Erdgasbeladung von 0,5 g/m_N³ bei einer hohen Anfangstemperatur der Brenner von Hand auf minimale Leistung (hier 3 kW) eingestellt, wodurch die Brennraumtemperatur relativ schnell abnahm. Es handelt sich daher genau genommen nicht um reinen Flammenlosbetrieb. Währenddessen wurden die Gesamtkohlenstoff- und Kohlenmonoxidgehalte im Reingas gemessen. Aus den Messwerten wurden der Erdgas-Umsatz und die CO-Bildung berechnet und aus der Differenz der beiden Größen der zu CO₂ oxidierte Anteil bestimmt. Es wird deutlich, dass mit abnehmender Temperatur zunächst die Kohlenmonoxid-Bildung einsetzt (ab etwa 850°C) bevor der Erdgas-Umsatz merklich

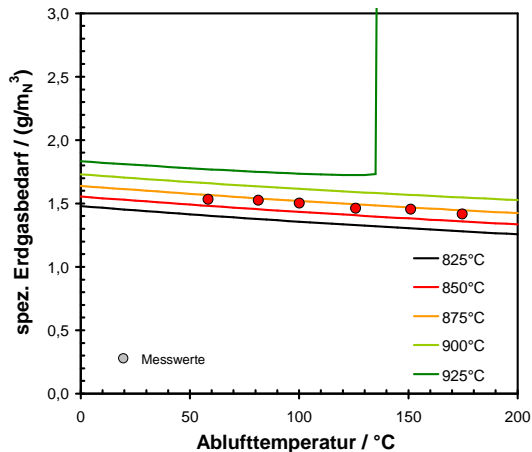
zurückgeht (ab ca. 820°C). Bei tieferen Temperaturen steigt der Kohlenmonoxid-Gehalt rasch an (geringere Reaktionsrate der CO-Oxidation), erreicht bei etwa 780°C ein Maximum und geht dann wieder zurück (geringere Reaktionsrate der Erdgas-Oxidation).

Die mit der zuvor genannten Kinetik berechneten Verläufe zeigen zwar grundsätzlich die gleichen Tendenzen, sind aber insgesamt zu niedrigeren Temperaturen verschoben. Dies zeigt, dass es mit einer vereinfachten Kinetik nicht möglich ist, alle Betriebsbedingungen realistisch abzubilden.

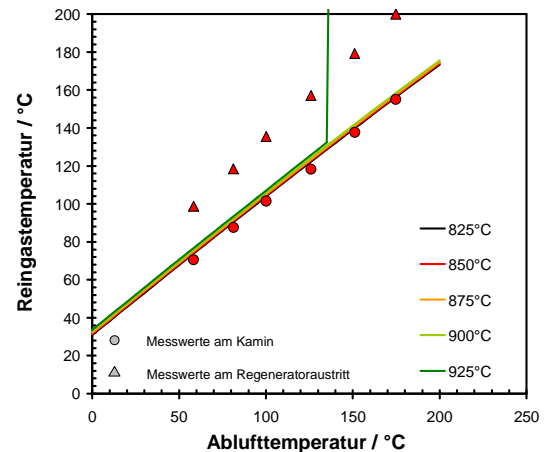
7.4.3 Einfluss der Ablufttemperatur

Mit zunehmender Ablufttemperatur nimmt der spezifische Erdgasbedarf geringfügig ab (Abbildung 110). Durch die geringere Temperaturdifferenz zwischen Ablufteintritt und Brennraum wird ein geringerer Transmissionswärmestrom benötigt, um den Abluftstrom bis auf die Brennraumtemperatur aufzuheizen. Bei konstantem Wirkungsgrad des Wärmeübertragers ist dazu eine entsprechend geringere adiabate Temperaturdifferenz erforderlich. Wäre dies der einzige Einfluss, dürfte die spezifische Beladung nur von dieser Temperaturdifferenz abhängen. Vergleicht man jedoch für die Ablufttemperaturen 0°C, 50°C und 100°C die berechneten Werte bei den Solltemperaturen 825°C, 875°C und 925°C, stellt man fest, dass die spezifische Beladung größer wird, obwohl die Temperaturdifferenz von 825 K jeweils identisch ist.

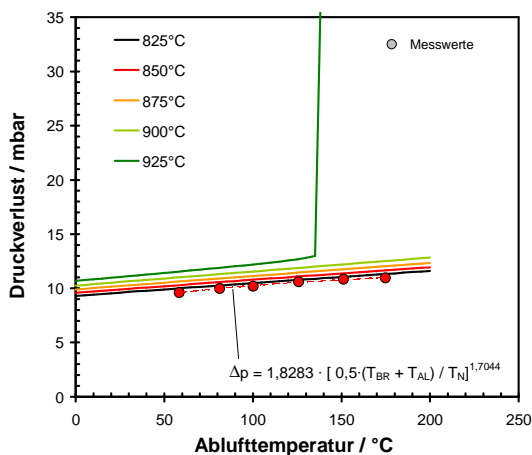
Dies liegt daran, dass bei höherer Brennraumtemperatur die Transmissionswärmeverluste zunehmen. Vergleicht man bei gleichen Ablufttemperaturen um welchen Betrag sich der spezifische Erdgasbedarf vergrößert, wenn die Solltemperatur erhöht wird, stellt man fest, dass dieser nahezu unabhängig von der Ablufttemperatur ist. Das heißt, die Wärmeverluste hängen hauptsächlich von der Brennraumtemperatur ab und kaum von der Ablufttemperatur. Dies ist ebenfalls sinnfällig, weil der größte Teil der Transmissionswärmeverluste im Brennraum abgegeben wird und sich die mittlere Regeneratortemperatur nur wenig ändert.



a)



b)



c)

Abbildung 110: Einfluss der Ablufttemperatur im Flammenlosbetrieb:
 (a) spezifischer Erdgasbedarf;
 (b) Reingastemperaturen;
 (c) Druckverlust

Im Gegensatz dazu nehmen die Reingasverluste bei höheren Ablufttemperaturen stärker zu als bei Erhöhung der Brennraumtemperatur, was anhand der berechneten Reingastemperaturen (b) ersichtlich wird. Während die Reingastemperaturen linear mit der Ablufttemperatur ansteigen, hat die Brennraumtemperatur kaum einen Einfluss. Allerdings steigen die Reingastemperaturen bei Anhebung der Ablufttemperatur nicht im gleichen Maße. Eine Temperaturerhöhung von 100 K auf der Abluftseite hat auf der Reingasseite lediglich einen Anstieg um 70 K zur Folge. Weiter fällt auf, dass ab einer Ablufttemperatur von etwa 100°C die Reingastemperaturen niedriger sind als die Ablufttemperaturen. Dies liegt einerseits daran, dass die Temperatur der Abluft nach Mischung mit den Spül- und Sperrluftströmen geringer wird, andererseits an den Transmissionswärmeverlusten.

In der Tat kann man im Betrieb mit höheren Ablufttemperaturen beobachten, dass die Temperatur am Austritt des Reingasregenerators niedriger ist als die Mischungstemperatur am Eintritt in den Abluftregenerator. In Abbildung 111 sind hierzu die zeitlichen Verläufe der Temperaturen dargestellt.

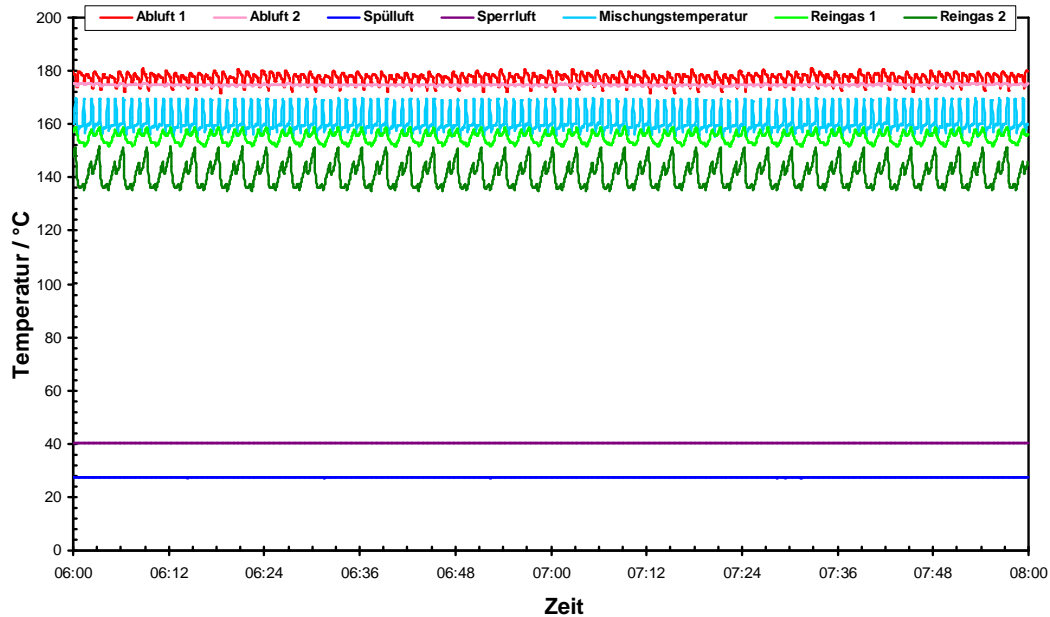


Abbildung 111: Zeitverläufe der Temperaturen der ein- und austretenden Ströme bei erhöhter Ablufttemperatur

Der Vergleich der Druckverluste (Abbildung 110 (b)) lässt erkennen, dass diese mit zunehmender Ablufttemperatur größer werden. Verantwortlich hierfür ist der Anstieg der mittleren Regeneratortemperaturen. Das Potenzgesetz wird mit guter Genauigkeit bestätigt.

Die simulierten Erdgasbeladungen sind etwas zu niedrig. Dies kann wie zuvor durch Messfehler der Volumenströme zustande kommen. In Abbildung 112 (a) ist der Vergleich für einen Messfehler der Luftvolumenströme von $\pm 5\%$ gezeigt. Der berechnete Verlauf ist somit ausreichend genau.

Andererseits kommt hier eine ungenaue Bestimmung des Erdgasmassenstroms in Betracht. Der Erdgasvolumenstrom wird aus der Impulsfrequenz von Drehkolbengaszählern bestimmt. Die eigentliche Messgröße ist also der Volumenstrom im Betriebszustand. Weil die Gasleitungen nicht wärmedämmend sind, wird bei der Auswertung angenommen, dass der Brennstoff mit Umgebungstemperatur in den Gaszähler eintritt. Im Betrieb mit erhöhter Ablufttemperatur ist diese Annahme aber nicht unbedingt gerechtfertigt. Die Abluftleitung ist ebenfalls nicht gedämmt, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die Umgebung des Gaszählers wärmer ist als die in Höhe der Dosierstation gemessene Umgebungslufttemperatur. Dadurch ist die tatsächliche Gasdichte niedriger als der bei den Auswertungen zugrunde gelegte Wert und die aus den Messwerten berechneten Erdgasbeladungen etwas zu hoch. In (b) ist der Vergleich für eine angenommene Gastemperatur von 38°C gezeigt. Die Berechnungsergebnisse wären unter dieser Voraussetzung nahezu exakt.

In Diagramm (c) ist am Beispiel einer Umgebungstemperatur von 20°C der Fehler aufgetragen, den höhere Gastemperaturen bei der Massenstromberechnung verursachen können.

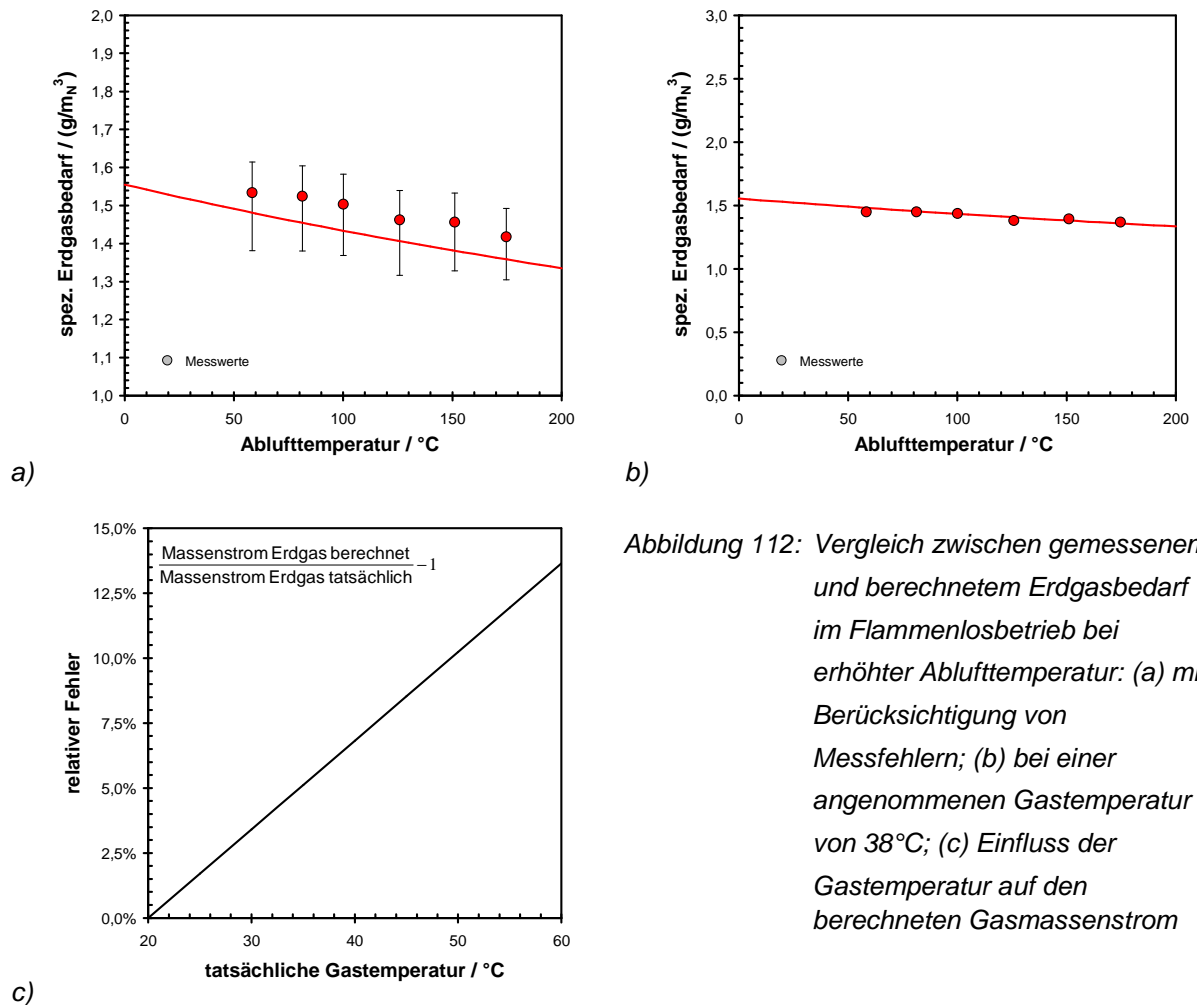


Abbildung 112: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Erdgasbedarf im Flammenlosbetrieb bei erhöhter Ablufttemperatur: (a) mit Berücksichtigung von Messfehlern; (b) bei einer angenommenen Gastemperatur von 38°C; (c) Einfluss der Gastemperatur auf den berechneten Gasmassenstrom

Die berechneten Temperaturprofile stimmen auch in diesem Fall sehr gut mit den gemessenen Verläufen überein. Lediglich bei sehr hohen Ablufttemperaturen ist zu beobachten, dass die gemessenen Temperaturen an den Rändern geringfügig höher sind.

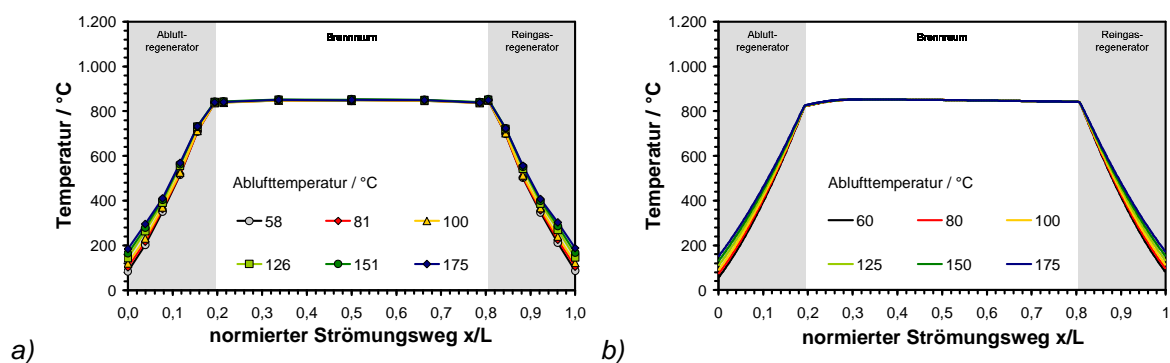


Abbildung 113: Einfluss der Ablufttemperatur auf die Temperaturprofile: (a) Messung; (b) Simulation

Abbildung 114 zeigt den Einfluss von erhöhten Ablufttemperaturen auf die Volumenstromabhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs. Neben der bereits gezeigten Messreihe, bei der die Abluft mit Umgebungslufttemperatur zugeführt wurde, ist eine weitere Versuchsreihe dargestellt, in der die Abluft auf 100°C vorgewärmt wurde.

Es wurde bereits erläutert, dass sich der spezifische Erdgasbedarf bei höheren Ablufttemperaturen reduziert. An diesen Verläufen ist zusätzlich zu erkennen, dass die Minderung mit höheren Abluftströmen zunimmt. Vergleicht man die Details der Simulationsergebnisse

(nicht gezeigt), lässt sich feststellen, dass bei höheren Ablufttemperaturen und höheren Volumenströmen die Reingasverluste gegenüber dem Betrieb mit Umgebungslufttemperatur abnehmen. Die Transmissionswärmeverluste werden zwar gleichzeitig größer, aber in geringerem Maße. Zudem nimmt die dissipierte Strömungsarbeit wegen des höheren Druckverlustes (Abbildung 115 (b)) zu. Dies führt insgesamt zu einem geringeren spezifischen Erdgasbedarf.

Die berechnete Tendenz stimmt grundsätzlich mit den Messwerten überein, die Absolutwerte bei erhöhter Ablufttemperatur sind jedoch etwas zu niedrig. Auch in diesem Fall können Messfehler der Luftvolumenströme und die unbekannte Gaseintrittstemperatur dafür verantwortlich sein. Hierzu zeigt Abbildung 114 (b) wieder den möglichen Fehlerbereich. Zusätzlich sind in (c) die Messwerte gezeigt, die sich mit einer Gastemperatur von 38°C ergeben würden. Die Übereinstimmung wird dadurch deutlich verbessert.

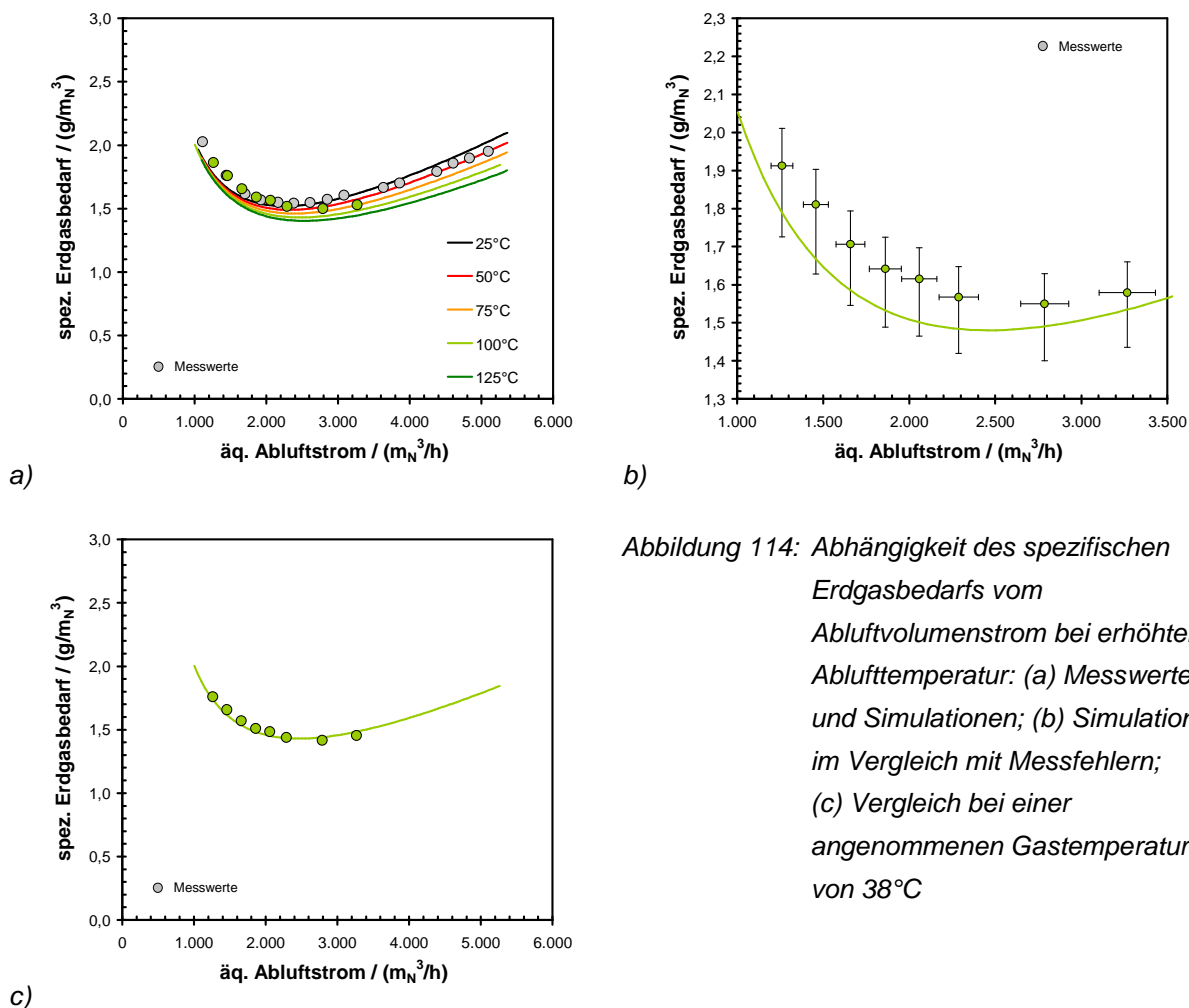


Abbildung 114: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom Abluftvolumenstrom bei erhöhter Ablufttemperatur: (a) Messwerte und Simulationen; (b) Simulation im Vergleich mit Messfehlern; (c) Vergleich bei einer angenommenen Gastemperatur von 38°C

Hinsichtlich der Reingastemperaturen und Druckverluste zeigen die Simulationsergebnisse bei diesen Randbedingungen ebenfalls gute Übereinstimmung mit den Messungen. Der gegenüber den anderen Simulationen geringfügig abweichende Verlauf bei einer Ablufttemperatur von 100°C kommt daher, dass in den anderen Fällen die mittleren Randbedingungen der Messreihe bei 25°C verwendet wurden (bis auf die Ablufttemperatur), für die Simulation mit 100°C jedoch die mittleren Randbedingungen dieser Messreihe.

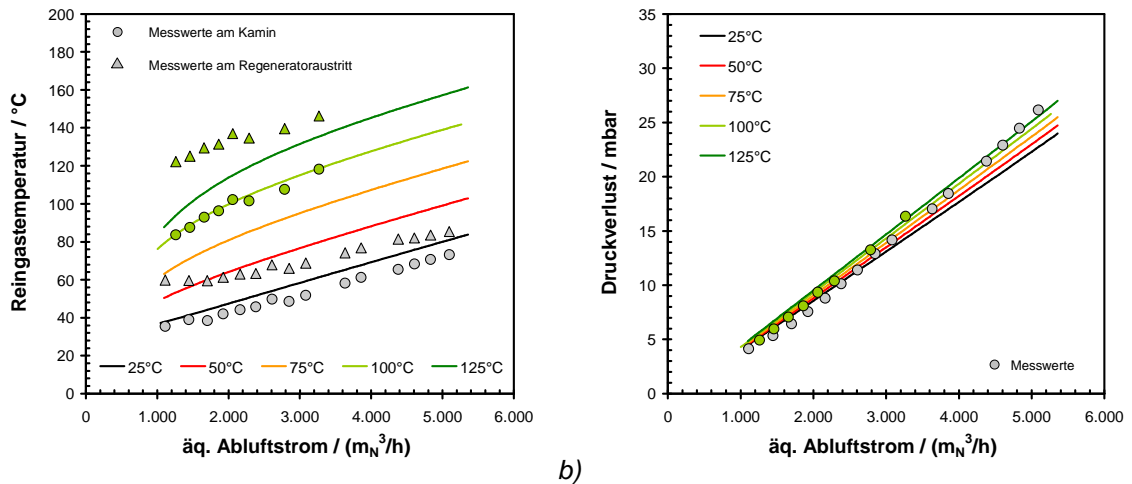


Abbildung 115: Einfluss des Abluftstroms im Flammenlosbetrieb bei erhöhter Ablufttemperatur:
(a) Reingastemperatur; (b) Druckverlust

7.4.4 Einfluss der Abluftkonzentration

Die folgenden Abbildungen zeigen eine Zusammenstellung verschiedener Versuche, die mit gleichem Abluftstrom aber unterschiedlicher Erdgasbeladung durchgeführt wurden. Wie bereits zuvor dargestellt, steigt die Maximaltemperatur mit zunehmender Beladung an. In Abbildung 116 (a) ist zu sehen, dass sich das berechnete Verhalten in gleicher Weise bei den Messungen zeigt. Mit der Ausbildung des pseudo-unterautothermen Betriebszustandes beginnt die Brennraumtemperatur gegenüber der Maximaltemperatur abzusinken (b). Wenngleich sich die Tendenz in den Messungen bestätigt, ist die Übereinstimmung mit den Simulationen in diesem Bereich unbefriedigend.

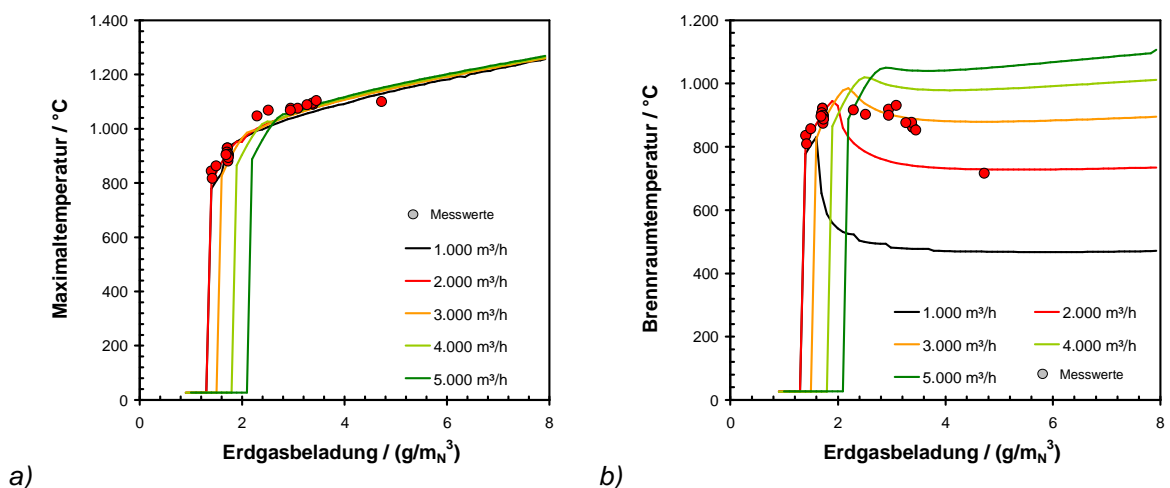


Abbildung 116: Einfluss der Erdgasbeladung bei konstantem Abluftstrom: (a) Maximaltemperatur;
(b) Brennraumtemperatur

Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass in den einzelnen Regeneratoren unterschiedliche Temperaturprofile vorlagen. Da dies an der Technikumsanlage des Öfteren beobachtet wurde, wird diese Thematik ausführlicher in Abschnitt 7.4.6 behandelt.

Eine weitere Erklärung kann darin bestehen, dass sich der jeweils neue zyklisch-stationäre Zustand noch nicht vollständig eingestellt hatte. Zwar wurde, entsprechend der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Vorgehensweise, jeweils abgewartet bis sich die Temperaturverläufe nicht mehr zu sehr veränderten. Dies schließt jedoch nicht aus, dass die simulierten Temperaturverteilungen nach sehr viel längerer Zeit nicht doch noch hätten erreicht werden können.

Trotz der Abweichungen in der Brennraumtemperatur liegen die Simulationsergebnisse der Reingastemperaturen und Druckverluste innerhalb der Messwerte (Abbildung 117). Beide Größen nehmen bei größeren Abluftbeladungen und höheren Abluftvolumenströmen zu.

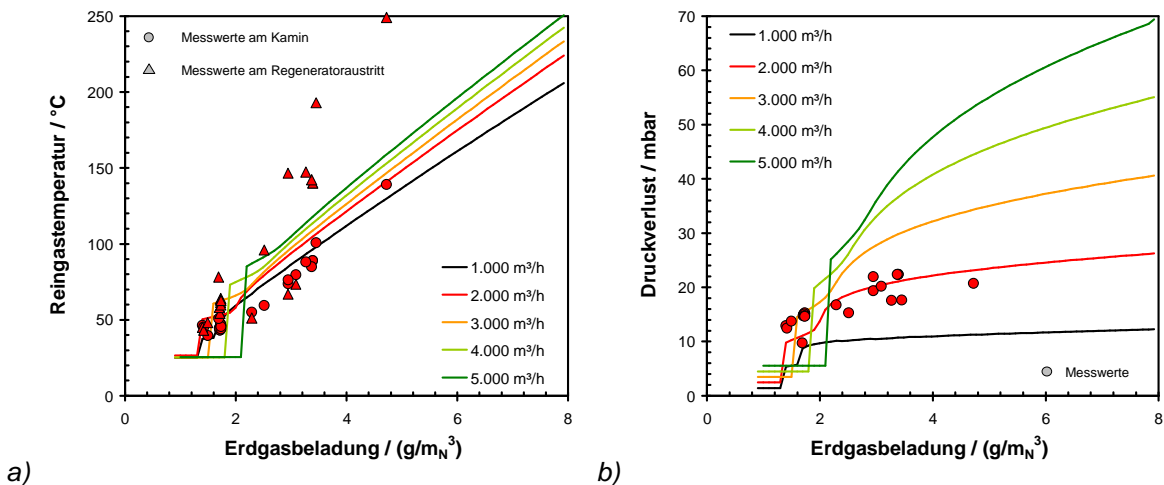


Abbildung 117: Einfluss der Erdgasbeladung bei konstantem Abluftstrom: (a) Reingastemperatur; (b) Druckverlust

Durch die inhomogenen Temperaturverteilungen in den drei Regeneratoren stimmen in diesem Fall die Temperaturprofile nicht mit der gleichen Qualität überein, wie es in den bisherigen Beispielen der Fall war. Grundsätzlich bestätigen die gemessenen Profile aber das bereits in Abschnitt 7.2.1.4 erläuterte Verhalten.

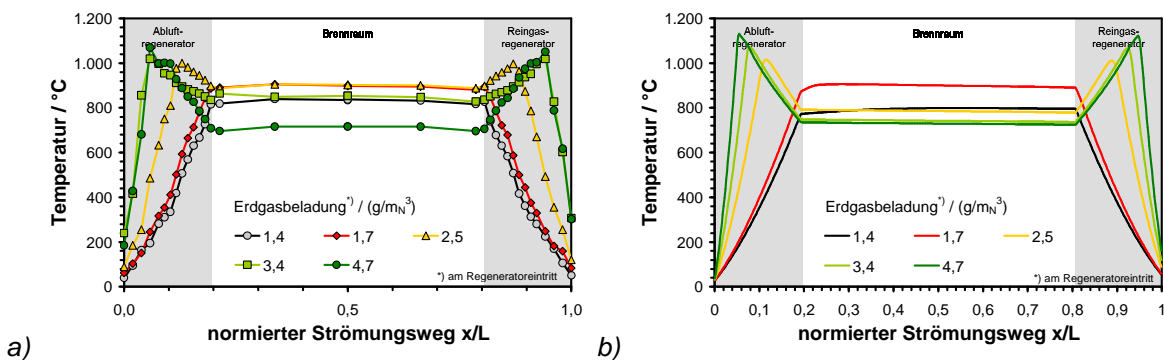


Abbildung 118: Einfluss der Abluftkonzentration auf das Temperaturprofil bei konstantem Abluftstrom: (a) Messung; (b) Simulation

7.4.5 Einfluss des Bypassmassenstroms

Bei den nachfolgend gezeigten Versuchsergebnissen wurden der Abluftstrom (2.000 m³/h) und die Abluftbeladung (4 g/m³) als Sollwerte vorgegeben und vom Prozessleitsystem eingeregelt. Nach Erreichen des zyklisch-stationären Zustandes wurde die Bypassklappe schrittweise von Hand geöffnet und jeweils der neue Beharrungszustand abgewartet.

Hier stimmen ebenfalls die berechneten Maximaltemperaturen (Abbildung 119 (a)) besser mit den Messungen überein als die Brennraumtemperaturen (b). Wahrscheinlich ist dies wieder durch ungleiche Temperaturverteilungen in den drei Regeneratoren oder nicht ausreichende Wartezeit zwischen den Einstellungen bedingt. Die berechnete Tendenz ist in den Messwerten dennoch zu sehen. Mit größerem Bypassanteil nimmt die Brennraumtemperatur zunächst zu, erreicht ein Maximum und nimmt dann etwa linear ab, bis die Reaktorzündtemperatur unterschritten wird. Die unterschiedlichen Abstände der Vergleichsrechnungen sind wiederum durch die Randbedingungen begründet. Für die Berechnung mit einer Beladung von 4 g/m^3 wurden Messwerte, für die anderen Reihen die Randbedingungen des Referenzfalls verwendet.

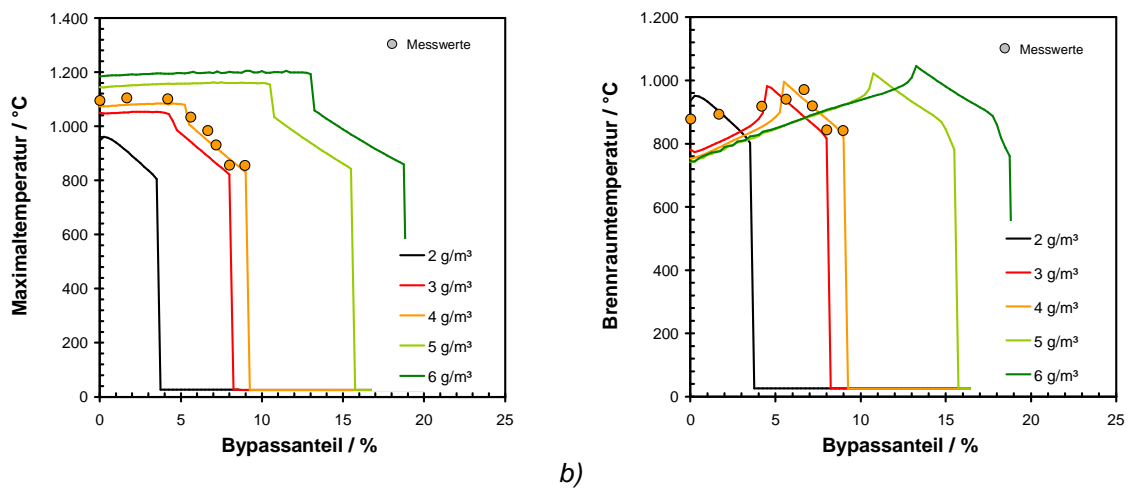


Abbildung 119: Einfluss des Bypassanteils bei konstanter Abluftkonzentration: (a) Maximaltemperatur; (b) Brennraumtemperatur

Trotz der Abweichungen der berechneten Brennraumtemperatur stimmen die grundsätzlichen Verläufe der Temperaturprofile gut überein (Abbildung 120). Mit zunehmender Auskopplung verschieben sich die Temperaturmaxima hin zum Brennraum, wobei die Brennraumtemperatur zunimmt und die Flanken der Temperaturprofile einen stärker linksgekrümmten Verlauf zeigen. Die, bei weiterer Erhöhung des Bypassmassenstroms auftretende, rasche Abnahme der Brennraumtemperatur wird ebenfalls gut reproduziert.

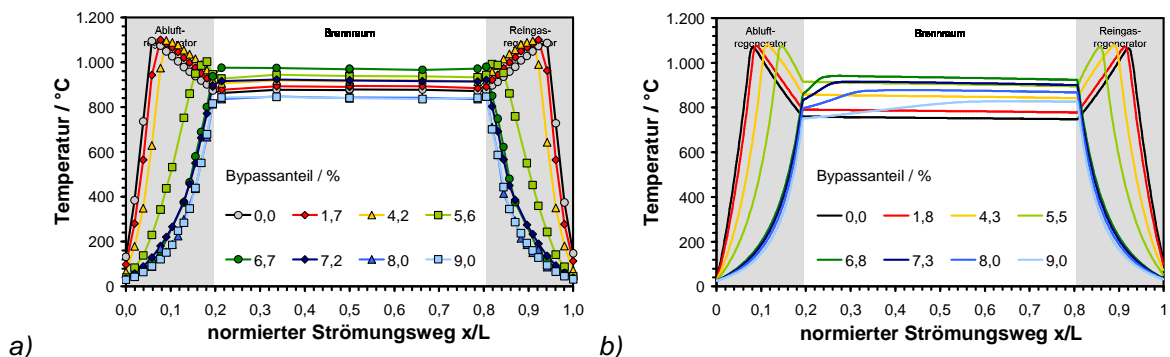


Abbildung 120: Einfluss des Bypassanteils auf das Temperaturprofil bei konstanter Abluftkonzentration: (a) Messung; (b) Simulation

Abbildung 121 zeigt die gemessenen und berechneten Reingastemperaturen (a) sowie den Vergleich der Druckverluste (b). Während die Übereinstimmung der Reingastemperaturen im gesamten Versuchsbereich gut ist, ergeben sich bei den Druckverlusten größere Abweichungen.

Die Reingastemperaturen nehmen mit zunehmendem Bypassanteil ab. Dies liegt daran, dass durch das geänderte Wärmekapazitätsstromverhältnis der Reingasabkühlungsgrad zunimmt. Da im Bypassbetrieb die mittlere Regeneratortemperatur geringer wird, nimmt der Druckverlust ab. Diese Tendenz wird geringer, sobald die Maximaltemperaturen den Brennraum erreicht haben. Während dieser Verlauf bei den gemessenen Reingastemperaturen zu erkennen ist, ist er bei den gemessenen Druckverlusten nicht feststellbar. Vergleicht man hierzu die Temperaturprofile bei Bypassanteilen >6% ist zu erkennen, dass in diesem Bereich die mittlere Temperatur des Regenerators in den Messungen etwas höher ist als in den Simulationen. Daher sind auch die gemessenen Druckverluste in diesem Gebiet etwas höher.

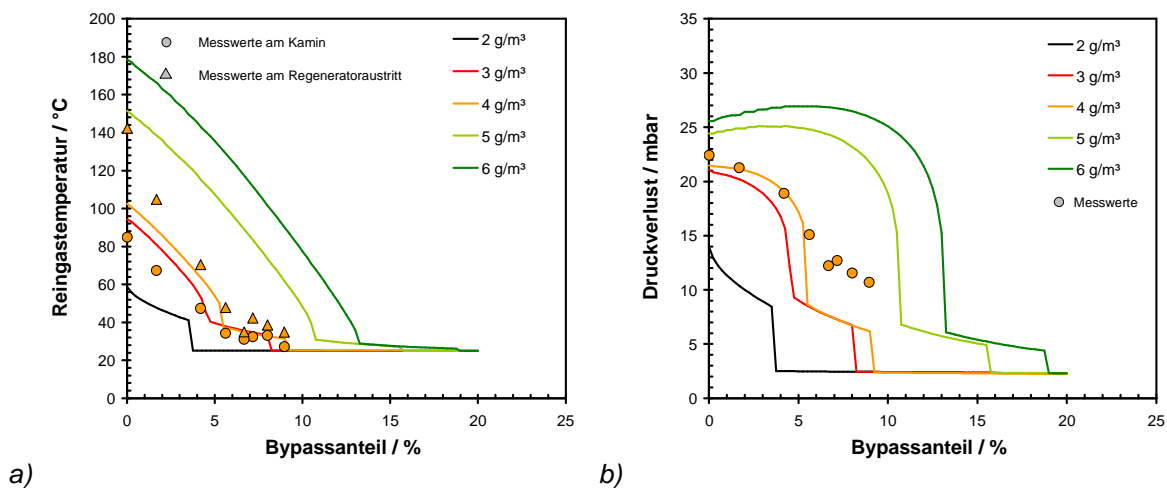
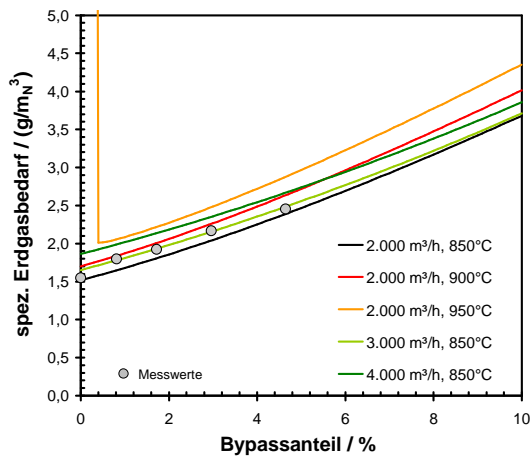


Abbildung 121: Einfluss des Bypassanteils bei konstanter Abluftkonzentration: (a) Reingastemperatur; (b) Druckverlust

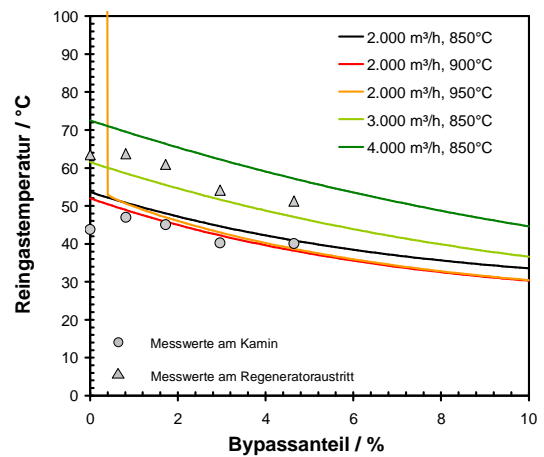
In einer anderen Versuchsreihe wurden Abluftstrom ($2.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$) und Solltemperatur (850°C) konstant gehalten und der Bypass schrittweise geöffnet. Abbildung 122 zeigt die zugehörigen Ergebnisse.

Der spezifische Erdgasbedarf (a) nimmt bereits bei Auskopplung von geringen Reingasmengen stark zu. Innerhalb des Versuchsbereichs nimmt der Bedarf von ca. $1,6 \text{ g}/\text{m}_N^3$ bei 0% Auskopplung auf etwa $2,5 \text{ g}/\text{m}_N^3$ bei 4,6% zu, was einer Steigerung von fast 60% entspricht. Geht man von einer Leckagerate einer Heißgasklappe von 0,5...1,0% aus, ist allein durch die Installation eines heißen Bypass mit einer Vergrößerung des spezifischen Erdgasbedarfs im Bereich von fünf bis zehn Prozent zu rechnen.

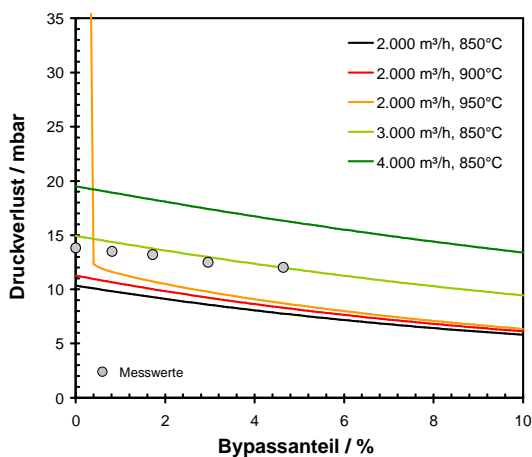
An den berechneten Verläufen ist erkennbar, dass zwischen Bypassanteil und Gasbedarf kein linearer Zusammenhang besteht, wie es der Fall sein müsste, wenn nur der abgeführte Enthalpiestrom für die Zunahme verantwortlich wäre. Stattdessen nimmt der Energiebedarf exponentiell zu. Dies liegt daran, dass sich durch das geänderte Wärmekapazitätsstromverhältnis der Abluftvorwärmgrad verringert.



a)



b)



c)

Abbildung 122: Einfluss des Bypassanteils:

(a) spezifischer Erdgasbedarf;

(b) Reingastemperatur;

(c) Druckverlust

Vergleicht man die für verschiedene Solltemperaturen berechneten Verläufe, stellt man fest, dass die Zunahme des spezifischen Energiebedarfs mit höherem Bypassanteil umso größer ist, je höher die Betriebstemperatur gewählt wird. Im Gegensatz dazu führen erhöhte Abluftströme zu flacheren Verläufen. Weiter ist auffällig, dass sich die Tendenzen bei gleichen Temperaturen aber verschiedenen Abluftströmen kaum unterscheiden. Dies bestätigt, dass der Einfluss des Wärmekapazitätsstromverhältnisses auf die Wirkungsgrade größer ist als derjenige der Stanton-Zahl (vgl. Abbildung 11).

Reingasaustrittstemperatur und Druckverlust nehmen mit zunehmendem Bypassanteil ab. Da durch die Art der Versuchsdurchführung das Temperaturmaximum immer im Brennraum lag und keine Maximalwerte in den Regeneratoren auftraten, weisen die Verläufe durchgehend die flache Tendenz auf.

Der Vergleich der Temperaturprofile (Abbildung 123) zeigt hier wieder sehr gute Übereinstimmung, was die Vermutung unterstützt, die zuvor festgestellten Abweichungen seien durch unsymmetrische Temperaturverteilungen oder nicht ganz zyklisch-stationären Betrieb begründet.

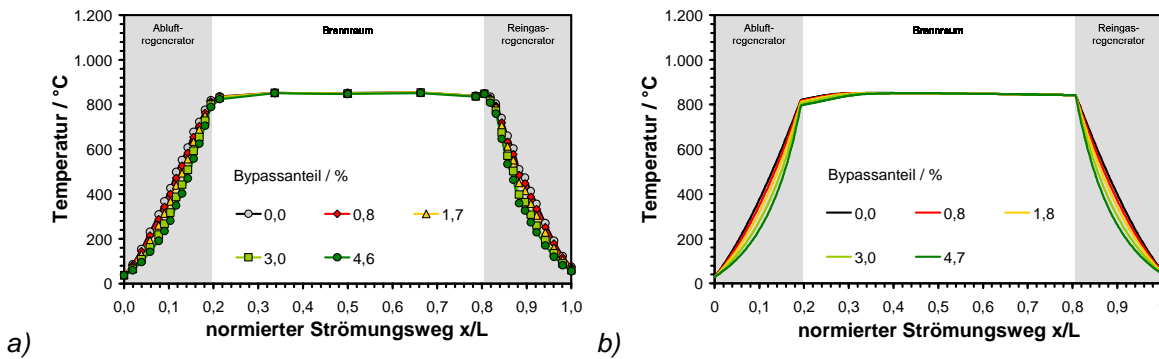


Abbildung 123: Einfluss des Bypassanteils auf das Temperaturprofil bei konstanter Beladung:
(a) Messung; (b) Simulation

Eine theoretische Grenze für den maximal möglichen Bypassanteil im stationären Betrieb besteht nicht. Würde man den gesamten Reingasstrom über den Bypass abführen und so den Wärmeübertrager umfahren, wäre lediglich keine Abluftvorwärmung mehr vorhanden. Der spezifische Erdgasbedarf würde dann den gleichen Wert annehmen, der sich bei einem einfachen Luftherhitzer ergäbe.

Im realen Betrieb von RNV-Anlagen ist jedoch zu beachten, dass der Wärmespeicher im Bypassbetrieb mehr oder weniger stark entladen wird (vgl. Temperaturprofile in Abbildung 120). Nach einer Verminderung des Bypassanteils muss deshalb zunächst der Speicher wieder aufgeladen werden. Durch die enorm hohe Wärmekapazität der Regeneratoren wird hierfür entsprechend viel Energie, beziehungsweise bei einer endlichen Ausgleichszeit eine sehr große Leistung benötigt. In Abschnitt 8.5 wird eine Abschätzung für den thermischen Ladezustand des Regenerators gegeben.

7.4.6 Ursachen ungleicher Temperaturverteilungen

In Abbildung 124 sind zu den Messungen mit den größten Abweichungen aus Abbildung 120 die Temperaturverläufe der drei Regeneratoren gezeigt (Mittelwerte im Ablufttakt).

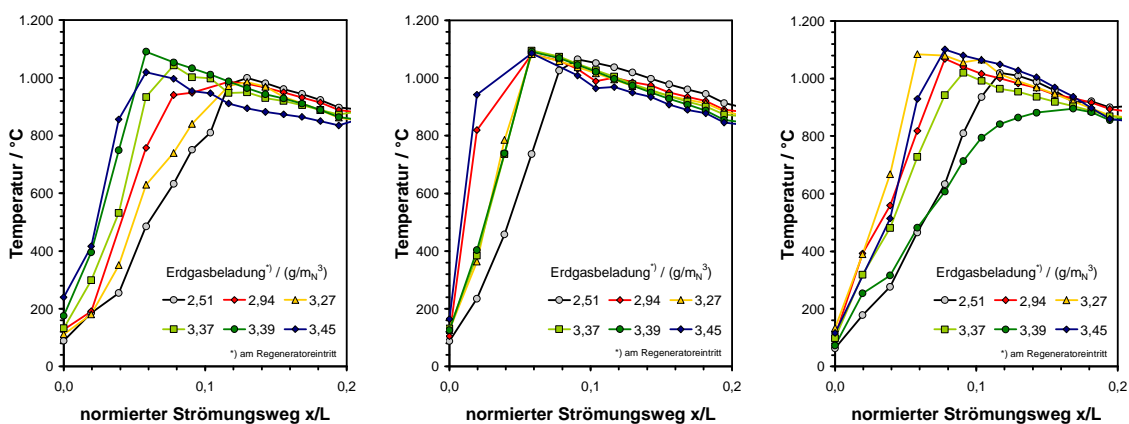


Abbildung 124: Exemplarischer Vergleich der Temperaturprofile in den drei Regeneratoren

Vergleicht man zu jeweils gleichen Konzentrationen die Profile in den drei Regeneratoren, stellt man fest, dass größere Unterschiede in den Verteilungen vorliegen. Diese Problematik wurde bereits in [5] diskutiert. In der Regel sind die Temperaturen im mittleren Regenerator etwas höher als in den beiden Äußeren, was sich mit geringeren Wärmeverlusten durch den Wärmestau zwischen den Regeneratoren erklären lässt. Regenerator 3 hat erfahrungs-

gemäß eher die Neigung zu tieferen Temperaturen, auch wenn dies in Abbildung 124 nicht in allen Fällen zum Ausdruck kommt.

Teilweise wurden im pseudo-unterautothermen Betrieb auch Zustände beobachtet, in denen die ungleichmäßige Wärmeverteilung über lange Zeit mehrfach zwischen verschiedenen Regeneratoren wechselte. Hierzu ist in Abbildung 125 ein Beispiel gezeigt.

Dabei wurde bei einem Abluftstrom von $2.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$ die Abluftbeladung von $1,75 \text{ g/m}_N^3$ auf $3,5 \text{ g/m}_N^3$ erhöht und diese Anlageneinstellung über sieben Tage beibehalten. Dargestellt sind die Zeitverläufe der Temperaturen in Regenerator 3 über einen Zeitraum von drei Tagen als 5 Minuten-Mittelwerte. Es ist erkennbar, dass sich nach dem Beladungssprung ein Temperaturmaximum innerhalb des Regenerators ausbildet, das sich innerhalb der ersten 18 Stunden zu den unteren Messstellen verlagert. Im weiteren Verlauf werden die Regeneratortemperaturen wieder geringer und nehmen jeweils etwa 26 Stunden nach Erreichen ihres Maximums einen Minimalwert an. Anschließend nehmen die Temperaturen wieder zu, wobei sie jedoch nicht auf ihr altes Niveau zurückkehren.

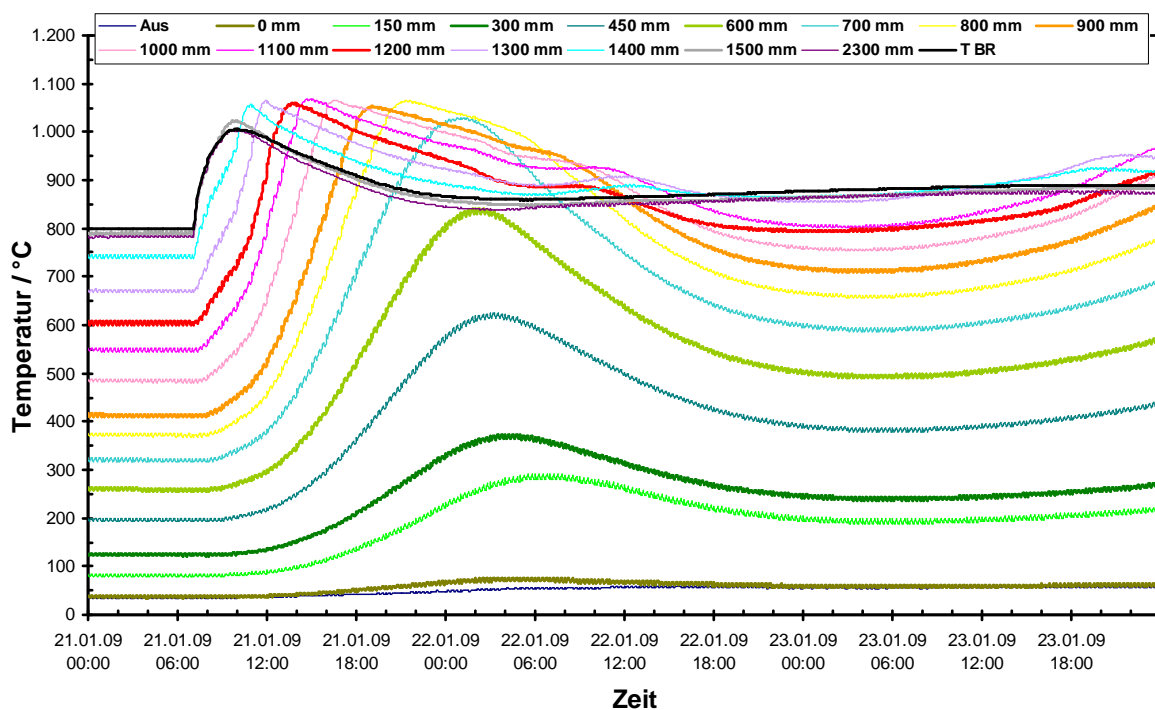


Abbildung 125: Beispiel für langfristig oszillierende Temperaturen

Rehacek et al. [230] und *Eigenberger et al.* [170] berichten bei katalytischen Festbettreaktoren über ähnliche Schwingungen der Temperaturprofile. Die Diagramme aus [170] sind in Abbildung 126 in etwas veränderter Darstellung reproduziert. Die Autoren führen dieses Verhalten auf asymmetrische Akkumulation der Reaktionswärme in den Speicherbetten zurück. *Rehacek et al.* haben anhand von Simulationen gezeigt, dass diese Oszillationen nur in bestimmten Betriebsbereichen auftreten.

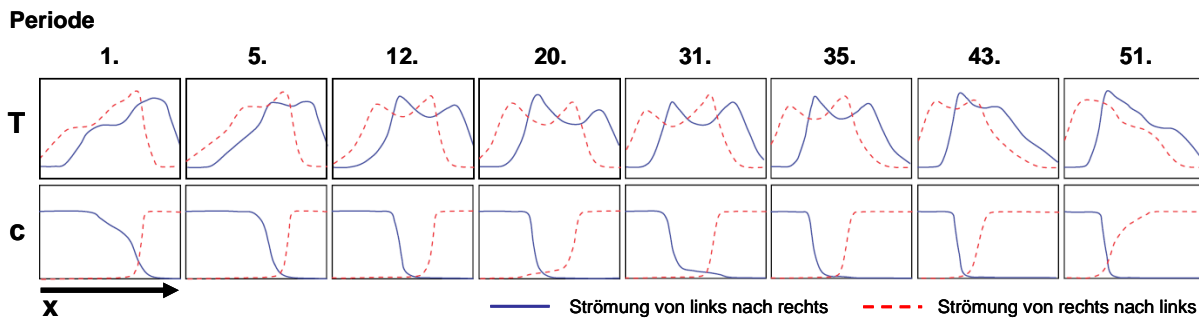


Abbildung 126: Asymmetrisch-periodische Temperaturprofile in einem katalytischen Strömungsumkehrreaktor mit Transmissionswärmeverlusten (Profile vor der Strömungsumkehr, entnommen bei Eigenberger et al. [170] / eigene Bearbeitung)

Es stellt sich die Frage wodurch die ungleichen Temperaturverteilungen in den einzelnen Regeneratoren und die langfristigen Oszillationen verursacht werden.

Einen Erklärungsansatz veranschaulicht Abbildung 127. Durch die Erhöhung der Konzentration vergrößert sich die adiabate Temperaturdifferenz, was, wie bereits erläutert, zu steileren Temperaturprofilen führt (Punkt (1)). Im pseudo-unterautothermen Betrieb bilden sich Temperaturmaxima innerhalb der Regeneratoren, wodurch die zur Abluftvorwärmung oder Reingasabkühlung genutzte Fläche geringer wird (2). Gleichzeitig nimmt die mittlere Regeneratortemperatur zu, sodass der Druckverlust ansteigt (3). Hierdurch wird mehr Strömungsarbeit dissipiert (4), was den Temperaturanstieg (1) vergrößert. Durch die Verlagerung des Zündpunktes in die Regeneratoren wird der Rest des Wärmeübertragers (5) zur Rückwärmeübertragung genutzt, sodass die Brennraumtemperatur absinkt (6). Dies vermindert die Transmissionswärmeverluste im Brennraum (7) was wiederum den Temperaturanstieg verstärkt (1). Durch die Verringerung der genutzten Vorwärmfläche (2) nehmen der Wirkungsgrad des Wärmeübertragers und der Transmissionswärmestrom ab (8). Andererseits nehmen durch die höheren mittleren Regeneratortemperaturen die Transmissionswärmeverluste in den Regeneratoren zu (9). Die beiden letztgenannten Effekte (8+9) wirken dem Temperaturanstieg entgegen (10).

Bei geringerem Temperaturanstieg (10) wirken sich die einzelnen Einflüsse genau entgegengesetzt aus. Die Vorwärmfläche wird vergrößert (11), die mittleren Regeneratortemperaturen nehmen ab, der Druckverlust sinkt (11) wodurch die Dissipation abnimmt (13). Gleichzeitig wird die Fläche zur Rückwärmeübertragung reduziert (14), was zu einer höheren Brennraumtemperatur (15) und höheren Transmissionswärmeverlusten führt (16). Beides verringert den Temperaturanstieg (10) weiter. Durch die Vergrößerung der Vorwärmfläche (11) nimmt der Transmissionswärmestrom zu (17) und durch die geringeren mittleren Regeneratortemperaturen die Transmissionswärmeverluste ab (18). Beide Effekte vergrößern den Temperaturanstieg (1).

Die Reingasverluste sind in diesem vereinfachten Schema vernachlässigt, da diese von der instationären Wärmeübertragung und Wärmeleitung abhängen. Würden diese Mechanismen zusätzlich mit einbezogen, ergäben sich zahlreiche weitere Wirkungsbeziehungen.

Verfolgt man die möglichen Pfade durch dieses System findet man insgesamt vier mögliche, gekoppelte Wirkungskreise, von denen jeweils zwei einander entgegenwirken. Grundsätzlich könnte die Darstellung auf diese vier Zusammenhänge reduziert werden, wenn man positive

und negative Vorzeichen zuließe. In dieser Darstellungsart sind die entgegengesetzten Auswirkungen (rote und blaue Zyklen) jedoch besser nachzuverfolgen.

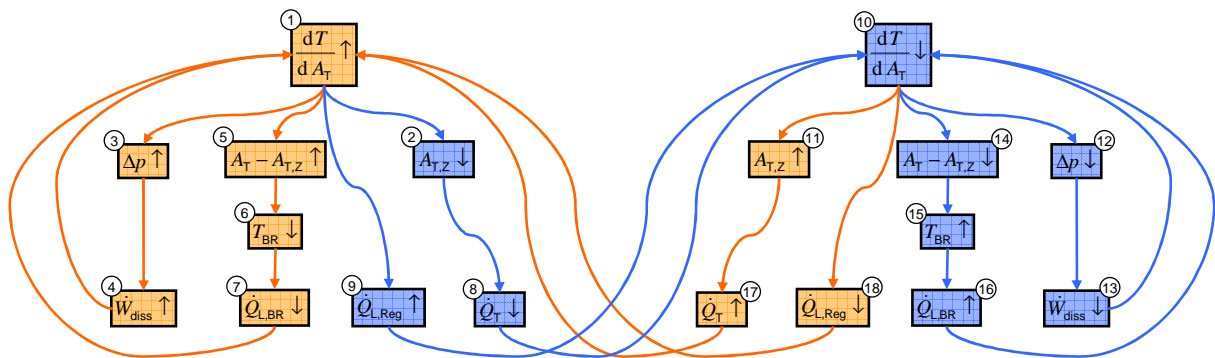


Abbildung 127: Vereinfachtes Wirkungsschema verschiedener Einflussgrößen auf das Temperaturprofil

Die verschiedenen Wirkungen beeinflussen das System mit unterschiedlichen Zeitkonstanten. So passen sich Druckverlust und dissipierte Arbeit unmittelbar an die momentanen Verhältnisse an, während der Transmissionswärmestrom und die Transmissionswärmeverluste jeweils durch unterschiedliche Wärmekapazitäten verzögert werden und dadurch langsamer reagieren. Es ist daher anzunehmen, dass jeder der möglichen Zyklen eine spezifische Periodendauer besitzt und das System entsprechend viele Grundschwingungen aufweist.

Durch die zyklische Umschaltung der Strömungsrichtung wird diesem System eine Schwingung von außen aufgeprägt, sodass es in Resonanz versetzt wird. Im Normalbetrieb schwingt dadurch das Gesamtsystem harmonisch zwischen den beiden Seiten hin und her, wobei die Periodendauer der Zyklusdauer entspricht.

Wird nun das System aus gekoppelten Schwingkreisen kurzzeitig gestört, z. B. durch eine Veränderung der Abluftbeladung, ändern sich die Amplituden der Grundschwingungen. Durch konstruktive und destruktive Interferenz der einzelnen Schwingungen kann nach Ende der Störung das System entweder in den Ausgangszustand zurückfallen oder einen neuen Zustand annehmen.

Ist die Störung dauerhaft, wird sich ein neuer Zustand einstellen. Je nach Art und Größe der Störung sowie der Konstitution des Systems kann beim Übergang in diesen neuen Zustand die Resonanzfrequenz erhalten bleiben (was in den Versuchen meist der Fall ist), oder es treten für einen gewissen Zeitraum Oberschwingungen auf (wie in Abbildung 125), oder es stellen sich bleibende periodische Oberschwingungen bzw. Schwebungen ein (vgl. Abbildung 126).

Bildlich beschrieben verhält sich das System ähnlich wie ein Regelkreis, der nach Änderung des Sollwertes die Regelgröße unmittelbar einregelt (aperiodischer Grenzfall), kurzzeitig überschwingt (gedämpfte Schwingung) oder instabiles Regelverhalten aufweist (periodische Schwingung).

Obwohl das im gezeigten Versuch beobachtete Verhalten nicht den Anschein eines zyklisch-stationären Zustandes erweckt, ist dennoch nicht ausgeschlossen, dass es sich um einen solchen handelt. Dies ist näher zu erläutern.

Im stationären Betrieb des Wärmeübertragerreaktors bzw. im zyklisch-stationären Betrieb des Strömungsumkehrreaktors befinden sich die beiden Hauptwirkungskreise im Gleichgewicht. Die mathematische Bedingung hierfür lautet am Beispiel der Energiebilanz beim Wärmeübertragerreaktor

$$\frac{dH}{dt} = 0. \quad (\text{Gl. 245})$$

Die Enthalpieänderung muss also im stationären Betrieb zu *jedem* Zeitpunkt Null betragen.

Beim Strömungsumkehrreaktor existiert ein solcher Zustand nicht. Stattdessen gilt für den zyklisch-stationären Betrieb die Bedingung

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \frac{dH}{dt} dt = 0 \quad \Delta\tau > 0. \quad (\text{Gl. 246})$$

Dies bedeutet, es existiert eine von Null verschiedene Zeitspanne $\Delta\tau$ innerhalb derer sich die Enthalpieänderungen gegenseitig aufheben, sodass das System zu seinem Ausgangszustand zurückkehrt. Diese Bedingung macht keine Aussage darüber, *wann* dieser Zustand erreicht wird oder *wie lange* die Zeitspanne (Periodendauer des zyklisch-stationären Zustandes) sein muss. Es ist also theoretisch möglich, dass sich die Schwingungen erst nach Wochen, Monaten oder Jahren wiederholen.

Eine weitere Erklärung für die ungleichen Temperaturprofile ergibt sich aus der Systemstabilität. Grundsätzlich ist möglich, dass es sich in diesen Betriebsbereichen nicht um stabile zyklisch-stationäre Zustände handelt, sondern um labile Gleichgewichte. In diesem Fall könnte bereits die geringste Störung, beispielsweise eine kurzzeitige Abnahme der Umgebungslufttemperatur durch Öffnen der Hallentore, dazu führen, dass die Anlage oder ein einzelner Regenerator aus dem labilen Gleichgewicht fällt und dem nächsten stabilen Zustand zustrebt.

Die Neigung zu mehrfach-stationären und oszillierenden Zuständen unter bestimmten Betriebsbedingungen ist systemimmanent und kann daher nicht verhindert werden.

Als weitere Ursachen kommen ungleichmäßige Randbedingungen sowie Unregelmäßigkeiten in der Betriebsweise oder dem Anlagenaufbau in Frage.

Da sich die Füllkörper in den einzelnen Regeneratoren nie vollkommen identisch einbauen lassen, sondern sich immer lokale Abweichungen (insbesondere der Porosität) ergeben, ist z. B. nicht ausgeschlossen, dass sich die einzelnen Regeneratoren geringfügig in ihrem Wärmeübertragungsverhalten unterscheiden. Auch ungleiche An- und Durchströmung kann nicht vollkommen ausgeschlossen werden.

Abweichungen der Taktdauern an den einzelnen Regeneratoren wurden durch Justage der Klappenstellzeiten weitestgehend ausgeschlossen. Die Abweichungen der Stellzeiten untereinander betragen danach im Mittel maximal 0,2 s bei den Abluftklappen, 0,1 s bei den Reingasklappen und 0,3 s bei den Spülluftklappen.

Verschiedene Randbedingungen der Technikumsanlage werden auf einen vorgegebenen Sollwert eingeregelt, wozu unterschiedlich eingestellte PI-Regler mit Totband verwendet werden. Durch die Schwankungen der Messgrößen schwingen auch die Stellgrößen, wobei sich je nach Reglereinstellung mehr oder weniger große Phasenverschiebungen ergeben

können. Somit könnte das Verhalten auch durch konstruktive oder destruktive Interferenz zwischen den Schwingungen der Anlage und den Schwingungen der einzelnen Regelkreise ausgelöst werden. Merkliche Anzeichen hierfür gibt es in den Messwerten jedoch nicht.

In Abschnitt 7.2.2 wurde bereits ansatzweise das Phänomen der mehrfach stationären Zustände erläutert. Auch dieses könnte dazu führen, dass sich in den einzelnen Regeneratoren unterschiedliche Temperaturverteilungen ergeben.

Eine weitere mögliche Ursache, die sich zumindest rechnerisch bestätigen ließ, sind ungleichmäßige Randbedingungen der drei Regeneratoren. Berechnet man bei konstanten Abluft-, Sperrluft und Spülluftströmen sowie konstanter Abluftbeladung den Konzentrationsverlauf in den Luftverteilkästen unterhalb der Regeneratoren (Abbildung 128), zeigt sich, dass sich die Verläufe bei den drei Regeneratoren geringfügig unterscheiden. Als Randbedingungen wurden dabei die Daten des Referenzfalls verwendet.

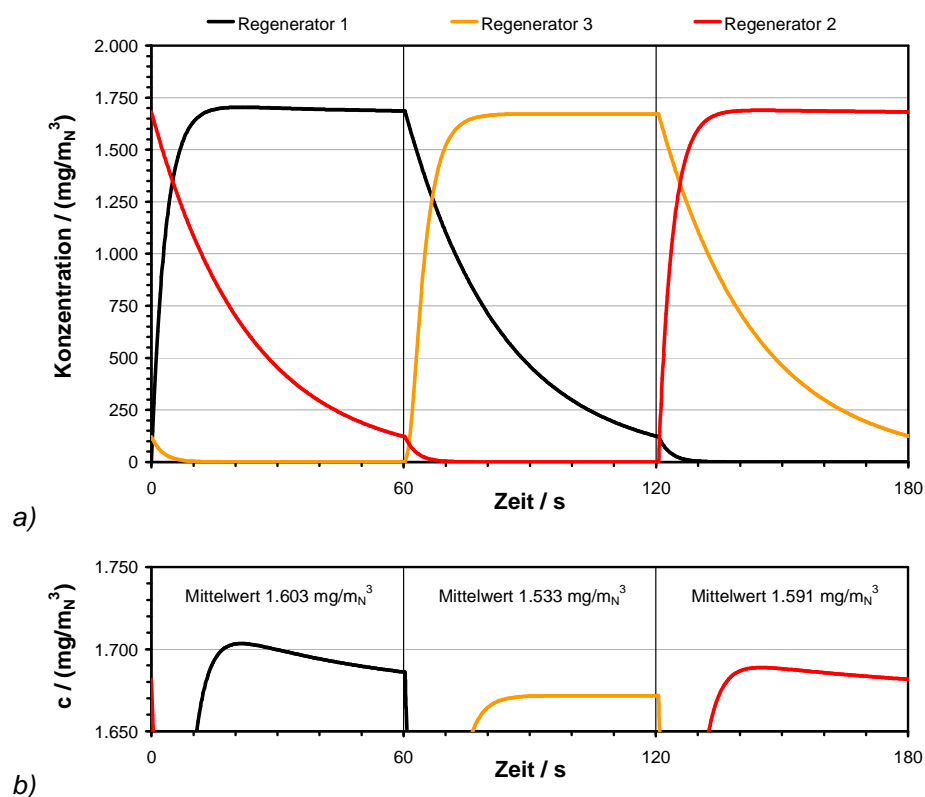


Abbildung 128: Berechnete Konzentrationsverläufe in den Luftverteilkästen unterhalb der Regeneratoren

Zum Zeitpunkt $t = 0$ schaltet der erste Regenerator in den Abluftbetrieb. Dadurch nimmt die Konzentration im Luftkasten recht schnell zu, wobei aber die Ablufteintrittskonzentration von 1.750 mg/m_N^3 nicht erreicht wird. Die Konzentrationsdifferenz ergibt sich aus den Sperrluftströmen, die zur Abluft hin strömen. Im nachfolgenden Spültakt (60–120 s) nimmt durch die Verdünnung die Konzentration sehr schnell wieder ab. Da angenommen wurde, dass das Reingas frei von unverbrannten Bestandteilen sei, reduziert sich im Reingastakt die Konzentration bis fast auf Null. Der prinzipielle Verlauf entspricht somit den Erwartungen.

Dies ist auch nicht das Wesentliche. Entscheidend ist der Vergleich der Konzentrationsverläufe in den Ablufttakten der drei Regeneratoren. Dieser Bereich wurde in Diagramm (b) vergrößert dargestellt, damit die Unterschiede besser zu sehen sind. So ist zu erkennen,

dass die drei Konzentrationsverläufe nicht identisch sind. Durch diese Abweichungen ergeben sich an den drei Regeneratoren geringfügig andere zeitliche Mittelwerte der Eintrittskonzentration. Die Werte sind im Diagramm angegeben.

Die Abweichungen sind nicht erklärbar, wenn man nur die Luftverteilkästen betrachtet, denn das gezeigte Verhalten wird von den vor den Abluftklappen liegenden Anschlusskästen, den Abluftleitungen zwischen diesen Kästen und der über die Klappen strömenden Sperrluft verursacht (vgl. Abbildung 19).

Die Erläuterung geht von der Annahme aus, dass der gesamte Ablufttrakt zu Beginn mit unverdünnter Abluft gefüllt sei. Die vom Gebläse her kommende Abluft erreicht zuerst den Klappenkasten von Regenerator 1. Befindet sich dieser im Ablufttakt, sind die Abluftklappen der Regeneratoren 2 und 3 geschlossen und werden mit Sperrluft beaufschlagt. Es wird angenommen, dass die Hälfte der Sperrluft jeder Klappe (also jeweils ein Viertel der Gesamtsperrluft auf der Abluftseite) nach außen zur Abluft übertritt. Dieser Anteil strömt von den Regeneratoren 3 und 2 in entgegengesetzter Richtung zu Regenerator 1, mischt sich dort mit der Abluft und strömt in den Luftverteilkasten unterhalb des Regenerators.

Durch die Mischung mit der Sperrluft ist am Ende des Ablufttaktes von Regenerator 1 die Konzentration in dessen Klappenkasten niedriger als die der Abluft selbst. Noch niedriger ist aber die Konzentration in den Klappenkästen der Regeneratoren 2 und 3, da in diese keine Abluft nachströmen konnte. Nun wird der Zyklus weitergeschaltet, sodass Regenerator 3 Abluft erhält. Da in allen drei Klappenkästen nun die Anfangskonzentration geringer ist als die Abluftkonzentration, erhält Regenerator 3 in der Anfangsphase des Ablufttaktes ein Gemisch mit geringerer Konzentration. Dieses wird außerdem noch durch die Sperrluftanteile der Abluftklappen 1 und 2 verdünnt. Wegen der geringeren Anfangskonzentration und dem größeren Kanalvolumen, das bis zur Abluftklappe 3 von der Abluft gespült werden muss, ist auch die Endkonzentration bei Regenerator 3 geringer.

In der dritten Phase erhält Regenerator 2 Abluft, wobei sich das Prinzip fortsetzt. Die Abluft muss nun im Wesentlichen die Klappenkästen 1 und 2 spülen, in den Kästen 1 und 3 strömt Sperrluft ein, welche die Abluft verdünnt usw.

Die Abweichungen der mittleren Eintrittskonzentrationen kommen also dadurch zustande, dass jeweils unterschiedliche Volumina von verschiedenen Anfangskonzentrationen ausgehend durch die Abluft aufkonzentriert bzw. durch die Sperrluft verdünnt werden.

Was hier am Beispiel der Konzentration erläutert wurde, gilt sinngemäß ebenso für die Temperatur.

Dieses Verhalten ist konstruktionsbedingt. Es könnte auf zwei Arten beseitigt werden. Entweder indem eine Ringleitung vom Abluftkasten des Regenerators 3 zurückgeführt wird zur Saugseite des Gebläses, oder indem die drei Klappenkästen zu einem einzigen zusammengefasst werden und in diesem durch geschickte Strömungsführung für eine gute Durchmischung gesorgt wird. Beide Varianten führen dazu, dass sich innerhalb des Ablufttraktes eine konstante Beladung einstellen kann.

7.5 Brennerbetrieb

Der Brennerbetrieb unterscheidet sich vom Flammenlosbetrieb dadurch, dass der Brennstoff nicht dem Luftstrom beigemischt, sondern in einem Hochgeschwindigkeitsbrenner zusammen mit Verbrennungsluft umgesetzt wird. Durch den Enthalpiestrom des heißen Abgases und die Flammenstrahlung werden dann Luftstrom und Brennraum aufgeheizt.

Während im Flammenlosbetrieb (ohne Auskopplung und Einspeisung) durch die kalte und heiße Seite des Systems die gleichen Massenströme bewegt werden,

$$\dot{m}_{\text{RG}}^* = \dot{m}_{\text{AL}}^* \quad (\text{Gl. 247})$$

ist im Brennerbetrieb der Massenstrom auf der heißen Seite um die Massenströme an Brennstoff und Verbrennungsluft größer als auf der kalten Seite

$$\dot{m}_{\text{RG}}^* = \dot{m}_{\text{AL}}^* + \dot{m}_{\text{BS,BR}} + \dot{m}_{\text{BL}} \quad (\text{Gl. 248})$$

Dadurch liegt im Brennerbetrieb ohne Heißgasauskopplung immer ein ungleiches Wärmekapazitätsstromverhältnis vor.

Die realen Verhältnisse des Brennerbetriebs können aufgrund der Vereinfachungen nur sehr eingeschränkt nachgebildet werden. Insbesondere der komplexe Strahlungsaustausch zwischen der Brennerflamme und den Brennraumwänden und der damit verbundene Temperatenausgleich sind im Modell nicht enthalten (vgl. Abschnitt 5.8.3.4).

Der Brenner selbst wird als Reaktionsraum betrachtet in den Brennstoff und Verbrennungsluft eintreten (Abbildung 37). Es wird von vollständiger Verbrennung entsprechend der vorgegebenen Stöchiometrie ausgegangen, d. h. der Brennstoff wird je nach Sauerstoffangebot ganz oder teilweise umgesetzt. Das durch die Verbrennung gebildete heiße Abgas wird dann an einer vorgegebenen Stelle in den Brennraum eingeleitet und dort mit dem Luftstrom gemischt. Hierdurch ergibt sich ein lokaler Temperatursprung, der in dieser Form in der Realität nicht zu beobachten ist. Um dies auszugleichen, wird das Abgas nicht in der Mitte des Brennraums zugeführt, sondern am Anfang.

Eine weitere Vereinfachung wird hinsichtlich des Verbrennungsluftsystems vorgenommen. Während sich an der Technikumsanlage das Luft-Brennstoff-Verhältnis aus dem statischen Überdruck der Verbrennungsluft gegenüber dem Brennraum, der Stellung der Regelventile in den Gas- und Luftleitungen, den Druckverlusten der Rohrleitungen und des Brenners usw. ergibt, muss im Modell die Luftüberschusszahl als Funktion der Brennerleistung vorgegeben werden.

7.5.1 Einfluss des Abluftmassenstroms

Um den Brennstoffbedarf in Abhängigkeit des Abluftstroms und der Solltemperatur zu ermitteln, wurde zu jeder vorgegebenen Brennraumtemperatur der Abluftstrom stufenweise verändert.

Zur Beschreibung der Luftüberschusszahl in Abhängigkeit der rechnerischen Brennerleistung, wurden für die einzelnen Messreihen Potenzfunktionen approximiert. Diese sind in Abbildung 129 dargestellt. Mit diesen Potenzansätzen wurde das Modell für die jeweiligen Simulationen parametrisiert.

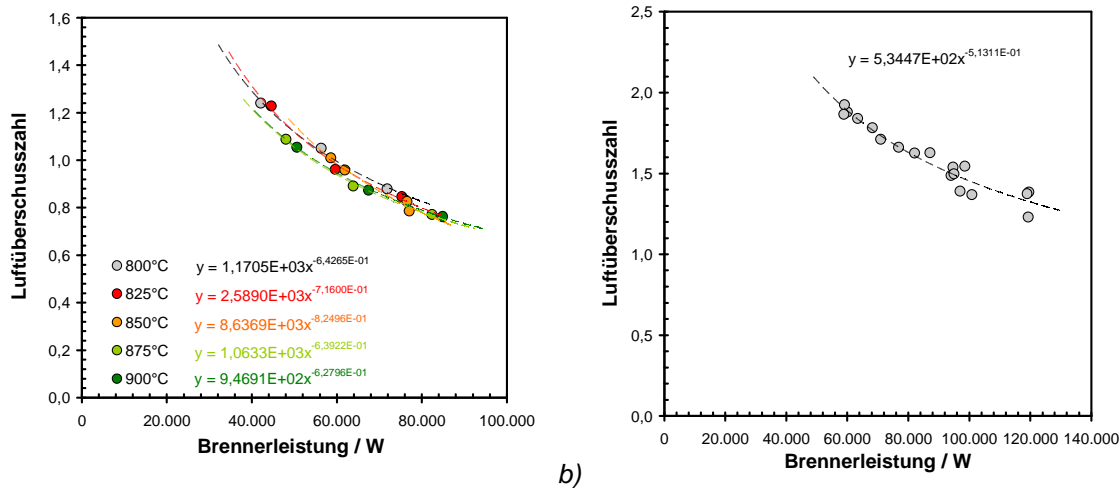


Abbildung 129: Abhängigkeit der Luftüberschusszahl von der Brennerleistung: (a) System 1; (b) System 2

Der gemessene spezifische Energiebedarf ist in Abbildung 130 im Vergleich mit den Simulationsergebnissen gezeigt. Die Abweichung ist so groß, dass sie sich nicht in der zuvor beschriebenen Weise, durch Messfehler der Luftvolumenströme und die unbekannte Gastemperatur, erklären lässt.

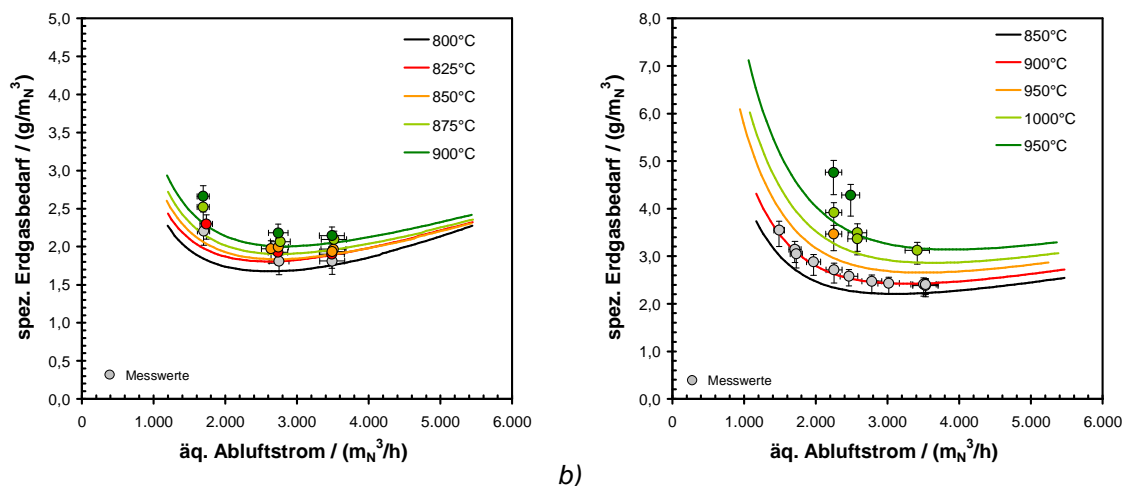


Abbildung 130: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom Abluftstrom und der Solltemperatur: (a) System 1; (b) System 2

Vergleicht man die Ergebnisse der beiden Brennersysteme, so fällt auf, dass beim zweiten System der Energiebedarf bei gleichen Anlageneinstellungen sehr viel größer ist. Dies wird durch den höheren Luftüberschuss verursacht. So findet man beispielsweise beim ersten System bei einer Brennerleistung von 80 kW eine Luftüberschusszahl von etwa 0,8, während diese beim zweiten System ungefähr 1,6 beträgt. Da bei höherem Luftüberschuss der Wärmekapazitätsstrom des Reingases gegenüber dem äquivalenten Abluftstrom stärker zunimmt als bei kleinerem Luftüberschuss, verschlechtert sich der Wirkungsgrad des Wärmeübertragers im ersten Fall mehr als im zweiten. Ein geringerer Wirkungsgrad führt wiederum zu einem größeren Energiebedarf, wodurch mehr Brennstoff und, je nach Abhängigkeit der Luftüberschusszahl von der Brennerleistung, absolut gesehen mehr Verbrennungsluft zugeführt wird. Somit wird der Wärmeübertragerwirkungsgrad weiter verringert. Der Zusammenhang verstärkt sich selbst, bis sich ein Gleichgewicht einstellt.

Dies macht bereits deutlich, dass der Luftüberschuss eine große Auswirkung auf den spezifischen Erdgasbedarf hat, was in Abschnitt 7.5.3 noch genauer betrachtet werden wird.

Insofern ist davon auszugehen, dass sich bereits geringe Fehler bei der Bestimmung der Luftüberschusszahl zu großen Abweichungen des berechneten Gasbedarfs führen können. Der berechnete Luftüberschuss hängt zum einen vom Gasmassenstrom ab, dessen Messabweichung infolge der unbekannteren Gastemperatur bereits erläutert wurde. Zum anderen wird sie vom gemessenen Verbrennungsluftstrom bestimmt.

Abbildung 131 zeigt die Mess- und Rechenergebnisse nach Anpassung der Gastemperatur (40°C) und des Verbrennungsluftstroms, der beim ersten System um 39% beim zweiten System um 13% erhöht wurde. Hierdurch ist der Luftüberschuss im ersten Fall insgesamt um ca. 49% größer, im zweiten Fall um 21%. Der größere Korrekturfaktor für den Verbrennungsluftstrom beim ersten Brennersystem lässt sich dadurch erklären, dass dort der Volumenstrom mit dem vom Hersteller angegebenen Sondenfaktor berechnet wurde, wohingegen beim zweiten System der Sondenfaktor anhand eigener Vergleichsmessungen ermittelt wurde. Des Weiteren war beim ersten System vor der Messstelle nur eine Einlaufstrecke von ca. 5 D unmittelbar nach einem 90° Bogen vorhanden, beim zweiten System hingegen etwa 10 D hinter einer konischen Reduzierung.

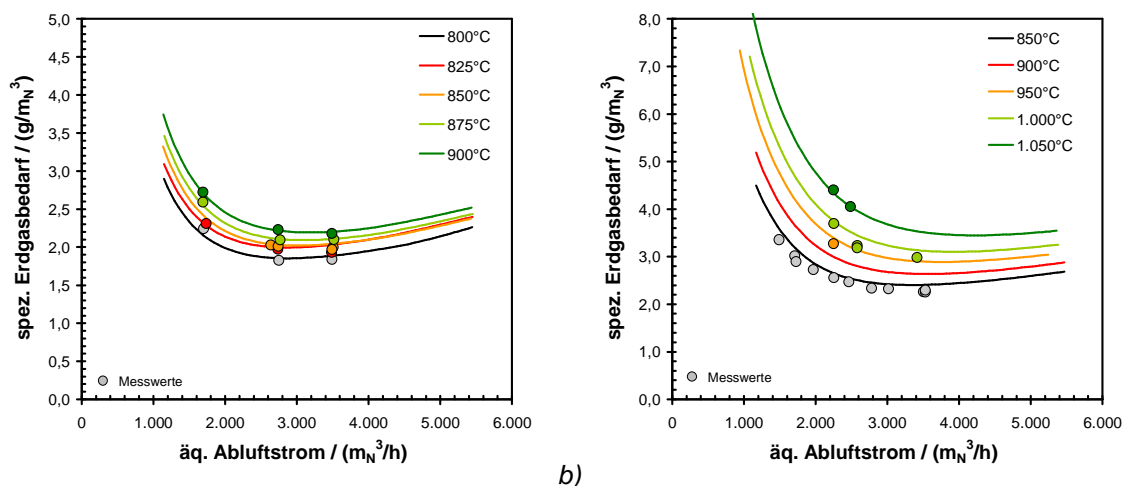


Abbildung 131: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs vom Abluftstrom und der Solltemperatur nach Korrektur: (a) System 1; (b) System 2

Es zeigt sich in allen Fällen eine sehr viel bessere Übereinstimmung, weshalb im Folgenden davon ausgegangen wird, dass die genannten Abweichungen durch Messfehler des Verbrennungsluftvolumenstroms verursacht wurden.

Eine weitere Bestätigung für diese Annahme ergibt sich aus der Massenbilanz des Systems (Abbildung 132). Beim ersten System ist der relative Fehler bezogen auf den zugeführten Gesamtmassenstrom ohne die Korrektur in fast allen Fällen negativ (Mittelwert -0,9%), d. h. es wird rechnerisch weniger Masse zugeführt als abgeführt. Nach der Korrektur sind die Massenbilanzfehler nahezu symmetrisch um den Nullpunkt verteilt und der Mittelwert der einzelnen Abweichungen nimmt auf -0,2% ab. Beim zweiten System ergibt sich durch die Korrektur dagegen eine Verschlechterung der mittleren Abweichung von +0,6% auf +1,7%. In Anbetracht der möglichen Messfehler der anderen in die Bilanz eingehenden Massenströme liegt diese Verschlechterung aber in vertretbarem Rahmen.

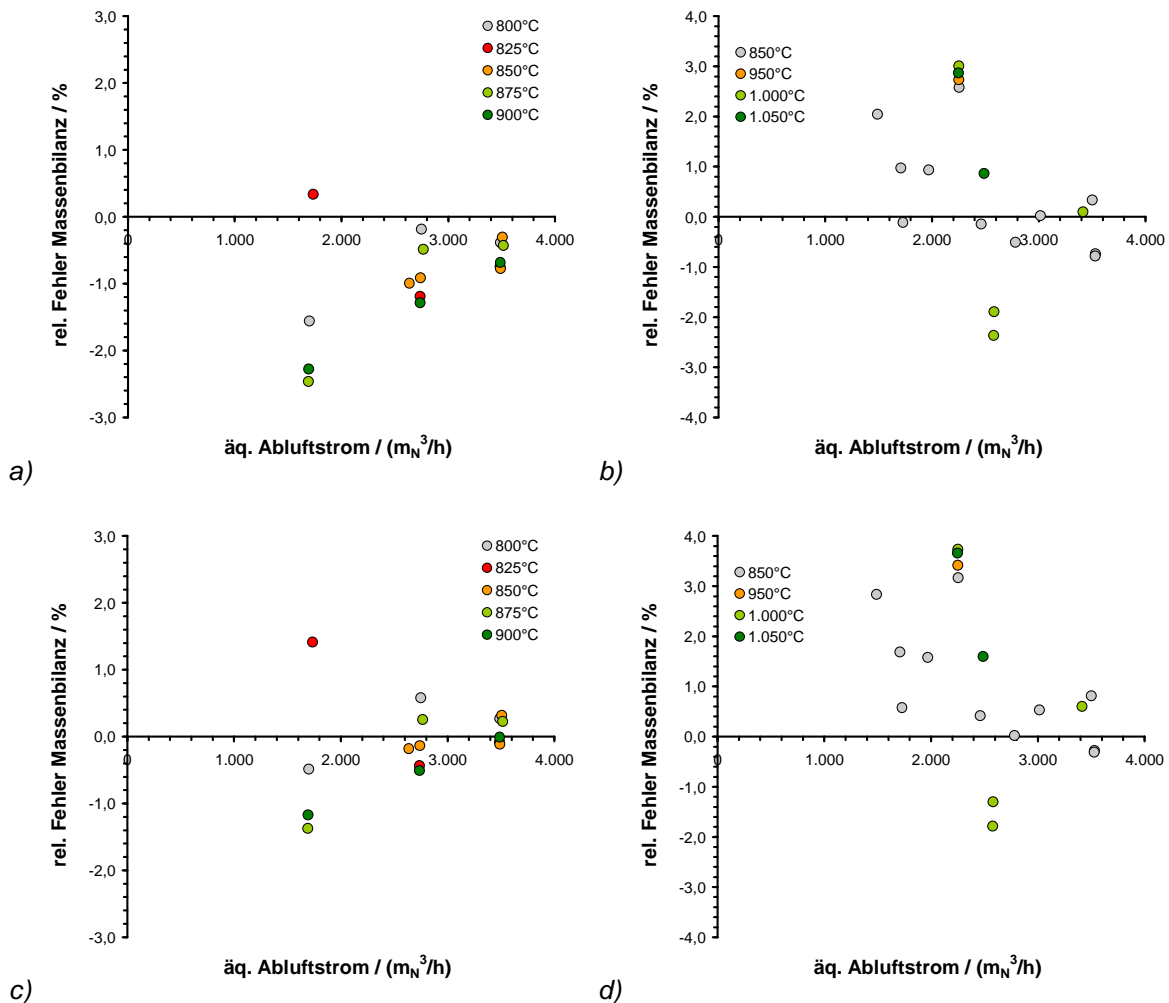


Abbildung 132: Relative Fehler der Massenbilanz: (a) System 1 ohne Korrektur; (b) System 2 ohne Korrektur; (c) System 1 nach Korrektur; (d) System 2 nach Korrektur

Andere Ursachen, die für die Abweichungen in Frage kommen könnten, sind z. B. ein höherer Wärmeübergangskoeffizient im Brennraum oder ein geringerer Wärmeübergangskoeffizient an den Oberflächen der Speichermassen.

Der Brenner ist an der Vorderwand des Brennraums eingebaut, wodurch die Brennerflamme bzw. der heiße Abgasstrom je nach Brennerleistung an der gegenüberliegenden Wand zu einer erhöhten Strömungsgeschwindigkeit führen können (Prallströmung). Dadurch würden lokal der Wärmeübergangskoeffizient und der Wärmedurchgangskoeffizient der Reaktorwand erhöht. Dies hätte höhere Wärmeverluste und somit eine größere Brennerleistung zur Folge. Da aber die Wärmedämmung den Hauptwärmedurchgangswiderstand darstellt, ist dies kaum anzunehmen.

Eine geringere Nußelt-Zahl im Brennerbetrieb gegenüber dem Flammenlosbetrieb ist ebenso wenig begründbar.

Mit den genannten Korrekturen zeigt sich in allen anderen Fällen des Brennerbetriebs eine sehr gute Übereinstimmung. Daher ist recht wahrscheinlich, dass tatsächlich Messfehler der Verbrennungsluftvolumenströme in der beschriebenen Größenordnung vorliegen.

Die Verläufe des spezifischen Energiebedarfs im Brennerbetrieb (Abbildung 131) entsprechen in Bezug auf ihre Form denen des Flammenlosbetriebs. Für unendlich kleine und

unendlich große Abluftvolumenströme geht der spezifische Energiebedarf gegen unendlich, dazwischen wird ein Minimum erreicht. Die absolute Größenordnung ist jedoch höher als im Flammenlosbetrieb und der Anstieg bei kleinen Volumenströmen größer.

Dies wird durch den Massenstrom verursacht, der im Brennraum zugeführt wird und das Wärmekapazitätsstromverhältnis verschlechtert. Diese Änderung ist umso größer, je größer die Luftüberschusszahl ist. In Abbildung 133 sind die aus den Temperaturen berechneten Abluftvorwärmgrade bzw. Reingasabkühlungsgrade der beiden Systeme in Abhängigkeit des äquivalenten Abluftstroms bei einer Brennraumtemperatur von 900°C dargestellt.

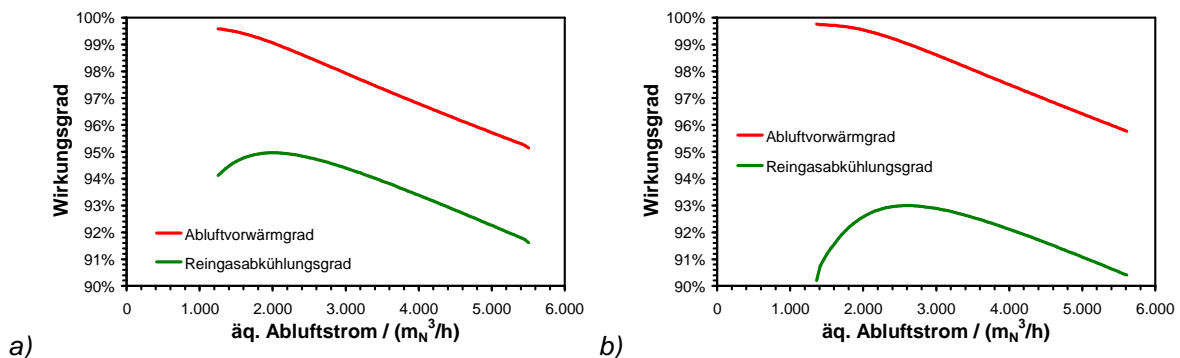


Abbildung 133: Einfluss des Abluftstroms auf den Abluftvorwärm- und Reingasabkühlungsgrad:
(a) System 1; (b) System 2

Während die Abluftvorwärmgrade bei kleineren Volumenströmen gegen Eins gehen, erreichen die Reingasabkühlungsgrade ein Maximum und streben danach gegen Null. Diese Form ergibt sich aus dem in Richtung größerer Brennerleistungen (größerer Abluftströme) abnehmenden Verlauf der Luftüberschusszahl und dem mit zunehmendem Wärmekapazitätsstromverhältnis exponentiell abnehmendem Reingasabkühlungsgrad.

Mit abnehmendem Reingasabkühlungsgrad und höherem Reingasstrom nehmen die Reingasverluste zu (Abbildung 134). Während im Flammenlosbetrieb die Reingasverluste bei abnehmendem Abluftstrom gegen Null tendieren (vgl. Abbildung 100 (b)), streben diese im Brennerbetrieb einem konstanten Wert zu. Dies liegt daran, dass die Transmissionswärmeverluste auch bei undurchströmter Anlage (Abluftstrom = 0) nicht gegen Null gehen, wenn man fordert, dass die Solltemperatur aufrecht erhalten bleiben soll. Zur Deckung der Verluste muss der Brenner weiter in Betrieb bleiben und das Brennerabgas verlässt, da der Wirkungsgrad des Wärmeübertragers in diesem Fall Null beträgt, die Anlage mit der jeweiligen Betriebstemperatur. Bei den Reingasverlusten an diesem Punkt handelt es sich also ausschließlich um die Abgasverluste des Brenners.

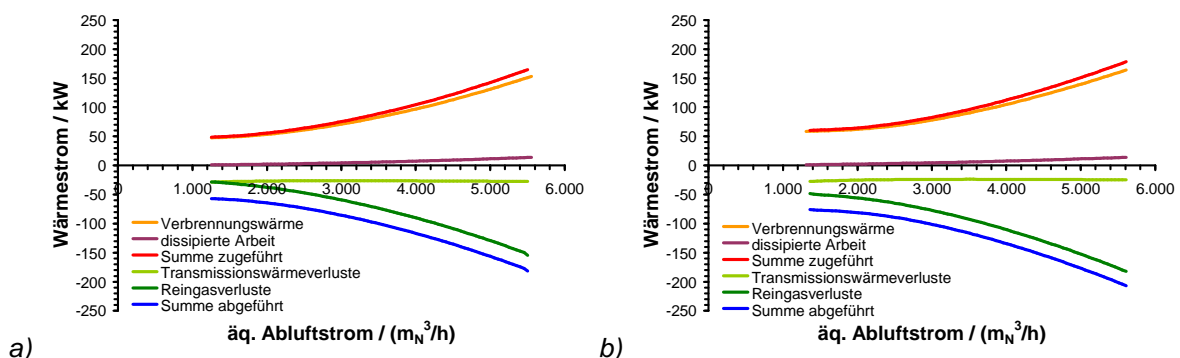


Abbildung 134: Einfluss des Abluftstroms auf die Wärmeströme: (a) System 1; (b) System 2

Im Vergleich der beiden Brennersysteme wird deutlich, dass der höhere Brennstoffbedarf des zweiten Systems überwiegend durch die höheren Reingasverluste bedingt ist. Die Transmissionswärmeverluste der Regeneratoren werden hingegen nur geringfügig größer, da durch die stärker rechtsgekrümmten Temperaturprofile die mittleren Regenerator-temperaturen zunehmen.

Die berechneten Temperaturprofile (Abbildung 135) zeigen qualitativ und quantitativ eine gute Übereinstimmung mit den Messungen. Die Rechtskrümmung der Temperaturprofile ergibt sich aus der negativen relativen Wärmekapazitätsstromabweichung (vgl. Abbildung 14).

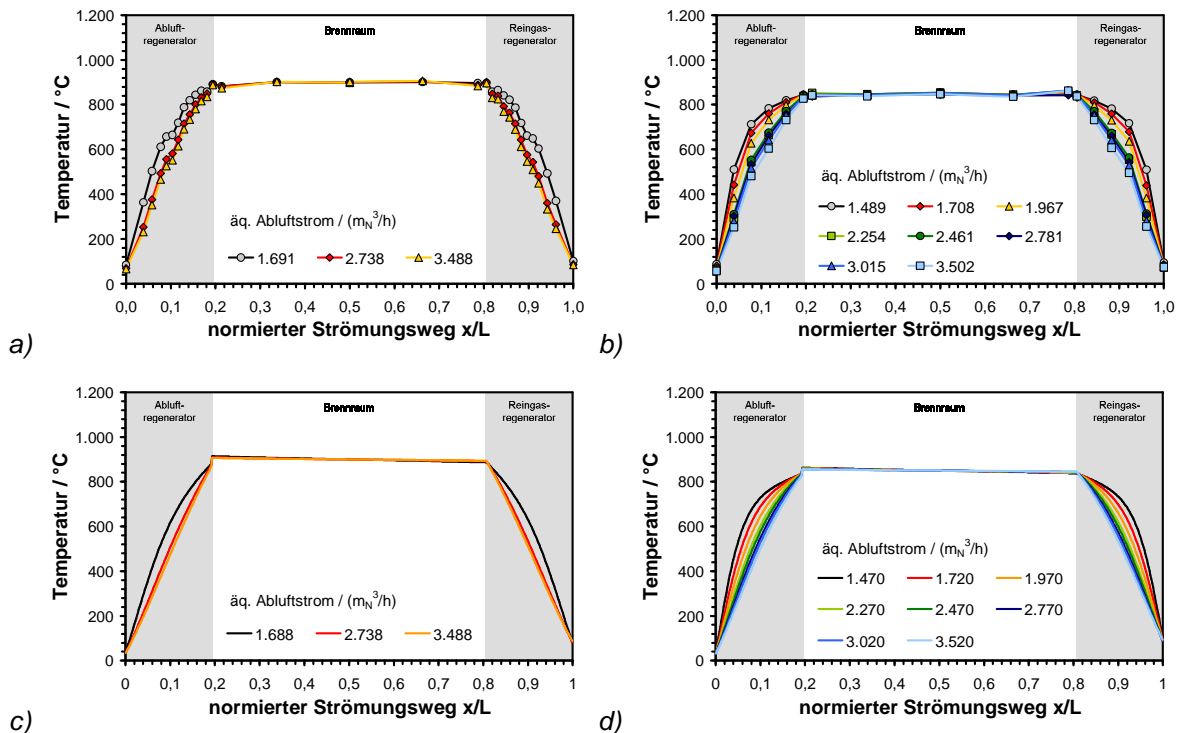


Abbildung 135: Einfluss des Abluftstroms auf das Temperaturprofil: Brennersystem 1, Solltemperatur 900°C (a+c); Brennersystem 2, Solltemperatur 850°C (b+d)

Die berechneten Reingastemperaturen liegen in der richtigen Größenordnung (Abbildung 136). Im Vergleich zu den gemessenen Druckverlusten zeigen die Simulationsergebnisse bei niedrigen Abluftströmen etwas höhere Werte (Abbildung 137). Daher ist anzunehmen, dass die mittleren Regenerator-temperaturen von der Berechnung überschätzt werden.

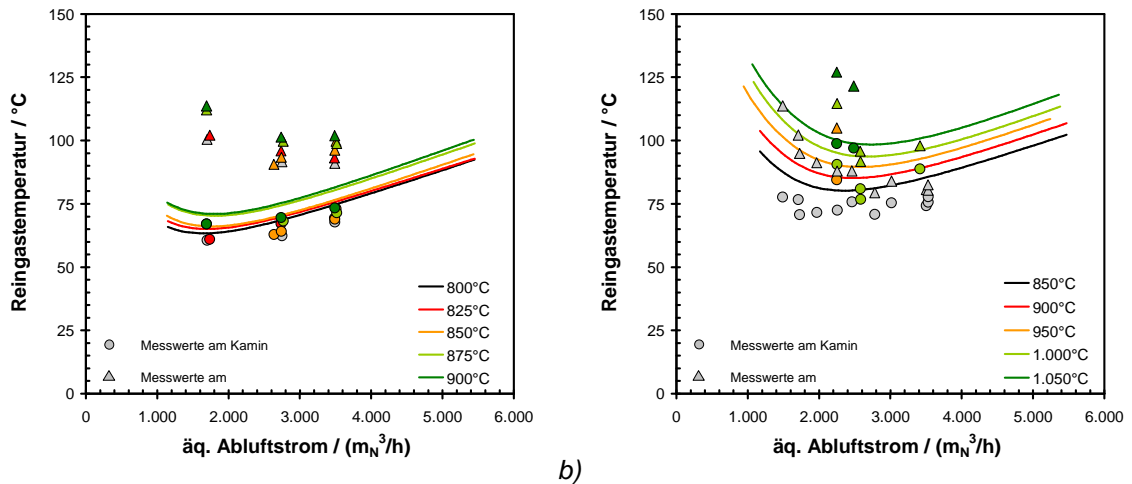


Abbildung 136: Einfluss des Abluftstroms und der Solltemperatur auf die Reingastemperatur: (a) System 1; (b) System (2)

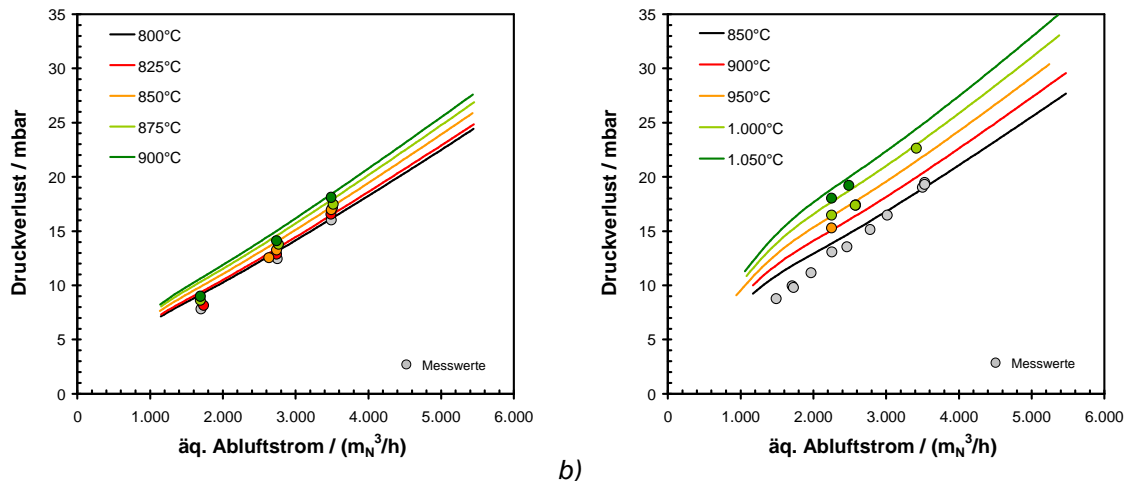


Abbildung 137: Einfluss des Abluftstroms und der Solltemperatur auf den Druckverlust: (a) System 1; (b) System (2)

Mit dem zweiten Brennersystem wurde die Abhängigkeit der Brennerleistung von der Brennräumtemperatur und dem Abluftstrom auch bei einer Anlagenkonfiguration untersucht, bei der auf die fünf Lagen Wabenkörper eine zusätzliche Lage Katalysatoren aufgebracht war. Da diese eine andere Geometrie als die inerten Waben aufweisen, stellt dies eine gute Möglichkeit dar, die Qualität der Wärmeübergangs- und Druckverlustmodelle an einem Fall ungleicher Speichermassen zu überprüfen. Die Versuche wurden wie oben im reinen Brennerbetrieb durchgeführt. Daher spielen die katalytischen Eigenschaften keine Rolle.

Der berechnete spezifische Erdgasbedarf zeigt im Großen und Ganzen eine ordentliche Übereinstimmung (Abbildung 138 (a)). Bei hohen Temperaturen, sowie sehr niedrigen und hohen Volumenströmen nimmt die Qualität jedoch ab. Wahrscheinlich wird dies durch ungenaue Ausgleichsfunktionen für die Luftüberschusszahl verursacht, die sich hier nur schlecht im gesamten Bereich durch Potenz-Ansätze beschreiben lassen (b).

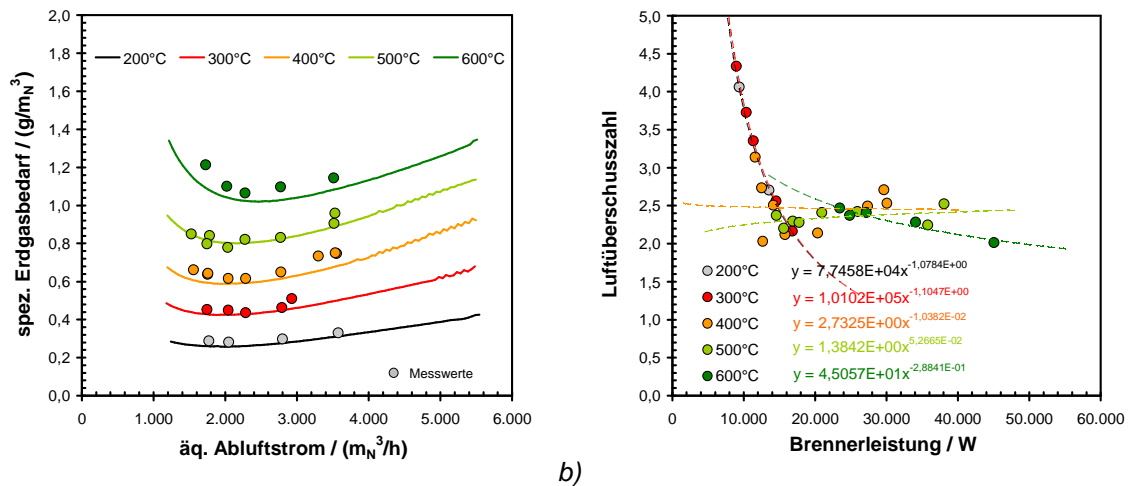


Abbildung 138: Einfluss des Abluftstroms und der Solltemperatur bei Konfiguration mit unterschiedlichen Wabenkörpern (Brennersystem 2): (a) spezifischer Erdgasbedarf; (b) gemessene Luftüberschusszahl

Während die berechneten Reingastemperaturen noch recht gut zu den gemessenen Werten passen (Abbildung 139 (a)), sind die Messwerte der Druckverluste durchgehend höher als die Simulationsergebnisse (b). Auch dies kann auf die ungenaue Beschreibung der Luftüberschusszahl zurückgeführt werden. Wie Abbildung 140 zeigt, sind die gemessenen Temperaturverläufe stärker rechtsgekrümmt als die berechneten. Es ist deshalb davon auszugehen, dass der tatsächliche Luftüberschuss bei diesen Versuchspunkten größer gewesen ist, als er bei den Simulationen anhand der Ausgleichsfunktion berechnet wurde. Durch die stärkere Krümmung sind die mittleren Regeneratortemperaturen höher und damit ebenso die Druckverluste.

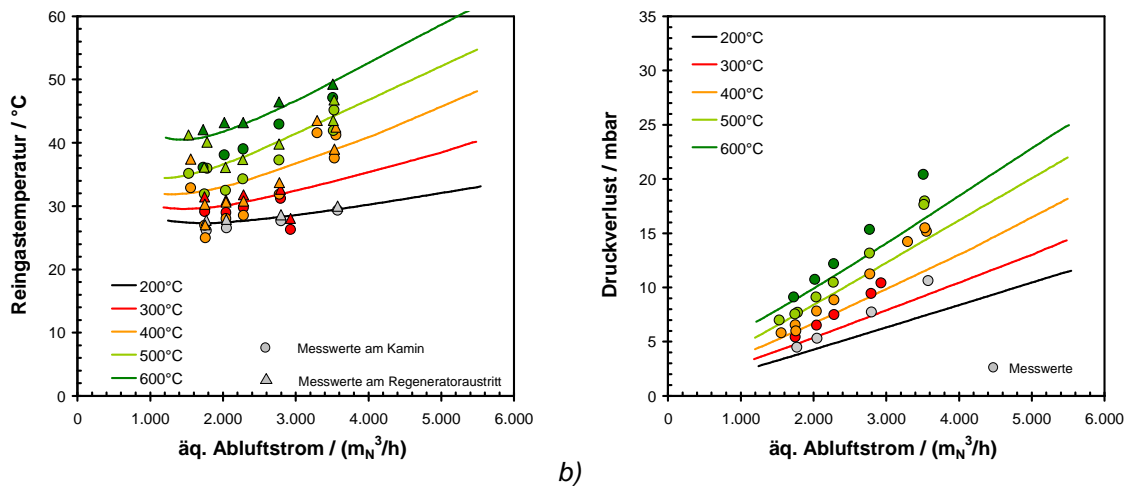


Abbildung 139: Einfluss des Abluftstroms und der Solltemperatur (Brennersystem 2): (a) Reingastemperatur; (b) Druckverlust

Eine weitere Ursache für die Abweichungen zwischen Experiment und Simulation kann darin bestehen, dass die Kanalgeometrie der Katalysatoren nicht exakt dem angenommenen quadratischen Querschnitt entspricht. So sind bei wash-coat Katalysatoren häufig die Ecken der Kanäle abgerundet, da sich dort eine dickere Katalysatorschicht aufbaut. Dies führt zu abweichenden Nußelt-Zahlen und Darcy-Reibungsfaktoren.

Bis auf die Krümmung der Temperaturverläufe geben die Simulationen die gemessenen Zusammenhänge recht gut wieder. Die Kanalweite der Katalysatoren ist mit 1,55 mm nur etwa halb so groß wie die der inerten Wabenkörper (3 mm). Dadurch ist zum einen die spezifische Oberfläche sehr viel größer ($1.850 \text{ m}^2 \text{ ggü. } 799 \text{ m}^2$), zum anderen ergeben sich bei gleicher Nußelt-Zahl fast doppelt so große Wärmeübergangskoeffizienten. In den Katalysatoren wird dadurch oberflächenspezifisch mehr Wärme übertragen als in den anderen Monolithen, was zu einem steileren Temperaturanstieg führt. Dies bestätigt sich sowohl in den Messungen als auch in den Simulationen. Die Größenordnung der berechneten Temperaturänderung innerhalb der Katalysatoren stimmt gut mit den Messungen überein.

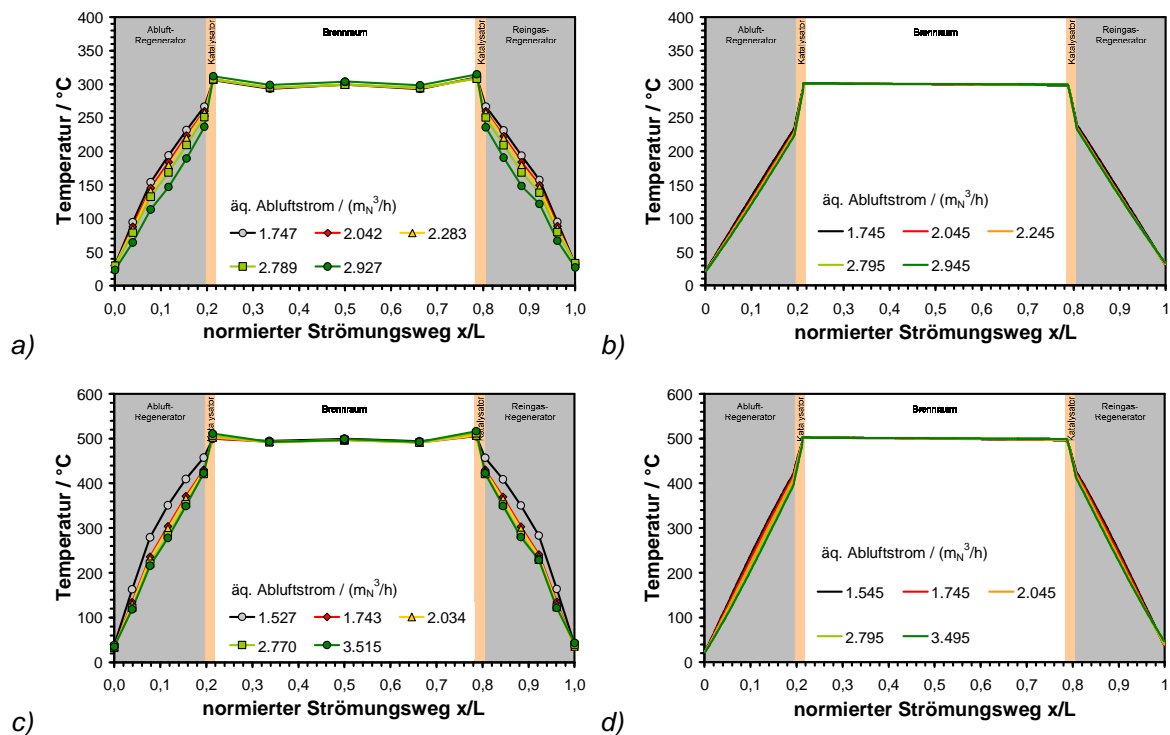


Abbildung 140: Einfluss des Abluftstroms auf das Temperaturprofil bei Konfiguration mit unterschiedlichen Wabenkörpern: Solltemperatur 300°C (a+b); Solltemperatur 500°C (c+d)

Da die Luftüberschusszahl nicht mit ausreichender Genauigkeit an die Messdaten approximiert werden konnte, wurden zusätzliche Simulationen durchgeführt, in denen jeweils die gemessenen Randbedingungen der einzelnen Versuchspunkte (insgesamt 62 in einem breiten Betriebsbereich) vorgegeben wurden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 141 wieder als Paritätsdiagramme dargestellt. Durch die Vorgabe der Massenströme von Verbrennungsluft und Erdgas ergibt sich eine ähnlich gute Übereinstimmung wie in den anderen Versuchen im Brennerbetrieb (vgl. Abbildung 94).

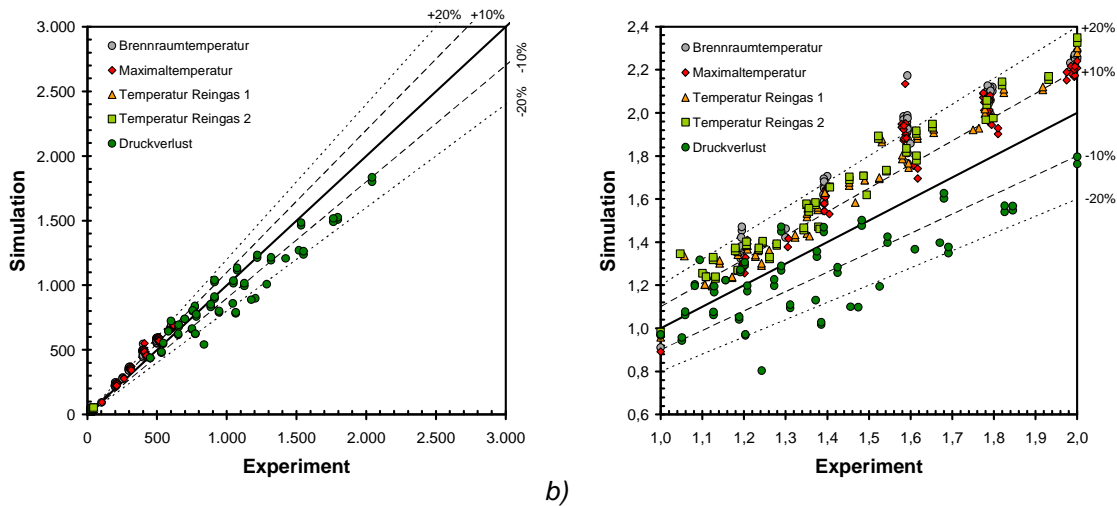


Abbildung 141: Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen des Betriebs mit unterschiedlichen Wabenkörpern: (a) Absolute Werte; (b) normierte Relativwerte

7.5.2 Einfluss der Brenraumtemperatur

Die Variation der Brenraumtemperatur im Betrieb mit Brenner wurde auf analoge Weise durchgeführt, wie diejenige im Flammenlosbetrieb. Da im Brennerbetrieb ohne Schadstoffe jedoch keine Mindesttemperatur für die Oxidation einzuhalten ist, konnte ein größerer Temperaturbereich abgedeckt werden. Nachfolgend sind die Vergleichsdiagramme für die beiden Brennersysteme dargestellt, wobei erneut die zuvor beschriebenen Korrekturen zur Anwendung kamen.

Die berechneten Brennerleistungen beider Systeme stimmen gut mit den Messwerten überein (Abbildung 142). Durch den größeren Luftüberschuss sind auch hier die benötigten Leistungen beim zweiten Brennersystem größer als beim ersten. Dies ist vor allem bei größeren Abluftströmen und höheren Temperaturen festzustellen. Während sich beim zweiten Brenner die Leistungen bei hohen Temperaturen und kleinen bzw. mittleren Abluftströmen einander annähern, ist dies beim ersten Brennersystem nicht festzustellen. Beim zweiten System wurde eine Messreihe ohne Spülluft und eine andere mit erhöhter Ablufttemperatur durchgeführt. Trotz der unterschiedlichen Randbedingungen zeigen Experiment und Simulation gute Übereinstimmung.

Die Verläufe des berechneten spezifischen Erdgasbedarfs sind in Abbildung 143 gezeigt. Da der spezifische Gasbedarf bei sehr geringen Abluftströmen zunimmt (vgl. Abbildung 138), überschneiden sich die einzelnen Kurven.

Die Übereinstimmung der Reingastemperaturen (Abbildung 144) und Druckverluste (Abbildung 145) ist in allen Fällen zufriedenstellend. Der Einfluss der temperaturabhängigen Viskosität auf den Druckverlust lässt sich hier anhand der arithmetisch gemittelten Regeneratortemperatur nicht mehr bestätigen. Dies liegt daran, dass die Temperaturprofile durch die stärkere Krümmung mehr vom linearen Verlauf abweichen, sodass der arithmetische Mittelwert nicht mehr repräsentativ ist. Die an die Messpunkte angepassten Potenzfunktionen sind in den Diagrammen angegeben aber nicht grafisch dargestellt. Bei den durchgezogenen Linien handelt es sich um die Simulationsergebnisse des HXR-Modells.

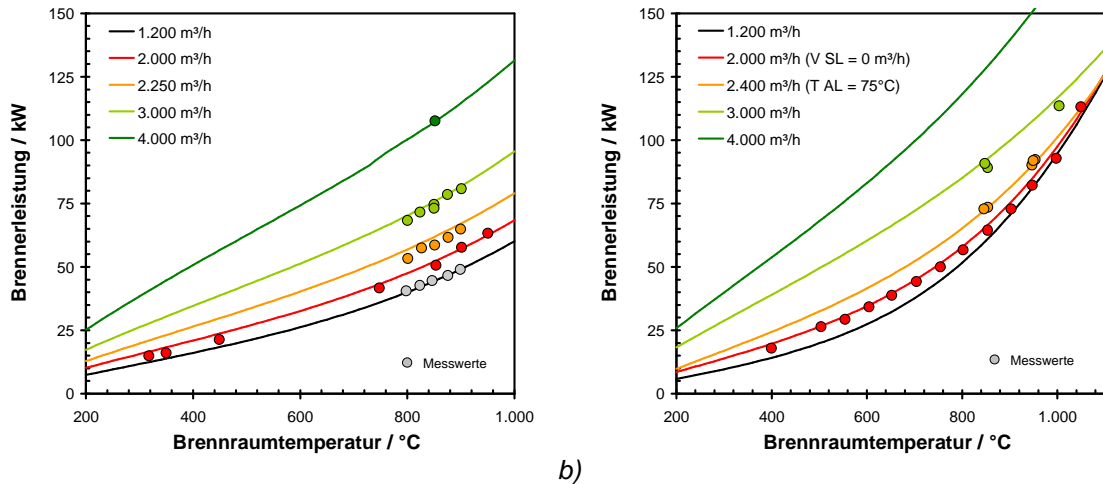


Abbildung 142: Abhängigkeit der benötigten Brennerleistung von der Solltemperatur und dem Abluftstrom: (a) System 1; (b) System 2

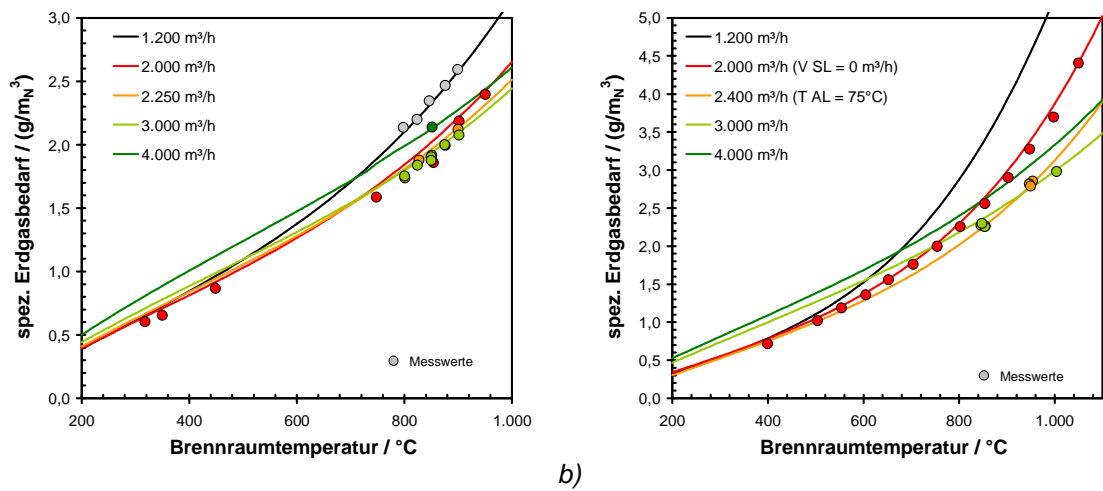


Abbildung 143: Abhängigkeit des spezifischen Erdgasbedarfs von der Solltemperatur und dem Abluftstrom: (a) System 1; (b) System 2

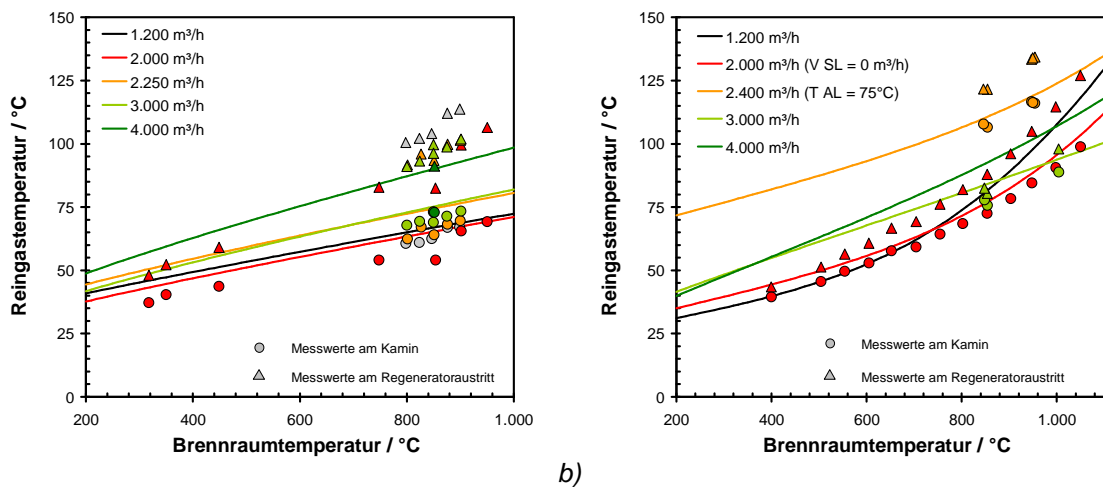


Abbildung 144: Einfluss der Solltemperatur und des Abluftstroms auf die Reingastemperatur: (a) System 1; (b) System 2

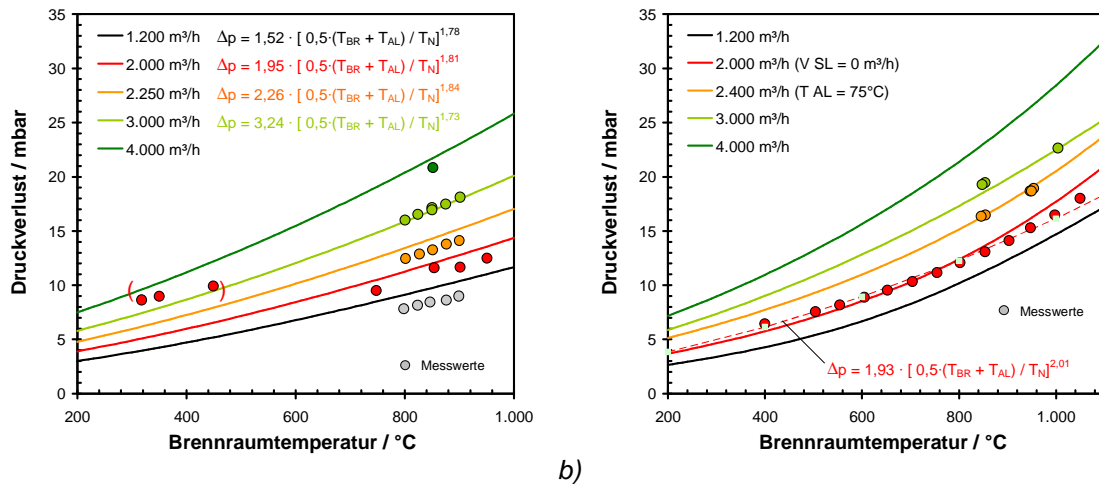


Abbildung 145: Einfluss der Solltemperatur und des Abluftstroms auf den Druckverlust: (a) System 1; (b) System 2

7.5.3 Einfluss des Luftüberschusses

Wie in den beiden vorausgegangenen Kapiteln zum Ausdruck kam, besitzt die Luftüberschusszahl des Brennersystems einen sehr starken Einfluss auf den Brennstoffbedarf. Bei den dort gezeigten Versuchen ergab sich die Luftüberschusszahl jedoch immer aus den jeweiligen Betriebsbedingungen. Um den Luftüberschuss in gewissen Grenzen unabhängig davon einstellen zu können, wurde das Prozessleitsystem mit einem zusätzlichen Regler ausgestattet, der es erlaubt, mit Hilfe der Drehfrequenz des Verbrennungsluftgebläses, den statischen Überdruck in der Verbrennungsluftleitung gegenüber dem Brennraum auf einen vorgegebenen Sollwert zu regeln. Da der Gasvordruck durch einen Druckregler konstant gehalten wird, ergeben sich je nach Druckverhältnis und Stellung der Regelventile unterschiedliche Luftüberschusszahlen.

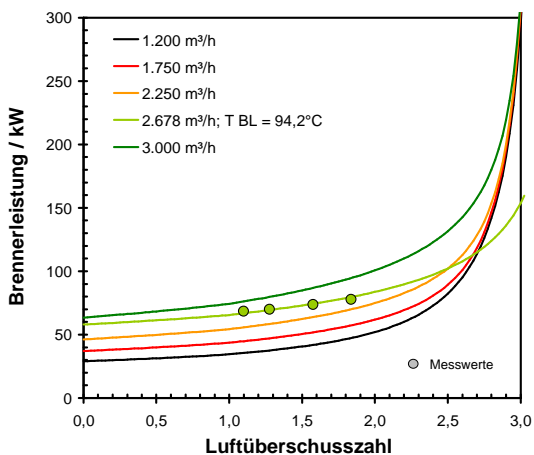


Abbildung 146: Einfluss der Luftüberschusszahl auf die benötigte Brennerleistung (System 2)

Abbildung 146 zeigt die benötigte Brennerleistung in Abhängigkeit der rechnerischen Luftüberschusszahl. Die experimentellen Ergebnisse zeigen einen Anstieg der Brennerleistung von 68,6 kW auf 77,9 kW (entsprechend 13,5%) bei einer Erhöhung des Luftüberschusses von ca. 1,1 auf 1,8. Die berechneten Verläufe machen deutlich, dass bei größeren Werten die benötigte Brennerleistung noch sehr viel mehr zunimmt. Die Abweichungen zwischen den Kurven ergeben sich daraus, dass für das Nachrechnen der Messwerte die mittleren Randbedingungen dieser Versuchseinstellungen verwendet wurden, in den anderen Fällen hingegen die Randbedingungen des Referenzfalls.

Die Referenzfall-Simulationen zeigen, dass die erforderliche Brennerleistung bei hohem Luftüberschuss anscheinend in allen Fällen einem gemeinsamen Grenzwert zustrebt. Dieser

entspricht dem Wärmebedarf, der ohne Wärmeübertrager zum Aufheizen des Abluftstroms auf Brennraumtemperatur erforderlich wäre.

Abbildung 147 verdeutlicht, beispielhaft für einen Abluftstrom von $3.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$ und eine Solltemperatur von 850°C , dass die Zunahme des Verbrennungswärmebedarfs auf erhöhte Reingasverluste infolge des abnehmenden Reingasabkühlungsgrades zurückzuführen ist. Zwar wurde dies zuvor schon erläutert, war dort aber nicht als unmittelbare Auswirkung zu erkennen.

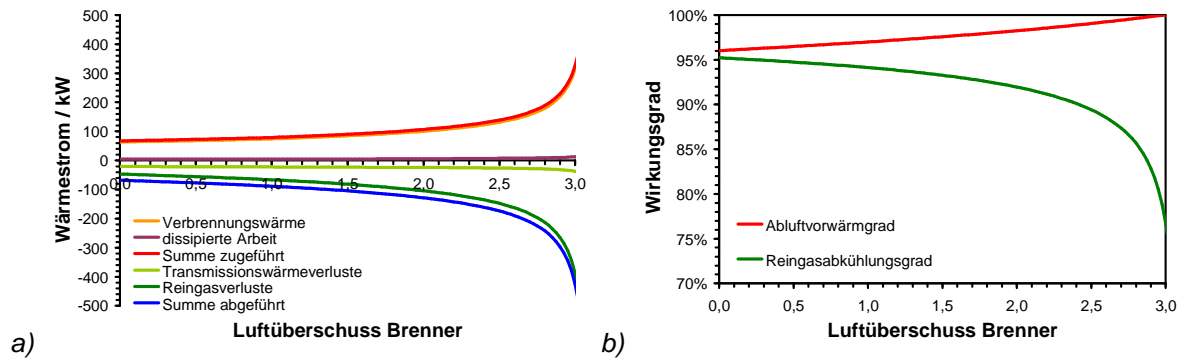


Abbildung 147: Einfluss der Luftüberschusszahl: (a) auf die Wärmeströme; (b) auf die Wirkungsgrade

Wird der Überschuss an Verbrennungsluft reduziert, vermindert sich auch die benötigte Brennerleistung. In Abbildung 148 ist für verschiedene Luftüberschusszahlen der spezifische Erdgasbedarf des Referenzfalls in Abhängigkeit des äquivalenten Abluftstroms gezeigt. Der im Grenzfall $\varphi_{BL} = 0$ erreichte Wert ist nur minimal größer als der Energiebedarf im Flammenlosbetrieb. Das Massenstromverhältnis liegt in diesem Fall sehr nahe bei Eins, dem Idealwert, der im Flammenlosbetrieb vorhanden ist. Während im Flammenlosbetrieb aufgrund des Zündverhaltens bei der gewählten Reaktionskinetik die Solltemperatur bei geringen Abluftvolumenströmen im Brennraum nicht erreichbar ist, verursacht dies im Brennerbetrieb keine Schwierigkeiten.

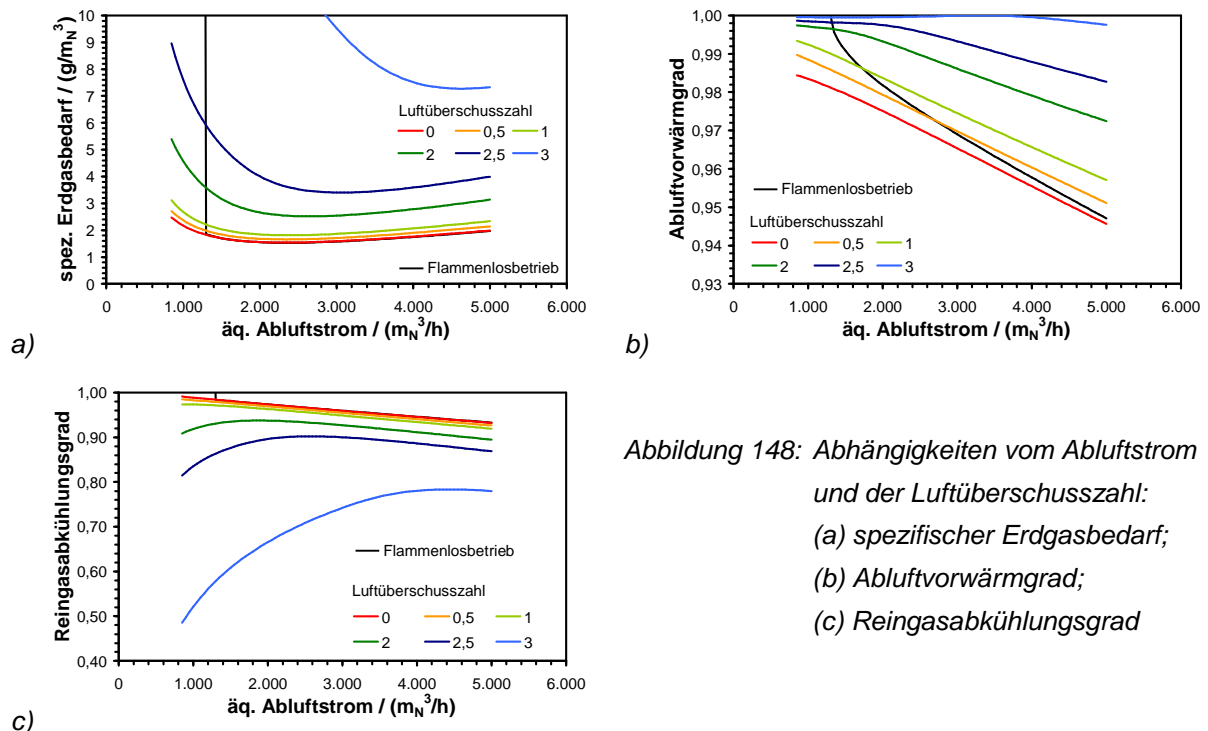


Abbildung 148: Abhängigkeiten vom Abluftstrom und der Luftüberschusszahl:
 (a) spezifischer Erdgasbedarf;
 (b) Abluftvorwärmgrad;
 (c) Reingasabkühlungsgrad

Die überproportionale Zunahme des Energiebedarfs bei zunehmender Luftüberschusszahl kommt in dieser Darstellung sehr gut zum Ausdruck. Während beim minimalen Abluftstrom von $850 \text{ m}_N^3/\text{h}$ der spezifische Erdgasbedarf bei stöchiometrischer Luftzufuhr $3,1 \text{ g/m}_N^3$ beträgt, würden ohne Verbrennungsluft nur $2,5 \text{ g/m}_N^3$ benötigt (-19%). Im Gegensatz dazu steigt der Gasbedarf bei $\varphi_{BL} = 2$ auf $5,4 \text{ g/m}_N^3$ (+74%) und bei dreifachem Luftüberschuss sogar auf $31,5 \text{ g/m}_N^3$ (+916%). Bei größeren Volumenströmen ist die Steigerung zwar geringer, kann aber bezogen auf den untersuchten Bereich immer noch bis zu 213% betragen.

Die aus den Ein- und Austrittstemperaturen des Wärmeübertragers berechneten Wirkungsgrade sind in den Teilbildern (b) und (c) gezeigt. Während mit höherer Luftüberschusszahl der Abluftvorwärmgrad (b) zunimmt, nimmt der Reingasabkühlungsgrad (c) ab. Im Flammenlosbetrieb ergeben sich bei einem sehr geringen Volumenstrom rechnerische Wirkungsgrade größer als 100%. An diesem Punkt geht der Reaktor durch.

7.6 Spülvorgang

Der Spülschritt ist erforderlich, um am Ende des Ablufttaktes verbliebene unreaktierte oder teilreaktierte Abluft vor dem Umschalten in den Reingasbetrieb aus dem Regenerator und dem Luftverteilkasten zu entfernen. Sich ohne Spülung nach dem Umschalten vom Abluft- in den Reingasbetrieb ergebende Emissionsspitzen werden dadurch reduziert. Da es sich beim Spülvorgang um eine Verdünnung handelt, kann die Konzentration dabei nie bis auf Null abgesenkt werden. Dies ist allerdings nicht erforderlich. Maßgeblich ist, dass der im Reingastakt vorliegende Halbstunden-Mittelwert der Konzentration den einzuhaltenden Grenzwert unterschreitet.

Dieser Mittelwert wird bei gegebener Anlagengeometrie durch die Endkonzentration im Luftverteilkasten am Ende des Spülschrittes, den Reingasstrom, die Dauer des Reingastaktes und die Reingaskonzentration am Regeneratöraustritt bestimmt. Die Endkonzentration am Ende des Spülvorgangs hängt wiederum ab von der Endkonzentration am Ende des Ablufttaktes, der Eintrittskonzentration der Spülluft, sowie dem innerhalb der Spüldauer zugeführten Spülluftvolumen.

In Abschnitt 8.7 wird auf diese Zusammenhänge und die Bestimmung des erforderlichen Spülluftstroms näher eingegangen.

Grundsätzlich existieren zwei Varianten des Spülvorgangs. Bei der sogenannten Frischluftspülung wird kalte Umgebungsluft zugeführt. Dahingegen wird bei Heißgasspülung ein Teil des heißen Reingases aus dem Brennraum über die Regeneratoren im Spültakt gesogen und der Abluft zugeführt. Beide Methoden wurden schon in Abschnitt 2.1.7.3 beschrieben.

7.6.1 Einfluss des Spülluftvolumenstroms

In Abschnitt 7.3.2 wurde bereits gezeigt, dass der Verbrennungswärmebedarf weitgehend unabhängig vom Anteil der Spülluft am äquivalenten Abluftstrom ist, so lange der Gesamtstrom gleich bleibt. Dies darf jedoch keinesfalls so verstanden werden, dass der Energiebedarf unabhängig vom Spülluftstrom sei.

Im Übrigen ist zum Vergleich verschiedener Betriebsweisen nicht der auf den äquivalenten Abluftstrom (der den Spülluftstrom enthält) bezogene spezifische Energiebedarf entscheidend. Vielmehr ist maßgebend, wieviel Brennstoff pro Abluftstromeinheit benötigt wird.

Bezieht man die gemessenen Erdgasmassenströme aus Abbildung 90 auf den tatsächlichen Normvolumenstrom der Abluft und stellt die rechnerischen Erdgasbelastungen in Abhängigkeit des Spülluftstroms dar (Abbildung 149 (a)), wird sehr deutlich, dass der abluftspezifische Energiebedarf steigt, je mehr Spülluft im Verhältnis zur Abluft zugeführt wird. Da jedoch bei diesen Versuchen gleichzeitig mit der Vergrößerung des Spülluftstroms der Abluftstrom reduziert wurde, lässt sich in dieser Darstellung der Spüllufteinfluss nicht klar beurteilen. Dennoch verdeutlicht sie das Prinzip.

Deshalb sind in Diagramm (b) Ergebnisse aus verschiedenen Versuchen aufgetragen, bei denen Abluftstrom ($2.400 \text{ m}_N^3/\text{h}$) und Betriebstemperatur (850°C) weitgehend konstant waren, der Spülluftstrom aber variierte.

Innerhalb des Versuchsbereiches nimmt der spezifische Erdgasbedarf im Flammenlosbetrieb von $1,7 \text{ g}/\text{m}_N^3$ bei $135 \text{ m}_N^3/\text{h}$ Spülluft auf $1,9 \text{ g}/\text{m}_N^3$ bei $380 \text{ m}_N^3/\text{h}$ zu. Dies entspricht einer Steigerung um 10,5%. Da die Tendenzen im Brennerbetrieb und Flammenlosbetrieb parallel verlaufen, der Brennerbetrieb aber insgesamt einen höheren Energiebedarf aufweist, ergeben sich dort absolut gesehen die gleichen Änderungen, prozentual aber etwas geringere Werte.

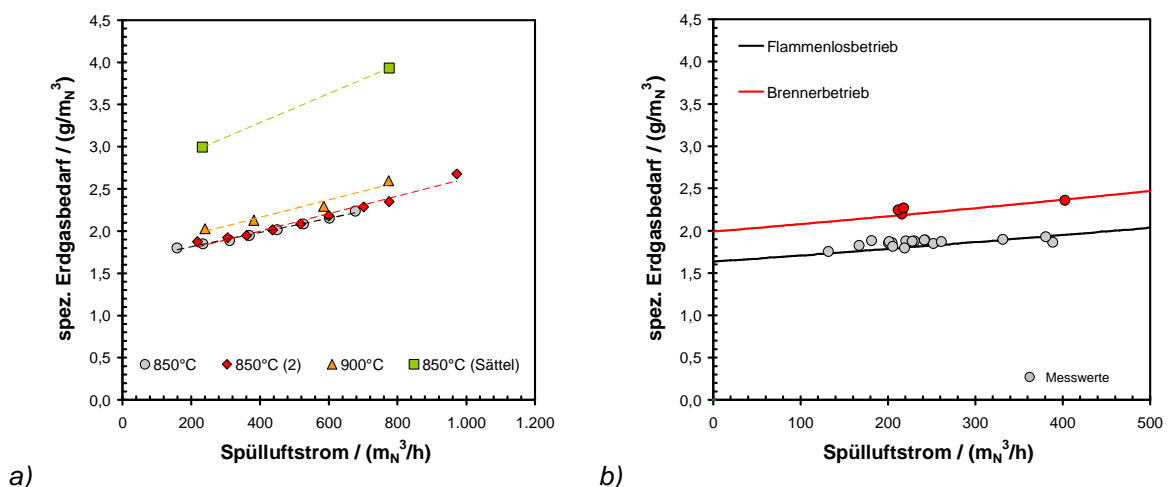


Abbildung 149: Einfluss des Spülluftstroms auf den spezifischen Erdgasbedarf: (a) bei näherungsweise konstantem äquivalenten Abluftstrom; (b) bei konstantem Abluftstrom

Das innerhalb der Spüldauer geförderte Spülluftvolumen sollte daher nicht größer sein als erforderlich. Da das benötigte Spülluftvolumen neben den oben genannten betrieblichen Größen von der Größe des Luftverteilkastens abhängt, sollte dieser möglichst klein gebaut werden. Diese und andere Ansätze für die Optimierung des Spültaktes wurden bereits in [374] erörtert.

7.6.2 Frischluftspülung vs. Heißgasspülung

Um den Unterschied zwischen den beiden Varianten zu verdeutlichen, sind diese in Abbildung 150 schematisch dargestellt. Dabei wurden die Regeneratoren im Spültakt der kalten bzw. warmen Seite zugeordnet, weil dies mit der Art und Weise übereinstimmt, wie die Ströme im vereinfachten Rekuperatormodell zusammengefasst werden. Da im Brennraum keine Massenströme zu- oder abgeführt werden, entspricht der gezeigte Fall dem Flammenlosbetrieb ohne Auskopplung von Heißgas und ohne Kaltgaseinspeisung. Die Sperrluftströme wurden zur Vereinfachung weggelassen.

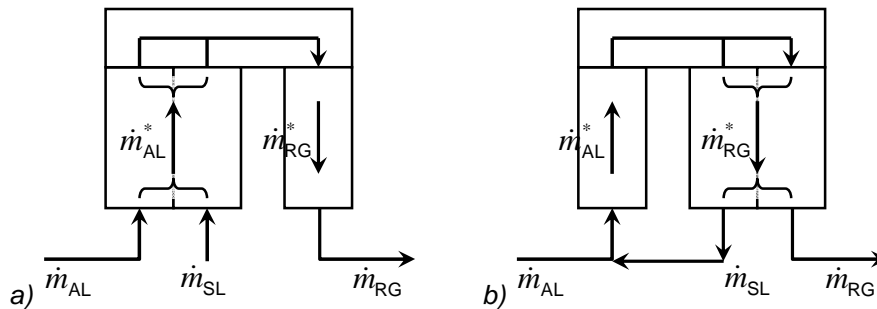


Abbildung 150: Vereinfachte Massenstrombilanz der Spülsysteme: (a) Frischluftspülung;
(b) Heißgasspülung

Betrachtet man die Massenströme auf der kalten und warmen Seite, so gilt in beiden Fällen

$$\begin{aligned} \dot{m}_{AL}^* &= \dot{m}_{AL} + \dot{m}_{SL} \\ \dot{m}_{RG}^* &= \dot{m}_{AL}^* \end{aligned} \quad (\text{Gl. 249})$$

Während aber bei der Frischluftspülung für den an die Umgebung abgeführten Reingasmassenstrom

$$\dot{m}_{RG} = \dot{m}_{RG}^* = \dot{m}_{AL} + \dot{m}_{SL} \quad (\text{Gl. 250})$$

gilt, entspricht dieser bei Heißgasspülung dem Abluftmassenstrom

$$\dot{m}_{RG} = \dot{m}_{RG}^* - \dot{m}_{SL} = \dot{m}_{AL} \quad (\text{Gl. 251})$$

Daher wird im Allgemeinen angenommen, dass die Heißgasspülung aufgrund des geringeren Reingasmassenstroms energetisch sehr viel günstiger ist als die Frischluftspülung.

Die Technikumsanlage ist bisher nicht für den Betrieb mit Heißgasspülung ausgerüstet. Deshalb kann an dieser Stelle kein experimenteller Nachweis für diese Annahme gegeben werden. Stattdessen werden die beiden Methoden anhand von Simulationsrechnungen verglichen.

Abbildung 151 zeigt den auf den Abluftnormvolumenstrom bezogenen spezifischen Erdgasbedarf des Referenzfalls bei einer Solltemperatur von 850°C in Abhängigkeit des Spülluft- bzw. Spülgasnormvolumenstroms im Flammenlosbetrieb. Als Parameter wurden verschiedene Ablufttemperaturen verwendet.

Es ist erkennbar, dass der spezifische Erdgasbedarf mit steigendem Spülluftstrom beinahe linear zunimmt. Diese Tendenz stimmt mit den gemessenen Werten überein. Bei Heißgasspülung ist der Energiebedarf tatsächlich etwas geringer. Bei einer Ablufttemperatur von

25°C und dem maximal betrachteten Spülluftstrom wird bei Frischluftspülung eine rechnerische Erdgasbeladung von $2,06 \text{ g/m}_N^3$ benötigt, während sich mit Heißgasspülung $2,04 \text{ g/m}_N^3$ (-1,0%) ergeben. Der Unterschied nimmt mit steigenden Ablufttemperaturen geringfügig zu (bei 150°C von $1,87 \text{ g/m}_N^3$ auf $1,83 \text{ g/m}_N^3$ entsprechend -2,1%).

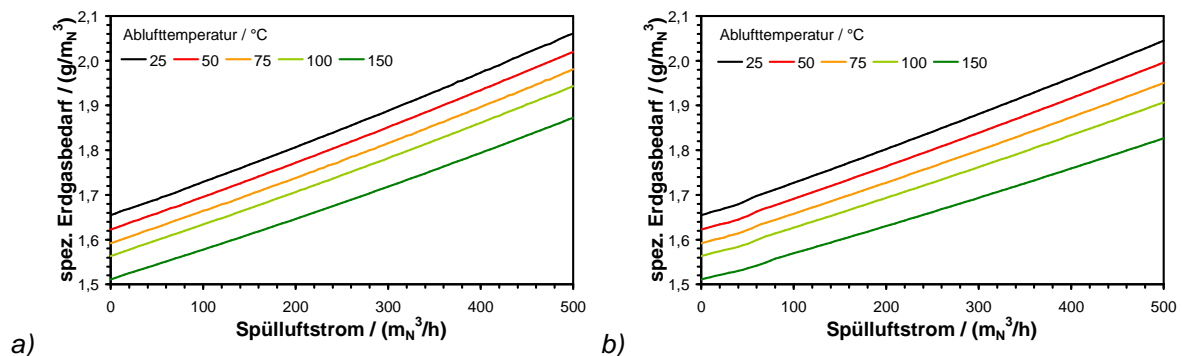


Abbildung 151: Einfluss des Spülluftstroms auf den spezifischen Erdgasbedarf: (a) Frischluftspülung; (b) Heißgasspülung

Der energetische Unterschied der beiden Spülverfahren ist sehr viel geringer als erwartet und es stellt sich die Frage, wodurch dies verursacht wird.

Der Bedarf an Verbrennungswärme ergibt sich aus der Summe der Transmissions- und Reingasverluste abzüglich der dissipierten Strömungsarbeit. Die Reibungsarbeit nimmt bei größerer Strömungsgeschwindigkeit also höherem Massenstrom und höherer Temperatur zu (Abbildung 152). Die Reibungsverluste sind jedoch relativ gering und bei beiden Varianten etwa gleich, sodass davon auszugehen ist, dass die Wärmeverluste entscheidend sind.

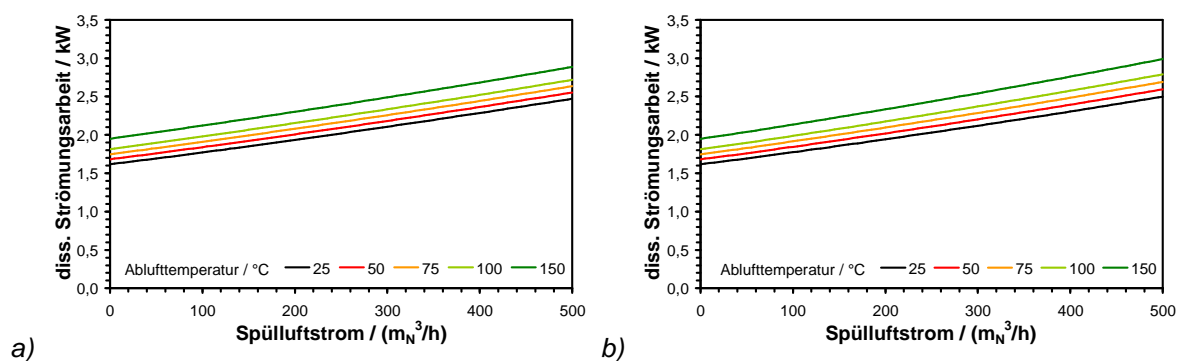


Abbildung 152: Einfluss des Spülluftstroms auf die dissipierte Strömungsarbeit: (a) Frischluftspülung; (b) Heißgasspülung

Abbildung 153 zeigt eine Gegenüberstellung der berechneten Reingasverluste. Es ist erkennbar, dass diese bei der Heißgasspülung zwar etwas geringer sind, in Anbetracht des Unterschiedes der Reingasströme ist die Differenz jedoch recht klein. Der maximale Reingasstrom beträgt bei Frischluftspülung im betrachteten Fall $2.500 \text{ m}_N^3/\text{h}$ und die berechneten Reingasverluste $27,8 \text{ kW}$ bei einer Ablufttemperatur von 25°C bzw. $14,8 \text{ kW}$ bei 150°C. Die entsprechenden Vergleichswerte bei Heißgasspülung sind $2.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$ und $27,0 \text{ kW}$ bzw. $10,8 \text{ kW}$. Die Reingasverluste sind bei Heißgasspülung demnach zwischen 3% (bei 25°C) und 27% (bei 150°C) geringer.

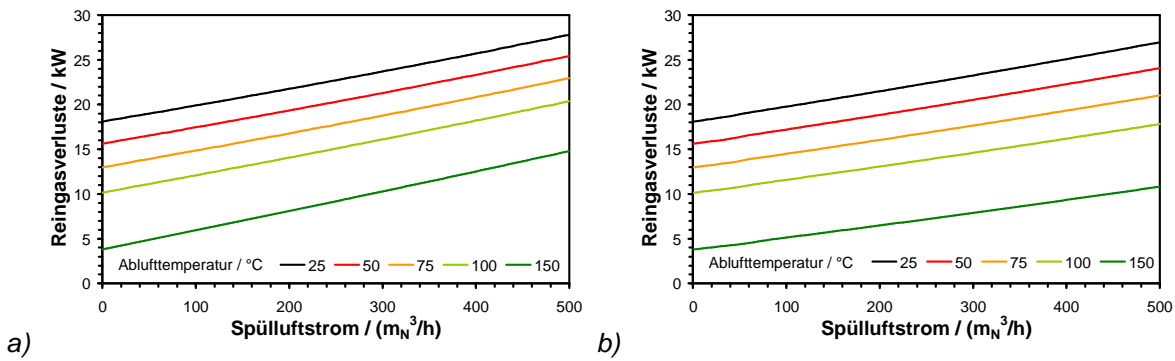


Abbildung 153: Einfluss des Spülluftstroms auf die Reingasverluste: (a) Frischluftspülung; (b) Heißgasspülung

Im Gegensatz dazu sind bei Heißgasspülung die Transmissionswärmeverluste größer als bei der Frischluftspülung (Abbildung 154). Hier findet man für das eben genannte Beispiel die Werte 20,8 kW (25°C) und 30,0 kW (150°C) bei Frischluftspülung und 21,3 kW (+2,4%) bzw. 33 kW (+10%) bei Heißgasspülung. Dadurch wird also der Vorteil der etwas niedrigeren Reingasverluste zum Teil wieder aufgezehrt.

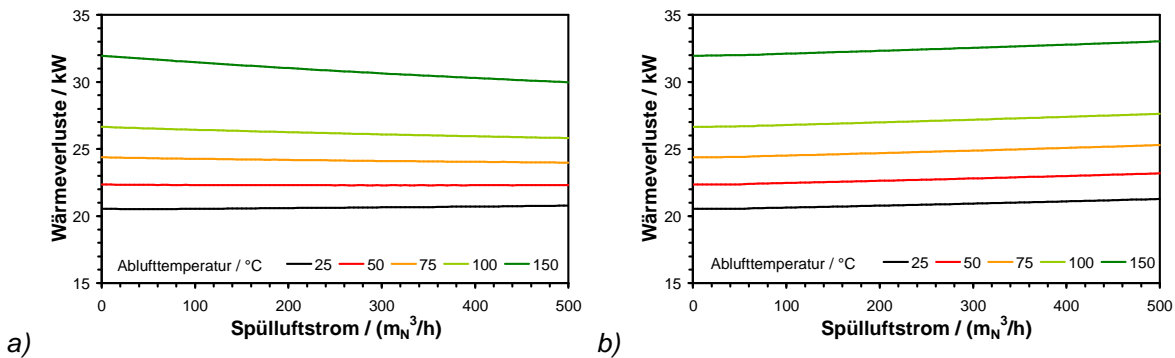


Abbildung 154: Einfluss des Spülluftstroms auf die Transmissionswärmeverluste: (a) Frischluftspülung; (b) Heißgasspülung

Die Tendenzen der Reingas- und Transmissionswärmeverluste können anhand der folgenden vereinfachten Betrachtung erklärt werden. Nimmt man als Ausgangspunkt den Betrieb ohne Spülung kann der Temperaturverlauf stark vereinfacht (ohne Dissipation und Wärmeverluste, konstante spez. Wärmekapazitäten) wie in Abbildung 155 (a) angenommen werden.

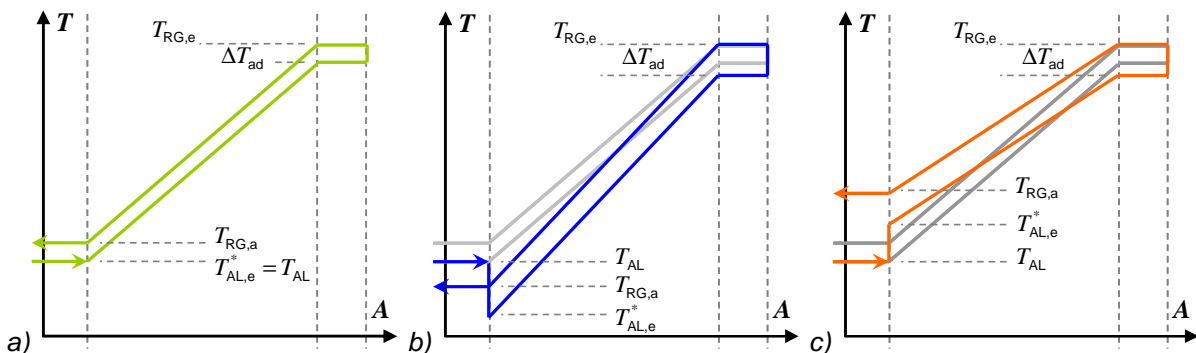


Abbildung 155: Einfluss der Spüllufttemperatur auf den Temperaturverlauf: (a) Spüllufttemperatur gleich Ablufttemperatur; (b) Spüllufttemperatur kleiner als Ablufttemperatur; (c) Spüllufttemperatur größer als Ablufttemperatur

Die Reingasverluste ergeben sich in diesem Fall aus

$$\dot{H}_{L,RG} = \dot{W}_{AL} \cdot (T_{RG,a} - T_{AL}) \quad (\text{Gl. 252})$$

und die Reingasaustrittstemperatur lässt sich aus der Definitionsgleichung des Wirkungsgrades berechnen

$$\eta = \frac{T_{RG,e} - T_{RG,a}}{T_{RG,e} - T_{AL,e}^*} \Rightarrow T_{RG,a} = T_{RG,e} \cdot (1 - \eta) + \eta \cdot T_{AL,e}^* \quad (\text{Gl. 253})$$

Mit $T_{AL,e}^* = T_{AL}$ erhält man

$$\dot{H}_{L,RG} = \dot{W}_{AL} \cdot (1 - \eta) \cdot (T_{RG,e} - T_{AL}) \quad (\text{Gl. 254})$$

Bei Frischluftspülung ergeben sich die Reingasverluste bezogen auf das Gesamtsystem aus

$$\dot{H}_{L,RG} = (\dot{W}_{AL} + \dot{W}_{SL}) \cdot T_{RG,a} - (\dot{W}_{AL} \cdot T_{AL} + \dot{W}_{SL} \cdot T_{SL}) \quad (\text{Gl. 255})$$

Definiert man den Spülluftanteil als Verhältnis der Wärmekapazitätsströme von Spülluft und Abluft

$$\varphi_{SL} = \frac{\dot{W}_{SL}}{\dot{W}_{AL}} \quad (\text{Gl. 256})$$

und die Spüllufttemperatur über die Temperaturdifferenz zur Abluft

$$T_{SL} = T_{AL} + \Delta T_{SL} \quad (\text{Gl. 257})$$

ergibt sich für die Reingasverluste

$$\dot{H}_{L,RG} = \dot{W}_{AL} \cdot [(1 + \varphi_{SL}) \cdot T_{RG,a} - (1 + \varphi_{SL}) \cdot T_{AL} - \varphi_{SL} \cdot \Delta T_{SL}] \quad (\text{Gl. 258})$$

Die Temperatur des äquivalenten Abluftstroms am Eintritt in den Wärmeübertrager erhält man aus

$$T_{AL,e}^* = \frac{\dot{W}_{AL} \cdot T_{AL} + \dot{W}_{SL} \cdot T_{SL}}{\dot{W}_{AL} + \dot{W}_{SL}} = T_{AL} + \frac{\varphi_{SL}}{1 + \varphi_{SL}} \cdot \Delta T_{SL} \quad (\text{Gl. 259})$$

was nach Einsetzen und Umformen auf

$$\dot{H}_{L,RG} = (1 + \varphi_{SL}) \cdot \dot{W}_{AL} \cdot (1 - \eta) \cdot \left(T_{RG,e} - T_{AL} - \frac{\varphi_{SL}}{1 + \varphi_{SL}} \cdot \Delta T_{SL} \right) \quad (\text{Gl. 260})$$

führt. Die Frischluftspülung wirkt sich daher wie folgt aus.

Mit steigendem Spülluftstrom nimmt der Wärmekapazitätsstrom zu, sodass sich die Reingasverluste vergrößern. Außerdem nimmt gemäß

$$\eta = \frac{\frac{k_T \cdot A_T}{\dot{W}_{AL} \cdot (1 + \varphi_{SL})}}{1 + \frac{k_T \cdot A_T}{\dot{W}_{AL} \cdot (1 + \varphi_{SL})}} = \frac{St_{AL}}{1 + \varphi_{SL} + St_{AL}} \quad (\text{Gl. 261})$$

der Wirkungsgrad des Wärmeübertragers ab. Die Reingasverluste werden daher auch größer, wenn Spülluft und Abluft mit der gleichen Temperatur eintreten ($\Delta T_{SL} = 0$). Ist die Temperatur der Spülluft größer als die der Abluft ($\Delta T_{SL} > 0$), werden die anderen beiden Effekte gemindert, ist sie kleiner ($\Delta T_{SL} < 0$), werden sie verstärkt.

Eine andere Beziehung ergibt sich bei Heißgasspülung. Hier folgen die Reingasverluste bezogen auf das Gesamtsystem aus

$$\dot{H}_{L,RG} = \dot{W}_{AL} \cdot (T_{RG,a} - T_{AL}). \quad (\text{Gl. 262})$$

Setzt man die Gleichung für die Reingasaustrittstemperatur ein, führt dies auf

$$\dot{H}_{L,RG} = \dot{W}_{AL} \cdot (1 - \eta) \cdot \left(T_{RG,e} - T_{AL} + \frac{\eta}{1 - \eta} \cdot \frac{\varphi_{SL}}{1 + \varphi_{SL}} \cdot \Delta T_{SL} \right). \quad (\text{Gl. 263})$$

Hier sind die Auswirkungen folgende. Bei höherem Spülgasstrom ergibt sich ein geringerer Wirkungsgrad, sodass die Reingasverluste größer werden. Dies wäre auch bei $\Delta T_{SL} = 0$ der Fall. Ist die Temperatur des Spülgases höher als die der Abluft, werden die Reingasverluste größer, ist sie niedriger, nehmen die Reingasverluste ab. Dieser Effekt wird bei größeren Wirkungsgraden und zunehmendem Spülgasanteil verstärkt.

Der zweite maßgebliche Einfluss auf den spezifischen Erdgasbedarf sind die Transmissionswärmeverluste. Wird durch die Beimischung von Spülluft oder Spülgas zur Abluft deren Temperatur reduziert, nehmen gleichzeitig die mittleren Regeneratortemperaturen und damit die Transmissionswärmeverluste ab. Dieser Fall ist in Abbildung 155 (b) gezeigt. Ist der Spülluftstrom hingegen heißer als die Abluft (c), nehmen die Transmissionswärmeverluste zu.

Die zuvor gezeigten Simulationen zur Heißgasspülung, welche mit dem HXR-Modell durchgeführt wurden, gehen davon aus, dass das austretende Spülgas die gleiche Temperatur besitzt, wie das abgeführte Reingas. Da aber durch die instationären Vorgänge in den Regeneratoren die Spülgasaustrittstemperatur von der Reingasaustrittstemperatur abweichen kann, wäre es möglich, dass der unerwartet hohe Energiebedarf der Heißgasspülung durch die Rekuperator-Analogie begründet ist. Um dies auszuschließen, wurden weitere Berechnungen mit dem vereinfachten, instationären Regeneratormodell durchgeführt.

Dabei wurden die Daten eines Regenerators der Technikumsanlage, ein Abluftstrom von $2.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$, eine Brennraumtemperatur von 850°C , eine Umschaltzeit von 60 s und ein konstanter mittlerer Wärmeübergangskoeffizient von $50 \text{ W/m}^2\text{K}$ zugrunde gelegt. Für die Berechnung wurden 100 Stützstellen und eine konstante Zeitschrittweite von 0,1 s verwendet.

Sperrluftströme und deren Verteilung wurden vernachlässigt. Im Fall der Heißgasspülung wurde die Mischungstemperatur am Ablufteintritt aus der vorgegeben Ablufttemperatur und den im vorangegangenen Zyklus gespeicherten Werten der Spülgasaustrittstemperatur berechnet. Als Abbruchkriterium für den zyklisch-stationären Zustand wurde eine maximale Temperaturänderung von 10^{-8} K zwischen Anfang und Ende eines Zyklus zugrunde gelegt.

Das Berechnungsmodell beinhaltet bisher keine Transmissionswärmeverluste. Daher wurden diese nachträglich aus den takt- und ortsgemittelten Regeneratortemperaturen abgeschätzt,

$$\dot{Q}_L = k_L \cdot A_{L,Reg} \cdot \left(\tilde{\vartheta}_{AL} + \tilde{\vartheta}_{SL} + \tilde{\vartheta}_{RG} - 3T_{amb} \right) + k_L \cdot A_{L,BR} \cdot (T_{RG,e} - T_{amb}) \quad (\text{Gl. 264})$$

wobei der Wärmedurchgangskoeffizient und die Außenfläche bei den Regeneratoren mit $0,3 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $8,4 \text{ m}^2$, beim Brennraum mit $0,6 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $33,8 \text{ m}^2$ und die Umgebungstemperatur mit 25°C angesetzt wurden.

Um den Gesamtwärmebedarf zu ermitteln, wurden die Reingasverluste und der Bedarf zum Aufheizen der vorgewärmten Luftströme auf die Solltemperatur hinzugerechnet. Hierbei wurden die jeweiligen taktgemittelten Temperaturen eingesetzt.

Die mit dem instationären Regeneratormodell gewonnenen Simulationsergebnisse bestätigen die Ergebnisse des Rekuperatormodells.

Abbildung 156 zeigt die Verläufe des rechnerischen spezifischen Erdgasbedarfs. Die Werte sind zwar im Vergleich zu Abbildung 151 bei hohem Spülluftstrom etwas geringer, was auf die überschlägige Berechnung der Transmissionswärmeverluste zurückzuführen ist, ansonst ergeben sich aber die gleichen Tendenzen. Auch hier zeigen sich bei Frischluft- und Heißgasspülung nur geringe Unterschiede.

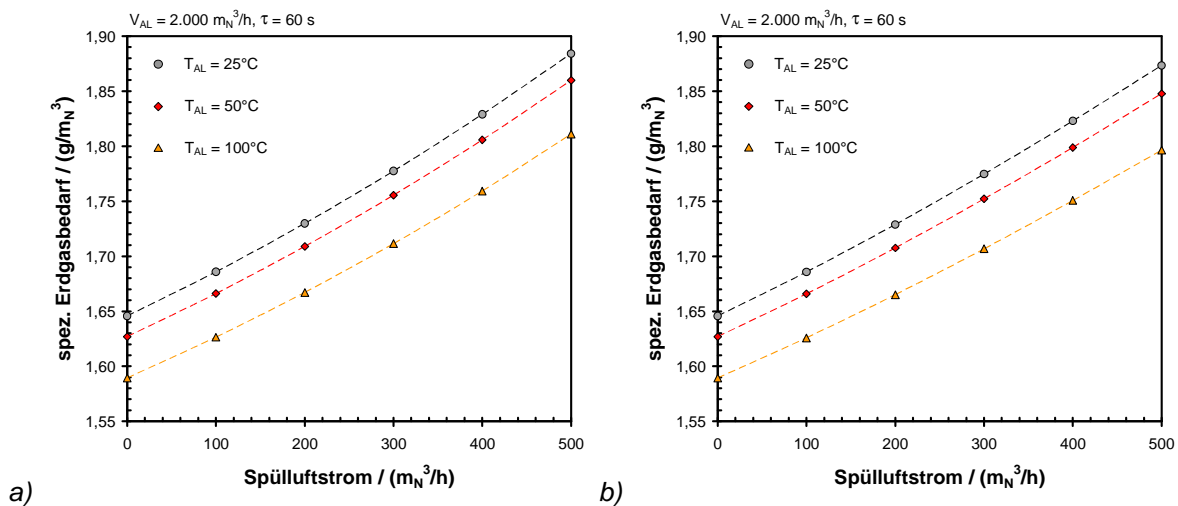


Abbildung 156: Einfluss des Spülluftstroms auf den spezifischen Erdgasbedarf: (a) Frischluftspülung; (b) Heißgasspülung

In Abbildung 157 sind die Reingasverluste und die spezifischen Gesamtwärmeverluste der Heißgasspülung im Vergleich zur Frischluftspülung aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Reingasverluste der Heißgasspülung im untersuchten Bereich maximal 2% geringer sind als die bei Frischluftspülung. Die abgeschätzten Gesamtverluste sind sogar nur um maximal 0,8% geringer.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass auch hier die vorgenommenen Vereinfachungen die Ergebnisse verfälschen können. So führen zum Beispiel in realen Anlagen die Transmissionswärmeverluste bei hohen Ablufttemperaturen häufig dazu, dass die Reingasaustrittstemperatur geringer ist als die Temperatur der Abluft. Es ist anzunehmen, dass dies bei Heißgasspülung ebenso für den Spülgasstrom gilt. Dies wird bei den instationären Berechnungen nicht berücksichtigt. Andererseits ist in den o. g. Abschätzungsgleichungen die Spüllufttemperatur enthalten, was vermuten lässt, dass Größenordnung und Tendenz korrekt wiedergegeben werden.

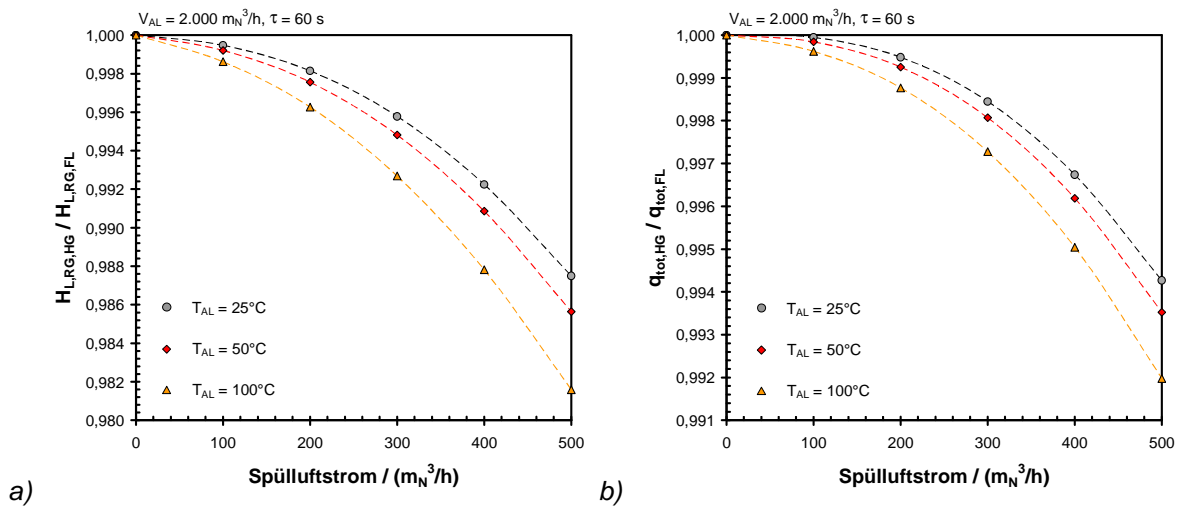


Abbildung 157: Vergleich zwischen Heißgaspülung und Frischluftspülung: (a) Reingasverluste; (b) spezifische Gesamtverluste

Die Frage, weshalb man in der Praxis von einem deutlicheren Vorteil der Heißgaspülung ausgeht, kann hier nicht beantwortet werden, da nicht bekannt ist auf welcher Basis diese Aussage getroffen wird. Eine mögliche Erklärung besteht darin, dass bei der Argumentation inkonsistente Bezugspunkten verwendet werden. Würde man nämlich die Reingasverluste im Fall der Frischluftspülung aus

$$\dot{H}_{L,RG,FL} = \dot{W}_{AL} \cdot (1 + \varphi_{SL}) \cdot (T_{RG,a} - T_{AL,e}^*) \quad (\text{Gl. 265})$$

und bei Heißgaspülung aus

$$\dot{H}_{L,RG,HG} = \dot{W}_{AL} \cdot (T_{RG,a} - T_{AL,e}^*) \quad (\text{Gl. 266})$$

ermitteln, statt wie oben dargestellt, wären im ersten Fall die Reingasverluste immer etwa um den Spülluftanteil größer, da die verwendeten Temperaturdifferenzen ungefähr gleich bleiben.

Dies ist jedoch für den beabsichtigten Vergleich nicht das richtige Bezugssystem, denn Teile der Anlage (Frischlufzufuhr, Heißgasrückführung) werden vernachlässigt. Für einen Betreiber ist entscheidend, was das komplette System an Kosten verursacht. Daher muss die Bilanzgrenze so gezogen werden, dass sie das gesamte Abluftreinigungssystem umfasst, also durch die erstmögliche Stelle im Abluftkanal und die letztmögliche Position im Reingaskanal.

Neben dem (offenbar geringfügigen) energetischen Vorteil besitzt die Heißgaspülung einen betrieblichen Nachteil, sofern Säurebildner (Chlor, Fluor, Schwefel u. a.) in den Abluftkomponenten enthalten sind. Während diese kaum korrosiv wirken solange sie in die Molekülstruktur der organischen Verbindung eingebunden sind, verursachen sie verstärkte Korrosion, wenn sie nach der Oxidation als Säuren (HCl, HF, H₂SO₃) vorliegen. Durch die Rückführung dieser Oxidationsnebenprodukte auf die Abluftseite besteht, vor allem bei hoher Abluftfeuchte und Anlagen im Überdruckbetrieb, die Gefahr, dass saures Kondensat ausfällt und sich an den Kanalfächen niederschlägt [497].

7.7 Umschaltzyklus

Die wesentlichen Einflussgrößen von RNV-Anlagen wurden bereits untersucht. Eine weitere Möglichkeit das Betriebsverhalten zu beeinflussen, besteht in der Veränderung des Zyklus. Dies kann grundsätzlich auf zwei Arten geschehen. Entweder indem bei gleichbleibenden Verhältnissen der Takt Dauern die Gesamtzykluszeit verlängert oder verkürzt wird, oder durch Variation der einzelnen Taktzeiten zueinander bei gleichbleibender Zykluszeit. Auch die Kombination beider Veränderungen ist möglich.

Da die Rekuperator-Analogie von unendlich kurzen Umschaltzeiten ausgeht, kann der Einfluss der Takt- und Zykluszeiten mit dem hier beschriebenen vereinfachten Modell bisher nicht berechnet werden. Grundsätzlich ist denkbar, den Wärmedurchgangskoeffizienten des Rekuperators mit dem von *Hausen* entwickelten Ansatz zu korrigieren. Diese Methode ist jedoch bisher nicht implementiert. Um dennoch die Auswirkungen aufzuzeigen, werden Messergebnisse dargestellt und durch Simulationsergebnisse des vereinfachten instationären Regeneratormodells ergänzt.

7.7.1 Einfluss der Zykluszeit

Es ist bekannt, dass längere Umschaltzeiten den Wirkungsgrad von Regeneratoren verschlechtern. Dies wurde bereits in Form des *Hausen*-Diagramms (Abbildung 16) dargestellt. Da dieses den für Winderhitzer relevanten Datenbereich abdeckt und die relevanten Kennzahlen schwierig einzuschätzen sind, wurde der Einfluss der Umschaltzeit beispielhaft mit den Daten der Technikumsanlage berechnet.

Abbildung 158 (a) zeigt die relative Änderung des übertragenen Wärmestroms in Abhängigkeit der Takt dauer für drei verschiedene Abluftvolumenströme. Die Sperrluftströme wurden dabei vernachlässigt. Man erkennt, dass sich die Wärmeübertragung für Umschaltzeiten bis zu fünf Minuten kaum verschlechtert. Die Abnahme beträgt in diesem Bereich maximal 0,55% bei 2.000 m³/h, 0,8% bei 3.000 m³/h und 1,4% bei 4.000 m³/h. Bei längeren Takt dauern verschlechtert sich die Wärmerückgewinnung allerdings rapide. Dies bestätigt die Ergebnisse von *Nieken* [192] und *Jauns-Seyfried* [198]. Auch *Cittadini et al.* haben gezeigt, dass bei größeren Zykluszeiten die für den autothermen Betrieb notwendige Beladung zunimmt [221].

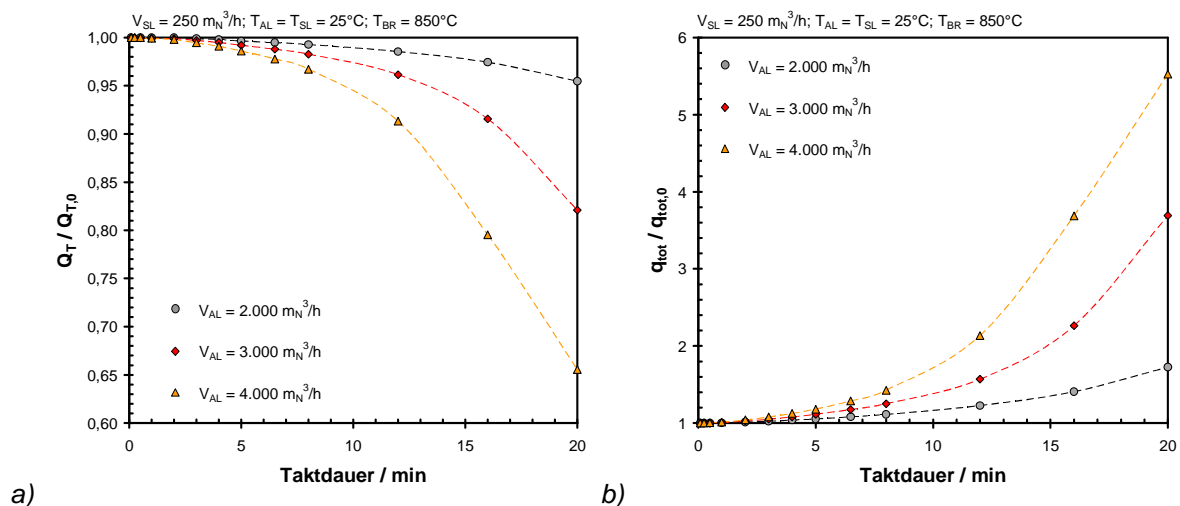


Abbildung 158: Einfluss der Umschaltzeit: (a) auf den übertragenen Wärmestrom; (b) auf den Wärmebedarf

Die relative Abnahme des Wirkungsgrades darf nicht mit der Zunahme des Brennstoffbedarfs gleichgesetzt werden. Der Wärmestrom zum Aufheizen des äquivalenten Abluftstroms von der Vorwärmtemperatur auf die Brennraumtemperatur beträgt (ohne Wärmeverluste)

$$\dot{Q}_0 = \dot{W}_{AL}^* \cdot (1 - \eta_{AL}^*) \cdot (T_{RG,e} - T_{AL,e}^*). \quad (\text{Gl. 267})$$

Vergleicht man diesen Wärmestrom mit dem Bedarf, der bei einem anderen Wirkungsgrad, definiert über die relative Abweichung

$$f = \frac{\eta_{AL,2}^* - \eta_{AL}^*}{\eta_{AL}^*} \quad \Rightarrow \quad \eta_{AL,2}^* = (1 + f) \cdot \eta_{AL}^*, \quad (\text{Gl. 268})$$

vorliegt, erhält man für die relative Abweichung des Brennstoffbedarfs

$$\frac{\dot{Q} - \dot{Q}_0}{\dot{Q}_0} = \frac{1 - \eta_{AL,2}^*}{1 - \eta_{AL}^*} - 1 = -\frac{\eta_{AL}^*}{1 - \eta_{AL}^*} f. \quad (\text{Gl. 269})$$

Die Änderung des Brennstoffbedarfs hängt daher in starkem Maße vom Ausgangswirkungsgrad ab. So führt zum Beispiel die Abnahme eines Wirkungsgrades von 98% um 1% (bezogen auf diesen Wirkungsgrad) zu einer relativen Zunahme des Brennstoffbedarfs um fast 50%. Um diesen Zusammenhang zu verdeutlichen, ist die Zunahme des abgeschätzten Gesamtwärmebedarfs im Diagramm (b) gezeigt.

Auch die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass der spezifische Erdgasbedarf umso größer ist, je länger die Umschaltzeit gewählt wird (Abbildung 159). Bei diesen Versuchen wurde die Dauer der drei Phasen gleichmäßig verlängert, sodass die Zyklusdauer gerade das Dreifache der angegebenen Taktdauer beträgt. Untersucht wurde die Abhängigkeit bei Wabenkörpern mit zwei verschiedenen Abluftvolumenströmen sowie bei Sattelkörpern, jeweils für eine Betriebstemperatur von 850°C im Flammenlosbetrieb.

Im untersuchten Bereich ist in allen Fällen eine lineare Abhängigkeit festzustellen. Die Regressionsgeraden sind im Diagramm eingezeichnet und ihre Gleichungen angegeben.

Der geringste Einfluss zeigt sich bei Wabenkörpern und einem Abluftvolumenstrom von 1.500 m_N³/h. Gemäß der Ausgleichgeraden ergibt sich im Umschaltzeitbereich von 0 s bis 300 s eine Zunahme des spezifischen Energiebedarfs von 1,65 g/m_N³ auf 1,68 g/m_N³, was 2,2% entspricht. Der höhere Abluftvolumenstrom führt zu einer stärkeren Abhängigkeit. Hier steigt der Erdgasbedarf im gleichen Bereich von 1,54 g/m_N³ auf 1,77 g/m_N³ bzw. um 15%. Im Fall von Sattelkörpern zeigt sich eine Zunahme von 2,51 g/m_N³ auf 2,76 g/m_N³ (+10,2%).

Durch den mit zunehmender Zykluszeit abnehmenden Wirkungsgrad steigen die Reingasaustrittstemperaturen und dadurch die Reingasverluste an (b). Auch eine geringfügige Erhöhung des Druckverlustes ist zu erkennen (c). Dies ist durch die Veränderung der zeit- und ortsgemittelten Regeneratortemperaturen zu erklären. Die mittlere Temperatur im Reingastakt nimmt bei längeren Zykluszeiten zu, während sie im Ablufttakt abnimmt. Da aber der Druckverlust überproportional von der Temperatur abhängt, ist die Erhöhung mit zunehmender Temperatur größer als die Minderung bei abnehmender Temperatur. Dadurch wird der Druckverlust insgesamt geringfügig größer.

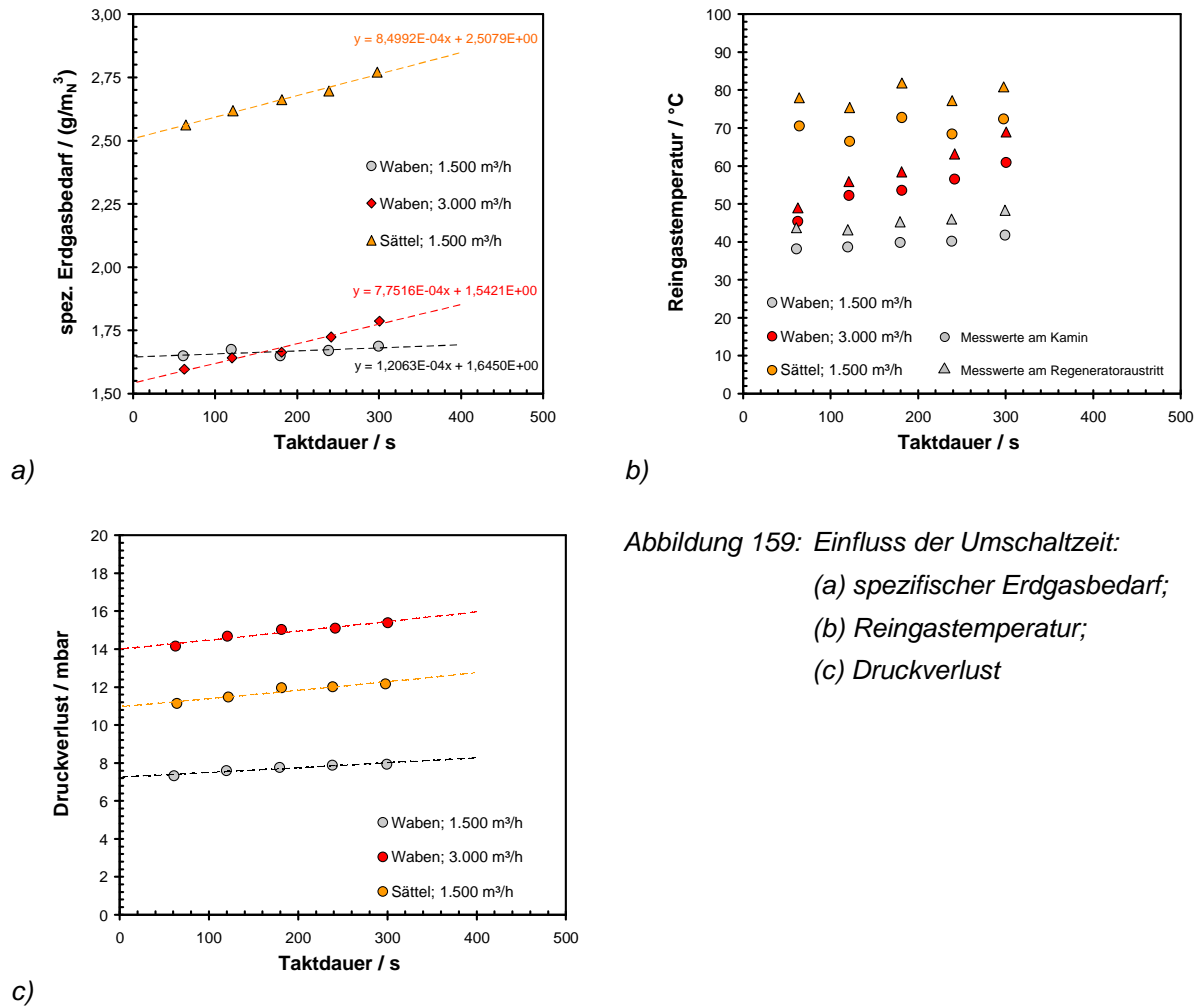


Abbildung 159: Einfluss der Umschaltzeit:

(a) spezifischer Erdgasbedarf;

(b) Reingastemperatur;

(c) Druckverlust

Abbildung 160 zeigt den Einfluss der Zykluszeit auf die Regeneratortemperaturen. Das Beispiel zeigt Versuchsergebnisse mit Wabenkörpern bei einem Abluftstrom von 3.000 m_N³/h für Umschaltzeiten von 60 s (a) und 300 s (b). Zum Vergleich sind die Temperaturverläufe dargestellt, welche mit dem vereinfachten instationären Modell berechnet wurden.

Die Übereinstimmung zwischen den Messungen und Simulationen ist gut, wenn man bedenkt, dass die Berechnungen mit konstanten Stoffeigenschaften und ohne Transmissionswärmeverluste durchgeführt wurden. Dadurch ist bei den Messungen die Krümmung der Profile etwas stärker und die Differenzen zwischen den Temperaturprofilen an den Taktenden etwas größer.

Der Vergleich macht deutlich, dass bei größeren Zykluszeiten die Strecke um die sich die Temperaturprofile verschieben größer wird. Dadurch nimmt an einem festen Ort die Schwankungsbreite der Temperatur zu. Der Flächeninhalt zwischen den Temperaturverläufen ist ein Maß für die innerhalb des Taktes abgegebene oder aufgenommene Wärmemenge. Die Wärmemenge nimmt mit größeren Umschaltzeiten zu, während der mittlere Wärmestrom abnimmt (sinkender Vorwärmgrad, steigender Brennstoffbedarf).

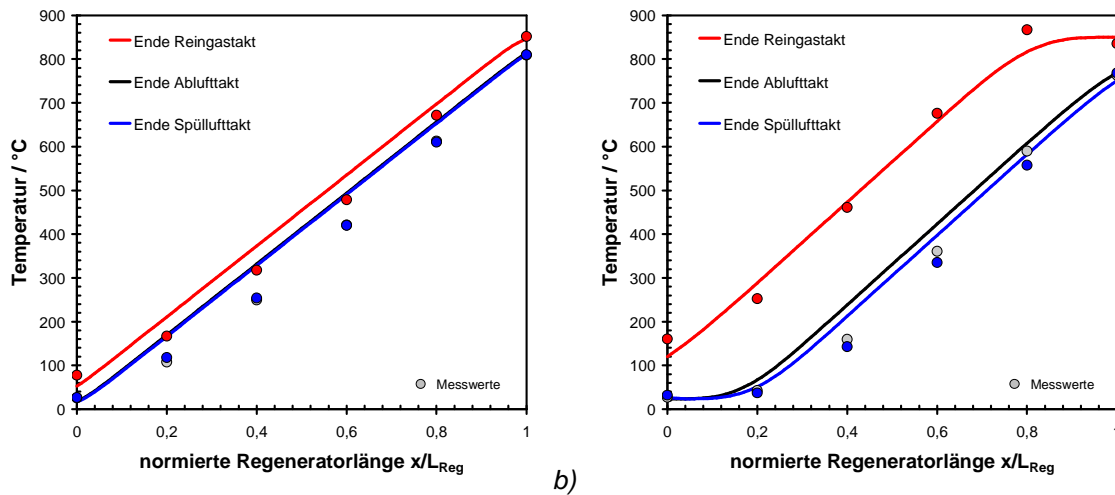


Abbildung 160: Temperaturprofile im Regenerator bei verschiedenen Umschaltzeiten: (a) 60 s; (b) 300 s

Ein Vergleich der zeitlichen Temperaturverläufe an festen Messpunkten ist in Abbildung 161 gezeigt. Während die Temperaturen in der Mitte des Regenerators nach anfänglichen exponentiellen Änderungen fast linear verlaufen, sind die Messkurven an den Enden der Regeneratoren durchgehend gekrümmt.

Bei langen Umschaltzeiten ist außerdem auffällig, dass der Regenerator im oberen Bereich über die Solltemperatur hinaus aufgeheizt wird. Dies liegt daran, dass die Brennstoffzufuhr anhand der Brennraumtemperatur geregelt wird. Da die Wärmekapazität des Brennraums nahezu vernachlässigbar ist und die Versuche im Flammenlosbetrieb durchgeführt wurden, ist die zeitliche Entwicklung der Brennraumtemperatur mit dem Temperaturverlauf am oberen Ende des Regenerators vergleichbar. Dort ist festzustellen, dass die Temperatur gegen Ende des Ablufttaktes bis auf etwa $780^{\circ}C$ abnimmt. Bei dieser Temperatur findet im Abluftregenerator und im Brennraum kaum noch Oxidation statt, so dass der Brennstoff erst umgesetzt wird, wenn er den wärmeren Reingasregenerator erreicht.

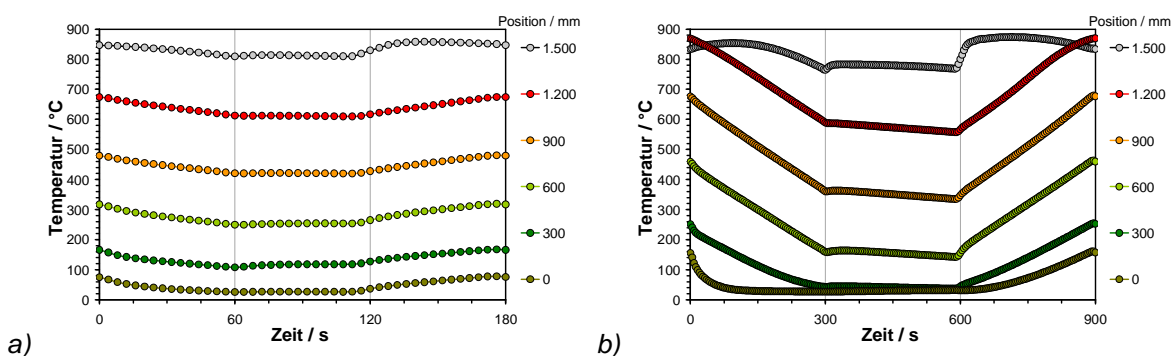


Abbildung 161: Zeitliche Temperaturverläufe im Regenerator bei verschiedenen Umschaltzeiten: (a) 60 s; (b) 300 s

Diese Überhöhung der Temperatur des Reingasregenerators ist auch in der zyklischen Darstellung der Regeneratortemperaturen gut zu erkennen (Abbildung 162 (c)). Abgebildet sind jeweils fünf Zyklen, die jedoch nicht unterscheidbar sind. Dies ist ein Zeichen, dass der zyklisch-stationäre Zustand erreicht gewesen ist. In der entsprechenden Simulation (d) nähern sich zwar die Temperaturen an den oberen Messposition an, überschneiden sich jedoch nicht. Dies liegt daran, dass bei den Berechnungen die Reingaseintrittstemperatur als

konstant betrachtet wird. Bei der kurzen Umschaltzeit ist diese Überhöhung der Reingaseintrittstemperatur nicht vorhanden (a+b).

Die Temperaturänderungen nach den Umschaltvorgängen sind bei der größeren Zyklusdauer in den Messungen besser wiederzuerkennen als bei der kurzen Taktzeit. Dies kann dadurch begründet sein, dass die Thermoelemente nicht immer exakt die Speichermassentemperatur erfassen, sondern teilweise einen Wert, der zwischen der Gastemperatur und der Steintemperatur liegt. Dadurch wird in den Messungen die schnelle Dynamik auf der Gasseite durch die langsamere Temperaturentwicklung der Keramik überlagert. Da außerdem die Temperaturunterschiede bei kurzen Zyklusdauern insgesamt geringer sind, treten die Diskontinuitäten weniger hervor.

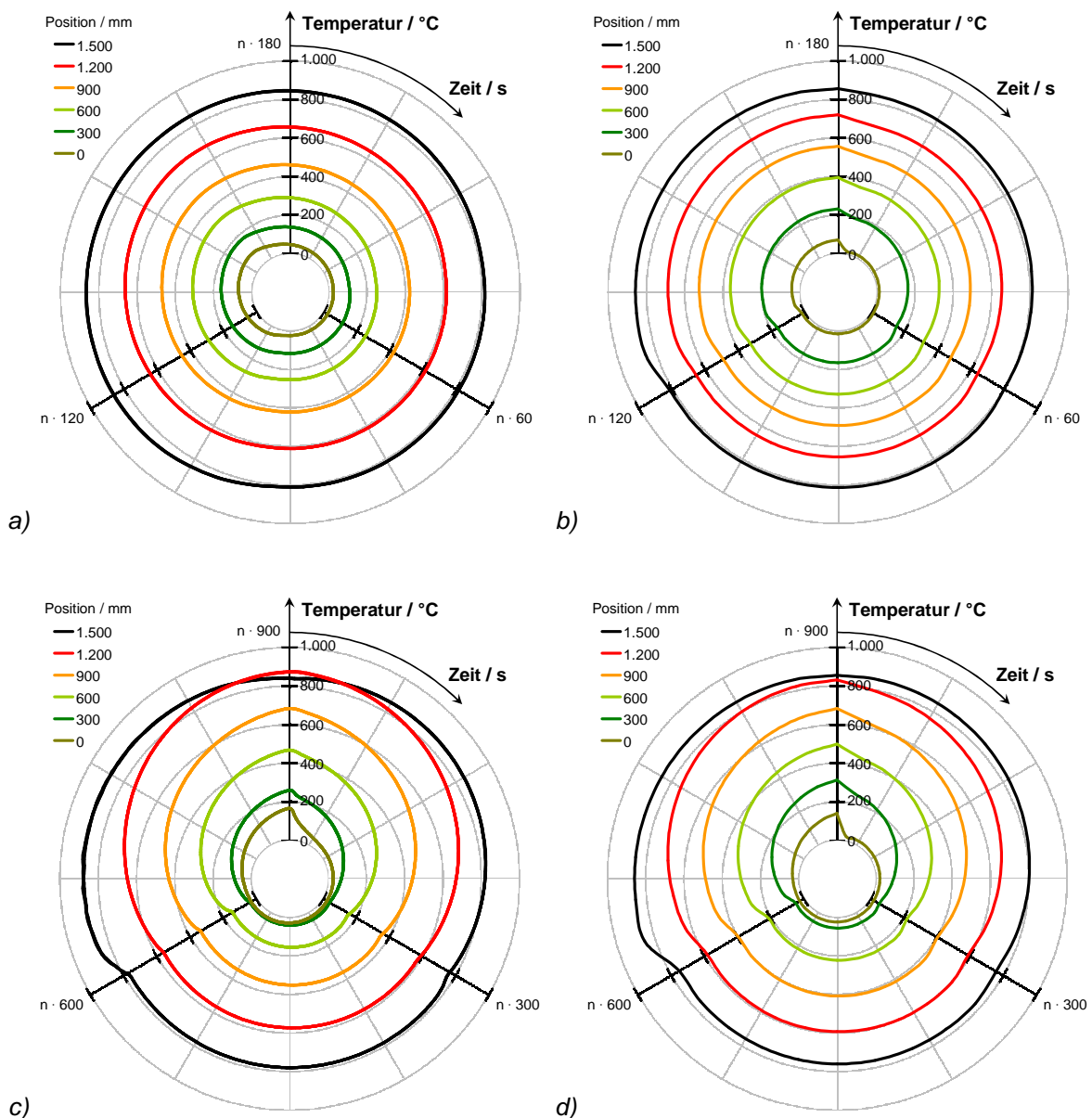


Abbildung 162: Zeitliche Temperaturverläufe im Regenerator bei verschiedenen Umschaltzeiten in zyklischer Darstellung: (a) 60 s Messung; (b) 60 s Simulation; (c) 300 s Messung; (d) 300 s Simulation

7.7.2 Einfluss der Takt Dauern

Liegen in den einzelnen Regeneratoren stark unterschiedliche Temperaturverteilungen vor, sodass bestimmte Regeneratoren deutlich kälter bzw. deutlich heißer sind als andere, kann dies durch Anpassen der Taktzeiten der Abluft- und Reingasphasen ausgeglichen werden. Dies ist besonders einfach bei Ein- und Zweibett-Regeneratoren zu realisieren [91], wird aber ebenso bei Mehrturm-Anlagen angewandt [95].

Bei den zuvor gezeigten Messungen wurden die Dauern der Abluft-, Spülluft- und Reingas-takte gleichermaßen verlängert. Dabei wurde der Spülluftstrom konstant gehalten. Bei verlängerter Spüldauer wird deshalb ein deutlich größeres Spülluftvolumen zugeführt, als zur Verdünnung der Abluft notwendig wäre. Um das Spülluftvolumen konstant zu halten, gibt es zwei Möglichkeiten. Entweder man passt den Volumenstrom an die vorgegebene Dauer des Spültaktes an, oder man verändert die Spüldauer entsprechend des gewählten Volumenstroms. Die erste Variante hat den Vorteil, dass die Zyklussteuerung einfacher gestaltet werden kann. Bei der zweiten Möglichkeit kann die bei verkürzter Spülzeit zur Verfügung stehende Restdauer der Spülphase dem Ablufttakt und/oder Reingastakt zugeschlagen werden.

Diese Vorgehensweise ist in der Praxis weit verbreitet. Sie kann entweder dadurch realisiert werden, dass die Abluftperiode des als nächstes zu spülenden Regenerators verlängert wird, oder der bereits gespülte Regenerator früher auf den Reingasbetrieb umgeschaltet wird. Es können auch beide Methoden gleichzeitig angewandt werden indem ein Teil der freien Zeit der Abluftphase, der andere Teil der Reingasphase zugeschlagen wird.

Der Vorteil besteht darin, dass der Abluft- oder der Reingasstrom während der Restdauer der Spülphase auf mehr Regeneratoren verteilt wird. Dadurch werden der Wärmekapazitätsstrom pro Regenerator und die Strömungsgeschwindigkeit temporär verringert. Es ist also zu erwarten, dass aufgrund der größeren Stanton-Zahlen dieser Regeneratoren der Wirkungsgrad zu- und der Druckverlust abnimmt.

Eine weitere Möglichkeit bestünde darin, den Regenerator nach vollendeter Spülung zu verschließen und weder Abluft noch Reingas zuzuführen.

Einige dieser Möglichkeiten wurden ebenfalls experimentell und anhand von Simulationen evaluiert. Die durchgeführten Versuche gehen vom temperaturgeregelten Flammenlosbetrieb mit einem Abluftstrom von $3.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$, einer Solltemperatur von 850°C , einer Umschaltzeit von 300 s und einer Spüldauer von 45 s aus. Als Füllkörper waren Wabenkörper eingesetzt. Die lange Zykluszeit von 15 Minuten wurde als Ausgangspunkt gewählt, damit der Effekt besser feststellbar ist.

Beginnend bei dieser Einstellung (Abluft- und Reingastakt jeweils 5 Minuten, Spülphase 45 s mit anschließendem Verschluss des gespülten Regenerators) wurde einmal die Dauer des Ablufttaktes ein andermal diejenige des Reingastaktes verlängert. Es zeigt sich in beiden Fällen eine deutliche Verringerung des spezifischen Erdgasbedarfs. In Abbildung 163 sind die aus den Messwerten berechneten Erdgaskonzentrationen in Abhängigkeit der Dauer des verlängerten Taktes aufgetragen. Die maximal mögliche Dauer von 555 s kann nicht eingestellt werden, da durch die Klappenstellzeiten ein gewisser Zeitraum verloren geht.

Wird der Reingastakt verlängert, ergibt sich eine Reduktion des spezifischen Gasbedarfs von $1,85 \text{ g/m}_N^3$ auf $1,63 \text{ g/m}_N^3$ also um fast 12%. Beide Betriebspunkte waren problemlos realisierbar.

Mit verlängertem Ablufttakt hingegen konnte der analoge Betriebspunkt überhaupt nicht erreicht werden. Während bis zu einer Dauer der Abluftperiode von 380 s stabiler Betrieb möglich war, stellten sich ab 410 s immer sehr unsymmetrische Temperaturverteilungen in den Regeneratoren ein. Diese waren teilweise so stark, dass die maximal zulässige Klappentemperatur überschritten und die Anlage automatisch außer Betrieb gesetzt wurde. Eine konkrete Ursache für dieses Verhalten konnte bisher nicht festgestellt werden. Zunächst wurde vermutet, dass die Reglereinstellung oder die Verwendung der mittleren Brennraumtemperatur als Regelgröße hierfür verantwortlich sein könnten. Doch mehrere Wiederholungen der Versuche mit unterschiedlichen Reglerparametern bzw. der Brennraumtemperatur oberhalb des Reingasregenerators als Regelgröße zeigten keine Verbesserung.

Im verwertbaren Bereich ist dennoch zu erkennen, dass die Verlängerung des Ablufttaktes (um maximal 80 Sekunden) zu einer merklichen Verringerung des spezifischen Erdgasbedarfs von etwa $1,86 \text{ g/m}_N^3$ auf $1,8 \text{ g/m}_N^3$ führt.

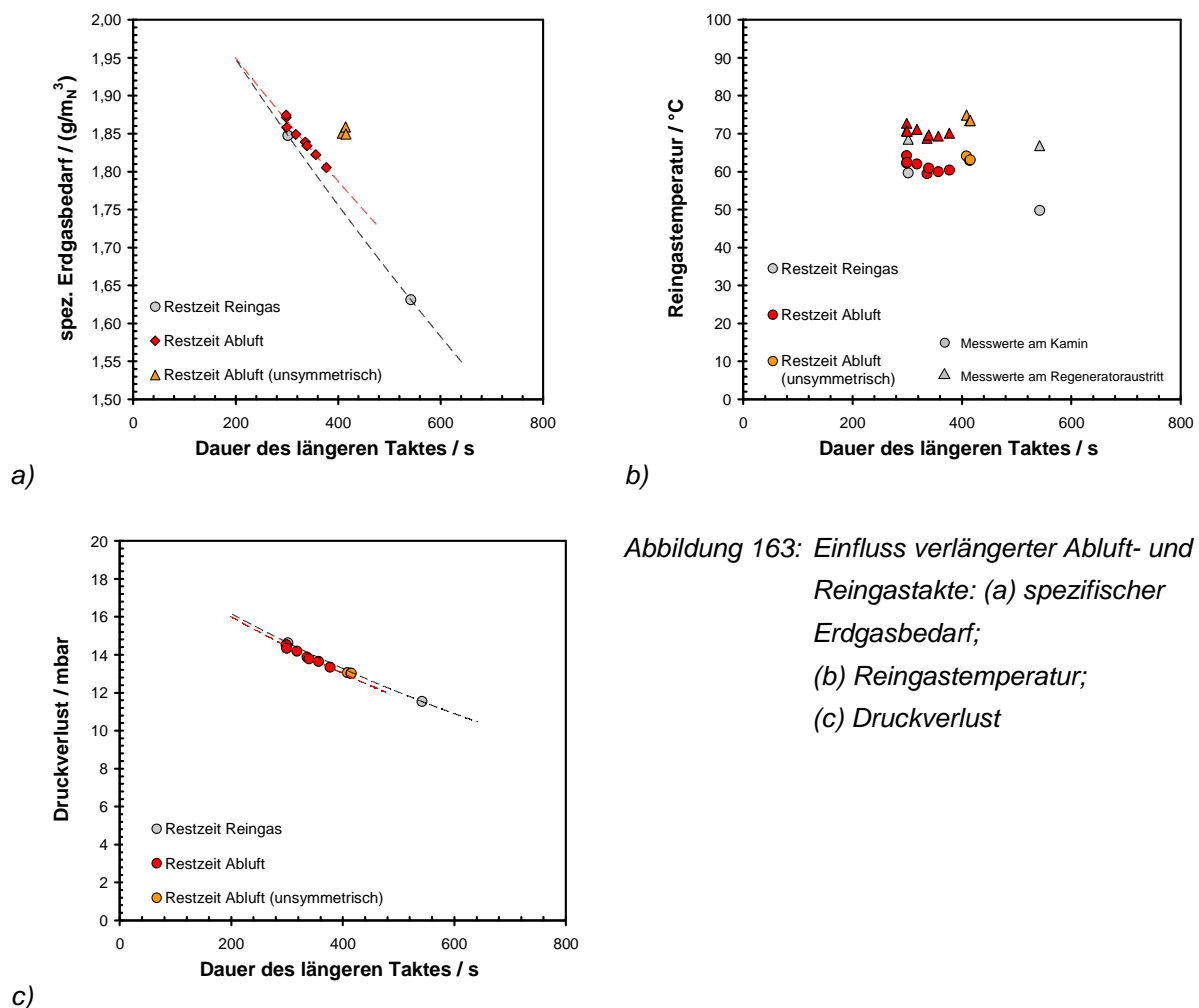


Abbildung 163: Einfluss verlängerter Abluft- und Reingastakte: (a) spezifischer Erdgasbedarf; (b) Reingastemperatur; (c) Druckverlust

Während bei verlängertem Reingastakt in den Reingastemperaturen eine Abnahme erkennbar ist (b), werden diese bei verlängertem Ablufttakt zunächst geringer, nehmen dann aber wieder zu. Dies ist wahrscheinlich auf die unsymmetrischen Temperaturverteilungen in

den Regeneratoren zurückzuführen. Der Druckverlust nimmt hingegen in allen Versuchen in gleichem Maße ab (c). Dies liegt daran, dass der Reingasstrom bzw. der Abluftstrom auf zwei Regeneratoren verteilt wird, wenn die Restphase des Spültaktes als Reingas- oder Ablufttakt dient. Dadurch halbiert sich in diesem Zeitraum die effektive Strömungsgeschwindigkeit.

Die erwarteten Zusammenhänge wurden somit experimentell bestätigt.

Ähnliche Variationen der Taktzeiten wurden mit dem instationären Regeneratormodell simuliert. Dabei wurde ausgehend von einer Taktdauer von 300 s und Vollzeitspülung, der Anteil der Spülphase verringert und der Regenerator in der Restzeit entweder geschlossen gehalten oder mit Abluft bzw. Reingas beaufschlagt. Der angegebene Spülluftvolumenstrom von $50 \text{ m}_N^3/\text{h}$ ist auf die Gesamtdauer des Taktes bezogen. Bei verringerter Spüldauer wurde der Volumenstrom entsprechend der Verkürzung vergrößert, sodass das in der Spülperiode zugeführte Spülluftvolumen konstant blieb.

Abbildung 164 zeigt die Änderung des spezifischen Erdgasbedarfs gegenüber dem Zustand mit Vollzeitspülung (Anteil = 1). Die experimentell gefundene lineare Abhängigkeit wird bestätigt. Auch die berechnete Minderung stimmt gut mit den Messergebnissen überein. Die in Versuchen verwendete Spüldauer von 45 s entspricht bei einer Taktdauer von 300 s einem Anteil der Spüldauer von 15%. An diesem Punkt wurde bei verlängertem Reinstakt experimentell eine Minderung um etwa 12% festgestellt. Die Berechnungen ergeben einen Wert von 13%.

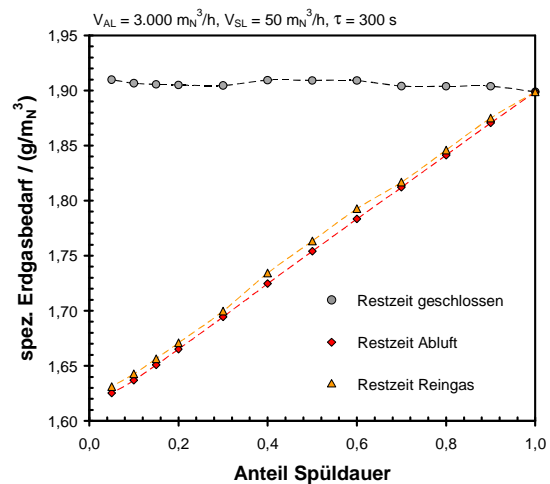


Abbildung 164: Berechneter Einfluss der Spüldauer auf den spezifischen Erdgasbedarf bei konstantem Spülluftvolumen

Insgesamt kann somit konstatiert werden, dass es beim Betrieb mit verkürzten Spülphasen sinnvoll ist, die Restdauer für den Abluft- oder Reingasbetrieb zu nutzen. Beide Varianten zeigten eine Reduktion des spezifischen Erdgasbedarfs in der gleichen Größenordnung. Eine verlängerte Abluftphase scheint zu einem instabileren Betriebsverhalten zu führen. Allerdings liegen keine Erkenntnisse vor, ob dies in der Praxis in ähnlicher Weise der Fall ist.

8 Abschätzungsrechnungen

In diesem Abschnitt sind einige Berechnungen zusammengefasst, auf die in den vorangegangenen Kapiteln verwiesen wurde. Da für die Herleitung der Gleichungen zahlreiche Vereinfachungen und Annahmen erforderlich sind, geben diese nicht exakt das reale Verhalten wieder. Sie sind vielmehr als Abschätzungsformeln zu verstehen.

8.1 Abschätzung der Maximaltemperatur

Wie an mehreren Stellen dieser Arbeit deutlich wurde, ist die chemische Kinetik von entscheidender Bedeutung für das Reaktorverhalten. So legt zum Beispiel die Reaktorzündtemperatur die erforderliche Mindestkonzentration im Flammenlosbetrieb fest oder sie bestimmt bei höheren Konzentrationen den Zündpunkt innerhalb des Regenerators und damit die Ausprägung pseudo-unterautothermer Betriebszustände. Daher wäre es wünschenswert einen Zusammenhang zu kennen, mit dem die Zündtemperatur abgeschätzt werden kann. Definiert man die Reaktorzündtemperatur näherungsweise als

$$T_Z \approx T_{\max} - \Delta T_{\text{ad}}, \quad (\text{Gl. 270})$$

ist auch die Kenntnis der Maximaltemperatur ausreichend. Für diese wird im Folgenden eine Näherungsgleichung hergeleitet.

Ähnliche Abschätzungen wurden bereits von *Matros et al.*, *Nieken*, *Züfle*, *Haynes et al.*, *Nijdam*, *Wallace + Vijoen*, *Luss et al.*, *Burghardt et al.*, *van Sint Annaland*, *Ramdani et al.* sowie *Cittadini et al.* angegeben [84, 148, 174, 192, 194, 197, 209, 210, 220, 221, 228, 243, 498]. Dort werden jedoch heterogene Reaktionen an der Katalysatoroberfläche betrachtet.

Geht man davon aus, dass im Wärmeübertragerreaktor nur eine einzelne homogene Gasphasenreaktion erster Ordnung mit einem stöchiometrischen Koeffizienten von -1 abläuft, kann man die Stoff- und Energiebilanz in der Form

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{\partial c w}{\partial x} - k_R \cdot e^{-\frac{E_R}{RT}} \cdot c \quad (\text{Gl. 271})$$

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} = -\frac{\partial \rho c_p T w}{\partial x} + k_R \cdot e^{-\frac{E_R}{RT}} \cdot c \cdot H_{\text{inf}} + k_T \cdot \frac{a_V}{\varepsilon_V} \cdot \Delta T. \quad (\text{Gl. 272})$$

schreiben. Darin sind Wärmeleitung, Wärmespeicherung, Wärmeverluste und Druckverlust vernachlässigt.

Bezieht man Konzentration und Dichte auf den Normzustand und die Geschwindigkeit auf die Norm-Leerrohrgeschwindigkeit, so ergeben sich bei stationärem Betrieb die Gradienten

$$\frac{\partial c_N}{\partial x} = -\frac{\varepsilon_V \cdot k_R \cdot T_N}{w_{N,0}} \cdot \frac{e^{-\frac{E_R}{RT}}}{T} \cdot c_N \quad (\text{Gl. 273})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = +\frac{\varepsilon_V \cdot k_R \cdot T_N}{w_{N,0}} \cdot \frac{e^{-\frac{E_R}{RT}}}{T} \cdot \frac{c_N \cdot H_{\text{inf}}}{\rho_N \cdot c_p} + \frac{k_T \cdot a_V}{\rho_N \cdot c_p \cdot w_{N,0}} \cdot \Delta T. \quad (\text{Gl. 274})$$

Nimmt man ferner an, dass an jedem Ort die treibende Temperaturdifferenz des Wärmedurchgangs gerade der verbliebenen adiabaten Temperaturerhöhung entspricht, so erhält man nach Einführung des Restanteils $\zeta = c_N/c_{0,N}$ und der adiabaten Temperaturdifferenz die Gleichungen

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{\varepsilon_V \cdot k_R \cdot T_N}{w_{N,0}} \cdot \frac{e^{-\frac{E_R}{RT}}}{T} \cdot \zeta \quad (\text{Gl. 275})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = + \frac{\varepsilon_V \cdot k_R \cdot T_N}{w_{N,0}} \cdot \frac{e^{-\frac{E_R}{RT}}}{T} \cdot \Delta T_{\text{ad}} \cdot \zeta + \frac{k_T \cdot a_V}{\rho_N \cdot c_p \cdot w_{N,0}} \cdot \Delta T_{\text{ad}} \cdot \zeta. \quad (\text{Gl. 276})$$

Nach Division des Temperaturgradienten durch den Gradienten des Restanteils und Trennung der Variablen findet man die Differentialgleichung

$$-\partial \zeta = \frac{1}{\Delta T_{\text{ad}} + \frac{k_T \cdot a_V}{\rho_N \cdot c_p \cdot \varepsilon_V \cdot k_R \cdot T_N} \cdot \Delta T_{\text{ad}} \cdot \frac{T}{e^{-\frac{E_R}{RT}}}} \partial T. \quad (\text{Gl. 277})$$

Für die rechte Seite konnte in dieser Form keine Stammfunktion gefunden werden. Geht man jedoch davon aus, dass der erste Summand im Nenner gegenüber dem zweiten vernachlässigbar ist

$$\frac{k_T \cdot a_V}{\rho_N \cdot c_p \cdot \varepsilon_V \cdot k_R \cdot T_N} \cdot \frac{T}{e^{-\frac{E_R}{RT}}} \gg 1, \quad (\text{Gl. 278})$$

erhält man durch Integration

$$\int_1^\zeta -1 \partial \zeta = K \cdot \int_{T_0}^T \frac{e^{-\frac{E_R}{RT}}}{T} \partial T \quad \text{mit } K = \frac{\rho_N \cdot c_p \cdot \varepsilon_V \cdot k_R \cdot T_N}{k_T \cdot a_V \cdot \Delta T_{\text{ad}}} \quad (\text{Gl. 279})$$

die Lösung für den Umsatz in Abhängigkeit der Maximaltemperatur

$$U(T) = 1 - \zeta(T) = K \cdot \left[\text{Ei} \left(-\frac{E_R}{RT_0} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{E_R}{RT} \right) \right]. \quad (\text{Gl. 280})$$

Die Integraleponentialfunktion $\text{Ei}(x)$ kann nur als unendliche Reihe berechnet werden, ist aber dennoch in vielen Computeralgebrasystemen und Tabellenkalkulationen verfügbar oder kann dort relativ einfach implementiert werden.

Für betragsmäßig große Argumente (etwa ab $|x| > 15$) kann die Ei -Funktion recht gut durch

$$\text{Ei}(x) \approx \frac{e^x}{x} \quad (\text{Gl. 281})$$

angenähert werden und man erhält die vereinfachte Näherungsgleichung

$$U(T) = K \cdot \frac{RT_0}{E_R} \cdot e^{-\frac{E_R}{RT_0}} \cdot \left(\frac{T}{T_0} e^{-\frac{E_R}{RT_0} \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right)} - 1 \right). \quad (\text{Gl. 282})$$

Mit den Kennzahlen

$$St = \frac{\alpha \cdot A}{\dot{W}} = \frac{\alpha \cdot a_V \cdot V}{\rho_N \cdot c_p \cdot \dot{V}_N \cdot \varepsilon_V} \quad \text{und} \quad Da_0 = \frac{V}{\dot{V}_N} \cdot \frac{T_N}{T_0} \cdot k_R \cdot e^{-\frac{E_R}{RT_0}}$$

ergibt sich die Form

$$U(T) = \frac{Da_0 \cdot \frac{RT_0}{E_R}}{St \cdot \frac{\Delta T_{ad}}{T_0}} \cdot \left(\frac{T}{T_0} e^{-\frac{E_R}{RT_0} \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right)} - 1 \right), \quad (\text{Gl. 283})$$

welche die Abhängigkeit des Umsatzes von den wesentlichen Ähnlichkeitskennzahlen zum Ausdruck bringt.

Die beiden genannten Ausdrücke (Gl. 280) und (Gl. 282) sind nicht explizit nach der gesuchten Maximaltemperatur auflösbar und müssen deshalb iterativ gelöst werden.

In Abbildung 165 sind mit Hilfe der Abschätzungsgleichungen und des detaillierten Modells berechnete Maximaltemperaturen gegeneinander aufgetragen. Dazu wurden wechselweise die Konzentration im Bereich von $1,5 \text{ g/m}^3$ bis $3,0 \text{ g/m}^3$ (Schrittweite $0,1 \text{ g/m}^3$), die Eintrittstemperatur von 0°C bis 200°C (Schrittweite 20°C), die Stoßzahl zwischen $10^9 \text{ mol/m}^3\text{s}$ und $10^{10} \text{ mol/m}^3\text{s}$ (Schrittweite $10^9 \text{ mol/m}^3\text{s}$) und die Aktivierungsenergie im Bereich 100.000 J/mol bis 200.000 J/mol (Schrittweite 10.000 J/mol) variiert. Von den insgesamt 12.320 berechneten Parameterkombinationen wurden nur solche dargestellt, bei denen die Detailsimulation einen Restanteil des Reaktanten am Brenneintritt von weniger als 10^{-6} ergab (10.723 Werte).

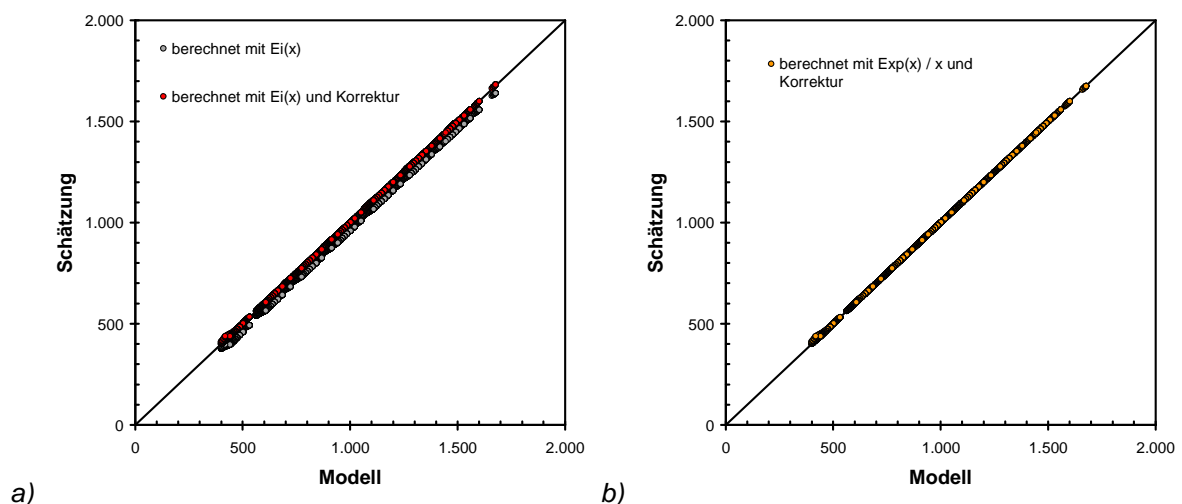


Abbildung 165: Vergleich der abgeschätzten Maximaltemperaturen mit den Werten des detaillierten Modells (adiabat ohne Dissipation): (a) berechnet mit Integralexponentialfunktion; (b) berechnet mit der Näherung

In Diagramm (a) wurde für die Abschätzungsrechnung die Integralexponentialfunktion verwendet. Bei den Modellrechnungen wurden eine konstante spezifische Wärmekapazität ($c_p = 1 \text{ kJ/kgK}$) und ein konstanter Wärmedurchgangskoeffizient ($k_T = 30 \text{ W/m}^2\text{K}$) vorausgesetzt. Es zeigt sich, dass die damit berechneten Maximaltemperaturen immer etwas

zu niedrig sind. Diese Differenz kann jedoch dadurch ausgeglichen werden, dass man die erste Schätzung mit

$$T = T_{\text{geschätzt}} + \frac{1}{2} \cdot U \cdot \Delta T_{\text{ad}} \quad (\text{Gl. 284})$$

korrigiert. Diese Berichtigung wurde rein empirisch gefunden. Eine analytische Herleitung kann bisher nicht angegeben werden. Es wird jedoch vermutet, dass die Korrektur wegen der in (Gl. 278) vorgenommenen Vereinfachung notwendig ist. Der erste Summand beschreibt nämlich die Temperaturerhöhung durch die freigesetzte Reaktionswärme. Vernachlässigt man stattdessen in der Differentialgleichung den zweiten Summanden erhält man als Lösung

$$T = T_0 + U \cdot \Delta T_{\text{ad}} \quad (\text{Gl. 285})$$

was der Maximaltemperatur im idealen Rohrreaktor entspricht. Durch die Korrektur wird also diese zweite Lösung überlagert. Daher muss auch davon ausgegangen werden, dass der verwendete Faktor (1/2) nicht konstant ist, sondern von K abhängt, denn im Fall $K = 0$ muss der Faktor Eins werden, damit man das Ergebnis des Strömungsrohrs erhält.

Die auf diese Weise berichtigten Werte sind ebenfalls in (a) dargestellt. Der arithmetische Mittelwert der Beträge der relativen Abweichungen beträgt 0,12%, der Betrag der maximalen Abweichung 6,4%. Im Mittel stimmt die korrigierte Abschätzung also fast exakt mit den Modellergebnissen überein. Die gleiche Qualität ergibt sich im verwendeten Wertebereich für die korrigierte Abschätzung auf Basis der Exponential-Näherung (b). Die mittlere Abweichung beträgt hier 0,09% und ihr Maximalwert 6,4%.

Die Gleichungen sind nur für adiabate, unendlich lange Wärmeübertragerreaktoren gültig in denen die dissipierte Strömungsarbeit vernachlässigbar ist. Als unendlich lang kann der Reaktor dann betrachtet werden, wenn der chemische Umsatz innerhalb des Wärmeübertragers abgeschlossen ist, sodass der nachfolgende Brenn- bzw. Reaktionsraum aus reaktionstechnischen Gesichtspunkten nicht benötigt wird. In Fällen in denen ein Teil der Reaktionswärme erst im Brenn- bzw. Reaktionsraum freigesetzt wird, sind die oben genannten Gleichungen allein nicht anwendbar.

Dies wird aus Abbildung 166 (a) deutlich, in welcher zusätzlich die Punkte eingetragen sind, bei denen der Restanteil am Brennraumeintritt größer als 10^{-6} ist. Die mittlere Abweichung vergrößert sich nur geringfügig auf 0,17%, ihr Maximalwert jedoch auf 25,4%. Die absolute Abweichung kann maximal in der Größenordnung der adiabaten Temperaturerhöhung liegen, da beim adiabaten Fall ohne Dissipation die Brennraumaustrittstemperatur höchstens um diesen Betrag größer sein kann als die Brennraumeintrittstemperatur.

In Teilbild (b) wurde die Abschätzung mit den Simulationsergebnissen im realen Fall (diatherm mit Dissipation) verglichen. Dargestellt sind nur die 7.057 Punkte bei denen der Restanteil am Brennraumeintritt geringer ist als 0,9. In den anderen Fällen liegen ungezündete Zustände vor. Es wird deutlich, dass die idealisierte Näherungsrechnung die realen Maximaltemperaturen deutlich überschätzt. Die Abweichungen liegen zwischen 1,2% und 28,8% bzw. im Mittel bei 5,7%.

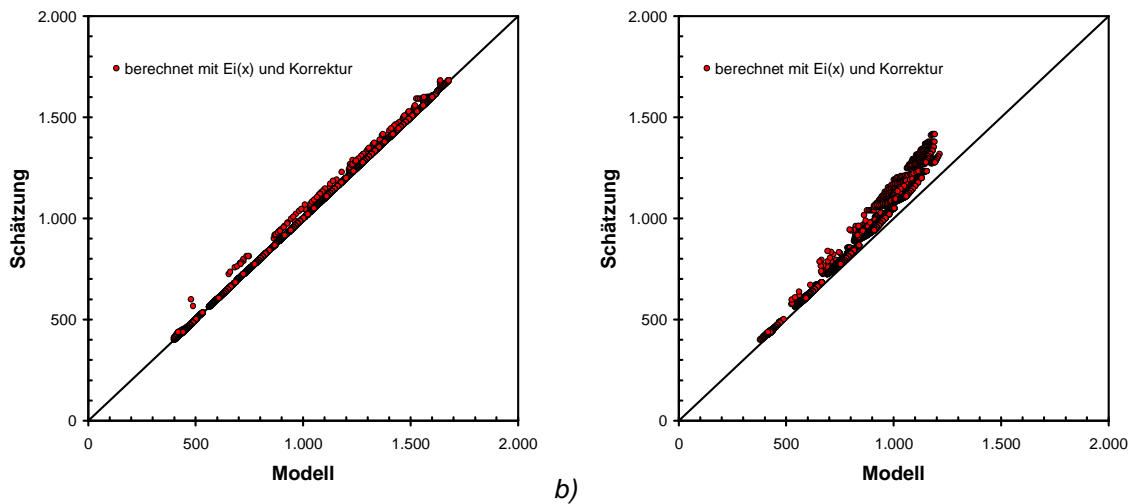


Abbildung 166: Vergleich der abgeschätzten Maximaltemperaturen mit den Werten des detaillierten Modells: (a) adiabat ohne Dissipation; (b) diatherm mit Dissipation

In den oben gezeigten Diagrammen wurde die bei Vollumsatz erreichbare Maximaltemperatur abgeschätzt. Die genannten Gleichungen stimmen aber auch mit dem detaillierten Modell (adiabat, ohne Dissipation, $c_p = const.$, $k_T = const.$) überein, wenn man unvollständigen Umsatz voraussetzt. Um dies zu veranschaulichen, sind in Abbildung 167 weitere Ergebnisse gezeigt. Zur Darstellung der Modellergebnisse (Punkte) wurde aus den lokalen Konzentrationen der Umsatz berechnet und darüber die lokale Temperatur aufgetragen. Die abgeschätzten Temperaturen (Linien) wurden aus (Gl. 280) und (Gl. 284) ermittelt. Als Randbedingung wurden die Daten des Referenzfalls mit den angegebenen Abluftbeladungen zu Grunde gelegt.

Die Näherungsgleichungen stimmen somit – unter den genannten Vereinfachungen und Einschränkungen – insgesamt sehr gut mit dem detaillierten Modell überein.

Die Herleitung zeigt, dass der Umsatz durch die drei Parameter K , E_R / R und T_0 bestimmt wird. Durch diese ist gleichzeitig die Maximaltemperatur festgelegt bei der Vollumsatz erreicht wird. Allerdings liegt dabei eine reziproke Abhängigkeit vor, d. h. Einflussgrößen, welche bei einer gegebenen Temperatur den Umsatz vergrößern, vermindern die Maximaltemperatur.

Bei den durchgeführten Simulationsrechnungen (adiabat ohne Dissipation) und den experimentellen Arbeiten wurden folgende Abhängigkeiten festgestellt.

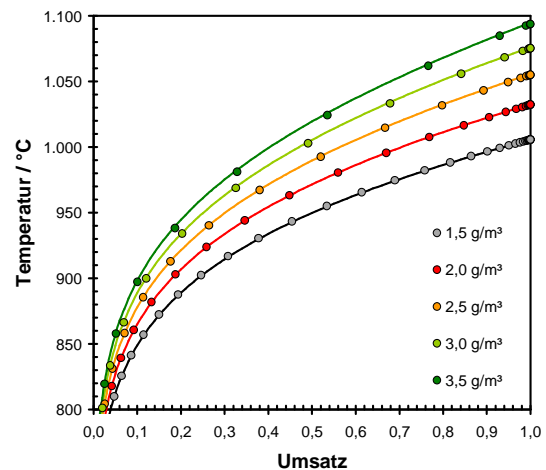


Abbildung 167: Maximaltemperatur in Abhängigkeit des Umsatzes bei verschiedenen Beladungen (adiabat ohne Dissipation; Punkte: Modellergebnisse; Linien: Abschätzung)

Zu höheren Maximaltemperaturen führten

- größere Konzentration bzw. adiabate Temperaturerhöhung,
- größerer Wärmedurchgangskoeffizient des Wärmeübertragers,
- höhere Aktivierungsenergie,
- geringere Stoßzahl.

Weiter wurde festgestellt, dass

- Abluftstrom und
- Eintrittstemperatur

keinen (merklichen) Einfluss auf die Höhe der Maximaltemperatur besitzen.

Betrachtet man den Parameter K hinsichtlich dieser Tendenzen, stellt man fest, dass diese bestätigt werden. Der Abluftstrom ist nicht enthalten und hat demzufolge keinen Einfluss, der Umsatz ist proportional zur Stoßzahl (niedrigere Maximaltemperatur) und umgekehrt proportional zum Wärmedurchgangskoeffizienten, der adiabaten Temperaturerhöhung und der Aktivierungsenergie (höhere Maximaltemperatur). Die Eintrittstemperatur hat zwar einen Einfluss, allerdings ist dieser nur bei hohen Werten für K feststellbar.

8.2 Mehrfach stationäre Zustände

Aus zahlreichen Arbeiten (z. B. [499, 500]) ist bekannt, dass chemische Reaktoren bei gleichen Randbedingungen je nach Wahl des Anfangszustandes verschiedene stationäre Betriebspunkte annehmen können. Dies wird dadurch verursacht, dass das gekoppelte System der Erhaltungsgleichungen im stationären Fall mehrere Lösungen aufweist.

Am einfachsten lässt sich das zugrunde liegende Prinzip anhand des kontinuierlich betriebenen idealen Rührkesselreaktors veranschaulichen. Für eine einzelne, exotherme chemische Reaktion erster Ordnung mit negativem stöchiometrischem Koeffizienten und Arrhenius-Kinetik ergibt sich die Umsatzgleichung

$$U(T) = 1 - \left(1 + \tau_N \cdot k_R \cdot \frac{T_N}{T} \cdot e^{-\frac{E_R}{RT}} \right)^{-1} \quad (\text{Gl. 286})$$

Die Energiebilanz des diathermen Reaktors lautet

$$\dot{W} \cdot T_e + \dot{W} \cdot \Delta T_{ad} \cdot U(T) = \dot{W} \cdot T + k_L \cdot A_L \cdot (T - T_{amb}) \quad (\text{Gl. 287})$$

bzw.

$$\Delta T_{ad} \cdot U(T) = (T - T_e) + St_L \cdot (T - T_{amb}). \quad (\text{Gl. 288})$$

Darin beschreibt die linke Seite der Gleichung die Wärmefreisetzung im Reaktor durch die chemische Reaktion, die rechte Seite hingegen die Wärmeabfuhr durch das ausströmende heiße Medium sowie die Transmissionswärmeverluste.

In Abbildung 168 sind die Einflüsse der Reaktorparameter qualitativ dargestellt. Bei größerem Wärmekapazitätsstrom (geringerer Verweilzeit) wird der Verlauf der Wärmefreisetzungskurve flacher. Mit steigender Reaktoreintrittstemperatur wird die Wärmeabfuhrgerade parallel nach rechts verschoben, wohingegen bei größeren Wärmeverlusten ihre Steigung zunimmt [501].

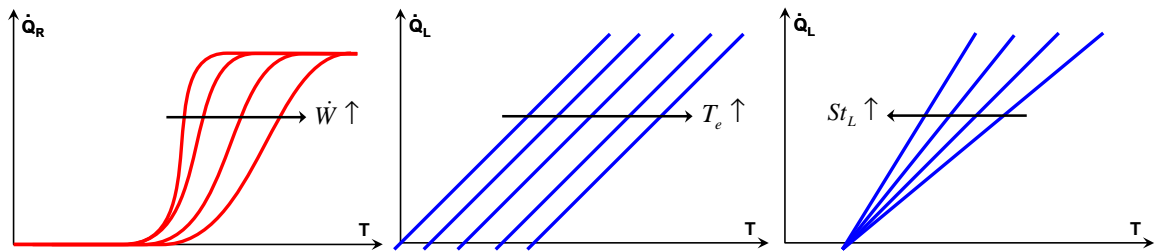


Abbildung 168: Einfluss der Reaktorparameter auf die Wärmefreisetzungskurve und die Wärmeabfuhrgerade

Trägt man die Wärmefreisetzungskurve und die Wärmeabfuhrgerade in Abhängigkeit der Rührkesseltemperatur auf, ergeben sich je nach Wahl der Parameter mehrere Schnittpunkte zwischen den beiden Verläufen. Dies ist schematisch in Abbildung 169 gezeigt.

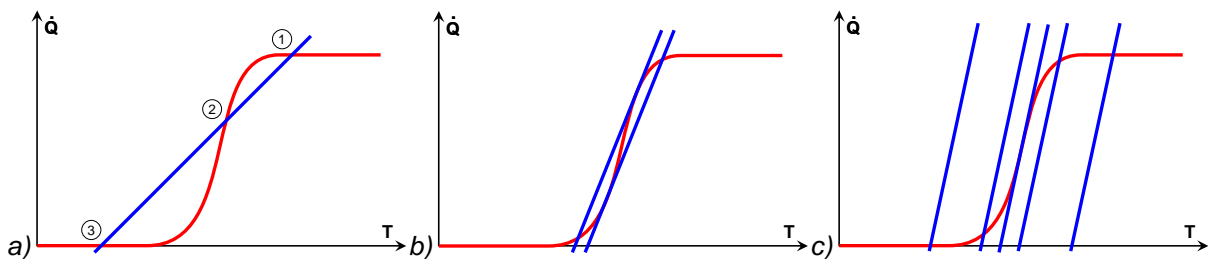


Abbildung 169: Möglichkeiten für mehrfach stationäre Zustände

Im Fall (a) existieren drei Schnittpunkte, was unter den angenommenen Voraussetzungen die maximal mögliche Anzahl ist. Im Punkt (1) ist die Temperatur am höchsten und es wird (weitgehend) vollständiger Umsatz erreicht. Im Punkt (2) wird das Edukt nur teilweise umgesetzt, während im Punkt (3) überhaupt keine Reaktion stattfindet. Je nach Lage und Form der Wärmefreisetzungskurve und der Wärmeabfuhrgerade existieren auch Betriebsfälle in denen nur zwei Schnittpunkte existieren (b) oder nur ein einziger Betriebspunkt möglich ist (c).

Für stationäres Betriebsverhalten ist neben einer ausgeglichenen Wärmebilanz außerdem die Stabilitätsbedingung zu erfüllen. Ein System ist in einem gegebenen Betriebspunkt genau dann stabil, wenn kleine Auslenkungen aus der Ausgangslage immer zu diesem Betriebspunkt zurückführen.

In Abbildung 170 sind die möglichen Arten von Nullstellen der Energiebilanz gezeigt und zu jeder Nullstelle die Richtungen markiert, in denen die Zustandsänderungen des Systems nach kleinen Änderungen der Ausgangslage verlaufen würden. Wird am Punkt (a) die Temperatur geringfügig erhöht oder erniedrigt, wird in beiden Fällen die Energiebilanz negativ, sodass als dynamische Reaktion auf diese Auslenkungen die Temperatur jeweils abnimmt. Bei Punkt (b) würde eine geringfügige Minderung der Temperatur zu einer weiteren Abnahme führen, eine kleine Erhöhung hingegen zu einem zusätzlichen Temperaturanstieg. In Punkt (c) führen sowohl eine kleine Absenkung der Temperatur als auch eine Erhöhung jeweils zu einem Temperaturanstieg im System. Bei Punkt (d) hingegen wird eine Minderung der Temperatur mit einem nachfolgenden Anstieg und eine Temperaturerhöhung mit einer Temperaturabnahme beantwortet. Hier ist also die Stabilitätsbedingung erfüllt, während in den anderen drei Fällen das System labil bzw. instabil ist.

Aus mathematischer Sicht ist der Reaktor dann stabil, wenn die Steigung der Energiebilanz an der Nullstelle negativ ist. Dies ist gleichbedeutend damit, dass die Wärmefreisetzungskurve

kurve am Schnittpunkt mit der Wärmeabfuhrgerade eine kleinere Steigung aufweist als die Wärmeabfuhrgerade. In Abbildung 169 (a) sind daher nur die Punkte (1) und (3) stabil, während Punkt (2) instabil ist.

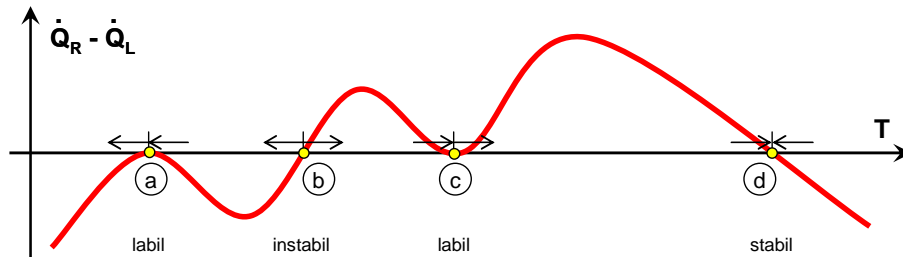


Abbildung 170: Veranschaulichung der Stabilitätsbedingung

Ähnliches Verhalten ist auch bei Strömungsumkehr- oder Wärmeübertragerreaktoren möglich und stellt einen Forschungsschwerpunkt dar [167, 175, 177, 178, 181, 192, 218]. Durch die komplexen Wechselwirkungen zwischen Wärmefreisetzung, Wärmeübertragung und Wärmeverlusten, die dadurch örtlich nicht festgelegten Reaktionszonen und damit veränderlichen genutzten Reaktoranteile, sind die Zusammenhänge formelmäßig jedoch kaum explizit darstellbar.

Betrachtet man für dieses einfache Beispiel die Schnittpunkte auf der Wärmefreisetzungskurve, so wird deutlich, dass die möglichen Betriebspunkte mit unterschiedlich großen Umsätzen der Reaktanten verbunden sind. Wie im Folgenden gezeigt wird, können hingegen bei diathermen Strömungsumkehr- und Wärmeübertragerreaktoren auch verschiedene stationäre Zustände erreicht werden, bei denen jeweils Vollumsatz vorliegt.

Dazu wird vereinfachend angenommen, dass der chemische Umsatz bei Erreichen einer bekannten Zündtemperatur schlagartig und vollständig erfolgt. Sobald diese Temperatur erreicht ist, wird also Vollumsatz vorausgesetzt. Weiter sei der Wärmeübertrager adiabat, sodass Wärmeverluste nur im Brennraum auftreten. Zusätzlich wird davon ausgegangen, dass alle Randbedingungen, Stoffeigenschaften und Parameter der konstitutiven Gleichungen konstant seien. Eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 171.

Gegeben seien neben der Zündtemperatur die Eintritts- und Umgebungstemperaturen, der Wärmekapazitätsstrom, die Wärmedurchgangskoeffizienten und Wärmeübertragungsflächen, sowie die adiabate Temperaturdifferenz.

Charakterisiert man den Ort an dem die Zündtemperatur erreicht wird durch das Verhältnis

$$X_Z = \frac{x(T_Z)}{L_{\text{Reg}}}, \quad (\text{Gl. 289})$$

so folgt aus der Energiebilanz um den ersten Wärmeübertrager

$$\dot{Q}_{T1} = \dot{W} \cdot (T_Z - T_{\text{AL,e}}^*) = k_T \cdot A_T \cdot X_Z \cdot (T_{\text{RG,a}} - T_{\text{AL,e}}^*). \quad (\text{Gl. 290})$$

Die Austrittstemperatur ergibt sich aus der Gesamtbilanz

$$T_{\text{RG,a}} = T_{\text{AL,e}}^* + \Delta T_{\text{ad}} - \Delta T_L, \quad (\text{Gl. 291})$$

sodass man nach Einsetzen in (Gl. 290) erhält

$$(T_Z - T_{\text{AL,e}}^*) = S t_T \cdot X_Z \cdot (\Delta T_{\text{ad}} - \Delta T_L). \quad (\text{Gl. 292})$$

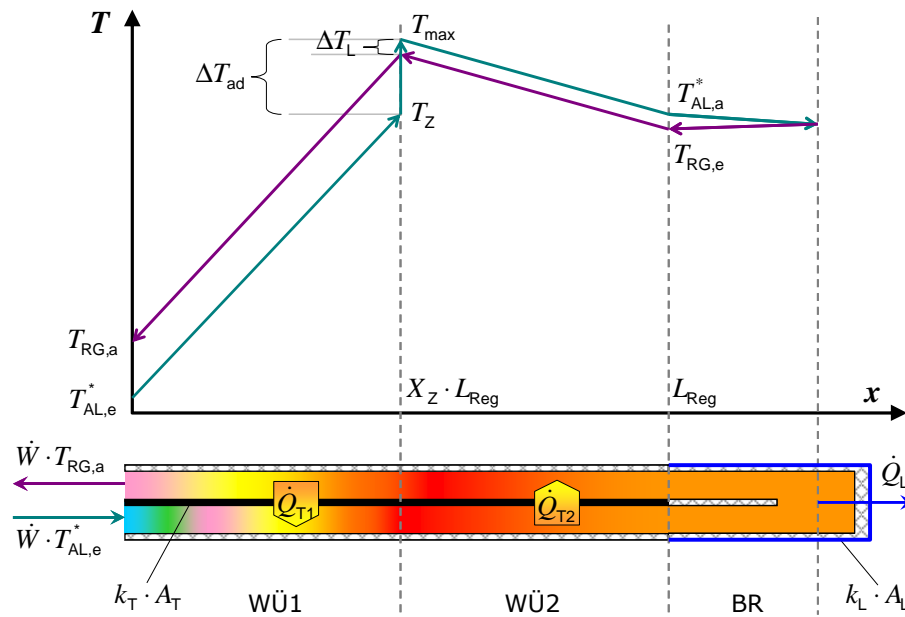


Abbildung 171: Schema zur vereinfachten Berechnung mehrfach stationärer Zustände

Die aufgrund der Wärmeverluste entstehende Temperaturdifferenz ergibt sich aus der Energiebilanz um den Brennraum. Nimmt man hier eine lineare Temperaturabnahme zwischen Ein- und Austritt an und bezieht den Wärmeverlust auf die mittlere Brennraumtemperatur, so ergibt sich die Beziehung

$$\dot{Q}_L = k_L \cdot A_L \cdot \left[\frac{1}{2} (T_{AL,a}^* + T_{RG,e}) - T_{amb} \right]. \quad (\text{Gl. 293})$$

Weiter gilt für die Brennraumaustrittstemperatur

$$T_{RG,e} = T_{AL,a}^* - \Delta T_L. \quad (\text{Gl. 294})$$

Einsetzen und Umstellen führt auf

$$\Delta T_L = \frac{St_L}{1 + \frac{1}{2} St_L} \cdot (T_{AL,a}^* - T_{amb}). \quad (\text{Gl. 295})$$

Durch Bilanzierung des zweiten Wärmeübertragers erhält man für die Brennraumeintrittstemperatur

$$T_{AL,a}^* = T_Z + \Delta T_{ad} - \frac{\dot{Q}_{T2}}{\dot{W}} \quad (\text{Gl. 296})$$

und mit

$$\dot{Q}_{T2} = k_T \cdot A_T \cdot (1 - X_Z) \cdot \Delta T_L \quad (\text{Gl. 297})$$

hieraus

$$T_{AL,a}^* = T_Z + \Delta T_{ad} - St_T \cdot (1 - X_Z) \cdot \Delta T_L. \quad (\text{Gl. 298})$$

Einsetzen von (Gl. 298) in (Gl. 295) und Umstellen nach ΔT_L liefert

$$\Delta T_L = St_L \cdot \left[1 + \frac{1}{2} St_L + St_L \cdot St_T \cdot (1 - X_Z) \right]^{-1} \cdot (T_Z + \Delta T_{ad} - T_{amb}). \quad (\text{Gl. 299})$$

Dieser Ausdruck führt zusammen mit (Gl. 292) auf die Beziehung

$$\Delta T_{\text{ad}} = \frac{\frac{(T_Z - T_{\text{AL,e}}^*)}{St_T \cdot X_Z} + St_{\text{L,eff}} \cdot (T_Z - T_{\text{amb}})}{1 - St_{\text{L,eff}}} \quad (\text{Gl. 300})$$

mit

$$St_{\text{L,eff}} = \frac{St_L}{1 + \frac{1}{2} St_L + St_L \cdot St_T \cdot (1 - X_Z)} \quad (\text{Gl. 301})$$

Diese Gleichung beschreibt die adiabate Temperaturdifferenz, die in Abhängigkeit der Lage des Zündpunktes und den anderen Parametern benötigt wird, um bis zum Zündpunkt die Zündtemperatur zu erreichen.

Im Allgemeinen ist jedoch nicht die Lage des Zündpunktes bekannt, sondern die adiabate Temperaturdifferenz. Löst man (Gl. 300) entsprechend auf, ergibt sich eine quadratische Gleichung mit den Lösungen

$$X_{Z1,2} = -\frac{p}{2} \mp \sqrt{\frac{p^2}{4} - q} \quad (\text{Gl. 302})$$

wobei für die Faktoren die Beziehungen

$$p = \frac{1}{St_T} \left[\frac{(T_{\text{AL,e}}^* - T_{\text{amb}})}{\Delta T_{\text{ad}}} - K \right] \quad (\text{Gl. 303})$$

und

$$q = \frac{1}{St_T^2} \cdot \frac{(T_Z - T_{\text{AL,e}}^*)}{\Delta T_{\text{ad}}} \cdot (K + 1) \quad (\text{Gl. 304})$$

gelten, mit

$$K = \frac{1}{St_L} + \frac{1}{2} + St_T - 1. \quad (\text{Gl. 305})$$

Da der Wert der relativen Zündposition physikalisch nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann, ergeben sich sinnvolle Lösungen nur für

$$0 \leq q \leq -(1 + p). \quad (\text{Gl. 306})$$

Die Maximaltemperatur folgt aus

$$T_{\text{max}} = T_Z + \Delta T_{\text{ad}} \quad (\text{Gl. 307})$$

und die mittlere Regeneratortemperatur, welche weiter unten benötigt wird, aus

$$T_{\text{m,Reg}} = \frac{X_Z}{2} \cdot (T_{\text{AL,e}}^* + T_Z + \Delta T_{\text{ad}} - \Delta T_L) + \frac{1 - X_Z}{2} \cdot (T_{\text{max}} + T_{\text{AL,a}}^* - \Delta T_L) \quad (\text{Gl. 308})$$

mit

$$\Delta T_L = \frac{\dot{Q}_L}{\dot{W}} = \Delta T_{\text{ad}} - \frac{T_Z - T_{\text{AL,e}}^*}{St_T \cdot X_Z} \quad (\text{Gl. 309})$$

Hiermit ist bewiesen, dass je nach Wahl der Parameter – auch bei Vollumsatz – zwei stationäre Lösungen möglich sind. Dies wird etwas weiter unten näher erläutert. Zunächst soll jedoch noch hergeleitet werden, welche adiabate Temperaturdifferenz mindestens notwendig ist, um die Zündtemperatur zu erreichen.

Dieses Minimum ist dadurch gekennzeichnet, dass die beiden Lösungen der (Gl. 302) zusammenfallen.

Aus der Bedingung

$$\frac{p^2}{4} - q = 0 \quad \Leftrightarrow \quad p^2 = 4q \quad (\text{Gl. 310})$$

erhält man nach Einsetzen der o. g. Gleichungen wiederum eine quadratische Gleichung

$$\Delta T_{\text{ad}1,2} = -\frac{r}{2} \mp \sqrt{\frac{r^2}{4} - s} \quad (\text{Gl. 311})$$

$$\text{mit } r = -\frac{2(T_{\text{AL,e}}^* - T_{\text{amb}})K + 4(T_{\text{Z}} - T_{\text{AL,e}}^*)(K+1)}{K^2} \quad \text{und } s = \left(\frac{T_{\text{AL,e}}^* - T_{\text{amb}}}{K}\right)^2.$$

Abbildung 172 zeigt die Abhängigkeit der adiabaten Temperaturdifferenz, der Maximaltemperatur, der Brennraumtemperatur sowie der Reingastemperatur von der Lage des Zündpunktes. Dabei wurden die Parameter

$$St_{\text{T}} = 100; \quad St_{\text{L}} = 0,03;$$

$$T_{\text{AL,e}}^* = 25^\circ\text{C}; \quad T_{\text{Z}} = 800^\circ\text{C}; \quad T_{\text{amb}} = 0^\circ\text{C}$$

verwendet.

Es ist zu erkennen, dass bei einer adiabaten Temperaturdifferenz zwischen dem berechneten Minimum von 23,9 K und dem Wert bei $X_{\text{Z}} = 1$ von 32,4 K immer zwei physikalisch mögliche Lösungen existieren. Der Reaktor kann beide Zustände annehmen. Welcher Zustand erreicht wird, wird durch die Vorgeschichte bestimmt.

Physikalisch können die beiden Zustände folgendermaßen begründet werden. Die Lage des Temperaturmaximums bzw. des Zündpunktes wird neben den Wärmeübertragergrößen durch die Temperaturdifferenz $\Delta T_{\text{ad}} - \Delta T_{\text{L}}$ bestimmt. Je größer diese Differenz ist, umso steiler ist der Temperaturanstieg und umso früher wird die Zündtemperatur erreicht. Bei vorgegebener adiabater Temperaturdifferenz wird die davon verbleibende Temperaturdifferenz durch die Wärmeverluste bestimmt. Da die Brennraumtemperatur durch die Rückwärmeübertragung im zweiten Rekuperator umso geringer wird, je früher die Zündtemperatur erreicht ist, nehmen dabei auch die Wärmeverluste ab, und die wirksame Temperaturdifferenz am Austritt wird größer.

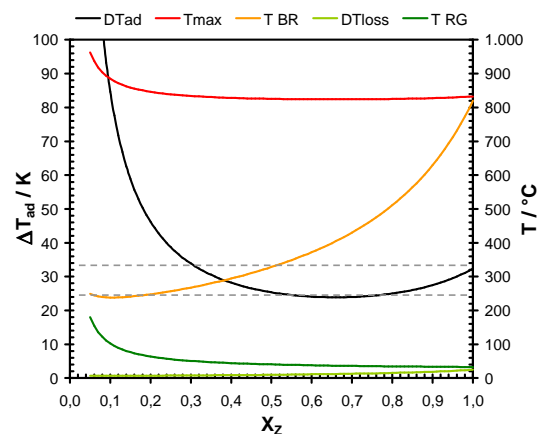


Abbildung 172: Benötigte adiabate Temperaturerhöhung und charakteristische Temperaturen in Abhängigkeit der relativen Zündposition

Die beiden Fälle sind durch gegenläufige Wirkungskreise gekennzeichnet, die in Abbildung 173 veranschaulicht sind.

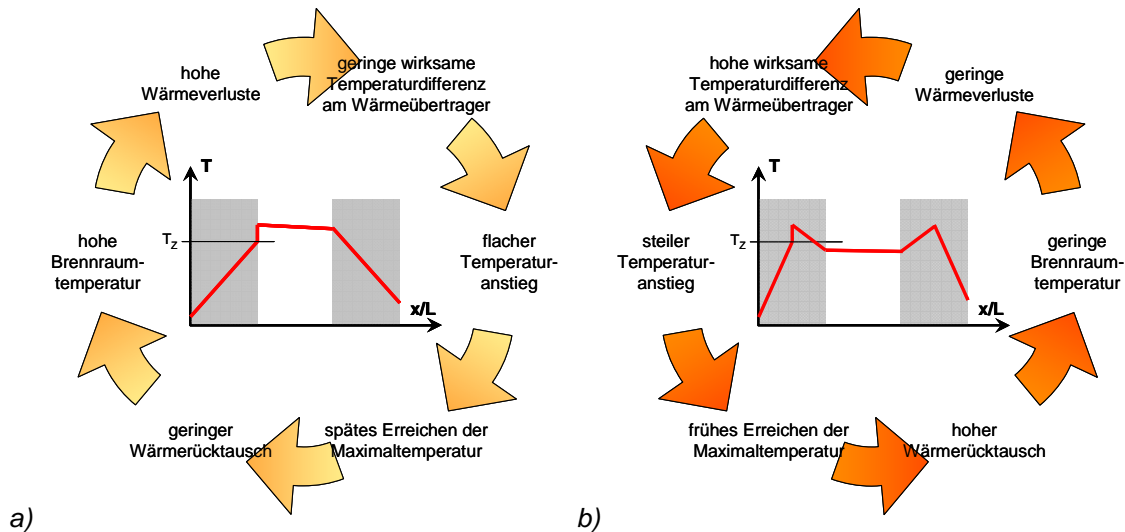


Abbildung 173: Vereinfachte Wirkungskreise zur Ausbildung mehrfach stationärer Zustände:
 (a) Maximaltemperatur im Brennraum; (b) Temperaturmaxima in den Regeneratoren

Es stellt sich die Frage in welchem Parameterbereich mehrfach stationäre Zustände auftreten und wie stark die einzelnen Parameter diese Bereiche beeinflussen. Um dies aufzuzeigen, wurden ausgehend vom Referenzfall (Tabelle 14) einzelne Parameter verändert. Die abweichenden Werte sind in den folgenden Diagrammen jeweils angegeben.

In Abbildung 174 sind die Stanton-Zahlen variiert worden. Es wird deutlich, dass mit besserer Wärmeübertragung (St_T steigend) und zunehmenden Wärmeverlusten (St_L steigend) die Neigung zu mehrfach stationären Zuständen zunimmt. Höhere Werte von St_T führen dazu, dass das Maximum weiter vorne im Regenerator erreicht wird, während größere Wärmeverluste das Maximum nach hinten verschieben.

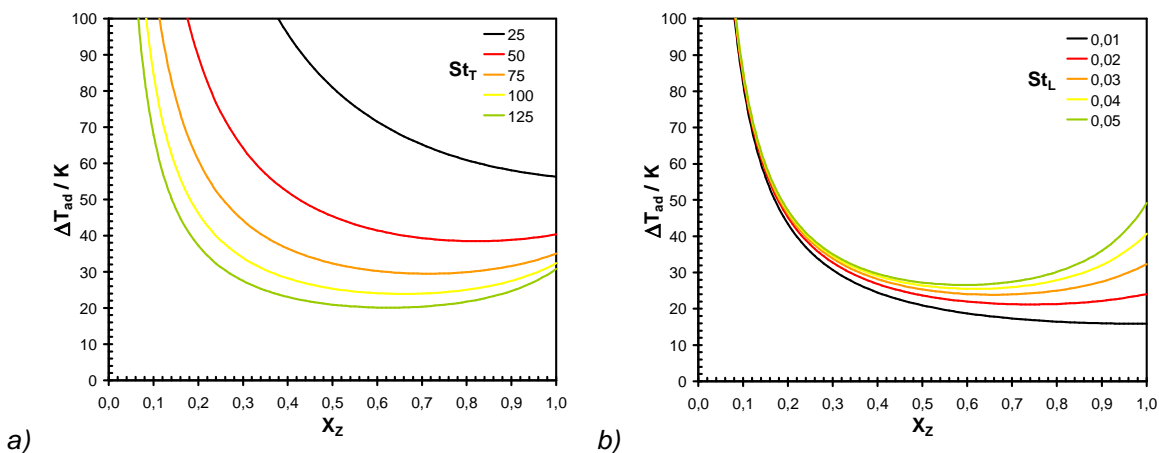


Abbildung 174: Abhängigkeit der benötigten adiabaten Temperaturerhöhung von der relativen Zündposition und der Stanton-Zahl des Wärmeübertragers (a) bzw. der Stanton-Zahl der Reaktorwand (b)

Da die Wärmeübertragerflächen und Wärmedurchgangskoeffizienten nahezu konstant sind und bei vorhandenen Anlagen feststehen, werden die Stanton-Zahlen weitestgehend durch den Wärmekapazitätsstrom bestimmt. Dieser beeinflusst gleichzeitig beide Stanton-Zahlen,

sodass sich die in Abbildung 175 gezeigten Zusammenhänge ergeben. Es wird deutlich, dass mehrfach stationäre Zustände vor allem bei kleinen Wärmekapazitätsströmen auftreten. Teilbild (b) zeigt einen Ausschnitt des Diagramms. Hieran soll erläutert werden, wie die Vorgeschichte des Prozesses den erreichten stationären Zustand beeinflusst.

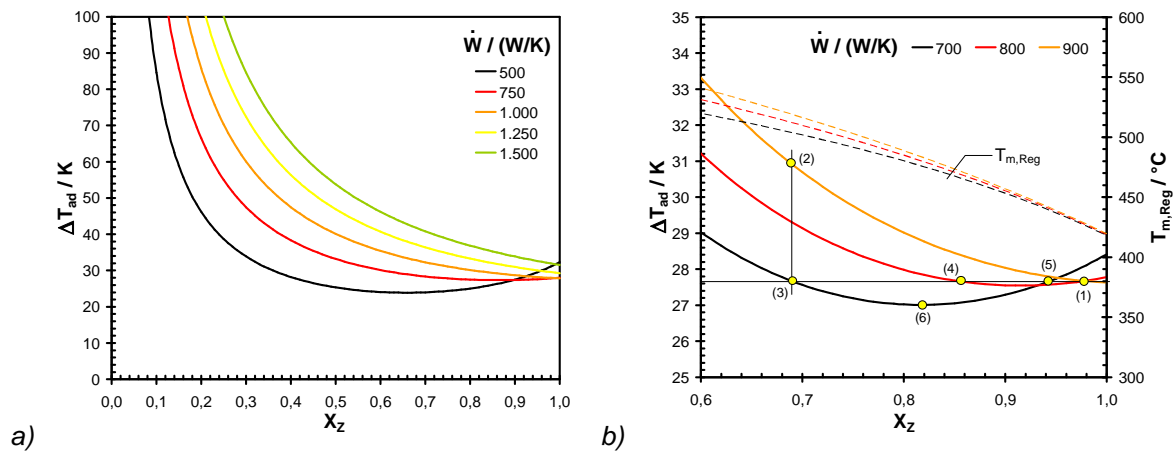


Abbildung 175: Abhängigkeit der benötigten adiabaten Temperaturerhöhung von der relativen Zündposition und dem Wärmekapazitätsstrom

Wie die eingezeichnete horizontale Linie veranschaulicht, existieren bei einer adiabaten Temperaturdifferenz von ca. 27,7 K mehrere Schnittpunkte mit den berechneten Verläufen. Insbesondere weisen die Kurven für einen Wärmekapazitätsstrom von 800 W/K bzw. 900 W/K einen Schnittpunkt auf, der sehr nahe bei $X_z = 1$ liegt.

Die Betrachtung beginnt am Punkt (1), in dem der Prozess zunächst mit einem Wärmekapazitätsstrom von 800 W/K betrieben werden soll. Erhöht man hiervon ausgehend den Wärmekapazitätsstrom auf 900 W/K, so bleibt diese Lage des Temperaturmaximums auf jeden Fall erhalten, da der berechnete Verlauf nur diesen Schnittpunkt aufweist. Würde man nun die adiabate Temperaturdifferenz auf etwa 31 K erhöhen, würde sich der Betriebspunkt (2) einstellen. Nach einer gleichzeitigen Verringerung der adiabaten Temperaturdifferenz zurück auf 27,7 K und des Wärmekapazitätsstroms auf 700 W/K, ergäbe sich der Betriebspunkt (3).

Eine Änderung des Wärmekapazitätsstroms zurück auf 800 W/K würde nun das System von hier aus in den Punkt (4) überführen, obwohl die Randbedingungen denen zu Beginn am Punkt (1) entsprechen. Der Prozess hat somit auf diesem Wege den zweiten möglichen Betriebspunkt erreicht.

Interessant ist die Frage, zu welchem Punkt das System tendieren würde, wenn man im Anschluss den Wärmekapazitätsstrom wieder auf 700 W/K reduzieren würde. Hier sind offenbar zwei (nahezu) gleichwertige Alternativen möglich: entweder das Temperaturmaximum wandert weiter zum Ende des Regenerators hin (5), oder es fällt zurück auf Punkt (3). Diese Frage kann nicht sicher beantwortet werden. Ein Indiz ist jedoch durch die mittleren Regeneratortemperaturen gegeben, die im Diagramm ebenfalls eingezeichnet sind. An den Verläufen erkennt man, dass der Regenerator einen immer energieärmeren Zustand annimmt, je weiter das Temperaturmaximum am Ende des Regenerators liegt. Daher ist es wahrscheinlich, dass das System zu Punkt (5) übergehen würde.

Auch am Punkt (6) kann nicht entschieden werden, in welche Richtung sich die Lage der Maximaltemperatur verschieben würde, wenn die adiabate Temperaturdifferenz von hier ausgehend auf 27,7 K erhöht würde. Der energieärmere Zustand wäre Punkt (5).

Diese Betrachtung setzt voraus, dass der Weg, auf dem der Wärmeübertragerreaktor die Zustandsänderung zwischen zwei Punkten vollführt, die stationären Betriebspunkte nicht beeinflusst. In der Realität werden aber instationäre Änderungen der Zustände stattfinden, z. B. der Temperaturprofile, die durchaus Einwirkungen auf das Reaktorverhalten besitzen.

Die Zündtemperatur hat beim angenommenen Referenzzustand kaum einen Einfluss auf die Existenz mehrfach stationärer Zustände (Abbildung 176 (a)). Mit abnehmender Zündtemperatur verschieben sich die Kurven nahezu parallel nach unten und werden etwas flacher. Dadurch wird der Bereich der adiabaten Temperaturerhöhung, in dem zwei Zustände auftreten können, enger.

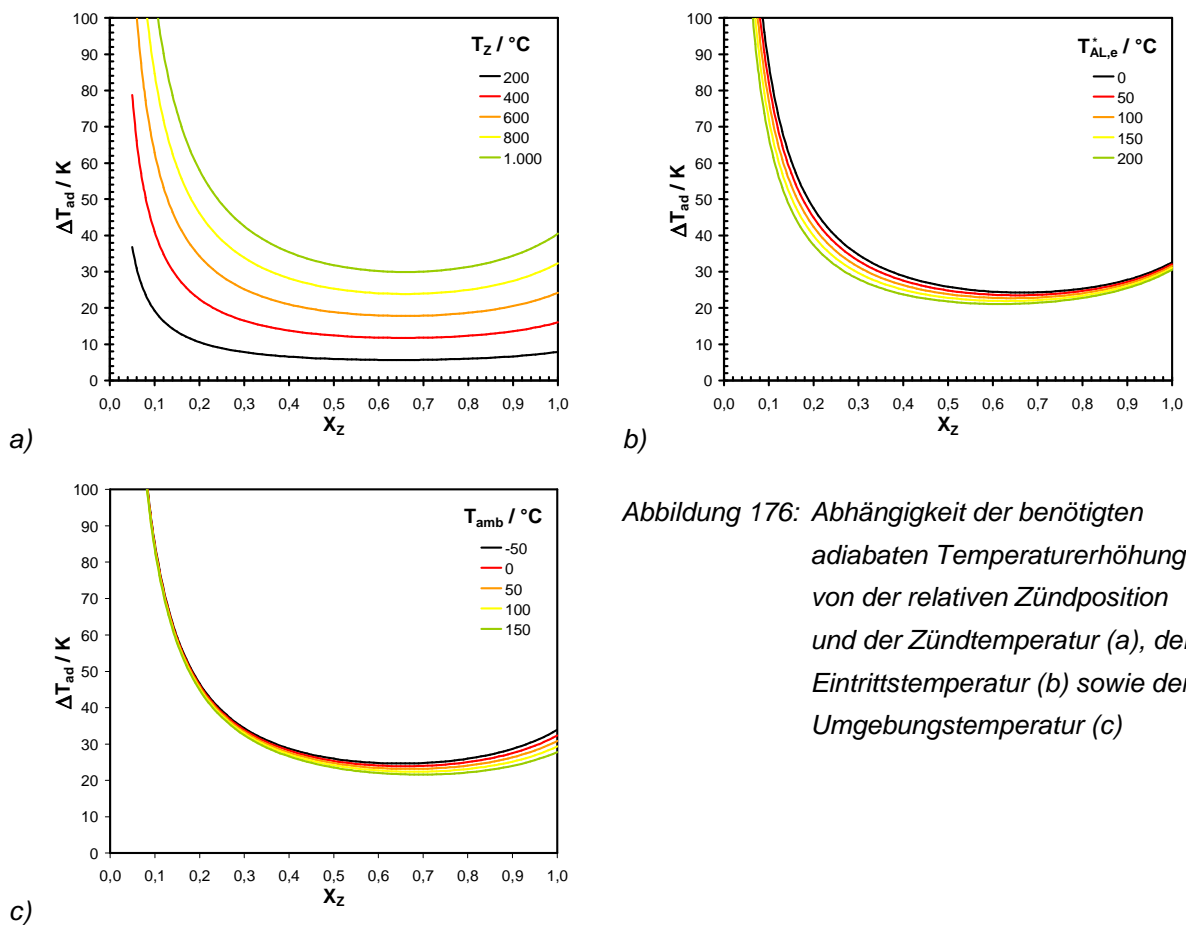


Abbildung 176: Abhängigkeit der benötigten adiabaten Temperaturerhöhung von der relativen Zündposition und der Zündtemperatur (a), der Eintrittstemperatur (b) sowie der Umgebungstemperatur (c)

Auch die Eintritts- und Umgebungstemperaturen wirken sich kaum auf den Kurvenverlauf aus (b+c). Höhere Eintrittstemperaturen haben einen ähnlichen Einfluss wie eine bessere Wärmerückgewinnung (größere Stanton-Zahl St_L), wenn auch in weit geringerem Maße. Dies ist dadurch zu begründen, dass bei steigender Eintrittstemperatur der Zündpunkt ebenfalls früher erreicht wird. Höhere Umgebungstemperaturen wirken sich hingegen ähnlich aus, wie niedrigere Stanton-Zahlen St_L , da in beiden Fällen die Wärmeverluste abnehmen.

Um die Bereiche möglicher mehrfacher stationärer Zustände in einem größeren Parameterbereich zu untersuchen, wurde jeweils ein Wert unter Beibehaltung der übrigen Daten variiert. Zu jedem Parametersatz wurden dann die minimale und maximale adiabate

Temperaturerhöhung berechnet, die zwei stationäre Zustände zulassen und diese Werte in Abhängigkeit des variierten Parameters aufgetragen.

Abbildung 177 (a) zeigt den Einfluss der Wärmerückgewinnung. Bei einer großen Stanton-Zahl von $St_T = 200$ sind zwei stationäre Zustände bei adiabaten Temperaturerhöhungen zwischen 13,6 K und 28,4 K möglich. Mit abnehmenden Werten von St_T wird der Bereich möglicher mehrfacher stationärer Zustände schmaler bis bei etwa $St_T = 30$ beide Kurven zusammenfallen. Ab diesem Punkt existiert demzufolge nur ein stationärer Betriebspunkt.

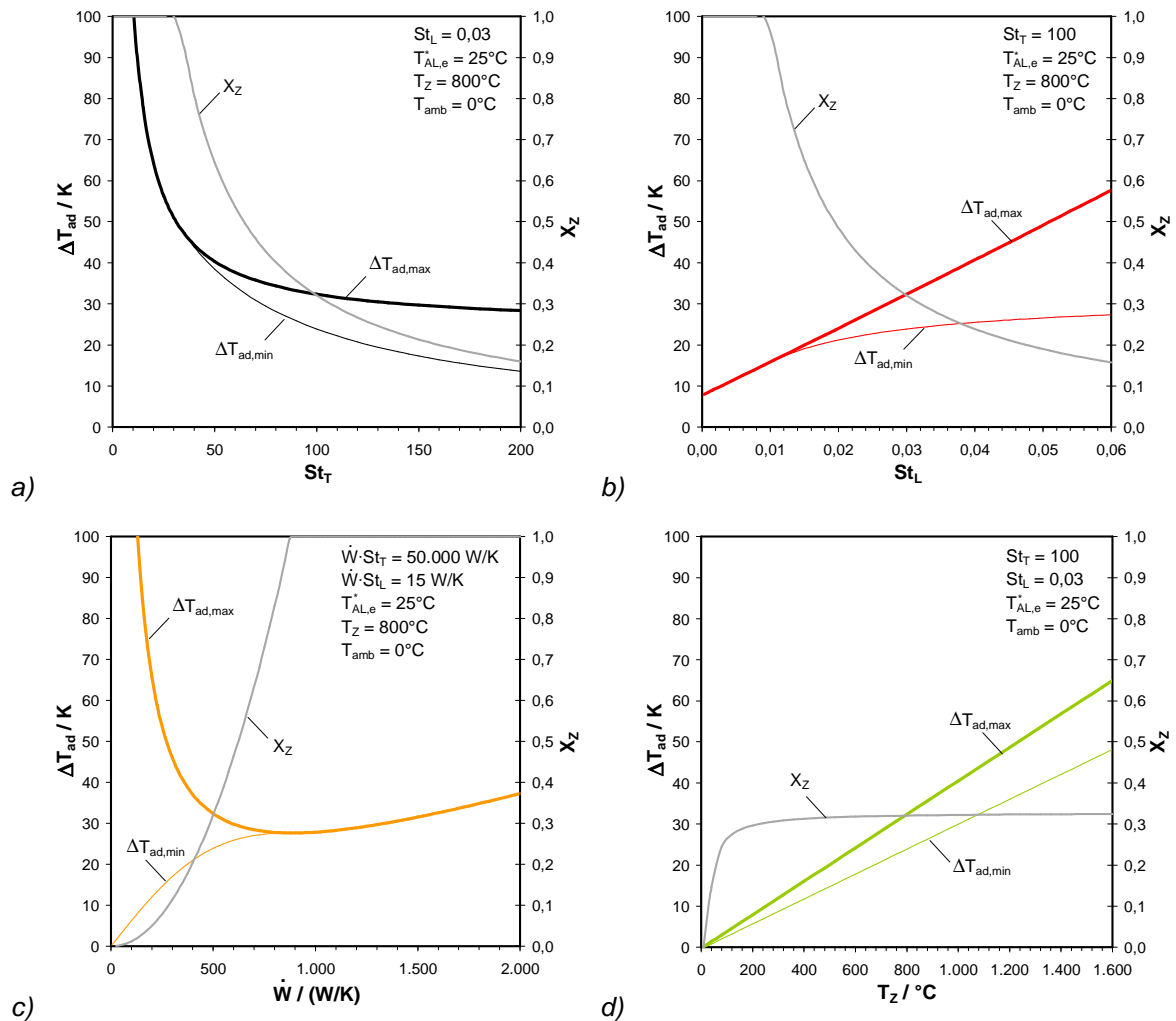


Abbildung 177: Grenzgebiete für mehrfach stationäre Zustände: (a) Einfluss der Wärmeverluste; (b) Einfluss der Wärmeübertragung; (c) Einfluss des Wärmekapazitätsstroms; (d) Einfluss der Zündtemperatur

Der Einfluss der Wärmeverluste ist in Diagramm (b) dargestellt. Auch hier ist zu erkennen, dass bei hohen Wärmeverlusten der Bereich möglicher mehrfacher stationärer Zustände sehr breit ist und mit abnehmenden Werten von St_L schmaler wird, bis bei $St_L \approx 0,009$ nur noch eine Lösung existiert.

Wie bereits genannt, können die Stanton-Zahlen bei gegebenen Anlagen nicht unabhängig voneinander variiert werden. Stattdessen ergeben sich diese aus dem Aufbautyp und dem Wärmekapazitätsstrom. Wird dieser Parameter verändert (c), bestätigt sich das bereits oben geschilderte Verhalten, wonach mehrere Zustände nur bei niedrigem Wärmekapazitätsstrom möglich sind. Die Grenze liegt hier etwa bei 900 W/K.

Der Einfluss der Zündtemperatur (d) zeigt, dass höhere Wert zu einer Verbreiterung des Bereiches führen und bei den gewählten Parametern im gesamten Darstellungsbereich mehrere Zustände möglich sind.

Insgesamt gilt in allen Fällen, dass die vorgegebene Zündtemperatur bis zum Ende des Wärmeübertragers ($X_z = 1$) nicht erreicht wird, wenn die adiabate Temperaturerhöhung in einem Betriebszustand kleiner ist als der berechnete Minimalwert. Liegt die adiabate Temperaturdifferenz zwischen $\Delta T_{ad,min}$ und $\Delta T_{ad,max}$ sind zwei Zustände möglich, bei denen das Temperaturmaximum entweder innerhalb des Wärmeübertragers ($X_z < 1$) oder des Brennraums liegt. Ist $X_z \geq 1$, liegt die Maximaltemperatur immer im Brennraum.

8.3 Abschätzung der Brennraumtemperatur

Auch bei dieser Berechnung wird angenommen, dass der Umsatz nach Erreichen einer gegebenen Zündtemperatur punktuell und vollständig stattfindet und Wärmeverluste nur im Brennraum auftreten. Gegenüber Abschnitt 7.2.1.4 wird nun jedoch der allgemeinere Fall ungleicher Wärmekapazitätsströme betrachtet. Ein beispielhafter Temperaturverlauf und die im Folgenden verwendete Nomenklatur ist in Abbildung 178 zu sehen.

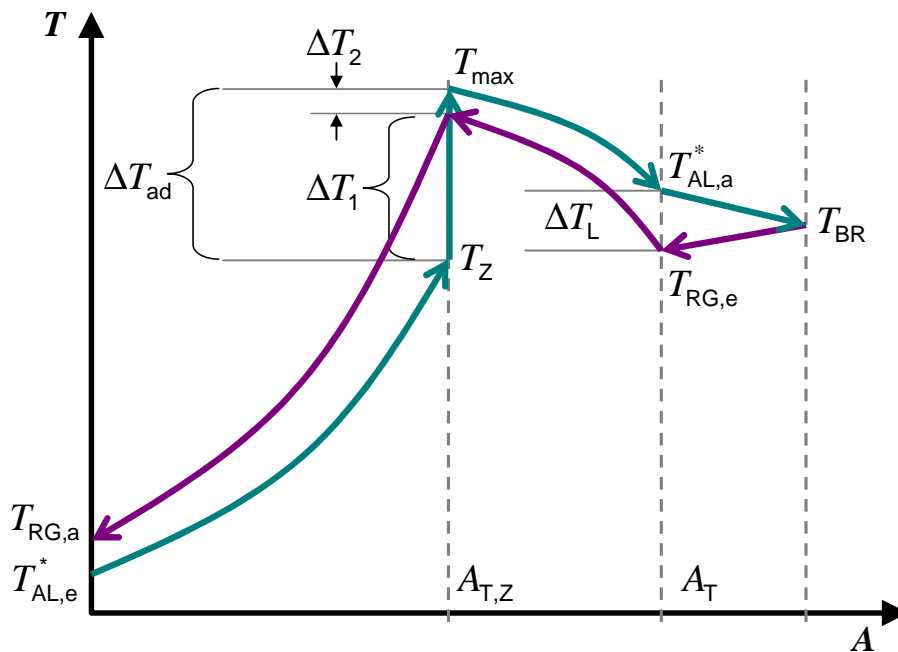


Abbildung 178: Schematischer Temperaturverlauf zur Abschätzung der Brennraumtemperatur

Die Differenz der Temperaturen am Ein- und Austritt des Brennraums ergibt sich aus

$$\Delta T_L = \frac{1}{2} St_{RG,L}^* \cdot (2 - \mu_{AL}^*) \cdot (T_{BR} - T_{amb}). \quad (Gl. 312)$$

Aus der Bilanz vom Eintritt der Abluft in den zweiten Wärmeübertrager bis zur Brennraummitte erhält man die gesuchte Brennraumtemperatur

$$T_{BR} = \frac{T_Z - T_{amb} + \Delta T_{ad}}{1 + \frac{\eta_{AL,2}}{1 - \eta_{AL,2}} \cdot \frac{1}{2} St_{RG,L}^* \cdot (2 - \mu_{AL}^*) + \frac{1}{2} St_{RG,L}^* \cdot (1 - \mu_{AL}^*)} + T_{amb}. \quad (Gl. 313)$$

Setzt man diese oben ein ergibt sich

$$\Delta T_L = \frac{1}{\frac{\eta_{AL,2}}{1-\eta_{AL,2}} + \frac{1}{K_L}} \cdot (T_Z - T_{amb} + \Delta T_{ad}) \quad (\text{Gl. 314})$$

mit

$$K_L = \frac{\frac{1}{2} St_{RG,L}^* \cdot (2 - \mu_{AL}^*)}{1 + \frac{1}{2} St_{RG,L}^* \cdot (1 - \mu_{AL}^*)}. \quad (\text{Gl. 315})$$

Es wird vorausgesetzt, dass bis zum Ende des ersten Wärmeübertragers die Zündtemperatur erreicht wird. Daher muss der Wirkungsgrad des vorderen Teils

$$\eta_{AL,1} = \frac{T_Z - T_{AL,e}^*}{T_Z + \Delta T_{ad} - \Delta T_2 - T_{AL,e}^*} \quad (\text{Gl. 316})$$

betragen, wobei gilt

$$\Delta T_2 = \Delta T_L \cdot e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG,2}^*}. \quad (\text{Gl. 317})$$

Durch Gleichsetzen von (Gl. 316) mit der Definitionsgleichung des Abluftvorwärmgrades kann der Flächenanteil des vorderen Wärmeübertragers berechnet werden. Man erhält

$$X_Z = -\frac{1}{\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^*} \ln \left[\frac{\eta_{AL,1} - 1 + \mu_{AL}^*}{(\eta_{AL,1} - 1)(1 - \mu_{AL}^*)} \right] \quad (\mu_{AL}^* \neq 0) \quad (\text{Gl. 318})$$

$$X_Z = \frac{1}{St_{RG}^*} \cdot \frac{\eta_{AL,1}}{1 - \eta_{AL,1}} \quad (\mu_{AL}^* = 0)$$

und die beiden Stanton-Zahlen ergeben sich aus

$$St_{RG,1}^* = St_{RG}^* \cdot X_Z$$

$$St_{RG,2}^* = St_{RG}^* \cdot (1 - X_Z) \quad (\text{Gl. 319})$$

Somit ist auch der Wirkungsgrad des zweiten Abschnittes festgelegt.

Da ΔT_2 von der Flächenaufteilung und den Wärmeverlusten abhängt, muss die Berechnung iterativ (ausgehend von $X_Z = 1$) durchgeführt werden. Fälle in denen das Argument des Logarithmus negativ oder der berechnete Flächenanteil größer als Eins werden, liefern keine sinnvollen Ergebnisse, da die geforderte Zündtemperatur nicht erreicht wird.

Der autotherme Betrieb sei dadurch definiert, dass am Ende des gesamten Wärmeübertragers gerade die Zündtemperatur erreicht wird. In diesem Fall gilt

$$\Delta T_{ad,0} = \left(\frac{1}{\eta_{AL,0}} - 1 + K_{L,0} \cdot \frac{T_Z - T_{amb}}{T_Z - T_{AL,e}^*} \right) \cdot \frac{T_Z - T_{AL,e}^*}{1 - K_{L,0}}, \quad (\text{Gl. 320})$$

wobei der Index ,0' die Größen dieses Bezugszustandes kennzeichnet.

In Abbildung 179 sind Rechenergebnisse gezeigt. In Fall (a) wurde bei verschiedenen Stanton-Zahlen des Wärmeübertragers die Temperaturerhöhung variiert. Diese ist auf der Abszisse als Vielfaches der jeweiligen autothermen Temperaturerhöhung aufgetragen. Es wird deutlich, dass nur bei höheren Stanton-Zahlen (hohem Vorwärmgrad) die Brennraumtemperatur mit zunehmender Beladung abnimmt. Bei kleinen Werten ist dagegen nur ein Temperaturanstieg zu verzeichnen. Der Temperatureinbruch ist umso größer, je höher die Stanton-Zahl ist. Weiter ist zu erkennen, dass die Brennraumtemperatur bei zunehmender Beladung ein Minimum annimmt und danach wieder ansteigt. Bei kleinen Stanton-Zahlen wird die Minimaltemperatur bei geringeren Temperaturerhöhungen erreicht.

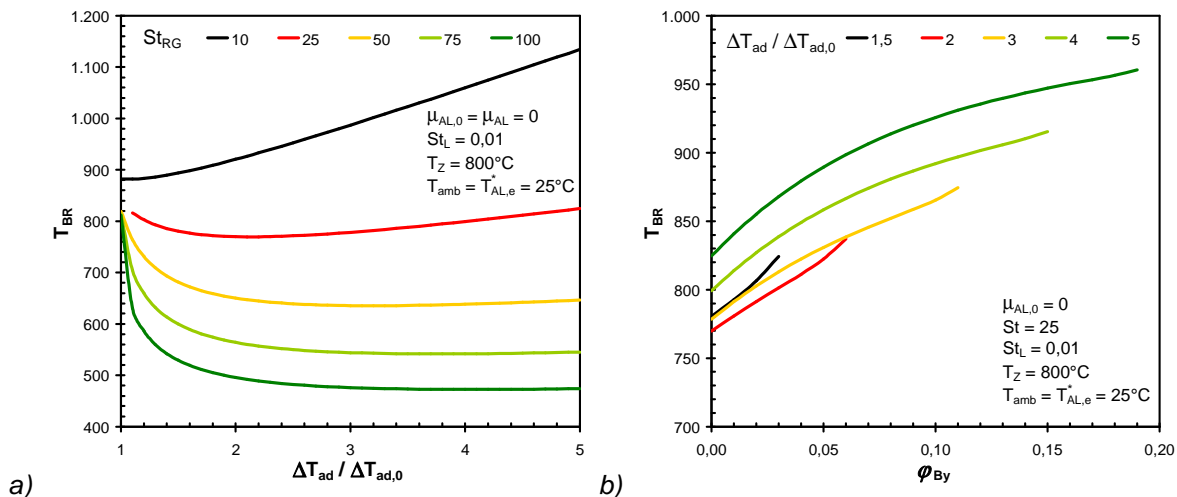


Abbildung 179: Abschätzung der Brennraumtemperatur: (a) in Abhängigkeit der Temperaturerhöhung; (b) in Abhängigkeit des Bypassanteils

Diagramm (b) zeigt den Einfluss der Heißgasauskopplung auf die Brennraumtemperatur für verschiedene relative Temperaturerhöhungen. Wie schon mit Hilfe des detaillierten Modells gezeigt wurde, steigt im pseudo-unterautothermen Betrieb die Brennraumtemperatur an, je mehr der heiße Bypass geöffnet wird. Die Maximaltemperaturen stellen sich dann ein, wenn die vorgegebene Zündtemperatur am Ende des Wärmeübertragers gerade erreicht wird. Da dies die grundlegende Voraussetzung für die genannten Gleichungen ist, wird der weitere Verlauf durch diese Abschätzung nicht wiedergegeben. Mit Hilfe des Zellenmodells wurde jedoch festgestellt, dass nach Erreichen der Maximaltemperatur die Brennraumtemperatur ungefähr linear abnimmt, wenn der Bypassstrom weiter vergrößert wird (vgl. Abschnitt 7.4.5).

Diese Abschätzungsrechnungen zeigen demnach die gleichen Tendenzen wie das Zellenmodell, weisen jedoch einen eingeschränkten Anwendungsbereich auf.

8.4 Abschätzung der mittleren Regeneratortemperatur

In Abschnitt 2.2.5 wurden bereits die Gleichungen genannt, welche die Temperaturverläufe in einem Rekuperator beschreiben ((Gl. 27) und (Gl. 28)). In dieser Form hängen sie jedoch von der (meist unbekannt) Austrittstemperatur auf der Abluftseite ab. Ersetzt man diese mit Hilfe des Abluftvorwärmgrades (Gl. 22) und normiert die Verläufe mit

$$\theta = \frac{T(A) - T_{AL,e}^*}{T_{RG,e} - T_{AL,e}^*}, \quad (\text{Gl. 321})$$

so erhält man auf der Reingasseite

$$\begin{aligned} \theta_{RG}^*(A) &= 1 - \frac{1}{\mu_{AL}^*} \cdot \left(1 - e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T}} \right) \cdot (1 - \eta_{AL}) & (\mu_{AL}^* \neq 0) \\ \theta_{RG}^*(A) &= 1 - St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T} \cdot (1 - \eta_{AL}) & (\mu_{AL}^* = 0) \end{aligned} \quad (\text{Gl. 322})$$

und für die Abluftseite

$$\begin{aligned} \theta_{AL}^*(A) &= \eta_{AL} - \frac{1 - \mu_{AL}^*}{\mu_{AL}^*} \cdot \left(1 - e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T}} \right) \cdot (1 - \eta_{AL}) & (\mu_{AL}^* \neq 0) \\ \theta_{AL}^*(A) &= \eta_{AL} - St_{RG}^* \cdot \frac{A}{A_T} \cdot (1 - \eta_{AL}) & (\mu_{AL}^* = 0). \end{aligned} \quad (\text{Gl. 323})$$

Die gesuchten Temperaturen ergeben sich als Mittelwert über die Wärmeübertragerfläche

$$\bar{\theta} = \frac{1}{A_T} \int_0^{A_T} \theta(A) dA. \quad (\text{Gl. 324})$$

Nach Integration und Umformung findet man

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_{RG}^* &= 1 - \eta_{RG} \cdot F \\ \bar{\theta}_{AL}^* &= (1 - \mu_{AL}^*) \cdot \eta_{RG} \cdot (1 - F) \end{aligned} \quad (\text{Gl. 325})$$

mit

$$F = \begin{cases} \frac{1}{1 - e^{-\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^*}} - \frac{1}{\mu_{AL}^* \cdot St_{RG}^*} & (\mu_{AL}^* \neq 0) \\ \frac{1}{2} & (\mu_{AL}^* = 0). \end{cases} \quad (\text{Gl. 326})$$

Dabei ist der Reingasabkühlungsgrad gemäß (Gl. 23) einzusetzen.

Die so berechneten Temperaturen sind in Abbildung 180 in Abhängigkeit der relativen Wärmekapazitätsstromabweichung und der Stanton-Zahl dargestellt. Da bei der Herleitung die Rekuperator-Analogie angewandt wurde, beschreiben die Gleichungen die taktgemittelten Temperaturen des Regenerators. Die ortsgemittelten Temperaturen am Anfang und Ende des Taktes weichen je nach Betriebsbedingungen mehr oder weniger stark davon ab.

Es ist ersichtlich, dass sich die mittleren Temperaturen auf der Reingas- und Abluftseite immer weniger unterscheiden, je größer die Stanton-Zahl ist. Dies liegt daran, dass wegen des höheren Wirkungsgrades eine geringere Temperaturdifferenz erforderlich ist. Weiter wird

deutlich, dass die Mittelwerte mit steigender relativer Wärmekapazitätsstromabweichung abnehmen. Die Änderung im Bereich gleicher Wärmekapazitätsströme ist dabei umso größer, je größer die Stanton-Zahl ist.

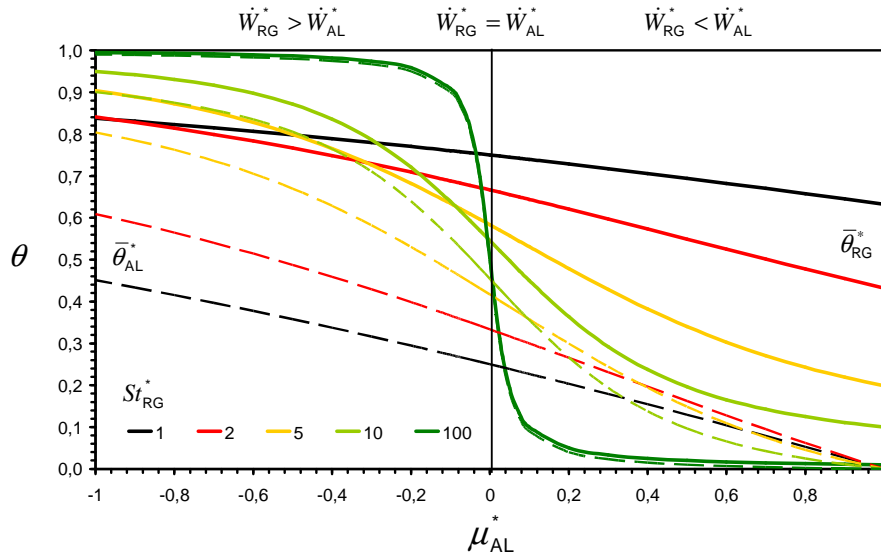


Abbildung 180: Abhängigkeit der mittleren Temperaturen von den Parametern des Wärmeübertragers

8.5 Abschätzung der Speicharentladung im Betrieb mit heißem Bypass

Wie bereits Abbildung 14 zeigt, wird bei Auskopplung von Reingas aus dem Brennraum über einen heißen Bypass der Speicher entladen, denn die mittleren Temperaturen werden umso geringer, je stärker der Wärmekapazitätsstrom der Abluft denjenigen des Reingases überwiegt. Die dabei stattfindende Entladung kann aus den mittleren Temperaturen abgeschätzt werden.

Bezieht man die Wärmedifferenz der Regeneratoren auf den maximal möglichen Energieinhalt eines Regenerators, ergibt sich für das Gesamtsystem

$$\frac{\Delta Q}{Q_{\max}} = \frac{Q_2 - Q_1}{W_S \cdot (T_{\text{RG,e}} - T_{\text{AL,e}})} = (N_{\text{AL}} + N_{\text{SL}}) \cdot (\bar{\theta}_{\text{AL},2}^* - \bar{\theta}_{\text{AL},1}^*) + N_{\text{RG}} \cdot [\bar{\theta}_{\text{RG},2}^* - \bar{\theta}_{\text{RG},1}^*]. \quad (\text{Gl. 327})$$

Dabei wird angenommen, dass die mittlere Temperatur im Spülschritt etwa derjenigen im Ablufttakt entspricht.

Die einzusetzenden Mittelwerte ergeben sich mit den jeweiligen Kennzahlen der beiden Vergleichszustände aus (Gl. 325). Dabei ist zu beachten, dass gemäß (Gl. 17) die Stanton-Zahl auf den jeweiligen Wärmekapazitätsstrom des Reingases bezogen ist.

Mit dieser Gleichung kann die Änderung des Ladezustandes bereits berechnet werden. Die grafische Darstellung ist aber wegen der Abhängigkeit von vier Parametern kaum möglich.

Betrachtet man als Sonderfall eine Anlage mit $N_{\text{AL}} = N_{\text{RG}} = 1$ und $N_{\text{SL}} = 0$ bei der ausgehend vom Flammenlosbetrieb ($\mu_{\text{AL}}^* = 0$) der heiße Bypass geöffnet wird ($\mu_{\text{AL}}^* > 0$), ergibt sich für den relativen Ladezustand

$$\Phi_{\text{By}} = \frac{Q_2}{Q_1} = 1 + \eta_{\text{RG},2} \left[(1 - \mu_{\text{AL},2}^*) (1 - F) - F \right]. \quad (\text{Gl. 328})$$

Diese Beziehung ist in Abbildung 181 in Abhängigkeit des Bypassanteils und der Stanton-Zahl ohne Auskopplung veranschaulicht. Es gilt in diesem Fall $\varphi_{By} = \mu_{AL,2}^*$ und $St_{RG,2}^* = St_{RG,0}^* / (1 - \varphi_{By})$.

Es wird deutlich, dass bei großen Stanton-Zahlen der Speicher bereits bei geringem Bypassanteil sehr stark entladen wird. So ist der Speicher bei einer Stanton-Zahl von 10 bei 50% Auskopplung nur noch etwa zu 15% gefüllt.

In umgekehrter Richtung kann zum minimal zulässigen Ladezustand der maximal mögliche Bypassanteil abgelesen werden. Geht man z. B. davon aus, dass der Speicher zu nicht mehr als 50% entladen werden soll, so ergibt sich bei $St_{RG,0}^* = 100$ ein maximaler Bypassanteil von ca. 10% und bei $St_{RG,0}^* = 10$ ein Wert von ungefähr 23%.

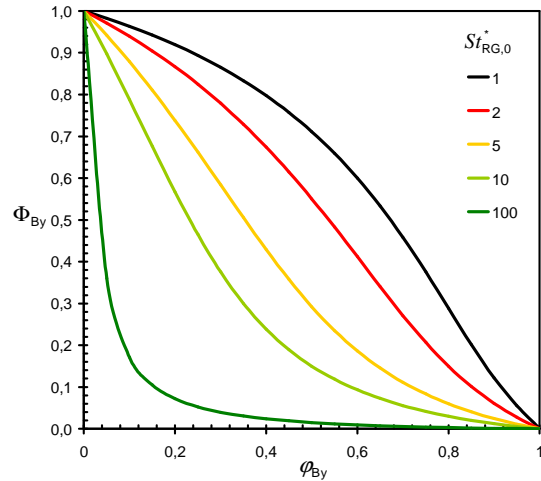


Abbildung 181: Veranschaulichung der Speicherentladung im Betrieb mit heißem Bypass

8.6 Abschätzung des Verbrennungswärmebedarfs im autothermen Betrieb

Die Massen- und Energiebilanzen des Gesamtsystems lauten

$$\begin{aligned} & \dot{m}_{PL} + \dot{m}_{VOC} + \dot{m}_{SL} + \dot{m}_{SrLA,eff} + \dot{m}_{SrLR,eff} + \dot{m}_{BS,FL} \\ & + \dot{m}_{BS,BR} + \dot{m}_{BL} \\ & - \dot{m}_{By} - \dot{m}_{RG} = 0 \end{aligned} \quad (\text{Gl. 329})$$

$$\begin{aligned} & \dot{H}_{PL} + \dot{H}_{VOC} + \dot{H}_{SL} + \dot{H}_{SrLA,eff} + \dot{H}_{SrLR,eff} + \dot{H}_{BS,FL} \\ & + \dot{H}_{BS,BR} + \dot{H}_{BL} \\ & - \dot{H}_{By} - \dot{H}_{RG} \\ & + \sum \dot{W}_{diss} - \sum \dot{Q}_L = 0 \end{aligned} \quad (\text{Gl. 330})$$

Drückt man die Massenströme der Schad- und Brennstoffe durch Massenkonzentrationen bezogen auf den Norm-Prozessluftvolumenstrom aus, z. B.

$$\dot{m}_{VOC} = \beta_{VOC} \cdot \frac{\dot{m}_{PL}}{\rho_{N,PL}}, \quad (\text{Gl. 331})$$

den Verbrennungsluftstrom durch den Luftüberschuss

$$\dot{m}_{BL} = \varphi_{BL} \cdot l_{min} \cdot \frac{\rho_{N,BL}}{\rho_{N,BS}} \cdot \frac{\beta_{BS,BR}}{\rho_{N,PL}} \cdot \dot{m}_{PL} \quad (\text{Gl. 332})$$

und den Bypassstrom durch den Bypassanteil am Gesamtreingasstrom

$$\dot{m}_{By} = \varphi_{By} \cdot (\dot{m}_{RG} + \dot{m}_{By}) \Rightarrow \dot{m}_{By} = \dot{m}_{RG} \cdot \frac{\varphi_{By}}{1 - \varphi_{By}}, \quad (\text{Gl. 333})$$

so erhält man für den Reingasmassenstrom aus der Massenbilanz

$$\begin{aligned} \dot{m}_{\text{RG}} = & (1 - \varphi_{\text{By}}) \cdot \dot{m}_{\text{PL}} \cdot \left[1 + \frac{\beta_{\text{VOC}}}{\rho_{\text{N,PL}}} + \frac{\beta_{\text{BS,FL}}}{\rho_{\text{N,PL}}} + \frac{\beta_{\text{BS,BR}}}{\rho_{\text{N,PL}}} \cdot \left(1 + \varphi_{\text{BL}} \cdot l_{\text{min}} \cdot \frac{\rho_{\text{N,BL}}}{\rho_{\text{N,BS}}} \right) \right] \\ & + (1 - \varphi_{\text{By}}) \cdot (\dot{m}_{\text{SL}} + \dot{m}_{\text{SrLA,eff}} + \dot{m}_{\text{SrLR,eff}}). \end{aligned} \quad (\text{Gl. 334})$$

Die Enthalpieströme der reinen Luftströme werden durch

$$\dot{H} = \dot{m} \cdot h(T) \quad (\text{Gl. 335})$$

beschrieben und diejenigen der brennbaren Substanzen in der Form

$$\dot{H} = \dot{m}_{\text{PL}} \cdot \frac{\beta}{\rho_{\text{N,PL}}} \cdot \left[h(T) + \frac{H_{\text{inf}}}{M} \right]. \quad (\text{Gl. 336})$$

Nach Ersetzen der einzelnen Terme sowie des Reingasmassenstroms in der Energiebilanz und einigen Umformungen findet man schließlich die Gleichung

$$\begin{aligned} & + \frac{\beta_{\text{VOC}}}{\rho_{\text{N,PL}}} \cdot \left[h_{\text{VOC}} - h_{\text{H}} + \frac{H_{\text{inf,VOC}}}{M_{\text{VOC}}} \right] \\ & + \frac{\beta_{\text{BS,FL}}}{\rho_{\text{N,PL}}} \cdot \left[h_{\text{BS,FL}} - h_{\text{H}} + \frac{H_{\text{inf,BS}}}{M_{\text{BS}}} \right] \\ & + \frac{\beta_{\text{BS,BR}}}{\rho_{\text{N,PL}}} \cdot \left(\left[h_{\text{BS,FL}} - h_{\text{H}} + \frac{H_{\text{inf,BS}}}{M_{\text{BS}}} \right] + \varphi_{\text{BL}} \cdot l_{\text{min}} \cdot \frac{\rho_{\text{N,BL}}}{\rho_{\text{N,BS}}} (h_{\text{BL}} - h_{\text{H}}) \right) \end{aligned} \quad (\text{Gl. 337})$$

$$= \frac{\sum \dot{Q}_{\text{L}} - \sum \dot{W}_{\text{diss}} - \dot{m}_{\text{SL}} (h_{\text{SL}} - h_{\text{H}}) - \dot{m}_{\text{SrLA,eff}} (h_{\text{SrLA}} - h_{\text{H}}) - \dot{m}_{\text{SrLR,eff}} (h_{\text{SrLR}} - h_{\text{H}})}{\dot{m}_{\text{PL}}} - (h_{\text{PL}} - h_{\text{H}})$$

mit

$$h_{\text{H}} = (1 - \varphi_{\text{By}}) \cdot h_{\text{RG}} + \varphi_{\text{By}} \cdot h_{\text{By}}. \quad (\text{Gl. 338})$$

Vor dem Gleichheitszeichen stehen die gesuchten Brennstoffkonzentrationen von denen jeweils zwei gegeben sein müssen, um die Dritte berechnen zu können. Die spezifischen Enthalpien sind dazu bei den jeweiligen Ein- und Austrittstemperaturen einzusetzen.

An der Gleichung in dieser Form fällt auf, dass weder die Brennraumtemperatur noch der in den Regeneratoren übertragene Wärmestrom auftauchen. Diese sind implizit in den Transmissionswärmeverlusten und den spezifischen Enthalpien der Reingas- und Bypassströme enthalten.

Definiert man als Brennraumtemperatur die Eintrittstemperatur am Reingasregenerator, so ergibt sich die Reingasaustrittstemperatur aus

$$\eta_{\text{RG}} = \frac{T_{\text{BR}} - T_{\text{RG}}}{T_{\text{BR}} - T_{\text{AL}}^*} \Rightarrow T_{\text{RG}} = T_{\text{BR}} - \eta_{\text{RG}} \cdot (T_{\text{BR}} - T_{\text{AL}}^*), \quad (\text{Gl. 339})$$

wobei der Reingasabkühlungsgrad gemäß (Gl. 23) einzusetzen ist.

Transmissionswärme- und Druckverluste sowie die dazu benötigten Koeffizienten können wie in Kapitel 5 dargestellt bestimmt werden. Als Bezugsbedingungen sollten dabei die mittleren Regeneratortemperaturen gemäß Abschnitt 8.4 verwendet werden.

Die relative Wärmekapazitätsstromabweichung ergibt sich entsprechend der Massenbilanz in diesem Fall aus

$$\mu_{AL}^* = \frac{\dot{W}_{By} - \dot{W}_{BS,BR} - \dot{W}_{BL}}{\dot{W}_{PL} + \dot{W}_{SL} + \dot{W}_{SrLA,eff} + \dot{W}_{SrLR,eff} + \dot{W}_{VOC} + \dot{W}_{BS,FL}} \quad (\text{Gl. 340})$$

Da diese von den gesuchten Massenströmen abhängt, muss die Berechnung iterativ ausgeführt werden.

In Abbildung 182 sind die Ergebnisse dieser Abschätzungsrechnung im Vergleich mit Messwerten gezeigt. Für den Wärmeübergangskoeffizienten und die dissipierte Arbeit wurden (Gl. 144) und (Gl. 223) verwendet und die Wärmedurchgangskoeffizienten der Speichermasse und der Reaktorwände mit den angegebenen Faktoren korrigiert. Es wird deutlich, dass sich auch mit dieser Näherungsrechnung gute Ergebnisse erzielen lassen, sofern die Korrekturfaktoren zuvor anhand von Messungen ermittelt wurden.

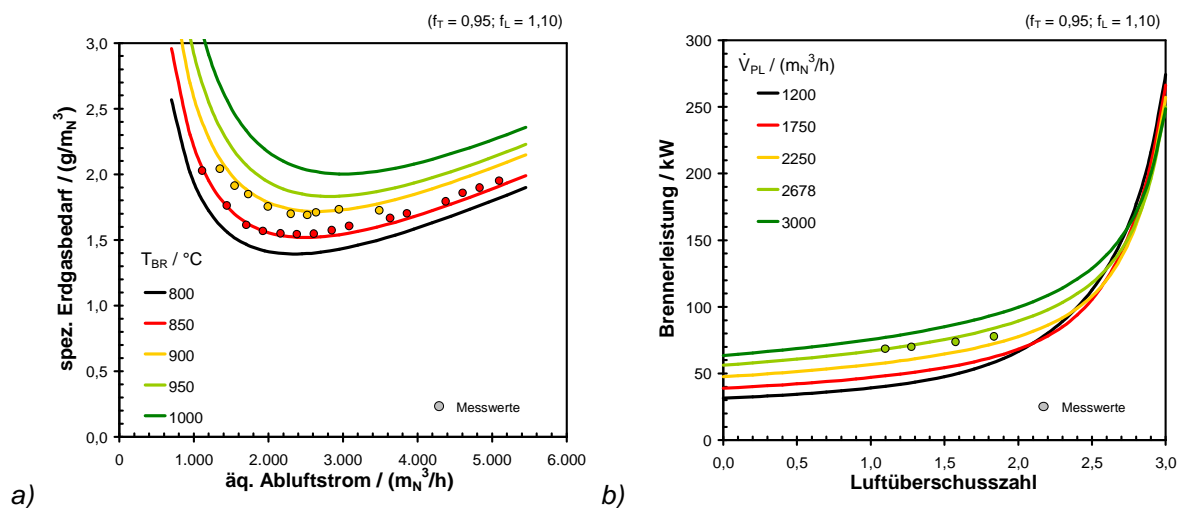


Abbildung 182: Ergebnisvergleich der Abschätzungsrechnung: (a) Flammenlosbetrieb; (b) Brennerbetrieb

Die entsprechenden Ergebnisse des detaillierten Modells wurden in Abbildung 100 und Abbildung 146 dargestellt. Im Vergleich mit den Abschätzungsrechnungen stellt man fest, dass diese bei höheren Temperaturen, größeren Abluftströmen und höheren Luftüberschusszahlen etwas geringere Verbrennungswärmeströme liefern. Vor allem aber kann durch diese Näherung der pseudo-unterautotherme Betriebsbereich nicht wiedergegeben werden.

Eine detaillierte Prüfung dieser Abschätzung im Vergleich mit weiteren Messwerten kann an dieser Stelle nicht vorgenommen werden. Es ist jedoch davon auszugehen, dass sie eine brauchbare Größenordnung liefert und die wesentlichen Tendenzen korrekt beschreibt.

8.7 Bestimmung des notwendigen Spülluftstroms

Die zeitliche Änderung der Austrittskonzentration an einem Rührkessel ohne Reaktion bei konstanter Eintrittskonzentration folgt dem exponentiellen Verlauf

$$c(t) = (c_0 - c_e) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + c_e \quad \text{mit } \tau = \frac{V}{\dot{V}}. \quad (\text{Gl. 341})$$

Der Exponent $t/\tau = \dot{V}t/V = \Omega$ kann als dimensionslose Zeit verstanden werden oder als Luftaustauschzahl, die angibt, wie oft die im Volumen V vorhandene Luft durch nachströmende Luft erneuert wird.

Jeder Regenerator und der darunterliegende Totraum wird nacheinander von Abluft, Spülluft und Reingas durchströmt. Vernachlässigt man die Sperrluft- und Brennerluftströme gilt für die Abluft- und Reingasströme

$$\dot{V}_{AL}^* = \dot{V}_{AL} + K \cdot \dot{V}_{SL} \cdot \frac{\tau_{SL}}{\tau_U} \quad (\text{Gl. 342})$$

$$\dot{V}_{RG} = \dot{V}_{AL} + (1 - K) \cdot \dot{V}_{SL} \cdot \frac{\tau_{SL}}{\tau_U} \quad (\text{Gl. 343})$$

mit $K = 0$ im Fall der Frischluftspülung und $K = 1$ bei Heißgasspülung. Dabei wird berücksichtigt, dass die Dauer des Spültaktes τ_{SL} kürzer sein kann als die Umschaltzeit τ_U .

Bei Heißgasspülung wird die Abluftkonzentration am Eintritt verringert. Nimmt man an, dass die Konzentration des Spülgases derjenigen des Reingases entspricht, ergibt sich

$$c_{AL,e}^* = \frac{c_{AL,e} \cdot \dot{V}_{AL} \cdot \tau_U + K \cdot c_{RG,e} \cdot \dot{V}_{SL} \cdot \tau_{SL}}{\dot{V}_{AL} \cdot \tau_U + K \cdot \dot{V}_{SL} \cdot \tau_{SL}}. \quad (\text{Gl. 344})$$

Definiert man den Spülluftanteil als

$$\varphi_{SL} = \frac{\dot{V}_{SL} \cdot \tau_{SL}}{\dot{V}_{AL} \cdot \tau_U} = \frac{\Omega_{SL}}{\Omega_{AL}}, \quad (\text{Gl. 345})$$

so ergeben sich aus den eben genannten Beziehungen die folgenden Gleichungen

$$\Omega_{AL}^* = \Omega_{AL} \cdot [1 + K \cdot \varphi_{SL}] \quad (\text{Gl. 346})$$

$$\Omega_{RG} = \Omega_{AL} \cdot [1 + (1 - K) \cdot \varphi_{SL}] \quad (\text{Gl. 347})$$

$$c_{AL,e}^* = \frac{c_{AL,e} + K \cdot \varphi_{SL} \cdot c_{RG,e}}{1 + K \cdot \varphi_{SL}} \quad (\text{Gl. 348})$$

$$c_{SL,e}^* = (1 - K) \cdot c_{SL,e} + K \cdot c_{RG,e}. \quad (\text{Gl. 349})$$

Da die Konzentration am Anfang eines Taktes der am Ende des vorangegangenen Taktes entspricht, erhält man drei Gleichungen

$$\begin{aligned} c_{RG,Ende} &= c_{SL,Ende} \cdot e^{-\Omega_{RG}} + c_{RG,e} \cdot (1 - e^{-\Omega_{RG}}) \\ c_{SL,Ende} &= c_{AL,Ende} \cdot e^{-\Omega_{SL}} + c_{SL,e}^* \cdot (1 - e^{-\Omega_{SL}}) \\ c_{AL,Ende} &= c_{RG,Ende} \cdot e^{-\Omega_{AL}^*} + c_{AL,e}^* \cdot (1 - e^{-\Omega_{AL}^*}) \end{aligned} \quad (\text{Gl. 350})$$

mit drei unbekanntenen Endkonzentrationen. Nach Einsetzen und Auflösen findet man

$$c_{AL,Ende} = \frac{E_{SL,e}^* \cdot E_{RG} \cdot E_{AL}^* + E_{RG,e} \cdot E_{AL}^* + E_{AL}^*}{1 - E_{AL}^* \cdot E_{SL} \cdot E_{RG}} \quad (\text{Gl. 351})$$

mit den abgekürzten Schreibweisen $E = e^{-\Omega}$ und $E_e = c_e \cdot (1 - e^{-\Omega})$. Die anderen beiden Endkonzentrationen ergeben sich durch Rückwärtseinsetzen.

Ausschlaggebend für die emissionsrechtliche Beurteilung der Reingaskonzentration ist nicht die Reingaskonzentration an einem Regeneratöraustritt, sondern der Halbstunden-Mittelwert der Konzentration im Reingas gemessen am Anlagenaustritt. Dieser Wert kann unter Umständen stark abweichen, z. B. bei Kurzschlussströmungen oder unzureichender Wirkung der fluid-dynamischen Klappendichtung.

Geht man davon aus, dass keine nachträglichen Kontaminationen des Reingases erfolgen, entspräche der Verlauf am Anlagenaustritt dem Konzentrationsverlauf an der gerade geöffneten Reingasklappe. Nimmt man weiter an, dass symmetrische Verhältnisse vorliegen, sich die Austrittszustände an den einzelnen Klappen also nicht unterscheiden, ist dieser Zeitverlauf durch die Gleichung

$$c_{RG}(t) = (c_{SL,Ende} - c_{RG,e}) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{RG}}} + c_{RG,e} \quad (\text{Gl. 352})$$

gegeben.

Durch Integration über die Dauer des Reingastaktes erhält man die mittlere Konzentration

$$\bar{c}_{RG} = \frac{c_{SL,e}^* + (c_{AL,Ende} - c_{SL,e}^*) \cdot e^{-\varphi_{SL} \cdot \Omega_{AL}} - c_{RG,e}}{\Omega_{AL} \cdot (1 + \varphi_{SL} - K \cdot \varphi_{SL})} \cdot (1 - e^{-\Omega_{AL} - \Omega_{AL} \cdot \varphi_{SL} + K \cdot \Omega_{AL} \cdot \varphi_{SL}}) + c_{RG,e} \quad (\text{Gl. 353})$$

wobei die Konzentration am Ende des Ablufttaktes wiederum vom Spülluftanteil abhängt und sich aus (Gl. 351) ergibt. Löst man nach dem Spülgasanteil im Zähler des Bruches auf erhält man mit

$$\varphi_{SL} = -\frac{1}{\Omega_{AL}} \ln \left[\frac{(\bar{c}_{RG} - c_{RG,e})}{(c_{AL,Ende} - c_{SL,e}^*)} \cdot \frac{\Omega_{AL} \cdot (1 + \varphi_{SL} - K \cdot \varphi_{SL})}{(1 - e^{-\Omega_{AL} - \Omega_{AL} \cdot \varphi_{SL} + K \cdot \Omega_{AL} \cdot \varphi_{SL}})} + \frac{(c_{RG,e} - c_{SL,e}^*)}{(c_{AL,Ende} - c_{SL,e}^*)} \right] \quad (\text{Gl. 354})$$

eine Form die gut zur iterativen Berechnung des benötigten Spülluftanteils geeignet ist. Hierbei ist in jedem Schritt die Konzentration am Ende des Ablufttaktes neu zu ermitteln.

Für den Sonderfall, dass die Eintrittskonzentrationen der Spülluft und des Reingases Null betragen, kann man (Gl. 351) einsetzen und erhält nach einigen Umformungen mit

$$\varphi_{SL} = \frac{1}{\Omega_{AL}} \ln \left[\frac{c_{AL,e}}{\bar{c}_{RG}} \cdot \frac{(1 - e^{-\Omega_{AL}})}{\Omega_{AL} \cdot (1 + \varphi_{SL})} - e^{-\Omega_{AL}} \right] \quad (\text{Gl. 355})$$

eine Form, die unabhängig von der Spülmethode ist. Es handelt sich ebenfalls um eine Iterationsgleichung, deren Auswertung man zweckmäßig mit dem Startwert $\varphi_{SL} = 0$ beginnt.

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 183 grafisch dargestellt, wobei der Verdünnungsfaktor logarithmisch skaliert und die Luftwechselzahl im Ablufttakt als Parameter verwendet wurden. Bei einer Abluftbeladung von 2 g/m_N^3 und einer Zielkonzentration im Reingas von 20 mg/m_N^3 beträgt der Verdünnungsfaktor 0,01. Geht man von 60 s Umschaltzeit, einem

Abluftstrom von $3.000 \text{ m}_N^3/\text{h}$ und einem Volumen des Luftverteilkastens von 2 m^3 aus, erhält man $\Omega_{AL} = 25$ und damit $\varphi_{SL} \approx 0,05$. Das innerhalb der Spüldauer zuzuführende Spülluftvolumen beträgt daher $2,5 \text{ m}_N^3$ und der benötigte Volumenstrom bei Vollzeitspülung $150 \text{ m}_N^3/\text{h}$. Dieses Berechnungsbeispiel gilt jedoch ebenso wie das Diagramm nur bei unbelasteten Spülluft- und Reingasströmen. Weisen diese von Null verschiedene Konzentrationen auf, muss der Spülluftanteil aus (Gl. 354) ermittelt werden, was zu größeren Werten führt.

In Abbildung 183 fällt auf, dass bei niedrigen Verdünnungsfaktoren bzw. hohen Luftwechselfzahlen überhaupt keine Spülung benötigt wird. Dies liegt daran, dass bei großem Luftaustausch im Ablufttakt ein ähnlich großer Luftwechsel im Reingastakt vorliegt. Da angenommen wurde, dass das Reingas keine Schadstoffe enthält, reicht allein die Verdünnung mit Reingas aus, um den Mittelwert einzuhalten. Daher kann bei sehr kleinem Luftkastenvolumen oder sehr langen Umschaltzeiten auf den Spülvorgang verzichtet werden.

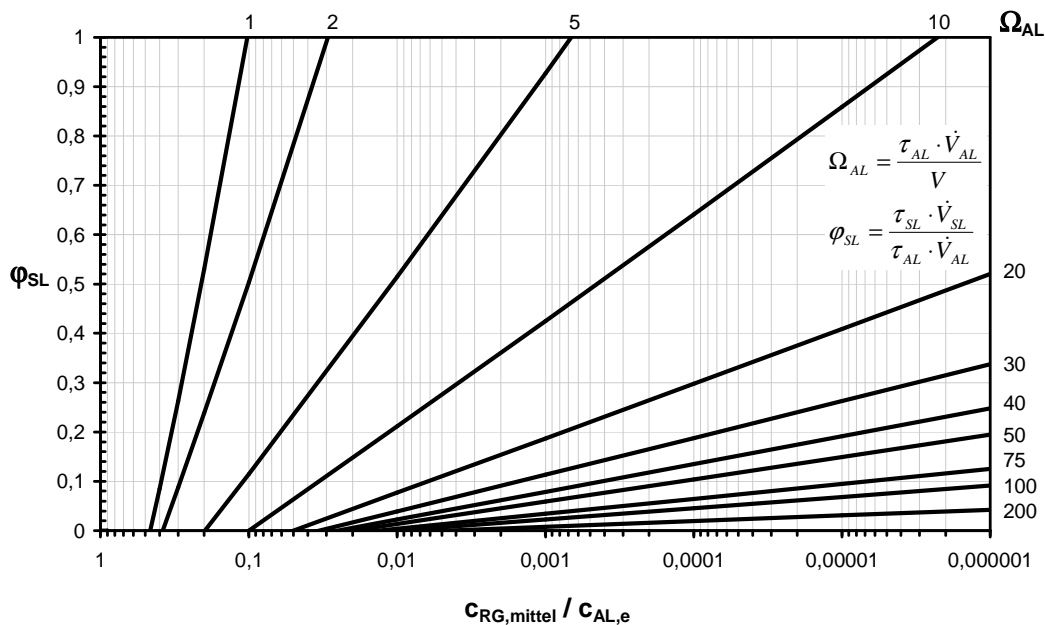


Abbildung 183: Abgeschätzter Spülluftanteil in Abhängigkeit des Verdünnungsfaktors und der Luftwechselzahl im Ablufttakt

9 Zusammenfassung und Ausblick

Das Betriebsverhalten von RNV-Anlagen ergibt sich aus einem komplexen Wechselspiel zwischen Wärmeübertragung, Transmissionswärmeverlusten und chemischen Reaktionen.

Es wurde gezeigt, dass das zyklisch-stationäre Betriebsverhalten der Anlagen vereinfacht durch die Rekuperator-Analogie abgebildet werden kann. Ebenso können andere ähnliche Strömungsumkehrreaktoren als Wärmeübertragerreaktor betrachtet werden. Weiter wurde beschrieben, welche Modellaspekte von Bedeutung sind oder vernachlässigt werden können und wie sich die enthaltenen Modellparameter aus den Anlagen- und Betriebsparametern des Reaktors ergeben.

In den bisherigen Arbeiten wurde meist davon ausgegangen, dass die Anlagen mit guter Näherung als adiabat betrachtet werden können und die geringfügigen Wärmeverluste das Betriebsverhalten nicht wesentlich beeinflussen. Diese Annahme wird insbesondere für Großanlagen postuliert, da diese im Verhältnis zum Volumen eine geringere Oberfläche und damit geringere spezifische Wärmeverluste aufweisen. Dies ist jedoch nur in Teilbereichen gerechtfertigt.

Wie gezeigt wurde, können bereits geringe Wärmeverluste einen starken Einfluss auf das Betriebsverhalten haben. Die bestimmenden Größen hierfür sind die Stanton-Zahl des Wärmeübertragers bzw. dessen Wirkungsgrad und die Stanton-Zahl der Reaktorwand. Der Effekt nimmt zu, wenn diese Kennzahlen größer werden, also beispielsweise bei abnehmendem Wärmekapazitätsstrom. Vereinfacht kann man zusammenfassen, dass sich große Anlagen im Teillastbetrieb ähnlich wie kleine Anlagen verhalten.

Im Rahmen der Modellentwicklung hat sich gezeigt, dass die durch Druckverluste dissipierte Strömungsarbeit einen merklichen Einfluss auf den Verbrennungswärmebedarf hat. Die Modellgüte konnte durch Einbeziehen der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit und den Formfaktor der Reaktorwand verbessert werden. Auch diese Zusammenhänge wurden bisher vernachlässigt.

Die mit den gewöhnlichen Rekuperatorgleichungen vorgenommenen Abschätzungen des Verbrennungswärmebedarfs im autothermen Betrieb zeigten in einem weiten Bereich gute bis sehr gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Dabei sollten die eben genannten Effekte berücksichtigt und als Bezugstemperaturen die integralen Mittelwerte der Temperaturverläufe in den Regeneratoren zugrunde gelegt werden.

Die Auswirkungen der verschiedenen Anlagen- und Betriebsparameter wurden ausführlich dargestellt und sollen hier nicht im Einzelnen wiederholt werden. Aus planerischer und betrieblicher Sicht ist die wichtigste Größe der erforderliche Brennstoffbedarf. Insgesamt kann konstatiert werden, dass neben einem größeren Abluftstrom

- geringere Wärmeübertragerflächen,
- höhere Transmissionswärmeverluste,
- größere Spülluftströme,
- vergrößerter Luftüberschuss des Brennersystems,
- Auskopplung von Heißgas,
- längere Umschaltzeiten und

- kleinere Druckverluste

in der Regel zu einer Vergrößerung des Verbrennungswärmebedarfs führen. Damit sind verschiedene Ansatzpunkte zur energetischen Optimierung der Anlagen vorhanden.

Bei Anlagen die häufig autotherm oder überautotherm arbeiten, müssen solche Optimierungsmaßnahmen allerdings mit Vorsicht vorgenommen werden, da sie die Ausprägung pseudo-unterautothemer Betriebszustände bei hohen Beladungen begünstigen. Diese sind dadurch gekennzeichnet, dass die Brennraumtemperatur bei zunehmender Energiezufuhr abnimmt. Je nach Regelungskonzept kann sich dabei der Brennstoffbedarf vergrößern und unter Umständen der Reaktor durchgehen. Maßnahmen, um diesen Zuständen entgegenzuwirken, wurden bereits in [502] erläutert. Eine Ausnahme stellen Anlagen mit heißem Bypass und Prozesswärmenutzung dar. Bei diesen könnte, sofern die Regelung geeignet ist, durch die energetische Optimierung der ausgekoppelte Wärmestrom maximiert werden.

Sind die Schadstoffkonzentrationen in der Abluft überwiegend niedriger, als für den autothermen Betrieb erforderlich, ist es in jedem Fall sinnvoll, den betrieblichen und bautechnischen Ist-Zustand zu überprüfen und ggf. zu verbessern.

Bei Altanlagen, die noch mit Sattelkörpern oder ähnlichen Füllkörpern bestückt sind, kann ein Ersatz durch Wabenkörper sinnvoll sein. Gegebenenfalls können je nach Gebläseleistung auch Waben gewechselt und durch solche mit größerer spezifischer Oberfläche ausgetauscht werden.

Die Verminderung der Transmissionswärmeverluste ist hingegen wegen technischer Risiken und des schlechten Kosten-Nutzen-Verhältnisses eine kaum geeignete Option. Bei bestehenden Anlagen wäre dies ohnehin kaum zu realisieren. Eine zusätzliche Außendämmung würde den Temperaturverlauf innerhalb der Reaktorwand verändern und könnte dadurch Korrosion begünstigen oder zu thermomechanischen Schäden führen. Zusätzliche Wärmedämmung auf der Innenseite wäre nur möglich, wenn gleichzeitig die Speichermasse ausgetauscht würde. Insofern bliebe nur ein Komplettaustausch der Innendämmung durch ein Material mit geringerer Wärmeleitfähigkeit. Dies wäre mit erheblichen Investitionskosten verbunden.

Eine größere Bedeutung kommt der Optimierung der Luftsysteme zu. So stellt zum Beispiel die Minderung des Verbrennungsluftüberschusses eine Maßnahme dar, die mit einfachen technischen Mitteln, ohne große Umbauarbeiten, mit geringen Kosten realisiert werden kann. Der erforderliche Spülluftstrom ist umso größer, je größer das Volumen der Luftverteilkästen ist. Daher sollte dieses möglichst klein gestaltet und der Spülluftstrom bzw. die Spüldauer bedarfsgemäß geregelt werden. Regel- bzw. Absperrklappen im heißen Bypass sollten eine möglichst geringe Leckagerate aufweisen.

Höhere Druckverluste reduzieren zwar den Brennstoffbedarf, da mehr Strömungsenergie in Wärme umgewandelt wird, dennoch sind derzeit aus wirtschaftlicher und ökologischer Sicht niedrige Druckverluste günstiger.

RNV-Anlagen werden bereits seit einigen Jahrzehnten erfolgreich zur Abluftreinigung eingesetzt. Trotzdem gibt es einige Betriebsaspekte für die es zukünftig Lösungen oder Verbesserungen zu finden gilt.

So besteht zum Beispiel ein wesentlicher Schwachpunkt der Systeme in den Abluft- und Reingasklappen. Sind diese nicht dauerhaft ausreichend dicht, kann trotz der fluid-dynamischen Dichtung Abluft ins Reingas übertreten und dieses verunreinigen. Dies führt teilweise dazu, dass Reingasgrenzwerte nicht eingehalten werden können obwohl der Ausbrand der Schadstoffe mehr als ausreichend ist.

Weitere Herausforderungen ergeben sich durch die Bildung von Belägen aus Oxidationsprodukten innerhalb der Regeneratoren und Kondensation oder Resublimation von Abluftinhaltsstoffen im Abluftkanal und den Luftverteilkästen, sowie an den Umschal Klappen und Regeneratorunterseiten.

Die Versuchsanlage im Technikum der Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH ist grundsätzlich bereits sehr gut ausgestattet. Um die Fehler beim Ermitteln der Brennstoffmassenströme zu verringern, sollten jedoch die Gasleitungen mit Wärmedämmung versehen oder mit Temperatursensoren ausgestattet werden. Drucktransmitter mit manueller Nullpunktjustage sollten evtl. durch solche mit automatischer Kalibrierung ausgetauscht werden. Weiter fehlt eine Messeinrichtung für die elektrische Energieaufnahme, die eine wesentliche Betriebsgröße darstellt und aus gesamtwirtschaftlicher Sicht sehr interessant ist. Um die theoretisch berechneten, ungleichmäßigen Randbedingungen an den einzelnen Regeneratoren auszuschließen, wäre eine Ringleitung am Ablufttrakt wünschenswert. Durch einen Umbau des Spülluftsystems und entsprechende Anpassung der Steuerung könnten Versuche mit Heißgasspülung durchgeführt und so die rechnerischen Vorhersagen validiert werden.

Die hier gezeigten Modellrechnungen haben gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen der Technikumsanlage gezeigt. Um die Qualität des Modells besser bewerten zu können, wären weitere Vergleiche mit Daten anderer Anlagen wünschenswert.

Auch aus wissenschaftlicher Sicht sind noch zahlreiche Fragen offen. So ist zum Beispiel das Oxidations- und Schadstoffbildungsverhalten der meisten Abluftschadstoffe unbekannt. Ferner sind das in bestimmten Betriebsbereichen instabile oder chaotische Verhalten von Strömungsumkehrreaktoren und die Ausbildung mehrfacher stationärer Zustände noch nicht vollständig verstanden. Für Wärmeübergang und Druckverlust liegen bisher überwiegend empirische oder semi-empirische Modelle vor und die bestimmenden Faktoren sind nicht für alle relevanten Randbedingungen und Geometrien bekannt. Ebenso fehlen manche Formfaktoren zur vereinfachten Berechnung der Wärmeleitung in Umhüllungen. Selbst für die Regeneratorgleichungen ist nach bald hundert Jahren der Forschung keine allgemeine, kompakte, analytische Lösung bekannt.

Es bleibt somit noch genügend Raum für zukünftige Forschung und Entwicklung.

ANHANG



A1 Anlagendaten

A1.1 Sensorik

Messgröße	Typ	Messbereich	rel. Messfehler	max. abs. Messfehler
p AL 1 dyn (alt) p SL dyn p SrLA dyn p SrLR dyn p BL dyn (alt)	digima 1758 SI-special instruments	0..5 mbar	±0,25% v.E.	±1,25 Pa
p AL 1 stat (alt) p AL 2 stat p SrLA stat p SrLR stat p BL stat	digima 304 SI-special instruments	0..100 mbar	±0,25% v.E.	±0,25 mbar
p SL stat	digima 305 SI-special instruments	0..200 mbar	±0,25% v.E.	±0,5 mbar
p Amb	digima 310 SI-special instruments	800..1200 mbar	±0,25% v.E.	±3 mbar
p RG 0 stat	ST3000 S900 R300 Honeywell	0..20 mbar	±0,5% v.E.	±0,1 mbar
p AL 1 dyn p RG 1 dyn p RG 2 dyn	P26 Halstrup-Walcher	0..250 Pa	±0,5% v.E.	±1,25 Pa
p AL 1 stat p RG 1 stat p RG 2 dyn	P26 Halstrup-Walcher	0..200 mbar	±0,5% v.E.	±1,0 mbar
p BL dyn (neu)	Deltabar S PMD 75 Endress+Hauser	0..100 mbar	±0,18% v.E.	±0,18 mbar
T BL (neu)	Omnigrad S TR 88 Endress+Hauser	-100..450°C	±(0,2 + 15/ T)%	±1,05 K
andere Temperaturen	Thermoelemente Typ K	0...1100°C (dauerhaft) -180...1300°C (kurzzeitig)	±0,4% v.E. zwischen -40°C und 375°C ±0,4% v.M. zwischen 375°C und 1000°C	±4 K
V EG BR V EG FL	RMG 132-A G40	$V_{\min} = 0,6 \text{ m}^3/\text{h}$ $V_{\max} = 65 \text{ m}^3/\text{h}$	±2% bei V_{\min} ±1% $V_{\min} < V < V_{\max}$	±0,65 m ³ /h
m LM 1 m LM 2 m LM 3	DS 150 K1 Kern	1..151.000 g	±2·10 ⁻³ % v.E.	±3 g
C _{ges}	EnvifID 900 Ersatec	0..100 ppm	±1% v.E.	±1 ppm
NO _{x(2)}	CLD 70 S Ecophysics	0..1000 ppm	±2%	±20 ppm
CO	URAS 14 ABB	0..1000 mg/m ³	±1%	±10 mg/m ³
CO ₂		0..30 Vol.-%		±0,3 Vol.-%
NO		0..1000 mg/m ³		±10 mg/m ³
N ₂ O		0..250 ppm		±2,5 ppm
O ₂	Magnos 16 ABB	0...25 Vol.-%	k. A.	k. A.

A1.2 Gebläse

Die angegebenen Betriebsdaten beziehen sich auf den Betrieb ohne Frequenzumrichter und wurden aus interpolierten Kennlinien berechnet.

Position	Typ	Volumenstrom	Totaldruck- erhöhung	Wellen- leistung	Dreh- frequenz- geregelt
		m ³ /h	mbar	kW	
Abluft	MXE160-012530-00 Induvent	3.000	112,8	21,0	ja
		5.000	112,5	25,1	
Spülluft	MHR 632 MORO	250	69,6	1,7	ja
		500	70,8	2,1	
Sperrluft	MSTS 6 MORO	250	111,0	1,9	nein
		500	71,9	2,5	
Verbrennungsluft (alt)	MSTS 4 MORO	50	71,9	0,7	nein
		100	72,5	0,7	
Verbrennungsluft (neu)	KXE080-000930 GR 360 Induvent	125*	28,9*	0,6*	ja
		250*	29,9*	0,7*	

(* bei 400°C und n = 2.711 min⁻¹)

A1.3 Strömungsprofile in den Luftleitungen

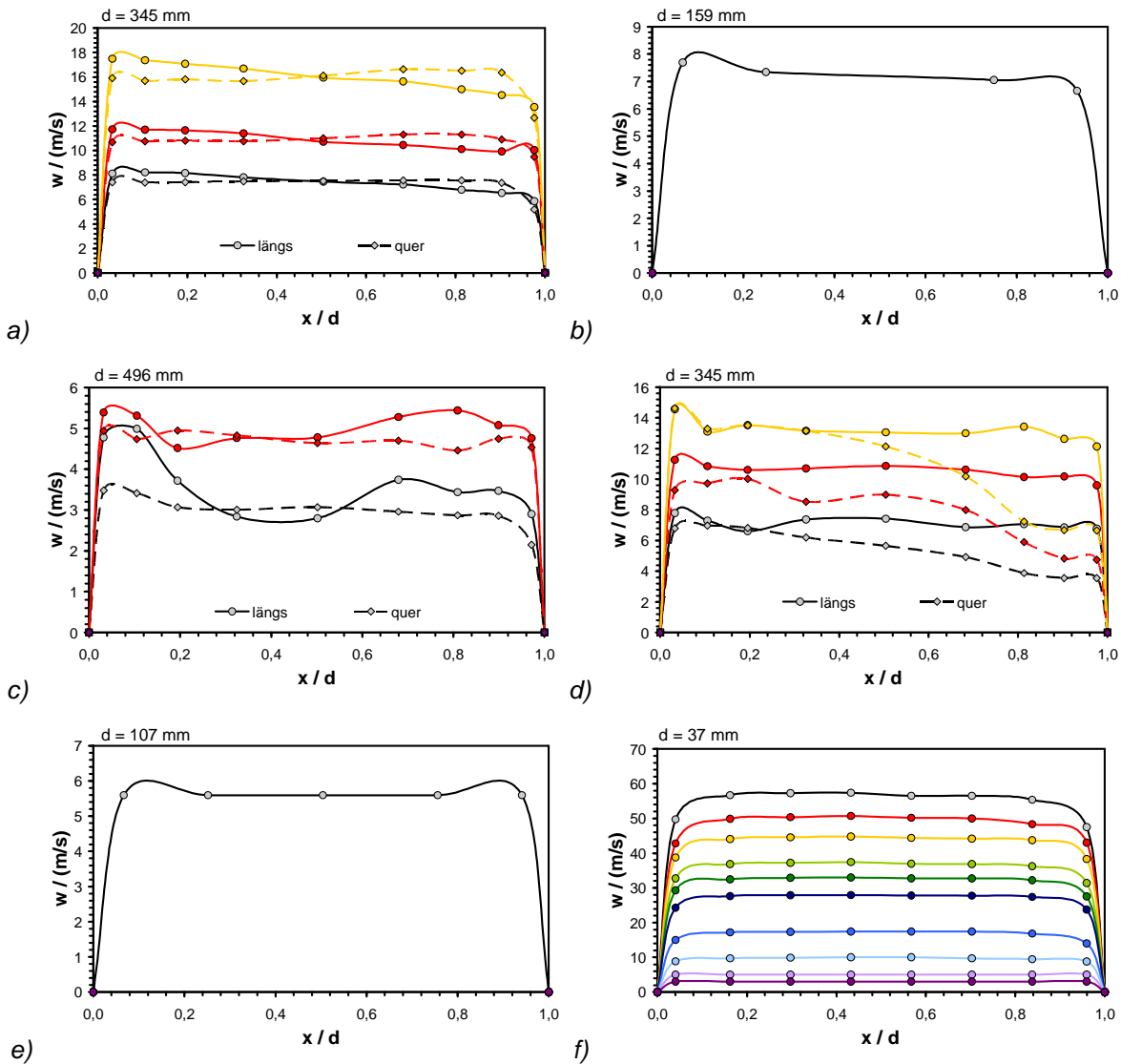


Abbildung 184: Gemessene Strömungsprofile: (a) Abluft; (b) Spülluft; (c) Reingas 1; (d) Reingas 2; (e) Sperrluft-Reingas; (f) Verbrennungsluft (System 2)

A2 Stoffdaten

A2.1 Eigenschaften der eingesetzten Speichermassen

In Tabelle 19 sind die Daten, der in der Technikumsanlage eingesetzten Keramikkörper, aufgelistet. Eigenschaften verschiedener Keramiken wurden bereits in Tabelle 4 genannt.

Tabelle 19: Daten der eingesetzten Keramikkörper

Größe	Einheit	Standard-waben	Brücken-waben	Einseitige Brücken-waben	Sattel-körper	Katalysator
Abmessungen	mm	150			35	150
		150			20	150
		300			20	150
Kanalzahl	-	40 x 40			-	82 x 82
Kanalweite	mm	3			-	1,55
Wandstärke	mm	0,7			3	0,24
spezifische Oberfläche	m ² /m ³	825	773	799	250	1.850
Lückengrad	-	0,64	0,65	0,66	0,74	0,71
spezifische Masse (ca.)	kg/m ³	965	934	904	697	702
Material	-	Tonerdeporzellan				Cordierit (dicht)

A2.2 Erdgaseigenschaften

Das an der Technikumsanlage eingesetzte Erdgas aus dem Netz der Stadtwerke besitzt die nachfolgend genannten Eigenschaften.

Zusammensetzung:	Methan	CH ₄	86,512 mol-%
	Stickstoff	N ₂	11,667 mol-%
	Ethan	C ₂ H ₆	1,272 mol-%
	Kohlendioxid	CO ₂	0,420 mol-%
	Propan	C ₃ H ₈	0,071 mol-%
	Hexan	C ₆ +	0,024 mol%
	i-Butan	C ₄ H ₁₀	0,014 mol-%
	n-Butan	C ₄ H ₁₀	0,012 mol-%
	n-Pentan	C ₅ H ₁₂	0,002 mol-%
	neo-Pentan	C ₅ H ₁₂	0,002 mol-%
Normdichte:	0,795 kg/m ³		
Brennwert:	9,861 kWh/m ³	bzw.	44.654 kJ/kg
Heizwert:	8,891 kWh/m ³	bzw.	40.261 kJ/kg
Luftbedarf:	8,5 m ³ /m ³		

A3 Berechnung von Stoffeigenschaften

A3.1 Verwendete Berechnungsansätze

Die Dichte wird wie zuvor erläutert über die thermische Zustandsgleichung des idealen Gases beschrieben

$$\rho = \rho_N \cdot \frac{T_N}{T} \frac{p}{p_N} \tag{Gl. 356}$$

mit $T_N = 273,15 \text{ K}$ und $p_N = 101.325 \text{ Pa}$. Die zugrunde gelegten Tabellendaten [31] gelten für trockene Luft mit einer Zusammensetzung von 78,12 Vol.-% N_2 , 20,96 Vol.-% O_2 und 0,92 Vol.-% Ar. Die mittlere molare Masse bei dieser Zusammensetzung beträgt 28,9588392 g/mol. Hiermit erhält man aus

$$\rho_N = \frac{p_N \cdot M_L}{R \cdot T_N} \tag{Gl. 357}$$

mit $R = 8,31447 \text{ J/molK}$ eine Norm-Dichte von $\rho_N = 1,291998 \text{ kg/m}_N^3$.

Die mit diesem Wert berechnete Dichte ist in Abbildung 185 (a) in Abhängigkeit der Temperatur bei Normdruck aufgetragen. Der relative Fehler zu den Tabellenwerten liegt im Bereich von 0 bis 1.000°C zwischen +1,27% und +1,37%.

Die anderen Eigenschaften der Luft werden in Abhängigkeit der absoluten Temperatur durch Polynome der Form

$$f(T) = \sum_{i=0}^n K_i \cdot T^i \tag{Gl. 358}$$

beschrieben, mit den Koeffizienten gemäß Tabelle 20.

Tabelle 20: Verwendete Polynomkoeffizienten

	$c_p(T/K) / (\text{kJ/kgK})$	$\lambda(T/K) / (\text{W/mK})$	$\nu(T/K) / (\text{m}^2/\text{s})$
K_0	+1,082396	+3,910363·10 ⁻⁴	-2,375652·10 ⁻⁶
K_1	-6,662317·10 ⁻⁴	+1,021134·10 ⁻⁴	+2,342885·10 ⁻⁸
K_2	+1,819624·10 ⁻⁶	-6,109978·10 ⁻⁸	+1,383980·10 ⁻¹⁰
K_3	-1,770881·10 ⁻⁹	+3,422178·10 ⁻¹¹	-4,562140·10 ⁻¹⁴
K_4	+8,660250·10 ⁻¹³	-7,953847·10 ⁻¹⁵	+1,047542·10 ⁻¹⁷
K_5	-2,122105·10 ⁻¹⁶	0	0
K_6	+2,069856·10 ⁻²⁰	0	0

Für die spezifische Wärmekapazität wurde ein Polynom 6. Grades an Daten angepasst, die mit den NASA-Polynomen [503] für den Temperaturbereich von 0°C bis 2.500°C berechnet wurden. Dort wird die Wärmekapazität mit zwei Polynomen 4. Grades in den Temperaturbereichen von 200 K bis 1.000 K und von 1.000 K bis 6.000 K beschrieben. Die Koeffizienten [395] gelten zwar für eine etwas andere Zusammensetzung von 78,084% N_2 , 20,9476% O_2 , 0,9365% Ar und 0,0319% CO_2 , die Übereinstimmung mit den Tabellendaten ist bei einer Abweichung von -0,16% bis +0,06% jedoch mehr als ausreichend (b).

Die anderen Stoffeigenschaften wurden an die tabellierten Werte aus [31] angepasst. Für die Wärmeleitfähigkeit wird ein Polynom 4. Grades verwendet, dessen relativer Fehler zwischen -0,03% und +0,07% beträgt (c). Auch zur Berechnung der kinematischen Viskosität wird ein Polynom 4. Grades zugrunde gelegt, das eine Genauigkeit zwischen -0,16% und + 0,06% aufweist (d).

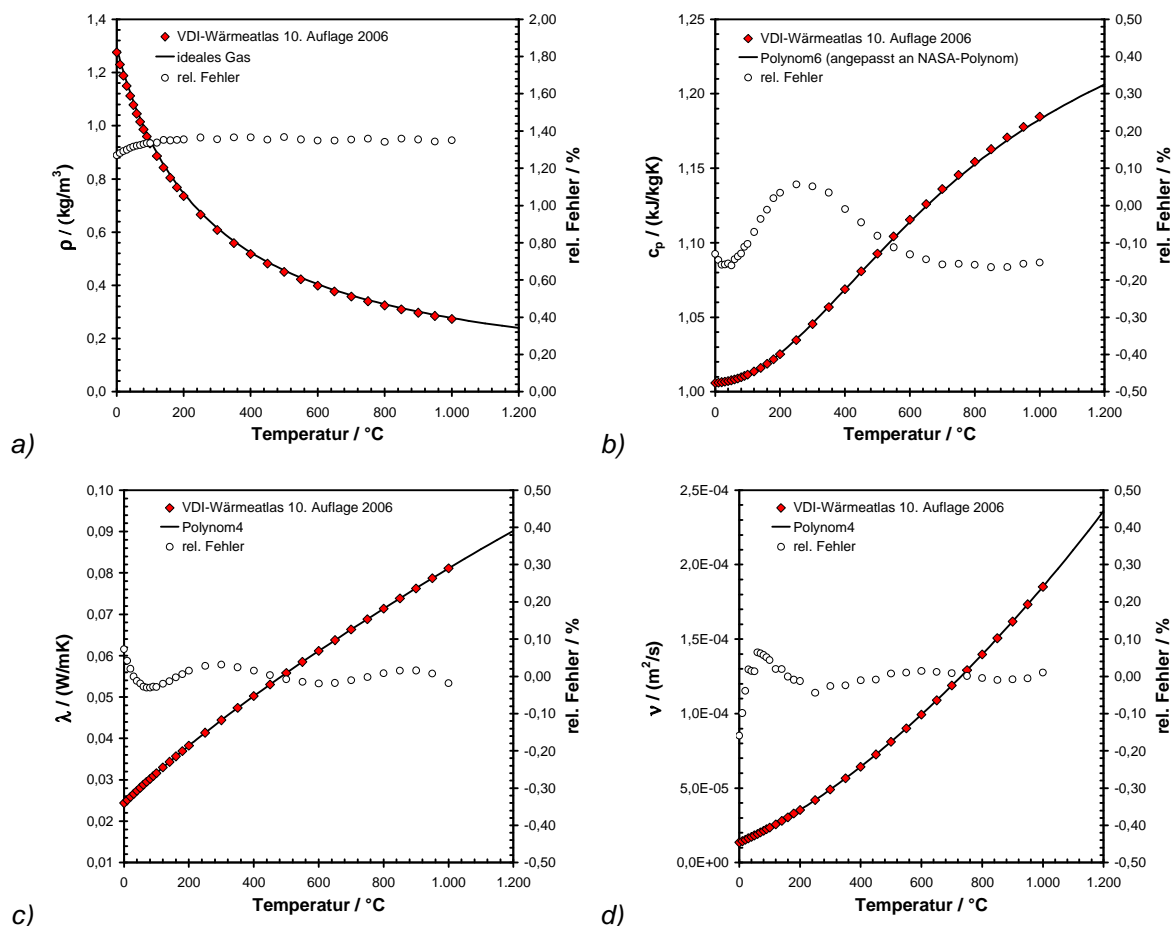


Abbildung 185: Verläufe und relative Fehler der berechneten Stoffeigenschaften: (a) Dichte; (b) spezifische Wärmekapazität; (c) Wärmeleitfähigkeit; (d) kinematische Viskosität

A3.2 Einfluss der Zusammensetzung auf die Stoffeigenschaften

In Abbildung 186 sind die Stoffeigenschaften verschiedener Reinstoffe in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Die spez. Wärmekapazitäten (a) wurden mit den NASA-Polynomen berechnet [395–397], die dynamische Viskosität (b) und die Wärmeleitfähigkeit (c) mit dem Ansatz von *Svehla* [380, 504]. Es wird deutlich, dass die Verläufe teilweise recht stark von den Werten trockener Luft abweichen. Insofern ist davon auszugehen, dass deren Daten nicht immer repräsentativ sind.

Die Berechnung von Mischungseigenschaften ist zwar grundsätzlich möglich, erfordert aber einen deutlich höheren Rechenaufwand. Darüber hinaus sind auch die Mischungsregeln mit Fehlern behaftet. Berechnet man beispielsweise für trockene Luft in der genannten Zusammensetzung die Stoffeigenschaften mit den o. g. Ansätzen, mittelt diese mit den Mischungsregeln von *Mason-Saxena*, *Wassiljewa* bzw. *Wilke* [31] und vergleicht die Werte mit denen der hier verwendeten Polynome (Abbildung 187 (a)), so ergeben sich Ab-

weichungen, die sehr viel größer sind als die Approximationsfehler. Die Mischungsrechnung gibt also die Tabellendaten ebenfalls nicht fehlerlos wieder. Der Einfluss von z. B. 5,0 Vol.-% Wasserdampf in der Luft (b) vergrößert zwar die Abweichungen, sie liegen jedoch dennoch in einem vertretbaren Rahmen.

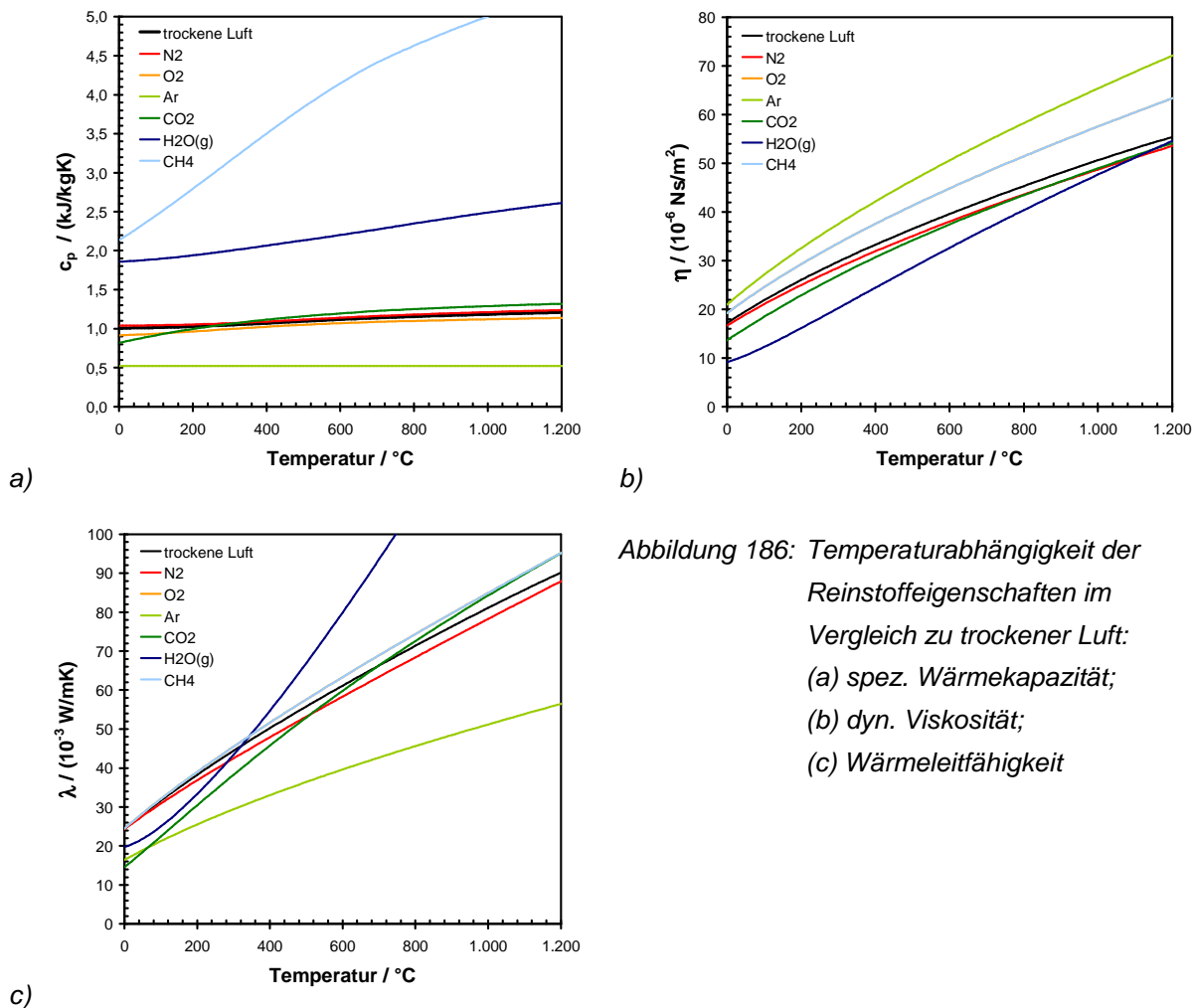


Abbildung 186: Temperaturabhängigkeit der Reinstoffeigenschaften im Vergleich zu trockener Luft: (a) spez. Wärmekapazität; (b) dyn. Viskosität; (c) Wärmeleitfähigkeit

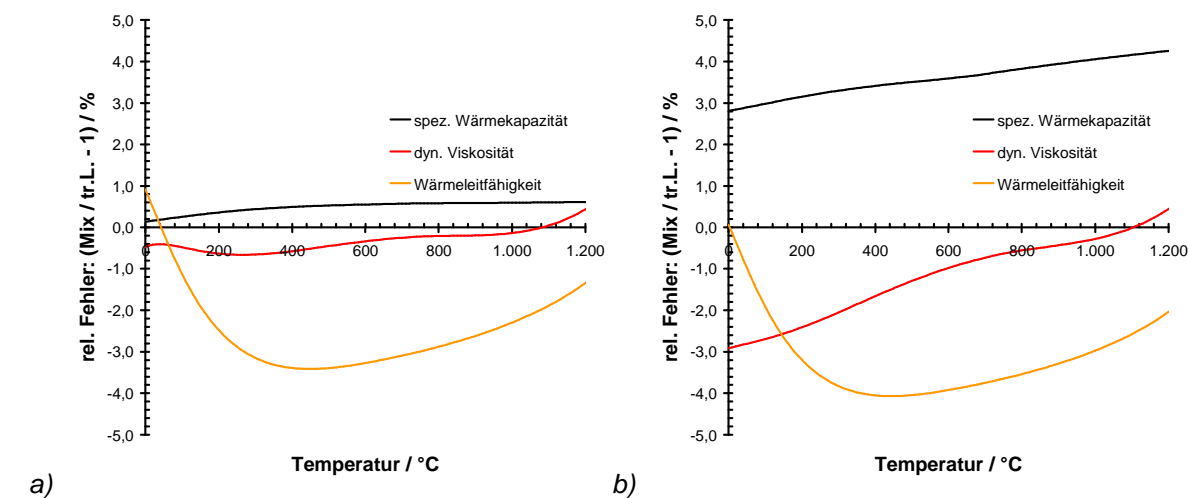


Abbildung 187: Relativer Fehler zwischen den Mischungseigenschaften und den hier verwendeten Ansätzen: (a) trockene Luft; (b) mit 5,0 Vol.-% Wasserdampf

In Abbildung 188 wurde der Einfluss von Methan und dessen Verbrennungsprodukten auf die Stoffeigenschaften untersucht. Dazu wurden verschiedene Mischungen aus Methan und feuchter Luft (Wassergehalt 5,0 Vol.-%) vorgegeben und für mehrere Temperaturen die Eigenschaften mit den genannten Methoden berechnet. Auf die gleiche Weise wurden die Stoffdaten des Reingases nach vollständiger Verbrennung bestimmt. Die Beträge der berechneten relativen Fehler ggü. trockener Luft sind bis zu einer Methan-Beladung von etwa 10 g/m^3 kleiner als 3 %, sodass bei weitgehend luftähnlichen Zusammensetzungen auf Mischungsrechnungen verzichtet werden kann und die genannten Ansätze für trockene Luft eine ausreichende Genauigkeit aufweisen.

Für Lösemittel, ähnliche Substanzen und komplexe Mischungen daraus kann an dieser Stelle kein Vergleich durchgeführt werden, da die hierzu benötigten Berechnungsansätze für die Reinstoffeigenschaften fehlen.

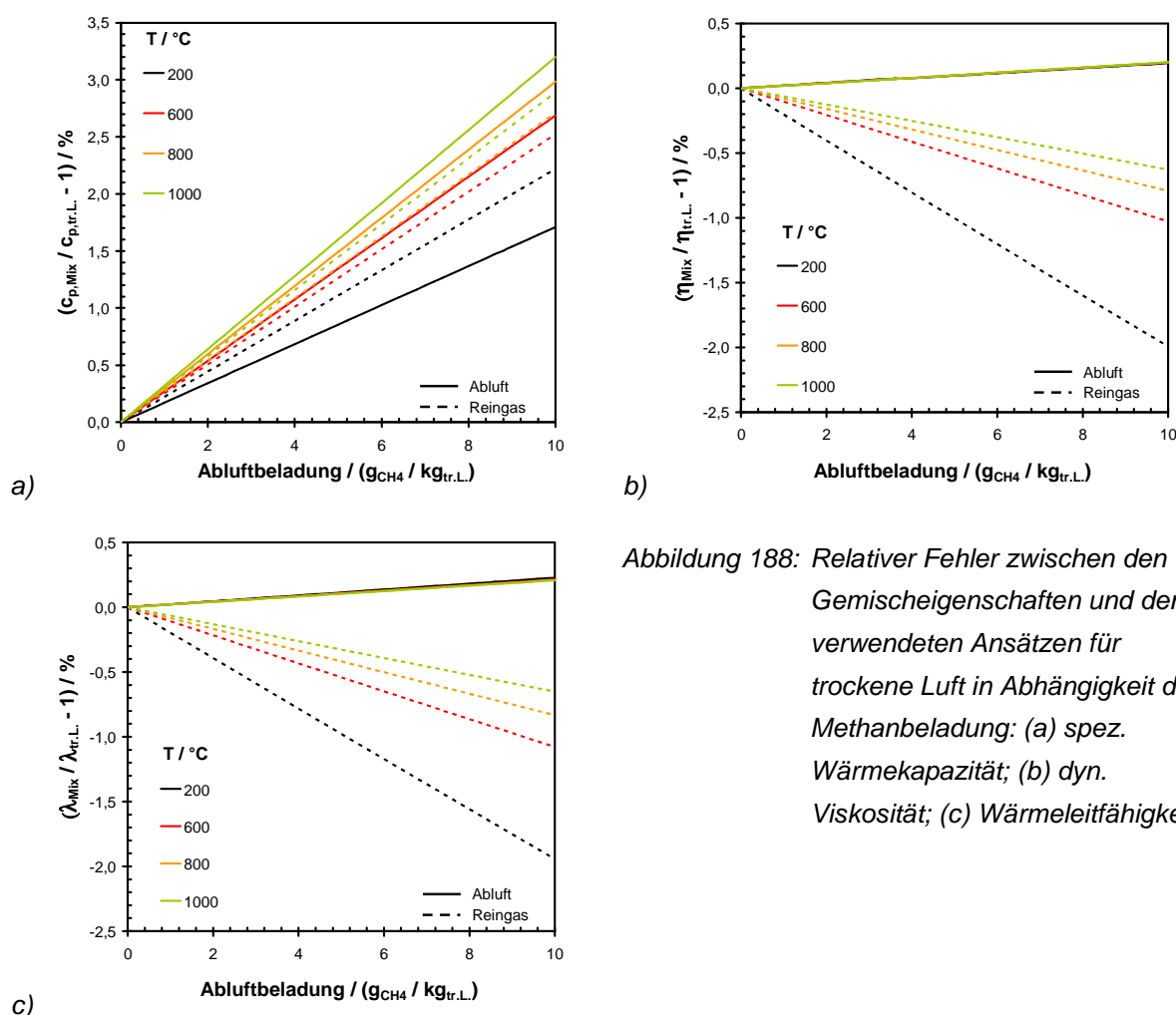


Abbildung 188: Relativer Fehler zwischen den Gemischeigenschaften und den verwendeten Ansätzen für trockene Luft in Abhängigkeit der Methanbeladung: (a) spez. Wärmekapazität; (b) dyn. Viskosität; (c) Wärmeleitfähigkeit

A3.3 Einfluss falscher Wärmekapazitäten bei der Temperaturiteration

In Abbildung 189 (a) sind die lokale und mittlere spezifische Wärmekapazität in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt, wobei sich Letztere auf eine Bezugstemperatur von 0 K bezieht. Zusätzlich ist als konstante Wärmekapazität der Wert der lokalen Wärmekapazität bei 25°C gezeigt.

In den anderen Diagrammen sind die Temperaturen aufgetragen, die sich ergeben, wenn die jeweilige Wärmekapazität zur Berechnung der Temperatur aus einem bekannten Wert der Enthalpie verwendet wird. Zur Ermittlung dieser Verläufe wurde zunächst für jede gegebene Temperatur die Enthalpie mit Hilfe des NASA-Polynoms berechnet. Aus der Enthalpie wurde dann mit der jeweiligen Wärmekapazität die Temperatur iterativ bestimmt, wobei als Abbruchkriterium eine maximale Temperaturänderung von 1 μ K zugrunde gelegt wurde.

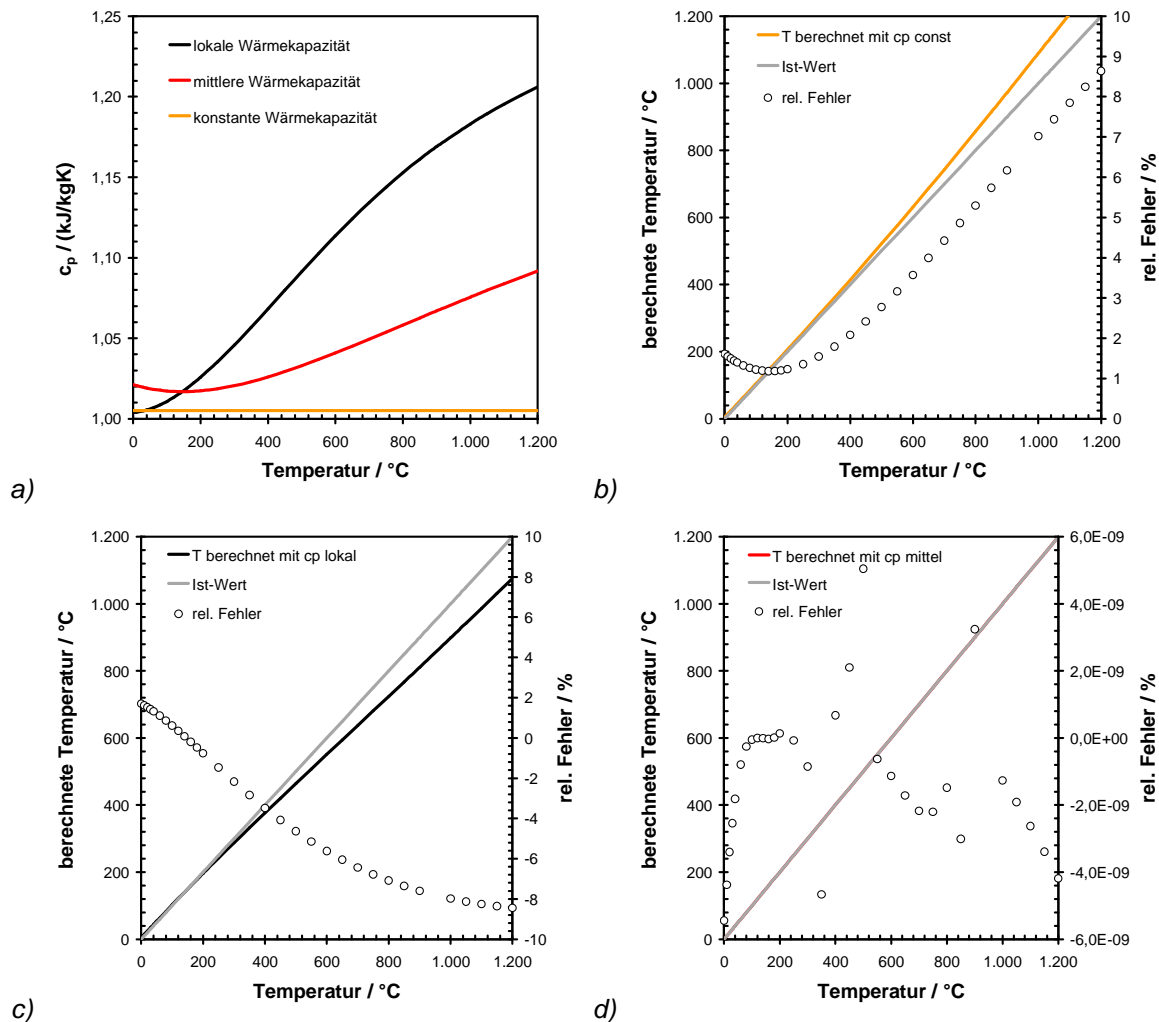


Abbildung 189: Verläufe der konstanten, lokalen und mittleren spez. Wärmekapazität (a) und Einfluss auf die iterierte Temperatur: (b) mit konstanter Wärmekapazität berechnet; (c) mit lokaler Wärmekapazität berechnet; (d) mit mittlerer Wärmekapazität berechnet

Diagramm (b) zeigt den Fehler der bei Verwendung der konstanten Wärmekapazität entsteht. Im dargestellten Bereich liegt dieser zwischen +1,6% und +8,6% bezogen auf die absolute Ist-Temperatur. Der absolute Fehler bei 1.200 $^{\circ}\text{C}$ beträgt +127 K. Der Gebrauch konstanter Wärmekapazitäten führt daher zu unverträglich großen Abweichungen.

Auch die Berechnung mit lokalen Wärmekapazitäten (c) führt zu erheblichen Fehlern, hier zwischen +1,7% und -8,5%, die sich selbst durch zusätzliche Iterationsschritte nicht verringern lassen. Die absolute Abweichung bei 1.200 $^{\circ}\text{C}$ beträgt -124 K.

Nur bei Anwendung der mittleren Wärmekapazität (d) erhält man die gesuchte Temperatur mit der vorgegebenen Genauigkeit.

A4 Kinetische Parameter

Die angegebenen Werte wurden unterschiedlichen Quellen entnommen und auf SI-Einheiten umgerechnet. Vor dem Verwenden der Werte sollte die Originalquelle geprüft werden.

Tabelle 21: Zusammenstellung kinetischer Daten

Nr.	Stoff	Mech.	Reakt.	Anwendungs- gebiet	Anwendungs- bereich	Rate	k_R	E_R	n	[A]	a	[B]	b	[C]	c	Quelle	Bem.	
							(mol/m ³) ⁻¹ (¹⁰⁺³⁰ K) ⁻¹ /s	J/mol	-	mol/m ³	-	mol/m ³	-	mol/m ³	-			
Methan																		
1	CH ₄	M1	R1+	Flammen	$\phi_{BS} = 0,5 \dots 1,6$	-dCH ₄ /dt	1,30E+08	202.641	0	CH ₄	-0,3	O ₂	1,3			[401]		
2	CH ₄	M1	R1+	Flammen	$\phi_{BS} = 0,5 \dots 1,6$	-dCH ₄ /dt	8,30E+05	125.604	0	CH ₄	-0,3	O ₂	1,3			[401]		
3	CH ₄	M1	R1+	Strömungsreaktor	T = 1.200...1.400 K	-dCH ₄ /dt	7,00E+08	251.208	-1	CH ₄	-0,5	O ₂	1,5			[404]	(*g)	
4	CH ₄	M1	R1+	Flammen		-dCH ₄ /dt	5,60E+12	103.800	0	CH ₄	1	O ₂				[404]		
5	CH ₄	M1	R1+	Flammen	$\phi_{BS} = 0,6 \dots 1,6$ $p = p_{Ni}$	-dCH ₄ /dt	2,50E+09	202.499	0	CH ₄	0,2	O ₂	1,3			[404]		
6	CH ₄	M1	R1+	Verbrennung		-dCH ₄ /dt	2,50E+09	202.499	0	CH ₄	0,2	O ₂	1,3			[409]		
7	CH ₄	M1	R1+			-dCH ₄ /dt	$\phi_{BS} = 0,55$	2,10E+21	230.274	0	CH ₄	1	O ₂	0,5			[505]	
							$\phi_{BS} = 0,6$	1,10E+30	226.087									
							$\phi_{BS} = 0,7$	3,10E+29	209.340									
							$\phi_{BS} = 0,8$	1,10E+28	167.472									
							$\phi_{BS} = 0,9$	9,10E+25	104.670									
8	CH ₄	M2	R1+	turbulenter Strömungsreaktor	T = 1.100...1.400 K $\phi_{BS} = 0,05 \dots 0,5$ $p = p_{Ni}$	-dCH ₄ /dt	1,58E+10	202.641	0	CH ₄	0,7	O ₂	0,8			[366]		
			R3+			+dCO ₂ /dt	1,74E+10	180.032	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5			
9	CH ₄	M2	R1+	Strömungsreaktor Verbrennung	T = 1.450...1.750 K $\phi_{BS} = 0,5 \dots 0,8$ $p = (0,3 \dots 0,8)p_{Ni}$	-dCH ₄ /dt	5,30E+15	238.648	0	CH ₄	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,5	[404]	(*a)	
R3+	-dCO/dt	1,80E+10	104.670			0	CO	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,5						
10	CH ₄	M2	R2+			-dCH ₄ /dt	1,70E+18	251.208	0	CH ₄	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,5	[404]	(*b)	
			R3+			-dCO/dt	3,50E+09	83.736	0	CO	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,5			
11	CH ₄	M2	R1+	Verbrennung	T = 300...2.100 K $\phi_{BS} = 0,7 \dots 1,3$ $p = p_{Ni}$	-dCH ₄ /dt	2,30E+09	202.641	0	CH ₄	-0,3	O ₂	1,3			[506]		
			R3+			-dCO/dt	3,16E+10	167.472	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5			
			R3-			-dCO ₂ /dt	5,00E+08	167.472	0	CO ₂	1							
12	CH ₄	M2	R1+	Verbrennung	$\phi_{BS} = 0 \dots 1$	-dCH ₄ /dt	2,00E+09	146.538	0	CH ₄	0,9	O ₂	1,1			[507]		
			R2+			-dCO/dt	2,00E+06	50.242	0	CO	1	O ₂	0,5					
			R2-			-dCO ₂ /dt	2,00E+09	50.242	0	CO ₂	1							
13	CH ₄	M2	R1+	Verbrennung	$\phi_{BS} = 0 \dots 1$	-dCH ₄ /dt	5,10E+08	146.538	0	CH ₄	0,7	O ₂	1,3			[507]		
			R2+			-dCO/dt	5,00E+05	50.242	0	CO	1	O ₂	0,5					
			R2-			-dCO ₂ /dt	5,00E+08	50.242	0	CO ₂	1							
14	CH ₄	M2	R1+	Verbrennung		-dCH ₄ /dt	2,00E+09	146.538	0	CH ₄	0,9	O ₂	1,1			[507]		
			R2+			-dCO/dt	2,00E+06	50.242	0	CO	1	O ₂	0,5					
			R2-			-dCO ₂ /dt	8,11E+10	323.196	0	CO ₂	1							
15	CH ₄	M2	R2+	Flammen	T = 630 K $\phi_{BS} = 0,5$ $p = 100$ kPa	-dCH ₄ /dt	1,12E+07	124.002	0	CH ₄	0,4439	O ₂	0,9228			[405]		
			R3+			-dCO/dt	1,21E+05	128.849	0	CO	0,6029	O ₂	1,4512					
16	CH ₄	M2	R2+	Flammen	T = 630 K $\phi_{BS} = 0,5$ $p = 100$ kPa	-dCH ₄ /dt	1,12E+07	124.227	0	CH ₄	0,4439	O ₂	0,9228			[405]		
			R3+			-dCO/dt	1,85E+03	99.607	0	CO	1,0363	O ₂	1,2386					
17	CH ₄	M2	R2+	Flammen	T = 753 K $\phi_{BS} = 0,5$ $p = 2.000$ kPa	-dCH ₄ /dt	5,92E+11	199.913	0	CH ₄	0,5458	O ₂	0,2488			[405]		
			R3+			-dCO/dt	2,68E+04	250.640	0,473	CO	0,8374	O ₂	1,7902					
18	CH ₄	M2	R2+	Flammen	T = 753 K $\phi_{BS} = 0,5$ $p = 2.000$ kPa	-dCH ₄ /dt	1,28E+12	192.746	0	CH ₄	0,5458	O ₂	0,1194			[405]		
			R3+			-dCO/dt	7,14E+04	241.660	0,5117	CO	0,7745	O ₂	1,6132					
19	CH ₄	M2+R6	R1+	MILD-Verbrennung		-dCH ₄ /dt	1,59E+10	200.013	0	CH ₄	0,7	O ₂	0,8			[508]		
			R3+			-dCO/dt	1,26E+10	170.314	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5			
			R3-			-dCO ₂ /dt	5,00E+08	170.314	0	CO ₂	1							
			R6+			-dH ₂ /dt	1,80E+10	146.410	0	H ₂	1	O ₂	0,5					
			R6-			+dH ₂ /dt	2,51E+14	397.922	0	H ₂ O	1							
20	CH ₄	M2+R6	R1+	MILD-Verbrennung		-dCH ₄ /dt	1,59E+10	200.013	0	CH ₄	0,7	O ₂	0,8			[508]		
			R3+			-dCO/dt	1,26E+10	170.314	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5			
			R3-			-dCO ₂ /dt	5,00E+08	170.314	0	CO ₂	1							
			R6+			-dH ₂ /dt	2,50E+09	146.410	0	H ₂	1	O ₂	0,5					
			R6-			+dH ₂ /dt	3,48E+13	398.321	0	H ₂ O	1							

ANHANG

Nr.	Stoff	Mech.	Reakt.	Anwendungs- gebiet	Anwendungs- bereich	Rate	K _R		E _R	n	[A]	a	[B]	b	[C]	c	Quelle	Bem.
							(mol/m ³) ¹⁺⁽ⁿ⁺¹⁾ /s	(mol/m ³) ¹⁺⁽ⁿ⁺¹⁾ /s										
Methan																		
21	CH ₄	M2+R6	R1+	MILD-Verbrennung		-dCH ₄ /dt	1,59E+10	200.013	0	CH ₄	0,7	O ₂	0,8				[508]	
			R3+			-dCO/dt	1,26E+04	41.838	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5			
			R3-			-dCO ₂ /dt	1,10E+13	328.023	-0,97	CO ₂	1							
			R6+			-dH ₂ /dt	1,80E+10	146.410	0	H ₂	1	O ₂	0,5					
			R6-			+dH ₂ /dt	2,51E+14	397.922	0	H ₂ O	1							
22	CH ₄	M2+R6	R1+	MILD-Verbrennung		-dCH ₄ /dt	1,59E+10	200.013	0	CH ₄	0,7	O ₂	0,8				[508]	
			R3+			-dCO/dt	1,26E+04	41.838	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5			
			R3-			-dCO ₂ /dt	1,10E+13	328.023	-0,97	CO ₂	1							
			R6+			-dH ₂ /dt	2,50E+09	146.410	0	H ₂	1	O ₂	0,5					
			R6-			+dH ₂ /dt	3,48E+13	398.321	0	H ₂ O	1							
23	CH ₄	M2	R3+	Flammen	φ _{BS} = 0,7...1,2 p = (0,25...1,5)p _N	+dCO ₂ /dt	1,06E+08	163.620	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5	[404]		
24	CH ₄	M3	R4+	Flammen	T = 630 K φ _{BS} = 0,5 p = 100 kPa	-dCH ₄ /dt	5,73E+08	119.113	0	CH ₄	0,629	O ₂	0,3151			[405]		
			R5+			-dCO/dt	7,91E+04	103.657	0	CO	1,2381	H ₂ O	0,6519					
			R6+			-dH ₂ /dt	1,73E+04	132.508	0,9595	H ₂	2,0099	O ₂	0,2601					
25	CH ₄	M3	R4+	Flammen	T = 630 K φ _{BS} = 0,5 p = 100 kPa	-dCH ₄ /dt	5,83E+08	119.313	0	CH ₄	0,4453	O ₂	0,4314			[405]		
			R5+			-dCO/dt	1,42E+05	102.335	0	CO	1,0006	H ₂ O	0,7332					
			R6+			-dH ₂ /dt	7,27E+06	102.210	0	H ₂	1,7597	O ₂	0,138					
26	CH ₄	M3	R4+	Flammen	T = 753 K φ _{BS} = 0,5 p = 2,000 kPa	-dCH ₄ /dt	1,96E+10	197.884	0	CH ₄	0,6677	O ₂	0,5875			[405]		
			R5+			-dCO/dt	5,99E+06	179.385	0	CO	1,0574	H ₂ O	0,7745					
			R6+			-dH ₂ /dt	2,06E+10	193.212	0	H ₂	1,1295	O ₂	0,3331					
27	CH ₄	M3	R4+	Flammen	T = 753 K φ _{BS} = 0,5 p = 2,000 kPa	-dCH ₄ /dt	2,63E+11	197.768	0,2376	CH ₄	0,5898	O ₂	0,1887			[405]		
			R5+			-dCO/dt	1,38E+05	163.238	0,4585	CO	1,0525	H ₂ O	0,6957					
			R6+			-dH ₂ /dt	3,59E+05	193.420	1,0117	H ₂	1,314	O ₂	0,597					
28	CH ₄	M5	R7+	Verbrennung		-dCH ₄ /dt	2,47E+09	125.604	0	CH ₄	0,5	O ₂	1,25			[507]		
			R8+			-dCH ₄ /dt	3,00E+05	125.604	0	CH ₄	1	H ₂ O	1					
			R5+			-dCO/dt	2,75E+06	83.736	0	CO	1	H ₂ O	1					
			R5-			-dCO ₂ /dt	2,75E+06	83.736	0	CO ₂	1	H ₂	1					
			R6+			-dH ₂ /dt	3,82E+13	167.472	0	H ₂	0,25	O ₂	1,5					
29	CH ₄	M5	R7+	Verbrennung		-dCH ₄ /dt	1,11E+08	125.604	0	CH ₄	0,5	O ₂	1,25			[507]		
			R8+			-dCH ₄ /dt	3,00E+05	125.604	0	CH ₄	1	H ₂ O	1					
			R5+			-dCO/dt	2,75E+06	83.736	0	CO	1	H ₂ O	1					
			R5-			-dCO ₂ /dt	2,75E+06	83.736	0	CO ₂	1	H ₂	1					
			R6+			-dH ₂ /dt	1,11E+13	167.472	0	H ₂	0,25	O ₂	1,5					
			R6-			-dH ₂ O/dt	1,11E+16	167.472	0	H ₂ O	1	H ₂	-0,75	O ₂	1			
30	CH ₄	M5	R7+	MILD-Verbrennung		-dCH ₄ /dt	2,47E+09	125.507	0	CH ₄	0,5	O ₂	1,25			[508]		
			R8+			-dCH ₄ /dt	3,00E+05	125.507	0	CH ₄	1	O ₂	1					
			R5+			-dCO/dt	2,75E+06	83.685	0	CO	1	H ₂ O	1					
			R5-			-dCO ₂ /dt	6,71E+07	113.808	0	CO ₂	1	H ₂	1					
			R6+			-dH ₂ /dt	1,80E+10	146.410	0	H ₂	1	O ₂	0,5					
			R6-			+dH ₂ /dt	2,51E+14	397.922	0	H ₂ O	1							
31	CH ₄	M5	R7+	MILD-Verbrennung		-dCH ₄ /dt	2,47E+09	125.507	0	CH ₄	0,5	O ₂	1,25			[508]		
			R8+			-dCH ₄ /dt	3,00E+05	125.507	0	CH ₄	1	O ₂	1					
			R5+			-dCO/dt	2,75E+06	83.685	0	CO	1	H ₂ O	1					
			R5-			-dCO ₂ /dt	6,71E+07	113.808	0	CO ₂	1	H ₂	1					
			R6+			-dH ₂ /dt	2,50E+09	146.410	0	H ₂	1	O ₂	0,5					
			R6-			+dH ₂ /dt	3,48E+13	398.321	0	H ₂ O	1							
32	CH ₄	M5	R7+	HITAC- Verbrennung		-dCH ₄ /dt	1,39E+07	125.604	0	CH ₄	0,5	O ₂	1,25			[409]		
			R8+			-dCH ₄ /dt	3,00E+02	125.604	0	CH ₄	1	H ₂ O	1					
			R5+			-dCO/dt	2,75E+03	83.736	0	CO	1	H ₂ O	1					
			R6+			-dH ₂ /dt	2,15E+11	167.472	-1	H ₂	0,25	O ₂	1,5					

Nr.	Stoff	Mech.	Reakt.	Anwendungs- gebiet	Anwendungs- bereich	Rate	k_R	E_R	n	[A]	a	[B]	b	[C]	c	Quelle	Bem.
							(mol/m ³) ^{1-(a+b+c)} K ⁻ⁿ /s	J/mol	-	mol/m ³	-	mol/m ³	-	mol/m ³	-		
Methan																	
33	CH ₄	M6	R9+	HITAC- Verbrennung		-dCH ₄ /dt	3,16E+11	207.665	0	CH ₄	0,5	O ₂	1,07	CH ₃	0,4	[409]	(*c)
			R10+			-dCH ₃ /dt	2,75E+10	209.340	0	CH ₃	0,9	O ₂	1,18	CH ₄	-0,37		
			R3+			-dCO/dt	1,26E+10	167.472	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5		
			R6+			-dH ₂ /dt	1,86E+09	171.659	0	H ₂	0,85	O ₂	1,42	CH ₃	-0,56		
34	CH ₄		R1+	Strömungsreaktor	T = 770...1.160 K CH ₄ = 0,5...1,4 Vol. %	-dCH ₄ /dt	1,52E+52	1.125.422	0	CH ₄	1					[509]	(*d)
			R2+			-dCH ₄ /dt	2,99E+10	222.647	0	CH ₄	1						
35	CH ₄		R2+	Strömungsreaktor	T = 770...1.160 K CH ₄ = 0,5...1,4 Vol. %	-dCH ₄ /dt	7,59E+16	349.189	0	CH ₄	1,5					[509]	
			R3+			-dCO/dt	1,05E+27	571.532	0	CO	1,7						
36	CH ₄		R1+	Strömungsreaktor	T = 770...1.160 K CH ₄ = 0,5...1,4 Vol. %	-dCH ₄ /dt	3,58E+47	999.074	0	CH ₄	1					[509]	(*d)
			R2+			-dCH ₄ /dt	8,74E+13	290.651	0	CH ₄	1,4						
			R3+			-dCO/dt	1,31E+25	527.101	0	CO	2,2						
37	CH ₄	M1	R1+	Festbettreaktor	T = 900...1.000 K CH ₄ = 0,5...2,0 Vol. %	-dCH ₄ /dt	1,61E+07	142.427	0	CH ₄	0,81					[199]	
38	CH ₄	M1	R1+	Monolithreaktor	T = 840...900 K CH ₄ = 0,5...1,7 Vol. %	-dCH ₄ /dt	6,86E+06	130.622	0	CH ₄	0,94					[199]	
39	CH ₄		R1+	Monolithreaktor	T = 930...1.090 K CH ₄ = 0,38...1,2 Vol. %	-dCH ₄ /dt	8,71E+11	260.304	0	CH ₄	1					[509]	
			R2+			-dCH ₄ /dt	2,84E+02	79.904	0	CH ₄	1						
40	CH ₄		R2+	Monolithreaktor	T = 930...1.090 K CH ₄ = 0,38...1,2 Vol. %	-dCH ₄ /dt	2,52E+04	112.996	0	CH ₄	0,9					[509]	
			R3+			-dCO/dt	2,95E+06	137.388	0	CO	1,1						
41	CH ₄		R1+	Monolithreaktor	T = 930...1.090 K CH ₄ = 0,38...1,2 Vol. %	-dCH ₄ /dt	5,38E+13	306.927	0	CH ₄	0,7					[509]	
			R2+			-dCH ₄ /dt	1,08E+05	127.734	0	CH ₄	0,8						
			R3+			-dCO/dt	7,61E+07	170.952	0	CO	1						
Methanol																	
42	CH ₃ OH	M2	R2+	Flammen	T = 1.000...1.120 K φ _{BS} = 0,03...3,16	-dCH ₃ OH/dt	5,25E+12	229.437	0	CH ₃ OH	0,81					[404]	(*e)
43	CH ₃ OH	M2	R2+		T = 1.000...1.120 K φ _{BS} = 0,03...3,16	-dCH ₃ OH/dt	1,26E+28	514.976	0	CH ₃ OH	1,55					[404]	(*f)
44	CH ₃ OH	M1	R1+	Flammen	φ _{BS} = 0,5...4,1	-dCH ₃ OH/dt	1,01E+08	125.604	0	CH ₃ OH	0,25	O ₂	1,5			[401]	
Ethan																	
45	C ₂ H ₆	M2	R2+	Flammen	φ _{BS} = 0,6...1,2 P = P _N	-dC ₂ H ₆ /dt	3,48E+09	167.472	0	C ₂ H ₆	0,1	O ₂	1,65			[404]	
			R2-			+dC ₂ H ₆ /dt	1,00E+08	167.472	0	CO	1	H ₂ O	1				
			R3+			-dCO/dt	8,40E+09	167.472	0	CO	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,25		
			R3-			-dCO ₂ /dt	1,00E+09	167.472	0	CO ₂	1						
Propan																	
46	C ₃ H ₈	M2	R2+	Flammen	φ _{BS} = 0,8...1,2 P = P _N	-dC ₃ H ₈ /dt	7,59E+07	125.604	0	C ₃ H ₈	0,1	O ₂	1,65			[404]	
			R2-			+dC ₃ H ₈ /dt	1,00E+06	125.604	0	CO	1	H ₂ O	1				
			R3+			-dCO/dt	8,40E+09	167.472	0	CO	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,25		
			R3-			-dCO ₂ /dt	1,00E+09	167.472	0	CO ₂	1						
47	C ₃ H ₈	M2	R2+	Strömungsreaktor Verbrennung	T = 573...873 K φ _{BS} = 0,45...0,625	-dC ₃ H ₈ /dt	4,97E+03	38.498	0	C ₃ H ₈	0,5					[404]	
			R3+			-dCO/dt	1,30E+08	125.604	0	CO	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,5		
48	C ₃ H ₈	M1	R1+	Flammen		-dC ₃ H ₈ /dt	4,20E+11	61.500	0	C ₃ H ₈	1					[404]	(*g)
Kohlenmonoxid																	
49	CO	-	R3+	Strömungsreaktor Flammen	T = 840...2.360 K P = P _N	-dCO/dt	1,30E+08	125.604	0	CO	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,5	[404]	
50	CO	-	R3+	Strömungsreaktor	T = 1.023...1.373 K O ₂ > 5%	-dCO/dt	3,29E+07	133.978	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5	[404]	(*g)
51	CO	-	R3+		T = 650...750 K P = P _N	-dCO/dt	1,83E+10	234.461	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5	[404]	(*g)
52	CO	-	R3+		T = 900...1.000 K P = P _N	-dCO/dt	2,28E+16	288.889	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5	[404]	(*g)
53	CO	-	R3+		T = 1.600...2.100 K P = P _N	-dCO/dt	3,35E+06	87.923	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5	[404]	(*g)
54	CO	-	R3+		T = 1.063...1.593 K P = P _N	-dCO/dt	5,69E+07	118.486	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5	[404]	
55	CO	-	R3+	Strömungsreaktor	T = 1.030...1.230 K φ _{BS} = 0,04...0,5 P = P _N H ₂ O = 0,1...3,0 %	-dCO/dt	1,26E+10	167.472	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5	[366]	(*g)
56	CO	-	R3+	Flammen		-dCO/dt	7,05E+06	96.800	0	CO	1					[404]	(*g)
57	CO	-	R3+	Flammen		-dCO/dt	1,40E+12	96.300	0	CO	1					[404]	(*g)
58	CO	-	R3+	Verbrennung	T = 800...1.150	-dCO/dt	1,47E+10	190.776	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5	[510]	
59	CO	-	R3+	Verbrennung	T = 1.150...1.600	-dCO/dt	3,67E+04	66.855	0	CO	1	O ₂	0,25	H ₂ O	0,5		
60	CO	-	R3+	Verbrennung		-dCO/dt	1,30E+05	125.590	0	CO	1	O ₂	0,5	H ₂ O	0,5	[511]	
			R3-			-dCO ₂ /dt	7,50E+11	386.623	0	CO ₂	1						

Nr.	Stoff	Mech.	Reakt.	Anwendungsgebiet	Anwendungsbereich	Rate	k_R	E_R	n	$[A]$	a	$[B]$	b	$[C]$	c	Quelle	Bem.
							$(\text{mol/m}^3)^{1+(a+b+c)} \cdot \text{s}$	J/mol	-	mol/m^3	-	mol/m^3	-	mol/m^3	-		
Wasserstoff																	
61	H ₂	-	R6+	Strömungsreaktor	T = 850...1.110 K p = p _N	-dH ₂ /dt	5,13E+10	165.379	0	H ₂ O	1					[404]	(*g)
62	H ₂	-	R6+	Verbrennung		-dH ₂ /dt	3,60E+05	6.860	0	H ₂ O	1,5	O ₂	1			[404]	(*g)
63	H ₂	-	R6+	Diffusionsflamme		-dH ₂ /dt	8,94E+05	57.370	0	H ₂ O	1	O ₂	0,92			[404]	(*g)
64	H ₂	-	R6+	Flammen		-dH ₂ /dt	2,14E+14	129.000	0	H ₂ O	1					[404]	(*g)

Bemerkungen:

(*a: Parallelreaktionen)

(*b: Zweischrittmechanismus)

(*c: tatsächliche Stoßzahl von R10+ ist zu berechnen mit $7,93 \cdot \exp(-2,48 \cdot \phi_{\text{BS}}) \cdot k_R$)

(*d: nicht anwendbar, nur zum Vergleich angegeben)

(*e: für magere Gemische)

(*f: für fette Gemische)

(*g: Reaktionsgleichung nicht angegeben, daher angenommen)

Parameter für die Brutto-Reaktionsrate gemäß $r = k_R \cdot e^{-E_R/RT} \cdot T^n \cdot [A]^a \cdot [B]^b \cdot [C]^c$

(Einheiten: m, s, mol, K)

A5 Ansätze zur Berechnung der Nußelt-Zahl

Die angegebenen Gleichungen wurden aus verschiedenen Quellen zusammengestellt. Vor dem Verwenden der Formeln sollten die Originalquellen geprüft werden.

Randbedingungen		Gleichung		Gültigkeitsbereich		Quelle	
T-Randbedingung: peripher und axial konstante Wandtemperatur							
Gleichung von Pohlhausen							
Randbedingung T							
1	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T} = 0,332 \cdot \text{Pr}^{-1/6} \cdot (x^*)^{1/2}$	Pr > 0,1		[31]
	Anlauf	thermisch	x				
Gleichung von Martin							
Randbedingung T							
2	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T} = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{1 + 22 \text{Pr}} \right)^{1/6} (x^*)^{1/2}$			[31]
	Anlauf	thermisch	x				
Gleichung von Martin							
Randbedingung T $Nu_{x,T,1} = 3,66$ $x^* \rightarrow \infty$							
3	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T,2} = 1,077 \cdot (x^*)^{-1/3}$	$x^* \rightarrow 0$		[31]
	Anlauf	thermisch	x	$Nu_{x,T,3} = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{1 + 22 \text{Pr}} \right)^{1/6} (x^*)^{1/2}$			
		hydrodyn.	x	$Nu_{x,T} = [Nu_{x,T,1}^3 + 0,7^3 + (Nu_{x,T,2} - 0,7)^3 + Nu_{x,T,3}^3]^{1/3}$			
Gleichung von Churchill + Ozoe							
Randbedingung T							
4	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T} = 5,357 \cdot K \cdot \left[1 + \left(\frac{284x^*}{\pi} \sqrt{1 + \left(\frac{\text{Pr}}{0,0468} \right)^2} \cdot K^2 \right)^{4/3} \right]^{3/8} - 1,7$			[437]
	Anlauf	thermisch	x				
$K = \left[1 + (388/\pi \cdot x^*)^{8/9} \right]^{3/8}$							
Gleichung von Shah							
Randbedingung T							
5	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T} = 3,657 + 6,874 \cdot (1000x^*)^{-0,488} e^{-57,2x^*}$	$x^* > 0,001$		[455]
	Anlauf	thermisch	x				
Gleichung von Shah							
Randbedingung T							
6	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T} = 1,077 \cdot (x^*)^{-1/3} - 0,7$	$x^* \leq 0,01$		[437]
	Anlauf	thermisch	x	$Nu_{x,T} = 3,657 + 6,874 \cdot (1000x^*)^{-0,488} e^{-57,2x^*}$	$x^* > 0,01$		
Gleichung von Churchill + Ozoe							
Randbedingung T							
7	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T} = 5,357 \cdot \left[1 + \left(\frac{388}{\pi} x^* \right)^{8/9} \right]^{3/8} - 1,7$			[437]
	Anlauf	thermisch	x				
hydrodyn. -							

Gleichung von Sellars						
	Randbedingung	T				
8	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T} = 1,3565 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$	$x^* \leq 0,01$	[438]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-			
Gleichung von Sellars						
	Randbedingung	T		$Nu_{x,T,1} = 3,66$	$x^* \rightarrow \infty$	
9	Nu	mittel	x	$Nu_{x,T,2} = 1,077 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$	$x^* \rightarrow 0$	[31]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-	$Nu_{x,T} = [Nu_{x,T,1}^3 + 0,7^3 + (Nu_{x,T,2} - 0,7)^3]^{\frac{1}{3}}$	$0 < x^* < \text{inf}$	
Gleichung von Pohlhausen						
	Randbedingung	T				
10	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T} = 0,664 \cdot \text{Pr}^{\frac{1}{6}} (x^*)^{\frac{1}{2}}$	$\text{Pr} > 0,1$	[31]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	x			
Gleichung von Martin						
	Randbedingung	T				
11	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T} = \left(\frac{2}{1 + 22 \text{Pr}} \right)^{\frac{1}{6}} (x^*)^{\frac{1}{2}}$		[31]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	x			
Gleichung von Martin						
	Randbedingung	T		$Nu_{m,T,1} = 3,66$	$x^* \rightarrow \infty$	
12	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T,2} = 1,615 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$	$x^* \rightarrow 0$	[31]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	x	$Nu_{m,T,3} = \left(\frac{2}{1 + 22 \text{Pr}} \right)^{\frac{1}{6}} (x^*)^{\frac{1}{2}}$		
			-	$Nu_{m,T} = [Nu_{m,T,1}^3 + 0,7^3 + (Nu_{m,T,2} - 0,7)^3 + Nu_{m,T,3}^3]^{\frac{1}{3}}$		
Gleichung von Martin						
	Randbedingung	T				
13	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T} = 3,66 + \frac{(0,049 + \frac{0,020}{\text{Pr}}) \cdot (x^*)^{-1,12}}{1 + 0,065 \cdot (x^*)^{-0,7}}$		[512]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	x			
Gleichung von Shah						
	Randbedingung	T				
14	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T} = 1,615 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}} - 0,7$	$x^* \leq 0,005$	[437]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-	$Nu_{m,T} = 1,615 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}} - 0,2$	$0,005 < x^* \leq 0,03$	
			-	$Nu_{m,T} = 3,657 + \frac{0,0499}{x^*}$	$x^* > 0,03$	
(bezogen auf mittlere logarithmische Temperaturdifferenz)						
Gleichung von Shah						
	Randbedingung	T				
15	Nu	mittel	x	$Nu_{a,T} = 1,615 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}} - 0,7$	$x^* \leq 0,005$	[437]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-	$Nu_{a,T} = 1,615 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}} - 0,2$	$0,005 < x^* \leq 0,03$	
			-	$Nu_{a,T} = \frac{0,05}{x^*}$	$x^* > 0,02$	
			-			
(bezogen auf arithm. gemittelte Temperaturdifferenz)						
Gleichung von Hausen						
	Randbedingung	T				
16	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T} = 3,66 + \frac{0,0668}{x^* \cdot [1 + 0,04 \cdot (x^*)^{\frac{2}{3}}]}$		[438]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-			
(parabolisches Geschwindigkeitsprofil)						
Gleichung von Hausen						
	Randbedingung	T				
17	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T} = 3,66 + \frac{0,104}{x^* \cdot [1 + 0,016 \cdot (x^*)^{-0,8}]}$		[438]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-			
(Langhaar-Geschwindigkeitsprofil)						
Gleichung von Hausen						
	Randbedingung	T		$Nu_{m,T,1} = 3,66$	$x^* \rightarrow \infty$	
18	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T,2} = 1,615 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$	$x^* \rightarrow 0$	[31]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-	$Nu_{m,T} = [Nu_{m,T,1}^3 + 0,7^3 + (Nu_{m,T,2} - 0,7)^3]^{\frac{1}{3}}$	$0 < x^* < \text{inf}$	
Gleichung von Grigull + Tratz						
	Randbedingung	T				
19	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T} = 3,655 + \frac{42,1}{K^{0,46} \cdot (69,0 + K^{1,64})^{0,301}}$	$x^* < 0,01$	[455]
		lokal	x			
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-	$K = 1000x^*$		

Gleichung von Hawthorn					
	Randbedingung	T			
20	Nu	mittel	x	$Nu_{m,T} = 3,66 \left[1 + \frac{0,095}{x^*} \right]^{0,45}$	[514]
		lokal	?		
	Anlauf	thermisch	?		
		hydrodyn.	?		

Gleichung von Stephan + Preußer					
	Randbedingung	T			
21	Nu	mittel	?	$Nu_T = 3,657 + \frac{0,0677 (x^*)^{-1,33}}{1 + 0,1 \text{Pr}^{0,7} (x^*)^{-0,3}}$	0,7 < Pr < 7 oder Gz < 33 für Pr > 7
		lokal	?		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	x		

Gleichung von Hausen					
	Randbedingung	T			
22	Nu	mittel	?	$Nu_T = 3,66 + \frac{0,19 (x^*)^{0,8}}{1 + 0,117 \text{Pr}^{0,533} (x^*)^{-0,467}}$	[513]
		lokal	?		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	-		

Gleichung von Wallace + Viljoen					
	Randbedingung	T			
23	Nu	mittel	?	$Nu_T = 3,66 \cdot \left[1 + \frac{0,05226}{0,0166 + x^*} \right]$	[210]
		lokal	?		
	Anlauf	thermisch	?		
		hydrodyn.	?		

T4-Randbedingung: nicht-linearer Strahlungswärmestrom

Gleichung von Chen					
	Randbedingung	T4			
24	Nu	mittel	x	$\frac{Nu_{x,T4}}{Nu_{x,H}} = 0,928 - 0,023 \ln \gamma$	0,001 ≤ x* ≤ 0,1 und γ ≤ 40
		lokal	x		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	-		

Gleichung von Kadaner					
	Randbedingung	T4			
25	Nu	mittel	x	$\frac{Nu_{x,T4}}{Nu_{x,H}} = 0,94 - \frac{0,0061 - 0,0053 \ln x^*}{1 + 0,0242 \ln x^*} \ln \frac{\gamma}{2}$	0,001 ≤ x* ≤ 0,2 und 0,2 < γ < 100
		lokal	x		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	-		

ΔT-Randbedingung: konstante Temperaturdifferenz

Gleichung von Kakac + Yener					
	Randbedingung	ΔT			
26	Nu	mittel	x	$Nu_{m,\Delta T} = 4,36 + \frac{0,10}{x^* \cdot [1 + 0,016 \cdot x^{*-0,8}]}$	[438]
		lokal	x		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	-		

(bei Langhaar-Geschwindigkeitsprofil)

H-Randbedingung: konstanter axialer Wärmestrom

Gleichung von Churchill + Ozoe					
	Randbedingung	T			
27	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H} = 5,364 \cdot K \cdot \left[1 + \left(\frac{115,2x^*}{\pi} \sqrt{1 + \left(\frac{\text{Pr}}{0,0207} \right)^2 \cdot K^2} \right)^{\frac{5}{3}} \right]^{\frac{3}{10}} - 1$	[437]
		lokal	x		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	x		

$$K = \left[1 + (220/\pi \cdot x^*)^{\frac{10}{9}} \right]^{\frac{3}{10}}$$

Gleichung von Gauler					
	Randbedingung	H			
28	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H} = 0,462 \text{Pr}^{-\frac{1}{6}} (x^*)^{\frac{1}{2}}$	Pr > 0,7
		lokal	x		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	x		

Gleichung von Spang					
	Randbedingung	H			
29	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H,1} = 4,364$ $x^* \rightarrow \infty$	[31]
		lokal	x		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	x		

$$Nu_{x,H,2} = 1,302 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}} \quad x^* \rightarrow 0$$

$$Nu_{x,H,3} = 0,459 \text{Pr}^{-\frac{1}{6}} (x^*)^{\frac{1}{2}}$$

$$Nu_{x,H} = \left[Nu_{x,H,1}^3 + 1 + (Nu_{x,H,2} - 1)^3 + Nu_{x,H,3}^3 \right]^{\frac{1}{3}}$$

Gleichung von Shah					
	Randbedingung	H			
30	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H} = 4,364 + 8,68 \cdot (1000x^*)^{-0,506} e^{-41,0x^*}$	x* > 0,001
		lokal	x		
	Anlauf	thermisch	x		
		hydrodyn.	-		

Gleichung von Shah						
	Randbedingung	H	$Nu_{x,H,1} = 4,364$	$x^* \rightarrow \infty$		
31	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H,2} = 1,302 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$	$x^* \rightarrow 0$	$0 < x^* < \text{inf}$
	Anlauf	thermisch	x			[31]
		hydrodyn.	-	$Nu_{x,H} = [Nu_{x,H,1}^3 + 1 + (Nu_{x,H,2} - 1)^3]^{\frac{1}{3}}$		
Gleichung von Shah						
	Randbedingung	H	$Nu_{x,H} = 1,302 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}} - 1$	$x^* \leq 0,00005$		
32	Nu	mittel	x			
	Anlauf	thermisch	x	$Nu_{x,H} = 1,302 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}} - 0,5$	$0,00005 \leq x^* \leq 0,0015$	[437]
		hydrodyn.	-	$Nu_{x,H} = 4,364 + 8,68 \cdot (1000 x^*)^{-0,506} e^{-41,0 x^*}$	$x^* > 0,0015$	
Gleichung von Sellars						
	Randbedingung	H				
33	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H} = 1,6393 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$		$x^* \leq 0,01$
	Anlauf	thermisch	x			[438]
		hydrodyn.	-			
Gleichung von Kakac + Yener						
	Randbedingung	H				
34	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H} = 4,36 + \frac{0,023}{x^* \cdot \left[1 + \frac{0,0012}{x^*}\right]}$		[438]
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-			
	<small>(bei parabolischem Geschwindigkeitsprofil)</small>					
Gleichung von Kakac + Yener						
	Randbedingung	H				
35	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H} = 4,36 + \frac{0,036}{x^* \cdot \left[1 + \frac{0,0011}{x^*}\right]}$		[438]
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-			
	<small>(bei Langhaar-Geschwindigkeitsprofil)</small>					
Gleichung von Churchill + Ozoe						
	Randbedingung	H				
36	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H} = 5,364 \cdot \left[1 + \left(\frac{220}{\pi} x^*\right)^{\frac{10}{9}}\right]^{\frac{3}{10}} - 1$		[437]
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	-			
Gleichung von Worsøe-Schmidt						
	Randbedingung	T				
37	Nu	mittel	x	$Nu_{x,H} = \left(0,768058587x^{*1/3} + 0,65298952x^{*2/3} + 0,62172x^* + 0,67151x^{*4/3}\right)^{-1}$		$0,0002 < x^* < 0,005$
	Anlauf	thermisch	x	$\left(+ 0,77044x^{*5/3} + 0,93839x^{*2} + 1,21900x^{*7/3} - 4x^*\right)$		[437]
		hydrodyn.	-			
Gleichung von Gauler						
	Randbedingung	H				
38	Nu	mittel	x	$Nu_{m,H} = 0,924 \text{Pr}^{-\frac{1}{6}} (x^*)^{\frac{1}{2}}$		$\text{Pr} > 0,7$
	Anlauf	thermisch	x			[31]
		hydrodyn.	x			
Gleichung von Shah						
	Randbedingung	H	$Nu_{m,H,1} = 4,364$	$x^* \rightarrow \infty$		
39	Nu	mittel	x	$Nu_{m,H,2} = 1,953 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$	$x^* \rightarrow 0$	
	Anlauf	thermisch	x			$0,7 < \text{Pr} < 1.000$
		hydrodyn.	x	$Nu_{m,H,3} = 0,924 \text{Pr}^{-\frac{1}{6}} (x^*)^{\frac{1}{2}}$		[31]
			-	$Nu_{m,H} = [Nu_{m,H,1}^3 + 0,6^3 + (Nu_{m,H,2} - 0,6)^3 + Nu_{m,H,3}^3]^{\frac{1}{3}}$		
Gleichung von Shah						
	Randbedingung	H				
40	Nu	mittel	x	$Nu_{m,H} = 4,36 + \frac{\left(0,1156 + \frac{0,08569}{\text{Pr}^{0,4}}\right) \cdot (x^*)^{-1}}{1 + 0,1158 \cdot (x^*)^{-0,6}}$		[512]
	Anlauf	thermisch	x			
		hydrodyn.	x			
Gleichung von Shah						
	Randbedingung	H				
41	Nu	mittel	x	$Nu_{m,H} = 1,953 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$	$x^* \leq 0,03$	
	Anlauf	thermisch	x	$Nu_{m,H} = 4,364 + \frac{0,0722}{x^*}$	$x^* > 0,03$	[437]
		hydrodyn.	-			
Gleichung von Shah						
	Randbedingung	H	$Nu_{m,H,1} = 4,364$	$x^* \rightarrow \infty$		
42	Nu	mittel	x	$Nu_{m,H,2} = 1,953 \cdot (x^*)^{\frac{1}{3}}$	$x^* \rightarrow 0$	
	Anlauf	thermisch	x			$0 < x^* < \text{inf}$
		hydrodyn.	-	$Nu_{m,H} = [Nu_{m,H,1}^3 + 0,6^3 + (Nu_{m,H,2} - 0,6)^3]^{\frac{1}{3}}$		[31]

Gleichung von Stephan + Preußer					
	Randbedingung	H			
43	Nu	mittel	$Nu_H = 4,364 + \frac{0,086(x^*)^{-1,33}}{1 + 0,1Pr^{0,17}(x^*)^{-0,83}}$	0,7 < Pr < 7 oder Gz < 33 für Pr > 7	
		lokal			
	Anlauf	thermisch			
		hydrodyn.			

[513]

H5-Randbedingung: exponentieller axialer Wärmestrom

H5-Randbedingung: exponentieller axialer Wärmestrom					
	Randbedingung	H5			
44	Nu	mittel	$Nu_{x,H5} = \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n R_n(1) \beta_n^2}{2\beta_n^2 + m} \left[1 - e^{-(2\beta_n^2 + m)x^*} \right] \right)^{-1}$		
		lokal			
	Anlauf	thermisch			
		hydrodyn.			

[437]

unbekannte Randbedingung

Gleichung von Sieder + Tate					
	Randbedingung	?			
45	Nu	mittel	$Nu = 1,86(x^*)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu_f}{\mu_w} \right)^{0,14}$		
		lokal			
	Anlauf	thermisch			
		hydrodyn.			

[513]

A6 Modell der Speichermasse

A6.1 Berechnung des Transientenfaktors nach Hausen

Hausen gibt zur Bestimmung des Transientenfaktors die in Tabelle 22 genannten Beziehungen an. Eigene Approximationen, die einen etwas geringeren Fehler aufweisen, zeigt Tabelle 23. Der Faktor 4 vor der Kenngröße Ψ stammt daher, dass bei Hausen die Gesamtdicke als Bezugsgröße verwendet wurde, während hier der Halbmesser zugrunde gelegt wird.

Tabelle 22: Näherungsgleichungen für den Transientenfaktor nach Hausen [348]

	Platte	Zylinder	Kugel
$4\Psi \leq$	10	15	20
	$\psi_T = \frac{1}{3} - \frac{1}{90} \cdot 4\Psi$	$\psi_T = \frac{1}{4} - 0,00522 \cdot 4\Psi$	$\psi_T = \frac{1}{5} - 0,00286 \cdot 4\Psi$
$4\Psi >$	10	15	20
	$\psi_T = \frac{0,714}{\sqrt{4\Psi + 0,3}}$	$\psi_T = \frac{0,714}{\sqrt{4\Psi + 1,1}}$	$\psi_T = \frac{0,714}{\sqrt{4\Psi + 3,0}}$
maximaler Betrag der relativen Abweichung im Bereich $0 < 4\Psi < 150$			
	2,7%	1,7%	2,5%

Tabelle 23: Näherungsgleichungen für den Transientenfaktor (eigene Approximationen)

	Platte	Zylinder	Kugel
$4\Psi \leq$	10	15	25
	$\psi_T = \frac{1}{3} - \frac{1,02577}{90} 4\Psi + \left(\frac{4\Psi}{51,5765}\right)^3$	$\psi_T = \frac{1}{4} - \frac{0,957499}{180} 4\Psi + \left(\frac{4\Psi}{89,2758}\right)^3$	$\psi_T = \frac{1}{5} - \frac{1,04568}{360} 4\Psi + \left(\frac{4\Psi}{140,579}\right)^3$
$4\Psi >$	15	20	25
	$\psi_T = \frac{0,713955}{\sqrt{4\Psi - 0,320041}}$	$\psi_T = \frac{0,717745}{\sqrt{4\Psi + 1,33380}}$	$\psi_T = \frac{0,721213}{\sqrt{4\Psi + 3,99087}}$
maximaler Betrag der relativen Abweichung im Bereich $0 < 4\Psi < 150$			
	0,6%	0,4%	0,4%

A6.2 Einfluss der Parameter auf den Wärmedurchgangskoeffizienten

Der Wärmedurchgangskoeffizient einer Platte ergibt sich aus

$$k_T = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1} \quad (\text{Gl. 359})$$

bzw. im Sonderfall gleicher Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$

$$k_T = \alpha \cdot \left(2 + \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} \right)^{-1} \quad (\text{Gl. 360})$$

Vergleicht man diesen mit dem Wärmedurchgangskoeffizienten, der sich bei anderer Dicke oder Wärmeleitfähigkeit ergibt (zusammengefasst im Faktor f)

$$k_T' = \alpha \cdot \left(2 + f \cdot \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} \right)^{-1}, \quad (\text{Gl. 361})$$

so erhält man das Verhältnis

$$\frac{k_T'}{k_T} = \frac{(2 + Bi)}{(2 + f \cdot Bi)} \quad \text{mit } Bi = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}. \quad (\text{Gl. 362})$$

Dieses Verhältnis ist in Abbildung 190 in Abhängigkeit des Faktors f und der Biot-Zahl als Parameter aufgetragen. Es wird deutlich, dass mit steigenden Werten der Biot-Zahl die Empfindlichkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten größer wird.

Nimmt man für Wabenkörper einen Wärmeübergangskoeffizienten von $100 \text{ W/m}^2\text{K}$, eine Wandstärke von 1 mm und eine Wärmeleitfähigkeit von 1 W/mK an, ergibt sich $Bi = 0,1$. In diesem Bereich haben sowohl die Wärmeleitfähigkeit der Trennwand als auch ihre Dicke nur einen geringen Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten. Die Genauigkeit dieser beiden Parameter ist deshalb von untergeordneter Bedeutung.

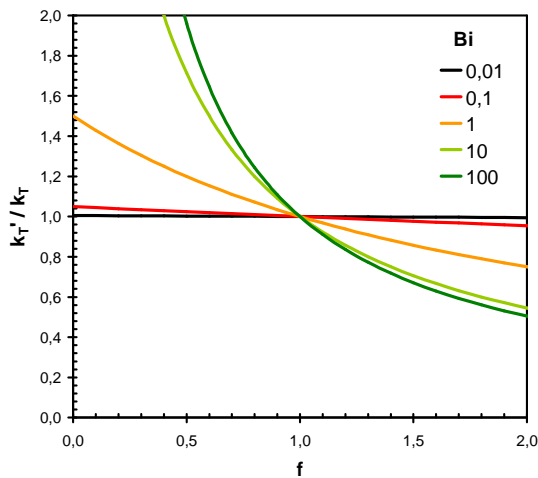


Abbildung 190: Einfluss der Parameter der Trennwand auf den Wärmedurchgangskoeffizienten

A7 Modell der Reaktorwand

A7.1 Wärmeleitfähigkeit der Wärmedämmung

Die effektive Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Dämmstoffes (Promat, Alsiflex bis 1260°C, mit Rohdichte 130 kg/m³) ergibt sich aus dem Polynom 3. Grades

$$\bar{\lambda}_L(T) = \sum_{i=0}^3 K_i \cdot T^i \quad (T \text{ in K, } \bar{\lambda}_L(T) \text{ in W/mK}) \quad (\text{Gl. 363})$$

mit den Koeffizienten

$$K_0 = +7,803042 \cdot 10^{-2}; \quad K_1 = +3,829849 \cdot 10^{-5}; \quad K_2 = -1,707187 \cdot 10^{-7}; \quad K_3 = +2,083333 \cdot 10^{-10}.$$

Da zur Ermittlung der Koeffizienten nur vier Stützstellen zur Verfügung standen, interpoliert das Polynom diese Punkte exakt und der relative Fehler an diesen Stellen ist Null.

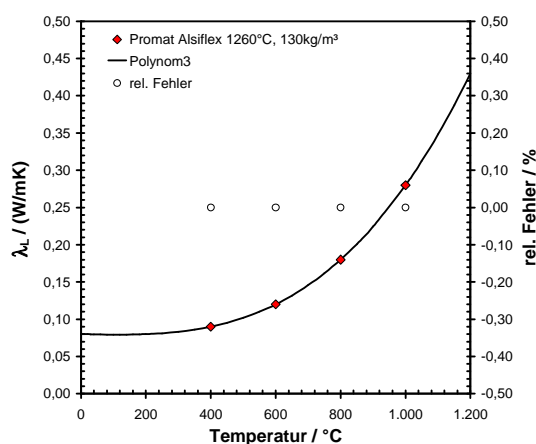
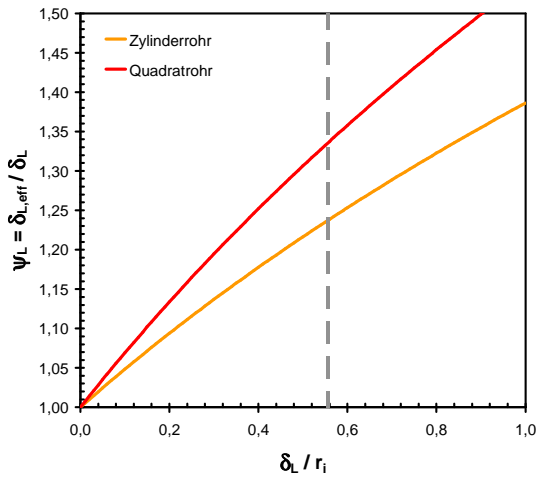


Abbildung 191: Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des Dämmstoffes

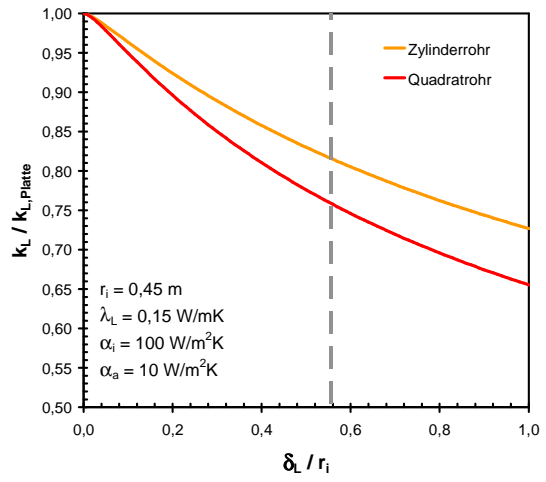
A7.2 Einfluss des Formfaktors auf den Wärmedurchgangskoeffizienten

Der Verlauf des Formfaktors ψ_L zur Bestimmung der effektiven Dicke nach (Gl. 210) und (Gl. 211) ist in Abbildung 192 (a) für das Zylinderrohr und das Quadratrohr aufgetragen. Es wird deutlich, dass für kleine Verhältnisse der Dämmstoffdicke zum Innenradius die Geometrie an Einfluss verliert und sich das Verhalten dem der Platte annähert.

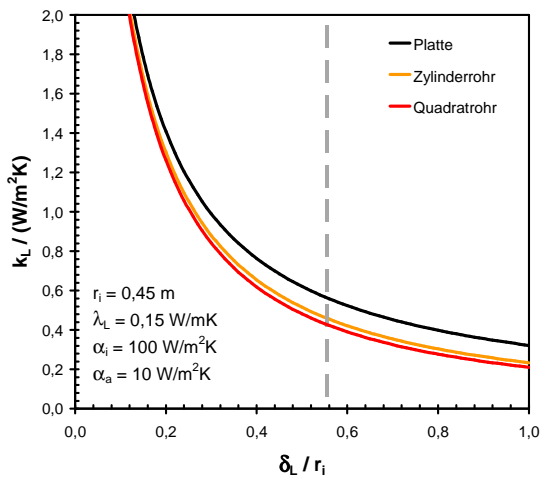
Für die Technikumsanlage ergibt sich bei einem Innenradius von 0,45 m und einer Dicke der Mineralwolle von 0,25 m ein Wert von 1,34, d. h. die effektive Dämmstoffdicke beträgt 0,334 m. Der sich damit ergebende Wärmedurchgangskoeffizient ist etwa 25% kleiner als derjenige der Platte (b).



a)



b)



c)

Abbildung 192: Einfluss des Formfaktors ψ_L auf den Wärmedurchgang der Reaktorwand: (a) Formfaktor ψ_L ; (b) Wärmedurchgangskoeffizient gegenüber dem der Platte; (c) Wärmedurchgangskoeffizient absolut

A8 Literaturverzeichnis

- [1] Feynman, R. P.: „*Absolut vernünftige Abweichungen vom ausgetretenen Pfad: Briefe eines Lebens*“. Piper Taschenbuch (2008).
- [2] Reindorf, T.; Carlowitz, O.: „*Modellierung und Simulation der Regenerativen Thermischen Oxidation*“. In: TU Clausthal (Hrsg.): Simulationswissenschaftliches Zentrum der Technischen Universität Clausthal, Bericht 2005-2006, Clausthal-Zellerfeld, ISBN 978-3-9811720-0-3, S. 146–157 (2007).
- [3] Reindorf, T.; Carlowitz, O.; Neese, O.: „*Modell gestützte Inbetriebnahme einer regenerativen Nachverbrennungsanlage*“. 23. Deutscher Flammentag – Verbrennung und Feuerung –, Berlin, 12. und 13. September 2007. In: VDI-Berichte 1988, VDI Verlag, Düsseldorf, ISBN 978-3-18-091988-1, S. 595–601 (2007).
- [4] „*Sonderforschungsbereich 412: Rechnergestützte Modellierung und Simulation zur Analyse, Synthese und Führung verfahrenstechnischer Prozesse*“. Ergebnisbericht 2002-2003-2004, Universität Stuttgart, Stuttgart (2005).
- [5] Reindorf, T.: „*Regelungsstrategie für den heißen Bypass von regenerativen Nachverbrennungsanlagen zur Stabilisierung der Brennraumtemperatur im überautothermen Betrieb*“. Abschlussbericht AiF 15400 N, Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH, Clausthal-Zellerfeld (2011).
- [6] Reindorf, T.: „*Einsatz von Oxidationskatalysatoren in vorhandenen thermisch-regenerativen Abgasreinigungsanlagen zur Senkung des Brennstoffbedarfs im unterautothermen Betrieb*“. Abschlussbericht AiF-ZIM-KF 2207510ST0, Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH, Clausthal-Zellerfeld (2013).
- [7] Parker, T.: „*Team America: World Police*“. Paramount Pictures (2004).
- [8] 31. Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung zur Begrenzung der Emissionen flüchtiger organischer Verbindungen bei der Verwendung organischer Lösemittel in bestimmten Anlagen - 31. BImSchV) vom 21. August 2001 (BGBl. I S. 2180), die zuletzt durch Artikel 7 der Verordnung vom 2. Mai 2013 (BGBl. I S. 1021) geändert worden ist (2013).
- [9] Richtlinie 2004/42/EG des europäischen Parlaments und des Rates vom 21. April 2004 über die Begrenzung der Emissionen flüchtiger organischer Verbindungen aufgrund der Verwendung organischer Lösemittel in bestimmten Farben und Lacken und in Produkten der Fahrzeugreparaturlackierung sowie zur Änderung der Richtlinie 1999/13/EG (2004).
- [10] Richtlinie 2001/81/EG des europäischen Parlaments und des Rates vom 23. Oktober 2001 über nationale Emissionshöchstmenge für bestimmte Luftschadstoffe (2001).
- [11] „*Indoor air quality: organic pollutants. Report on a WHO meeting, 23.-27. August 1987, Berlin (West)*“. EURO Reports and Studies 111, World Health Organization, Regional Office for Europe, Copenhagen (1989).
- [12] „*Flüchtige Kohlenwasserstoffe in der Atmosphäre - Entstehung, Verhalten und Wirkungen. Luftqualitätskriterien VOC*“. Bericht GZ. 01 1800/4-I/7/94, Österreichische Akademie der Wissenschaften, Kommission für Reinhaltung der Luft, Wien (1996).
- [13] Theloke, J.: „*NMVOC-Emissionen aus der Lösemittelanwendung und Möglichkeiten zu ihrer Minderung*“. Dissertation, Universität Stuttgart (2004).
- [14] 39. Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über Luftqualitätsstandards und Emissionshöchstmenge - 39. BImSchV) (2010).
- [15] Richtlinie 2008/50/EG des europäischen Parlamentes und des Rates vom 21. Mai 2008 über Luftqualität und saubere Luft für Europa (2008).
- [16] Richtlinie 2004/107/EG des europäischen Parlamentes und des Rates vom 15. Dezember 2004 über Arsen, Cadmium, Quecksilber, Nickel und polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe in der Luft (2005).
- [17] „*Umweltbundesamt: Emissionen flüchtiger organischer Verbindungen ohne Methan (NMVOC)*“. URL: http://www.umweltbundesamt.de/sites/default/files/medien/384/bilder/dateien/3_tab_emi-ausgew-luftschadst_2013-09-30_neu.pdf (Zugriff am 06.11.2013).
- [18] Gesetz über die Durchführung von Maßnahmen des Arbeitsschutzes zur Verbesserung der Sicherheit und des Gesundheitsschutzes der Beschäftigten bei der Arbeit (Arbeitsschutzgesetz - ArbSchG) vom 7. August 1996 (BGBl. I S. 1246), das zuletzt durch Artikel 15 Absatz 89 des Gesetzes vom 5. Februar 2009 (BGBl. I S. 160) geändert worden ist (1996).

- [19] Verordnung über Arbeitsstätten (Arbeitsstättenverordnung - ArbStättV) vom 12. August 2004 (BGBl. I S. 2179), die zuletzt durch Artikel 4 der Verordnung vom 19. Juli 2010 (BGBl. I S. 960) geändert worden ist (2010).
- [20] Technische Regeln für Arbeitsstätten ASR A3.6 Lüftung (2012).
- [21] Verordnung zum Schutz vor Gefahrstoffen (Gefahrstoffverordnung - GefStoffV) vom 26. November 2010 (BGBl. I S. 1643, 1644), die durch Artikel 2 des Gesetzes vom 28. Juli 2011 (BGBl. I S. 1622) geändert worden ist (2011).
- [22] Technische Regeln für Gefahrstoffe, TRGS 900, Arbeitsplatzgrenzwerte (2013).
- [23] Technische Regeln für Gefahrstoffe, TRGS 903, Biologische Grenzwerte (BGW) (2013).
- [24] Bundes-Immissionsschutzgesetz in der Fassung der Bekanntmachung vom 26. September 2002 (BGBl. I S. 3830), das zuletzt durch Artikel 2 des Gesetzes vom 27. Juni 2012 (BGBl. I S. 1421) geändert worden ist (2012).
- [25] 1. Verordnung zur Durchführung des Bundes- Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über kleine und mittlere Feuerungsanlagen - 1. BImSchV) vom 26. Januar 2010 (BGBl. I S. 38) (2010).
- [26] 4. Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über genehmigungsbedürftige Anlagen - 4. BImSchV) vom 2. Mai 2013 (BGBl. I S. 973) (2013).
- [27] 30. Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über Anlagen zur biologischen Behandlung von Abfällen - 30. BImSchV) vom 20. Februar 2001 (BGBl. I S. 317), die durch Artikel 3 der Verordnung vom 27. April 2009 (BGBl. I S. 900) geändert worden ist (2009).
- [28] Erste Allgemeine Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz (Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft – TA Luft) vom 24. Juli 2002 (2002).
- [29] 27. Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über Anlagen zur Feuerbestattung - 27. BImSchV) vom 19. März 1997 (BGBl. I S. 545), die durch Artikel 11 des Gesetzes vom 3. Mai 2000 (BGBl. I S. 632) geändert worden ist (2000).
- [30] Prausnitz, J. M.; Gmehling, J.: „*Thermodynamik der Phasengleichgewichte*“. Krausskopf-Verlag, Mainz (1980).
- [31] „*VDI-Wärmeatlas: Berechnungsunterlagen für Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang*“. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, ISBN 978-3-540-25504-8 (2006).
- [32] Chuang, C. L.; Chiang, P. C.; Chang, E. E.: „*Modeling VOCs adsorption onto activated carbon*“. Chemosphere 53 (1), S. 17–27 (2003).
- [33] Cal, M. P.; Rood, M. J.; Larson, S. M.: „*Gas phase adsorption of volatile organic compounds and water vapor on activated carbon cloth*“. Energy & Fuels 11 (2), S. 311–315 (1997).
- [34] Talu, O.: „*Measurement and analysis of mixture adsorption equilibrium in porous solids*“. Chemie Ingenieur Technik 83 (1/2), S. 67–82 (2011).
- [35] Larsen, E. S.; Pilat, M. J.: „*Moving bed adsorption system for control of VOCs from an aircraft painting facility*“. Journal of the Air & Waste Management Association 41 (9) (1991).
- [36] „*Choosing an adsorption system for VOC: carbon, zeolite, or polymers?*“ Technical Bulletin EPA 456/F-99-004, United States Environmental Protection Agency (1999).
- [37] Yu, F. D.; Luo, L. A.; Grevillot, G.: „*Adsorption isotherms of VOCs onto an activated carbon monolith: experimental measurement and correlation with different models*“. Journal of Chemical & Engineering Data 47 (3), S. 467–473 (2002).
- [38] Shepherd, A.: „*Activated carbon adsorption for treatment of VOC emissions*“. 13th Annual EnviroExpo, May 2001, Boston Massachusetts (2001).
- [39] Schottler, M.: „*Adsorption auf Aktivkohlefaserbasis - Abluftreinigungsverfahren ermöglicht Aufkonzentrierungsverhältnisse bis 1:50*“. WLB – Wasser, Luft, Boden (1/2), S. 31 (2009).
- [40] Breuning, M.: „*Adsorptionsrad für alle Fälle - Radadsorptionstechnik ist für VOC-Emissionen auf breiter Front einsetzbar*“. WLB – Wasser, Luft, Boden (1/2), S. 33–35 (2006).
- [41] VDI Richtlinie 3674: Abgasreinigung durch Adsorption - Prozessgas- und Abgasreinigung (2013).
- [42] Chen, Y.-S.; Liu, H.-S.: „*Absorption of VOCs in a rotating packed bed*“. Industrial & Engineering Chemistry Research 41 (6), S. 1583–1588 (2002).
- [43] Rahbar, M. S.; Kaghazchi, T.: „*Modeling of packed absorption tower for volatile organic compounds emission control*“. Int. J. Environ. Sci. Tech. 2 (3), S. 207–215 (2005).

- [44] Born, G.: „Erstellung eines Berechnungsprogramms für Stoffaustauschvorgänge bei der Absorption / Desorption in einer Biogasreinigungsanlage“. Diplomarbeit, Technische Universität Clausthal (2005).
- [45] „Membrane system for the recovery of volatile organic compounds from remediation off-gases“. DOE/EM-0614, U. S. Department of Energy, Office of Environmental Management, Office of Science and Technology (2001).
- [46] VDI Richtlinie 3477: Biologische Abgasreinigung - Biofilter (2004).
- [47] Sabo, F.; Prechtel, S.: „Biofilter zur Reinigung lösemittelhaltiger Abluft“. Gefahrstoffe – Reinhaltung der Luft 73 (5), S. 193–194 (2013).
- [48] Hahne, E.: „Biofilter in der Tierhaltung“. Gefahrstoffe – Reinhaltung der Luft 73 (5), S. 187–191 (2013).
- [49] Walter, U.: „Biofiltersysteme zum Abbau methanhaltiger Gase“. Gefahrstoffe – Reinhaltung der Luft 73 (5), S. 183–186 (2013).
- [50] Dobsław, D.; Woiski, C.; Engesser, K.-H.: „Umsetzung der TA-Luft 2002 in Altanlagen am Beispiel eines Biowäschers zur Abluft- und Abwasserbehandlung“. Chemie Ingenieur Technik 82 (12), S. 2161–2170 (2010).
- [51] VDI Richtlinie 3478 (Blatt 1): Biologische Abgasreinigung - Biowäscher (2011).
- [52] VDI Richtlinie 3478 (Blatt 2): Biologische Abgasreinigung - Biorieselbettreaktoren (2008).
- [53] Mnich, R.; Riebel, U.; Toshev, P.; et al.: „Bio-elektrische Gasreinigung mit ‚BEGA‘“. Gefahrstoffe – Reinhaltung der Luft 68 (5), S. 167–172 (2008).
- [54] Breeger, A.: „Einhaltung der Lösemittel-VO - Thermische oder biologische Abluftreinigung? Eine Entscheidungshilfe“. WLB – Wasser, Luft, Boden (3/4), S. 78–79 (2005).
- [55] Doedens, H.; Kahn, R.; Stockinger, J.; et al.: „BMBF-Verbundvorhaben: Erprobung einer nichtkatalytischen thermischen Oxidation zur Behandlung von Abluft aus der mechanisch-biologischen Abfallbehandlung“. Abschlussbericht Förderkennzeichen 0330240 + 03361257, Institut für Siedlungswasserwirtschaft und Abfalltechnik, Universität Hannover; Haase Energietechnik AG (2002).
- [56] Sabo, F.: „Biologische Verfahren zur Abgasreinigung“. Abluftreinigungstechniken nach dem Stand der Technik - Jahresfortbildung für die Niedersächsische Gewerbeaufsichtsverwaltung, TÜV Nord, Am TÜV 1, 30519 Hannover (2008).
- [57] Schmid, S.: „Studying the performance of a commercial plasma air purifier“. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich (2012).
- [58] Rückauf, A.: „Zur Entladungscharakteristik und Stoffwandlung im nichtthermischen Plasma des ferroelektrischen Schüttungsreaktors“. Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Halle-Wittenberg (2002).
- [59] Kim, H.-H.: „Nonthermal plasma processing for air-pollution control: A historical review, current issues, and future prospects“. Plasma Processes and Polymers 1 (2), S. 91–110 (2004).
- [60] Heberer, H.; Nies, E.; Dietschi, M.; et al.: „Überlegungen zur Wirkung und toxikologischen Relevanz von NTP-Luftreinigungsgeräten“. Gefahrstoffe – Reinhaltung der Luft 65, S. 419–424 (2005).
- [61] Van den Berg, J.; Rafflenbeul, R.: „Plasma löst Geruchsprobleme“. Umweltmagazin (12), S. 18–21 (2009).
- [62] Rafflenbeul, R.: „Geringe Kosten für gering konzentrierte Abluft“. WLB – Wasser, Luft, Boden (6), S. 36–41 (2008).
- [63] Rafflenbeul, R.: „Niedertemperatur-Plasmaanlagen: Erfahrungen aus der industriellen Praxis zur Luftreinhaltung“. Internationaler Workshop „VOC and aerosol removal by means of plasma based and plasma assisted technologies“, Greifswald (2010).
- [64] VDI Richtlinie 2441: Abgasreinigung durch Kaltplasmaverfahren - Prozessgas- und Abgasreinigung (Entwurf) (2012).
- [65] Kleinschmidt, O.: „Photokatalytische Oxidation von Alkenen und Alkanen mit Sauerstoff an belichtetem Titandioxid“. Dissertation, Universität Hannover (2001).
- [66] Raupp, G. B.; Alexiadis, A.; Hossain, M. M.; et al.: „First-principles modeling, scaling laws and design of structured photocatalytic oxidation reactors for air purification“. Catalysis Today 69 (1–4), S. 41–49 (2001).
- [67] Kirsch, A.: „Heterogene photokatalytische Degradation von VOCs an trägerfixiertem Titandioxid - Konstruktion und Design eines Photoreaktors zur Umluftaufbereitung“. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Jena (2008).

- [68] Tasbihi, M.: „*Low-temperature synthesis, characterization and application of TiO₂ and TiO₂ / SiO₂ powders in photodegradation of VOCs*“. Dissertation, University of Nova Gorica (2010).
- [69] VDI Richtlinie 2442: Abgasreinigung - Verfahren und Technik der thermischen Abgasreinigung (2006).
- [70] VDI Richtlinie 3476 (Blatt 1): Abgasreinigung - Verfahren der katalytischen Abgasreinigung - Grundlagen (2005).
- [71] VDI Richtlinie 3476 (Blatt 2): Abgasreinigung - Verfahren der katalytischen Abgasreinigung - Oxidative Verfahren (2010).
- [72] Carlowitz, O.: „*Thermische Abluftreinigung*“. Fette-Seifen-Anstrichmittel (1. Sonderheft) (1984).
- [73] Carlowitz, O.: „*Grundlagen der thermischen Abgasreinigung*“. Technische Mitteilungen 82 (5), S. 325–333 (1989).
- [74] Carlowitz, O.: „*Verfahren und Anlagen der thermischen und katalytischen Nachverbrennung von Abgasen mit organischen Inhaltsstoffen*“. Fortschrittsberichte der Deutschen Keramischen Gesellschaft – Verfahrenstechnik 16 (3) (2001).
- [75] Lewandowski, D. A.: „*Design of thermal oxidation systems for volatile organic compounds*“. CRC Press LLC, Boca Raton, FL (2000).
- [76] „*VOCSIDIZER (TM) Regenerative thermal VOC oxidation*“. Herstellerinformationen, MEGTEC Systems, Inc. (2013).
- [77] Schricker, B.; Carlowitz, O.; Jahns, I.; et al.: „*Entwicklung und Erprobung von Abgasreinigungskonzepten für Trockner von Automobilkarosserien mit verringertem Primärenergieeinsatz unter weitgehender Beibehaltung vorhandener Anlagentechnologien (1. Phase)*“. Abschlussbericht DBU Az. 26471-22, Lufttechnik Bayreuth GmbH & Co. KG, Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH, Goldkronach / Clausthal-Zellerfeld (2011).
- [78] Schricker, B.; Carlowitz, O.; Jahns, I.; et al.: „*Entwicklung und Erprobung von Abgasreinigungskonzepten für Trockner von Automobilkarosserien mit verringertem Primärenergieeinsatz unter weitgehender Beibehaltung vorhandener Anlagentechnologien (2. Phase)*“. Abschlussbericht DBU Az. 26471-22, Luft- und Thermotechnik Bayreuth GmbH, Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH, Goldkronach / Clausthal-Zellerfeld (2013).
- [79] Blankertz, C.; Nagel, K.; Albrecht, C.: „*Fast ein Drittel Verlust*“. Automobil-Produktion (3), S. 50–52 (2008).
- [80] „*Sauberer mit weniger Gas*“. Automobil-Produktion (4), S. 56 (2008).
- [81] Eigenberger, G.; Nieken, U.: „*Abluftoxidation in Monolith-Katalysatoren mit periodischem Wechsel der Strömungsrichtung*“. Chemie Ingenieur Technik 60 (12), S. 1070–1071 (1988).
- [82] Weiß, R.: „*Kombi-Verfahren machen Abluftreinigung günstiger*“. Umweltmagazin (11), S. 56–58 (2009).
- [83] Borekov, G. K.; Matros, Y. S.: „*Flow reversal of reaction mixture in a fixed catalyst bed - a way to increase the efficiency of chemical processes*“. Applied Catalysis 5 (3), S. 337–343 (1983).
- [84] Matros, Y. S.: „*Catalytic processes under unsteady-state conditions*“. Elsevier, ISBN 978-0-444-87116-9 (1988).
- [85] Matros, Y. S.; Bunimovich, G. A.: „*Control of volatile organic compounds by the catalytic reverse process*“. Industrial & Engineering Chemistry Research 34 (5), S. 1630–1640 (1995).
- [86] Wojciechowski, J.: „*Sposob katalitycznego oczyszczania gazow*“. Patent PL126861 (1980).
- [87] Wojciechowski, J.; Haber, J.: „*Swingtherm - A new economic process for the catalytic burning of flue gases*“. Applied Catalysis 4 (3), S. 275–280 (1982).
- [88] Gavalas, G. R.: „*Fixed-bed reactors with regenerative cooling*“. Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals 10 (1), S. 71–74 (1971).
- [89] Cottrell, F. G.: „*Purifying gases and apparatus therefor*“. Patent US2121733 (1938).
- [90] „*Anlagen zur Abluftreinigung, Thermische und adsorptive Verfahren*“. Herstellerinformationen, Eisenmann (2013).
- [91] Rüska, B.; Carlowitz, O.; Neese, O.; et al.: „*Neue thermische Abgasreinigungstechnologie mit regenerativer Abluftvorwärmung für Abgase mit Anteilen siliziumorganischer Verbindungen*“. Abschlussbericht DBU Az. 21154, Lufttechnik Bayreuth GmbH & Co. KG, Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH, Goldkronach / Clausthal-Zellerfeld (2006).
- [92] Rüska, B.; Carlowitz, O.; Neese, O.; et al.: „*Neue thermische Abgasreinigungstechnologie mit regenerativer Abluftvorwärmung für Abgase mit Anteilen siliziumorganischer Verbindungen (2. Phase)*“. Abschlussbericht DBU Az. 21154, Lufttechnik Bayreuth GmbH & Co. KG, Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH, Goldkronach / Clausthal-Zellerfeld (2009).

- [93] Neese, O.; Carlowitz, O.; Reindorf, T.: „*Erkenntnisse aus dem Industrieinsatz einer mobilen RTO-Pilotanlage zur Behandlung von Abgasen mit siliziumorganischen Inhaltsstoffen*“. Emissionsminderung 2008, Nürnberg 09./10.04.2008. In: VDI-Berichte 2035, VDI Verlag, Düsseldorf, ISBN 978-3-18-092035-1, S. 247–252 (2008).
- [94] Reindorf, T.; Carlowitz, O.; Neese, O.; et al.: „*Behandlung von Abluft mit siliziumorganischen Inhaltsstoffen*“. Jahrestagung Aufbereitungstechnik 2006, VDI-Gesellschaft Kunststofftechnik, Köln, 8. und 9. November 2006. In: Aufbereitungstechnik 2006 - Entgasungsprozesse in der Kunststofftechnik, VDI Verlag, Düsseldorf, ISBN 3-18-234279-7, S. 171–184 (2006).
- [95] Barth, F.; Hänel, M.: „*Verfahren zum Betreiben einer thermisch-regenerativen Abluftreinigungsanlage*“. Patent DE 10 2007 032 952 B4 (2010).
- [96] „*CleanAir Abluftreinigungssysteme*“. Herstellerinformationen, KBA-MetalPrint GmbH (2013).
- [97] Klobucar, J., M.: „*Purge retention chamber incorporated into RTO inlet manifold*“. Patent US005730945A (1998).
- [98] Carlowitz, O.; Dammeyer, K.-H.; Piech, Ł.; et al.: „*Bildung und Minderung von Stickoxiden in thermischen Abgasreinigungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung*“. Abschlussbericht AiF 14084N, Clausthaler Umwelttechnik-Institut GmbH, Clausthal-Zellerfeld (2008).
- [99] Reindorf, T.; Carlowitz, O.; Piech, Ł.; et al.: „*Bildung und Minderung von Stickoxiden in Thermischen Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung*“. 26. Deutscher Flammentag – Verbrennung und Feuerung –, Duisburg, 11. und 12. September 2013. In: VDI-Berichte 2161, VDI Verlag GmbH, Düsseldorf, ISBN 978-3-18-092161-7, S. 745–760 (2013).
- [100] „*Technische Daten Waben*“. Herstellerinformationen, Rauschert GmbH (2013).
- [101] Zeiser, T.: „*Simulation und Analyse von durchströmten Kugelschüttungen in engen Rohren unter Verwendung von Hochleistungsrechnern*“. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2008).
- [102] Zogg, M.: „*Einführung in die mechanische Verfahrenstechnik*“. B. G. Teubner, Stuttgart, ISBN 978-3-519-16319-0 (1993).
- [103] Maćkowiak, J.: „*Extended channel model for prediction of the pressure drop in single-phase flow in packed columns*“. Chemical Engineering Research and Design 87 (2), S. 123–134 (2009).
- [104] Hofstetter, E. M.: „*Leistung steigern, Betriebskosten senken - Nachrüstung von regenerativen Nachverbrennungsanlagen mit keramischen Wabenkörpern*“. Chemie-Anlagen + Verfahren (9), S. 60–63 (2003).
- [105] Klose, M.: „*Keramik mit Struktur - Modernisierung von bestehenden RTO's zur Behandlung lösemittelhaltiger Abluft*“. WLB – Wasser, Luft, Boden (10), S. 44 (2008).
- [106] Gaudig, C.: „*Pimp my RTO*“. WLB – Wasser, Luft, Boden (11/12), S. 30–32 (2008).
- [107] Crider, J. E.; Foss, A. S.: „*An analytic solution for the dynamics of a packed adiabatic chemical reactor*“. AIChE Journal 14 (1), S. 77–84 (1968).
- [108] Vortmeyer, D.; Jahnel, W.: „*Simulation von wandernden Reaktionszonen eines Festbettreaktors im Digitalrechner*“. Chemie Ingenieur Technik 43 (7), S. 461–464 (1971).
- [109] Hofmann, H.: „*Fortschritte bei der Modellierung von Festbettreaktoren*“. Chemie Ingenieur Technik 51 (4), S. 257–265 (1979).
- [110] Adler, R.: „*Stand der Simulation von heterogen-gaskatalytischen Reaktionsabläufen in Festbettrohrreaktoren — Teil 1*“. Chemie Ingenieur Technik 72 (6), S. 555–564 (2000).
- [111] Adler, R.: „*Stand der Simulation von heterogen-gaskatalytischen Reaktionsabläufen in Festbettrohrreaktoren — Teil 2*“. Chemie Ingenieur Technik 72 (7), S. 688–699 (2000).
- [112] Hein, S.; Vortmeyer, D.: „*Wandgekühlte chemische Festbettreaktoren und deren Modellierung mit Ein- und Zweiphasenmodellen*“. Z. Naturforsch. 50a, S. 568–576 (1995).
- [113] Eigenberger, G.: „*On the dynamic behavior of the catalytic fixed-bed reactor in the region of multiple steady states—I. The influence of heat conduction in two phase models*“. Chemical Engineering Science 27 (11), S. 1909–1915 (1972).
- [114] Eigenberger, G.: „*On the dynamic behavior of the catalytic fixed-bed reactor in the region of multiple steady states—II. The influence of the boundary conditions in the catalyst phase*“. Chemical Engineering Science 27 (11), S. 1917–1924 (1972).
- [115] Young, L. C.; Finlayson, B. A.: „*Mathematical modeling of the monolith converter*“. Advances in Chemistry Series 133, S. 629–643 (1974).

- [116] Bauer, M.; Schreier, M.; Nowak, U.; et al.: „*Beitrag zur mathematischen Modellierung des heterogengaskatalytischen Rohrreaktors mit einem Zweiphasenmodell*“. Chemische Technik 50 (4), S. 169–176 (1998).
- [117] Hofmann, H.: „*Probleme bei der mathematischen Modellierung von Schütttschicht-Reaktoren*“. Chemie Ingenieur Technik 46 (6), S. 236–242 (1974).
- [118] Vortmeyer, D.: „*Die mathematische Modellierung von Reaktions- und Austauschprozessen in durchströmten Festbetten unter Berücksichtigung von ungleichmäßigen Strömungsverteilungen*“. Wärme- und Stoffübertragung 21 (4), S. 247–257 (1987).
- [119] Vortmeyer, D.; Winter, R. P.: „*Die Bedeutung der Strömungsverteilung für die Modellierung von chemischen Festbettreaktoren bei höheren Reynolds-Zahlen und ausgedehnten Reaktionszonen*“. Chemie Ingenieur Technik 55 (12), S. 950–951 (1983).
- [120] Turner, K.: „*Model reduction of fixed bed catalytic reactors*“. Dissertation, University of Leeds (1970).
- [121] Richarz, W.; Bakhtiari, A. M. S.: „*Zweidimensionales Zweiphasenmodell für heterogene Festbettreaktoren*“. Chemie Ingenieur Technik 44 (6), S. 388–392 (1972).
- [122] Khan, A. R.; Bowen, J. H.: „*Analysis of fixed bed reactors using a diffuse interface single pellet model*“. Chemical Engineering Research and Design 77 (1), S. 47–54 (1999).
- [123] Finlayson, B. A.: „*Chemical reaction engineering*“. The first International Symposium on chemical reaction engineering. In: Bischoff, K. B. (Hrsg.): Advances in Chemistry Series 109, , Washington, D.C. (1970).
- [124] Finlayson, B. A.: „*Packed bed reactor analysis by orthogonal collation*“. Chemical Engineering Science 26, S. 1081–1091 (1971).
- [125] Jibril, B. E.-Y.: „*Modeling of transient gas-solid reactions in a fixed bed reactor*“. Master Thesis, King Fahd University of Petroleum & Minerals, Dhahran, Saudi Arabia (1996).
- [126] Zabaleta, A. G.: „*Computational fluid dynamics studies in heat and mass transfer phenomena in packed bed extraction and reaction equipment: special attention to supercritical fluids technology*“. Dissertation, Universitat Politècnica de Catalunya (2007).
- [127] Braun, J.; Hauber, T.; Többen, H.; et al.: „*Influence of physical and chemical parameters on the conversion rate of a catalytic converter: A numerical simulation study*“. SAE Technical Paper 2000-01-0211 (1999).
- [128] Tischer, S.: „*Simulation katalytischer Monolithreaktoren unter Verwendung detaillierter Modelle für Chemie und Transport*“. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2004).
- [129] Chen, J.; Ring, Z.: „*Modeling fixed bed chemical reactors with high heat release*“. Dynamics of Continuous, Discrete and Impulsive Systems, Series B: Applications & Algorithms (11), S. 47–58 (2004).
- [130] Minh, H. D.: „*Numerical methods for simulation and optimization of chemically reacting flows in catalytic monoliths*“. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2005).
- [131] Mladenov, N.: „*Modellierung von Autoabgaskatalysatoren*“. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH) (2009).
- [132] Depcik, C.; Assanis, D.: „*One-dimensional automotive catalyst modeling*“. Progress in Energy and Combustion Science 31 (4), S. 308–369 (2005).
- [133] Srinivasan, A.: „*One dimensional pseudo-homogeneous packed bed reactor modeling including NO-CO kinetics*“. Master Thesis, University of Kansas (2011).
- [134] Smula, J.; Berezowski, M.; Continillo, G.: „*Analysis of the dynamics of pseudohomogeneous chemical reactor by DAE model*“. 21st ICDEERS, , Poitiers, France (2007).
- [135] Gerasev, A. P.; Chumakova, N. A.; Matros, Y. S.: „*Autowave solutions of a mathematical model of a catalytic fixed-bed with a reversible reaction*“. Chemical Engineering Science 52 (5), S. 693–701 (1997).
- [136] Finlayson, B. A.: „*Hysteresis and multiplicity in wall-catalyzed reactors*“. ACS Symposium Series (65), S. 98–109 (1978).
- [137] Eigenberger, G.: „*Kinetic instabilities in heterogeneously catalyzed reactions. Pt. 1, Rate multiplicity with Langmuir-type kinetics*“. Chemical Engineering Science 33, S. 1255–1261 (1978).
- [138] Young, L. C.; Finlayson, B. A.: „*Mathematical modeling of the monolith converter: Part III. Hysteresis in carbon monoxide reactor*“. AIChE Journal 25 (1) (1979).
- [139] Sheintuch, M.: „*Excitable waves in a fixed bed reactor: observations and analysis*“. Chemical Engineering Science 45 (8), S. 2125–2132 (1990).

- [140] Behrendt, F.: „*Experimentelle und numerische Beschreibung katalytischer Zünd- und Verbrennungsprozesse*“. Habilitation, Universität Stuttgart (1999).
- [141] Wicke, E.; Vortmeyer, D.: „*Zündzonen heterogener Reaktionen in gasdurchströmten Körnerschichten*“. Zeitschrift für Elektrochemie 63 (1), S. 145–152 (1959).
- [142] Eigenberger, G.: „*Stabilität und Dynamik heterogen-katalytischer Reaktionssysteme*“. Chemie Ingenieur Technik 50 (12), S. 924–933 (1978).
- [143] Eigenberger, G.: „*Dynamik und Stabilität verfahrenstechnischer Prozesse*“. Chemie Ingenieur Technik 55 (7), S. 503–515 (1983).
- [144] Gatica, J. E.; Puszynski, J.; Hlavacek, V.: „*Reaction front propagation in nonadiabatic exothermic reaction flow systems*“. AIChE Journal 33 (5), S. 819–833 (1987).
- [145] Nekhamkina, O.; Sheintuch, M.: „*Transversal moving-front patterns: Criteria and simulations for two-bed and cylindrical shell packed-bed reactors*“. Chemical Engineering Science 63 (14), S. 3716–3726 (2008).
- [146] Bagajewicz, M.: „*Propagation of reaction fronts in noncatalytic nonisothermal gas-solid fixed-bed reactors*“. Chemical Engineering Communications 112 (1), S. 145–164 (1992).
- [147] Gerashev, A. P.; Chumakova, N. A.: „*Theory of propagation of slow heat waves in a catalytic bed in a reversible reaction*“. Combustion, Explosion and Shock Waves 33 (5), S. 556–564 (1997).
- [148] Burghardt, A.; Berezowski, M.; Jacobsen, E. W.: „*Approximate characteristics of a moving temperature front in a fixed-bed catalytic reactor*“. Chemical Engineering and Processing 38, S. 19–34 (1999).
- [149] Gort, R.; Brouwers, J. J. H.: „*Theoretical analysis of the propagation of a reaction front in a packed bed*“. Combustion and Flame 124 (1-2), S. 1–13 (2001).
- [150] Salden, A.; Eigenberger, G.: „*Wandernde Gas / Feststoff-Reaktionszonen in Festbetten*“. Chemie Ingenieur Technik 74 (5), S. 595–595 (2002).
- [151] Nguyen, D.; Balakotaiah, V.: „*Flow maldistributions and hot spots in down-flow packed bed reactors*“. Chemical Engineering Science 49 (24), S. 5489–5505 (1994).
- [152] Yakhnin, V.; Menzinger, M.: „*Stationary and traveling hot spots in the catalytic combustion of hydrogen in monoliths*“. Chemical Engineering Science 57 (21), S. 4559–4567 (2002).
- [153] Viswanathan, G. A.; Luss, D.: „*Model prediction of hot spots formation in shallow adiabatic packed-bed reactors*“. AIChE Journal 52 (4), S. 1533–1538 (2006).
- [154] Kulkarni, M. S.; Duduković, M. P.: „*Dynamics of gas phase and solid phase reactions in fixed bed reactors*“. Chemical Engineering Science 51 (11), S. 3083–3088 (1996).
- [155] Eigenberger, G.: „*Kinetic instabilities in heterogeneously catalyzed reactions. Pt. 2, Oscillatory instabilities with Langmuir type reactions*“. Chemical Engineering Science 33, S. 1263–1268 (1978).
- [156] Gilles, E. D.; Eigenberger, G.; Ruppel, W.: „*Relaxation oscillations in chemical reactors*“. AIChE Journal 24 (5), S. 912–920 (1978).
- [157] Wagiulla, K. M.; Elnashaie, S.: „*Bifurcation and complex dynamics in fixed-bed catalytic reactors*“. Chemical Engineering Science 50 (17), S. 2813–2832 (1995).
- [158] Appelblom, M.: „*Modelling of complex dynamics in fixed bed reactors*“. Student Thesis, KTH Stockholm, Stockholm, Sweden (2005).
- [159] Xu, Y.; Ma, X.; Xu, G.: „*The bifurcation behavior of CO coupling reactor*“. Chinese Journal of Chemical Engineering 13 (1), S. 56–61 (2005).
- [160] Gundlapally, S. R.; Agrawal, R.; West, D. H.; et al.: „*Influence of non-uniform activity and conductivity on stationary and moving patterns in catalytic reactors*“. Chemical Engineering Science 65 (5), S. 1522–1538 (2010).
- [161] James, A.; Brindley, J.; C McIntosh, A.: „*Classification of behaviour in a steady plug-flow model of catalytic combustion*“. Chemical Engineering Science 56 (15), S. 4649–4658 (2001).
- [162] James, A.; Brindley, J.; McIntosh, A.: „*Multi-channel monolith reactors as dynamical systems*“. Combustion and Flame 134 (3), S. 193–205 (2003).
- [163] James, A.; Brindley, J.; McIntosh, A. C.: „*Stability of multiple steady states of catalytic combustion*“. Combustion and Flame 130 (1), S. 137–146 (2002).
- [164] Balakotaiah, V.; Dommeti, S.; Gupta, N.: „*Bifurcation analysis of chemical reactors and reacting flows*“. Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science 9 (1), S. 13–35 (1999).
- [165] Eigenberger, G.; Ruppel, W.: „*Problems of mathematical modelling of industrial fixed-bed reactors*“. German Chemical Engineering 9, S. 74–83 (1986).

- [166] Eigenberger, G.: „*Fixed-bed reactors*“. In: Elvers, B. (Hrsg.): Principles of chemical reaction engineering and plant design, VCH, Weinheim, S. 199–238 (1992).
- [167] Nieken, U.; Kolios, G.; Eigenberger, G.: „*Limiting cases and approximate solutions for fixed-bed reactors with periodic flow reversal*“. AIChE Journal 41 (8), S. 1915–1925 (1995).
- [168] Kolios, G.; Frauhammer, J.; Eigenberger, G.: „*Autothermal fixed-bed reactor concepts*“. Chemical Engineering Science (55), S. 5945–5967 (2000).
- [169] Kolios, G.; Gritsch, A.; Glöckler, B.; et al.: „*Integration of heat transfer and chemical reactions*“. In: Sundmacher, K.; Kienle, A.; Seidel-Morgenstern, A. (Hrsg.): Integrated Chemical Processes, VCH, Weinheim (2005).
- [170] Eigenberger, G.; Kolios, G.; Nieken, U.: „*Thermal pattern formation and process intensification in chemical reaction engineering*“. Chemical Engineering Science 62 (18-20), S. 4825–4841 (2007).
- [171] Silveston, P. L.; Hudgins, R. R.: „*Periodic Operation of Chemical Reactors*“. Butterworth-Heinemann, Oxford, UK, ISBN 9780123918666 (2013).
- [172] Kolios, G.: „*Zur autothermen Führung der Styrolsynthese mit periodischem Wechsel der Strömungsrichtung*“. Dissertation, Universität Stuttgart (1997).
- [173] Frauhammer, J.; Eigenberger, G.; Hippel, L. V.; et al.: „*Der monolithische Gegenstromreaktor — Ein neues Reaktorkonzept für endotherme Hochtemperaturreaktionen*“. Chemie Ingenieur Technik 69 (9), S. 1307–1308 (1997).
- [174] Van Sint Annaland, M.: „*A novel reverse flow reactor coupling endothermic and exothermic reactions*“. Dissertation, Universität Twente (2000).
- [175] Galle, M.; Agar, D. W.; Watzenberger, O.: „*Thermal N₂O decomposition in regenerative heat exchanger reactors*“. Chemical Engineering Science 56 (4), S. 1587–1595 (2001).
- [176] Kulkarni, M. S.: „*Dynamics of asymmetric fixed-bed reactors: coupling of exothermic and endothermic reactions*“. Dissertation, Washington University (1996).
- [177] Salinger, A. G.; Eigenberger, G.: „*The direct calculation of periodic states of the reverse flow reactor—I. Methodology and propane combustion results*“. Chemical Engineering Science 51 (21), S. 4903–4913 (1996).
- [178] Salinger, A. G.; Eigenberger, G.: „*The direct calculation of periodic states of the reverse flow reactor—II. Multiplicity and instability*“. Chemical Engineering Science 51 (21), S. 4915–4922 (1996).
- [179] Van Noorden, T. L.: „*New algorithms for parameter-swing reactors*“. Dissertation, Universität Amsterdam (2002).
- [180] Van de Rotten, B. A.: „*A limited memory Broyden method to solve high-dimensional systems of nonlinear equations*“. Dissertation, Universität Leiden (2003).
- [181] Van de Rotten, B. A.; Lunel, S. V.; Blik, A.: „*Efficient simulation of periodically forced reactors in 2-D*“. Technical Report MI 2003-13, Mathematical Institute, University of Leiden (2003).
- [182] Van de Rotten, B. A.; Lunel, S. M. V.; Blik, A.: „*Efficient simulation of periodically forced reactors with radial gradients*“. Chemical Engineering Science 61 (21), S. 6981–6994 (2006).
- [183] Nanam, S.: „*Comparison between advanced finite element and finite difference methods for the direct calculation of cyclic fixed bed processes*“. Master Thesis, Universität Dortmund (2005).
- [184] Bindal, A.; Khinast, J. G.; Ierapetritou, M. G.: „*Adaptive multiscale solution of dynamical systems in chemical processes using wavelets*“. Computers & Chemical Engineering 27 (1), S. 131–142 (2003).
- [185] Platte, F.; Fredebeul, C.: „*Dynamische und stationäre Simulation des Reaktionsverhaltens eines Strömungsumkehrreaktors*“. Ergebnisberichte des Instituts für Angewandte Mathematik Nummer 190-T, FB Mathematik, Universität Dortmund (2000).
- [186] Platte, F.; Fredebeul, C.: „*Zur Anwendung direkter Löser bei der direkten Berechnung periodisch stationärer Zustände eines Strömungsumkehrreaktors*“. Ergebnisberichte des Instituts für Angewandte Mathematik Nummer 197-T, FB Mathematik, Universität Dortmund (2001).
- [187] Platte, F.; Kuzmin, D.; Fredebeul, C.; et al.: „*Novel simulation approaches for cyclic steady-state fixed-bed processes exhibiting sharp fronts and shocks*“. Ergebnisberichte des Instituts für Angewandte Mathematik Nummer 272, FB Mathematik, Universität Dortmund (2004).
- [188] Gosiewski, K.: „*Effective approach to cyclic steady state in the catalytic reverse-flow combustion of methane*“. Chemical Engineering Science 59 (19), S. 4095–4101 (2004).

- [189] Yao, H.-M.; Tadé, M. O.; Tian, Y.-C.: „Accelerated computation of cyclic steady state for simulated-moving-bed processes“. *Chemical Engineering Science* 65 (5), S. 1694–1704 (2010).
- [190] Cittadini, M.; Vanni, M.; Barresi, A. A.: „Transient behaviour and start-up of periodic flow reversal reactors for catalytic decontamination of waste gases“. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification* 41 (5), S. 437–443 (2002).
- [191] Aubé, F.; Sapoundjiev, H.: „Mathematical model and numerical simulations of catalytic flow reversal reactors for industrial applications“. *Computers & Chemical Engineering* 24 (12), S. 2623–2632 (2000).
- [192] Nieken, U.: „Abluftreinigung in katalytischen Festbettreaktoren bei periodischer Strömungsumkehr“. Dissertation, Universität Stuttgart (1993).
- [193] Grozev, G. G.; Sapundzhiev, C. G.: „Modelling of the reversed flow fixed bed reactor for catalytic decontamination of waste gases“. *Chemical Engineering & Technology* (20), S. 378–383 (1997).
- [194] Ramdani, K.; Pontier, R.; Schweich, D.: „Reverse flow reactor at short switching periods for VOC combustion“. *Chemical Engineering Science* (56), S. 1531–1539 (2001).
- [195] Smitha, W. R.; Bobrovab, L. N.: „Mathematical modelling of a reverse flow reactor with catalytic surface dynamics“. *Chemical Engineering Science* 57, S. 393–407 (2002).
- [196] Litto, R.; Hayes, R. E.; Sapoundjiev, H.; et al.: „Optimization of a flow reversal reactor for the catalytic combustion of lean methane mixtures“. *Catalysis Today* 117, S. 536–542 (2006).
- [197] Nijdam, J. L.: „Behavior and optimization of packed bed regenerators“. Dissertation, TU Eindhoven (1995).
- [198] Jauns-Seyfried, S.: „Simulation des Betriebsverhalten von Festbettregeneratoren in thermischen und katalytischen Abgasreinigungsanlagen“. Dissertation, TU Clausthal (1995).
- [199] Gosiewski, K.; Matros, Y. S.; Warmuzinski, K.; et al.: „Homogeneous vs. catalytic combustion of lean methane-air mixtures in reverse-flow reactors“. *Chemical Engineering Science* 63 (20), S. 5010–5019 (2008).
- [200] Salomons, S.: „Modelling the behaviour of a reverse-flow catalytic reactor for the combustion of lean methane“. Master Thesis, University of Alberta (2003).
- [201] Marin, P.; Ordóñez, S.; Diez, F. V.: „Systematic study of the performance of a reverse flow reactor for the treatment of lean hydrocarbon emissions“. *Journal of Chemical Technology and Biotechnology* 84 (9), S. 1292–1302 (2009).
- [202] Bartmann, U.: „Reaktionstechnische Untersuchungen zur katalytischen partiellen Oxidation von Methan mit Sauerstoff zu Synthesegas in Festbettreaktoren“. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1999).
- [203] Gosiewski, K.; Bartmann, U.; Moszczynski, M.; et al.: „Effect of the intraparticle mass transport limitations on temperature profiles and catalytic performance of the reverse-flow reactor for the partial oxidation of methane to synthesis gas“. *Chemical Engineering Science* 54, S. 4589–4602 (1999).
- [204] Gosiewski, K.: „Mathematical simulations of reactors for catalytic conversion of methane to syngas with forced concentration cycling“. *Chemical Engineering and Processing* 39, S. 459–469 (2000).
- [205] Gosiewski, K.: „Simulations of non-stationary reactors for the catalytic conversion of methane to synthesis gas“. *Chemical Engineering Science* 56, S. 1501–1510 (2001).
- [206] Kaisare, N. S.: „Modeling, analysis and control of nonlinear switching systems“. Dissertation, Georgia Institute of Technology (2004).
- [207] Neumann, D. W. R.: „Dynamic reactor operation and high-temperature catalysis: Direct oxidation of methane in a reverse-flow-reactor“. Dissertation, University of Pittsburgh (2003).
- [208] Neumann, D.; Vesper, G.: „Catalytic partial oxidation of methane in a high-temperature reverse-flow reactor“. *AIChE Journal* 51 (1), S. 210–223 (2005).
- [209] Züfle, H.: „Betriebsverhalten eines Festbettreaktors mit periodischer Strömungsumkehr“. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe (1993).
- [210] Wallace, K.; Viljoen, H. J.: „Modeling of a monolithic catalyst with reciprocating flow“. *AIChE Journal* 41 (5), S. 1229–1234 (1995).
- [211] Matros, Y. S.; Bunimovich, G. A.; Boreskov, G. K.: „Unsteady-state performance of sulfur dioxide oxidation in production of sulfuric acid“. In: Doraiswami, L. K.; Machelkar, R. A. (Hrsg.): *Frontiers in Chemical Engineering*, Wiley Eastern, New Delhi, India (1984).

- [212] Xiao, W.-D.; Yuan, W.-K.: „*Modelling and simulation for adiabatic fixed-bed reactor with flow reversal*“. Chemical Engineering Science 49 (21), S. 3631–3641 (1994).
- [213] Budhi, Y. W.: „*Reverse flow reactor operation for control of catalyst surface coverage*“. Dissertation, Technische Universität Eindhoven, Eindhoven (2005).
- [214] Budhi, Y. W.; Hoebink, J. H. B. J.; Schouten, J. C.: „*Reverse flow reactor operation for control of catalyst surface coverage*“. Abschlussbericht 0375-00-00-01-006, Technische Universität Eindhoven (2005).
- [215] Vanden Bussche, K. M.; Neophytides, S. N.; Zolotarskii, I. A.; et al.: „*Modelling and simulation of the reversed flow operation of a fixed-bed reactor for methanol synthesis*“. Chemical Engineering Science 48 (19), S. 3335–3345 (1993).
- [216] Thullie, J.; Burghardt, A.: „*Simplified procedure for estimating maximum cycling time of flow-reversal reactors*“. Chemical Engineering Science 50 (4), S. 2299–2309 (1995).
- [217] Platte, F.; Turek, S.; Agar, D.; et al.: „*Cyclic steady state behaviour of a reverse flow reactor in analysis of high temperature reactions*“. Ergebnisberichte des Instituts für Angewandte Mathematik Nummer 210, FB Mathematik, Universität Dortmund (2001).
- [218] Lindner, F.; Platte, F.; Agar, D. W.; et al.: „*Effect of intermediated chemical compounds NO on the hybrid N₂O decomposition under periodic flow reversal conditions*“. Ergebnisberichte des Instituts für Angewandte Mathematik Nummer 348, FB Mathematik, Universität Dortmund (2007).
- [219] Platte, F.: „*Modellierung und Simulation zyklisch betriebener Festbettprozesse am Beispiel der hybriden Distickstoffoxid-Zerstörung unter Stömungsumkehr*“. Dissertation, Universität Dortmund (2007).
- [220] Somani, M.; Viswanath, S.; Khinast, J.; et al.: „*Maximum temperature in a reverse-flow reactor with two independent reactions*“. Chemical Engineering Science 52 (15), S. 2483–2495 (1997).
- [221] Cittadini, M.; Vanni, M.; Barresi, A. A.; et al.: „*Simplified procedure for design of catalytic combustors with periodic flow reversal*“. Chemical Engineering and Processing 40 (3), S. 255–262 (2001).
- [222] Fissore, D.; Barresi, A.: „*Comparison between the reverse-flow reactor and a network of reactors for the oxidation of lean VOC mixtures*“. Chemical Engineering & Technology 25, S. 421–426 (2002).
- [223] Balaji, S.; Fuxman, A.; Lakshminarayanan, S.; et al.: „*Repetitive model predictive control of a reverse flow reactor*“. Chemical Engineering Science 62 (8), S. 2154–2167 (2007).
- [224] Balaji, S.; Lakshminarayanan, S.; Krantz, W. B.: „*Scaling and sensitivity analysis of a reverse flow reactor*“. Chemical Engineering Science 63 (2), S. 342–355 (2008).
- [225] Smit, J.; van Sint Annaland, M.; Kuipers, J. A. M.: „*Modelling of a reverse flow catalytic membrane reactor for the partial oxidation of methane*“. International Journal of Chemical Reactor Engineering 1, S. 1–18 (2003).
- [226] Khinast, J.; Gurumoorthy, A.; Luss, D.: „*Complex dynamic features of a cooled reverse-flow reactor*“. AIChE Journal 44 (5), S. 1128–1140 (1998).
- [227] Hevia, M. A. G.; Ordóñez, S.; Díez, F. V.: „*Effect of wall properties on the behavior of bench-scale reverse flow reactors*“. AIChE Journal 52 (9), S. 3203–3209 (2006).
- [228] Haynes, T. N.; Georgakis, C.; Caram, H. S.: „*The design of reverse flow reactors for catalytic combustion systems*“. Chemical Engineering Science 50 (3), S. 401–416 (1994).
- [229] Wu, H.; Rota, R.; Morbidelli, M.; et al.: „*Parametric sensitivity in fixed-bed catalytic reactors with reverse-flow operation*“. Chemical Engineering Science 54, S. 4579–4588 (1999).
- [230] Řeháček, J.; Kubiček, M.; Marek, M.: „*Modelling of a tubular catalytic reactor with flow reversal*“. Chemical Engineering Science 47 (9), S. 2897–2902 (1992).
- [231] Khinast, J.; Luss, D.: „*Mapping regions with different bifurcation diagrams of a reverse-flow reactor*“. AIChE Journal 43 (8), S. 2034–2047 (1997).
- [232] Khinast, J.; Jeong, Y. O.; Luss, D.: „*Dependence of cooled reverse-flow reactor dynamics on reactor model*“. AIChE Journal 45 (2), S. 299–309 (1999).
- [233] Barresi, A. A.; Vanni, M.: „*Control of catalytic combustors with periodical flow reversal*“. AIChE Journal 48 (3), S. 648–652 (2002).
- [234] Edouard, D.; Hammouri, H.; Zhou, X. G.: „*Control of a reverse flow reactor for VOC combustion*“. Chemical Engineering Science 60 (6), S. 1661–1672 (2005).
- [235] Aksikas, I.; Fuxman, A.; Forbes, J. F.; et al.: „*Model-based control of a flow-reversal reactor*“. In: Proceedings of the 8th World Congress of Chemical Engineering (2009).

- [236] Fissore, D.; Barresi, A. A.: „*Robust control of a reverse-flow reactor*“. *Chemical Engineering Science* 63 (7), S. 1901–1913 (2008).
- [237] Kleinert, T.; Lunze, J.: „*Modelling and state observation of simulated moving bed processes*“. Forschungsbericht 2003.11, Lehrstuhl für Automatisierungstechnik und Prozessinformatik, Ruhr-Universität Bochum (2003).
- [238] Toumi, A.; Engell, S.; Diehl, M.; et al.: „*Efficient optimization of simulated moving bed processes*“. *Chemical Engineering and Processing* 46 (11), S. 1067–1084 (2007).
- [239] Anxionnaz, Z.; Cabassud, M.; Gourdon, C.; et al.: „*Heat exchanger/reactors (HEX reactors): Concepts, technologies: State-of-the-art*“. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification* 47 (12), S. 2029–2050 (2008).
- [240] Kolios, G.; Frauhammer, J.; Eigenberger, G.: „*A simplified procedure for the optimal design of autothermal reactors for endothermic high-temperature reactions*“. *Chemical Engineering Science* 56, S. 351–357 (2001).
- [241] Gritsch, A.: „*Wärmeintegrierte Reaktorkonzepte für katalytische Hochtemperatur-Synthesen am Beispiel der dezentralen Dampfreformierung von Methan*“. Dissertation, Universität Stuttgart (2008).
- [242] Ramaswamy, R. C.: „*Steady state and dynamic reactor models for coupling exothermic and endothermic reactions*“. Dissertation, Washington University (2006).
- [243] Matros, Y. S.; Bunimovich, G. A.; Strots, V. O.; et al.: „*Reversed flow converter for emission control after automotive engines*“. *Chemical Engineering Science* 54 (13–14), S. 2889–2898 (1999).
- [244] Zanoletti, M.; Klvana, D.; Kirchnerova, J.; et al.: „*Auto-cyclic reactor: Design and evaluation for the removal of unburned methane from emissions of natural gas engines*“. *Chemical Engineering Science* 64 (5), S. 945–954 (2009).
- [245] Ronney, P. D.: „*Analysis of non-adiabatic heat-recirculating combustors*“. *Combustion and Flame* (135), S. 421–439 (2003).
- [246] Eigenberger, G.; Nieken, U.: „*Katalytische Abluftreinigung: Verfahrenstechnische Aufgaben und neue Lösungen*“. *Chemie Ingenieur Technik* 63 (8), S. 781–791 (1991).
- [247] Züfle, H.; Turek, T.; Hahn, T.: „*Betriebsverhalten eines Festbettreaktors mit periodischer Strömungsumkehr*“. *Chemie Ingenieur Technik* 67 (8), S. 1008–1011 (1995).
- [248] Züfle, H.; Turek, T.: „*Catalytic combustion in a reactor with periodic flow reversal. Part 1. Experimental results*“. *Chemical Engineering and Processing* (36), S. 327–340 (1997).
- [249] Züfle, H.; Turek, T.: „*Catalytic combustion in a reactor with periodic flow reversal. Part 2. Steady-state reactor model*“. *Chemical Engineering and Processing* (36), S. 341–352 (1997).
- [250] Sun, Q.; Young, B.; Williams, D. F.; et al.: „*A periodic flow reversal reactor: an infinitely fast switching model and a practical proposal for its implementation*“. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 74 (5), S. 760–765 (1996).
- [251] Garg, R.; Luss, D.; Khinast, J. G.: „*Dynamic and steady-state features of a cooled countercurrent flow reactor*“. *AIChE Journal* 46 (10), S. 2030–2040 (2000).
- [252] Garg, R.; Luss, D.: „*Dynamic bifurcations and features of a cooled countercurrent flow reactor*“. *Chemical Engineering Science* (56), S. 3719–3726 (2001).
- [253] Meier zu Köcker, H.: „*Abgasreinigung durch thermische Verbrennung. Teil I: Thermische Stabilität im Wärmetauscherrohr*“. *Staub-Reinhaltung der Luft* 38 (3), S. 101–105 (1978).
- [254] Meier zu Köcker, H.: „*Abgasreinigung durch thermische Verbrennung. Teil II: Thermische Abluftverbrennung mit indirekter Beheizung*“. *Staub-Reinhaltung der Luft* 38 (5), S. 167–172 (1978).
- [255] Meier zu Köcker, H.; Dühr, J.: „*Abgasreinigung durch thermische Verbrennung. Teil III: Thermische Abluftverbrennung mit Flammenbeheizung*“. *Staub-Reinhaltung der Luft* 38 (9), S. 370–374 (1978).
- [256] Meier zu Köcker, H.: „*Abgasreinigung durch thermische Verbrennung. Teil IV: Bedeutung und Übertragbarkeit von Laborergebnissen*“. *Staub-Reinhaltung der Luft* 39 (4), S. 130–134 (1979).
- [257] Meier zu Köcker, H.; Weger, F.: „*Abgasreinigung durch thermische Verbrennung. Teil V: Reaktionsverhalten stickstoffhaltiger Schadstoffe*“. *Staub-Reinhaltung der Luft* 40 (6), S. 245–249 (1980).
- [258] Meier zu Köcker, H.: „*Verbrennung N-haltiger Verbindungen*“. In: *VDI-Berichte*, VDI Verlag, Düsseldorf, S. 333–345 (1985).

- [259] Chou, M.-S.; Hei, C.-M.; Huang, Y.-W.: „Regenerative thermal oxidation of airborne N, N-dimethylformamide and its associated nitrogen oxides formation characteristics“. Journal of the Air & Waste Management Association 57 (8), S. 991–999 (2007).
- [260] Pan, C.-P.: „Study on the fuel NO_x formation for oxidation of air-borne nitrogen-containing VOC by regenerative thermal oxidizer“. Master Thesis, Universität Guoli Zhongshan, Thailand (2005).
- [261] Carlowitz, O.; Wiebe, H.; Hüning, W.: „Versuchsergebnisse zur stickoxidarmen, thermischen Verbrennung von Abluftverunreinigungen in Form von stickstoffhaltigen Verbindungen und daraus resultierende Anlagenkonzepte“. VFWL-Tagung, 3./4. Dezember 1985. In: Vortragsband zur VFWL-Tagung, , Brugg (Schweiz) (1985).
- [262] Janßen, H.: „Verringerung der Stickoxidemissionen aus thermischen Abgasreinigungsanlagen durch Brennstoffvormischung“. Dissertation, Technische Universität Clausthal, Clausthal-Zellerfeld (1999).
- [263] Janßen, H.; Carlowitz, O.: „Neues Brennerkonzept für thermische Nachverbrennungsanlagen mit verringertem Stickoxidauswurf“. In: VDI-Berichte 1313,, VDI Verlag, Düsseldorf, S. 33–38 (1997).
- [264] Carlowitz, O.; Wiebe, H.; Gravemeier, U.: „Verbrennung von ammoniak- und stickoxidhaltigen Brüden in einem Drallbrennkammersystem“. 10. Deutscher Flammentag – Verbrennung und Feuerungen –, Darmstadt, Oktober 1981. In: VDI-Berichte 423, VDI Verlag, Düsseldorf (1981).
- [265] Becker, R.; Steinebrunner, K.: „Thermische Entsorgung von NO-haltigen Ablüften“. Chemie Ingenieur Technik 64 (9), S. 848–850 (1992).
- [266] Noll, K.; Carlowitz, O.; Wiebe, H.: „Reduktion von Stickoxiden mittels Ammoniak - erste Erfahrungen an ausgeführten Anlagen zur Abgasreinigung durch thermische Verbrennung“. In: VDI-Berichte 730,, VDI Verlag, Düsseldorf, S. 79–95 (1989).
- [267] Baclic, B. S.: „A simplified formula for cross-flow heat exchanger effectiveness“. Journal of Heat Transfer 100, S. 746–747 (1978).
- [268] Baclic, B. S.; Gvozdenac, D. D.; Sekulic, D. P.: „Exact explicit equations for some two- and three-pass cross-flow heat exchangers effectiveness - Part II“. In: Proceedings of the 4th NATO Advanced Study Institute on Low Reynolds Number Forced Convection in Channels and Bundles - Applied to Heat Exchangers, Middle East Technical University, Ankara, Turkey, S. 863–876 (1981).
- [269] Hegg, P. J.; Baclic, B. S.: „On the search for new solutions of the single-pass crossflow heat exchanger problem“. International Journal of Heat and Mass Transfer 28 (10), S. 1965–1976 (1985).
- [270] Baclic, B. S.; Sekulic, D. P.; Gvozdenac, D. D.: „Performances of three-fluid single pass crossflow heat exchanger“. The Seventh International Heat Transfer Conference, , München (1982).
- [271] Schneller, J.: „Berechnung von Dreikomponenten-Wärmeaustauschsystemen“. Chemie Ingenieur Technik 42 (20), S. 1245–1251 (1970).
- [272] Shpil'rain, É. É.; Yakimovich, K. A.: „Heat exchange between three streams in pipes of variable cross section“. Journal of Engineering Physics 45 (2), S. 937–939 (1984).
- [273] Cho, Y.-H.; Chang, H.-M.: „An effectiveness-NTU method for triple-passage counterflow heat exchangers“. KSME Journal 7 (3), S. 282–289 (1993).
- [274] Ho, C.-D.; Yang, W.-Y.: „The influences of recycle on a double-pass laminar counterflow concentric circular heat exchangers“. International Journal of Heat and Mass Transfer 46 (12), S. 2103–2113 (2003).
- [275] Pradeep Narayanan, S.; Venkatarathnam, G.: „Performance of a counterflow heat exchanger with heat loss through the wall at the cold end“. Cryogenics 39 (1), S. 43–52 (1999).
- [276] Chowdhury, K.; Sarangi, S.: „Effect of finite thermal conductivity of the separating wall on the performance of counterflow heat exchangers“. Cryogenics 23 (4), S. 212–216 (1983).
- [277] Roetzel, W.: „Berücksichtigung veränderlicher Wärmeübergangskoeffizienten und Wärmekapazitäten bei der Bemessung von Wärmeaustauschern“. Wärme- und Stoffübertragung 2 (3), S. 163–170 (1969).
- [278] Stehlik, P.: „Radiative component in thermal calculation of tubular heat exchangers“. Heat Transfer Engineering 16 (1), S. 19–28 (1995).
- [279] Bagui, F.; Chafouk, H.: „Transient heat transfer in coflow heat exchanger“. Heat and Mass Transfer 42 (9), S. 835–841 (2006).

- [280] Hawn, D. P.: „*Development of a dynamic model of a counterflow compact heat exchanger for simulation of the GT-MHR recuperator using MATLAB and Simulink*“. Master Thesis, Ohio State University (2009).
- [281] Tandogan, E.: „*Optimierter Entwurf von Hochleistungswärmeübertragern*“. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (2001).
- [282] Lerou, P. P. P. M.; Veenstra, T. T.; Burger, J. F.; et al.: „*Optimization of counterflow heat exchanger geometry through minimization of entropy generation*“. *Cryogenics* 45 (10), S. 659–669 (2005).
- [283] Tauscher, R.; Mayinger, F.: „*Heat transfer enhancement in a plate heat exchanger with rib-roughened surfaces*“. In: Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, Cesme, Izmir, Turkey, May 25 - June 5, 1998, ASI No. 960080, S. 121–135 (1998).
- [284] Zhang, J.: „*Numerical simulations of steady low-Reynolds-number flows and enhanced heat transfer in wavy plate-fin passages*“. Dissertation, University of Cincinnati (2004).
- [285] Vujisic, L. B.: „*Heat transfer at transition to turbulence in channel flows with eddy promoters*“. Dissertation, Massachusetts Institute of Technology (1994).
- [286] Steinke, M. E.; Kandlikar, S. G.: „*Single-phase heat transfer enhancement techniques in microchannel and minichannel flows*“. In: Proceedings of the 2nd international conference on microchannels and minichannels, June 17-19, 2004, Rochester, NY, , ISBN 0-7918-4164-2, S. 141–148 (2004).
- [287] Smith, E.; Thianpong, C.; Promvonge, P.: „*Experimental investigation of heat transfer and flow friction in a circular tube fitted with regularly spaced twisted tape elements*“. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 33 (10), S. 1225–1233 (2006).
- [288] Promvonge, P.; Smith, E.: „*Heat transfer and turbulent flow friction in a circular tube fitted with conical-nozzle turbulators*“. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 34 (1), S. 72–82 (2007).
- [289] Muzychka, Y. S.: „*Analytical and experimental study of fluid friction and heat transfer in low reynolds number flow heat exchangers*“. Dissertation, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, Canada (1999).
- [290] Baumgarten, B. E.: „*EHD-enhanced heat transfer in a metallic and a ceramic, compact heat exchanger*“. Master Thesis, University of Maryland (2003).
- [291] Corbeil, A.: „*Study of small hydraulic diameter media for improved heat exchanger compactness*“. Master Thesis, University of Ottawa, Ottawa, Canada (2011).
- [292] Sahiti, N.: „*Thermal and fluid dynamic performance of pin fin heat transfer surfaces*“. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2006).
- [293] Anzelius, A.: „*Über Erwärmung vermittelt durchströmender Medien*“. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 6 (4), S. 291–294 (1926).
- [294] Nußelt, W.: „*Die Theorie des Winderhitzers*“. *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure* 71 (3), S. 85–91 (1927).
- [295] Nußelt, W.: „*Der Beharrungszustand im Winderhitzer*“. *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure* 72 (30), S. 1052–1054 (1928).
- [296] Schmeidler, W.: „*Mathematische Theorie der Wärmespeicher*“. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 8 (5), S. 385–393 (1928).
- [297] Rummel, K.: „*Die Berechnung der Wärmespeicher auf Grund der Wärmedurchgangszahl*“. *Stahl und Eisen* 48, S. 1712–1715 (1928).
- [298] Hausen, H.: „*Über den Wärmeaustausch in Regeneratoren. I. Teil. Grundlegende Betrachtungen über die Vorgänge im Regenerator*“. *Techn. Mechan. u. Thermodynamik* 1 (6), S. 219–224 (1930).
- [299] Hausen, H.: „*Über den Wärmeaustausch in Regeneratoren. II. Teil. Die zahlenmäßigen Ergebnisse der exakten Theorie*“. *Techn. Mechan. u. Thermodynamik* 1 (6), S. 250–256 (1930).
- [300] Hausen, H.: „*Näherungsverfahren zur Berechnung des Wärmeaustausches in Regeneratoren*“. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 11 (2), S. 105–114 (1931).
- [301] Johnson, J. E.: „*Regenerator heat exchangers for gas-turbines*“. Reports and Memoranda No. 2630, Aeronautical Research Council, London (1948).
- [302] Ridgion, J. M.; Willmott, A. J.; Thewlis, J. H.: „*An analogue computer simulation of a cowper stove*“. *The Computer Journal* 7 (3), S. 188–196 (1964).

- [303] Hausen, H.: „*Berechnung der Wärmeübertragungsrate in Regeneratoren bei zeitlich veränderlichem Mengenstrom*“. International Journal of Heat and Mass Transfer 13 (11), S. 1753–1766 (1970).
- [304] Hausen, H.: „*Genauigkeit von Differenzenverfahren zur Berechnung des Temperaturverlaufs in Regeneratoren*“. Wärme- und Stoffübertragung 14 (1), S. 1–6 (1980).
- [305] Geutjes, A. J.: „*A numerical model to evaluate the behaviour of a regenerative heat exchanger at high temperature*“. TH Report 76-E-66, Eindhoven University of Technology (1976).
- [306] Larson, F. W.: „*Rapid calculation of temperature in a regenerative heat exchanger having arbitrary initial solid and entering fluid temperatures*“. International Journal of Heat and Mass Transfer 10 (2), S. 149–168 (1967).
- [307] Edwards, J. V.; Evans, R.; Probert, S. D.: „*Computation of transient temperatures in regenerators*“. International Journal of Heat and Mass Transfer 14 (8), S. 1175–1202 (1971).
- [308] Sandner, H.: „*Beitrag zur linearen Theorie des Regenerators*“. Dissertation, TU München (1971).
- [309] Willmott, A. J.; Kulakowski, B.: „*Numerical acceleration of thermal regenerators simulations*“. International Journal for Numerical Methods in Engineering 11 (3), S. 533–551 (1977).
- [310] Romie, F. E.; Baclic, B. S.: „*Methods for rapid calculation of the operation of asymmetric counterflow regenerators*“. Journal of Heat Transfer 110 (3), S. 785–788 (1988).
- [311] Willmott, A. J.; Scott, D. M.; Zhang, L.: „*Matrix formulations of linear simulations of the operation of thermal regenerators*“. Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals 23 (1), S. 43–65 (1993).
- [312] Frauhammer, J.; Klein, H.; Eigenberger, G.; et al.: „*Solving moving boundary problems with an adaptive moving grid method: Rotary heat exchangers with condensation and evaporation*“. Chemical Engineering Science 53 (19), S. 3393–3411 (1998).
- [313] Nahavandi, A. N.; Weinstein, A. S.: „*A solution to the periodic-flow regenerative heat exchanger problem*“. Applied Scientific Research 10 (1), S. 335–348 (1961).
- [314] Baclic, B. S.: „*A closed-form solution for the symmetric and balanced counterflow regenerator: application of the galerkin method*“. ASME Paper No. 83-WA-89 (1983).
- [315] Howse, J. W.; Hansen, G. A.; Cagliostro, D. J.; et al.: „*Solving a thermal regenerator model using implicit Newton-Krylov methods*“. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications 38 (1), S. 23–44 (2000).
- [316] Kokron, C. J.: „*Modeling large temperature swings in heat regenerators using orthogonal collocation*“. Master Thesis, Oregon State University (1992).
- [317] Dabora, E. K.: „*Regenerative heat exchanger with heat-loss consideration*“. Technical Report AFOSR TN 57-613, ASTIA Document No. AD 136 603, Engineering Research Institute, University of Michigan (1957).
- [318] Sheiman, V. A.; Reznikova, G. E.: „*Thermal calculation of rotary regenerators with a dispersed packing*“. Journal of Engineering Physics 12 (1), S. 23–26 (1967).
- [319] Vortmeyer, D.; Le Mong, S.: „*Anwendung des Äquivalenzprinzipes zwischen Ein- und Zweiphasenmodellen auf die Lösung der Regeneratorgleichungen*“. Wärme- und Stoffübertragung 9 (1), S. 29–37 (1976).
- [320] Van Wieringen, J. S.: „*Exact and approximate solution of the regenerator equation for the case of high heat exchange and moderate heat capacity*“. Applied Scientific Research 34 (2-3), S. 145–158 (1978).
- [321] Razelos, P.: „*An analytic solution to the electric analog simulation of the regenerative heat exchanger with time-varying fluid inlet temperatures*“. Wärme- und Stoffübertragung 12 (1), S. 59–71 (1979).
- [322] Organ, A. J.: „*Solution of the classic thermal regenerator problem*“. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 208 (3), S. 187–197 (1994).
- [323] Saastamoinen, J. J.: „*Analytical solution for balanced symmetric counterflow regenerator*“. Journal of Heat Transfer 117 (2), S. 510–512 (1995).
- [324] Saastamoinen, J. J.: „*Heat transfer in crossflow regenerators*“. International Journal of Heat and Mass Transfer 42 (17), S. 3205–3216 (1999).
- [325] Okunev, B. N.; Safonov, M. S.: „*Analytical theory of regenerative heat transfer and study of its thermodynamic efficiency*“. Journal of Engineering Physics and Thermophysics 73 (2), S. 232–237 (2000).

- [326] Rabah, A. A.; Kabelac, S.: „*A simplified solution of the regenerator periodic problem: the case for air conditioning*“. *Forschung im Ingenieurwesen* 74 (4), S. 207–214 (2010).
- [327] Kern, J.: „*On the average transfer coefficient in periodic heat exchange-I'*“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 19 (8), S. 869–878 (1976).
- [328] Kern, J.: „*On the average transfer coefficient in periodic heat exchange-II'*“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 19 (8), S. 879–892 (1976).
- [329] Willmott, A. J.; Burns, A.: „*The recuperator analogy for the transient performance of thermal regenerators*“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 22 (7), S. 1107–1115 (1979).
- [330] Atthey, D. : „*An approximate thermal analysis for a regenerative heat exchanger*“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 31 (7), S. 1431–1441 (1988).
- [331] Klein, H.; Eigenberger, G.: „*Approximate solutions for metallic regenerative heat exchangers*“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (18), S. 3553–3563 (2001).
- [332] Ai, Y.-F.; Mei, C.; Huang, G.-D.; et al.: „*Research on temperature profiles of honeycomb regenerator with asymptotic analysis*“. *Journal of Chongqing University* 5 (2), S. 77–82 (2006).
- [333] Schultz, B. H.: „*Approximative formulae in the theory of thermal regenerators*“. *Applied Scientific Research, Section A* 3 (3), S. 165–173 (1952).
- [334] Schellmann, E.: „*Näherungsverfahren zur Berechnung der Wärmeübertragung in Regeneratoren unter Berücksichtigung der Wärmeverluste*“. *Chemie Ingenieur Technik* 42 (22), S. 1358–1363 (1970).
- [335] Hausen, H.: „*Wärmeübertragung in Regeneratoren*“. *Wärme- und Stoffübertragung* (22), S. 247–249 (1988).
- [336] Porowski, M.; Szczechowiak, E.: „*Influence of longitudinal conduction in the matrix on effectiveness of rotary heat regenerator used in air-conditioning*“. *Heat and Mass Transfer* 43 (11), S. 1185–1200 (2007).
- [337] Rühlich, I.: „*Optimierung von Regeneratoren*“. Abschlussbericht 13N6619, TU Dresden, Lehrstuhl für Kälte- und Kryotechnik, Dresden (1999).
- [338] Ohmdorf, E.; Mehren, D.; Hatzfeld, O.; et al.: „*Energieeffiziente und emissionsarme Beheizung von Hochtemperatur-Durchlauföfen für bessere Erwärmungsqualität und höhere Wärmeleistung mit energetischer Entkopplung mittels thermischer Regeneratoren*“. Abschlussbericht 0329829 A/B, Betriebsforschungsinstitut BFI, Siegen und Düsseldorf (2004).
- [339] Bender, W.; Sucker, D.; Niggeschmidt, W.: „*Neuartiges thermisches Drehregenerator-Brenner-System zur besseren Energieausnutzung in Hochtemperatur -Prozeßfeuerungen*“. 20. Deutscher Flammentag – Verbrennung und Feuerungen –, Essen, 4. und 5. September 2001. In: VDI-Berichte 1629, VDI Verlag, Düsseldorf (2001).
- [340] Henning, B.; Jasper, J.: „*Einsatz von Drehbettregeneratoren bei der thermischen Abfallverwertung*“. *GASWÄRME International* 53 (6), S. 323–325 (2004).
- [341] Henning, B.; Jasper, R.; Klatecki, P.: „*Optimierte Regeneratortechnologie an industriellen Feuerungssystemen*“. *GASWÄRME International* 54 (6), S. 377–381 (2005).
- [342] Szewczyk, D.; Sudoh, J.; Swiderski, A.; et al.: „*Over decade of the industrial experiences in high temperature air combustion applied with HRS regenerative burners*“. 6th HiTAC, October 17-19, 2005, , Essen, Germany (2005).
- [343] Szewczyk, D.; Forsberg, B.: „*High-cycle regenerative systems (HRS BURNERS) and high temperature air combustion technology (Hitac) - European industrial Application*“. ISNGU, September 25-26, 2006, , Poznan, Poland (2006).
- [344] Wüning, J. G.: „*Small capacity regenerative burners*“. 2007 AFRC-JFRC International Symposium, October 16-18, 2006, , Waikoloa, Hawaii (2006).
- [345] Wüning, J. G.: „*Regenerative burners for heat treating furnaces*“. INFUB - 8th European Conference on Industrial Furnaces and Boilers, , Vilamoura, Portugal (2008).
- [346] „*Ljungström air preheaters*“. Herstellerinformationen, Alstom (2013).
- [347] Pfahnl, A. C.: „*Investigation in novel regenerator concepts for use in a small motor-vehicle gas-turbine engine*“. Master Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1994.
- [348] Hausen, H.: „*Wärmeübertragung im Gegenstrom, Gleichstrom und Kreuzstrom*“. Springer Verlag, Berlin (1976).
- [349] Willmott, A. J.: „*The development of thermal regenerator theory: 1931 - the present*“. University of York, Dept. of Computer Science, Heslington, York, England (1992).
- [350] Willmott, A. J.: „*Dynamics of regenerative heat transfer*“. Taylor & Francis, New York, London, ISBN 1-56032-369-8 (2002).

- [351] Dragutinovic, G. D.; Baclic, B. S.: „*Operation of counterflow regenerators*“. Computational Mechanics Publications, Southampton, UK; Boston, USA, ISBN 978-1-853-12548-5 (1998).
- [352] Lambertson, T. J.: „*Performance factors of a periodic-flow heat exchanger*“. Transactions of the ASME 80, S. 586–592 (1958).
- [353] Baclic, B. S.; Heggs, P. J.; Dragutinovic, G. D.: „*Prediction of the effectiveness of unbalanced-asymmetric counterflow regenerators*“. Vol. 15, University of Novi Sad, Godina (1984).
- [354] Hausen, H.: „*Berechnung der Wärmeübertragung in Regeneratoren bei temperaturabhängigen Stoffwerten und Wärmeübergangszahlen*“. International Journal of Heat and Mass Transfer 7, S. 112–123 (1963).
- [355] Podolskii, A. G.: „*Calculation of heat transfer in a regenerator with variable thermophysical properties of the gas and checkerwork*“. Journal of Engineering Physics and Thermophysics 19 (2), S. 969–973 (1973).
- [356] Sahoo, R. K.; Sarangi, S.: „*Effect of temperature-dependent specific heat of the working fluid on the performance of cryogenic regenerators*“. Cryogenics 25 (10), S. 583–590 (1985).
- [357] Kulkarni, M. S.: „*Modeling a heat regenerator with temperature dependent gas properties*“. Master Thesis, Oregon State University (1993).
- [358] Heggs, P. J.; Foumeny, E. A.: „*Thermal performance of diabatic cyclic regenerators*“. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications 9 (2), S. 183–199 (1986).
- [359] Worsøe-Schmidt, P.: „*The effect of fresh air purging on the effectiveness of rotary regenerators for energy recovery from exhaust air*“. International Refrigeration and Air Conditioning Conference (1988).
- [360] Eigenberger, G.; Nieken, U.: „*Catalytic combustion with periodic flow reversal*“. Chemical Engineering Science 43 (8), S. 2109–2115 (1988).
- [361] Nijdam, J. L.; Van Der Geld, C. W. M.: „*Experiments with a large-scale reverse flow reactor*“. Chemical Engineering Science 52 (16), S. 2729–2741 (1997).
- [362] Jeschar, R.; Alt, R.; Specht, E.: „*Grundlagen der Wärmeübertragung*“. Viola-Jeschar-Verlag, Goslar (1990).
- [363] Carlowitz, O.; Jauns, S.; Jäger, M.: „*Einsatz von Regeneratoren zur Erzeugung hoher Abluftvorwärmtemperaturen in thermischen Nachverbrennungsanlagen*“. In: VDI-Berichte 922,, VDI Verlag, S. 283–293 (1991).
- [364] Jauns, S.; Carlowitz, O.; Jäger, M.: „*Realisierung hoher Abluftvorwärmtemperaturen in thermischen Nachverbrennungsanlagen mit Hilfe von Festbettregeneratoren*“. GASWÄRME International 40 (1/2), S. 59–65 (1991).
- [365] Jauns, S.; Potempa, T.; Carlowitz, O.: „*Betriebverhalten von Festbettregeneratoren zur Abluftvorwärmung von Nachverbrennungsanlagen*“. 17. Deutscher Flammentag – Verbrennung und Feuerungen –, Hamburg, 12. und 13. September 1995. In: VDI-Berichte 1193, VDI Verlag, Düsseldorf (1995).
- [366] Dryer, F. L.: „*High temperature oxidation of carbon monoxide and methane in a turbulent flow reactor*“. AFOSR Scientific Report TR-72-1109, Princeton University Department of Aerospace and Mechanical Sciences (1972).
- [367] Barresi, A. A.; Baldi, G.; Fissore, D.: „*Forced unsteady-state reactors as efficient devices for integrated processes: Case histories and new perspectives*“. Industrial & Engineering Chemistry Research 46 (25), S. 8693–8700 (2007).
- [368] Gosiewski, K.: „*Efficiency of heat recovery versus maximum catalyst temperature in a reverse-flow combustion of methane*“. Chemical Engineering Journal 107 (1-3), S. 19–25 (2005).
- [369] Gosiewski, K.; Warmuzinski, K.: „*Effect of the mode of heat withdrawal on the asymmetry of temperature profiles in reverse-flow reactors. Catalytic combustion of methane as a test case*“. Chemical Engineering Science 62 (10), S. 2679–2689 (2007).
- [370] Marín, P.; Ordóñez, S.; Díez, F. V.: „*Simplified design methods of reverse flow catalytic combustors for the treatment of lean hydrocarbon–air mixtures*“. Chemical Engineering and Processing 48 (1), S. 229–238 (2009).
- [371] Choi, B.-S.; Yi, J.: „*Simulation and optimization on the regenerative thermal oxidation of volatile organic compounds*“. Chemical Engineering Journal 76 (2), S. 103–114 (2000).
- [372] Carlowitz, O.; Neese, O.; Reindorf, T.: „*Entwicklung einer thermischen Abgasreinigungsanlage mit regenerativer Abluftvorwärmung für Abgase mit siliziumorganischen Verbindungen*“. Kolloquium „Fortschritte in der Luftreinhaltetechnik“, 6.+7. Juni 2005, Schwäbisch Gmünd. In: VDI-Berichte 1893, VDI Verlag, Düsseldorf, ISBN 3-18-091893-4, S. 45–62 (2005).

- [373] Reindorf, T.; Carlowitz, O.; Neese, O.: „*Simulation der Reingasauskopplung in RNV-Anlagen*“. Emissionsminderung 2008, Nürnberg 09./10.04.2008. In: VDI-Berichte 2035, VDI Verlag, Düsseldorf, ISBN 978-3-18-092035-1, S. 257–263 (2008).
- [374] Reindorf, T.: „*Ansätze zur Optimierung des Spülvorgangs bei thermischen Nachverbrennungsanlagen mit regenerativer Abluftvorwärmung*“. Emissionsminderung 2012, Nürnberg 19./20.06.2012. In: VDI-Berichte 2165, VDI Verlag, Nürnberg, S. 221–227 (2012).
- [375] Patankar, S.: „*Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*“. Taylor & Francis, ISBN 978-0-891-16522-4 (1980).
- [376] Barin, I.: „*Thermochemical data of pure substances*“. Wiley-VCH Verlag GmbH, ISBN 978-3-527-61982-5 (2008).
- [377] Chase, M. W.: „*NIST-JANAF thermochemical tables, Fourth Edition, Part 1+2, Journal of Physical and Chemical Reference Data, Monograph No. 9^t*“, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland (1998).
- [378] Gordon, S.; McBride, B. J.: „*Thermodynamic data to 20,000 K for monatomic gases*“. Technical Report TP-1999-208523, National Aeronautics and Space Administration (1999).
- [379] McBride, B. J.; Gordon, S.; Reno, M. A.: „*Thermodynamic data for fifty reference elements*“. NASA Technical Paper 3787/REV1, National Aeronautics and Space Administration (2001).
- [380] Poferl, D. J.; Svehla, R. A.; Lewandowski, K.: „*Thermodynamic and transport properties of air and the combustion products of natural gas and of ASTM-A-1 fuel with air*“. Technical Note NASA TN D-5452, National Aeronautics and Space Administration (1969).
- [381] „*DIPPR Project 801 | AIChE*“. URL: <https://www.aiche.org/dippr/projects/801> (Zugriff am 09.11.2013).
- [382] Lemmon, E. W.; Huber, M. L.; McLinden, M. O.: „*NIST reference fluid thermodynamic and transport properties-REFPROP version 8.0^t*“, Physical and Chemical Properties Division, National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado (2007).
- [383] „*DETERM database*“. URL: <http://www.dechema.de/en/determ.html> (Zugriff am 09.11.2013).
- [384] Poling, B. E.; Prausnitz, J. M.; O'Connell, J. P.: „*The properties of gases and liquids*“. McGraw-Hill, ISBN 978-0-070-11682-5 (2001).
- [385] Hansen, C. F.: „*Approximations for the thermodynamic and transport properties of high-temperature air*“. Technical Report NASA TR R-50, National Aeronautics and Space Administration (1959).
- [386] Yos, J. M.: „*Transport properties of nitrogen, hydrogen, oxygen, and air to 30,000 K*“. Technical Memorandum RAD-TM-63-7, Aeronautical Systems Division, Air Force Systems Command, United States Air Force, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio (1963).
- [387] Saxena, S. C.: „*Transport properties of gases and gaseous mixtures at high temperatures*“. High Temperature Science 3, S. 168–188 (1971).
- [388] McBride, B. J.; Gordon, S.; Reno, M. A.: „*Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species*“. NASA Technical Memorandum 4513, National Aeronautics and Space Administration (1993).
- [389] McBride, B. J.; Zehe, M. J.; Gordon, S.: „*NASA glenn coefficients for calculating thermodynamic properties of individual species*“. Technical Report NASA TP-2002-211556, Glen Research Center, Cleveland, Ohio (2002).
- [390] Angola, A. D.; Capitelli, M.; Colonna, G.; et al.: „*Transport properties of high temperature air in lokal thermodynamic equilibrium*“. Third European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, 24-26 November 1998. In: Proceedings of the Third European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, 24-26 November 1998, European Space Agency, Noordwijk, The Netherlands, S. 253–259 (1998).
- [391] Lemmon, E. W.; Jacobsen, R. T.; Penoncello, S. G.; et al.: „*Thermodynamic properties of air and mixtures of nitrogen, argon, and oxygen From 60 to 2000K at pressures to 2000 MPa*“. Journal Phys. Chem. Ref. Data 29 (3), S. 331–385 (2000).
- [392] Lemmon, E. W.; Jacobsen, R. T.: „*Viscosity and thermal conductivity equations for nitrogen, oxygen, argon, and air*“. International Journal of Thermophysics 25 (1), S. 22–69 (2004).
- [393] Hasse, H.; Vrabec, J.: „*Molekulare Simulation von Phasengleichgewichten in realen Fluiden*“. In: Sonderforschungsbereich 412 Rechnergestützte Modellierung und Simulation zur Analyse, Synthese und Führung verfahrenstechnischer Prozesse, Ergebnisbericht 2002-2003-2004, , Universität Stuttgart (2005).

- [394] Burcat, A.; Ruscic, B.: „*Third millennium ideal gas and condensed phase thermochemical database for combustion with updates from active thermochemical tables*“. Technical Report ANL-05/20 TAE 960, Argonne National Laboratory, Israel Institute of Technology (2005).
- [395] Burcat, A.: „*Burcat's Thermodynamic Data*“. URL: <http://garfield.chem.elte.hu/Burcat/burcat.html> (Zugriff am 09.11.2013).
- [396] Goos, E.: „*Thermodata*“. URL: <http://www.thermodata.de/> (Zugriff am 09.11.2013).
- [397] Kee, R. J.; Rupley, F. M.; Meeks, E.; et al.: „*CHEMKIN-III: A fortran chemical kinetics package for the analysis of gasphase chemical and plasma kinetics*“. UC-405 SAND96-8216, Sandia National Laboratories, Livermore (1996).
- [398] Press, W. H.; Vetterling, W. T.; Teukolsky, S. A.; et al.: „*Numerical recipes in C++*“. Cambridge University Press, Cambridge, UK, ISBN 0-521-75033-4 (2002).
- [399] Schwetlick, H.; Kretzschmar, H.: „*Numerische Verfahren für Naturwissenschaftler und Ingenieure: Eine computerorientierte Einführung*“. Fachbuchverlag, Leipzig, ISBN 978-3-446-00580-8 (1991).
- [400] Faires, J. D.; Burden, R. L.: „*Numerische Methoden: Näherungsverfahren und ihre praktische Anwendung*“. Spektrum, Akad. Verl., Heidelberg [u.a.], ISBN 978-3-827-40596-8 (2000).
- [401] Westbrook, C. K.; Dryer, F. L.: „*Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames*“. Combustion Science and Technology 27 (1-2), S. 31–43 (1981).
- [402] Hsu, P.-F.; Matthews, R. D.: „*The necessity of using detailed kinetics in models for premixed combustion within porous media*“. Combustion and Flame 93, S. 457–466 (1993).
- [403] Dryer, F. L.; Glassman, I.: „*Combustion chemistry of chain hydrocarbons*“. Report 1350, Princeton University Department of Aerospace and Mechanical Sciences, Princeton, New Jersey (1977).
- [404] Babushok, V. I.; Dakdancha, A. N.: „*Global kinetic parameters for high-temperature gas-phase reactions*“. Combustion, Explosion and Shock Waves 29 (4), S. 464–489 (1993).
- [405] Polifke, W.; Geng, W.; Döbbling, K.: „*Optimization of rate coefficients for simplified reaction mechanisms with genetic algorithms*“. Combustion and Flame 113, S. 119–135 (1998).
- [406] Peters, N.; Williams, F. A.: „*The asymptotic structure of stoichiometric methane-air flames*“. Combustion and Flame 68 (2), S. 185–207 (1987).
- [407] Mansha, M.; Saleemi, A. R.; Gul, J.: „*Comparative study of kinetic mechanisms for natural gas combustion in an internal combustion engine*“. Mehran University Research Journal of Engineering & Technology 29 (4), S. 525–540 (2010).
- [408] Jones, W. P.; Lindstedt, R. P.: „*Global reaction schemes for hydrocarbon combustion*“. Combustion and Flame 73 (3), S. 233–249 (1988).
- [409] Tsuji, H.; Gupta, A. K.; Hasegawa, T.; et al.: „*High temperature air combustion: from energy conservation to pollution reduction*“. CRC Press, Boca Raton, FL, ISBN 0-8493-1036-9 (2003).
- [410] Srivatsa, S. K.: „*Computations of soot and NO_x emissions from gas turbine combustors*“. Technical Report CR-167930, National Aeronautics and Space Administration, Cleveland, Ohio (1982).
- [411] Seshadri, K.; Bai, X. S.; Pitsch, H.; et al.: „*Asymptotic analysis of the structure of moderately rich methane-air flames*“. Combustion and Flame 113, S. 589–602 (1998).
- [412] Mallampalli, H. P.; Fletcher, T. H.; Chen, J. Y.: „*Evaluation of CH₄ / NO_x global mechanisms used for modeling lean premixed turbulent combustion of natural gas*“. Fall Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute, October 28-29, University of Southern California, Los Angeles, CA (1996).
- [413] Chen, J. Y.: „*Development of reduced mechanisms for numerical modelling of turbulent combustion*“. In: Workshop on Numerical Aspects of Reduction in Chemical Kinetics, CERMICS-ENPC, Cite Descartes, Champus sur Marne, France (1997).
- [414] Brewster, B. S.; Cannon, S. M.; Farmer, J. R.; et al.: „*Modeling of lean premixed combustion in stationary gas turbines*“. Progress in Energy and Combustion Science 25 (1999), S. 353–385.
- [415] Montgomery, C. J.; Cremer, M. A.; Chen, J. Y.; et al.: „*Reduced chemical kinetic mechanisms for hydrocarbon fuels*“. Technical Report F33615-98-C-2831, Reaction Engineering International, Salt Lake City, Utah (2006).
- [416] Msaad, A. A.: „*Reduced Detailed Mechanism for Methane Combustion*“. Energy and Power Engineering 04 (01), S. 28–33 (2012).

- [417] Marzouk, O. A.; Huckaby, E. D.: „A comparative study of eight finite-rate chemistry kinetics for CO/H₂-combustion“. Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics 4 (3), S. 331–356 (2010).
- [418] Frenklach, M.; Wang, H.; Goldenberg, M.; et al.: „GRI-Mech - An optimized detailed chemical reaction mechanism for methane combustion“. Topical Report GRI-95/0058, Gas Research Institute (1995).
- [419] Frenklach, M.; Wang, H.; Yu, C.-L.; et al.: „GRI-Mech 1.2“. URL: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/ (Zugriff am 10.11.2013).
- [420] Bowman, C. T.; Hanson, R. K.; Gardiner, W. C.; et al.: „GRI-Mech 2.11“. URL: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/ (Zugriff am 10.11.2013).
- [421] Smith, G. P.; Golden, D. M.; Frenklach, M.; et al.: „GRI-Mech 3.0“. URL: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/ (Zugriff am 10.11.2013).
- [422] Wang, H.; You, X.; Joshi, A. V.; et al.: „USC Mech Version II. High-temperature combustion reaction model of H₂ / CO / C₁-C₄ compounds“. (2007).
- [423] Westbrook, C. K.; Pitz, W. J.; Herbinet, O.; et al.: „A detailed chemical kinetic reaction mechanism for n-alkane hydrocarbons from n-octane to n-hexadecane“. Combustion and Flame 156 (1), S. 181–199 (2008).
- [424] Saunders, S. M.; Jenkin, M. E.; Derwent, R. G.; et al.: „Protocol for the development of the Master Chemical Mechanism, MCM v3 (Part A): tropospheric degradation of non-aromatic volatile organic compounds“. Atmos. Chem. Phys. 3 (1), S. 161–180 (2003).
- [425] „Master Chemical Mechanism“. URL: <http://mcm.leeds.ac.uk/MCM> (Zugriff am 10.11.2013).
- [426] Westbrook, C. K.; Pitz, W. J.; Herbinet, O.; et al.: „A detailed chemical kinetic reaction mechanism for n-alkane hydrocarbons from n-octane to n-hexadecane“. Western States Section of The Combustion Institute, Livermore, CA, United States, Oct 16 - Oct 17, 2007, , Livermore, California, United States (2007).
- [427] Hughes, K. J.; Turányi, T.; Clague, A. R.; et al.: „Development and testing of a comprehensive chemical mechanism for the oxidation of methane“. International Journal of Chemical Kinetics 33 (9), S. 513–538 (2001).
- [428] Konnov, A. A.; Dyakov, I. V.; De Ruyck, J.: „Sampling measurements of nitric oxide in methane + oxygen + nitrogen flames doped with ammonia“. European Combustion Meeting. In: Proceedings of the European Combustion Meeting (2005).
- [429] Konnov, A. A.; De Ruyck, J.: „SAFEKINEX: SAFE and Efficient hydrocarbon oxidation processes by KINetics and Explosion eXpertise and development of computational process engineering tools, Work-package 4, Contractual deliverable No. 26, Report on ongoing progress of C₁ - C₃ detailed kinetic model development“. EVG1-CT-2002-00072, Vrije Universiteit Brussel, Brussels (2004).
- [430] Marinov, N. M.: „A detailed chemical kinetic model for high temperature ethanol oxidation“. International Journal of Chemical Kinetics 31 (3), S. 183–220 (1999).
- [431] Wang, S.; Miller, D. L.; Cernansky, N. P.; et al.: „A flow reactor study of neopentane oxidation at 8 atmospheres: experiments and modeling“. Combustion and Flame 118 (3), S. 415–430 (1999).
- [432] Fisher, E. M.; Pitz, W. J.; Curran, H. J.; et al.: „Detailed chemical kinetic mechanisms for combustion of oxygenated fuels“. Proceedings of the Combustion Institute 28 (2), S. 1579–1586 (2000).
- [433] Silke, E. J.; Pitz, W. J.; Westbrook, C. K.; et al.: „Detailed chemical kinetic modeling of cyclohexane oxidation“. The Journal of Physical Chemistry A 111 (19), S. 3761–3775 (2007).
- [434] Curran, H. J.; Gaffuri, P.; Pitz, W. J.; et al.: „A comprehensive modeling study of n-heptane oxidation“. Combustion and Flame 114 (1–2), S. 149–177 (1998).
- [435] Battin-Leclerc, F.; Bounaceur, R.; Come, G. M.; et al.: „EXGAS-ALKANES: A software for the automatic generation of mechanisms for the oxidation of alkanes“. (2004).
- [436] Schramm, B. A.: „Automatische Reduktion chemischer Reaktionsmechanismen am Beispiel der Oxidation von höheren Kohlenwasserstoffen und deren Verwendung in reaktiven Strömungen“. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2003).
- [437] Shah, R. K.; London, A. L.: „Laminar flow forced convection in ducts“. Academic Press, Inc., New York, ISBN 0-12-020051-1 (1978).
- [438] Kakac, S.; Yener, Y.: „Convective Heat Transfer“. Middle East Technical University, Ankara (1980).

- [439] Aus der Wiesche, S.: „*Heat transfer from a rotating disk in a parallel air crossflow*“. International Journal of Thermal Sciences 46 (8), S. 745–754 (2007).
- [440] Chakraborty, S.; Ray, S.: „*Performance optimisation of laminar fully developed flow through square ducts with rounded corners*“. International Journal of Thermal Sciences 50 (12), S. 2522–2535 (2011).
- [441] Spang, B.: „*Wärmedurchgang und mittlere Temperaturdifferenz in Rekuperatoren*“. Habilitation, Universität der Bundeswehr, Hamburg (1998).
- [442] Irvine, T. F.; Simon, H. A.: „*The influence of radiation on convection in a flat duct*“. Report No. 18, State University of New York, College of Engineering, Stony Brook, NY (1964).
- [443] Seki, N.; Fukusako, S.; Sugawara, M.: „*Internal laminar heat transfer of a radiating gas with gas-property variation*“. Bulletin of the Faculty of Engineering, Hokkaido University 82, S. 1–11 (1976).
- [444] Chandratilleke, T. T.; Narayanaswamy, R.; Wangdhamkoom, P.: „*Convective heat transfer in airflow through a duct with wall thermal radiation*“. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering 10 (1), S. Paper 012026 (2010).
- [445] Baek, S. W.; Yu, M. J.; Kim, S.: „*Thermally developing poiseuille flow affected by radiation*“. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications 35 (6), S. 681–694 (1999).
- [446] Seo, T.: „*Non-gray radiation in the entrance region of a smooth tube*“. Solar Energy 15 (3), S. 91–103 (1995).
- [447] Bräuer, H. W.; Fetting, F.: „*Stofftransport bei Wandreaktion im Einlaufgebiet eines Strömungsrohres*“. Chemie Ingenieur Technik 38 (1) (1966).
- [448] Groppi, G.; Belloli, E.; Forzatti, P.: „*A comparison of lumped and distributed models of monolith catalytic combustors*“. Chemical Engineering Science 50 (17), S. 2705–2715 (1995).
- [449] Hayes, R. E.; Kolaczowski, S. T.: „*A study of Nusselt and Sherwood numbers in a monolith reactor*“. Catalysis Today (47), S. 295–303 (1999).
- [450] Gupta, N.; Balakotaiah, V.: „*Heat and mass transfer coefficients in catalytic monoliths*“. Chemical Engineering Science 56, S. 4771–4786 (2001).
- [451] Grigull, U.: „*Wärmeübergang an nicht-Newton'sche Flüssigkeiten bei laminarer Rohrströmung*“. Chemie Ingenieur Technik 28 (8/9), S. 553–556 (1956).
- [452] Briggs, A. L.: „*Transient conjugate heat transfer in a circular duct for power-law fluid with viscous dissipation*“. Dissertation, University of Pittsburgh (2003).
- [453] Etemad, S. G.; Mujumdar, A. S.; Nassef, R.: „*Simultaneously developing flow and heat transfer of non-Newtonian fluids in equilateral triangular duct*“. Applied Mathematical Modelling 20 (12), S. 898–908 (1996).
- [454] Grigull, U.: „*Wärmeübergang in laminarer Strömung mit Reibungswärme*“. Chemie Ingenieur Technik 27 (8/9), S. 480–483 (1955).
- [455] Grigull, U.; Tratz, H.: „*Thermischer Einlauf in ausgebildeter laminarer Rohrströmung*“. International Journal of Heat and Mass Transfer (8), S. 669–678 (1965).
- [456] Sieder, E. N.; Tate, G. E.: „*Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes*“. Industrial & Engineering Chemistry 28, S. 1429 (1936).
- [457] Herwig, H.: „*Näherungsweise Berücksichtigung des Einflusses variabler Stoffwerte bei der Berechnung ebener laminarer Grenzschichtströmungen um zylindrische Körper*“. Forschung im Ingenieurwesen 50 (5), S. 160–166 (1984).
- [458] Kays, W. M.; Nicoll, W. B.: „*Laminar flow heat transfer to a gas with large temperature differences*“. Journal of Heat Transfer 85 (4), S. 329–338 (1963).
- [459] Swearingen, T. B.: „*Internal laminar heat transfer to a gas with temperature dependent properties*“. Dissertation, University of Arizona (1969).
- [460] Maxwell, M. J.; Ghajar, A. J.: „*Laminar forced-convective heat transfer with varying properties in the entrance region of flat rectangular ducts*“. Heat Transfer Engineering 6 (4), S. 31–38 (1985).
- [461] Hayes, R. E.; Rojas, A.; Mmbaga, J.: „*The effective thermal conductivity of monolith honeycomb structures*“. Catalysis Today 147, S. S113–S119 (2009).
- [462] Groppi, G.; Tronconi, E.: „*Design of novel monolith catalyst supports for gas/solid reactions with heat exchange*“. Chemical Engineering Science 55, S. 2161–2171 (2000).
- [463] Bey, O.; Eigenberger, G.: „*Fluid flow through catalyst filled tubes*“. Chemical Engineering Science 52 (8), S. 1365–1376 (1997).

- [464] Görner, K.: „*Technische Verbrennungssysteme: Grundlagen, Modellbildung, Simulation*“. Springer, Berlin, ISBN 978-3-540-53947-6 (1991).
- [465] Modest, M. F.: „*Radiative heat transfer*“. Academic Press, San Diego, ISBN 978-0-125-03163-9 (2003).
- [466] Kolaczowski, S. T.; Worth, D. J.: „*Modelling channel interactions in a non-adiabatic multichannel catalytic combustion reactor*“. *Catalysis Today* 26, S. 275–282 (1995).
- [467] Andrea, R. K.: „*Bestimmung effektiver Strahlungseigenschaften der Oberflächen von Faserbauteilen*“. Dissertation, Technische Universität Bergakademie Freiberg (2003).
- [468] Yovanovich, M. M.: „*Conduction and thermal contact resistances (conductances)*“. *Handbook of Heat Transfer* 3, S. 3.1–3.73 (1998).
- [469] Sunderland, J. E.; Johnson, K. R.: „*Shape factors for heat conduction through bodies with isothermal or convective boundary conditions*“. *ASHRAE Transactions* 70, S. 237–241 (1964).
- [470] Laura, P. A.; Susemihl, E. A.: „*Determination of heat flow shape factors for hollow, regular polygonal prisms*“. *Nuclear Engineering and Design* 25, S. 409–412.
- [471] Grigull, U.; Hahne, E.: „*Formfaktor und Formwiderstand der stationären mehrdimensionalen Wärmeleitung*“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 18 (6), S. 751–767 (1975).
- [472] Hollands, K. G. T.; Raithby, G. D.; Hassani, A. V.: „*A close upper bound for the conduction shape factor of a uniform thickness, 2D layer*“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36 (12), S. 3155–3158.
- [473] Kołodziej, J. A.; Stręk, T.: „*Analytical approximations of the shape factors for conductive heat flow in circular and regular polygonal cross-sections*“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (5), S. 999–1012.
- [474] Teertstra, P. M.; Yovanovich, M. M.; Culham, J. R.: „*Conduction shape factor models for hollow cylinders with nonuniform gap spacing*“. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 23 (1), S. 28–32 (2009).
- [475] DIN EN 12664: Wärmetechnisches Verhalten von Baustoffen und Bauprodukten - Bestimmung des Wärmedurchlasswiderstandes nach dem Verfahren mit dem Plattengerät und dem Wärmestrommessplatten-Gerät - Trockene und feuchte Produkte mit mittlerem und niedrigem Wärmedurchlasswiderstand (2001).
- [476] DIN EN 12667: Wärmetechnisches Verhalten von Baustoffen und Bauprodukten - Bestimmung des Wärmedurchlasswiderstandes nach dem Verfahren mit dem Plattengerät und dem Wärmestrommessplatten-Gerät - Produkte mit hohem und mittlerem Wärmedurchlasswiderstand (2001).
- [477] Wulf, R.: „*Wärmeleitfähigkeit von hitzebeständigen und feuerfesten Dämmstoffen - Untersuchungen zu Ursachen für unterschiedliche Messergebnisse bei Verwendung verschiedener Messverfahren*“. Dissertation, Technische Universität Bergakademie Freiberg (2009).
- [478] Jirka, G. H.: „*Einführung in die Hydromechanik*“. KIT Scientific Publishing, Karlsruhe, ISBN 978-3-866-44158-3 (2007).
- [479] Ergun, S.: „*Fluid flow through packed bed columns*“. *Chemical Engineering Progress* 48 (2), S. 89–94 (1952).
- [480] Burke, S. P.; Plummer, W. B.: „*Gas flow through packed columns*“. *Industrial and Engineering Chemistry* 20 (11), S. 1196–1200 (1928).
- [481] Brauer, M.: „*Grundlagen der Ein- und Mehrphasenströmungen*“. Sauerländer Verlag, Aarau und Frankfurt (1971).
- [482] Kast, W.: „*Gesetzmäßigkeiten des Druckverlustes in Füllkörpersäulen*“. *Chemie Ingenieur Technik* 36 (5) (1964).
- [483] Macdonald, I. F.; El-Sayed, M. S.; Mow, K.; et al.: „*Flow through porous media - the Ergun equation revisited*“. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 18 (3), S. 199–208 (1979).
- [484] Mehta, D.; Hawley, M. C.: „*Wall effect in packed columns*“. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* 8 (2), S. 280–282 (1969).
- [485] Hicks: „*Pressure drop in packed beds of spheres*“. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 9 (3), S. 500–502 (1970).
- [486] „*NIST Chemistry WebBook*“. URL: <http://webbook.nist.gov/chemistry/> (Zugriff am 17.11.2013).
- [487] „*Institut für Arbeitsschutz der Deutschen Gesetzlichen Unfallversicherung, GESTIS Stoffdatenbank*“. URL: <http://gestis.itrust.de/> (Zugriff am 17.11.2013).

- [488] Baulch, D. L.; Cobos, C. J.; Cox, R. A.; et al.: „*Evaluated kinetic data for combustion modelling: Supplement I*“. Journal of Physical and Chemical Reference Data 23 (6), S. 847–1033 (1994).
- [489] „*NIST Chemical Kinetics Database*“. URL: <http://kinetics.nist.gov> (Zugriff am 17.11.2013).
- [490] Stroustrup, B.: „*Die C++-Programmiersprache*“. Addison-Wesley, München [u.a.], ISBN 978-3-827-31660-8 (2000).
- [491] Meyers, S.: „*Effektiv C++ programmieren: 50 Wege zur Verbesserung Ihrer Programme und Entwürfe*“. Addison-Wesley, Bonn [u.a.], ISBN 978-3-827-31305-8 (1998).
- [492] Meyers, S.: „*Mehr effektiv C++ programmieren: 35 neue Wege zur Verbesserung Ihrer Programme und Entwürfe*“. Addison-Wesley-Longman, Bonn [u.a.], ISBN 978-3-827-31275-4 (1998).
- [493] „*Unified Modeling Language*“. URL: <http://www.uml.org/> (Zugriff am 16.11.2013).
- [494] Gamma, E.; Helm, R.; Johnson, R.; et al.: „*Entwurfsmuster: Elemente wiederverwendbarer objektorientierter Software*“. Addison-Wesley, München [u.a.], ISBN 978-3-827-32824-3 (2004).
- [495] Josuttis, N. M.: „*The C++ Standard Library*“. Addison-Wesley, Boston [u.a.], ISBN 978-0-201-37926-6 (1999).
- [496] Carlowitz, O.; Neese, O.: „*Entwurf zum Forschungsantrag: Regelungsstrategie für den heißen Bypass von regenerativen Nachverbrennungsanlagen zur Stabilisierung der Brennraumtemperatur im überautothermen Betrieb*“. (2005).
- [497] Neese, O.; Carlowitz, O.; Reindorf, T.: „*Probleme bei der Abgasreinigung durch RTO bei mechanisch-biologischen Abfallaufbereitungsanlagen*“. In: Energie aus Abfall – Band 1, TK Verlag Karl Thomé-Kozmiensky, Neuruppin, ISBN 3-953317-24-7 (2006).
- [498] Luss, D.: „*Temperature fronts and patterns in catalytic systems*“. Industrial & Engineering Chemistry 36 (8), S. 2931–2944 (1997).
- [499] Van Heerden, C.: „*Autothermic processes*“. Industrial & Engineering Chemistry 45 (6), S. 1242–1247 (1953).
- [500] Eigenberger, G.; Schuler, H.: „*Reaktorstabilität und sichere Reaktionsführung*“. Chemie Ingenieur Technik 58 (8), S. 655–665 (1986).
- [501] Hoffmann, U.: „*Niederschrift zur Vorlesung Chemische Reaktionstechnik II*“, Institut für Chemische Verfahrenstechnik, TU Clausthal (2002).
- [502] Reindorf, T.; Carlowitz, O.: „*Erhöhter Brennstoffbedarf von regenerativen Nachverbrennungsanlagen im überautothermen Betrieb*“. Emissionsminderung 2010, Nürnberg 08./09.06.2010. In: VDI-Berichte 2110, VDI Verlag, Düsseldorf, ISBN 978-3-18-092110-5, S. 61–75 (2010).
- [503] Gordon, S.; McBride, B. J.: „*Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions, rocket performance, incident and reflected shocks, and chapman-jouguet detonations*“. Technical Report NASA SP-273, National Aeronautics and Space Administration (1976).
- [504] Svehla, R. A.: „*Transport Coefficients for the NASA Lewis chemical equilibrium program*“. NASA Technical Memorandum 4647, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio (1995).
- [505] Mantel, T.; Egolfopoulos, F. N.; Bowman, C. T.: „*A new methodology to determine kinetic parameters for one- and two- step chemical models*“. In: Proceedings of the 1996 Summer Program, Center for Turbulence Research, Stanford, S. 149–166 (1996).
- [506] Adžić, M.; Fotev, V.; Jovičić, V.; et al.: „*Potentials for usage of significantly reduced chemical mechanisms in numerical modeling of combustion processes*“. FME Transactions 36 (1), S. 1–7 (2008).
- [507] Bibrzycki, J.; Poinso, T.: „*Reduced chemical kinetic mechanisms for methane combustion in O₂ / N₂ and O₂ / CO₂ atmosphere*“. Working note ECCOMET WN/CFD/10/17, CERFACS (2010).
- [508] Wang, L.; Liu, Z.; Chen, S.; et al.: „*Comparison of different global combustion mechanisms under hot and diluted oxidation conditions*“. Combustion Science and Technology 184 (2), S. 259–276 (2012).
- [509] Gosiewski, K.; Pawlaczyk, A.; Warmuzinski, K.; et al.: „*A study on thermal combustion of lean methane-air mixtures: Simplified reaction mechanism and kinetic equations*“. Chemical Engineering Journal 154 (1-3), S. 9–16 (2009).
- [510] Adams, B. R.; Cremer, M. A.; Wang, D. H.: „*Modeling non-equilibrium CO oxidation in combustion systems*“. Proceedings of the ASME Heat Transfer Division 366 (5), S. 29–34 (2000).

- [511] Cooper, J.; Hallett, W. L. H.: „*A numerical model for packed-bed combustion of char particles*“. Chemical Engineering Science 55 (20), S. 4451–4460 (2000).
- [512] Nellis, G.; Klein, S. A.: „*Heat transfer*“. Cambridge University Press, Cambridge; New York, ISBN 978-0-521-88107-4 (2009).
- [513] Lee, P.-S.; Garimella, S. V.; Liu, D.: „*Investigation of heat transfer in rectangular micro-channels*“. International Journal of Heat and Mass Transfer 48 (9), S. 1688–1704 (2005).
- [514] Kolaczkowski, S. T.: „*Modelling catalytic combustion in monolith reactors - challenges faced*“. Catalysis Today 47 (1-4), S. 209–218 (1999).

*„Auf keinem Gebiet ist alles schon erforscht.
Forschung führt zu neuen Entdeckungen und neuen
Fragen, die durch weitere Forschungen
beantwortet werden.“*

R. P. Feynman [1]

ISBN 973-3-86948-425-9