

Phänomenologische Modellbildung des gasseitigen Wandwärmeüber- ganges in Dieselmotoren

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Ing. Christian Eiglmeier

geboren am 19.4.1972 in Frankfurt am Main

2000

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. G. P. Merker

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. S. Kabelac

Tag der Promotion: 14. Dezember 2000

Abstract

Es wurde ein phänomenologisches Wärmeübergangsmodell für direkteinspritzende Dieselmotoren entwickelt, das ausgehend von den thermodynamischen Ausgangsdaten eines Verbrennungsmodells die zeitlich variierenden Wärmeverluste vom Arbeitsgas zu den Brennraumwänden vorausberechnen kann. Die Einteilung der brennraumbegrenzenden Wände in isotherme Teilflächen erlaubt zusätzlich eine räumliche Auflösung der Wandwärmeströme. Teilprozesse des gaseitigen Wandwärmüberganges wie die strömungsfeldabhängige Konvektion, die von den Rußpartikeln verursachte Temperaturstrahlung und die von Rußwandablagerungen hervorgerufene Isolationswirkung werden detailliert beschrieben, so dass deren Einflüsse auf den Gesamtwärmeübergang untersucht werden können. Das Wärmeübergangsmodell wurde mit experimentell ermittelten Daten eines Einzylinder-Forschungsmotors verifiziert und anschließend zur Durchführung von Parameterstudien eingesetzt. Dabei zeigt sich, dass die Einflüsse von Drehzahl, Last, Aufladung und Rußwandablagerungen auf den Gesamtwärmeübergang mit guter Genauigkeit vorausgesagt werden können.

A phenomenological model of the heat transfer in direct injection diesel engines was developed. Utilizing the thermodynamic results of a combustion model as an input, the model is able to predict the temporal variation of the heat losses from the cylinder gas to the cylinder walls. Additionally, the division into isothermal combustion chamber sub-surfaces allows the consideration of the spatial variation of the wall heat fluxes. The physical mechanisms such as flow dependent convection, heat radiation due to hot soot particles and isolation effects of deposited soot layers are described in detail. Thus the effects of these mechanisms on the overall heat transfer can be studied. The heat transfer model was verified successfully by the comparison to measured wall heat fluxes in a single-cylinder direct injection diesel engine. It is shown that the effects of engine speed and load, turbo-charging and soot deposition can be predicted with good accuracy.

Schlagwörter: Wandwärmübergang - Dieselmotor - Simulation
 wall heat transfer - diesel engine - simulation

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Verbrennung der Universität Hannover.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. G. P. Merker gilt mein besonderer Dank für die wissenschaftliche und persönliche Betreuung bei der Durchführung dieser Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptreferates.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. S. Kabelac danke ich herzlich für das entgegengebrachte Interesse an der Arbeit und für die Übernahme des Korreferates. Ebenso möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Gietzelt für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes danken.

Mein Dank gilt außerdem Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. K. Prescher und Herrn Dipl.-Ing. A. Polej von der Universität Rostock für die Bestückung der Bauteile und die Bedampfung der unzähligen Thermoelemente zur experimentellen Verifikation des entwickelten Wandwärmeeübergangsmodelles.

Weiterhin danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die finanzielle Unterstützung. Hierdurch wurde diese Arbeit erst ermöglicht.

Besonderer Dank gilt auch allen Kolleginnen und Kollegen sowie allen Studenten und wissenschaftlichen Hilfskräften, die durch ihre freundliche Unterstützung und durch ergiebige Diskussionen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meiner Frau Claudia, meinen Eltern und nicht zuletzt meinen Schwiegereltern danke ich für das mir stets entgegengebrachte Verständnis und die Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.

Christian Eiglmeier

Neustadt am Rübenberge, im Dezember 2000

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen	IX
Indizes	XII
1 Einleitung	1
2 Wärmeübergang im Brennraum	3
2.1 Grundlagen	3
2.2 Stand der Forschung	4
2.2.1 Allgemeine Wärmeübergangsmodelle	4
2.2.2 Konvektiver Wandwärmeübergang	6
2.2.3 Strahlungswärmeübergang	8
2.2.4 Rußwandanlagerungen	9
2.2.5 Wärmestrommesstechnik	10
2.3 Zielsetzung der Arbeit	12
3 Modellierung des gasseitigen Wandwärmeüberganges	14
3.1 Eingangsdaten und Modellstruktur	14
3.2 Wärmeleitung	17
3.2.1 Geometrische Brennraumeinteilung	17
3.2.2 Stationäres Widerstandsnetzwerk	19
3.2.3 Rußwandanlagerung	21
3.2.4 Instationäre Wärmeleitung	24
3.3 Konvektiver Wärmeübergang	26
3.3.1 Grenzschichtmodell	28
3.3.2 Quetschströmung	33
3.3.3 Drallströmung	35
3.3.4 Turbulenzmodellierung	40
3.3.5 Treibende Temperaturdifferenz der Konvektion	43
3.4 Strahlungswärmeübergang	43
3.4.1 Rußbildung und -oxidation	43
3.4.2 Rußwolkenmodellierung	45
3.4.3 Lösung der Strahlungstransportgleichung	47
3.5 Numerische Lösungsverfahren	48
4 Experimentelle Untersuchungen	50
4.1 Oberflächentemperaturmethode	50
4.2 Experimenteller Aufbau	54
4.3 Auswertung der Messergebnisse	60
5 Verifikation des Wärmeübergangsmodells	67
5.1 Referenzbetriebspunkt	68
5.2 Drehzahleinfluss	74
5.3 Lasteinfluss	77

5.4	Einfluss der Aufladung	79
5.5	Einfluss von Rußwandablagerungen.....	81
5.6	Räumliche Abhängigkeit	85
6	Bewertung und Ausblick.....	88
7	Zusammenfassung.....	91
Anhang A: Modellformulierung		93
Literatur.....		96

Formelzeichen

τ	-	Durchlasszahl
	N/m ²	Schubspannung
ε	-	Emissivität
	m ² /s ³	Dissipationsrate
Δ	-	Laplace-Operator ($\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$)
κ	-	Isentropenexponent
Φ	K/s	Wärmequelle
ρ	kg/m ³	Dichte
δ	m	Dicke
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
μ	Ns/m ²	dynamische Viskosität
φ	rad	Kurbelwinkel
θ	rad	Sichtwinkel
ω	rad/s	Winkelgeschwindigkeit
ω_M	rad/s	Kreisfrequenz des Motors
α	W/m ² K	Wärmeübergangskoeffizient
σ	W/m ² K ⁴	Stefan-Boltzmann-Konstante
	rad	Ventilsitzwinkel
λ	W/mK	Wärmeleitfähigkeit
	-	Luftverhältnis
a	1/m	Absorptionskoeffizient
	m ² /s	Temperaturleitfähigkeit
A	m ²	Fläche
	K	Fourier-Koeffizienten
A_1	0,3	Rußbildungskonstante
A_2	-5000 K	Rußbildungskonstante
A_j	mol cm s	Reaktionsratenfaktor
b	W√s/m ² K	Wärmeeindringkoeffizient
B	K	Fourier-Koeffizienten
B_1	0,4	Rußoxidationskonstante
B_2	-5000 K	Rußoxidationskonstante
c	J/kgK	spezifische Wärmekapazität
$c_{Einlass}$	m/s	Einlassströmungsgeschwindigkeit

c_f	-	örtlicher Reibungskoeffizient
c_m	m/s	mittlere Kolbengeschwindigkeit
C	1,5	Turbulenzparameter
	W/m ²	Fourier-Koeffizient
C_c	-	Cunningham-Fehlerkorrektur
C_m	1,14	empirische Konstante
C_s	1,17	empirische Konstante
C_t	2,18	empirische Konstante
d	m	Durchmesser
D	m	Partikeldurchmesser
E_j	cal/mol	Aktivierungsenergie Prozess j
f_A	-	Oberflächenkorrekturfaktor
f_v	(cm ³ /cm ³)	Rußvolumenbruch
$\overline{gs_i}$	m ²	direkte Austauschfläche
h_B	J/kg	spezifische Enthalpie des Brennstoffes
$H_{u,R}$	J/kg	unterer Heizwert von Ruß
I	m/s	Turbulenzintensität
j	-	Laufindex
J	kgm ²	Massenträgheitsmoment
k	J	turbulente kinetische Energie
k_j	g cm s bar	Reaktionsrate
K	J	mittlere kinetische Energie
Kn	≈ 1	Knudsen-Zahl
l_m	m	Mischungslänge
L	m	charakteristische Länge
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
M	Nm	Moment
M_c	kg/mol	Molekulargewicht Kohlenstoff
p	N/m ²	Druck
p_{O_2}	N/m ²	Sauerstoff-Partialdruck
P	J/s	Produktionsrate turb. Energie
q	W/m ²	Wärmestromdichte
Q	J	Wärmemenge
r	m	Strahlweg
R	K/W	Wärmewiderstand
	J/kgK	Gaskonstante
	m	Radius

s	m	Kolbenweg
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
u	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in x -Richtung
u'	m/s	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
U	m/s	Gasgeschwindigkeit
	J	innere Energie
v	m/s	Schichtdickenänderung
	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in y -Richtung
V	m ³	Volumen
w	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in z -Richtung
x	m	Längenkoordinate
y	m	Längenkoordinate
z	m	Längenkoordinate

Indizes

a	axial
B	Brennstoff
b	verbrannte Zone, Bildung
d	Ablagerung
drall	Drallströmungskomponente
eff	effektiv
f,ad	adiabate Flamme
g	Brennraumgas
gm	gemittelt innerhalb der Grenzschicht
i	Brennraumteilfläche i
KB	an der Kolbenkrone
konv	Konvektion
m	räumlich gemittelt
MB	am Muldenboden
MSW	an der Muldenseitenwand
ox	Oxidation
p	bei konstantem Druck
q	Quetschströmungskomponente
QST	durch Quetschströmung
r	radial
R	Ruß, aufgrund Reibung
rad	aufgrund Strahlung
RW	Wandrußschicht
SCH	durch Scherkräfte
ss	Rußschichtoberfläche
str	aufgrund Rußstrahlung
th	thermische Grenzschicht
u	unverbrannt
v	diffusionsverbrannt
w	in der Wand
z	Zylinder
ZKA	am Zylinderkopf außen
ZKI	am Zylinderkopf innen
ZSW	an der Laufbuchse

1 Einleitung

Der direkteinspritzende Dieselmotor ist aufgrund seines günstigen Kraftstoffverbrauchs und hoher Leistungsdichte seit langer Zeit die verbreitetste Antriebsquelle von Nutzfahrzeugen, Schiffen und Generatoren. Durch Verbesserungen des Elastizitäts-, Geräusch- und Vibrationsverhaltens erfreut sich der Dieselmotor auch als Pkw-Antrieb immer größerer Beliebtheit. Durch die ständig sinkenden Abgasgrenzwerte des Gesetzgebers, wie z. B. die für das Jahr 2005 geplante Euro 4-Norm, die nur noch schwer mit gegenwärtiger Technik zu erreichen ist, wird die Motorenindustrie gezwungen, neue Motoren mit immer geringeren Schadstoffemissionen bei gleichzeitig hohen Wirkungsgraden zu entwickeln. Der Dieselmotor ist hier durch die Problematik des gegenläufigen Zusammenhanges zwischen Stickoxidbildung und Partikelemission in besonderer Weise betroffen.

Bereits in den 60er Jahren erkannte man aufgrund der teuren Versuchsträger bei Großmotoren, dass die Simulation innermotorischer Vorgänge eine kosten- und zeitsparende Möglichkeit ist, das Betriebsverhalten der Motoren vorzuberechnen. Druckverlaufsanalysen und Arbeitsprozessrechnungen in Verbindung mit der Verbrennungsmodellierung dienen dabei dem Entwicklungsingenieur zur Analyse bzw. Vorhersage der im Brennraum stattfindenden Vorgänge einschließlich der Schadstoffbildung. Der Wärmeübergang vom Arbeitsgas zur Brennraumwand und weiter bis zum Kühlmittel spielt dabei als Randbedingung eine entscheidende Rolle. Während in der Brennverfahrensentwicklung die hinreichend genaue Kenntnis der Wärmeverluste für den thermischen Wirkungsgrad und für die Schadstoffbildung von großer Bedeutung ist, ist die Motor- und Motorkomponentenkonstruktion auf eine ausreichende Abschätzung der Bauteiloberflächentemperaturen bezüglich der thermischen Belastbarkeit und des tribologischen Verhaltens angewiesen.

Betrachtet man die Geschichte der Wärmeübergangsmodelle in Verbrennungsmotoren genauer, so stellt man fest, dass diese in vier Generationen eingeteilt werden können. Nusselt untersuchte bereits 1923 den Wärmeübergang in kugelförmigen Verbrennungsbomben. Dabei formulierte er die erste Beziehung für den räumlich gemittelten, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten ohne die Einführung dimensionsloser Kennzahlen in Abhängigkeit der Zustandsgrößen Druck und Temperatur, sowie der mittleren Kolbengeschwindigkeit. Diese spiegeln aus heutiger Sicht die Physik nur ungenügend wieder und stoßen auf erhebliche Skalierungsprobleme durch die dimensionsbehaftete Formulierung.

Die zweite Generation der dimensionslosen Modelle beschreibt den räumlich gemittelten Wärmeübergang an die Brennraumwand durch die Nusseltzahl, deren charakteristische

Geschwindigkeit durch die Kolbengeschwindigkeit und einer halbempirisch abgeleiteten Gasgeschwindigkeit beschrieben wird. Der Einfluss der Temperaturstrahlung wird additiv durch ein zusätzliches Verbrennungsglied berücksichtigt. Diese Ansätze sind aus heutiger Sicht physikalisch nur wenig begründbar, insbesondere stellt die räumliche Mittelung des Wandwärmeverlustes nur für einfache, nulldimensionale Verbrennungsmodelle eine angemessene Vereinfachung dar.

Daher wurden in der nachfolgenden Zeit bis heute strömungsfeldabhängige Modelle entwickelt, die die für den konvektiven Wärmeübergang verantwortlichen Gasgeschwindigkeiten durch vereinfachte Strömungsmodelle bestimmen. Die Temperaturstrahlung wird dort meist durch Lösung der Strahlungstransportgleichung nach Anwendung eines Mehrzonenansatzes berücksichtigt. Diese Modelle eignen sich aufgrund ihrer kurzen Rechenzeiten zu Parameterabschätzungen und ermöglichen als Mehrzonenmodelle Anhaltswerte für räumliche Wandwärmestromverteilungen bei konstruktiven Veränderungen der Brennraumgeometrie.

Begünstigt durch die ständig ansteigende Leistungsfähigkeit von Rechenanlagen werden in der Motorentwicklung zunehmend dreidimensionale CFD-Codes eingesetzt, die das Strömungsfeld durch Lösung der reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen ermitteln. Zur Berechnung des konvektiven Wandwärmüberganges werden im allgemeinen die logarithmischen Wandgesetze in ihrer ursprünglichen oder in der bei Berücksichtigung der zeitlichen Druckänderungen modifizierten Form angewendet, während die Rußstrahlung weitgehend vernachlässigt bleibt. Da jedoch die Berechnung der Verbrennung aufgrund noch nicht verstandener Teilprozesse (wie z.B. Rußbildung) mit großen Unsicherheiten behaftet ist, erlauben auch diese Modelle nur qualitative Abschätzungen. Dem Einsatz von phänomenologischen, strömungsfeldabhängigen und damit örtlich aufgelösten Wärmeübergangsmodellen wird daher aufgrund des geringen Rechenaufwandes im Vergleich zu den Verbrennungsvorgängen weiterhin eine große Bedeutung zukommen.

In der vorliegenden Arbeit ist daher ein phänomenologisches, strömungsfeldabhängiges Wärmeübergangsmodell entwickelt worden, das sowohl für nulldimensionale und Mehrzonen-Modelle, als auch für die Implementation in 3D-CFD-Codes geeignet ist. Dabei wird insbesondere der Wärmetransport durch Konvektion und Strahlung getrennt erfasst, sowie der Einfluss zeitlich veränderlicher Rußschichten auf den Brennraumoberflächen berücksichtigt. Die Allgemeingültigkeit des Modells ist durch systematische Messung der instationären Wandwärmeströme an einem Einzylinder-Dieselmotor nachgewiesen worden.

2 Wärmeübergang im Brennraum

Die Wärmeverluste im Brennraum sind für den Wirkungsgrad der Energieumsetzung, für Bauteilbelastungen und aufgrund des starken Einflusses der Temperatur auf die Reaktionskinetik für die Schadstoffbildung in Verbrennungsmotoren von wesentlicher Bedeutung. Um diese Einflüsse in der Simulation des Arbeitsprozesses wiedergeben zu können, sind möglichst detaillierte und auf den physikalischen Gesetzmäßigkeiten beruhende Modellansätze zur Beschreibung des Wandwärmeüberganges erforderlich.

In der Vergangenheit sind häufig halbempirische und räumlich integrale Modelle, deren bekanntester Vertreter das Modell von Woschni [1] ist, zur Beschreibung der instationären Wandwärmeverluste angewandt worden. Gerade in jüngster Zeit ist deutlich geworden, dass diese Modelle nur unzureichende Ergebnisse liefern, da die im Brennraum vorherrschenden Strömungsverhältnisse sehr stark von der angenommenen Rohrströmung abweichen [2]. Phänomenologische Mehrzonen-Modelle, die einen guten Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand darstellen, sind hier in der Lage, das Strömungsfeld und die Rußbildung im Brennraum abzuschätzen und den Wärmeübergang entsprechend seiner physikalischen Gesetzmäßigkeiten zu behandeln.

Im Folgenden werden die Haupteinflussgrößen auf den Wandwärmeübergang im Dieselmotor aufgezeigt und eine Auswahl der in der Literatur bekannt gewordenen Wärmeübergangsmodelle, die entweder halbempirischer oder phänomenologischer Natur sind, vorgestellt. Aus der Bewertung der unterschiedlichen Ansätze wird die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit abgeleitet.

2.1 Grundlagen

Der Wärmeübergang vom Arbeitsgas zu den brennraumbegrenzenden Wänden (Kolben, Laufbuchse und Zylinderkopf) setzt sich im Dieselmotor allgemein aus Konvektion und Wärmestrahlung zusammen. Im Gegensatz zum Ottomotor, bei dem die auftretende Gasstrahlung während der Verbrennung nur von untergeordneter Bedeutung ist, ist eine Berücksichtigung der in der dieselmotorischen Diffusionsflamme auftretenden Partikelstrahlung unumgänglich, da hier der Strahlungsanteil am Gesamtwärmeübergang bis zu 50% betragen kann [3].

Der konvektive Wärmeübergang im geschleppten Versuchsmotor wird erwartungsgemäß maßgeblich durch die Gasgeschwindigkeiten parallel zur Brennraumoberfläche beeinflusst, die hochfrequenten turbulenten Schwankungen und die Gasgeschwindigkeiten senkrecht zur Wand besitzen dagegen nur sehr geringen Einfluss [4]. Im Expansionshub ist die durch die Verbrennung induzierte Turbulenz im Verbrennungsmotor von maßgeblicher Bedeutung und kann in ihrer Intensität 20 bis 50% der gerichteten Strömungsgeschwindigkeit betragen [3]. Der Hubkolbenmotor weist zusätzlich die für ihn typische intermittierende Verbrennung auf, die die Behandlung des Wandwärmeüberganges durch den instationären Charakter stark erschwert.

Rußpartikel, die während der dieselmotorischen Verbrennung gebildet werden, können sich zum Teil während der Expansion an der relativ kühlen Brennraumwand ablagern. Die sich abhängig vom Betriebspunkt aufbauende Rußschicht führt aufgrund ihrer Stoffeigenschaften zu einer Isolationswirkung an den brennraumbegrenzenden Wänden [5]. Deren Berücksichtigung erfordert die Berechnung der instationären Wärmeleitung in der Brennraumwand und der angrenzenden Rußschicht. Die Oberflächentemperaturschwung beeinflusst somit, wie auch die Gastemperaturen, die treibende Temperaturdifferenz (Konvektion) bzw. die Differenz der Temperaturen vierter Potenz (Strahlung) der Wärmeübergangsmechanismen.

2.2 Stand der Forschung

Im Folgenden werden die bisher in der Literatur bekannt gewordenen Wärmeübergangsmodelle unterteilt in integrale, allgemeine Modelle, die den Gesamtwärmeübergang ohne Aufschlüsselung der Haupteinflussfaktoren beschreiben, und in reine Konvektions- bzw. Strahlungsmodelle, die die physikalischen Mechanismen detailliert aufschlüsseln. Erst in den letzten Jahren ist die Bedeutung der Rußwandablagerungen für den Wandwärmeübergang im Dieselmotor bekannt geworden. Die Erkenntnisse dieser Untersuchungen sind in einem eigenen Kapitel zusammengefasst, bevor auf die in der Literatur bekannt gewordenen Methoden zur Messung von Wandwärmeströmen im Verbrennungsmotor eingegangen wird.

2.2.1 Allgemeine Wärmeübergangsmodelle

Das schon in den Jahren 1965 bis 1970 ähnlichkeiththeoretisch hergeleitete Wärmeübergangsmodell von Woschni [1] wird auch heute noch aufgrund seiner Einfachheit selbst in

3D-CFD-Simulationen angewendet. Dieses basiert auf der Annahme einer vollturbulenten Rohrströmung (als charakteristische Länge dient der Zylinderdurchmesser), die sich mit der mittleren Kolbengeschwindigkeit durch den Zylinder bewegt. Die Erhöhung des Wärmestromes durch Temperaturstrahlung und Verbrennungsturbulenz wird dabei durch einen zusätzlichen Term näherungsweise berücksichtigt. Die Zylinderinnenströmung und eine räumliche Auflösung der Wärmeverluste wird durch diese Modellannahme nicht beschrieben.

Einen ähnlichen halbempirischen Ansatz verwendete Hohenberg [6], der für die turbulente Rohrströmung als charakteristische Länge den Durchmesser einer Kugel definierte, deren Volumen dem momentanen Zylindervolumen gleicht. Vergleiche mit dem Modell von Woschni zeigten, dass das Hohenberg-Modell die Wärmeverluste während der Kompressionsphase deutlich höher und während der Verbrennung deutlich niedriger bewertet. Bei der Verifikation durch experimentelle Wärmestrommessungen ist eine gute Übereinstimmung erzielt worden.

Boulouchos und Hannoschöck [7] veröffentlichten ein detaillierteres Wärmeübergangsmodell, das Konvektion und Temperaturstrahlung getrennt berücksichtigt. Für die Konvektion werden Turbulenzballen modelliert, die von unterschiedlichen Turbulenzgeneratoren (wie z.B. Einlassströmung, Verdichtung) gebildet werden. Die Temperaturstrahlung wird mit einem Einspritzstrahlmodell und der Annahme typischer Rußwolkenkonzentrationen modelliert. Durch die räumliche Integration über den gesamten Strahl kann unter Berücksichtigung von Sichtfaktoren der auf eine beliebig kleine Brennraumoberfläche treffende Strahlungswärmestrom bestimmt werden. In seiner ursprünglichen Form ermöglicht das Modell jedoch keine räumliche Auflösung der Wandwärmeverluste.

Boulouchos und Isch [8] entwickelten ein weiteres Wärmeübergangsmodell, das Konvektion und Temperaturstrahlung als gleichberechtigte Wärmeübergangsmechanismen behandelt. Es verwendet phänomenologische Untermodelle für die verschiedenen physikalischen Mechanismen. Die Kraftstoffeinspritzung stellte sich als Haupteinflussparameter für die Rußstrahlung und für die Turbulenz im Brennraum heraus. Das Modell soll an schnelllaufende Dieselmotoren anpassbar sein, für große, langsamlaufende Dieselmotoren wurde das Modell durch Wärmestrommessungen verifiziert.

Ein für Ottomotoren anwendbares Wärmeübergangsmodell wurde aufbauend auf [1] und [6] von Bargende [9] entwickelt. Die für den Wandwärmeübergang wesentlichen Strömungsverhältnisse im Brennraum wurden phänomenologisch modelliert, wenn auch eine örtliche Auflösung nicht erfolgte. Durch die im Ottomotor untergeordnete Bedeutung der

Gasstrahlung bezüglich des Gesamtwärmestroms fehlt ein Ansatz für die Temperaturstrahlung, womit eine Anwendung auf Dieselmotoren versagt bleibt.

Kleinschmidt und Hebel [10] entwickelten ausgehend vom Wärmeübergang eines chemisch reagierenden Gases an eine feste Wand ein halbempirisches Wärmeübergangsmodell. Der Gesamtwärmeübergang wird durch Überlagerung physikalischer Einflüsse wie Druck- und Wandtemperaturdynamik, chemische Reaktionswirkung und Temperaturstrahlung modelliert. Eine Feststellung ist, dass von einer treibenden Temperaturdifferenz im Sinne des Newtonschen Ansatzes aufgrund des stark instationären Charakters nicht ausgegangen werden darf. Das Rechenverfahren ist in Zwei-Zonen-Prozessrechnungen integrierbar, berücksichtigt allerdings keine räumliche Variation des Verlustwärmestromes.

2.2.2 Konvektiver Wandwärmeübergang

Das Wärmeübergangsmodell von Woschni kann die räumlich und zeitlich veränderlichen Wärmeströme nur ungenügend wiedergeben. Borgnakke et al. [11] entwickelten deshalb speziell für Ottomotoren ein sowohl für thermodynamische als auch für mehrdimensionale Berechnungsverfahren anwendbares Wärmeübergangsmodell, das den lokalen konvektiven Wärmeübergang durch Anpassung des k - ε -Turbulenzmodells an schnelle anisotrope Kompression berücksichtigt. Das Modell beschreibt nach Abgleich mit experimentellen Daten Trends bei Variation der Brennraumgeometrie und der Betriebsbedingungen zufriedenstellend, siehe auch [12]. Morel und Mansour [13] untersuchten ebenfalls die Anwendbarkeit eines modifizierten k - ε - Ansatzes auf die schnelle anisotrope Kompression von Verbrennungsmotoren und konnten damit ein physikalisch plausibles Verhalten nachweisen.

Poulus und Heywood [14] lösten für die Konvektion sowohl die Energieerhaltungsgleichung für die Turbulenz als auch die für das mittlere Strömungsfeld und berücksichtigten somit den Einfluss der mittleren Strömung. Nachteil dieses Modells ist, dass eine räumlich aufgelöste Modellierung der Quetsch- und Drallströmungskomponenten nicht enthalten ist und somit nur eine räumlich integrale Beschreibung des konvektiven Wandwärmeüberganges vorgenommen werden kann.

Morel und Keribar [15] entwickelten ein Modell mit mehreren neuen Ansätzen: sowohl der konvektive Wärmeübergangskoeffizient α (der dabei anhand der allgemeineren Colburn-Analogie und nicht nach der bisher verwendeten und bekannteren Reynolds-Analogie bestimmt wird), als auch Gas- und Wandtemperaturen sind orts- und zeitabhängig. Die effektive Gasgeschwindigkeit wird aus den mittleren Strömungsgeschwindigkeiten, die ein neu entwickeltes Strömungsmodell liefert, und der kinetischen Turbulenzenergie abgeleitet.

Die treibende Gastemperatur in hinreichend großem Abstand von der Brennraumwand wurde massengewichtet aus den mit einem 2-Zonen-Modell berechneten Temperaturen der unverbrannten und verbrannten Zone ermittelt. Es wurde nachgewiesen, dass dieses Wärmeübergangsmodell Einflüsse wie Kolbengeometrie und Drall plausibel wiedergibt.

Grundlegende Untersuchungen des Turbulenzeinflusses auf den konvektiven Wärmeübergang wurden durch Bombenversuche von Hoult et al. [16] durchgeführt. Dabei wird eine relativ einfache Gleichung zur Beschreibung des Wärmeüberganges unter Verwendung einer turbulenten Reynoldszahl angegeben und an experimentelle Daten angepasst.

Jennings und Morel [17] unternahmen den Versuch, den konvektiven Wärmeübergang im Verbrennungsmotor mit einem 3D-CFD-Code unter Verwendung des Standard-k- ϵ -Turbulenzmodells und des logarithmischen Wandgesetzes (das streng nur für stationäre und inkompressible Vorgänge gilt) zu berechnen. Systematisch verglichen sie die Ergebnisse von einfachen Strömungs- und Wärmeübergangsproblemen (turbulente Rohrströmung) bis hin zu den komplizierten Vorgängen in Verbrennungsmotoren mit bekannten experimentellen Daten. Sie konnten zeigen, dass herkömmliche Turbulenz- und Grenzschichtmodelle die Verhältnisse in Verbrennungsmotoren nur ungenügend wiedergeben können und weiterentwickelt werden müssen.

Huh et al. [18] verglichen drei verschiedene Modelle für die thermische Grenzschicht anhand des CFD-Codes KIVA-II mit experimentellen Ergebnissen. Diese drei Modelle waren das unveränderte log. Wandgesetz, das modifizierte Wandgesetz bei Annahme einer Wärmequelle in der Grenzschicht aufgrund Verbrennung und die Anwendung einer eindimensionalen Energiegleichung für die Grenzschicht. Dabei zeigte sich, dass bei Verwendung des log. Standard-Wandgesetzes die Wärmeübergangsverhältnisse im Brennraum deutlich unterschätzt werden. In diesem Zusammenhang zeigten Yang und Martin [19], dass die Anwendung der eindimensionalen Energiegleichung eine bessere Übereinstimmung mit Messergebnissen liefert.

Reitz [20] untersuchte ebenfalls die Anwendbarkeit der Wandgesetze und der eindimensionalen Energiegleichung für die thermische Grenzschicht im Brennraum von Verbrennungsmotoren mit dem 3D-CFD-Code KIVA-II. Dabei wurde in Grenzschichtnähe ein relativ grob aufgelöstes Berechnungsgitter benutzt und der Beitrag der Verbrennung in der eindimensionalen Energiegleichung vernachlässigt. Reitz zeigte, dass beide Grenzschichtmodelle in CFD-Berechnungen die gemessenen Wärmeströme um 20 - 30 % unterschätzen.

Ein interessantes numerisches CFD-Modell zur Beschreibung des konvektiven Wärmeüberganges in Ottomotoren wurde von Nishiwaki und Kojima [21] vorgestellt. In hinrei-

chend großem Abstand von der Brennraumwand wurden die Turbulenzgrößen mit dem Standard-k- ϵ -Modell nach Morel und Mansour [13] und in der Grenzschicht selbst durch Lösung der eindimensionalen Energiegleichung berechnet. Gleichzeitig wurde gezeigt, dass bei Verwendung des Wandgesetzes die berechneten Daten nicht mit den experimentell ermittelten übereinstimmen.

Jenkin et al. [22] benutzten zur Beschreibung des konvektiven Wärmetransportes in der thermischen Grenzschicht ebenfalls die eindimensionale Energiegleichung. Die mit einem empirischen Untermodell bestimmten Grenzschichtdicken stimmten gut mit früher durchgeführten Versuchen überein.

Limbach et al. [23] untersuchten die Anwendbarkeit eines für Verbrennungsmotoren modifizierten logarithmischen Wandgesetzes im 3D-CFD-Code FIRE. Die ungenügende Korrelation der rechnerischen Ergebnisse mit den gemessenen Wärmestromdichten führten sie auf die ungenügende Modellierung der Flammenfront-/ Brennraumwandinteraktionen zurück.

2.2.3 Strahlungswärmeübergang

Chapman et al. [24] entwickelten ein Modell zur Beschreibung der zeitlichen und räumlichen Verteilung der Rußstrahlung. Zur Bestimmung der räumlichen Rußverteilung im Brennraum verwendeten sie ein Einspritzstrahlmodell von Chiu et al. [25], die Rußtemperatur und Emissivität nahmen sie willkürlich als räumlich konstant und zeitlich über dem Kurbelwinkel veränderlich an. Unter Berücksichtigung der Raumwinkel zwischen dem Einspritzstrahl und der Brennraumoberfläche lassen sich damit die Strahlungswärmeströme lokal berechnen.

Morel und Keribar [26] präsentierten passend zu ihrem konvektiven Wärmeübergangsmodell [15] ein Temperaturstrahlungsmodell, das die Rußtemperatur ebenfalls aus einem Zweizonen-Modell ableitet und die Rußkonzentration anhand eines kinetischen Modells zur Rußbildung und -oxidation bestimmt. Die Temperaturstrahlung wird durch geometrische Unterteilung des Brennraumes in eine verbrannte und eine unverbrannte Zone, die entsprechende Sichtwinkel mit der Brennraumwand bilden, berechnet. Die Plausibilität dieses Modells konnte durch Variation von Parametern, wie bspw. Last und Einspritzzeiten, nachgewiesen werden.

Blunsdon et al. [27] entwickelten ein Rußbildungs- und Rußoxidationsmodell, das in einem diskreten Volumenelement die Rußkonzentration berechnet. Die Emissionszahl wird

anhand einer Mischungsformulierung von grauen Strahlern (Ruß bestimmter Konzentration) und idealen diathermen Gasen innerhalb des Kontrollvolumens bestimmt. Damit kann die Strahlintensität in eine beliebige Richtung berechnet werden. Ein Vergleich zwischen Messung und Rechnung bestätigte die Modellannahmen. Diese „discrete transfer method“ ist in jüngster Zeit für die Anwendung in CFD-Codes weiter modifiziert worden [28].

Cheung et al. [29] veröffentlichten ein räumliches Rußstrahlungsmodell, das ähnlich wie das von Morel und Keribar [26] aufgebaut ist. Der Absorptionskoeffizient von Ruß wird anhand der Rußkonzentration bestimmt, die Strahlungstemperatur wird aus einem Zwei-Zonen-Modell hergeleitet und die geometrische Verteilung wird als zentral zylinderförmig im Brennraum angenommen. Damit wird zunächst die räumliche Strahlungsverteilung und anschließend die Wandwärmestromverteilung am Zylinderkopf berechnet.

Abraham und Magi [30] verwendeten die „discrete-ordinates method“ (DOM) zur Berechnung der Temperaturstrahlung in 3D-CFD-Berechnungen. Dabei wurde gezeigt, dass die Strahlungswärmeverluste durch die Rußkonzentration und Rußtemperatur bestimmt werden. Diese Ergebnisse sind durch Vergleich mit Messergebnissen anderer Forschungsstellen bestätigt worden. Die DOM erwies sich hier als geeignete Methode, um die Strahlungstransportgleichung zu lösen.

2.2.4 Rußwandanlagerungen

Rußpartikel, die während der Verbrennung gebildet werden, können durch ihre turbulente Bewegung die thermische Grenzschicht nahe der Brennraumwand erreichen und sich an der Brennraumwand ablagern. Durch den isolierenden Effekt der Rußablagerungen kann während der Verbrennung die Rußoberflächentemperatur deutlich höher als die Wandoberflächentemperatur liegen. Daher kann eine eventuell vorhandene Rußschicht die treibenden Temperaturdifferenzen für die Konvektion bzw. für die Temperaturstrahlung maßgeblich beeinflussen. Die Modellierung von Wandablagerungen steckt heute noch in den Anfängen, im Folgenden werden jedoch einige vielversprechende Ansätze zu deren Behandlung vorgestellt.

Suhre und Foster [31] untersuchten die physikalischen Mechanismen, die zur Ablagerung der Rußpartikel an den brennraumbegrenzenden Wänden führen. Theoretische Voruntersuchungen zeigten, dass der physikalische Prozess der Thermophorese der Hauptgrund für die Wandanlagerung sein könnte. Unter Thermophorese versteht man den physikalischen Prozess, durch den sich in der thermischen Grenzschicht befindliche Rußpartikel entlang des Temperaturgefälles an einer relativ kalten Wand aufgrund des Impulsgleichgewichtes

anlagern (vgl. Kap. 3.2.3). Mit einer fiberoptischen Saphirglas-Sonde in einem Dieselmotor wurde die durch die angelagerte Rußschicht durchgelassene Verbrennungsstrahlungsintensität gemessen und dadurch die momentane Rußschichtdicke auf dem Sensor berechnet. Die Messergebnisse bestätigten die getroffenen Annahmen.

Wolff et al. [5] formulierten eine Gleichung für die Rußablagerungsgeschwindigkeit aufgrund der Thermophorese, die als Haupteinflussfaktoren den Rußvolumenbruch, die thermische Grenzschichtdicke (diese wird durch die Annahme eines linearen Temperaturprofils in der Grenzschicht abgeschätzt) und die Gas- und Rußschichtoberflächentemperaturen berücksichtigt. Dabei wird angenommen, dass der für die Wandablagerung verantwortliche Rußvolumenbruch auf das gesamte Zylindervolumen bezogen ist. Rußpartikel, die an den brennraumbegrenzenden Wänden abgelagert worden sind, können aufgrund hoher Gastemperaturen oder hoher Rußoberflächentemperaturen bei genügender Sauerstoff-Präsenz wieder oxidiert werden. Diese Rußoxidation wurde durch eine Arrhenius-Gleichung modelliert. LaVigne et al. [32] zeigten, dass die Wärmeleitung wie in den Brennraumwänden auch in den angrenzenden Rußschichten der maßgebende Wärmetransportmechanismus ist.

Vogel [33] untersuchte ebenfalls den Einfluss von Wandablagerungen auf den Wärmeübergang im Verbrennungsmotor. Thermodynamische Analysen von Wandablagerungen haben gezeigt, dass einzig der Ruß aus der dieselmotorischen Verbrennung in der Lage ist, den Brennraum durch Verringerung des treibenden Temperaturgefälles zwischen Arbeitsgas und Rußoberfläche wirksam zu isolieren. Die partikelorientierten, porösen Rußablagerungen beziehen ihre geringe Wärmeeindringzahl aus der hohen Zahl von Lufteinschlüssen. Zur Quantifizierung der Wirkungsgradverbesserung müssen dabei die Rußschichtdicke, Drehzahl und Last als Haupteinflussparameter beachtet werden.

2.2.5 Wärmestrommesstechnik

In der Vergangenheit sind drei Methoden bekannt geworden, mit denen die Wärmeverluste im Brennraum von Verbrennungsmotoren messtechnisch bestimmt werden können.

- Druckverlaufsanalyse
- Wärmestromsonde
- Oberflächentemperaturmethode

Druckverlaufsanalyse (DVA)

Bei der DVA [34] wird zur Bildung einer inneren Wärmebilanz die Brennraumwand des Zylinders als Systemgrenze definiert. Die Anwendung des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik liefert dann bei Beschränkung auf den Hochdruckteil des Prozesses

$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{dQ_b}{d\varphi} + \frac{dQ_w}{d\varphi} - p \frac{dV}{d\varphi} + h_B \frac{dm_B}{d\varphi}, \quad (2.1)$$

wenn eventuelle Blow-by-Verluste während des Arbeitsprozesses vernachlässigt werden. Bei Berücksichtigung der thermischen und kalorischen Zustandsgleichungen für den Arbeitsraum ergibt sich durch zeitliche Integration dieser Gleichung vom Zeitpunkt „Einlass schließt“ (ES) bis „Auslass öffnet“ (AÖ) und anschließender Auflösung nach Q_w der gesuchte Wandwärmestromverlauf. Ein wesentlicher Nachteil dieses Verfahrens ist die ausschließlich zeitliche Auflösung der Wandwärmeverluste, die berechneten Größen stellen nur räumlich gemittelte Werte dar.

Wärmestromsonde

Die Wärmestromsonde basiert auf der Messung der Temperaturdifferenz zweier in definiertem Abstand angeordneter Messfühler, die sich in einer Wand mit bekannter und konstanter Wärmeleitfähigkeit befinden sowie im Messbereich eine eindimensionale Wärmeleitung aufweisen. Um diesen eindimensionalen Wärmefluss sicherzustellen, sind in der Vergangenheit Sonden mit keramischen Isolierungen oder mit einem definierten Luftspalt versehen worden [35]. Die Messfühler können dabei entsprechend träge sein, da bei diesem Verfahren nur statische Temperaturen erfasst werden müssen. Der Nachteil dieser Methode ist, dass die gemessenen Wärmestromdichten nur zeitlich gemittelte Werte darstellen und nicht den über ein Arbeitsspiel aufgelösten Verlauf darstellen können.

Oberflächentemperaturmethode (OTM)

Bei der OTM werden mittels geeigneter, schnell ansprechender Messaufnehmer die Oberflächentemperaturschwingungen an der Brennraumwand messtechnisch erfasst. Setzt man die Wand als halbbunendlichen Körper voraus, kann bei Kenntnis der mittleren Wärmestromdichte der instationäre Wärmestrom analytisch aus einer Fourier-Zerlegung oder numerisch durch Differenzenverfahren [36] bestimmt werden. Zur Berechnung des mittleren Wärmestromes wird häufig ein zweites, trägeres Thermoelement in einem bekannten Abstand von der Oberfläche in der Brennraumwand appliziert, um eine weitere stationäre Temperatur in der Brennraumwand zu erhalten. Alternativ dazu wird auch die Nulldurchgangsmethode verwendet, die die Wärmestromdichte zu Null setzt, sobald die Wandtemperatur gleich der mittleren Gastemperatur wird [9].

Als Oberflächentemperturaufnehmer wurden in der Vergangenheit häufig schnell ansprechende Thermoelemente eingesetzt, die entweder koaxialen [37] oder parallelen Aufbau [9] der Thermoschenkel aufwiesen. Meist wurden kommerziell erhältliche und bis 0,25 mm dünne Thermoelemente stirnseitig zur Freilegung der Thermoschenkel abgeschliffen und eine 0,2 - 1 μm dicke Chrom- und/oder Goldschicht aufgedampft. Dadurch wiesen sie die geforderten Ansprechzeiten von wenigen Mikrosekunden auf. Mittels Finite-Element-Rechnungen konnte nachgewiesen werden, dass die durch die Thermoelemente verursachten Temperaturfeldänderungen vernachlässigbar sind. Des Weiteren erwiesen sich parallel aufgebaute Thermoelemente aufgrund der günstigeren Anordnung der Materialien mit unterschiedlichen Stoffeigenschaften weniger fehlerbehaftet als koaxiale Thermoelemente.

Ferner wurden Temperatur-Widerstandsaufnehmer in Dünnschichttechnologie entwickelt [38], die das Temperaturfeld ebenfalls nur unwesentlich verändern, aber als Nachteil relativ große Durchmesser von etwa 5 mm haben. Die Forderung, aus einer Vielzahl von Messstellen örtlich gemittelte Wärmeströme bestimmen zu können, ist deshalb mit diesem Messaufnehmern nur sehr eingeschränkt realisierbar.

Halbleitertemperturaufnehmer sind bisher in Verbrennungsmotoren nicht eingesetzt worden, da ihr deutlich von einem linearen Verhalten abweichender Widerstandverlauf eine Messung der instationären Oberflächentemperaturen nicht zulässt. Zudem ist auch ihr Messbereich zu gering.

2.3 Zielsetzung der Arbeit

Es soll im Rahmen dieser Arbeit ein physikalisch begründetes, phänomenologisches Wärmeübergangsmodell entwickelt werden, das in Zwei- und Mehrzonenmodellen und in 3D-CFD-Simulationsrechnungen verwendet werden kann. Die Verwendbarkeit in 3D-Strömungscodes schließt die Forderung nach einer räumlichen Auflösung der Wandwärmeverluste ein.

Zunächst werden die für den Wärmeübergang verantwortlichen Teilmechanismen in Dieselmotoren (Wärmeleitung, Konvektion, Temperaturstrahlung) getrennt betrachtet und anhand von Untermodellen beschrieben. Die Untermodelle sollen detailliert die physikalischen Ursachen für die jeweilige Wärmeübergangsart enthalten. Dazu ist eine angemessene geometrische Einteilung des Brennraums vorzunehmen. Zur Modellierung der Wärmestrahlung ist für die Bestimmung der Rußkonzentrationen im Brennraum ein geeignetes Rußmodell zu verwenden und eine angemessene Rußwolkengeometrie vorzugeben. Das für den konvektiven Wärmeübergang wesentliche Strömungsfeld im Zylinder soll durch

phänomenologische, eindimensionale Strömungsmodelle bestimmt werden, die auch die Turbulenz im Brennraum berücksichtigen.

Zusätzlich soll die Isolierwirkung des Brennraums durch Rußwandablagerungen berücksichtigt werden. Auf Basis der bisher entwickelten Ansätze sollen die physikalischen Prozesse der Thermophorese und der Rußoxidation modelliert werden. Ein Vergleich von Berechnungs- bzw. Messergebnissen mit und ohne Berücksichtigung der Isolationswirkung soll Aufschluss über deren Relevanz für den dieselmotorischen Wandwärmeübergang geben.

Alle Teilmodelle sollen anschließend gekoppelt werden und damit ein Gesamtmodell für den Wärmeübergang ergeben. Dieses wird anhand von Wärmestrommessungen im Brennraum eines Einzylinder-Dieselmotors im geschleppten und gefeuerten Betrieb verifiziert und appliziert. Die instationären Wandwärmeströme sollen aufgrund der erwünschten räumlichen und zeitlichen Auflösung mit der Oberflächentemperaturmethode und mittels geeignet modifizierter Thermoelemente lokal an einer hinreichend großen Anzahl von Messstellen im Zylinderkopf, in der Laufbuchse und im Kolben gemessen werden. Die Signale vom Kolben sind anhand einer Messschwinde aus dem Motor nach außen zu führen.

3 Modellierung des gaseitigen Wandwärmüberganges

Allgemein setzt sich im Dieselmotor der Wandwärmestrom aus einem konvektiven und einem Rustrahlungsanteil zusammen. Bei Vollast kann der Strahlungsanteil aufgrund der hohen Rußkonzentrationen während der Verbrennung bis zu 50% des Gesamtwarmestromes betragen [7]. Die Wärmeströme aufgrund Konvektion und Rußstrahlung können teilweise phasenverschoben zueinander auftreten [8], da der Zeitpunkt maximaler Turbulenz im Brennraum häufig früher erreicht ist als der Zeitpunkt maximaler Rußkonzentration. Eine simultane Behandlung beider Teilmechanismen erscheint daher als nicht ausreichend, so dass eine separate Berücksichtigung notwendig ist. Unter Berücksichtigung der Erkenntnisse bezüglich der für den Wandwarmubergang wesentlichen Teilprozesse werden im Folgenden eine Modellstruktur abgeleitet und die Teilmechanismen modelliert.

3.1 Eingangsdaten und Modellstruktur

Während die Rußstrahlung im Wesentlichen von der vierten Potenz der Partikeltemperatur abhängt und dagegen die Konvektion von der treibenden Temperaturdifferenz zwischen Arbeitsgas und Brennraumwand initiiert wird, ist ein Warmubergangsmodell auf Basis eines Einzonen-Verbrennungsmodells nur für globale Bilanzen sinnvoll. Mindestens die Anwendung eines Zweizonen-Verbrennungsmodells zur Kenntnis der Temperaturen von der Frischluftzone und der verbrannten Zone ist erforderlich, um die beiden Warmubergangsmechanismen separat berücksichtigen zu können.

Die Entwicklung und die Anwendung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Warmubergangsmodells basieren auf einem quasidimensionalen Zweizonen-Verbrennungsmodell [39] nach der Modellvorstellung von Hohlbaum [40]. Die Bereiche der Luft und des Kraftstoffstrahls werden hier zur unverbrannten, ersten Zone zusammengefasst, der Bereich des verbrannten Gemisches bildet die zweite Zone (Bild 3.1). Die Flammenfront mit unendlich kleiner Ausdehnung trennt die beiden Brennraumzonen voneinander ab. Die nulldimensionale Betrachtungsweise bedingt die homogene Behandlung der Zonen bezüglich Temperatur und Zusammensetzung.

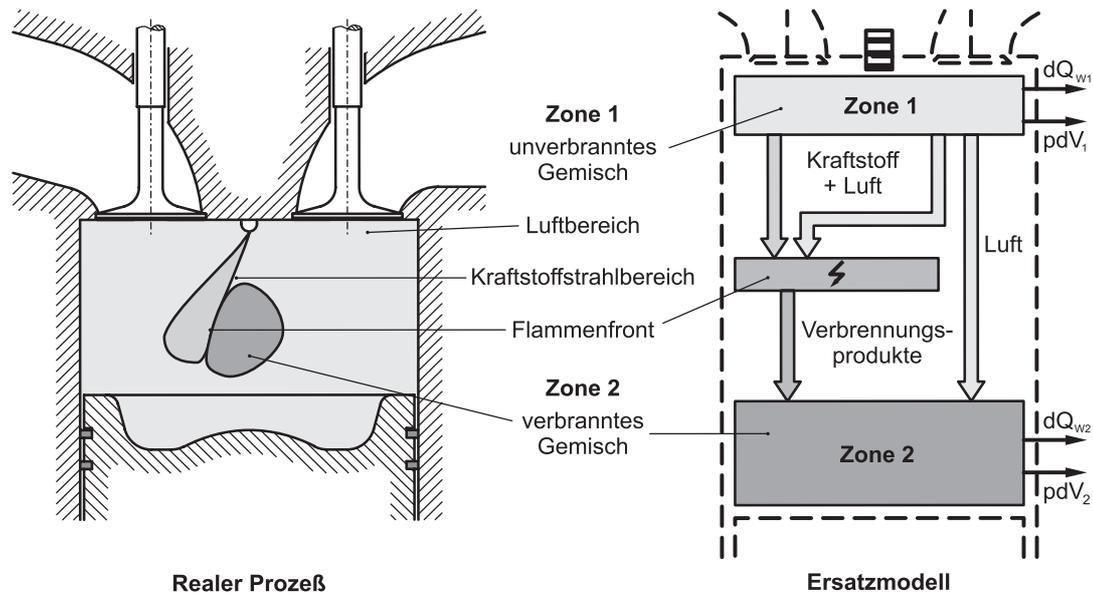


Bild 3.1: Schematische Darstellung eines Zweizonen-Modells [41]

In der vorliegenden Arbeit sind der Brennverlauf und die thermodynamischen Zustandsgrößen der beiden Brennraumzonen anhand der Druckverlaufsanalyse von Indizierdaten aus dem Einzylinder-Versuchsmotor, an dem auch die Verifizierung des Wärmeübergangsmodells (Kap. 5) erfolgte, berechnet worden.

Die Druckverlaufsanalyse nach Kamimoto et al. [39] basiert auf folgenden Annahmen:

- Der eingespritzte Kraftstoff verdampft sofort nach Austritt aus der Düse.
- Die Verbrennung findet unter stöchiometrischem Luftverhältnis statt.
- Kraftstoffdampf und unverbrannte Luft befinden sich auf gleichem Temperaturniveau.
- Die Luft der unverbrannten Zone erfährt eine polytrope Zustandsänderung.

Das Zweizonen-Modell liefert die für den Wandwärmeeübergang wesentlichen Eingangsdaten: verdampfte und verbrannte Kraftstoffmassen, Zonentemperaturen, Zonenvolumina und Wärmefreisetzung.

Aufbauend auf den thermodynamischen Ausgangsdaten eines Zweizonen-Verbrennungsmodells wird der Diesalbrennraum in mehrere, von der Geometrie des betrachteten Motors abhängige, isotherme Wandteilflächen eingeteilt, auf die ein über die jeweilige Teilfläche räumlich gemittelter Wärmestrom aufgrund Konvektion und Strahlung einwirkt (Bild 3.2). Zur Berechnung des konvektiven Wandwärmeeüberganges wird die Zylinderinnenströmung in ihre Komponenten Quetschströmung, Drallströmung und Turbulenz zerlegt und die instationäre thermische Grenzschichtdicke auf Basis der eindimensionalen Energiegleichung bestimmt.

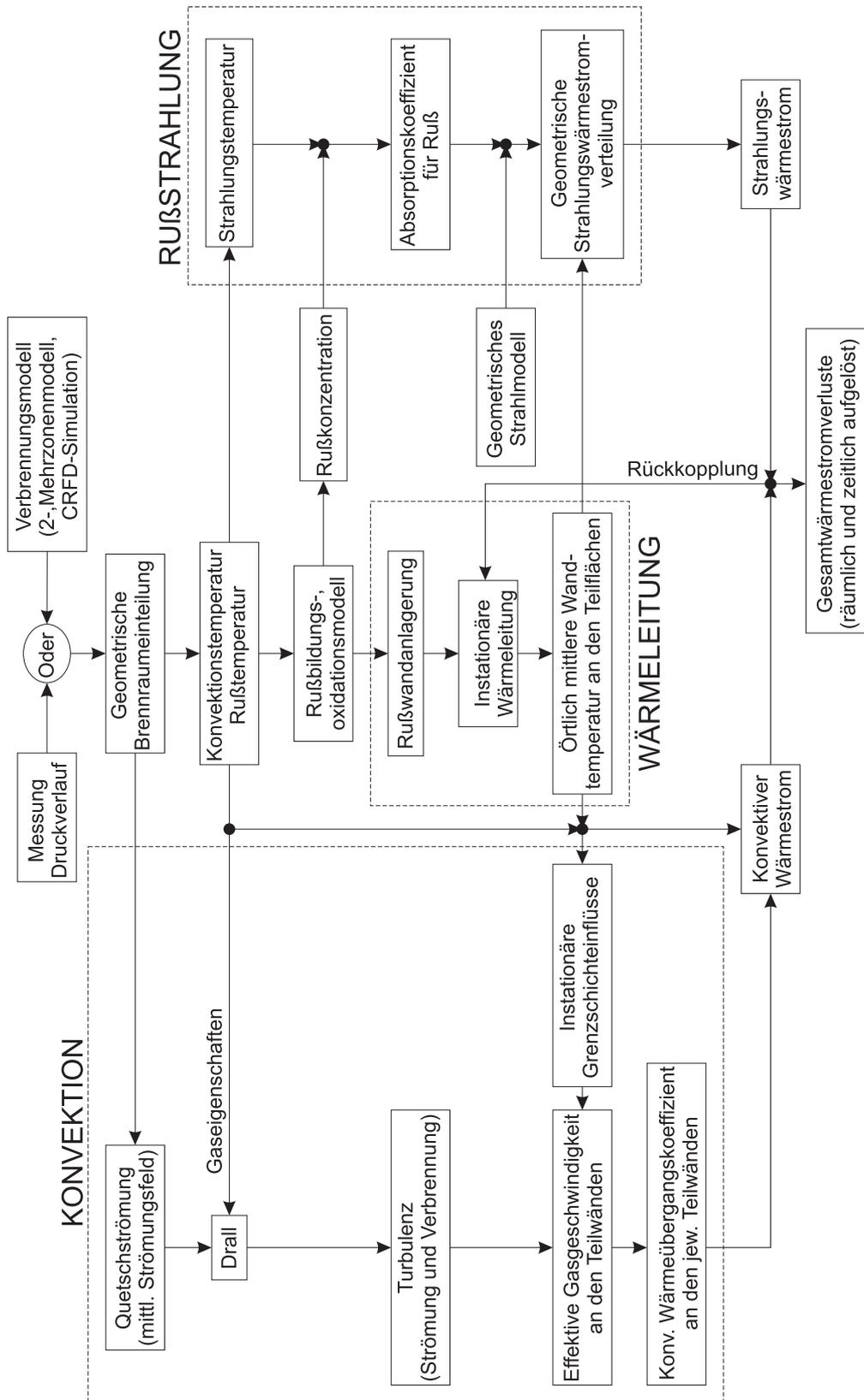


Bild 3.2: Modellstruktur des phänomenologischen Wärmeübergangsmodells

Zur Berechnung der Rußstrahlung im Dieselmotor ist die Kenntnis der Rußkonzentration im Brennraum unerlässlich. Auf der Basis eines einfachen Zweigleichungsmodells und geometrischer Annahmen für die Rußwolke kann der Strahlungswärmestrom aus der vereinfachten Strahlungstransportgleichung bestimmt werden. Ein Teil der im Brennraum gebildeten Rußmasse lagert sich an der kälteren Brennraumwand ab. Der physikalische Mechanismus, der für die Ablagerung der Rußteilchen an der Brennraumoberfläche verantwortlich ist, ist die Thermophorese. Diese Erkenntnisse sind in dem vorliegenden Modell berücksichtigt. Die Folge ist, dass die instationäre Wärmeleitung in den brennraumbegrenzenden Teilwänden berechnet werden muss, da die brennraumseitigen Rußoberflächentemperaturen durch die Isolationswirkung von Rußschichten nicht mehr als zeitlich konstant angenähert werden können.

Im Folgenden werden die physikalischen Teilmodelle und deren Lösungsverfahren vorgestellt, die zur Modellstruktur in Bild 3.2 und zur mathematischen Formulierung führen.

3.2 Wärmeleitung

Die Berücksichtigung von isolierend wirkenden Rußablagerungen im Brennraum von Dieselmotoren erzwingt durch deren Einfluss auf das treibende Temperaturgefälle die Berechnung der instationären Wärmeleitung in den Brennraumwänden und den angrenzenden Rußschichten. Um den Rechenaufwand in vertretbaren Grenzen zu halten, werden die Brennraumoberflächen zu Flächen mit etwa gleichem Temperaturniveau zusammengefasst und isotherm betrachtet. Zur Initialisierung der instationären Berechnung ist eine Vorausberechnung des stationären Temperaturfeldes anhand eines entwickelten thermischen Widerstandsnetzwerks notwendig. Anschließend kann nach Modellierung der Rußablagerungs- und –Rußoxidationsmechanismen die instationäre Temperaturfeldberechnung während des Arbeitsspiels vorgenommen werden.

3.2.1 Geometrische Brennraumeinteilung

Das vorliegende Wärmeübergangsmodell ist zur Verifizierung durch gemessene Wandwärmeströme in einem direkteinspritzenden Einzylinder-Dieselmotor mit annähernd mittig angeordneter Kolbenmulde angewandt worden (s. Kap. 4.2). Der Brennraum dieses Motors kann daher näherungsweise als rotationssymmetrisch zur Zylinderachse angenommen werden. Um eine – wenn auch begrenzte – räumliche Auflösung der Wärmeströme zu errei-

chen, ist analog zu [15] die Brennraumboberflache in sechs isotherme Teilflächen und das Brennraumvolumen in drei entsprechende Teilvolumina eingeteilt worden (Bild 3.3):

- | | |
|---|---------------------|
| (1) Zylinderkopf oberhalb der Kolbenmulde | (I) Quetschvolumen |
| (2) Zylinderkopf oberhalb der Kolbenkrone | (II) Zentralvolumen |
| (3) Zylinderlaufbuchse | (III) Muldenvolumen |
| (4) Kolbenkrone | |
| (5) Kolbenmuldensenwand | |
| (6) Kolbenmuldenboden | |

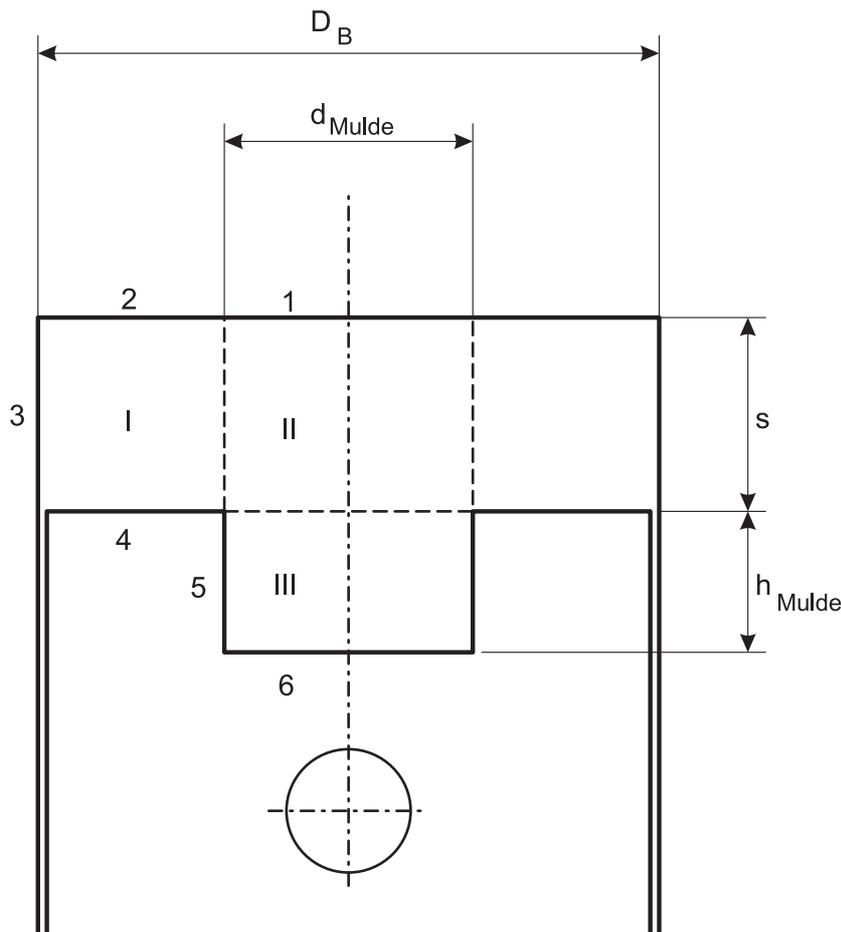


Bild 3.3: Einteilung des Brennraumes in sechs isotherme Teilflächen und drei Teilvolumina

Vergleiche zwischen experimentellen Messungen und berechneten Wärmeströmen [42] haben gezeigt, dass diese Einteilung Flächen mit etwa gleichen Warmenubergangsverhaltnissen sinnvoll zusammenfasst. Die relativ heißen Auslassventile sind im mittleren Temperaturfeld des Zylinderkopfes berücksichtigt. Für jede der o.g. Teilflächen werden separat die Rußwandanlagerung, die instationäre Wandwarmeleitung, die Temperaturstrahlung und der konvektive Warmenubergang berechnet. Die Beschränkung auf nur sechs Teilfla-

chen ist notwendig, um den Rechenaufwand zur Lösung der instationären, zweischichtigen Wärmeleitung und der Rußwandanlagerung in vertretbaren Grenzen zu halten.

3.2.2 Stationäres Widerstandsnetzwerk

Das stationäre, eindimensionale Widerstandsnetzwerk dient der Abschätzung des mittleren Temperaturfeldes in den brennraumbegrenzenden Bauteilen. Jede isotherme Teilwand des Brennraums wird durch eine Gruppe von vier thermischen Widerständen modelliert (Bild 3.4). Die Wärmeübergänge zwischen der Brennraumwand und dem Kühlmedium (je nach Bauteil Kühlwasser oder Motoröl) und zwischen Wand und Arbeitsgas repräsentieren zwei konvektive Wärmewiderstände. Zwei Wärmeleitwiderstände beschreiben den diffusen Wärmetransport durch die Rußschichten und die Brennraumwände. Durch die Tatsache, dass die Dicke der Rußschichten bzw. Brennraumwände gegenüber dem Zylinderdurchmesser vernachlässigbar gering sind, können die eindimensionalen Verhältnisse zusätzlich mit der Annahme des Wärmedurchganges durch ebene, geschichtete Wände vereinfacht werden.

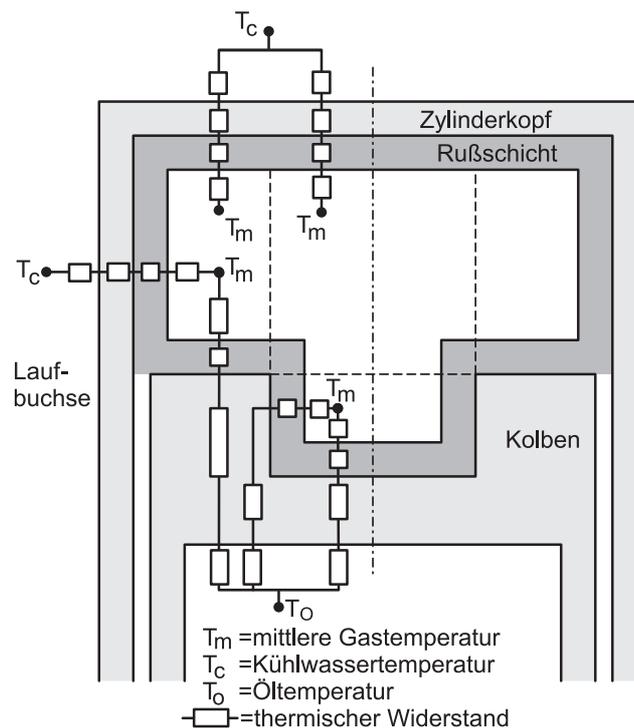


Bild 3.4: Widerstandsnetzwerk zur stationären Temperaturfeldberechnung

Der stationäre, eindimensionale Wärmedurchgang vom Arbeitsgas zum Kühlmedium kann berechnet werden, sofern die Randbedingungen kuhlseitig und brennraumseitig bekannt sind. Dies kann durch die Annahme der treibenden Temperaturen, die Kuhlmediumtemperatur T_c bzw. T_o und die vom Betriebspunkt abhängige mittlere Arbeitsgastemperatur T_m , und der entsprechenden konvektiven Warmenubergangskoeffizienten erfüllt werden. Die Wärmeleitwiderstände ergeben sich aus den Wärmeleitfähigkeiten des Materials und den geometrischen, mittleren Schichtdicken

$$R_{\lambda,w,s} = \frac{\delta_{w,s}}{\lambda_{w,s} \cdot A} \quad (3.1)$$

Die konvektiven Wärmewiderstände ergeben sich aus der wirksamen Fläche und den Warmenubergangskoeffizienten an der Innenseite (i) bzw. Außenseite (a)

$$R_{\alpha,i,a} = \frac{1}{\alpha_{i,a} \cdot A} \quad (3.2)$$

Durch die Berechnung des übertretenen Gesamtwärmestroms mit

$$\dot{Q} = \frac{T_m - T_{c,o}}{R_{\alpha,i} + R_{\lambda,w} + R_{\lambda,s} + R_{\alpha,a}} \quad (3.3)$$

können die entsprechenden Wandtemperaturverlaufe in den Teilwänden durch Aufstellung der konvektiven und diffusen Warmenubertrenungsansatze berechnet werden [43].

Dieses vereinfachte, eindimensionale Modell zur Berechnung des stationären Temperaturfeldes ist in dieser Form nur bedingt anwendbar, da bei Berechnungsbeginn, der in dieser Arbeit zweckmäßig bei „Einlass schließt“ liegt, die momentane Gastemperatur im Bereich der Ruschichtoberflachentemperatur liegt. Somit muss zwangsläufig an der Rußschichtoberfläche der Temperaturgradient festkorperseitig nahezu verschwinden:

$$-\lambda_{RW} \left. \frac{dT_{s,i}}{dx} \right|_{x=\delta_{w,i} + \delta_{s,i}} \approx 0. \quad (3.4)$$

Damit die instationäre Berechnung des Temperaturfeldes während des Arbeitsspielens aus Rechenzeitgründen möglichst schnell einschwingen kann, wird daher der vorab bestimmte Temperaturverlauf nach obigem Vorgehen an der freien Rußoberfläche entsprechend der Bedingung (3.4) korrigiert. Nahe der Oberfläche mündet eine willkürlich angesetzte Parabel in den stationär bestimmten Temperaturverlauf, deren Scheitel sich an der Grenzfläche zwischen Arbeitsgas und Rußschicht befindet und somit dort einen waagerechten Temperaturverlauf erzwingt. Etwaige Ungenauigkeiten in diesem Bereich werden durch die wiederholte instationäre Berechnung iterativ korrigiert.

Das stationäre eindimensionale Temperaturfeld dient dann als Anfangsbedingung für die instationäre Berechnung, nachdem die momentane Rußschichtdicke an den isothermen Teilwänden modelliert wurde.

3.2.3 Rußwandanlagerung

Rußpartikel, die während der Verbrennung entstehen, können durch ihre turbulente Bewegung die thermische Grenzschicht nahe der Brennraumwand erreichen. Die Ablagerung der Rußteilchen an der Brennraumwand wird hauptsächlich durch Thermophorese verursacht [44]. Ein Teil der abgelagerten Rußmasse wird bei hohen Wandtemperaturen wieder oxidiert. Beide Mechanismen, Thermophorese und Oxidation, führen zu einer sich nach etwa 5 bis 10 Minuten Motorlaufzeit einstellenden asymptotischen Rußschichtdicke bei bestimmter Drehzahl und Last (Bild 3.5)

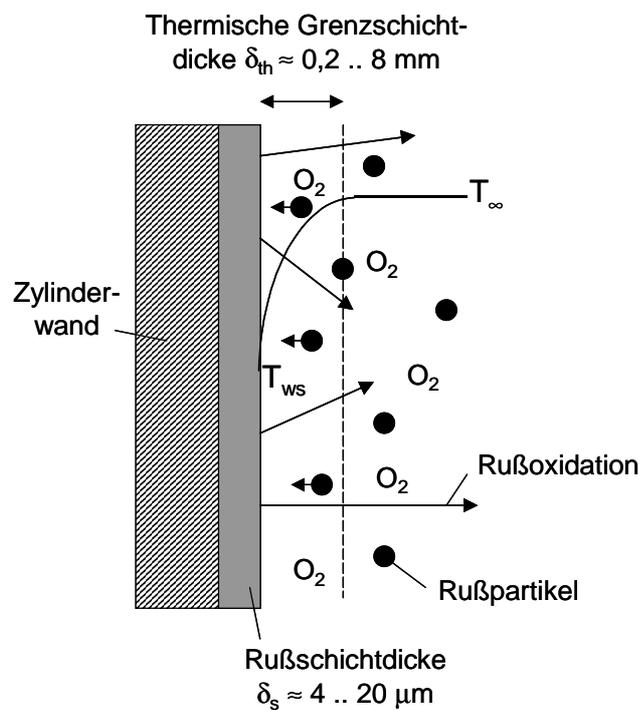


Bild 3.5: Mechanismen der Rußwandanlagerung und Rußoxidation

$$\frac{d\delta_{s,i}}{dt} = v_{d,i} - v_{ox,i} \quad (3.5)$$

Aufgrund der Trägheit beider Mechanismen im vorliegenden Wandtemperaturbereich verlaufen die Rußschichtdickenänderungen so langsam, dass sie während eines Arbeitsspieles

als konstant angenommen werden können. Durch den isolierenden Effekt der Rußablagerungen kann während der Verbrennung die Rußoberflächentemperatur deutlich höher als die Wandoberflachentemperatur liegen. Dies hat zur Folge, dass der zeitlich instationäre Temperaturverlauf an der Rußschichtoberfläche nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Thermophorese

Unter Thermophorese versteht man den physikalischen Effekt, dass Partikel in der thermischen Grenzschicht eine Bewegung in Richtung eines vorhandenen Temperaturgefälles ausführen. Die treibende Kraft entsteht aus dem Impulsleichgewicht: Rußteilchen erhalten auf der „heeren“ Gasseite einen höheren Impuls als auf der „kälteren“ Gasseite.

Wolff et al. [5] setzten die Trägheitskraft und die einwirkende thermophoretische Kraft an einem Rußpartikel in der thermischen Grenzschicht gleich und formulierten damit eine Gleichung für die Ruablagerungsgeschwindigkeit aufgrund Thermophorese

$$v_{d,i} = f_{v,i} \cdot \frac{2C_s C_c v_g \left[\frac{\lambda_g}{\lambda_R} + C_t Kn \right]}{(1 + 3C_m Kn) \left[1 + 2 \frac{\lambda_g}{\lambda_R} + 2C_t Kn \right]} \frac{1}{T_{gm,i}} \frac{T_m - T_{ss,i}}{\delta_{th,i}}, \quad (3.6)$$

die als Haupteinflussfaktoren den Rußvolumenbruch $f_{v,i}$ (Kap. 3.4.1), die thermische Grenzschichtdicke $\delta_{th,i}$ (diese wird anhand der eindimensionalen Energiegleichung bestimmt, Kap. 3.3.1) und die Gas- und Ruschichtoberflachentemperaturen berücksichtigt. Dabei wird angenommen, dass der für die Wandablagerung verantwortliche Rußvolumenbruch für jedes Teilvolumen separat bestimmt wird. Die mittlere Temperatur in der thermischen Grenzschicht $T_{gm,i}$ wird durch örtliche Mittelung des im eindimensionalen Grenzschichtmodell vorausgesetzten Temperaturprofils errechnet.

Wandruoxidation

Rußpartikel, die an den brennraumbegrenzenden Wänden abgelagert worden sind, können aufgrund hoher Gastemperaturen oder hoher Rußoberflächentemperaturen bei genügender Sauerstoff-Präsenz wieder oxidiert werden. Die Rußoxidation wird dabei nach den Arrhenius-Gleichungen von Nagle-Strickland modelliert.

Die Reaktionstemperatur $T_{ss,i}$ an der Brennraumwand und der Sauerstoffpartialdruck in den entsprechenden Teilvolumina beeinflussen maßgeblich die Oxidationsrate der abgelagerten Rußteilchen. Mit steigender Reaktionstemperatur und höherem Sauerstoffangebot an den jeweiligen Teilflächen ist daher ein verstärkter Ruabbrand zu erwarten. Die unregelmäßige Struktur von Ruschichtoberflachen führt zu einer erhöhten verfügbaren Ober-

fläche für die Partikeloxidation. Dies wird durch einen Oberflächenkorrekturfaktor von $f_A \approx 12$ berücksichtigt [5]. In diesen Gleichungen bezeichnet M_c das Molekulargewicht von Kohlenstoff (12 kg/kmol) und ρ_{RW} die Dichte der abgelagerten Rußteilchen (170 kg/m³).

Die instationäre Wärmeleitung in den Brennraumteilwänden und den angrenzenden Rußschichten, mathematisch ausgedrückt durch die Fourierschen Differenzialgleichungen, wird jeweils anhand der Finite-Differenzen Crank-Nicolson-Methode berechnet.

Tabelle 3.1: Empirische Konstanten und Parameter zur Berechnung der Rußwandablagerung

C_s	1.17
C_c	$1 + Kn(a + b \cdot e^{-c/Kn})$
C_t	2.18
C_m	1.14
Kn	1.00
a	1.20
b	0.41
c	0.88

Tabelle 3.2: Modellierung der Rußoxidation

Reaktionsrate	A_j [mol, cm, s]	E_j [J/mol]	Gl.
$v_{ox,i} = \frac{M_c f_A}{\rho_{RW}} \left[\left(\frac{k_{A,i} p_{O_2,i}}{1 + k_{z,i} p_{O_2,i}} \right) x + k_{B,i} p_{O_2,i} (1 - x_i) \right]$			(3.7)
$x_i = \frac{1}{1 + \frac{k_{T,i}}{k_{B,i} p_{O_2,i}}}$			(3.8)
$k_{A,i} = A_A \exp(-E_A/RT_{ss,i}) \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ bar}^{-1}$	20	125.600	(3.9)
$k_{B,i} = A_B \exp(-E_B/RT_{ss,i}) \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ bar}^{-1}$	$4,46 \cdot 10^{-3}$	63.640	(3.10)
$k_{T,i} = A_T \exp(-E_T/RT_{ss,i}) \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1,51 \cdot 10^5$	406.100	(3.11)
$k_{z,i} = A_Z \exp(E_Z/RT_{ss,i}) \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ bar}^{-1}.$	21,3	-17.200	(3.12)

3.2.4 Instationäre Wärmeleitung

Das instationäre Wärmeleitproblem in den Rußschichten und den brennraumbegrenzenden Wänden kann unter Annahme ebener geometrischer Verhältnisse und konstanter Stoffwerte durch die eindimensionale instationäre Wärmeleitungsgleichung von Fourier [43] ausgedrückt werden. Angepasst auf die Brennraumwände und die Rußschichten ergeben sich die zeitlichen und örtlichen Temperaturverläufe je Teilwand aus

$$\rho_{w,i} c_{w,i} \frac{\partial T_{w,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{w,i} \frac{\partial T_{w,i}}{\partial x} \right) \quad \text{für } 0 \leq x \leq \delta_{w,i} \quad (3.13)$$

$$\rho_{RW} c_{RW} \frac{\partial T_{s,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{RW} \frac{\partial T_{s,i}}{\partial x} \right) \quad \text{für } \delta_{w,i} \leq x \leq \delta_{w,i} + \delta_{s,i}(t) \quad (3.14)$$

mit der zeitlich veränderlichen Ruschichtdicke $\delta_{s,i}(t)$. Allgemein sind die Stoffwerte der Warmeleitmaterialien (Wärmeleitfähigkeit λ , Dichte ρ , spezifische Wärmekapazität c) eine Funktion der Temperatur T , deren Einfluss auf den Wandtemperaturverlauf ist allerdings gering, so dass innerhalb der homogenen Wandmaterialbereiche von konstanten Stoffwerten ausgegangen werden kann. Die durch Lufteinschlüsse und Porosität veränderten Stoffwerte von Ruß werden durch eine korrigierte Dichte ($\rho_{RW} = 170 \text{ kg/m}^3$), Wärmeleitfähigkeit ($\lambda_{RW} = 0,1 \text{ W/mK}$) und spezifische Wärmekapazität ($c_{RW} = 1260 \text{ J/kgK}$) der Rußschichten berücksichtigt [5].

Zur Lösung der Fourierschen Differenzialgleichungen für die Berechnung der instationären Wandtemperaturverlaufe ist die Kenntnis von Anfangsbedingungen und Randbedingungen an den Rändern des Definitionsbereiches notwendig. Als Anfangsbedingung wird das vorab durch das stationäre Widerstandsnetzwerk berechnete Temperaturfeld verwendet. Brennraumseitig wirken auf die angelagerten Ruschichtoberflachen die Wärmestromdichten aufgrund Partikelstrahlung und Konvektion ein, während die teilweise Oxidation der Wandrupartikel dort zusätzlich Wärme freisetzt. Es ergibt sich folglich an der Rußschichtoberfläche die Randbedingung zweiter Art

$$-\lambda_{RW} \frac{\partial T_{s,i}}{\partial x} \Big|_{x=\delta_{w,i}+\delta_{s,i}} = q_{konv,i} + q_{Str,i} + q_{Ox,i} \quad (3.15)$$

Nach Berechnung der Ruoxidationsgeschwindigkeit (Gleichung (3.7)) kann die Wärmefreisetzung während der Partikeloxidation zu

$$q_{Ox,i} = \rho_{sw} H_{u,R} v_{Ox,i} \quad (3.16)$$

bestimmt werden, wenn mit $H_{u,R} = 3,279 \cdot 10^7 \text{ J/kg}$ der untere Heizwert von Ruß bekannt ist.

An der Materialgrenze zwischen den Rußschichten und den Brennraumwänden gelten die Koppelbedingungen für eine konstante Kontakttemperatur

$$T_{s,i} \Big|_{x=\delta_{w,i}^-} = T_{w,i} \Big|_{x=\delta_{w,i}^+} \quad (3.17)$$

und für eine konstante und stetige, aber nicht differenzierbare Wärmestromdichte

$$-\lambda_w \frac{\partial T_{w,i}}{\partial x} \Big|_{x=\delta_{w,i}^-} = -\lambda_{sw} \frac{\partial T_{s,i}}{\partial x} \Big|_{x=\delta_{w,i}^+} . \quad (3.18)$$

Das Kühlmedium (Kühlwasser an Zylinderkopf und Laufbuchse, Motoröl an Kolben) nimmt Wärme von der Brennraumwand durch Konvektion auf (Randbedingung dritter Art)

$$-\lambda_w \frac{\partial T_{w,i}}{\partial x} \Big|_{x=0} = \alpha_c (T_c - T_{w0,i}) . \quad (3.19)$$

Die die Wärmeleitung in den Brennraumwänden und Rußschichten beschreibenden Gleichungen (3.13) bis (3.19) stellen ein nichtlineares Wärmeübergangsproblem dar, die Parameter

- Rußablagerungs- und Rußoxidationsgeschwindigkeiten, Rußschichtdicken
- Wärmefreisetzung durch Wandrußoxidation
- einfallende Konvektions- und Strahlungswärmeströme

sind zusätzlich temperaturabhängig.

Das instationäre Wärmeleitproblem wird durch Anwendung der Finite-Differenzen-Methode nach Crank-Nicolson analog zu Wolff et al. [5] und Jaluria und Torrance [45] gelöst. Dazu wird in der Brennraumwand ein relativ grobes, nicht äquidistantes Gitter mit einem Verfeinerungsfaktor von $\varepsilon_i = 0.8$ zur angrenzenden Rußschicht hin gewählt (Bild 3.6). Innerhalb der Rußschicht sind die sich einstellenden instationären Temperaturgradienten durch die Isolationswirkung sehr hoch, daher wird hier ein feines, äquidistantes Gitter mit einer Gitterweite von $1 \mu\text{m}$ verwendet.

Die sich ergebenden Oberflächentemperaturschwingungen an den Rußschichten gehen rückgekoppelt als wichtige Parameter bei der Bestimmung der Konvektions- und Strahlungswärmeströme ein. Diese Modelle werden im Folgenden dargestellt.

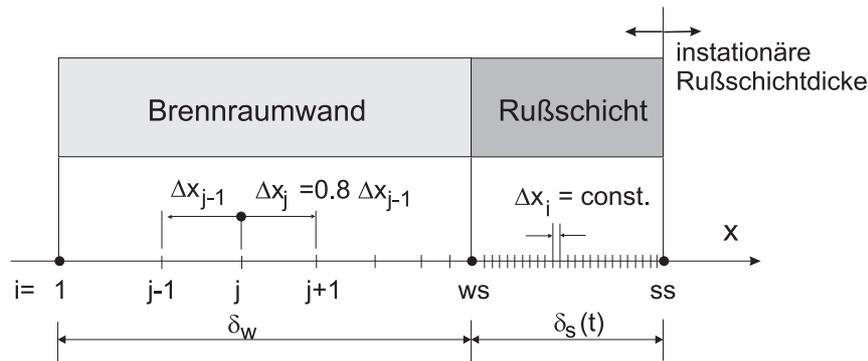


Bild 3.6: Rechengitterdefinition in der Brennräumwand zur Berechnung der instationären Wärmeleitung [5]

3.3 Konvektiver Wärmeübergang

Die Modellierung der konvektiven Wärmeübergangsbeziehungen in Dieselmotoren ist in den letzten Jahren weit vorangeschritten. Trotzdem weisen die bisher bekannten und weit verbreiteten halbempirischen Modelle Unsicherheiten auf, u. a.

- wird das den Wärmeübergang verursachende Strömungsfeld nicht angemessen beschrieben. Daraus resultierend treten beim Vergleich dieser Wärmeübergangsmodelle für einen gegebenen Motor Abweichungen um teilweise mehr als 300% auf [15].
- ist eine räumliche Auflösung innerhalb des Brennraums nicht oder unangemessen berücksichtigt.

Daraus ergibt sich, dass derartige Modelle nur unzureichende Ergebnisse erzielen, da im Brennraum von Dieselmotoren von der turbulenten Rohrströmung sehr stark abweichende Strömungsverhältnisse während der Hochdruckphase vorliegen. Auch Wimmer und Pivec [2] formulierten daher in jüngster Zeit die Forderung, dass bestehende nulldimensionale Ansätze um Modelle zur Berücksichtigung geometrieabhängiger Strömungsgrößen (Geschwindigkeitsverteilung und turbulente kinetische Energie) erweitert werden müssen. Ein derartiger Versuch ist in der vorliegenden Arbeit unternommen worden.

Ausgangspunkt für das Mehrzonen-Wärmeübergangsmodell ist das Newtonsche Abkühlungsgesetz für die konvektive Wärmestromdichte in seiner allgemeinen, instationären Form [43]

$$q_{konv,i}(t,A) = \alpha_{konv,i}(t,A) \cdot [T_{konv,i}(t,A) - T_{ss,i}(t,A)] \quad (3.20)$$

Diese Gleichung weist einige Besonderheiten auf, die sie von der in früheren Untersuchungen verwendeten Form unterscheidet:

- Der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{konv,i}$ ist sowohl *zeitlich* als auch *örtlich* von der betrachteten, isothermen Teilfläche abhängig.
- Die zeitlich veränderliche Gastemperatur $T_{konv,i}$ ist je nach Lage der verbrannten Zone im Brennraum örtlich von der betrachteten, isothermen Teilfläche abhängig.
- Der konvektive Wärmeübergang findet zwischen dem Arbeitsgas und den angrenzenden Rußschichten statt. Daher wird im vorliegenden Modell als Wandtemperatur die Rußschichtoberflächentemperatur $T_{ss,i}$ verwendet. Diese ist aufgrund der starken Temperaturschwingungen in den isolierend wirkenden Rußschichten sowohl zeit- als auch ortsabhängig.

Gleichung (3.20) setzt voraus, dass das Newtonsche Abkühlungsgesetz auch während der Kompression und Expansion des Arbeitsgases seine Gültigkeit hat und somit der Wärmestrom proportional zur treibenden Temperaturdifferenz ist. Die Annahme dieser Proportionalität im Verbrennungsmotor ist nach wie vor umstritten [10][3]: Befindet sich der Kolben im oberen Totpunkt, ist das hinreichend weit von der Brennraumwand entfernte Arbeitsgas sehr heiß, während sich das Gas in der thermischen Grenzschicht auf die Wandtemperatur abkühlt (Bild 3.7). In der Expansionsphase verrichtet sowohl das Arbeitsgas als auch das Gas in der thermischen Grenzschicht Arbeit. Zu Beginn der Expansion ist das Arbeitsgas heißer als die Wand, während das Gas in der thermischen Grenzschicht durch die verrichtete Arbeit kälter als die Wand sein kann. Der Temperaturgradient an der Wand ist daher negativ, während die treibende Temperaturdifferenz vom Arbeitsgas zur Brennraumwand positiv ist (s. 35° n. OT, Bild 3.7).

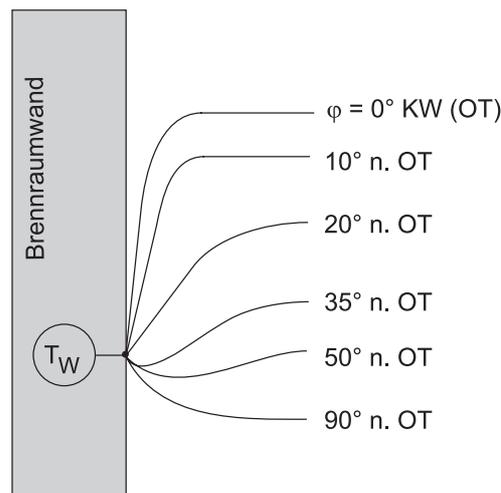


Bild 3.7: Instationäre Temperaturverläufe in der thermischen Grenzschicht im Motorschleppbetrieb während der Expansionsphase

Das instationäre Verhalten der thermischen Grenzschicht ist jedoch theoretisch nicht ohne willkürliche Annahmen fassbar, obwohl bereits Ansätze zur Berücksichtigung einer Phasenverschiebung zwischen der sich einstellenden Wärmestromdichte und der treibenden Temperaturdifferenz existieren [46]. Aufgrund der stark vereinfachten Modellierung der eindimensionalen Zylinderinnenstromungsverhaltnisse erscheint deren Anwendung in einem phänomenologischen Warmenubergangsmodell allerdings fragwürdig und wird daher im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen. Der konvektive Warmenubergangskoeffizient $\alpha_{konv,i}$ wird anhand eines Grenzschichtmodells und eines eindimensional bestimmten Strömungsfeldes abgeschätzt. Die dazu notwendigen Untermodelle werden im Folgenden dargestellt.

3.3.1 Grenzschichtmodell

In der Literatur bekannt gewordene Untersuchungen haben gezeigt, dass die Behandlung der instationären Grenzschicht anhand der eindimensionalen Energiegleichung am Erfolg versprechendsten ist und die beste Übereinstimmung mit Messergebnissen zeigt (Kap. 2.2.2). Daher wird im vorliegenden Mehrzonen-Warmenubergangsmodell ein eindimensionales Modell für die innermotorische Konvektion basierend auf der Grenzschichttheorie für die turbulent überströmte, ebene Platte verwendet.

Bei der Plattenströmung sinkt innerhalb einer wandnahen Schicht die Temperatur von der Arbeitsgastemperatur T_g auf die Ruschichtoberflachentemperatur T_{ss} ab, und die Strömungsgeschwindigkeit steigt vom Wert Null an der Wand bis auf die Anströmungsgeschwindigkeit $U_{eff,i}$ an. Für diese wandnahe Schicht hat sich der Begriff *Grenzschicht*, auch Strömungs- (hydrodynamische) und Temperatur- (thermische) Grenzschicht eingebürgert. Es ist das Verdienst von Ludwig Prandtl, zur Berechnung dieser Grenzschicht die sog. Grenzschichtgleichungen abgeleitet und einer exakten Lösung (im Sinne der Grenzschichttheorie 1. Ordnung) zugeführt zu haben.

- *Berechnung des Warmenubergangskoeffizienten*

Unter quasistationären Bedingungen schlugen Kutateladze und Leont'ev [47] für die Stanton-Zahl eine Warmenubergangsbeziehung vor, die die dann vorliegende Ähnlichkeit zwischen Strömungsgrenzschicht und Temperaturgrenzschicht berücksichtigt

$$St_i = \frac{\alpha_{konv,i}}{\rho_g c_p U_{eff,i}} = \frac{c_{f,i}}{2} \left(\frac{\delta_{hyd,i}}{\delta_{th,i}} \right)^{0,25} \quad (3.21)$$

mit $\delta_{hyd,i}$ bzw. $\delta_{th,i}$ als hydrodynamische bzw. thermische Grenzschichtdicken und $c_{f,i}$ als lokalen Reibungskoeffizienten. Die physikalischen Stoffwerte des Arbeitsgases ändern sich aber mit der Temperatur innerhalb der thermischen Grenzschicht. Diese Tatsache beeinflusst die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile innerhalb der Grenzschichten und somit auch den konvektiven Wandwärmeübergang. Daher wurde in [48] die Gleichung (3.21) empirisch erweitert

$$St_i Pr^{0,4} \left(\frac{T_{ss,i}}{T_{konv,i}} \right)^{0,4} = \frac{c_{f,i}}{2} \left(\frac{\delta_{hyd,i}}{\delta_{th,i}} \right)^{0,25}, \quad (3.22)$$

wobei die benötigten Stoffwerte des Arbeitsgases bei der Temperatur $T_{konv,i}$ außerhalb der thermischen Grenzschicht ermittelt werden. Setzt man für die Luftströmung das häufig verwendete 1/7-Potenzgesetz für den Geschwindigkeitsverlauf innerhalb der Strömungsgrenzschicht voraus, ergibt sich für den lokalen Reibungskoeffizienten $c_{f,i}$ [49]

$$\frac{c_{f,i}}{2} = \frac{0,0134}{\left(\frac{U_{eff,i} \delta_{hyd,i}}{v_\infty} \right)^{0,25}}. \quad (3.23)$$

Für den zu bestimmenden Wärmeübergangskoeffizienten ergibt sich dann bei Kenntnis der thermischen Grenzschichtdicke $\delta_{th,i}$, der effektiv wirkenden Gasgeschwindigkeit $U_{eff,i}$ und der treibenden Temperaturen

$$\alpha_{konv,i} = \frac{0,0153 \rho_g c_p U_{eff,i} \left(\frac{T_{konv,i}}{T_{ss,i}} \right)^{0,4}}{\left(\frac{U_{eff,i} \delta_{th,i}}{v_\infty} \right)^{0,25}}. \quad (3.24)$$

Der Vorteil dieser Formulierung liegt in der Unabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Dicke der ausgebildeten Strömungsgrenzschicht. Das Strömungsprofil ist damit für den konvektiven Wärmeübergang von untergeordneter Bedeutung.

- *Berechnung der thermischen Grenzschichtdicke*

Für die Berechnung der Grenzschichtdicken sind die Grundgleichungen für die instationär und kompressibel überströmte ebene Platte zweidimensional. Folgende Annahmen liegen der Anwendung der eindimensionalen Energiegleichung zugrunde:

- An jeder Stelle im Brennraum herrscht der gleiche Zylinderdruck p .

- Die Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten sind in Strömungsrichtung (Koordinate x , Geschwindigkeit u) im Vergleich zu deren Gradienten senkrecht zur Strömungsrichtung (Koordinate y , Geschwindigkeit v) vernachlässigbar [49].
- Die entstehende Wärme durch viskose Dissipation innerhalb der Grenzschicht ist vernachlässigbar gering.

Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung [43] lauten dann an einem differenziell kleinen, kompressiblen Volumenelement in vereinfachter, eindimensionaler Form

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (3.25)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (3.26)$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial q_{conv,i}}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial t} . \quad (3.27)$$

Eine Integration der Energiegleichung (3.27) über die Grenzschichtdicke $\delta_{th,i}$ liefert die Form

$$\int_0^{\delta_{th,i}} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dy + \int_0^{\delta_{th,i}} \rho c_p v \frac{\partial T}{\partial y} dy = \int_0^{\delta_{th,i}} \frac{\partial q_{conv,i}}{\partial y} dy + \int_0^{\delta_{th,i}} \frac{\partial p}{\partial t} dy . \quad (3.28)$$

Nach Anwendung der Umkehrung der Produktregel für den zweiten Term und Beachtung der Kontinuitätsgleichung (3.25) ergibt sich

$$\int_0^{\delta_{th,i}} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dy + [\rho v T c_p]_0^{\delta_{th,i}} + c_p \int_0^{\delta_{th,i}} T \frac{\partial \rho}{\partial t} dy = -q_{conv,i} + \frac{dp}{dt} \delta_{th,i} . \quad (3.29)$$

Werden der erste und der dritte Term auf der linken Seite zusammengefasst, folgt weiter

$$c_p \int_0^{\delta_{th,i}} \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} dy + [\rho v T c_p]_0^{\delta_{th,i}} = -q_{conv,i} + \frac{dp}{dt} \delta_{th,i} . \quad (3.30)$$

Die Anwendung des idealen Gasgesetzes

$$\rho T = \frac{p}{R} \quad (3.31)$$

und erneutes Einsetzen der Kontinuitätsgleichung (3.25) für die Geschwindigkeit v in hinreichend großem Abstand von der Wand führen nach wenigen Umformungen auf

$$-T_{conv,i}c_p \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\delta_{th,i}} \rho dy = -q_{conv,i} + \frac{dp}{dt} \delta_{th,i} \left(1 - \frac{c_p}{R} \right). \quad (3.32)$$

Nach Einführung einer innerhalb der thermischen Grenzschicht gemittelten Gasdichte $\rho_{m,i}$ ergibt sich dann

$$-T_{conv,i}c_p \left(\frac{d\rho_{m,i}}{dt} \delta_{th,i} + \frac{d\delta_{th,i}}{dt} \rho_{m,i} \right) = -q_{conv,i} + \frac{dp}{dt} \delta_{th,i} \left(1 - \frac{c_p}{R} \right). \quad (3.33)$$

Weitere vereinfachende Umformungen führen dann auf die Bestimmungsgleichung für die thermische Grenzschichtdicke, die im vorliegenden Wärmeübergangsmodell zur Berechnung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten verwendet wird

$$\frac{d\delta_{th,i}}{dt} = \frac{\rho_g}{\rho_{m,i}} \frac{dp}{dt} \frac{1}{p\kappa} \delta_{th,i} - \frac{1}{\rho_{m,i}} \frac{d\rho_{m,i}}{dt} \delta_{th,i} + \frac{q_{conv,i}}{\rho_{m,i}c_p T_{conv,i}}. \quad (3.34)$$

Die zeitliche Integration dieser Gleichung während der Kompression und Expansion des Dieselmotors ergibt den zeitlichen Verlauf der thermischen Grenzschichtdicke, der beispielhaft in Bild 3.8 dargestellt ist.

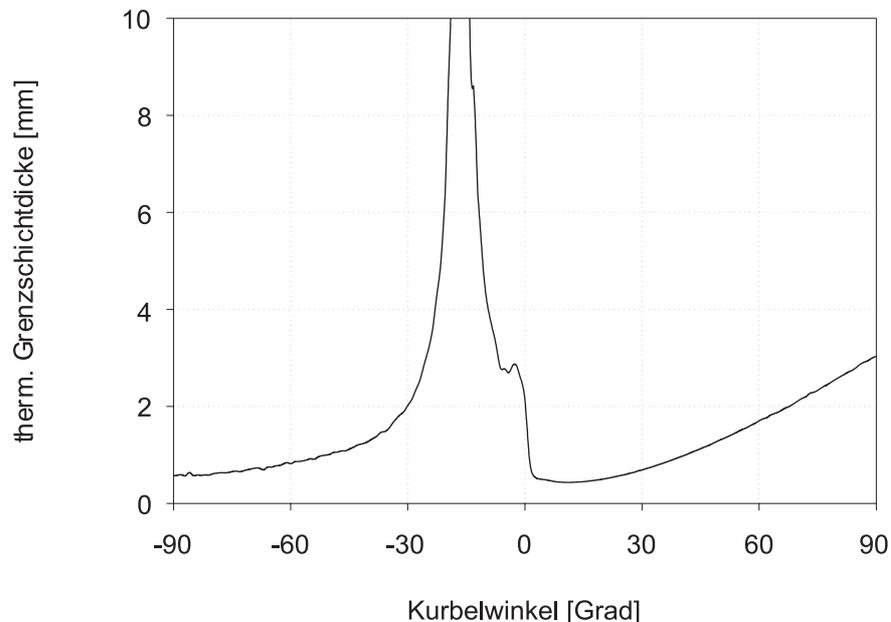


Bild 3.8: Beispielhafter, zeitlicher Verlauf der thermischen Grenzschichtdicke

Während der Kompressionsphase strebt die thermische Grenzschichtdicke mathematisch gegen Unendlich, wenn Zylinderwandtemperatur und Arbeitsgastemperatur gleich hoch sind. In diesem Fall liegt kein Temperaturgefälle vor, somit kann auch keine thermische Grenzschicht ausgebildet sein. Nähert sich der Kolben im Hochdruckteil dem oberen Totpunkt, sinkt die Grenzschichtdicke rapide ab und erreicht während der stattfindenden Verbrennung ihr Minimum. Zu diesem Zeitpunkt nimmt der konvektive Warmenubergangskoeffizient seinen maximalen Wert an. Den Zusammenhang zwischen der thermischen Grenzschichtdicke und dem konvektiven Warmenubergangskoeffizienten beschreibt Gleichung (3.24).

- *Berechnung der effektiven Gasgeschwindigkeit*

Zur Berechnung des Warmenubergangskoeffizienten anhand Gleichung (3.24) muss die effektive Gasgeschwindigkeit $U_{eff,i}$ in hinreichend großem Wandabstand außerhalb der Strömungsgrenzschicht bekannt sein. Diese wird in der vorliegenden Arbeit aus der Überlagerung der im Dieselmotor auftretenden und aufeinander senkrecht stehenden Strömungskomponenten bestimmt. An jeder Brennraumteilerflache liegen die Strömungskomponenten der Quetschströmung, der Drallströmung und die isotrope Turbulenz vor (Bild 3.9).

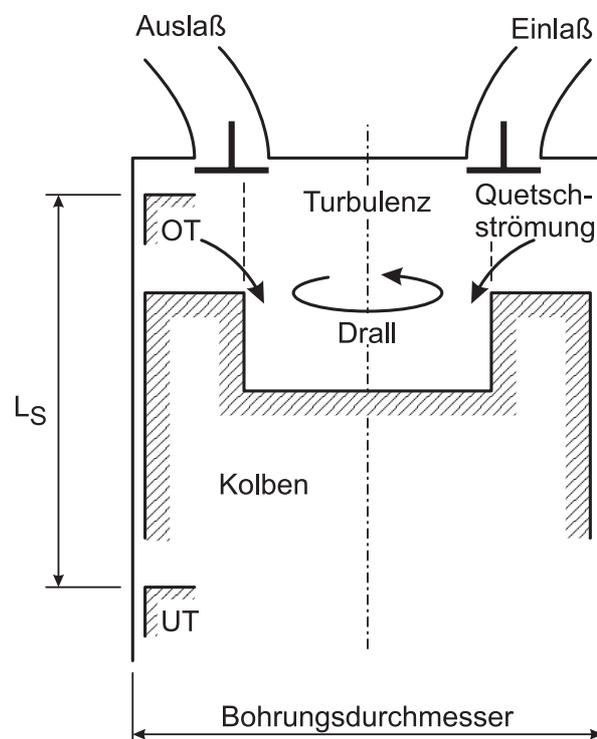


Bild 3.9: Strömungskomponenten im Dieselmotor [11]

Die Überlagerung der Strömungskomponenten ergibt dann für die effektive Strömungsgeschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht

$$U_{eff,i} = \sqrt{U_{q,i}^2 + U_{drall,i}^2 + \frac{2k}{3m_z}}, \quad (3.35)$$

wenn mit k die turbulente kinetische Energie und mit m_z die gesamte im Zylinder befindliche Masse bezeichnet wird. Die eindimensionale Berechnung der den Wärmeübergang beeinflussenden Strömungskomponenten in Dieselmotoren wird im Folgenden aufgezeigt.

3.3.2 Quetschströmung

Bei muldenförmigen Kolben tritt vor und nach dem oberen Totpunkt im Hochdruckteil eine Quetschströmung auf. Bewegt sich der Kolben vor dem oberen Totpunkt nach oben, wird Luft aus dem Ringvolumen über der Kolbenkrone in die Mulde verdrängt, ist der Kolben nach dem oberen Totpunkt in seiner Abwärtsbewegung, tritt der umgekehrte Effekt auf.

Die Berechnung des auftretenden Quetschströmungsfeldes ist exakt nur durch die Anwendung dreidimensionaler Strömungscodes möglich. Dies ist jedoch innerhalb phänomenologischer Verbrennungsmodelle nicht möglich, daher verwendet Bargende [9] eine zumindest energetisch richtige Methode zur Abschätzung der auftretenden Quetschströmungskomponenten in Muldenbrennräumen.

Zur Modellierung der Quetschströmung wird der Brennraum in drei (verschiebbare) Kontrollvolumina eingeteilt (Bild 3.10) [9], deren Massenbilanzen zum radialen Geschwindigkeitsverlauf vom Quetschspalt zur Zylinderachse und zum axialen Geschwindigkeitsverlauf vom Kolbenmuldenboden zum Zylinderkopf führen. Man erhält dann für die jeweiligen Teilflächen nach räumlicher Mittelung die Quetschströmungskomponenten $U_{q,i}$.

Für einen beliebig wählbaren und damit variablen Innendurchmesser d_x schließt das Kontrollvolumen I die Masse

$$m_I = V_I \cdot \rho_g \quad (3.36)$$

ein. Nach der Zeit differenziert ergibt sich dann für die Massenänderung im Volumen I unter Berücksichtigung des Strömungsquerschnittes (Mantelfläche)

$$\frac{dm_I}{dt} = \frac{dV_I}{dt} \rho + \frac{d\rho}{dt} V_I = w_r \cdot \pi d_x s \cdot \rho. \quad (3.37)$$

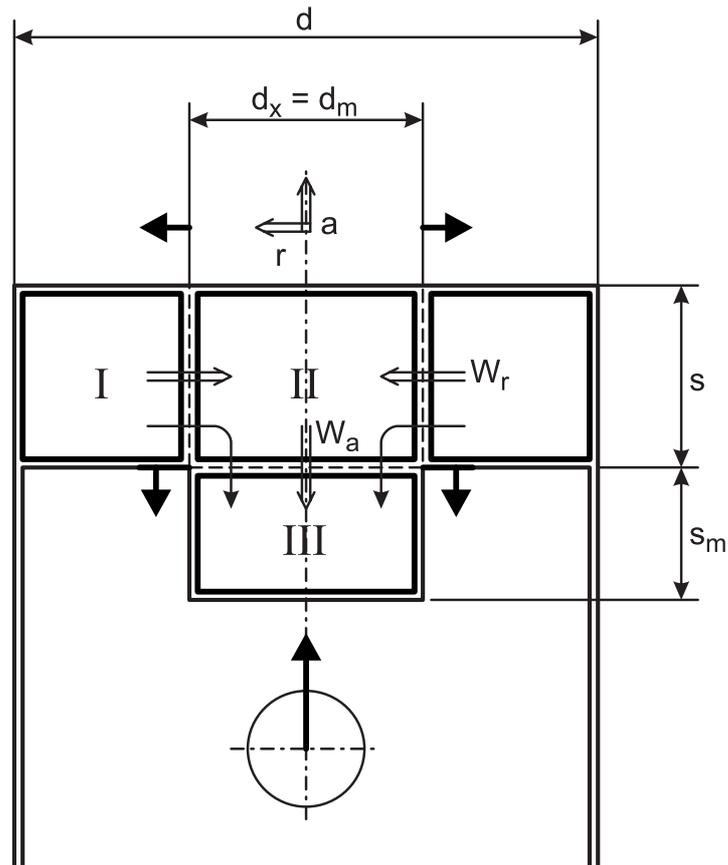


Bild 3.10: Modellierung der Quetschströmung durch Kontrollvolumina [9]

Unter der Annahme einer örtlich unabhängigen Dichte im Brennraum und nach geometrischer Beschreibung des Teilvolumens V_I erhält man unmittelbar für die radiale Strömungskomponente an einer beliebigen Stelle an Zylinderkopf und Kolbenkrone gekennzeichnet durch den frei wählbaren Durchmesser d_x

$$w_r = \frac{dV}{dt} \cdot \frac{1}{V} \cdot \frac{(d^2 - d_x^2) \cdot d_x \cdot s_m}{4d^2} \quad (3.38)$$

Analog gilt für das Kontrollvolumen III, das durch eine frei wählbare Volumenhohe s_x abgegrenzt ist, die Massenänderung

$$\frac{dm_{III}}{dt} = \frac{d\rho_g}{dt} \cdot V_{III} = w_a \cdot \frac{\pi d_m^2}{4} \cdot \rho_g \quad (3.39)$$

und die axiale Geschwindigkeitskomponente w_a , die an der Muldenseitenwand ihren Beitrag zum konvektiven Warmenubergang leistet

$$w_a = -\frac{s}{V} \frac{dV}{dt}. \quad (3.40)$$

Während Bargende [9] eine räumliche Mittelung der Strömungsgeschwindigkeiten aufgrund der integralen Wärmeübergangsbetrachtungsweise vornimmt, werden in dieser Arbeit zur Berücksichtigung der räumlichen Auflösung an den einzelnen isothermen Teilwänden jeweils aus den Gleichungen (3.38) und (3.40) gemittelte, parallel zur Teilwand auftretende Quetschströmungsgeschwindigkeiten $U_{q,i}$ bestimmt. Diese werden mit den weiteren auftretenden Strömungskomponenten, die im Folgenden beschrieben werden, überlagert.

3.3.3 Drallströmung

Gerade bei niedrigen Einspritzdrücken ist die Luftbewegung im Zylinder ein wichtiger Faktor beim Mischungsprozess von Luft und eingespritztem Kraftstoff. Häufig werden daher die Einlasskanäle in Dieselmotoren derart geformt, dass sie entweder als Tangential- oder Drallkanäle eine Rotation der Gasmassen um die Zylinderachse erzeugen. Während bei Tangentialkanälen das Frischgas tangential in den Zylinder geleitet wird, wird beim Drallkanal der Luft bereits in einem spiralförmig um den Ventilschaft herumgezogenen Kanal eine Rotationsbewegung aufgezwungen.

Wie LDV-Messungen von Murakami et al. [50] nach Auswertung der horizontalen und axialen Geschwindigkeitsverteilungen ergeben haben, sollte ein muldenförmiger Brennraum zur quasidimensionalen Berechnung der Drallströmung in zwei Teilvolumina eingeteilt werden. Das erste Teilvolumen befindet sich räumlich oberhalb des Kolbenmuldenbodens, das zweite Teilvolumen oberhalb der Kolbenkrone (Bild 3.11). Die Drallintensität kann dann durch die Rotationsgeschwindigkeit des Brennraumgases im entsprechenden Teilvolumen repräsentiert werden. Die durchgeführten Messungen haben weiterhin ergeben, dass auf der Basis eines einzigen Festkörperwirbels - wie u. a. in [51] dargestellt - die tatsächlichen Drallströmungsverhältnisse im Brennraum nicht ausreichend beschrieben werden können. Zur Modellierung des Einflusses der Drallströmung auf den konvektiven Wandwärmeübergang werden folgende Annahmen getroffen:

- Der Beitrag der Drallströmung zum konvektiven Wandwärmeübergang im gefeuerten Motor entspricht dem des geschleppten Motors. Der Einfluss der Verbrennung wird durch das Turbulenzmodell separat berücksichtigt.

- Die Luftmasse im Brennraum bleibt während des Hochdruckteils vollständig erhalten, die Einflüsse der Einspritzung und Kraftstoffverdampfung auf die Drallströmung werden vernachlässigt.
- Die Luft im Brennraum ist räumlich gleichmäßig verteilt, d.h. die Dichte ist unabhängig vom Ort.
- Die Drallgeschwindigkeitsprofile sind zylinderachsensymmetrisch und werden durch die beiden Rotationsgeschwindigkeiten in beiden Teilvolumina analog der Festkorperrotation ausgedrückt (Bild 3.12).
- Die axiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeiten ist einheitlich.

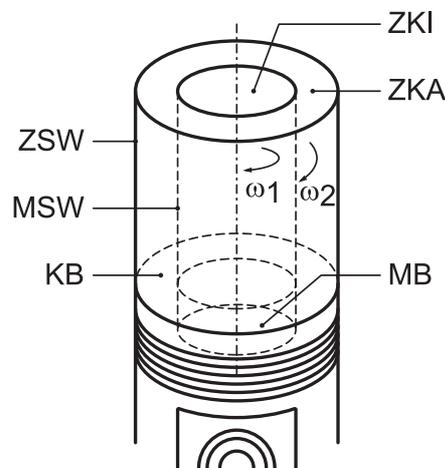


Bild 3.11: Modellierung der Drallströmung in Muldenbrennraumen [50]

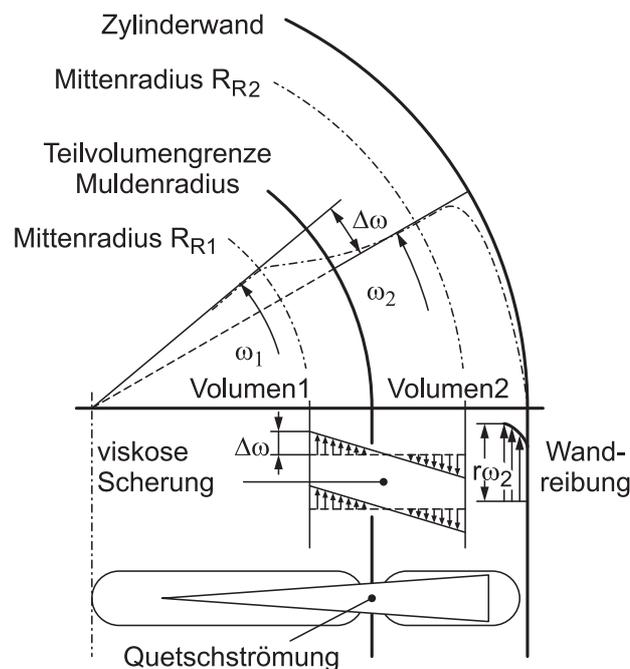


Bild 3.12: Viskose Scherung der Blockdrallstromungen

Die Berücksichtigung der hydrodynamischen Wandreibung in jedem Teilvolumen und des Impulsaustausches zwischen beiden Volumina ermöglicht die Berechnung der Rotationsgeschwindigkeiten ω_1 und ω_2 . Der Drallsatz angewandt auf beide Teilvolumina liefert dann

$$\frac{d}{dt}(J_1\omega_1) = M_{R,MB} + M_{R,ZKI} + M_{R,MSW} + M_{R21,SCH} + M_{R21,QST} \quad (3.41)$$

$$\frac{d}{dt}(J_2\omega_2) = M_{R,KB} + M_{R,ZKA} + M_{R,ZSW} - M_{R21,SCH} - M_{R21,QST}. \quad (3.42)$$

mit

- $J_{1,2}$: Massenträgheitsmoment der Gasmasse im Teilvolumen 1 bzw. 2
- $M_{R,MB,KB}$: Wandreibmoment Muldenboden (MB) bzw. Kolbenkrone (KB)
- $M_{R,ZKI,ZKA}$: Wandreibmoment Zylinderkopf Teilvolumen 1 (ZKI) bzw. 2 (ZKA)
- $M_{R,MSW,ZSW}$: Wandreibmoment Muldenseitenwand (MSW) bzw. Zyl.seitenwand (ZSW)
- $M_{R21,SCH}$: Winkelimpulsstrom von Vol. 1 nach Vol. 2 durch viskose Scherkräfte
- $M_{R21,QST}$: Winkelimpulsstrom von Vol. 1 nach Vol. 2 durch Quetschströmung

Die Wandreibmomente an den scheibenförmigen Brennraumoberflächen können durch die Näherungsgleichung nach von Kármán [52] berechnet werden

$$M_{R,MB} = M_{R,ZKI} = \lambda \cdot (-0,0365) \rho_g \omega_1^2 R_1^5 \left(\frac{v_g}{\omega_1 R_1^2} \right)^{1/5} \quad (3.43)$$

$$M_{R,KB} = M_{R,ZKA} = \lambda \cdot (-0,0365) \rho_g \omega_2^2 \left[R_2^5 \left(\frac{v_g}{\omega_2 R_2^2} \right)^{1/5} - R_1^5 \left(\frac{v_g}{\omega_1 R_1^2} \right)^{1/5} \right]. \quad (3.44)$$

An den zylinderförmigen Teilwänden mit der Höhe h werden die Wandreibmomente auf Basis der lokalen Wandreibungszahl für die ebene Platte bestimmt [52]

$$M_{MSW,ZSW} = \lambda \cdot (-0,0296) \left(\frac{2v_g}{\omega_{1,2} R_{1,2}^2} \right)^{1/5} \rho_g (R_{1,2} \omega_{1,2})^2 \cdot 2\pi R_{1,2}^2 h_{1,2}. \quad (3.45)$$

Der Korrekturkoeffizient λ passt den lokalen Reibungskoeffizienten ausgehend von einer unendlich ausgedehnten Atmosphäre an den geschlossenen Brennraum an und wird in Anlehnung an Parameteruntersuchungen und Vergleichen mit Messergebnissen in [50] zu $\lambda = 2$ bestimmt. Der Impulsaustausch zwischen beiden Teilvolumina entsteht einerseits aus dem Massentransport durch die Quetschströmung ($M_{R21,QST}$) und andererseits aus den angreifenden viskosen Scherkräften ($M_{R21,SCH}$).

- *Massen- und Winkelimpulstransport durch die Quetschströmung*

Mit einer räumlich als konstant angenommenen Gasdichte ρ_g ergibt das Verhältnis von Volumen 1 zu Volumen 2 den Massentransport dm_I von Volumen 2 nach Volumen 1, wenn sich der Kolben um den Weg ds nach oben bewegt

$$dm_I = \frac{d_m^2 (d_m^2 - d^2) s_m}{(d_m^2 s_m + d^2 s)^2} m_z ds. \quad (3.46)$$

Während der Kompression ergibt sich der Winkelimpulstransport $M_{R21,QST}$ aus dem Winkelimpuls der in das Volumen 1 transportierten Masse dm_I

$$M_{R21,QST} = \frac{1}{8} \frac{d^4 - d_m^4}{d^2 - d_m^2} \omega_2 \frac{dm_I}{dt}. \quad (3.47)$$

Analog gilt für den Expansionstakt

$$M_{R21,QST} = \frac{1}{8} d_m^2 \omega_1 \frac{dm_I}{dt}. \quad (3.48)$$

- *Winkelimpulstransport durch viskose Scherkräfte*

Der Winkelimpulsaustausch durch viskose Scherung zwischen Teilvolumen 1 und Teilvolumen 2 wird über das angreifende Reibmoment zweier coaxialer Zylinder [52] abgeschätzt. Die Mittelradien R_{r1} und R_{r2} dieser beiden Zylinder sind so gewählt, dass sie jeweils das Volumen 1 bzw. 2 in zwei gleich große Volumina aufteilen

$$M_{R21,SCH} = 4\pi\mu_{eff} s \frac{R_{R1}^2 R_{R2}^2}{R_{R2}^2 - R_{R1}^2} (\omega_2 - \omega_1). \quad (3.49)$$

Die turbulente, effektive Viskosität μ_{eff} wird analog zu Mansour [53] durch die Abschätzung der turbulenten kinetischen Energie k und der turbulenten Mischungslänge l_m bestimmt

$$k = 0,74 c_m^2 \quad (3.50)$$

$$l_m = 0,14 \frac{d}{4} \quad (3.51)$$

$$v_{eff} = \sqrt{k l_m} \quad (3.52)$$

$$\mu_{eff} = v_{eff} \rho_g \quad (3.53)$$

Zur Berechnung der Anfangswinkelgeschwindigkeit der gesamten Zylinderladung bei „Einlass schließt“ (ES) empfiehlt sich vorab eine Ladungswechselrechnung, die die einströmenden Luftmassen bestimmt, und die stationäre Messung der Winkelgeschwindigkeiten der Eintrittsluft bei gegebenem Kurbelwinkel [51].

Wie ein Vergleich mit den Ergebnissen messtechnischer Untersuchungen zeigt [50], können die Strömungsvorgänge mit diesem vereinfachten Rechenmodell schon ausreichend genau beschrieben werden. Bei Verwendung eines Muldenkolbens wird die rotierende Zylinderladung im Kompressionstakt mit fortschreitendem Kurbelwinkel nach innen verdrängt, wodurch sich die Winkelgeschwindigkeit im Muldenvolumen durch den Drallsatz erhöht (Bild 3.13). Dieser Vorgang ist erwünscht, da ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Muldenluft-Rotationsgeschwindigkeit und der Gemischbildungsgüte zu finden ist. Hinter dem oberen Totpunkt verteilt sich anschließend wieder ein Teil der Muldenluft im äußeren Quetschvolumen und führt zu einer Absenkung der Drallzahl im Muldenvolumen. Im Gegensatz dazu zeigt das äußere Quetschvolumen über dem Hochdruckteil lediglich einen leichten Absinken der Drallzahl mit fortschreitendem Kurbelwinkel.

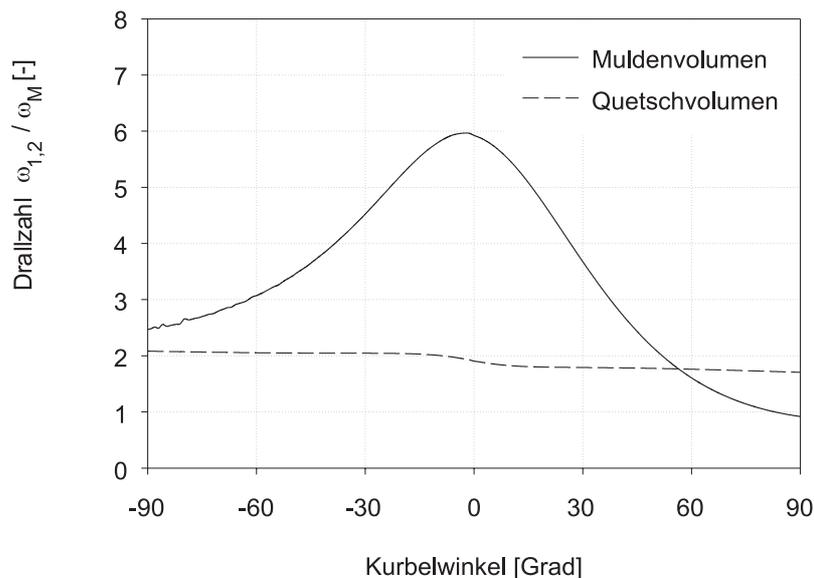


Bild 3.13: Beispielhafte Verläufe der Drallzahlen im Hochdruckteil

3.3.4 Turbulenzmodellierung

Überlagert zur bisher betrachteten gerichteten Hauptströmung ist die turbulente Zylinderinnenströmung durch heftige Schwankungsbewegungen gekennzeichnet. Deren Einfluss trägt maßgeblich zu einer Intensivierung des konvektiven Wandwarmenuberganges bei [4]. Daher ist es für die Modellierung des konvektiven Wandwarmenuberganges im Brennraum notwendig, ein Maß für den turbulenten Strömungsanteil zu definieren und zu bestimmen.

Die stationäre, turbulente Strömung ist theoretisch beschreibbar, wenn die Momentanwerte der Strömungsgeschwindigkeit $u(x,y,z,t)$ in deren zeitliche Mittelwerte $\bar{u}(x,y,z)$ und in deren Schwankungswerte $u'(x,y,z,t)$ aufgeteilt werden [43]

$$u(x,y,z,t) = \bar{u}(x,y,z) + u'(x,y,z,t). \quad (3.54)$$

Als Maß für die Intensität einer turbulenten Strömung wird der quadratische Mittelwert der Schwankungsgrößen

$$I = \sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2} \quad (3.55)$$

angesetzt. Praktisch hat sich allerdings zur Beschreibung der Turbulenz die kinetische Energie der Schwankungswerte, die sog. kinetische Turbulenzenergie k , durchgesetzt

$$k = \frac{3}{2} m_z u'^2, \quad (3.56)$$

die hier für die Zylinderinnenströmung als isotrop vorausgesetzt wird. Für den Anfangswert der turbulenten kinetischen Energie bei „Einlass schließt“ (ES) ist die Einströmung der Luft in den Zylinder verantwortlich. Die Luft strömt beim 2-Ventil-Motor mit der mittleren Einlassgeschwindigkeit $c_{Einlass}$ und der kinetischen Energie $k_{Einlass}$

$$c_{Einlass} = c_m \frac{d^2}{4d_{EV}h_{EV} \cos \sigma} \quad (3.57)$$

$$k_{Einlass} = \frac{1}{2} m_z c_{Einlass}^2 \quad (3.58)$$

in den Zylinder ein, wenn mit d_{EV} der mittlere Ventilsitzdurchmesser, mit h_{EV} der maximale Ventilhub und mit σ der Ventilsitzwinkel bezeichnet wird [54]. Geht man davon aus, dass bei ES als mittlere Strömungskomponente nur eine Blockdrall- und Quetschströmung im Zylinder vorhanden ist, kann die Differenz der mittleren kinetischen Energien $k_{Einlass}$

und $(k_{Drall} + k_{Quetsch})$ der turbulenten kinetischen Energie k als Momentanwert bei ES zugeschlagen werden [55].

Der zeitliche Verlauf der turbulenten kinetischen Energie k im Hochdruckteil des Arbeitsprozesses kann durch eine nulldimensionale Energiekaskade abgeschätzt werden (Bild 3.14). Ein Teil der durch den Einströmvorgang der Luft in den Zylinder verursachten mittleren kinetischen Energie wird durch einen turbulenten Dissipationsprozess in die turbulente kinetische Energie k umgewandelt. Die turbulente kinetische Energie wird teilweise viskos in Wärme dissipiert.

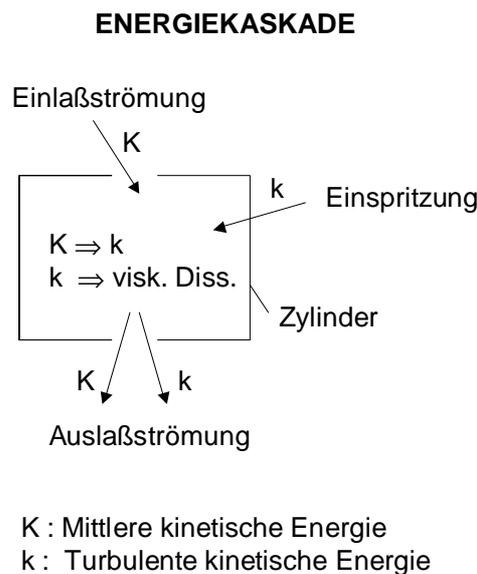


Bild 3.14: Nulldimensionale Energiekaskade zur Turbulenzmodellierung

Die Steigerungsrate der Turbulenz durch die Dichteänderung während der Kompression kann unter Annahme der Massen- und Winkelimpulserhaltung zu

$$\left(\frac{dk}{dt} \right)_{RD} = -\frac{2}{3} \frac{k}{V_Z} \frac{dV_Z}{dt} \quad (3.59)$$

bestimmt werden [56]. Durch viskose Dissipation wird die turbulente kinetische Energie während des Arbeitsprozesses erniedrigt. Hierfür erhält man aus Überlegungen bezüglich des Widerstandes, den ein Turbulenzelement in der Strömung erfährt, den als Eingleichungs-Modell bekannten Ansatz

$$\varepsilon_{Diss} = \frac{\overline{u'^3}}{L} = \frac{(2k/3m_Z)^{3/2}}{L}, \quad (3.60)$$

wenn mit L die charakteristische Längenskala der energieeinhaltenden Wirbel bezeichnet wird. Diese wird übereinstimmend mit [56] zu

$$L = \frac{4V_z}{\pi d^2}, \quad (3.61)$$

gewählt. Die Produktion turbulenter kinetischer Energie aus dem mittleren Strömungsfeld ergibt sich zu

$$P = 0,3307 \cdot C \cdot \frac{K}{L} \sqrt{\frac{k}{m_Z}}, \quad (3.62)$$

wenn vorausgesetzt wird, dass die Turbulenzproduktion im Brennraum ähnlich zu der Turbulenzproduktion an der Grenzschicht einer überströmten, ebenen Platte [56] ist. Mit K wird die momentane mittlere kinetische Energie und mit C eine empirische Konstante bezeichnet, die in der vorliegenden Arbeit zu $C = 1,5$ gewählt wurde.

Bei der dieselmotorischen Direkteinspritzung trägt der Einspritzstrahl ebenfalls wesentlich zur Turbulenzerzeugung bei. Untersuchungen über den Einfluss der Direkteinspritzung auf das Turbulenzniveau der Zylinderinnenströmung [55] haben hier gezeigt, dass die Annahme der sofortigen Umwandlung der mittleren kinetischen Einspritzenergie in die turbulente kinetische Energie gerechtfertigt ist

$$\left(\frac{dk}{dt} \right)_{Einspr} = \frac{1}{2} \frac{dm_B}{dt} \frac{2(p_E - p_Z)}{\rho_B}. \quad (3.63)$$

Haupteinflussgrößen sind hier der Brennstoffmassenstrom \dot{m}_B , der Einspritzdruck p_E und der Zylindergegendruck p_Z .

Zusammenfassend ergeben sich für die Modellierung der Turbulenzintensität der Zylinderinnenströmung nach ES die Differenzialgleichungen für die mittlere kinetische Energie K und für die turbulente kinetische Energie k

$$\frac{dK}{dt} = -P \quad (3.64)$$

$$\frac{dk}{dt} = P - m_Z \varepsilon_{Diss} - \frac{2}{3} \frac{k}{V_Z} \frac{dV_Z}{dt} + \frac{1}{2} \frac{dm_B}{dt} \frac{2(p_E - p_Z)}{\rho_B}. \quad (3.65)$$

3.3.5 Treibende Temperaturdifferenz der Konvektion

Aufgrund der geforderten räumlichen Auflösung des Wandwärmeüberganges erscheint die Annahme räumlich konstanter Gastemperaturen zur Berechnung der treibenden Temperaturdifferenz nicht angemessen. Sinnvoller für das Temperaturgefälle an den jeweiligen isothermen Teilwänden erscheint die Berücksichtigung des Verhältnisses der verbrannten Masse zur Gesamtmasse in den Zonen I, II und III nach Bild 3.10. Es ergibt sich dann für die Gastemperatur an den entsprechenden Teilwänden i

$$T_{conv,i} = T_u \left(1 - \frac{m_{b,i}}{m_{z,i}} \right) + T_b \frac{m_{b,i}}{m_{z,i}}. \quad (3.66)$$

Mit dieser Formulierung wird abgeschätzt, inwieweit die isothermen Teilflächen mit der verbrannten Gasmasse $m_{b,i}$ in Kontakt sind. Die konvektive Wärmestromdichte wird dann über die Definitionsgleichung (3.20) des Wärmeübergangskoeffizienten α bestimmt.

3.4 Strahlungswärmeübergang

Die Modellierung des Rußstrahlungswärmeüberganges im Dieselmotor ist eine schwierige Aufgabenstellung. Durch den Einfluss der treibenden Temperaturen in der Strahlungstransportgleichung mit der vierten Potenz ergibt sich eine hohe Sensitivität hinsichtlich der Definition der Rußstrahlungstemperatur, weiterhin bestehen aufgrund der noch nicht hinreichend genau verstandenen Entstehung von Ruß während der instationären Verbrennung hohe Unsicherheiten im zu bestimmenden Rußvolumenbruch. Dennoch wurde im Rahmen dieser Arbeit auf Basis der bisher bestehenden Erkenntnisse der Versuch unternommen, ein Strahlungsmodell zu entwickeln, das die wesentlichen Parametereinflüsse auf die dieselmotorische Rußstrahlung abbilden kann.

3.4.1 Rußbildung und -oxidation

Sowohl für die Bestimmung der Strahlungsemissivität der Rußwolke wie auch für die Modellierung der Rußwandablagerungen ist die Kenntnis der Rußkonzentration im Brennraum Voraussetzung. Allgemein hat sich zur Beschreibung des Konzentrationsverlaufes der Rußvolumenbruch

$$f_v = \frac{m_R}{\rho_R V_b} \quad (3.67)$$

durchgesetzt, der das Gesamtvolumen der Rußpartikel mit dem momentanen verbrannten Zylindervolumen ins Verhaltnis setzt. Für die Modellierung der Rußwandablagerungen wird allerdings im Rahmen dieser Arbeit auf eine modifizierte Definition des Ruvolumenbruches zurückgegriffen, die in jedem der drei in Kapitel 3.2.1 eingeführten Brennraumteilmolumina das vorhandene Rupartikelvolumen zum Teilmolumen ins Verhaltnis setzt und somit die im nachfolgenden Kapitel beschriebene Ausbreitung der Rußwolke berücksichtigt

$$f_{v,i} = \frac{m_{R,i}}{\rho_R V_{z,i}}. \quad (3.68)$$

Die Modellierung der Ruentstehung und –oxidation steckt noch in den Anfängen. Es wird allerdings weitgehend akzeptiert, dass neben den Temperaturen die lokalen Brennstoffdampf- und Sauerstoffkonzentrationen die kontrollierenden Faktoren für die jeweiligen Reaktionsgeschwindigkeiten sind. Basierend auf einem Zweizonen-Modell zur Bestimmung dieser Eingangsgrößen wird die Rumassenanderung (Gl. (3.69)) aus jeweils einer empirischen Gleichung für die Bildung (Gl. (3.70)) und Oxidation (Gl. (3.71)) beschrieben [57].

$$\frac{dm_R}{dt} = \frac{dm_{R,b}}{dt} - \frac{dm_{R,ox}}{dt} \quad (3.69)$$

$$\frac{dm_{R,b}}{dt} = A_1 \cdot \dot{m}_{B,v} \cdot \exp\left(\frac{A_2}{T_{f,ad}}\right) \quad (3.70)$$

$$\frac{dm_{R,ox}}{dt} = \frac{B_1 \cdot m_R}{\rho_R \cdot D_R} \cdot \exp\left(\frac{B_2}{T_b}\right) \cdot \sqrt{p_{O_2}} \quad (3.71)$$

Für die Rußbildung wird mit $\dot{m}_{B,v}$ die lastabhängige Rate verbrannten Kraftstoffs während der Diffusionsverbrennung bezeichnet. Der während der Premixed-Phase verbrannte Kraftstoff trägt nicht zur Rußbildung bei, wie experimentelle Ergebnisse aus der Literatur zeigen [15]. Für die Konstanten wurden im Rahmen dieser Arbeit die Werte $A_2 = B_2 = -5000$ K, $A_1 = 0,3$ und $B_1 = 0,4 \text{ kg/m}^2\text{sbar}^{0,5}$ gewählt, die Dichte und der mittlere Durchmesser der freien Rußpartikel wurden zu $\rho_R = 1800 \text{ kg/m}^3$ und $D_R = 25 \text{ nm}$ angenommen. Die Rußpartikel bilden sich in den kraftstoffreichen Regionen im Brennraum und folglich liegt das für die Rußbildung verantwortliche Temperaturniveau nahe der adiabaten Flammentemperatur $T_{f,ad}$. Diese wird für ein angenommenes Luftverhaltnis von $\lambda \approx 0.9$ nach einer Beziehung von Assanis [58] bestimmt. Die gebildeten Rußteilchen mischen sich während der Expan-

sion mit der verbrannten Zone, und es liegt die Annahme nahe, dass das für die Oxidation verantwortliche Temperaturniveau nahe der Temperatur T_b der verbrannten Zone liegt.

Auch wenn in der jüngsten Vergangenheit detailliertere Rußmodelle entwickelt worden sind, ist deren Anwendung in einem null- bzw. quasidimensionalen Wärmeübergangsmodell heute noch problematisch. Bei der Anwendung eines derartigen Rußmodells [59] innerhalb des vorliegenden Wärmeübergangsmodells ergaben sich Probleme hinsichtlich der Berechnung realistischer Rußkonzentrationen über dem Arbeitsspiel. Die thermodynamischen Ausgangsdaten aus dem Zwei-Zonen-Verbrennungsmodell erlauben nicht eine fundierte Berechnung der lokalen Kraftstoffkonzentrationen und der die Rußbildung bzw. Rußoxidation bestimmenden Brennraumtemperaturen. Die Berechnung dieser Daten ist aber für Mehrschritt-Rußmodelle unerlässlich. Hier wäre die Anwendung von Mehrzonen- bzw. 3D-CRFD Modellen notwendig, die jedoch einen unverhältnismäßig hohen Aufwand bei nach wie vor vorhandener Unsicherheit bezüglich der Rußkonzentrationen aufweisen.

3.4.2 Rußwolkenmodellierung

Die während der Verbrennung gebildeten Rußteilchen werden als in der verbrannten Zone gleichmäßig verteilt angenommen. Die Strahlung, die von den Rußteilchen im Inneren der Rußwolke emittiert wird, wird auf ihrem Weg zu den brennraumbegrenzenden Wänden teilweise durch die umgebenden Rußpartikel wieder absorbiert. Dafür ist die Kenntnis des Absorptionskoeffizienten eines partikelbeladenen Gasvolumens notwendig, der im Rahmen dieser Arbeit angelehnt an die Arbeiten von Morel und Keribar [26] modelliert wird.

Die Wärmestrahlung der heißen Rußpartikel ist stark von deren räumlichen Verteilung, der Partikelgröße und von den Brechungsindizes abhängig. Für die während der dieselmotorischen Verbrennung gebildeten kleinen Partikelgrößen (Durchschnittsdurchmesser etwa 25 nm) kann durch Anwendung der Mie-Theorie und durch einen Abgleich mit experimentellen Ergebnissen [60] der Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit vom Rußvolumenbruch f_v und von einer effektiven Strahlungstemperatur T_{rad} , die das mittlere Temperaturniveau der vorhanden Rußteilchen wiedergibt, angegeben werden

$$a = 1575 \frac{1}{\text{mK}} \cdot f_v \cdot T_{rad} \quad (3.72)$$

Nimmt man an, dass der für die dieselmotorische Verbrennung typische maximale Rußvolumenbruch auf etwa 10^{-5} und die maximale Strahlungstemperatur nahe der adiabaten Flammentemperatur auf 3000 K beschränkt sind, kann die Absorptionsfähigkeit der verbrannten Zone nicht über 47,25 1/m steigen.

Das mit den Rußteilchen versetzte, verbrannte Volumen wird daher mit steigender Rußkonzentration und mit höherer Strahlungstemperatur optisch dichter. Emittiert ein finites Volumenelement dV_b einen Strahlungswärmestrom zu einem finiten Flächenelement dA_i der Brennraumoberfläche, so erreicht die Brennraumwand aufgrund der teilweisen Absorption der Strahlung auf dem Weg r durch die optisch dichte Rußwolke nur der Bruchteil

$$\tau(r) = \exp\left(-\int adr\right). \quad (3.73)$$

Strahlen, die durch die optisch dichte Rußwolke treten, werden daher durch die erhöhte Absorptionsfähigkeit geschwächt, während die unverbrannte Zone durch einen Absorptionskoeffizienten nahe Null als transparent behandelt wird. Hier ist auch der entscheidende Unterschied zu Oberflachenstrahlungsmodellen wie in [24] zu sehen, die davon ausgehen, dass Strahlen aus dem Innern der Rußwolke vollständig absorbiert werden und dass nur die oberflächennahen Partikel ihren Beitrag zur Wärmestrahlung leisten. Die Vernachlässigung der im Innern der Rußwolke emittierten und bis zur Brennraumoberfläche durchgelassenen Strahlungsanteile erscheint hier nicht zweckmäßig, wenn sie auch eine enorme numerische Zeitersparnis nach sich zieht.

Für die Lösung der Strahlungstransportgleichung ist im Falle der quasidimensionalen Modellierung die Annahme einer angemessenen Ruwolkenkontur unerlässlich. Aufgrund des starken Dralls des betrachteten Versuchsmotors kann die zu Beginn der Verbrennung in der Form der Einspritzstrahlen ausgebildete verbrannte Zone durch zwei zylindrische Ruwolken im Quetschzonenbereich und im Muldenbereich anschaulich approximiert werden. Ferner kann vorausgesetzt werden, dass während der Expansion die verbrannte Zone zentral im Brennraum angeordnet ist (Bild 3.15) und ihre Ausdehnung in drei Phasen eingeteilt werden kann:

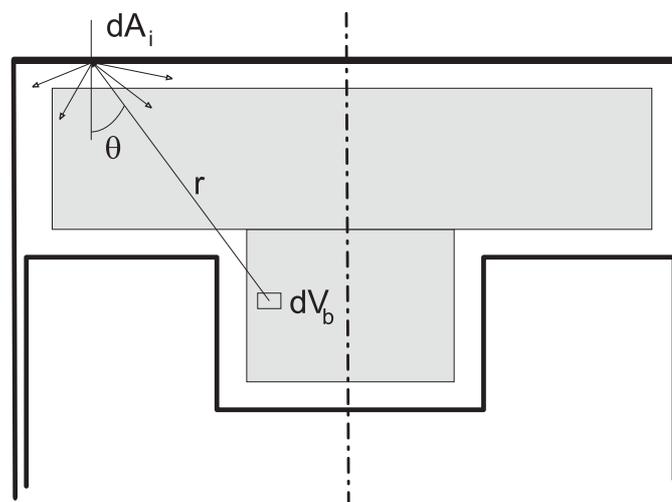


Bild 3.15: Strahlungsverhältnisse im Brennraum

1. Gleichmäßige Ausbreitung in der Kolbenmulde während der Premixed-Verbrennung (ein Zylinder im Muldenbereich)
2. Ausdehnung in den Quetschspalt
3. Gleichmäßige Ausdehnung in alle Richtungen während der Diffusionsverbrennung (zwei übereinander liegende Zylinder im Mulden- sowie im Quetschzonenbereich).

Beispielrechnungen haben gezeigt, dass die verbrannte Zone zwischen 5° und 10° Kurbelwinkel n. OT beginnt, sich in den Quetschspalt auszubreiten. Diese Ergebnisse werden durch experimentelle Daten aus [61] bestätigt.

3.4.3 Lösung der Strahlungstransportgleichung

Die Strahlungstransportgleichung zwischen Rußwolke und Rußschichtoberfläche wird im vorliegenden Modell durch eine einfache Zonen-Approximation nach Hottel und Sarofim [62] gelöst. Dabei wird angenommen, dass eine Streuung der Temperaturstrahlung durch flüssige Kraftstofftropfen vernachlässigt werden kann. Die voll absorbierte Wärmestromdichte der Teilrußoberfläche A_i ist darstellbar als Differenz zwischen der einfallenden und emittierten Wärmestromdichte.

Unter der Annahme, dass die Emissivität des an der Wand angelagerten Rußes nahe Eins ist (schwarzer Strahler), er also den einfallenden Strahlungswärmestrom nahezu vollständig absorbiert, wird Strahlung von der Oberfläche A_i ausschließlich mit der Oberflächentemperatur T_i emittiert (Gl. (3.74), letzter Term).

Der einfallende Wärmestrom je Teilfläche setzt sich zunächst aus der Temperaturstrahlung der Rußwolke, aber auch aus der einfallenden Strahlung der anderen, optisch sichtbaren Brennraumteilwände zusammen. Aufgrund der Tatsache, dass im interessierenden Zeitfenster der Verbrennung die Rußschichtoberflächentemperaturen relativ niedrig im Vergleich zur Strahlungstemperatur der „freien“ Rußteilchen sind, kann der Anteil der einfallenden Wandstrahlung vernachlässigt werden. Es setzt sich dann der einfallende Wandwärmestrom (Gl. (3.74), erster Term rechte Seite) nur noch aus der Rußstrahlung, ausgedrückt durch die „direkte Austauschfläche“ \overline{gs}_i und der Strahlungstemperatur T_{rad} , zusammen

$$q_{Str,i} = \frac{\overline{gs}_i}{A_i} \sigma T_{rad}^4 - \varepsilon_i \sigma T_{ss,i}^4 \quad (3.74)$$

Die direkte Austauschfläche berücksichtigt den Einfluss der Strahlgeometrie auf den einfallenden Strahlungswärmestrom. Dazu wird die Brennraumteilflache in kleine finite Flächen dA_i und die Rußwolke in kleine finite Volumina dV_b eingeteilt (Bild 3.15). Dann ergibt sich die direkte Austauschfläche mit dem Absorptionskoeffizienten a und der Durchlasszahl $\tau(r)$ aus

$$\overline{gs_i} = \frac{1}{\pi} \int \int_{V_b, A_i} \frac{a \cdot \cos \theta \cdot \tau(r)}{r^2} dA_i dV_b. \quad (3.75)$$

ber die Definition der „wirksamen“ Rustrahlungstemperatur T_{rad} herrschten in der Vergangenheit viele kontroverse Vorschläge. Durch deren Einfluss in der Strahlungstransportgleichung mit der vierten Potenz ist die Wichtigkeit dieser Definition nicht von der Hand zu weisen. Eine allgemein akzeptierte Tatsache ist jedoch, dass die Verwendung der Temperatur der verbrannten Zone aus dem Zweizonen-Modell zu einer starken Unterschätzung des Strahlungswarmestromes führt. Dies liegt auf der Hand, wenn man berücksichtigt, dass

- gerade gebildeter Ruß eine Temperatur nahe der adiabaten Flammentemperatur annimmt (bestimmend bei Verbrennungsbeginn) und
- bereits gebildete Rußteilchen sich mit der verbrannten Zone (Temperatur T_b) vermischen und deren Temperatur annehmen (bestimmend am Ende der Verbrennung).

Diese Annahmen führen zur Formulierung

$$T_{rad} = \left(1 - \frac{m_b}{m_z}\right) T_{f,ad} + \frac{m_b}{m_z} T_b \quad (3.76)$$

für die Strahlungstemperatur, die aufgrund der Massengewichtung am Anfang der Verbrennung nahe der adiabaten Flammentemperatur und am Ende der Verbrennung nahe der Temperatur der verbrannten Zone ist.

3.5 Numerische Lösungsverfahren

Die in den vorhergehenden Kapiteln dargestellte Modellierung für die einzelnen Warmenubergangsteilprozesse ist zusammenfassend in Anhang A dargestellt. Es handelt sich hier um ein System gekoppelter, gewöhnlicher Differenzialgleichungen, das unter Beachtung der entsprechenden Anfangs- und Randbedingungen gelöst werden muss. Da das Differenzialgleichungssystem weitgehend nicht-steif ist, ist die Lösung mit einem expliziten Verfahren möglich. Im vorliegenden Warmenubergangsmodell wird zur zeitlichen Integration der Differenzialgleichungen das klassische Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung [63]

eingesetzt, das zufriedenstellenden Rechenaufwand und einfache Handhabung miteinander verbindet.

Zur zeitlichen Integration mit dem Runge-Kutta-Verfahren wird eine Schrittweitensteuerung nach Collatz verwendet, um die Genauigkeit gegenüber einer Berechnung mit konstanter Zeitschrittweite bei nahezu gleicher Rechenzeit zu verbessern. Zum Berechnungsstart bei „Einlass schließt“ ist für jeden Motorbetriebspunkt ein geeigneter Anfangswertvektor zu definieren, der den Zustand der Modellgrößen zu diesem Zeitpunkt möglichst genau beschreibt.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Simulationsprogramm wurde in der Programmiersprache FORTRAN 90 realisiert. Eine strukturierte Programmierung mit modularem Aufbau ermöglicht, dass sowohl Untermodelle als auch Lösungsroutinen ohne großen Programmieraufwand ausgetauscht werden können. Damit ist ein vertieftes Verständnis des dieselmotorischen Wandwärmeüberganges erreichbar, und die Auswirkungen verschiedener Modellansätze auf die Simulationsergebnisse können abgeschätzt werden.

4 Experimentelle Untersuchungen

Zur Verifikation des in den vorhergehenden Kapiteln vorgestellten Wandwärmeübergangsmodells wurden Oberflächentemperaturmessungen an 32 Messstellen in einem direkteinspritzenden Einzylinder-Diesel-Forschungsaggregat OM442LA der Daimler-Chrysler AG durchgeführt. Die Anwendung der Oberflächentemperaturmethode erlaubt die Berechnung der eindringenden Wärmestromdichten an den entsprechenden Messstellen und ermöglicht somit die Überprüfung der getroffenen Modellvorstellungen.

4.1 Oberflächentemperaturmethode

Das innerhalb dieser Arbeit eingesetzte und für die Verifikation des Wärmeübergangsmodells einzig geeignete Verfahren zur experimentellen Bestimmung der Wandwärmestromdichte im Versuchsmotor ist die Oberflächentemperaturmethode. Sie basiert auf der Messung des Temperaturverlaufs $T_w(x=0,t)$ an der Oberfläche der Brennraumwand, aus dem unter der Voraussetzung eines eindimensionalen Temperaturfeldes und eines halburendlichen Körpers der auftretende Wärmestromverlauf berechnet werden kann. An eine für die Messaufgabe geeignete Messtechnik, insbesondere an den Temperatursensor, waren folgende Anforderungen zu stellen:

- Die Sensoren müssen über eine geringe Ansprechzeit im Mikrosekundenbereich aufgrund der hochfrequenten Temperaturänderungen verfügen.
- Da die eindimensionale Wärmeleitung nur für eine sehr dünne Wandgrenzschicht angenommen werden kann, muss die temperaturempfindliche Stelle des Sensors $\leq 2 \mu\text{m}$ unter der Brennraumboberfläche liegen.
- Die Sensoren müssen der hohen thermischen und mechanischen Belastung standhalten können.
- Um Kennfeld-Messungen im gefeuerten Motorbetrieb zu ermöglichen, muss eine ausreichend lange Standzeit über einige Stunden gewährleistet sein.
- Die physikalischen und thermischen Eigenschaften der für den Aufnehmer verwendeten Werkstoffe müssen bekannt sein und dürfen nur wenig von denen des Wandmaterials am Messpunkt abweichen.

- Es darf nur eine geringe Beeinflussung des Temperaturfeldes in der Brennraumwand durch Einbau des Sensors erfolgen.
- Die Abmessungen der Sensoren müssen möglichst gering sein, um eine örtlich hoch aufgelöste Messung an möglichst vielen Messstellen zu ermöglichen.
- Um auch schwer zugängliche Stellen im Brennraum bestücken zu können, muss das Messsystem flexibel applizierbar sein.
- Die verwendeten Oberflächenthermoelemente sollten vom gleichen Typ und aus der gleichen Charge Thermomaterial gefertigt werden.
- Aufgrund der hohen Kosten muss ein Kompromiss zwischen Aufwand (Anzahl der Thermoelemente) und Aussagekraft der Messung gefunden werden.
- Um auch geringe Temperaturschwankungen im Bereich niedriger Lasten und hoher Drehzahlen messen zu können, muss ein großer Signal-Rauschabstand gewährleistet sein.
- Die Sensoren müssen einen ausreichenden Messbereich aufweisen.

Diese Auflistung verdeutlicht, dass die Entwicklung eines Sensors für die Oberflächentemperaturmessung in Brennraumwänden von Verbrennungsmotoren eine technologisch anspruchsvolle Aufgabe darstellt. Im Rahmen dieses Vorhabens wurden die bauteilbegrenzenden Wände mit bewährten Dünnschichtthermoelementen bestückt. Für ausführliche Untersuchungen bezüglich der zu erwartenden Messgenauigkeiten und der Anwendbarkeit dieser Messmethode wird auf Bargende [9], Vogel [33] und Huber [34] verwiesen.

Die Auswertung der gemessenen Temperaturverläufe besteht in erster Linie aus der Berechnung der instationären Wärmeströme für die einzelnen Messstellen. Grundlage der Berechnung bilden die Zusammenhänge zwischen Wandtemperatur und Wärmestrom. Um den eindringenden Wärmestrom in die Brennraumwand bestimmen zu können, findet der Fouriersche Wärmeleitungssatz [43] Anwendung

$$q_W(t) = -\lambda \cdot \text{grad} (T_W(x, y, z, t)). \quad (4.1)$$

Zusätzlich ist für die Auswertung die Fouriersche Differenzialgleichung erforderlich, die die zeitliche und die örtliche Abhängigkeit des Temperaturfeldes miteinander verbindet. Es gilt in allgemeiner Form:

$$\frac{\partial T_W}{\partial t} = a \cdot \Delta T_W + \Phi. \quad (4.2)$$

Betrachtet man nun ein quellfreies Temperaturfeld ($\Phi = 0 \text{ K/s}$), wie in der Brennraumwand gegeben, und nimmt einen eindimensionalen Wärmestrom in x -Richtung normal zur Wandoberfläche an [38], so vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\frac{\partial T_W}{\partial t} = a \cdot \frac{\partial^2 T_W}{\partial x^2}. \quad (4.3)$$

Aus Gleichung (4.1) wird bei eindimensionaler Betrachtung

$$q_W(t) = -\lambda \frac{\partial T_W}{\partial x}. \quad (4.4)$$

Gleichung (4.3) kann unter Annahme einer einseitig unendlich ausgedehnten Wand und Angabe von Anfangs- und Randbedingungen eindeutig gelöst werden. Für den periodischen Arbeitsprozess eines Verbrennungsmotors ergibt sich mit Hilfe einer Reihenentwicklung für die Temperatur in der Wand an der Stelle x zur Zeit t

$$T_W(x, t) = T_{W0m} - \frac{C}{\lambda} x + \sum_{i=1}^{\infty} e^{-x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}} \left[A_i \cdot \cos\left(i\omega t - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) + B_i \cdot \sin\left(i\omega t - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) \right]. \quad (4.5)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (4.4) folgt daraus für die Wärmestromdichte

$$q_W(x, t) = C + \lambda \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{\frac{i\omega}{2a}} e^{-x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}} \left[(A_i + B_i) \cdot \cos\left(i\omega t - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) + (-A_i + B_i) \cdot \sin\left(i\omega t - x\sqrt{\frac{i\omega}{2a}}\right) \right]. \quad (4.6)$$

Diese Gleichungen beschreiben unter den getroffenen Annahmen das Temperatur- und Wärmestromfeld an jedem Ort in der Brennraumwand. Sie bestehen jeweils aus einem zeitunabhängigen Anteil (Mittelwert über ein Arbeitsspiel) und einem zeitabhängigen Teil (Schwankungen während eines Arbeitsspieles). Diese instationären Anteile klingen im schnelllaufenden Verbrennungsmotor mit der Wandtiefe bis etwa 1,5 mm Tiefe ab, deshalb ist die Annahme der unendlich ausgedehnten Wand gerechtfertigt. Bei der Oberflächen-temperatur-Methode wird die Oberfläche der Brennraumwand betrachtet. Die Gleichungen (4.5) und (4.6) ergeben sich mit $x = 0$ daher zu:

$$T_{W0}(t) = T_{W0m} + \sum_{i=1}^{\infty} [A_i \cdot \cos(i\omega t) + B_i \cdot \sin(i\omega t)] \quad (4.7)$$

bzw.

$$q_{WO}(t) = C + \lambda \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{\frac{i\omega}{2a}} [(A_i + B_i) \cdot \cos(i\omega t) + (-A_i + B_i) \cdot \sin(i\omega t)]. \quad (4.8)$$

Die Oberflächentemperaturen $T_{WO}(t)$ an der Brennraumwandoberfläche werden im befeuerten bzw. geschleppten Motor gemessen. Aus dem zeitlichen Verlauf dieser Werte werden mit Hilfe einer Fourieranalyse die Koeffizienten A_i und B_i , sowie die mittlere Wandtemperatur T_{WOm} , die dem ersten Fourierkoeffizienten entspricht, bestimmt. Die Wärmeleitfähigkeit λ und die Temperaturleitfähigkeit a können durch den Wärmeeindringkoeffizienten

$$b = \sqrt{\lambda \rho c_p} = \frac{\lambda}{\sqrt{a}} \quad (4.9)$$

ersetzt werden. Da sich beim Kontakt zweier halbunendlicher Körper eine zeitlich unabhängige Kontakttemperatur einstellt [43], kann durch ein Ölbad-Eintauchversuch [34] der Wärmeeindringkoeffizient b des Temperatursensors experimentell bestimmt werden. Es ergab sich im Rahmen dieser Arbeit ein Wert von $b = 8800 \text{ W}\sqrt{\text{s}} / \text{m}^2\text{K}$. Für die Wärmestromdichte an der Oberfläche des Sensors gilt dann

$$q_{WO}(t) = C + b \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{\frac{i\omega}{2}} [(A_i + B_i) \cdot \cos(i\omega t) + (-A_i + B_i) \cdot \sin(i\omega t)]. \quad (4.10)$$

Somit ist die Konstante C die einzige noch fehlende Größe zur Bestimmung des Wärmestroms. Sie entspricht der mittleren Wärmestromdichte q_{WOm} und wurde mit Hilfe einer Kreisprozessrechnung bestimmt. Dazu wurde an jeder Messstelle der Zeitpunkt während der Kompressionsphase ermittelt, an dem die Zylindermitteltemperatur T_m im Brennraum und die Oberflächentemperaturen an der Brennraumwand gleich groß sind. Der Wärmestrom muss dann aufgrund des fehlenden Temperaturgradienten gleich Null sein

$$q_{WO}(t) = C + b \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{\frac{i\omega}{2}} [(A_i + B_i) \cdot \cos(i\omega t) + (-A_i + B_i) \sin(i\omega t)] = 0. \quad (4.11)$$

Daraus folgt, dass der stationäre Anteil gleich dem instationären Term ist. Aus Gleichung (4.10) ergibt sich

$$C = q_{WOm}(t) = -b \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{\frac{i\omega}{2}} [(A_i + B_i) \cdot \cos(i\omega t) + (-A_i + B_i) \cdot \sin(i\omega t)]. \quad (4.12)$$

Dieses Vorgehen bietet den Vorteil, dass keine zusätzliche Messstelle in einer definierten Tiefe in der Brennraumwand mit unvermeidlichem Störungspotenzial notwendig ist, um die mittlere, einfallende Wärmestromdichte bestimmen zu können.

4.2 Experimenteller Aufbau

Zur Verifikation des entwickelten Wandwurreübergangsmodells wurden Oberflachentemperaturmessungen an einem direkteinspritzenden Daimler-Chrysler-Einzylinder-Forschungsaggregat OM442LA mit den technischen Daten in Tabelle 4.1 durchgeführt. Das Aggregat ist mit einer Serien-Reiheneinspritzpumpe ausgestattet, in der nur ein Pumpenelement aktiviert ist. Eine olkonditionierung erlaubt das Aufheizen bzw. Kühlen des umgewälzten Motoröls auf eine einstellbare Temperatur, um auch ohne risikoreiche Laufzeiten des Motors ein Aufwärmen der Bauteile zu ermöglichen. Das Kühlwasser kann zum gegenwärtigen Zeitpunkt ausschließlich gekühlt werden, die stationäre Wassertemperatur stellt sich allerdings bereits nach kurzer Betriebsdauer ein. Durch die kombinierte Anordnung einer Wasserwirbelbremse und eines Elektromotors auf der Abtriebsseite des Motors kann das Aggregat sowohl geschleppt als auch gefeuert betrieben werden. Ein motorunabhangiger, zuschaltbarer Verdichter ermöglicht einen aufgeladenen Betrieb des Verbrennungsmotors mit Ladedrücken bis 3 bar Überdruck.

Tabelle 4.1: Spezifikationen des Versuchsmotors

Hubvolumen	1,83 dm ³
Bohrung	128 mm
Hub	142 mm
Pleuellänge	256 mm
Verdichtungsverhältnis	16,25
Steuerzeiten des Hochdruckprozesses	ES = -120°KW; AO = 80°KW
Durchmesser der Dusenbohrungen	0,365 mm
Anzahl der Dusenbohrungen	4
Öffnungsdruck der Einspritzdüse	183 bar
Einlassventildurchmesser	1 x 55 mm
Auslassventildurchmesser	1 x 48 mm
Drallzahl	2,15
Kolbenmuldendurchmesser	66 mm
Kolbenmuldentiefe	26 mm
Forderbeginngrundeinstellung	14°KW vor OT

Zur Messung der Oberflächentemperaturen wurden zweckmäßigerweise folgende Parameter variiert:

Drehzahl:	600, 700, 800, 900, 1000, 1100, 1200 U/min
Last, ind. Mitteldruck $p_{m,i}$:	2, 5, 8, aufgeladen auch 12 bar, geschleppt
Betriebstemperaturen:	Wasser, Öl: 40°C (kalt) und 90°C (warm)
Aufladung:	Saugbetrieb (0 bar), aufgeladen (1,3 bar)

Eine Steigerung der Drehzahlen über 1200 U/min konnte nicht durchgeführt werden, da in diesem Drehzahlbereich keine Erfahrungen mit der verwendeten Kabelschwinde vorhanden sind. Ein Ausfall der Schwinde hätte hier zu einem Verlust des Messkolbens führen können. Mit höheren Ladedrücken wären zwar auch Lastpunkte bis 20 bar indiziertem Mitteldruck erreichbar, allerdings wäre auch hier das Risiko für Sensoren und Übertragungsschwinde nicht kalkulierbar. Die Messung der Oberflächentemperaturen an den genannten Betriebspunkten erfolgte erst, nachdem sich nach mehreren Minuten Betriebsdauer ein streng periodischer Zustand des instationären Temperaturfeldes und eine stationäre Rußschichtdicke auf den Bauteiloberflächen eingestellt hatte.

Im Rahmen dieses Forschungsvorhabens wurden Thermoelemente mit dem in Bild 4.1 dargestellten Aufbau verwendet, die sich durch eine parallele Führung der Thermodrähte auszeichnen. Sie basieren auf handelsüblichen NiCr-Ni-Mantelthermoelementen (Typ K), da diese Thermopaarung eine hohe Stabilität bei höheren Temperaturen und eine ausreichend große Spannung (ca. $40\mu\text{V/K}$) abgibt. Weiterhin hat sich NiCr-Ni als diejenige unedle Thermopaarung ausgezeichnet, die einen genügend hohen Signal-Rauschabstand aufweist. Da herkömmliche, im Handel erhältliche Thermoelemente aufgrund des „wärmeträgen“ Schutzmantels eine Ansprechzeit im Millisekundenbereich aufweisen, war eine Modifikation der Thermoelemente erforderlich, um ein schnelles Ansprechen im Mikrosekundenbereich für die kurbelwinkelabhängige Messung zu erreichen.

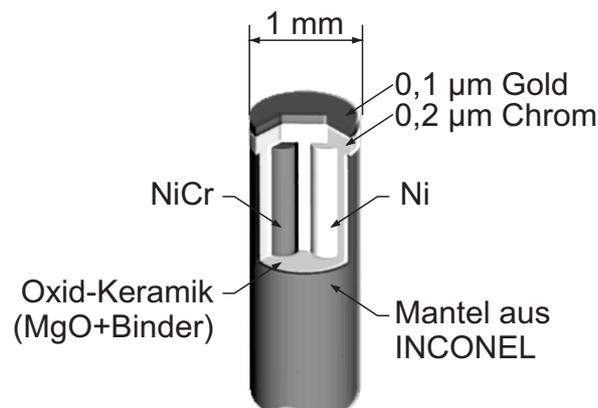


Bild 4.1: Oberflächenthermoelement

Die beiden Thermodrähte sind durch eingepresstes Keramikpulver (MgO) vom Stahlmantel bzw. der Umgebung elektrisch isoliert. Durch Auftragen eines dunnflussigen Keramikbinders und anschließendes Aushärten im Ofen, wird das Pulver formstabil verfestigt und besitzt nahezu die gleichen thermischen Ausdehnungseigenschaften wie die NiCr- und Ni-Thermoschenkel. Im Anschluss wird die Stirnseite des Fühlers geschliffen, so dass kein elektrischer Kontakt zwischen den Schenkeln und dem Mantel besteht. Nach dem Schleifen der Sensoroberfläche wird zur Herstellung der elektrischen Verbindung der beiden Thermodrähte im Hochvakuum eine 0,2 μm dicke Chromschicht und zusätzlich eine 0,1 μm dicke Goldschicht als Korrosionsschutz aufgedampft.

Die verwendeten Thermoelemente weisen einen Durchmesser von 1 mm auf. Somit ist die Annahme zu rechtfertigen, dass die Temperaturen an den Übergangsstellen NiCr-Schenkel/Chromschicht und Chromschicht/Ni-Schenkel aufgrund des geringen Messstellenausmaes nahezu identisch sind.

Zur räumlich aufgelosten Messung der instationären Oberflächentemperaturen des Brennraumes wurden eine Laufbuchse mit 12 (Bild 4.2), ein Leichtmetallkolben mit 13 (Bild 4.3), und ein Zylinderkopf (Bild 4.4) mit insgesamt 7 Oberflachenthermoelementen in 3 Adaptern (Einspritzdusenadapter für geschleppten Betrieb, Druckindizierbohrungsadapter, Ventiladapter) bestückt. Die Bestückung des Kolbens umfasste die Verlegung der Messleitungen bis zu zwei definierten Lotstutzpunkten am Bauteil (Bild 4.5). Die Lötstützpunkte wurden mit zwei Vergleichsmessstellen (Widerstandssensoren PT100) ausgestattet, die für die Thermoelemente zur Kaltstellenkompensation notwendig sind. Die Messstellen im Kolben wurden aus Platzgründen in einer Ebene angeordnet, die senkrecht zur Kolbenbolzenachse liegt.

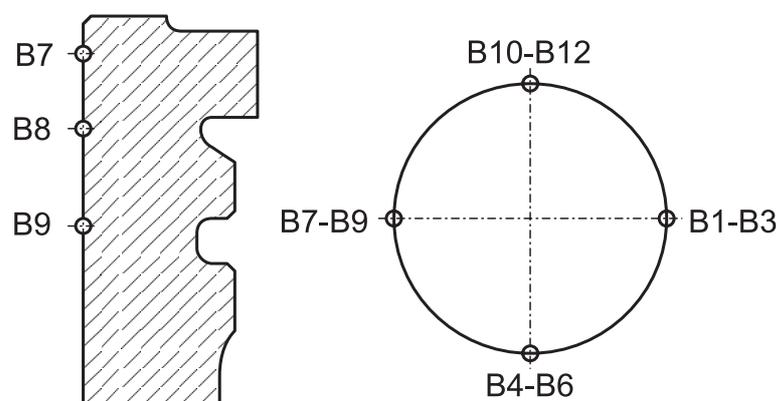
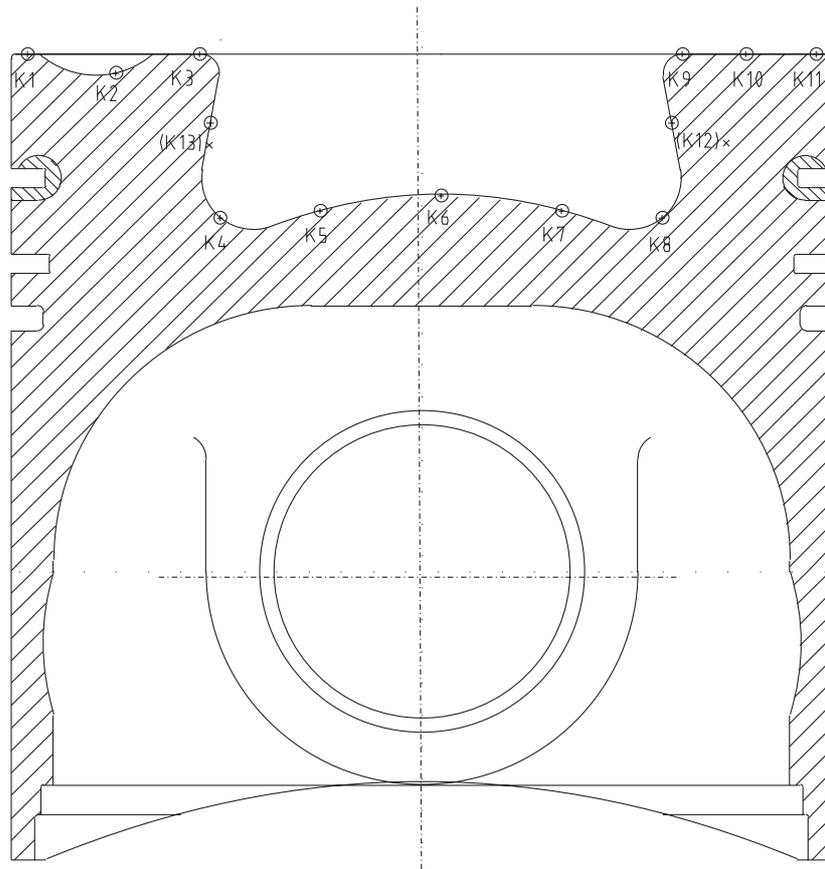


Bild 4.2: Lage der 12 Messstellen an der Laufbuchsenoberflache



* Meßstellen K12 und K13 liegen in
anderer Schnittebene (10° verschoben)

Bild 4.3: Lage der Messstellen im bestückten Kolben

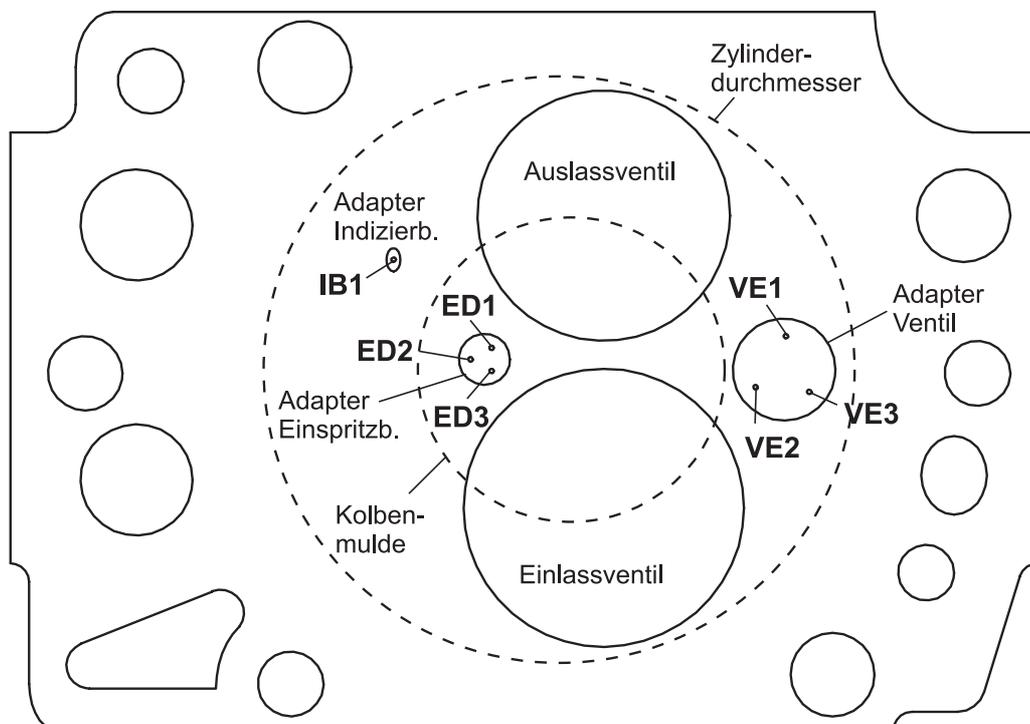


Bild 4.4: Lage der Zylinderkopfmessstellen



Bild 4.5: Verklebte Sensorkabel und Lötstützstellen auf der Kolbenunterseite

Jeder Sensor hat spiegelbildlich zur Bolzenebene ein redundantes Thermoelement, das bei Sensorausfällen die notwendigen Messwerte liefern kann. Des Weiteren dient die spiegelbildliche Anordnung dem zu erbringenden Nachweis, dass der Brennraum für das entwickelte Wärmeübergangsmodell aufgrund der Drallströmung als nahezu rotationssymmetrisch angenommen werden kann.

Die Zylinderlaufbuchse wurde aufgrund der dort vorhandenen höheren Ausfallwahrscheinlichkeit durch eventuelle Koksbildung bzw. durch mechanischen Abrieb vier mal über dem Umfang jeweils mit drei übereinanderliegenden Thermoelementen bestückt, die gleichmäßig um 90 Grad versetzt angeordnet sind. Aufgrund der dünnen Chrom- und Goldbeschichtung der Thermoelemente war die Messung der Laufbuchsen-Oberflächentemperaturen nur im Feuerstegbereich des Kolbens im OT möglich, da ein eventuelles Überstreichen des ersten Kompressionsringes die Sensoren sofort zerstört hätte.

Aufgrund der engen Platzverhältnisse im Zylinderkopf war die Messung der Oberflächentemperaturen hier nur über Adapter für bereits vorhandene Bohrungen möglich. Jeweils drei Sensoren wurden in Adapter für die Einspritzdüsenbohrung und für eine vorhandene Ventilbohrung appliziert, während in einem Adapter für die Druckindizierbohrung nur ein Thermoelement angeordnet werden konnte. Die Adapter für die Einspritzdüsenbohrung und für die Indizierbohrung konnten somit nur im geschleppten Betrieb bzw. ohne Druckindizierung betrieben werden.

Ausgehend von den beiden Lötstützstellen im Kolben wurden 30 Kupferlitze mit einem Durchmesser von 0,12 mm (2x13 Thermoelemente + 2x2 PT100-Widerstandssensoren) über eine am kleinen Pleuelauge montierte Kabelschlinge aus dem Kurbelgehäuse herausgeführt (Bild 4.6). Sorgfältiges und wohl überlegtes Arbeiten waren notwendig, um einen Schwingenbruch zu vermeiden und damit den Totalausfall des Kolbens zu verhindern. Ein nachträgliches Reparieren der Sensorkabel wäre nicht möglich gewesen, da die Lötstützstellen zum Schutz komplett mit einem Spezialkleber eingegossen wurden.

Die im Falle des Kolbens über die Kupferlitze übertragenen Thermospannungen wurden durch 13 der 32 vorhandenen Messverstärker (Newport OM5-WMV-10A-C) für die Messdatenerfassung verstärkt und mit Hilfe der Widerstands-Temperaturmessung an den Lötstützstellen durch eine Summier-Schaltung Kaltstellen-kompensiert (Bild 4.7). Insgesamt zwei Messdatenerfassungskarten (DATEL PCI-416L) tasteten durch einen am Versuchsaggregat applizierten Drehwinkelgeber getriggert die anliegenden Messsignale kurbelwinkelabhängig mit einer Auflösung von 0,2 Grad KW ab.

Im Falle der Messstellen in Laufbuchse und Zylinderkopf wurden die Sensorkabel aus dem entsprechenden Thermo-Material vom Sensor bis zu den 19 Messverstärkern beibehalten. Die großen Durchmesser der Kabel stellten aufgrund der nicht notwendigen Übertragungsschwinge kein Problem dar; Lötstützstellen für einen Übergang auf Kupferlitze waren somit nicht notwendig.



Bild 4.6: Montierte Kabelschlinge

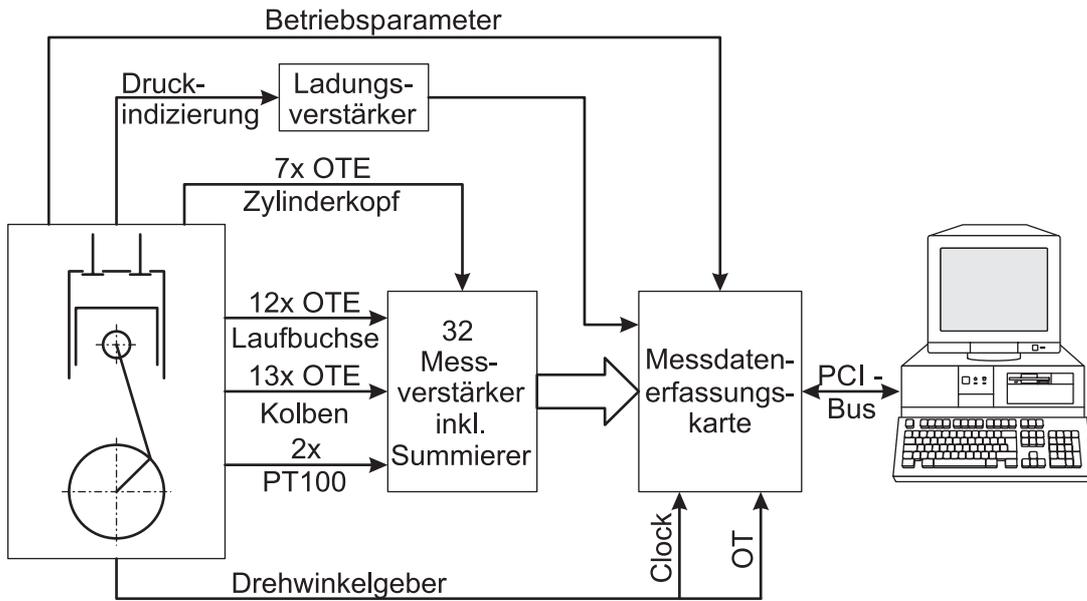


Bild 4.7: Messkette zur Oberflächentemperaturmessung

Ein Drucksensor für die Indizierbohrung des verwendeten Zylinderkopfes lieferte nach Auswertung durch einen entsprechenden Ladungsverstärker zu jeder Kurbelwinkelposition den Brennraumdruck. Oberflächentemperaturen, Brennraumdruck und weitere Betriebsparameter (wie z.B. Drehzahl, Last, Wasser- und Öltemperaturen) wurden am Ende der Messkette durch den angeschlossenen PC aufgezeichnet.

4.3 Auswertung der Messergebnisse

Bild 4.8 zeigt exemplarisch gemessene Oberflächentemperaturverläufe an vier Messstellen der Brennraumoberfläche im gefeuerten Schwachlastbetrieb. Während der Ladungswechselphase sind nur geringe Temperaturabkühlungen an den jeweiligen Oberflächen zu beobachten. Wird das Arbeitsgas komprimiert ($-180 \dots 0 \text{ °KW}$), steigt dessen Temperatur mit zunehmendem Zylinderinnendruck an. Durch das Ansteigen der treibenden Temperaturdifferenz findet ein zunehmender, konvektiver Wandwärmeübergang vom Arbeitsgas zur Brennraumwand statt, die Oberflächentemperaturen steigen daher langsam an. Nach dem Einsetzen der Verbrennung intensivieren die Turbulenz und die ansteigenden Arbeitsgas-temperaturen den konvektiven Wärmeübergang, während durch die auftretende Rußbildung die Temperaturstrahlung ebenfalls zum Gesamtwärmeübergang beiträgt. Dies macht sich durch eine deutliche Steigerung des zeitlichen Temperaturgradienten bemerkbar. Zum Ende der Verbrennung kühlt sich das Arbeitsgas wieder ab.

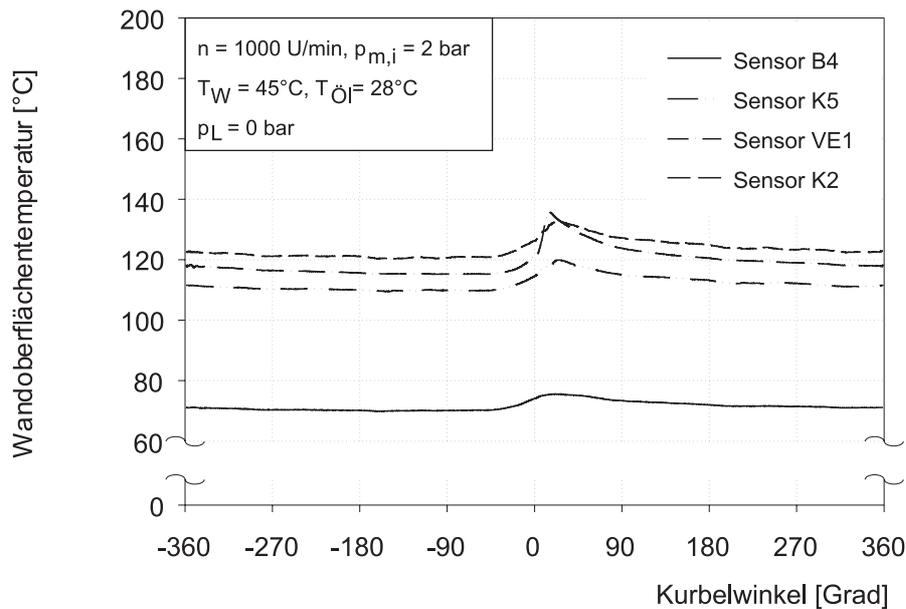


Bild 4.8: Beispielhafte Oberflächentemperaturverläufe

Im Motorbetrieb ergeben sich aufgrund der periodischen Arbeitsweise des Dieselmotors Temperaturschwingungen an der Brennraumoberfläche mit einer Amplitude zwischen 5 und 30 K je nach Messstelle und Betriebspunkt. Während durch die nasse Ausführung der Zylinderlaufbuchse das Temperaturniveau an der Messstelle B4 deutlich herabgesenkt ist, sind an Kolben (K2 und K5, Bild 4.3) und Zylinderkopf (VE1, Bild 4.4) deutlich höhere Temperaturniveaus zu beobachten. Die am Sensor VE1 zu beobachtende, erhöhte Schwingungsamplitude weist auf eine größere thermische Belastung des Zylinderkopfes hin.

Die gemessenen Oberflächentemperaturverläufe wurden durch ein in Fortran 77 geschriebenes Programm nach einer FFT-Analyse analog zu dem in Kap. 4.1 vorgestellten Verfahren ausgewertet und die Wandwärmeströme durch Überlagerung der einzelnen Frequenzanteile berechnet. Es erwies sich bei der Rücktransformation als ausreichend, die Frequenzanteile ab der 200. Motorordnung zu vernachlässigen. Es wurden mehrere aufeinanderfolgende Arbeitsspiele des Motors aufgezeichnet und anschließend zeitlich gemittelt, um Schwankungen im Verbrennungsablauf von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel auszugleichen.

Die an jeder Messstelle zeitlich mittlere Wandwärmestromdichte wurde durch die Anwendung eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Kreisprozess-Rechenprogramms auf Basis der indizierten Druckdaten bestimmt. Dazu wurde der Zeitpunkt während der Kompressionsphase ermittelt, an dem die Temperaturen im Brennraum und an der Brennraumwand gleich groß sind (s. Kap. 4.1). Die an den jeweiligen Messstellen bestimmten Wand-

wärmeströme wurden anschließend entsprechend den im Modell angenommenen isothermen Teilflächen aufgeteilt und flächenmäßig gewichtet über die jeweilige Teilfläche gemittelt. Dies erlaubt einen direkten Vergleich der gemessenen und berechneten Wandwärmeströme an den jeweiligen isothermen Teilflächen und ermöglicht somit eine zweckmäßige Verifikation des im theoretischen Teil des Vorhabens entwickelten Wärmeübergangsmodells. Eine Auswertung der Wärmestromdichten am Zylinderkopf oberhalb der Kolbenmulde war leider nicht möglich, da die Platzverhältnisse im Zylinderkopf keine Sensoren außer im Adapter für die Einspritzdüsenbohrung zuließen. Dieser Adapter war daher im gefeuerten Betrieb nicht einsetzbar.

Im Folgenden werden einige charakteristische Wärmestromverläufe, die sich aus den durchgeführten Messungen ergaben, diskutiert. Die Messungen wurden systematisch ausgewertet, um ein tieferes Verständnis der physikalischen Gesetzmäßigkeiten des dieselmotorischen Wandwärmeüberganges zu erreichen. Allgemein lassen sich zunächst aus den experimentellen Ergebnissen folgende Schlussfolgerungen ableiten (s. Bild 4.9 - Bild 4.13):

- Während der Kompressionsphase ist nur eine geringe räumliche Abhängigkeit der gemessenen Wandwärmestromdichten zu beobachten.
- Während der Expansionsphase variieren die Wandwärmeströme deutlich je nach betrachteter Brennraumwand.
- Erwartungsgemäß sind die einfallenden Wärmeströme an Zylinderkopf, Kolbenmulden-seitenwand und Kolbenmuldenboden am höchsten. Der Wandwärmeübergang zu Laufbuchse und Kolbenkrone ist deutlich niedriger, da die Verbrennung zunächst nur in der Kolbenmulde stattfindet.
- Der Wärmeübergang an der Laufbuchse ist am niedrigsten ausgeprägt. Die verbrannte Zone erreicht die Laufbuchse erst spät in der Expansionsphase. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Laufbuchse mit dem Frischgas in Kontakt.
- Das Maximum der Wärmestromverläufe am Zylinderkopf oberhalb der Kolbenkrone tritt zeitlich deutlich später als an den anderen Teilwänden auf. Dies deutet auf das zeitlich verzögerte Rückströmen des Arbeitsgases in den Quetschspalt hin.
- Gegen Ende der Verbrennung streben die gemessenen Wandwärmestromdichten einem einheitlichen Verlauf zu, eine räumliche Abhängigkeit ist ab 60 Grad KW nach OT kaum mehr festzustellen.

In Bild 4.9 sind im Schwachlastbetrieb typische Wandwärmestromverläufe bei einer Drehzahl von 1000 U/min und einem indizierten Mitteldruck von 2 bar dargestellt. Durch die langsame Ausbreitung der verbrannten Zone werden Zylinderkopf und Kolbenkronen erst sehr spät mit einfallender Wärme beaufschlagt. Die Kolbenmuldensenitenwand weist aufgrund der „Nähe“ zur stattfindenden Verbrennung die im Vergleich zu den anderen Teilwänden höchste Wärmestromdichte (ca. 2.7 MW/m²) zu einem frühen Zeitpunkt auf.

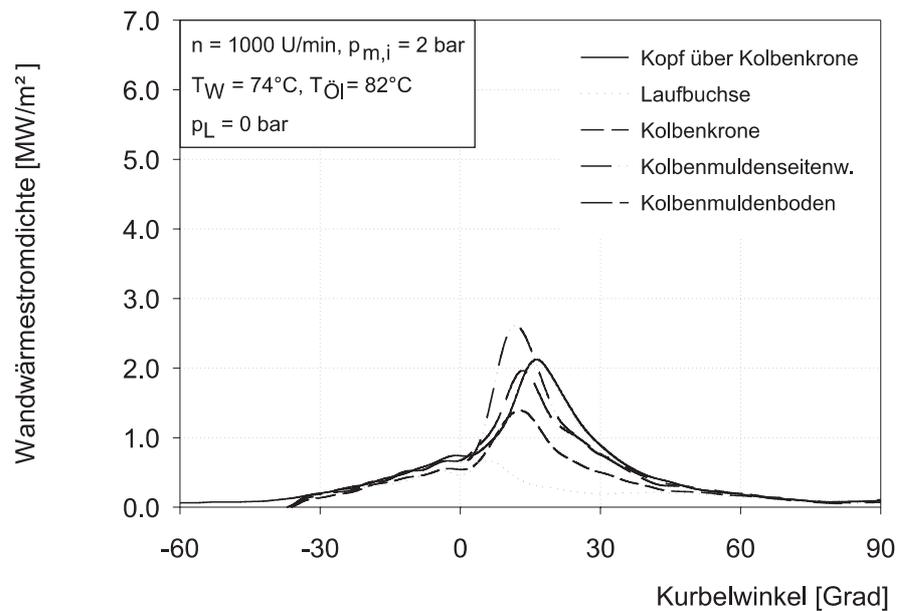


Bild 4.9: Wärmeströme für $n = 1000 \text{ U/min}$, $p_{m,i} = 2 \text{ bar}$, warmer Betriebszustand, Saugbetrieb

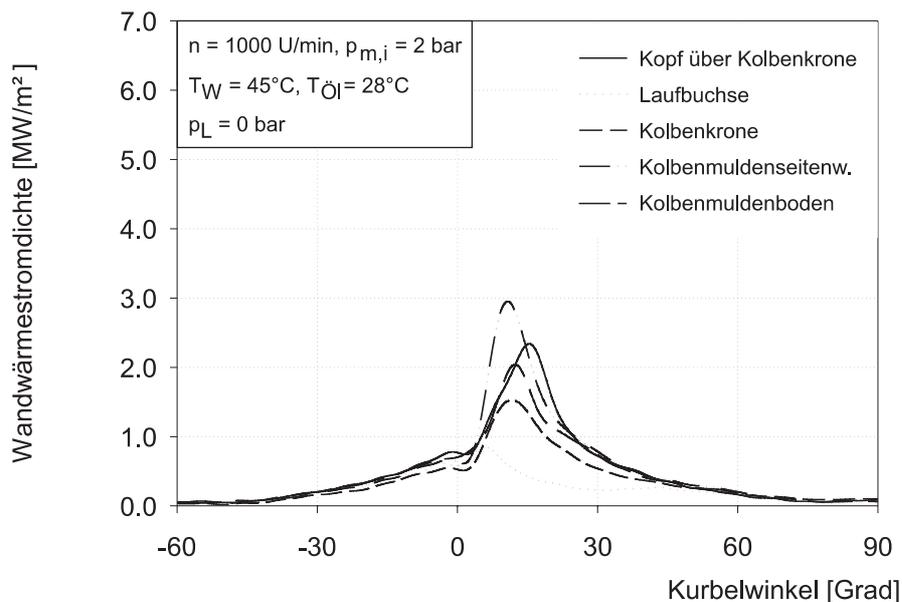


Bild 4.10: Wärmeströme für $n = 1000 \text{ U/min}$, $p_{m,i} = 2 \text{ bar}$, kalter Betriebszustand, Saugbetrieb

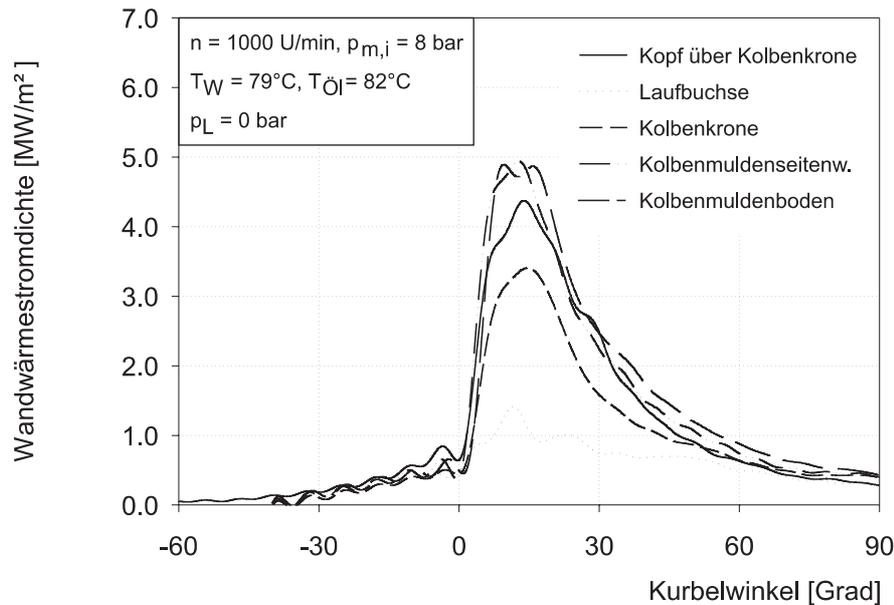


Bild 4.11: Wärmestromverläufe für $n = 1000 \text{ U/min}$, $p_{m,i} = 8 \text{ bar}$, warmer Betriebszustand, Saugbetrieb

In Bild 4.10 wurde der Motor im gleichen Betriebspunkt, allerdings im kalten Zustand betrieben. Die Temperaturen von Kühlwasser und Schmieröl sind nur geringfügig höher als die Umgebungstemperatur. Es fällt auf, dass die Wärmestromverläufe qualitativ identisch mit Bild 4.9 sind, dass aber allgemein das statische Niveau der Wärmeströme um ca. 15% höher ist. Durch die noch niedrigen Bauteiltemperaturen wurden offensichtlich die treibenden Temperaturdifferenzen zwischen Arbeitsgas und Brennraumwand erhöht. Die Reproduzierbarkeit der qualitativen Verläufe gegenüber dem warmen Motorzustand beweisen die Qualität des verwendeten Messsystems.

Bei gleicher Drehzahl ist in Bild 4.11 der im Saugbetrieb erreichbare Vollastpunkt mit 8 bar indiziertem Mitteldruck dargestellt (warmer Motor). Die Wärmestrommaxima fallen hier deutlich höher als im Schwachlastpunkt aus (bis ca. 5 MW/m^2). Charakteristisch ist, dass die Wandwärmestromdichte des Kolbenmuldenbodens bei höheren Lasten gegenüber den anderen Teilwänden an Bedeutung gewonnen hat und auch hier nahezu die höchsten Wärmestromdichten im Brennraum auftreten. Weiterhin fällt auf, dass die Wärmestromverläufe in höheren Lastbereichen höherfrequente Schwankungen aufweisen. Diese sind durch die Beschränkung der FFT-Analyse auf die ersten 200 Motorordnungen zurückzuführen und werden daher bei starken Wärmestromanstiegen durch die fehlenden hochfrequenten Anteile nicht mehr kompensiert.

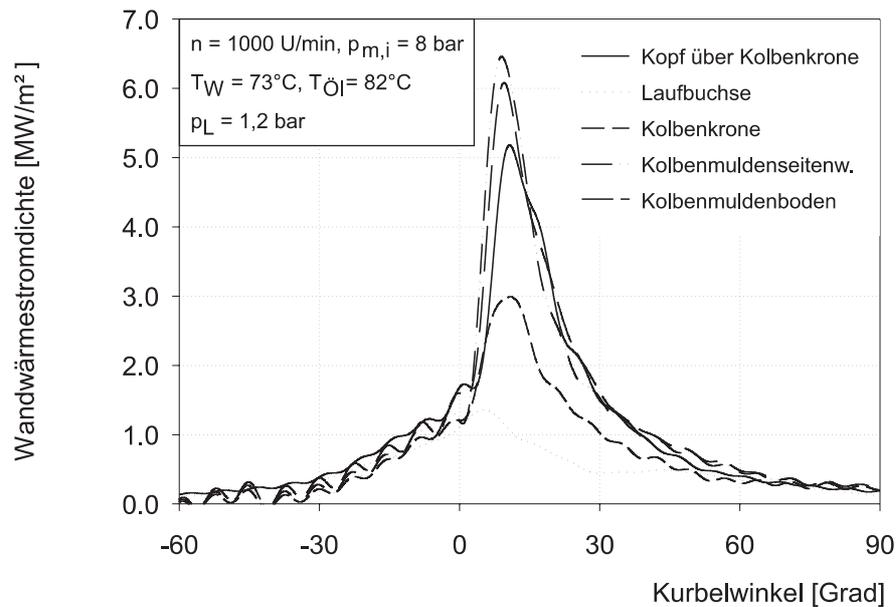


Bild 4.12: Wärmestromverläufe für $n = 1000 \text{ U/min}$, $p_{m,i} = 8 \text{ bar}$, warmer Betriebszustand, mit Aufladung

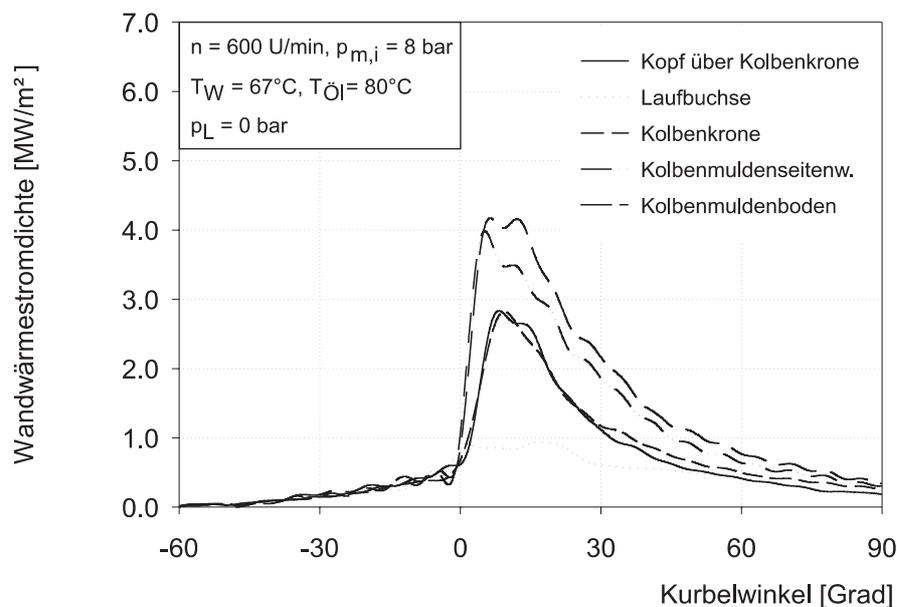


Bild 4.13: Wärmestromverläufe für $n = 600 \text{ U/min}$, $p_{m,i} = 8 \text{ bar}$, warmer Betriebszustand, Saugbetrieb

Durch die Aufladung mit einem Ladedruck von 1,2 bar (Bild 4.12) sind die Wandwärmestromdichten beim gleichen Betriebspunkt (Drehzahl 1000 U/min, Last $p_{m,i} = 8 \text{ bar}$) nochmals um ca. 25% gesteigert worden (bis 6.5 MW/m²). Die räumliche Aufteilung der Gesamtwärmeverluste auf die jeweiligen Brennraumteilflächen bleibt qualitativ gleich im Vergleich zum nichtaufgeladenen Betrieb. Da aufgrund des höheren Sauerstoff-Angebotes im Brennraum die Oxidation der Rußpartikel begünstigt wird, weisen die Wandwärme-

stromdichten einen „schlankeren Verlauf“ auf: die schnell erreichten maximalen Wärmestromdichten, in denen auch der Strahlungsanteil enthalten ist, bauen sich sehr schnell ab.

In Bild 4.13 wurde im Vergleich zu Bild 4.11 eine niedrigere Drehzahl von $n = 600$ U/min gewählt, während die Last von $p_{m,i} = 8$ bar beibehalten wurde. Allgemein ist das Niveau der einfallenden Wärmestromdichten geringer als bei hohen Drehzahlen. Dies ist auf die verringerten Gasgeschwindigkeiten im Zylinder aufgrund der langsameren Kolbenbewegung zurückzuführen (Quetschströmung, Drall), die den konvektiven Wandwärmeübergang maßgeblich beeinflussen. Kolbenkrone und Zylinderkopf oberhalb der Kolbenkrone weisen in diesem Betriebspunkt nahezu identische Wärmestromverläufe auf.

5 Verifikation des Wärmeübergangsmodells

Um das entwickelte Wandwärmeübergangsmodell an die realen Verhältnisse im Dieselmotor anzupassen, wurden zunächst mehrere stationäre Betriebspunkte des Versuchsmotors nachgerechnet. Die Ergebnisse dieser Simulationen wurden daraufhin mit den experimentellen Ergebnissen am Versuchsmotor verglichen, um die Stärken und Schwächen der zugrunde liegenden Modellvorstellungen abzuleiten und die Modellkonstanten geeignet zu wählen.

In einem weiteren Schritt wurden dann Parameteruntersuchungen durchgeführt, die nachweisen sollen, dass das Modell die wichtigsten Haupteinflüsse qualitativ und quantitativ richtig vorhersagen kann. Insbesondere wurde dabei untersucht, ob die räumliche Auflösung der Wandwärmeverluste entsprechend den realen Verhältnissen im Versuchsmotor dargestellt wird. Dazu wurden die Wärmeübergangsverhältnisse in den Hochdruckprozessen verschiedener Betriebspunkte vorausberechnet. Diese wurden so ausgewählt, dass sie einen möglichst großen Drehzahl- und Lastbereich des Motors abdecken, ohne dabei auf der messtechnischen Seite ein hohes Risiko für die applizierten Sensoren einzugehen. Da im Dieselmotor die Einflüsse der Teilprozesse des innermotorischen Wandwärmeüberganges bei Teillast und Vollast stark variieren, wird durch dieses Vorgehen gewährleistet, dass möglichst viele der eingesetzten Untermodelle auf ihre Allgemeingültigkeit hin überprüft werden.

Tabelle 5.1 zeigt die ausgewählten Betriebsbedingungen des Einzylinder-Versuchsmotors. Neben der Variation von Drehzahl und Last wurden zusätzlich der Ladedruck und die Berührung der Bauteile als Einflussgrößen auf den Wandwärmeübergang betrachtet. Der Betriebszustand Nr. 1 wurde dabei als Referenzpunkt zur Anpassung der empirischen Modellkonstanten gewählt, da bei einem indizierten Mitteldruck von 8 bar sowohl der konvektive Wärmeübergang als auch die Rußstrahlung zum Gesamtwärmeübergang nennenswert beitragen und somit ein Abgleich der Modellkonstanten in beiden Teilmodellen möglich ist. Alle übrigen in Tabelle 5.1 dargestellten Betriebszustände wurden ohne weitere Anpassung von Modellkonstanten unter Berücksichtigung der veränderten Anfangsbedingungen vorausberechnet und stellen daher ein Maß für die Vorhersagequalität des entwickelten Wärmeübergangsmodells dar.

Tabelle 5.1: Ausgewählte Betriebsparameter des Versuchsmotors

Betriebszustand	Nr. 1 (Referenz)	Nr. 2	Nr. 3	Nr. 4	Nr. 5	Nr. 6
gefeuert (f) / geschleppt (s)	f	f	f	f	s	s
Drehzahl [1/min]	1000	600	1000	1000	1000	1000
ind. Mitteldruck [bar]	8	8	2	8	-	-
Drehmoment [Nm]	111	110	12	111	-	-
Ladedruck [bar]	0	0	0	1,2	0	0
Kühlwassertemperatur [°C]	79	67	74	73	41	36
Öltemperatur [°C]	82	80	82	82	79	78
Bauteile unberußt (x) / berußt (-)	-	-	-	-	-	x

5.1 Referenzbetriebspunkt

Der Referenzbetriebspunkt 1 wurde zum Abgleich der Modellkonstanten herangezogen, wobei auf eine möglichst gute Übereinstimmung der berechneten und experimentell gemessenen Wandwärmestromdichten geachtet wurde. Es sei dabei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die verglichenen Wandwärmestromdichten an der Übergangsfläche Brennraumwand / Rußschicht und nicht an der gasseitigen Rußschichtoberfläche berechnet bzw. gemessen wurden. Diese Unterscheidung ist notwendig, da bei der Oberflächentemperaturmessung die Dünnschichtthermoelemente nach längerer Betriebsdauer mit einer Rußschicht überzogen sind, die die Amplitude und Phasenlage der eindringenden Wandwärmeströme verfälscht. Eine experimentelle Validierung des Modells ist daher nur mit den Wärmestromdichten an der Übergangsfläche Rußschicht / Brennraumwand möglich, die sich aus dem Modell nach

$$q_{ges,i} = -\lambda_w \cdot \left. \frac{dT_{w,i}}{dx} \right|_{x=\delta_{w,i}} \quad (5.1)$$

ergeben.

Bild 5.1 zeigt die Zweizonen-Eingangsgrößen, die aus den Indizierdaten des Versuchsmotors beim betrachteten Referenz-Betriebspunkt berechnet wurden. Die Gastemperatur zur Berechnung des konvektiven Wandwärmeüberganges während der Verbrennung liegt zwischen der Temperatur der unverbrannten Zone T_u und der Temperatur der verbrannten Zone T_b . Gegen Ende der Verbrennung nimmt die verbrannte Zone durch die stattfindende Luftbeimischung, deren Massenstrom im Rahmen dieser Arbeit proportional zum Produkt

der Massen von unverbrannter und verbrannter Zone angenommen wurde, das gesamte Brennraumvolumen ein, so dass dann die für die Konvektion verantwortliche Gastemperatur gegen die Temperatur der verbrannten Zone strebt. Zur exakten Modellierung dieser treibenden Arbeitsgastemperatur wird der Brennraum in drei Volumenelemente eingeteilt (Bild 3.10), in denen jeweils abhängig vom Verhältnis der verbrannten zur unverbrannten Masse eine für die Strömungsregion individuelle Konvektionstemperatur berechnet wird.

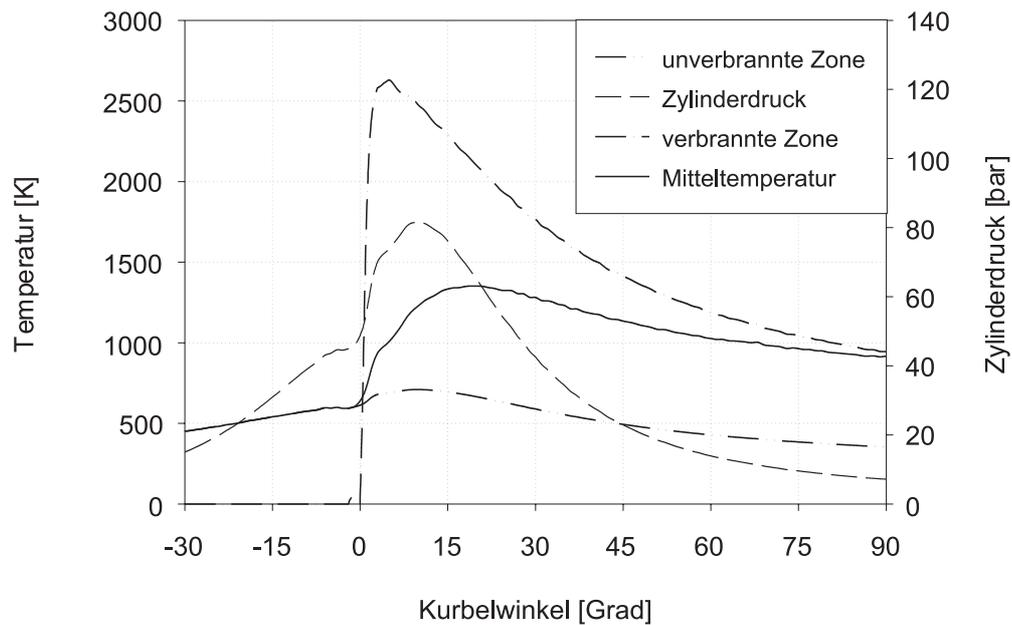


Bild 5.1: Eingangsgrößen des Zweizonen-Modells

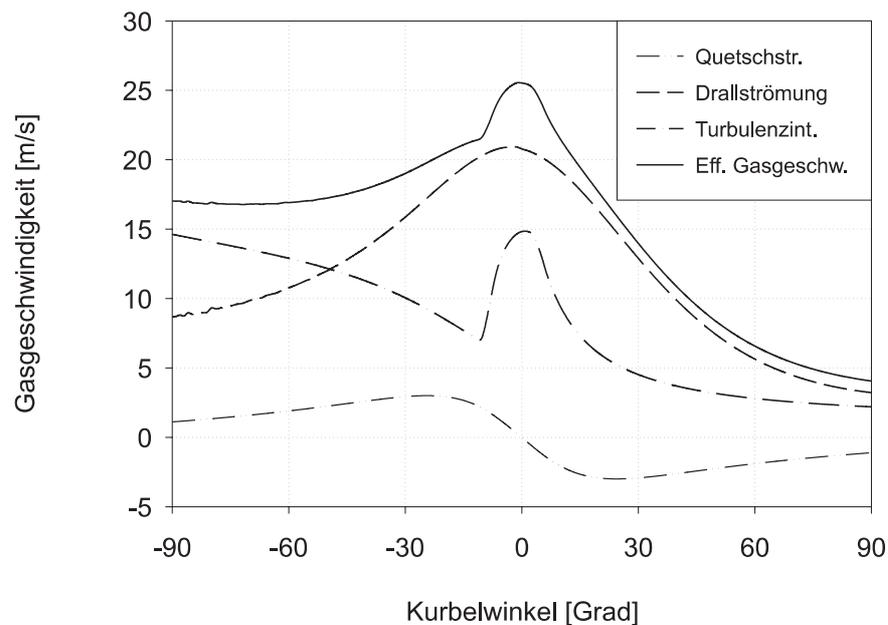


Bild 5.2: Flächengemittelte Gasgeschwindigkeiten am Beispiel der Kolbenmuldensenwand

Die effektiven Gasgeschwindigkeiten in den jeweiligen Strömungsregionen werden als flächengemittelte Werte aus den jeweiligen Komponenten der Quetschströmung, Drallströmung und Turbulenz ermittelt (Gl. (3.35)).

Bild 5.2 zeigt am Beispiel der Kolbenmuldensenitenwand den Einfluss der einzelnen Strömungskomponenten auf die effektive Gasgeschwindigkeit. Die effektive Gasgeschwindigkeit variiert über dem Kurbelwinkel zwischen 4 m/s und 25 m/s. Diese starke Variation deutet auf die Unsicherheiten verschiedener halbempirischer Wärmeübergangsmodelle hin, die als charakteristische Strömungsgeschwindigkeit auf die mittlere Kolbengeschwindigkeit (in diesem Fall $c_m = 4.7$ m/s) und die Druckdifferenz zwischen gefeuertem und geschlepptem Motor zurückgreifen und damit Schwächen bei den zeitlich und räumlich bestimmten Verläufen des Wärmeübergangskoeffizienten aufweisen. Deutlich ist zu erkennen, dass während der Verbrennung die Drallströmung und die Turbulenzintensität, hier dargestellt als turbulente Schwankungsgeschwindigkeit

$$u' = \sqrt{\frac{2k}{3m_z}}, \quad (5.2)$$

den größten Anteil zur erzwungenen Konvektion beitragen.

Die Drallströmungsgeschwindigkeit am Muldenrand steigt bis zum oberen Totpunkt an, da durch die eintretende Quetschströmung in das Muldenvolumen hinein ein Winkelimpulstransport stattfindet und dieser zu höheren Winkelgeschwindigkeiten führt. Der umgekehrte Effekt tritt während der Expansionsphase auf, der eine Abschwächung des Blockdralls hervorruft. Die turbulente Schwankungsgröße u' wird nach ES zunächst durch die viskose Dissipation abgeschwächt, der Einspritzvorgang und die Dichteänderung des Arbeitsgases zunächst aufgrund Kompression und anschließend aufgrund Verbrennung führen dann ab etwa 13 Grad Kurbelwinkel vor OT zu einem rapiden Anstieg der turbulenten kinetischen Energie. Während der Expansion dissipiert verstärkt die turbulente kinetische Energie in Wärme und erniedrigt somit wieder das Turbulenzniveau. Die stattfindende Quetschströmung hat an der Muldensenitenwand nur untergeordnete Bedeutung, noch dazu verschwindet sie vollständig zum Zeitpunkt des oberen Totpunktes.

Bezüglich der Rußstrahlung sind im Referenzbetriebspunkt die Haupteinflussgrößen Rußvolumenbruch und Rußteilchentemperatur in Bild 5.3 über dem Kurbelwinkel aufgetragen. Allgemein ist zu erkennen, dass zu Beginn der Verbrennung relativ viel Ruß gebildet wird, der aber während der Haupt- und Nachverbrennung zum größten Teil wieder oxidiert wird. Die am Ende der Verbrennung vorliegende Partikelmenge ($f_v = 2.4 \cdot 10^{-7}$) ist daher nur ein Bruchteil der maximal gebildeten ($f_{v,max} = 4.9 \cdot 10^{-6}$).

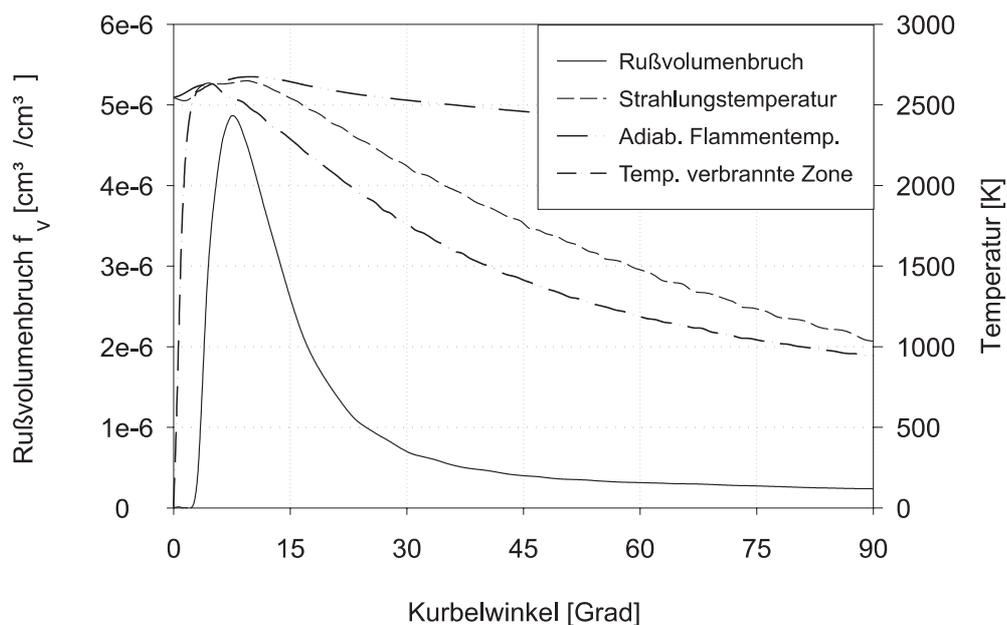


Bild 5.3: Rußvolumenbruch und Strahlungstemperatur im Referenzbetriebspunkt

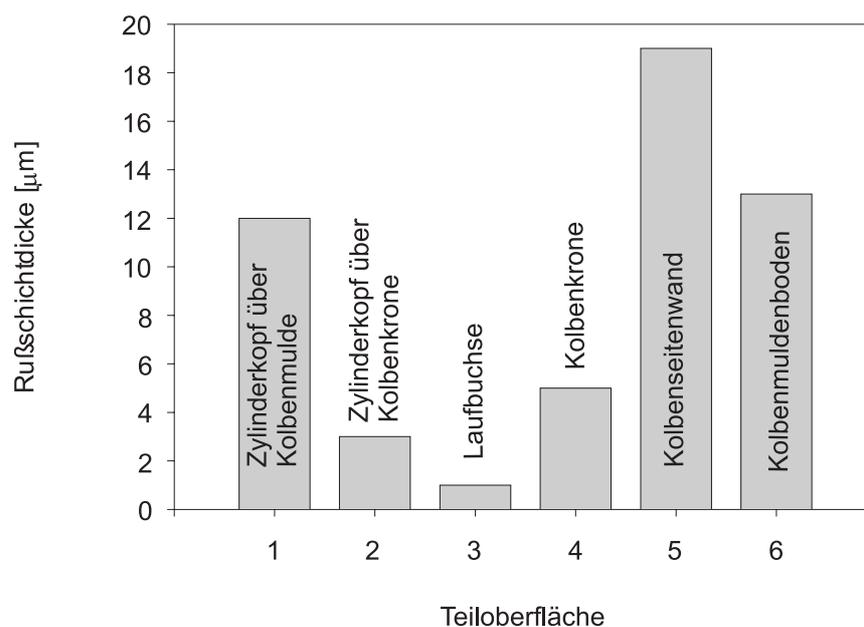


Bild 5.4: Berechnete Rußschichtdicken im Referenzbetriebspunkt

Bild 5.3 vergleicht weiterhin die im Rahmen dieser Arbeit definierte Strahlungstemperatur der Rußteilchen mit der adiabaten Flammentemperatur und der Gastemperatur der verbrannten Zone. Die Strahlungstemperatur T_{rad} ist während der Diffusionsverbrennung deutlich höher als die Temperatur der verbrannten Zone, sie nähert sich gegen Ende der Diffusionsverbrennung dieser aber an. Bild 5.4 zeigt die berechneten, asymptotischen Ruß-

schichtdicken, die sich im stationären Referenz-Betriebszustand des Motors einstellen. Die absoluten Werte der modellierten Rußschichtdicken sind in guter Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen aus der Literatur [64][65]. Die niedrigen Rußschichtdicken am Zylinderkopf oberhalb der Kolbenkrone, an der Laufbuchse und an der Kolbenkrone erklären sich durch das dort während der Verbrennung vorhandene höhere Sauerstoffangebot, das die Rußoxidation begünstigt. Zusätzlich weist das Volumen oberhalb der Kolbenkrone nur eine geringe Rußpartikelmasse auf, die damit die Rußablagerung begrenzt. Innerhalb des Kolbenmuldenvolumens ist der Sauerstoffpartialdruck wesentlich niedriger und die Rußpartikelkonzentration wesentlich höher. Hier findet vornehmlich die Ablagerung durch Thermophorese statt.

In Bild 5.5 ist ein Vergleich zwischen den Simulationsergebnissen an den einzelnen isothermen Teilwänden und den experimentell ermittelten, über die entsprechenden Teilwände flächengemittelten Wandwärmestromdichten im Versuchsmotor dargestellt. Das entwickelte Modell beschreibt die Wärmestromverläufe an den jeweiligen isothermen Teilflächen qualitativ sehr gut und auch quantitativ in guter Annäherung. Lediglich im Fall der Laufbuchse werden die Wärmeströme im Vergleich zu den Messergebnissen niedriger berechnet. Die Ursache hierfür ist allerdings eher im experimentellen Messaufbau zu suchen, da die einfallenden Wärmeströme an der Laufbuchse nur im Feuerstegbereich des Kolbens im oberen Totpunkt gemessen werden konnten. Im Abwärtshub des Kolbens werden allerdings weitere, große Wärmeübergangsflächen an der Laufbuchse freigegeben, die aufgrund der Abschattung durch die Kolbenkrone einen deutlich geringeren Wärmestrom aufnehmen. Diese konnten experimentell nicht berücksichtigt werden, da hier das Überstreichen der Kolbenringe die Sensorik sofort zerstört hätte.

Insgesamt konnte durch Anpassung der einzelnen Modellkonstanten in diesem Referenz-Betriebspunkt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung erreicht werden. Bemerkenswert ist vor allem die Tatsache, dass nicht nur die zeitlichen Wärmestromverläufe gut übereinstimmen, sondern auch die räumliche Variation der Wärmeströme an den einzelnen Bauteilen gut wiedergegeben werden kann, ohne flächenspezifische Anpassungskoeffizienten zu verwenden. Die räumliche Modellierung der Wandwärmeströme kommt allein durch die Berücksichtigung der Bauteilgeometrien bei der Strömungs- und Strahlungsmodellierung zustande.

Nachfolgend werden ausschließlich vorausberechnete Betriebspunkte mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Qualität der berechneten Ergebnisse bei Variation der Haupteinflussparameter Drehzahl, Last, Betriebstemperatur, Aufladung und Rußwandablagerungen lassen dann unmittelbar Rückschlüsse auf die Allgemeingültigkeit der Wärmeübergangsmodellierung zu.

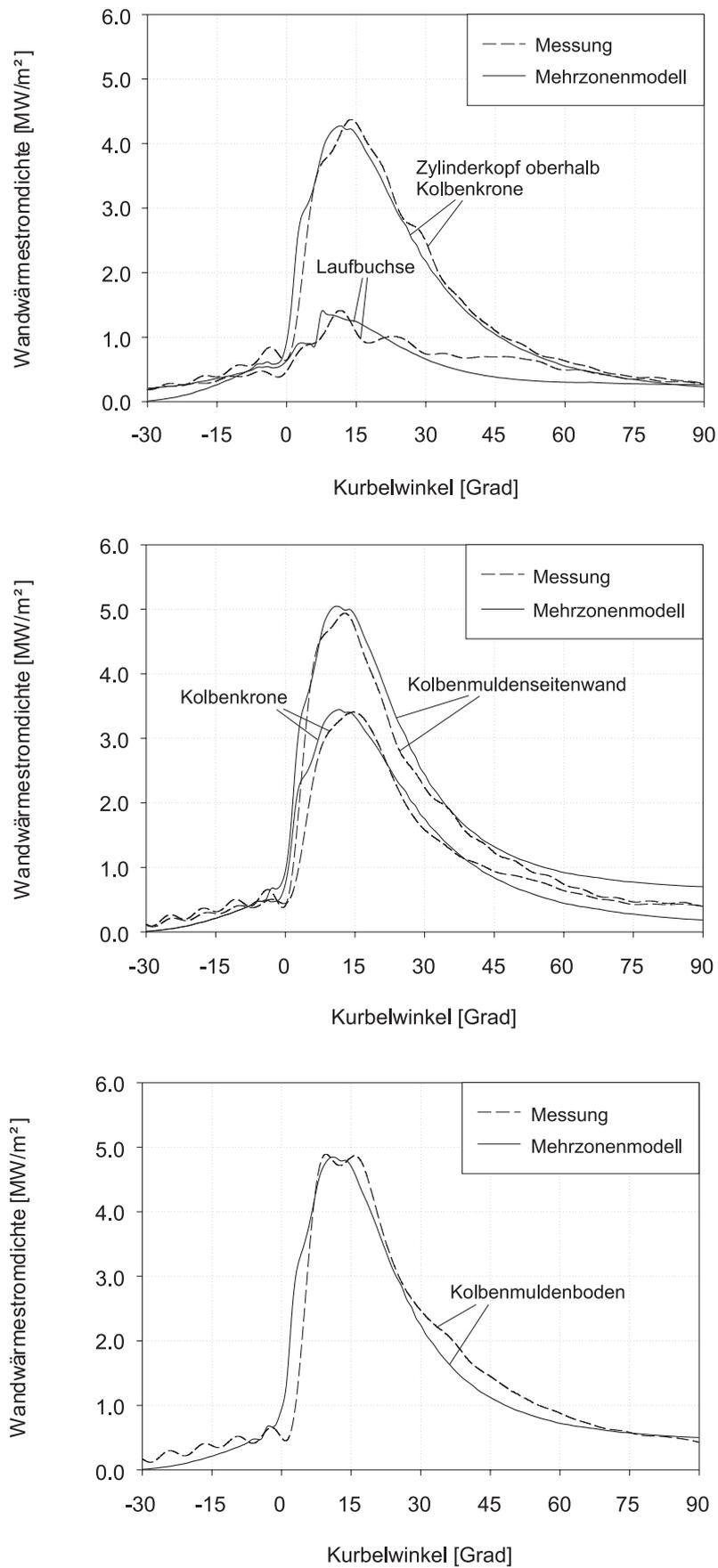


Bild 5.5: Berechnete und gemessene Wandwärmestromdichten im Referenzbetriebspunkt

5.2 Drehzahleinfluss

In Bild 5.6 ist beispielhaft ein Vergleich der vorausgerechneten und gemessenen Wandwärmestromverläufe bei einer Drehzahl von $n = 600$ U/min und einem indizierten Mitteldruck von $p_{m,i} = 8$ bar dargestellt (Betriebspunkt Nr. 2).

Beim Vergleich der experimentellen Ergebnisse von dem Referenzbetriebspunkt und dem Betriebspunkt Nr. 2 fällt zunächst auf, dass der Drehzahleinfluss auf den Wärmeübergang während der Kompressionsphase nur moderat ausfällt. Das Mehrzonenmodell stimmt hier mit den experimentellen Ergebnissen gut überein. Dies belegt, dass das entwickelte Wärmeübergangsmodell in der Lage ist, die Zylinderinnenströmung während der Kompressionsphase bei verschiedenen Drehzahlen adäquat abzubilden.

Ausgehend vom Referenzbetriebspunkt verursacht eine Absenkung der Drehzahl auf $n = 600$ U/min in der Verbrennungsphase erwartungsgemäß einen deutlich geringeren Wandwärmeverlust an den einzelnen Bauteiloberflächen. Dieser Trend wird vom Mehrzonen-Wärmeübergangsmodell qualitativ und quantitativ richtig vorausgerechnet. Insbesondere der auf die einzelnen Teilflächen stark unterschiedliche Drehzahleinfluss wird korrekt abgebildet. Sowohl die Amplituden als auch die Phasenlagen der vorausgerechneten Wärmeströme weisen eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen auf.

Auffallend beim Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Messdaten ist, dass während der Premixed-Verbrennung an allen Teilflächen ein etwas zu starker und während der beginnenden Diffusionsverbrennung ein etwas zu schwacher Gesamtwärmestromanstieg vorausgerechnet wird. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass in der Simulation die Rußstrahlung durch Ungenauigkeiten im Rußmodell geringfügig zu spät einsetzt. Zusätzlich ist es denkbar, dass die Annahme der vollständigen Umwandlung der kinetischen Energie des eingespritzten Kraftstoffes in turbulente kinetische Energie auf zu hohe effektive Strömungsgeschwindigkeiten führt und somit bei niedrigen Drehzahlen im Vergleich zu der Drallströmung und der Quetschströmung an Bedeutung gewinnt.

Insgesamt wird bei Variation der Drehzahl eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erreicht. Sowohl qualitativ als auch quantitativ werden die gemessenen Wandwärmeströme zeitlich und räumlich gut vorhergesagt. Während die Variation der Motordrehzahl Rückschlüsse auf die Modellierung der dynamischen Abläufe zulässt, erlaubt die nachfolgende Variation der Motorlast vor allem Aussagen über die quantitative Aussagekraft des Wärmeübergangsmodells.

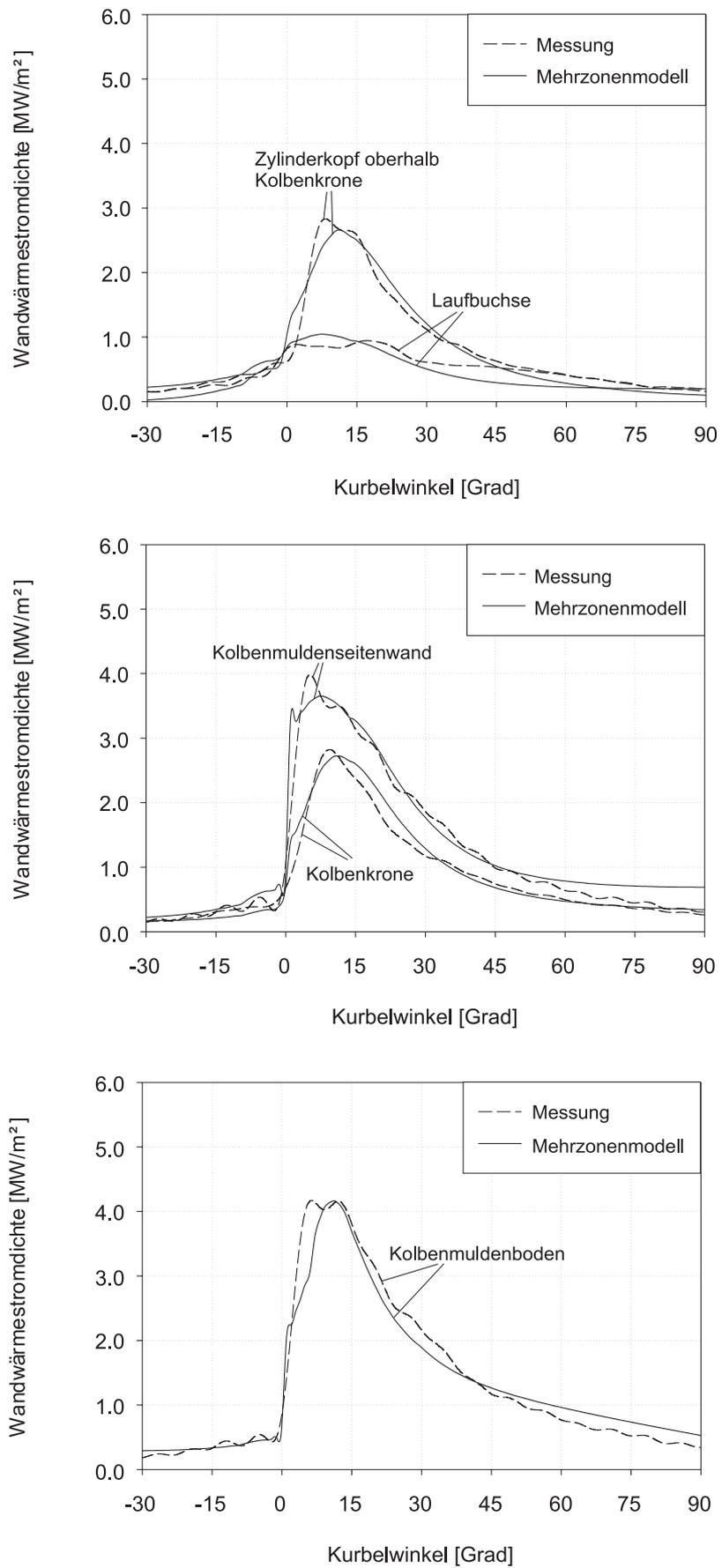


Bild 5.6: Vergleich der Wandwärmestromdichten bei niedriger Drehzahl (Betriebspunkt 2)

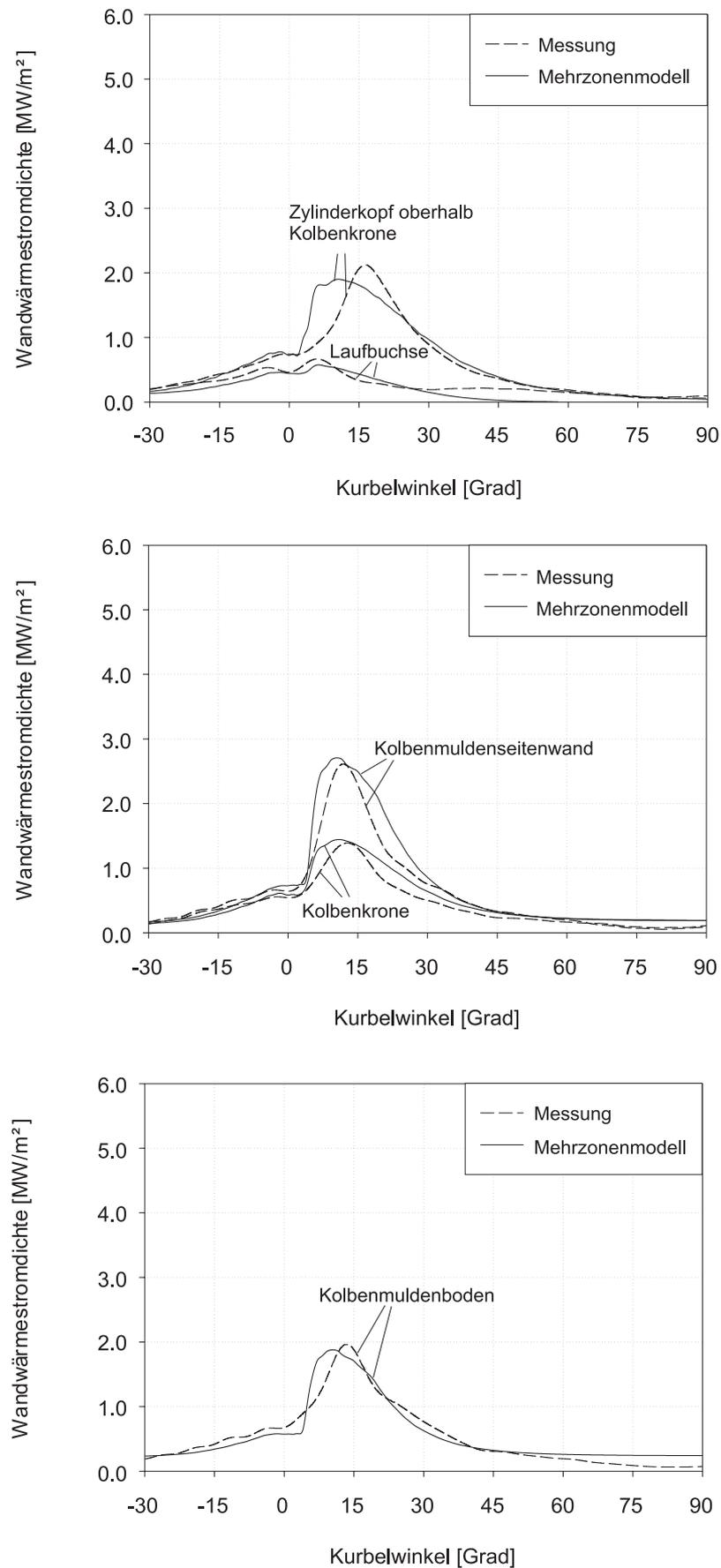


Bild 5.7: Berechnete und gemessene Wandwärmestromdichten bei niedriger Last (Betriebspunkt 3)

5.3 Lasteinfluss

Die angemessene Darstellung des Lasteinflusses auf den Wandwärmeübergang im Dieselmotor ist für ein Simulationsmodell eine anspruchsvolle Aufgabe. Vor allem den Einfluss der Last auf die Verbrennungsturbulenz wie auch auf die Rußbildung und damit auf den Strahlungswärmeübergang modelltechnisch abzubilden, sind hier die wesentlichen Problemstellungen. Bei der Durchführung von Parameteruntersuchungen bezüglich der Motorlast zeigte sich, dass die größten Abweichungen zwischen Messung und Simulationsrechnung bei schwacher Last auftreten. Beispielhaft zeigt Bild 5.7 einen Vergleich zwischen den experimentell ermittelten und berechneten Wandwärmeströmen an fünf Brennraumteilflächen bei einem im Vergleich zum Referenzbetriebspunkt ($p_{m,i} = 8$ bar) reduzierten indizierten Mitteldruck von nur $p_{m,i} = 2$ bar.

Aus theoretischen Vorüberlegungen geht bereits anschaulich hervor, dass die bei Schwachlast verminderte Verbrennungsturbulenz einen deutlichen Rückgang des konvektiven Wandwärmeüberganges an allen Teilflächen nach sich ziehen wird. Nur noch die Anteile der Drallströmung und der Quetschströmung werden den konvektiven Wärmeübergang daher maßgeblich bestimmen. Auch die stark lastabhängige Rußbildung wird bei Teillast aufgrund der weniger vorhandenen fetten Gemischzonen und des höheren Sauerstoffangebotes im Brennraum zu deutlich reduzierten Rußkonzentrationen führen. Der Rußstrahlungsanteil am Gesamtwärmeübergang wird in diesem Betriebspunkt daher nahezu vernachlässigbar sein. Die Untersuchung des Wärmeüberganges bei Teillast lässt daher vor allem Rückschlüsse auf die Güte der Modellierung des mittleren Strömungsfeldes und der thermischen Grenzschicht zu.

Betrachtet man die Simulationsergebnisse im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen, so fällt zunächst auf, dass während der Kompression eine ausgezeichnete Übereinstimmung vorzufinden ist. Setzt nun kurz nach dem oberen Totpunkt die Verbrennung ein, führt die Drucksteigerung zunächst zu einer signifikanten Verringerung der thermischen Grenzschichtdicke und damit zu einem intensivierten konvektiven Wärmeübergang. Während an den Kolbenwänden und an der Laubuchse eine gute Übereinstimmung bezüglich des Verlaufes und der quantitativen Größenordnung der Wandwärmestromdichten zu verzeichnen ist, wird am Zylinderkopf oberhalb der Kolbenkrone ein deutlich früheres Ansteigen der Wandwärmestromdichte im Vergleich zur Messung prognostiziert.

Um die Ursache für dieses Phänomen zu ermitteln, hilft ein Vergleich der gemessenen Wandwärmestromverläufe am Zylinderkopf und an der Kolbenkrone. Obwohl beide Teilflächen an den Grenzen des Quetschspaltes zwischen Kolbenkrone und Zylinderkopf geometrisch angeordnet sind, wird das Maximum der Wandwärmestromdichte am Zylinder-

kopf deutlich später (etwa 17 Grad KW nach OT) als an der Kolbenkrone (etwa 13 Grad nach OT) erreicht. Berücksichtigt man, dass die Motorlast auf die Drallströmung und die Quetschströmung keinen nennenswerten Einfluss hat und dass der Zylinderinnendruck als isotrop vorausgesetzt werden darf, wird daraus ersichtlich, dass offenbar die Ausbreitung der verbrannten Zone in Verbindung mit der Anordnung der Oberflächenthermoelemente für die Verzögerung des Wärmestromanstiegs am Zylinderkopf verantwortlich ist. Durch den bei Schwachlast langsameren Flammenfortschritt während der Verbrennung wirkt sich die am Zylinderkopf nur räumlich eingeschränkt mögliche Messung der Oberflächentemperaturen besonders stark aus und verursacht hier die Diskrepanzen zum Wärmeübergangsmodell, das eine Mittelung über die gesamte Teilfläche vornimmt.

Weiterhin fällt auf, dass das Wärmeübergangsmodell beim Einsetzen der Verbrennung wie auch im vorigen Betriebspunkt Nr. 2 den Anstieg der Wärmestromdichten überschätzt. Offensichtlich wird in diesem Bereich der Zylinderdruckeinfluss auf den Wärmeübergang als zu stark vorausgerechnet. Betrachtet man Gleichung (3.34) für die Berechnung der thermischen Grenzschichtdicke, so ist der Einfluss der Zylinderinnendrucksteigerung auf die thermische Grenzschichtdickenänderung vom Isentropenexponenten κ abhängig. Der Isentropenexponent κ ist jedoch gleich dem Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten des Arbeitsgases

$$\kappa = \frac{\bar{c}_p(T)}{\bar{c}_v(T)}, \quad (5.3)$$

und ist damit sowohl eine Temperaturfunktion als auch eine Funktion der Gaszusammensetzung. Im Referenzbetriebspunkt wurde bei hoher Last mit $\kappa = 1,25 = \text{konst.}$ für den gesamten Zylinderinhalt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung erzielt.

Im Schwachlastbetrieb wirken sich jedoch die niedrigen Arbeitsgastemperaturen und der hohe Luftüberschuss derart aus, dass der Isentropenexponent gegen $\kappa = 1,4$ strebt und damit der Druckeinfluss auf die Grenzschichtdicke im realen Motorprozess deutlich sinkt. Unbestritten ist, dass die theoretisch mögliche Berücksichtigung der Gaszusammensetzung und der Gastemperaturen die Modellierung der thermischen Grenzschichtdicke verbessern würde, allerdings wären dann erhöhte Anforderungen bezüglich der verbrannten Gaszusammensetzung an die thermodynamischen Ausgangsdaten zu stellen. Dennoch erscheint die vereinfachende Annahme des konstanten Isentropenexponenten als akzeptabel, vor allem vor dem Hintergrund sonstiger Modellunsicherheiten, wie zum Beispiel der bis heute nur vage modellierbaren Rußbildung aufgrund des noch nicht vollständig verstandenen Entstehungsmechanismus.

Insgesamt lässt sich auch im Schwachlastbetrieb eine ausreichende Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen von Simulation und Messung feststellen. Bemerkenswert ist vor allem die quantitative Vorhersage der real auftretenden Wandwärmestromdichten.

Im Folgenden wird die Aussagefähigkeit des Wärmeübergangsmodells im aufgeladenen Motorbetrieb überprüft, indem relativ zum Referenzbetriebspunkt der Ladedruck auf 1,2 bar erhöht wurde.

5.4 Einfluss der Aufladung

Im aufgeladenen Betrieb eines Verbrennungsmotors treten aufgrund des höheren Druckgefälles zwischen Einlasskanal und Brennraum höhere Einströmgeschwindigkeiten der Frischluft auf, die zwangsläufig zur Intensivierung des mittleren und turbulenten Strömungsfeldes im Brennraum führen. Bezüglich der Rußbildung ist bei gleicher Last mit niedrigeren Partikelkonzentrationen im Brennraum zu rechnen, da der höhere Brennraumdruck und das erhöhte Sauerstoffangebot die Partikeloxidation positiv beeinflussen. Auch die bei höherem Zylinderinnendruck begünstigte Kraftstoffzerstäubung trägt dazu bei, dass die Rußbildung in geringerem Maße als im Saugbetrieb stattfindet. Aus diesen Vorüberlegungen ergibt sich, dass der konvektive Wärmeübergang im aufgeladenen Motorbetrieb verglichen mit dem Referenzbetriebspunkt deutlich intensiviert und dass die Partikelstrahlung einen niedrigeren Beitrag zum Gesamtwärmeübergang leisten wird.

Vergleicht man unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Skalierung die experimentellen Ergebnisse im aufgeladenen Betrieb (Betriebspunkt Nr. 4, Bild 5.8) mit denen im Referenzbetriebspunkt Nr. 1 (Bild 5.5), so fällt auf, dass die maximalen Wandwärmestromdichten im aufgeladenen Betrieb je nach betrachteter Teilfläche um bis zu 30% erhöht sind. Dies ist vor allem auf die Intensivierung des mittleren und turbulenten Strömungsfeldes im Brennraum zurückzuführen und stimmt mit dem Sachverhalt überein, dass bereits während der Kompression ein deutlich erhöhter Wärmeübergang im Vergleich zum Referenzbetriebspunkt vorzufinden ist. Bei genauerer Betrachtung ist weiter im aufgeladenen Motorbetrieb ein „schlanker“ Verlauf der Wärmestromdichten relativ zu den Zeitpunkten maximaler Wärmeverluste zu erkennen, da die gemessenen Wandwärmeströme nach dem Erreichen ihrer Maxima sehr viel schneller abnehmen. Die Rußstrahlung tritt generell durch die erst notwendige Bildung der heißen Rußpartikel zeitlich etwas nach „spät“ versetzt im Vergleich zur Konvektion auf [35], daher verursacht die untergeordnete Bedeutung der Rußstrahlung aufgrund der niedrigeren Partikelkonzentrationen ein rapides Abfallen der gemessenen Wärmestromdichten nach Erreichen ihrer Maxima.

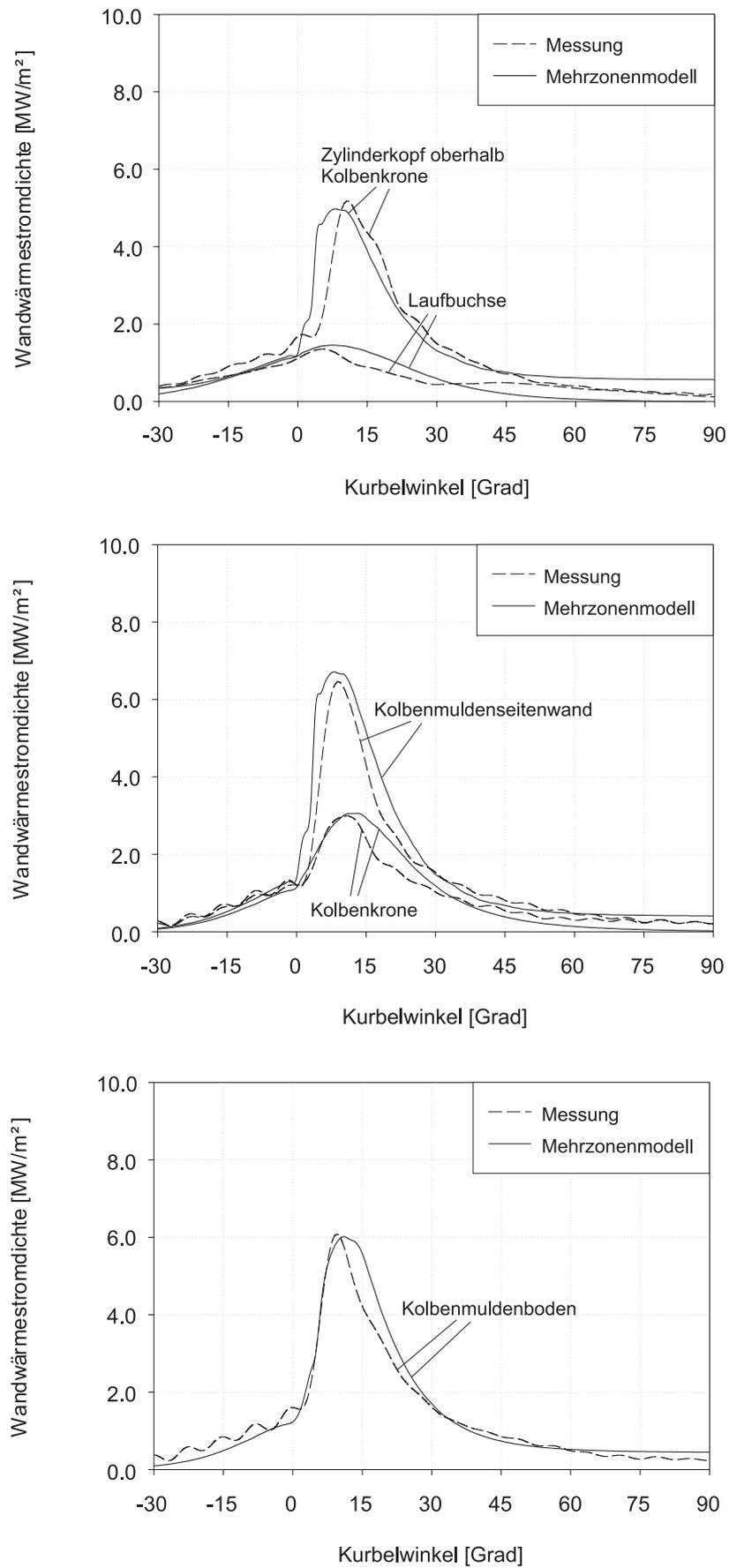


Bild 5.8: Berechnete und gemessene Wandwärmestromdichten bei Aufladung (Betriebspunkt 4)

Beide nach Erhöhung des Ladedruckes aus den experimentellen Ergebnissen zu beobachtenden Sachverhalte, den qualitativ schlankeren Kurvenverlauf und auch die quantitative Erhöhung der Wandwärmeverluste an den entsprechenden Teilflächen, berechnet das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Mehrzonen-Wandwärmeübergangsmodell in ausgezeichneter Weise voraus. Daher kann das Modell als geeignet angesehen werden, um die Auswirkungen des Ladedruckes auf den Wandwärmeübergang räumlich detailliert abzuschätzen.

5.5 Einfluss von Rußwandablagerungen

Eine Besonderheit des neu entwickelten Mehrzonen-Wärmeübergangsmodell ist, dass der Einfluss von Rußwandablagerungen auf den gaseitigen Wandwärmeübergang erstmals mit physikalisch fundierten Untermodellen beschrieben wird. Wie bereits von Vogel [33] ausführlich untersucht wurde, weist die dieselmotorische Rußschicht einen sehr feinen, porösen Aufbau mit vielen Lufteinschlüssen auf, die hauptsächlich Kohlenstoff bzw. kohlenstoffhaltige Verbindungen enthält. Diese Makrostruktur führt zu einer wirksamen Isolierung des Brennraumes und stellt daher einen ersten Schritt in die Richtung des adiabaten Motors dar.

Der Idealfall des adiabaten Motors, der von vielen Forschern aufgrund der geringeren Wandwärmeverluste und des damit verbundenen höheren Wirkungsgrades als erstrebenswert angesehen wird, wäre dann gegeben, wenn die transienten Wandwärmeverluste zu jedem Zeitpunkt des Arbeitsspieles gegen Null streben würden. Dies wäre theoretisch zu erreichen, wenn entweder der instationäre Wärmeübergangskoeffizient (hier bestehend aus dem Konvektions- und dem Strahlungsanteil) oder die treibende Temperaturdifferenz zwischen Arbeitsgas und Wandoberfläche gegen Null streben würde. Da der erste Fall aufgrund der Zylinderinnenströmung und der gebildeten Strahlungsrußteilchen praktisch nicht realisierbar ist, ist eine Verringerung der treibenden Temperaturdifferenz der einzig vorstellbare Weg, die Wandwärmeverluste zu jedem Zeitpunkt zu minimieren. Vogel [33] wies bereits experimentell nach, dass die dieselmotorische Rußschicht aufgrund ihrer Stoffeigenschaften eine Dämpfung der Wärmestromdichtenamplitude verursacht, die bis auf die Hälfte ihres Ausgangswertes bei sauberer Brennraumoberfläche zurückgehen kann. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Rußoberflächentemperatur der Arbeitsgastemperatur aufgrund der Isolationswirkung schneller folgen kann und die Rußschicht somit die treibende Temperaturdifferenz herabsetzt.

Der Einfluss der Rußwandablagerungen auf den Gesamtwärmeübergang vom Arbeitsgas zur Brennraumwand kann im geschleppten Motorbetrieb am besten beurteilt werden, da hier eine Messung der Wandwärmeverluste auch im unberußten Bauteilzustand möglich ist. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit Wärmestrommessungen im geschleppten Motorbetrieb durchgeführt. Die in Bild 5.9 und Bild 5.10 dargestellten Betriebspunkte Nr. 5 und Nr. 6 unterscheiden sich nur dahingehend, dass beim ersteren Versuch (5) die Motorbauteile direkt nach dem Einbau im unberußten Zustand vorlagen, während im zweiten Versuch (6) die Bauteile vor der geschleppten Messung im gefeuerten, stationären Referenzbetriebspunkt bei einer Drehzahl von $n = 1000$ U/min und einem indizierten Mitteldruck von $p_{m,i} = 8$ bar während der Verbrennung dauerhaft berußt wurden. Die experimentell mit Hilfe der FFT ausgewerteten Wärmestromverläufe wurden in diesen Darstellungen geglättet, da aufgrund des zum oberen Totpunkt nahezu symmetrischen Wärmestromdichteverlaufes im geschleppten Betrieb dadurch keine Amplituden- und Phasenverschiebungen verursacht werden. Während beim sauberen Bauteilzustand die Ergebnisse des Mehrzonenmodells ohne Modellierung der Rußschicht berechnet wurden, sind bei der Simulation des berußten Bauteilzustandes die Rußschichtdicken der Teilflächen auf die Werte gesetzt worden, die im gefeuerten Referenzbetriebspunkt als asymptotische Schichtdicken berechnet wurden (Bild 5.4).

Betrachtet man zunächst Bild 5.9 für den Schlepptrieb mit sauberen Bauteiloberflächen, so fällt zunächst auf, dass die berechneten Wandwärmeströme des Mehrzonenmodells nicht exakt symmetrisch zum oberen Totpunkt ausgebildet sind. Die Ursache hierfür liegt in den Strömungskomponenten für den Drall und die Turbulenz des Arbeitsgases, die jeweils einen nicht symmetrischen Geschwindigkeitsverlauf zum oberen Totpunkt aufweisen. Dies spiegelt sich am Beispiel der Kolbenmuldenseitenwand teilweise auch in den Messungen wieder. Die im Falle des Zylinderkopfes und der Kolbenkrone bei der Simulation hinter dem oberen Totpunkt erneut ansteigenden Wärmestromdichten sind auf die wieder einsetzende Quetschströmung zurückzuführen, die zu höheren effektiven Strömungsgeschwindigkeiten an den betroffenen Teilflächen führt. Aufgrund der Speicherwirkung der Brennraumwand können diese geringfügigen Wärmestromschwankungen aus den gemessenen Oberflächentemperaturverläufen nicht nachgewiesen werden. Das im Vergleich zur Messung etwas stärkere Absinken der Wandwärmestromdichten während der Expansionsphase deutet darauf hin, dass das Mehrzonenmodell die viskose Dissipation der turbulenten kinetischen Energie und die Abnahme des Blockdralls aufgrund der Wandreibung überschätzt. Dennoch ist insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung zu verzeichnen.

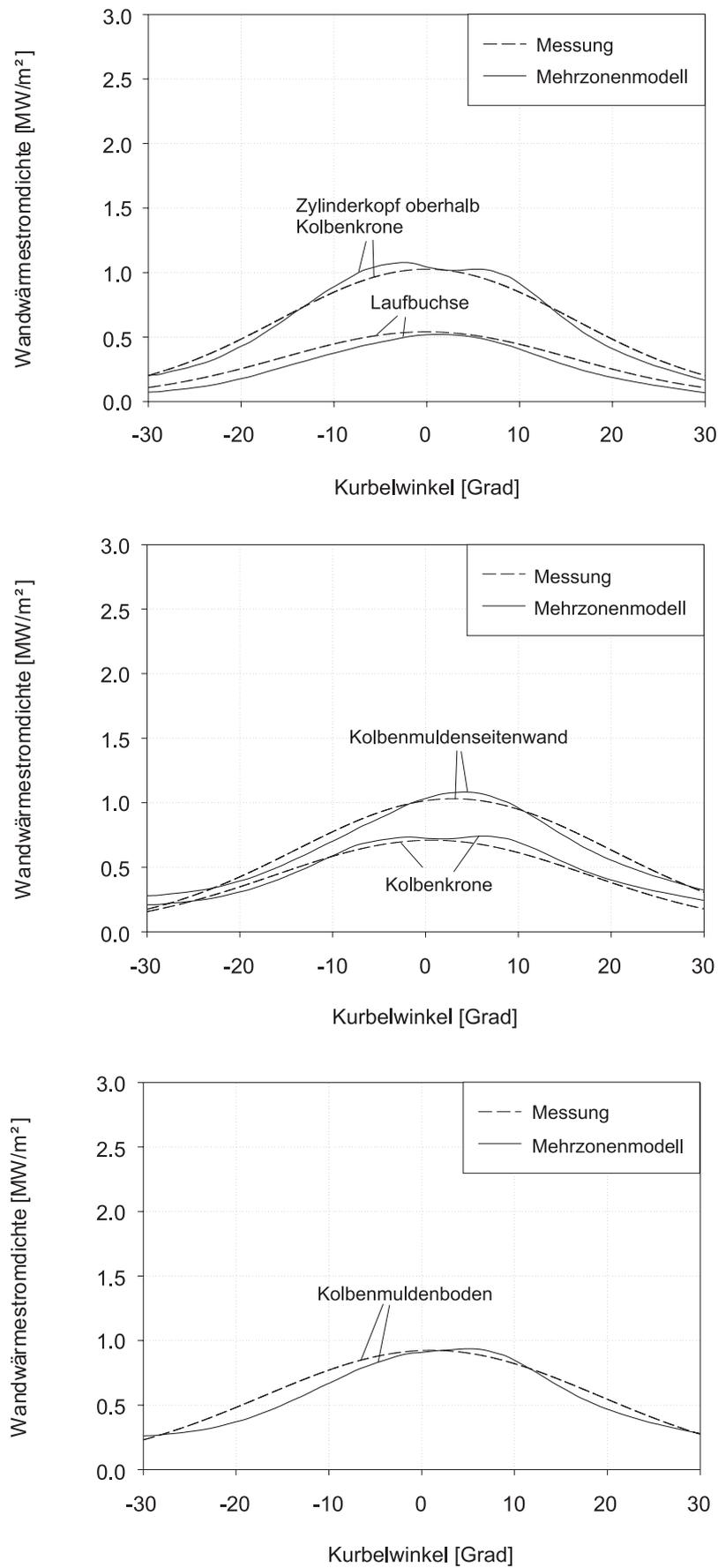


Bild 5.9: Wandwärmestromdichten im geschleppten Betrieb Nr. 5 (unberuhte Oberflächen)

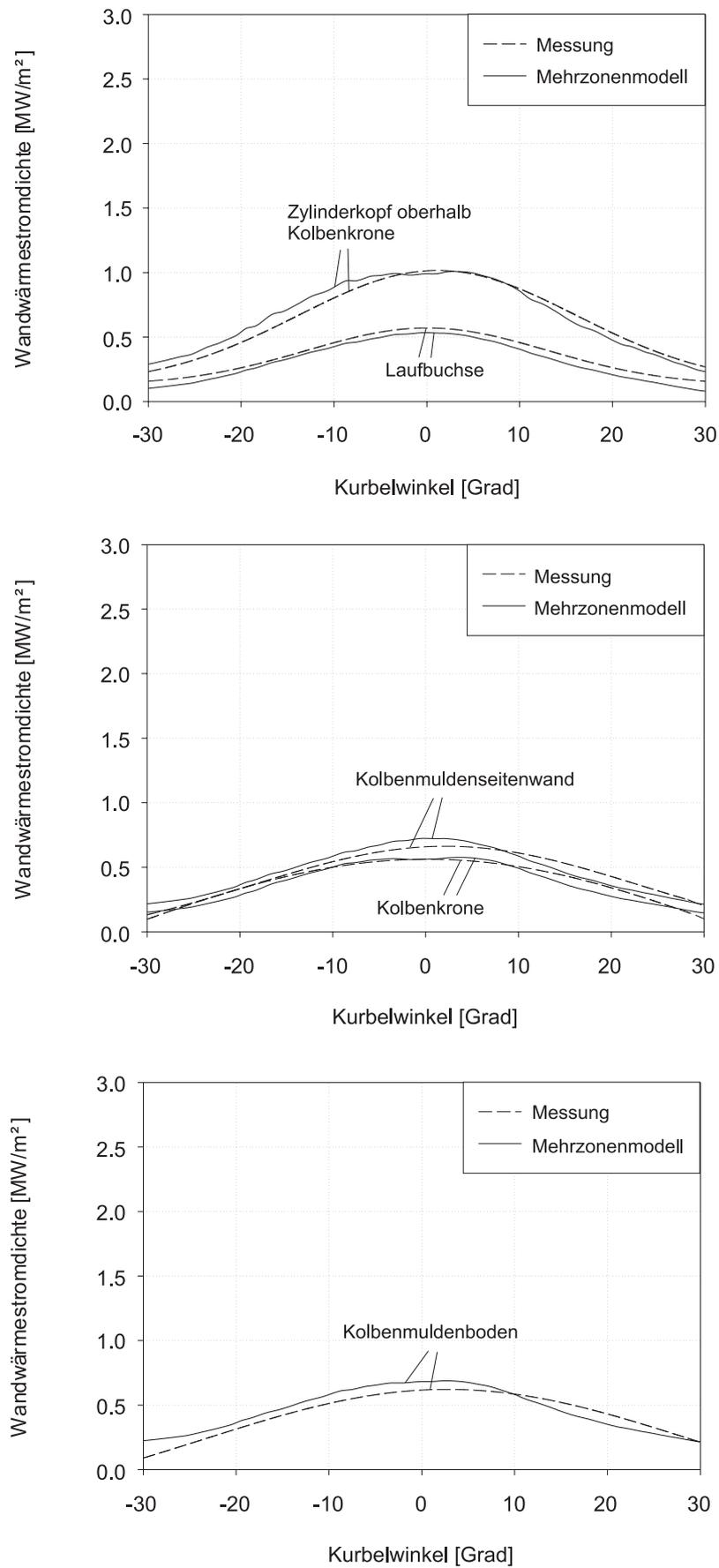


Bild 5.10: Wandwärmestromdichten im geschleppten Betrieb Nr. 6 (beruhte Oberflächen)

Beim Vergleich zwischen Bild 5.9 für den unberußten und Bild 5.10 für den berußten Zustand der brennraumbegrenzenden Wände erkennt man, dass die Amplitudendämpfungen der jeweiligen Wandwärmestromdichten aufgrund der modellierten Rußwandablagerungsschichten sehr gut vorhergesagt werden. Während am Zylinderkopf oberhalb der Kolbenkrone und an der Laufbuchse aufgrund der geringen Rußschichtdicken nur geringe Amplitudendämpfungen im Vergleich zum unberußten Zustand vorliegen, weisen die an den übrigen Teilflächen gemessenen und berechneten Wandwärmestromdichten deutliche Dämpfungen auf. Durch die thermophysikalische Trägheit der Rußschichten sind die in der Simulation bei unberußter Oberfläche erkennbaren Schwankungen des mittleren Strömungsfeldes an der eigentlichen Wandoberfläche nicht mehr auszumachen. Insbesondere die räumliche Abhängigkeit der abgelagerten Rußschichten wird ausgezeichnet vorhergesagt, da das Sauerstoffangebot und der Rußvolumenbruch für jedes Teilvolumen separat bestimmt wird. Eine räumliche Mittelung über den gesamten Brennraum würde die realen Verhältnisse im Dieselmotor nicht angemessen beschreiben. Dies ist ebenfalls ein Hinweis darauf, dass die Einteilung des gesamten Brennraumes in drei Teilvolumina als sinnvoll angesehen werden kann.

5.6 Räumliche Abhängigkeit

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Mehrzonen-Wärmeübergangsmodell basiert auf der Annahme, dass der Brennraum des Dieselmotors bezüglich der Wärmeübergangsverhältnisse als rotationssymmetrisch zur Zylinderachse angenähert werden kann. Für den Nachweis zur Gültigkeit dieser Annahme wird das stationäre Temperaturfeld des Kolbens verwendet, das sich im zeitlichen Mittel im stationären Betriebszustand ausbildet. Der Vergleich der experimentell bestimmten Mittelwerte der Temperaturmessstellen 1 bis 6 und 13 mit den entsprechenden Messstellen auf der gegenüberliegenden Kolbenseite 7 - 12 lässt Aussagen darüber zu, inwieweit eine Rotationssymmetrie des Temperaturfeldes und damit der Wärmeübergangsverhältnisse im Brennraum des Forschungsmotors tatsächlich vorliegt. Ein denkbarer Vergleich der eindringenden Wandwärmeströme an den Temperaturmessstellen ist hier nicht zielführend, da dies bereits die Annahmen eindimensionaler Wärmeleitungsverhältnisse und eines halbbunendlichen Körpers für den Kolben voraussetzen würde. Die Anzahl der Messstellen zum Nachweis der Rotationssymmetrie ist ausreichend, da die Längsachse der Einspritzdüse um 34° zur Zylinderachse senkrecht zur Kolbenbolzenebene geneigt ist und somit die Einspritzdüse in Richtung Messstelle K13 einspritzt. Daher ist zu erwarten, dass die größten Temperaturabweichungen der zueinander entsprechenden Messstellen auch senkrecht zur Kolbenbolzenebene vorliegen [67], da die eine Seite der Kolbenmuldensenwand direkt mit den Einspritzsprays beaufschlagt wird.

mebelastungen an der Übergangsfläche zwischen Kolbenkrone und Kolbenmuldenseitenwand vorherrschen.

Im Falle der Kolbenkrone ist vom Übergang Quetschspalt - Kolbenmulde zum Feuersteg erwartungsgemäß ein leichtes Absinken der mittleren Oberflächentemperaturen um etwa 30 K zu verzeichnen. Die Annahme einer isothermen Teilfläche für die Kolbenkrone zieht daher die örtlich gemittelte Behandlung des Wandwärmeüberganges mit sich. Beim Vergleich der einander entsprechenden Messstellen ist eine weitgehend symmetrische Ausbildung des stationären Temperaturfeldes zu erkennen.

Insgesamt bestätigt die Messung der stationären Oberflächentemperaturen die Annahme rotationssymmetrischer Wärmeübergangsverhältnisse im Brennraum. Auf die Darstellung der stationären Oberflächentemperaturen der Laufbuchse wird hier mit dem Hinweis verzichtet, dass auch hier die Rotationssymmetrie des stationären Temperaturfeldes weitgehend gegeben ist. Die Verhältnisse am Zylinderkopf können aufgrund der nur eingeschränkt applizierbaren Messstellen nicht überprüft werden, jedoch steht außer Frage, dass das im Vergleich zum Einlassventil heiße Auslassventil die Annahme rotationssymmetrischer Wärmeübergangsverhältnisse einschränkt. Um jedoch den Rechenaufwand des entwickelten Wärmeübergangsmodells zu beschränken, wurde im Rahmen dieser Arbeit auf die denkbare Modellierung einer isothermen Ventiloberfläche verzichtet und diese dem mittleren Temperaturfeld des Zylinderkopfes zugeschlagen.

6 Bewertung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein durchgängiges phänomenologisches Mehrzonen-Wärmeübergangsmodell für den Hochdruckprozess eines direkteinspritzenden Dieselmotors entwickelt, das ausgehend von den thermodynamischen Ausgangsdaten eines Zweizonen-Verbrennungsmodells die Wärmeverluste aufgrund Konvektion und Wärmestrahlung vom Arbeitsgas zu den Brennraumwänden beschreibt. Vergleiche zwischen den Simulationsergebnissen mit den experimentell ermittelten Daten zeigen, dass das Wärmeübergangsmodell, das lediglich in einem Lastpunkt an den realen Motor angepasst wurde, gut geeignet ist, um die ablaufenden physikalischen Teilvorgänge treffend abzubilden.

Die für den Vergleich ausgewählten Betriebspunkte erlauben außer der Beurteilung des Gesamtmodells auch eine differenzierte Bewertung einzelner Untermodelle, die die verschiedenen beim dieselmotorischen Wandwärmeübergang ablaufenden Teilprozesse beschreiben.

Das Untermodell für die Ausbildung des Strömungsfeldes im Brennraum bestimmt in entscheidendem Maße den konvektiven Wandwärmeübergang im Dieselmotor und beruht bei phänomenologischen Modellen auf eindimensionalen Ansätzen. Darin werden die charakteristischen Strömungskomponenten im Dieselmotor (Quetschströmung, Drallströmung und turbulente Schwankungsgrößen) berücksichtigt. Eine exakte Beschreibung des Strömungsfeldes ist auf dieser Basis nicht möglich, eine rechnerische Abschätzung der auftretenden Gasgeschwindigkeiten, die für den konvektiven Wärmeübergang wesentlich sind, ist dennoch in ausreichend genauem Maße gewährleistet. Einflüsse, wie die geometrische Optimierung der Einlasskanäle, können generell durch die phänomenologische Modellierung nur näherungsweise erfasst werden, für genauere Untersuchungen wäre die dreidimensionale Modellierung des Strömungsfeldes auf Basis der Erhaltungssätze für Energie, Masse und Impuls in mehrdimensionalen CRFD-Codes notwendig. Die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation im Schwachlast- und Schleppbetrieb beweist, dass die eindimensionale Strömungsmodellierung die wesentlichen Einflussparameter (z. B. Drehzahl, Geometrie, Einspritzung) bei gleichzeitig kurzen Rechenzeiten gut abbildet. Dem Schleppbetrieb kommt hier eine grundlegende Bedeutung zu, da es in diesem einfachen Betriebsfall möglich ist, die Strömungseffekte auf den konvektiven Wandwärmeübergang ohne die komplizierende Überlagerung von Verbrennungswirkungen zu studieren.

Die Untermodelle für die Temperaturgrenzschicht und die Turbulenz sind im aufgeladenen Betrieb des Dieselmotors von besonderer Bedeutung. Die Modellierung der Temperaturgrenzschicht anhand der eindimensionalen Energiegleichung erscheint alternativ zu den logarithmischen Wandgesetzen gerade in Hinblick auf die Verwendung in dreidimensionalen Strömungscodes vielversprechender, da eine zukünftige Berücksichtigung der Flammlöschung in der Grenzschicht in der Energiebilanz einfach möglich ist. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Energiekaskade zur Abschätzung der turbulenten Strömung im Brennraum ist, wie der Vergleich zwischen Messung und Rechnung im aufgeladenen Betrieb belegt, gut zur Berechnung des konvektiven Wandwärmeüberganges geeignet.

Das Untermodell für die Wärmestrahlung hat vor allem im gefeuerten Betrieb bei mittlerer und hoher Last einen wesentlichen Anteil am Gesamtwärmeübergang. Während die isotrope Turbulenz durch eine einfache Energiekaskade im Brennraum als relativ verlässlich angesehen werden kann, basiert die Simulation der Wärmestrahlung auf der modellierten Rußbildung und Rußoxidation. Diese Teilprozesse sind entscheidend für den Konzentrationsverlauf der Rußpartikel und sind zum heutigen Zeitpunkt noch nicht hinreichend genau verstanden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Rußbildungsmodelle untersucht, ein einfaches Zweischritt-Modell für jeweils Rußbildung und Rußoxidation und ein Achtschritt-Mechanismus, der neben dem Oxidationsmodell von Nagle und Strickland-Constable auch bei der Rußbildung das Auftreten einer Zwischenspezies sowie einer Wachstumsspezies (Ethin) berücksichtigt. Der detaillierte Mechanismus erwies sich innerhalb des entwickelten Simulationsprogramms als nicht zielführend, da ein Zweizonen-Verbrennungsmodell aufgrund der nicht vorhandenen Ortsauflösung die Kraftstoffdampf-Konzentrationen nicht ausreichend genau vorhersagen kann. Die Verwendung dieses Mechanismus führte auf für Dieselmotoren unrealistische Rußkonzentrationsverläufe. Daher erschien die Modellierung der Rußbildung anhand des Zweischritt-Mechanismus im Rahmen dieser Arbeit als zielführend. Für genauere Untersuchungen der Rußstrahlung (z.B. bezüglich Abgasrückführung, Einspritzverlauf) ist es notwendig, mindestens ein phänomenologisches Verbrennungsmodell wie in [66] oder einen dreidimensionalen CRFD-Code für die Simulation der Verbrennung anzuwenden. Dennoch spricht die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation bei Variation der Motorlast für eine zufriedenstellend genaue Abschätzung der Rußkonzentrationsverläufe in dieser Arbeit.

Eine Bewertung der modellierten Rußablagerungsschichten an den entsprechenden Brennraumwänden lässt der Vergleich der gemessenen Wandwärmeströme im geschleppten Betrieb im sauberen und zuvor berußten Bauteilzustand zu. Dabei ist festzustellen, dass die Rußwandanlagerung entscheidend vom stationären Temperaturfeld, vom Sauerstoffangebot und von der Brennraumrußkonzentration abhängt. Die aus den experimentellen Ergebnissen zu beobachtende Dämpfung der Wandwärmeverluste bei berußten Bauteiloberflä-

chen werden durch das Rußanlagerungsmodell angemessen abgebildet. Für eine zuverlässige Vorhersage der Dämpfungswirkung ist es jedoch unerlässlich, besonderen Wert auf die Modellierung des stationären Temperaturfeldes in den brennraumbegrenzenden Bauteilen zu legen, da dessen Einfluss auf die berechneten Rußschichtdicken aufgrund des Rußabbrandes stark ausgeprägt ist.

Ziel weiterer Forschungsarbeiten sollte die Erweiterung des entwickelten Wandwärmeübergangsmodells für den Einsatz in 3D-CFD-Strömungscodes sein. Während für den konvektiven Anteil des Gesamtwärmeüberganges in den kommerziellen Strömungscodes Ansätze auf Basis der logarithmischen Wandgesetze bereits vorhanden sind, ist der Strahlungswärmeübergang - der bei Volllast bis zu 50% des Gesamtwärmestromes betragen kann - in der Regel noch völlig unberücksichtigt. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell kann dazu modifiziert und erweitert werden, um den Ansprüchen der räumlichen Auflösung und physikalischen Begründbarkeit gerecht zu werden.

In dreidimensionalen Strömungscodes werden durch die Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen ohnehin die mittleren und turbulenten Strömungskomponenten an den Knotenpunkten berechnet. Bei der Anwendung des konvektiven Wärmeübergangsmodells in derartigen Simulationen kann zur Berechnung der effektiven Gasgeschwindigkeiten direkt auf die mittleren und turbulenten kinetischen Energien an den betreffenden Stellen zurückgegriffen werden. Die Berechnungen der thermischen Grenzschichtdicke und des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten sind dann analog zum phänomenologischen Modell durchzuführen. 3D-CRFD-Codes beinhalten heute bereits die Simulation der Rußbildung und -oxidation während der Verbrennung. Die Berechnung des Strahlungswärmestroms ist analog zum vorgestellten Modell möglich, indem zweckmäßigerweise die Diskretisierung der Rußwolke analog dem in dieser Arbeit verwendeten 3D-Gitter vorgenommen werden sollte.

Weiterer Forschungsbedarf besteht in der Berücksichtigung der wandnahen Flammenlöschung. Die bis in die thermische Grenzschicht fortschreitende Flammenfront trägt bis zum Ort der Auslöschung dort zur Wärmefreisetzung bei und intensiviert den konvektiven Wandwärmeübergang um bis zu 25 %. Hier kann die Berücksichtigung der Flammenfront / Brennraumwandinteraktionen bei der Modellierung der Temperaturgrenzschichten zu einer weiteren Steigerung der Simulationsgenauigkeit dreidimensionaler Verfahren führen. Weiteres Augenmerk sollte auf die Modellierung des Temperaturfeldes am Ventil Sitzbereich gelegt werden. Die Auslassventile sind im Gegensatz zu den übrigen brennraumbegrenzenden Wänden wie Kolben, Laufbuchse und Zylinderkopf relativ heiß. Daher unterscheiden sich dort die Wärmeübergangsverhältnisse im Vergleich zum Zylinderkopfbereich.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ein phänomenologisches Wandwärmeübergangsmodell für Dieselmotoren entwickelt und Wärmestrommessungen im Brennraum an Zylinderkopf, Laufbuchse und Kolben durchgeführt. Dafür stand ein direkteinspritzender Einzylinder-Versuchsdieselmotor zur Verfügung.

Das entwickelte phänomenologische Wärmeübergangsmodell bildet den Einfluss der Rußstrahlung und des konvektiven Wandwärmeüberganges separat ab und ermöglicht darüber hinaus eine begrenzte, räumliche Auflösung. Die isolierende Wirkung von Rußwandablagerungen während des gefeuerten Motorbetriebes wird dabei ebenfalls berücksichtigt. Zur Berechnung der Wärmestrahlung wird eine rotationssymmetrische Rußwolke modelliert, deren Rußkonzentration aus einem einfachen Zweigleichungsansatz bestimmt wird. Durch numerische Lösung der vereinfachten Strahlungstransportgleichung wird der Strahlungswärmestrom berechnet. Zur Bestimmung des konvektiven Wandwärmeüberganges ist eine Modellierung der Zylinderinnenströmung notwendig, die die Komponenten Quetschströmung, Drall und Turbulenz abbildet. Durch Lösung der eindimensionalen Energiegleichung wird die thermische Grenzschichtdicke näherungsweise bestimmt und zur Berechnung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten verwendet. Die räumliche Auflösung der Wandwärmeströme zeigt, dass auf der Brennraumoberfläche die Strahlungswärmeströme und die konvektiven Wärmeströme stark ortsabhängig sind. Diese kann das vorgestellte Modell physikalisch richtig wiedergeben.

Für die experimentelle Erfassung der Wärmeströme an den brennraumbegrenzenden Wänden wurde ein geeignetes Messsystem entwickelt. Spezielle, schnell ansprechende Dünnschicht-Thermoelemente ermöglichen die Messung der instationären Oberflächentemperaturverläufe an hinreichend vielen Stellen der angrenzenden Brennraumwände, die durch rechnerische Auswertung die Berechnung der eindringenden Wandwärmeströme erlauben. Untersucht wurde der Einfluss der Drehzahl, der Last, der Aufladung und der Bauteilberührung. Die gemessenen Wandwärmestrommaxima im Hochdruckteil lagen in einem Bereich zwischen 0.4 MW/m^2 (geschleppt) und 7.5 MW/m^2 (aufgeladen mit 1,3 bar), die räumlich je nach Teilwand und lastabhängig variieren. Erwartungsgemäß fallen die eindringenden Wandwärmeströme an den inneren Teilwänden (Muldenboden, Muldenseitenwand, Zylinderkopf oberhalb Kolbenmulde) aufgrund der vor allem in der Kolbenmulde stattfindenden Verbrennung besonders hoch aus. Mit steigender Last und auch mit steigender Drehzahl nehmen die Wärmestrommaxima deutlich zu. Eine Absenkung von Öl- bzw. Kühlwassertemperatur bewirkt einen moderaten Anstieg der Wärmestromverluste. Der

aufgeladene Betrieb des Motors verursacht dagegen einen erheblichen Anstieg der thermischen Bauteilbelastung.

Ein qualitativer und quantitativer Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten Ergebnisse lässt den Schluss zu, dass die wesentlichen Parametereinflüsse vom entwickelten Wärmeübergangsmodell mit guter Genauigkeit wiedergegeben werden. Damit ist das Modell geeignet, in der Motorenentwicklung für die Vorausberechnung des Wandwärmeverhaltens in direkteinspritzenden Dieselmotoren verwendet zu werden.

Das entwickelte Wandwärmeübergangsmodell kann für den Einsatz in dreidimensionalen Strömungscodes erweitert und angepasst werden. Da das Modell bereits jetzt eine begrenzte, räumliche Auflösung der Wandwärmeverluste ermöglicht und die wesentlichen Untermodelle in Hinblick auf die Verwendung in 3D-CFD-Codes entwickelt worden sind, erscheint dieser Schritt als zweckmäßig. Besonderes Augenmerk sollte hier auf die Berücksichtigung der Flammenlöschung in der thermischen Grenzschicht gelegt werden, da diese das Grenzschichttemperaturprofil maßgeblich beeinflussen und den Wandwärmeübergang intensivieren kann.

Anhang A: Modellformulierung

Rußvolumenbruch	$f_v = \frac{m_R}{\rho_R V_b}$	(1)
Netto-Rußmassenänderung	$\frac{dm_R}{dt} = \frac{dm_{R,b}}{dt} - \frac{dm_{R,ox}}{dt}$	(2)
Rußbildungsreaktion	$\frac{dm_{R,b}}{dt} = A_1 \cdot \dot{m}_{B,v} \cdot \exp\left(\frac{A_2}{T_{f,ad}}\right)$	(3)
Rußoxidation	$\frac{dm_{R,ox}}{dt} = \frac{B_1 \cdot m_R}{\rho_R \cdot D_R} \cdot \exp\left(\frac{B_2}{T_b}\right) \cdot \sqrt{p_{O_2}}$	(4)
Rußschichtdickenänderung	$\frac{d\delta_{s,i}}{dt} = v_{d,i} - v_{ox,i}$	(5)
Rußablagerungsgeschwindigkeit	$v_{d,i} = f_{v,i} \cdot \frac{2C_s C_c v_g \left[\frac{\lambda_g}{\lambda_R} + C_t Kn \right]}{(1 + 3C_m Kn) \left[1 + 2 \frac{\lambda_g}{\lambda_R} + 2C_t Kn \right]} \frac{1}{T_{gm,i}} \cdot \frac{T_m - T_{ss,i}}{\delta_{th,i}}$	(6)
Rußwandteilchenoxidation	$v_{ox,i} = \frac{M_c f_A}{\rho_{RW}} \left[\left(\frac{k_{A,i} p_{O_2,i}}{1 + k_{z,i} p_{O_2,i}} \right) x + k_{B,i} p_{O_2,i} (1 - x_i) \right]$	(8)
	$x_i = \frac{1}{1 + \frac{k_{T,i}}{k_{B,i} p_{O_2,i}}}$	(9)
	$k_{A,i} = A_A \exp(-E_A/RT_{ss,i}) \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ bar}^{-1}$	(10)
	$k_{B,i} = A_B \exp(-E_B/RT_{ss,i}) \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ bar}^{-1}$	(11)
	$k_{T,i} = A_T \exp(-E_T/RT_{ss,i}) \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	(12)
	$k_{Z,i} = A_Z \exp(E_Z/RT_{ss,i}) \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ bar}^{-1}$	(13)

Instationäre Wärmeleitung Teilfläche $i = 1 \dots 6$	$\rho_{wi} c_{wi} \frac{\partial T_{wi}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_{wi} \frac{\partial T_{wi}}{\partial x_i} \right)$	für $0 \leq x_i \leq \delta_{w,i}$ (14)
Instationäre Wärmeleitung Rußschichten $i = 1 \dots 6$	$\rho_{RW} c_{RW} \frac{\partial T_{s,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_{RW} \frac{\partial T_{s,i}}{\partial x_i} \right)$	für $\delta_{w,i} \leq x_i \leq \delta_{wi} + \delta_{s,i}$ (15)
Nettostrahlungswärme- stromdichte Brennraumoberfl. $i = 1 \dots 6$	$q_{Str,i} = \frac{\overline{gs}_i}{A_i} \sigma T_{rad}^4 - \varepsilon_i \sigma T_{ss,i}^4$	(16)
Direkte Austauschfläche	$\overline{gs}_i = \frac{1}{\pi} \int \int \frac{a \cdot \cos \theta}{r^2} \cdot \tau(r) dA_i dV_b$	(17)
Optischer Strahlungsdurch- lass	$\tau(r) = \exp\left(-\int a dr\right)$	(18)
Absorptionskoeffizient	$a = 1575 \cdot f_v \cdot T_{rad}$	(19)
Strahlungstemperatur	$T_{rad} = \left(1 - \frac{m_b}{m_z}\right) T_{f,ad} + \frac{m_b}{m_z} T_b$	(20)
Effektive Gasgeschwindig- keit	$U_{eff,i} = \sqrt{U_{q,i}^2 + U_{drall,i}^2 + \frac{2k}{3m_z}}$	(21)
Konvektiver Wärmeüber- gang (ebene Platte)	$\alpha_{konv,i} = \frac{0,0153 \rho_g c_p U_{eff,i} \left(\frac{T_{konv,i}}{T_{ss,i}}\right)^{0,4}}{\left(\frac{U_{eff,i} \delta_{th,i}}{v_g}\right)^{0,25}}$	(22)
Gastemperatur Konvektion Fläche i	$T_{konv,i} = T_u \left(1 - \frac{m_{b,i}}{m_{z,i}}\right) + T_b \frac{m_{b,i}}{m_{z,i}}$	(23)
Konvektiver Wärmestrom	$q_{konv,i} = \alpha_{konv,i} \cdot (T_{konv,i} - T_{ss,i})$	(24)
Quetschströmung, Radialgeschwindigkeit	$w_r = \frac{1}{\pi d_x s} \frac{dV_I}{dt} - \frac{V_I}{V_z} \frac{dV_z}{dt}$	(25)
Quetschströmung, Axialgeschwindigkeit	$w_a = -\frac{s}{V_z} \frac{dV_z}{dt}$	(26)

Blockdrallströmung, Muldenvolumen	$\frac{d}{dt}(J_1\omega_1) = M_{R,MB} + M_{R,ZKI} + M_{R,MSW} + M_{R21,SCH} + M_{R21,QST} \quad (27)$
Blockdrallströmung, Ringvolumen	$\frac{d}{dt}(J_2\omega_2) = M_{R,KB} + M_{R,ZKA} + M_{R,ZSW} - M_{R21,SCH} - M_{R21,QST} \quad (28)$
Turbulenzmodell, mittlere kin. Energie	$\frac{dK}{dt} = -P \quad (29)$
Turbulenzmodell, turbulente kin. Energie	$\frac{dk}{dt} = P - m_Z\varepsilon + \frac{2k}{3\rho_z} \frac{d\rho_z}{dt} + \frac{1}{2} \dot{m}_{inj} v_{inj}^2 \quad (30)$
Turbulenzmodell, Dissipationsrate	$\varepsilon = \frac{(2k/3m_z)^{3/2}}{(4V_z/\pi D_z^2)} \quad (31)$
Turbulenzmodell, Prod. turb. kin. Energie	$P = 0,3307 \cdot C \cdot \frac{K}{(4V_z/\pi D_z^2)} \cdot \sqrt{\frac{k}{m_z}} \quad (32)$
Thermische Grenzschr. dicke 1-dim. Energiegleichung	$\frac{d\delta_{th,i}}{dt} = \frac{\rho_g}{\rho_{m,i}} \frac{dp}{dt} \frac{1}{p\kappa} \delta_{th,i} - \frac{1}{\rho_{m,i}} \frac{d\rho_{m,i}}{dt} \delta_{th,i} + \frac{q_{konv,i}}{\rho_{m,i} c_p T_{konv,i}} \quad (33)$

Literatur

- [1] Woschni, G.: Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren. MTZ (31), 1970
- [2] Wimmer, A.; Pivec, R.: Messtechnische und numerische Untersuchungen zum gasseitigen Wärmeübergang. 7. Tagung „Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors“: Heft 77, S. 31-52, 1999
- [3] Boulouchos, K.: Instationärer Wärmetransport im Motor: Erkenntnisse, Fragestellungen, Aussichten. Konferenz ETH Zürich: Gedenkschrift zum 100. Geburtstag von Prof. Eichelberg, 1991
- [4] Hüppelshäuser, H.: Experimentelle Untersuchung der Strömung des Wärmeübergangs im Kolbenmotor. VDI-Fortschrittbericht Nr. 278, VDI-Verlag, 1992
- [5] Wolff, A.; Boulouchos, K.; Mueller, R. : Computational Investigation of Unsteady Heat Flux Through an I.C. Engine Wall Including Soot Layer Dynamics. SAE-Paper 970063, 1997
- [6] Hohenberg, G. F.: Advanced Approaches for Heat Transfer Calculations. SAE-Paper 790825, 1979
- [7] Boulouchos, K.; Hannoschöck, N.: Der Wärmetransport zwischen Arbeitsmedium und Brennraumwand. Motortechnische Zeitschrift MTZ 47 (1986) 9, 1986
- [8] Boulouchos, K.; Isch, R.: Modeling of Heat Transfer during Combustion: A Quasi-Dimensional Approach with Emphasis on Large Low-Speed Diesel Engines. International Symposium COMODIA 90: 321-328, 1990
- [9] Bargende, M.: Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren. Dissertation Technische Hochschule Darmstadt, 1990
- [10] Kleinschmidt, W.; Hebel, M.: Instationäre Wärmeübertragung in Verbrennungsmotoren. Abschlußbericht KI 600/1-2 der Deutschen Forschungsgemeinschaft, 1995
- [11] Borgnakke, C.; Arpacı, V.S.; Tabaczynski, R.J.: A Model for the Instantaneous Heat Transfer and Turbulence in a Spark Ignition Engine. SAE-Paper 800287, 1980
- [12] Puzinauskas, P.V.; Borgnakke, C.: Evaluation and Improvement of an Unsteady Heat Transfer Model for Spark Ignition Engines. SAE-Paper 910298, 1991
- [13] Morel, T.; Mansour, N.N.: Modeling of Turbulence in Internal Combustion Engines. SAE-Paper 820040, 1982
- [14] Poulos, S.G.; Heywood, J.B.: The Effect of Chamber Geometry on Spark-Ignition Engine Combustion. SAE-Paper 830334, 1983
- [15] Morel, T.; Keribar, R.: A Model for Predicting Spatially and Time Resolved Convective Heat Transfer in Bowl-in-Piston Combustion Chambers. SAE-Paper 850204, 1985
- [16] Hoult, D.P.; Hamiroune, D.; Keck, J.C.: Heat Transfer in the End Gas. SAE-Paper 870168

-
- [17] Jennings, M.J.; Morel, T.: Modeling of Turbulent Heat Transfer with Application to IC Engines. SAE-Paper 872104, 1987
- [18] Huh, K.Y.; Chang, I-P., Martin, J.K.: A Comparison of Boundary Layer Treatments for Heat Transfer in IC Engines. SAE-Paper 900252, 1990
- [19] Yang, J.; Martin, J.K.: Predictions of the Effects of High Temperature Walls, Combustion, and Knock on Heat Transfer in Engine-Type Flows. SAE-Paper 900690, 1990
- [20] Reitz, R.D.: Assessment of Wall Heat Transfer Models for Premixed-Charge Engine Combustion Computations. SAE-Paper 910267, 1991
- [21] Nishiwaki, K.; Kojima, T.: A Numerical Model for Wall Heat Transfer Associated with Exothermic Reaction in Si Engine Combustion Chambers. International Symposium COMODIA 94, pp. 595 - 600, 1994
- [22] Jenkin, R.J.; James, E.H.; Malalasekera, W.: Thermal Boundary Layer Modelling in 'Motored' Spark Ignition Engines. SAE-Paper 961965, 1996
- [23] Limbach, S.; Meyer, J.; Wimmer, A.: Mehrdimensionale Simulation des konvektiven Wärmeübergangs in Verbrennungsmotoren. 6. Tagung „Der Arbeitsprozeß des Verbrennungsmotors“, Graz, Heft 70 S. 95 - 117, 1997
- [24] Chapman, M.; Friedman, M.C.; Aghan, A.: A Time-Dependent Spatial Model for Radiant Heat Transfer in Diesel Engines. SAE-Paper 831725, 1983
- [25] Chiu, W.S.; Shahed, S.M., Lyn, W.T.: A Transient Spray Mixing Model for Diesel Combustion. SAE-Paper 760128, 1976
- [26] Morel, T.; Keribar, R.: Heat Radiation in D.I. Diesel Engines. SAE-Paper 860445, 1986
- [27] Blunsdon, C.A.; Malalasekera, W.M.G.; Dent, J.C.: Application of the Discrete Transfer Model of Thermal Radiation in a CFD Simulation of Diesel Engine Combustion and Heat Transfer. SAE-Paper 922305, 1992
- [28] Cumber, P.S.: Improvements to the Discrete Transfer Method of Calculating Radiative Heat Transfer. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, No. 12, pp. 2251-2258, 1995
- [29] Cheung, C.S.; Leung, C.W.; Leung, T.P.: Modeling Spatial Radiative Heat Flux Distribution in a Direct Injection Diesel Engine. Proc. Instn. Mech. Engrs. Vol. 208, pp. 275 - 283, 1994
- [30] Abraham, J.; Magi, V.: Modeling Radiant Heat Loss Characteristics in a Diesel Engine. SAE-Paper 970888, 1997
- [31] Suhre, B. R.; Foster, D. E.: In-Cylinder Soot Deposition Rates Due to Thermophoresis in a Direct-Injection Diesel Engine. SAE-Paper 921629, 1992
- [32] LaVigne, P. A. ; Anderson, C. L. ; Prakash, C. : Unsteady Heat Transfer and Fluid Flow in Porous Combustion Chamber. SAE-Paper 860241, 1986
- [33] Vogel, C.: Einfluss von Wandablagerungen auf den Wärmeübergang im Verbrennungsmotor. Dissertation TU München, 1995
- [34] Huber, K.: Der Wärmeübergang schnelllaufender, direkteinspritzender Dieselmotoren. Dissertation, TU München, 1990

-
- [35] Boulouchos, K.; Eberle, M.K.; Ineichen, B.; Klukowski, C.: New Insights into the Mechanisms of In-Cylinder Heat Transfer in Diesel Engines. SAE-Paper 890573, 1989
- [36] Klaus, B.: Untersuchung des Wärmetransports vom Kolben über die Ringe und die Zylinderbüchse zum Kühlmittel. Dissertation, TU München, 1996
- [37] Bendersky, D.: A Special Thermocouple for Measuring Transient Temperatures. Mechanical Engineering, Vol. 75, 1953
- [38] Wimmer, A.; Pischinger, R.: Meßsystem zur Erfassung instationärer Wandwärmeströme in Verbrennungsmotoren. MTZ (55), 1994
- [39] Kamimoto, T.; Minagawa, T.; Kobori, S.: A Two-Zone Model Analysis of Heat Release Rate in Diesel Engines. SAE-Paper 972959, 1997
- [40] Hohlbaum, B.: Beitrag zur rechnerischen Untersuchung der Stickstoffoxid-Bildung schnelllaufender Hochleistungsdieselmotoren. Dissertation TH Karlsruhe, 1992
- [41] Stiesch, G.; Eiglmeier, C.; Merker, G.P.; Wirbeleit, F.: Möglichkeiten und Anwendung der phänomenologischen Modellbildung im Dieselmotor. MTZ 60 (1999) 4, 1999
- [42] Morel, T.; Wahiduzzaman, S.; Tree, D.R.; DeWitt, D.P.: Effect of Speed, Load, and Location on Heat Transfer in a Diesel Engine - Measurements and Predictions, SAE-Paper 870154, 1987
- [43] Merker, G.P.; Eiglmeier, C.: Fluid- und Wärmetransport – Wärmeübertragung. B.G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1999
- [44] Suhre, B.; Foster, D. E.: "In-Cylinder Soot Deposition Rates Due to Thermophoresis in a Direct Injection Diesel Engine", SAE-Paper 921629, 1992
- [45] Jaluria, Y.; Torrance, K.: Computational Heat Transfer. Hemisphere Publishing Corporation, USA, 1986
- [46] Kornhauser, A. A., Smith, J. L.: „Application of a Complex Nusselt Number to Heat Transfer During Compression and Expansion“, Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME Vol. 116, S. 536-542, 1994
- [47] Kutateladze, S. S.; Leont'ev, A. I.: Turbulent Boundary Layers in Compressible Gases. Edward Arnold Ltd, 1964
- [48] Cebeci, T.; Bradshaw, P.: Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer. Springer-Verlag, New York, 1988
- [49] Chen, C.; Veshagh, A.: A One-Dimensional Model for In-Cylinder Heat Convection Based on the Boundary Layer Theory. SAE-Paper 921733, 1992
- [50] Murakami, A.; Arai, M.; Hiroyasu, H.: Swirl Measurements and Modeling in Direct Injection Diesel Engines. SAE-Paper 880385, 1988
- [51] Urlaub, A.: Verbrennungsmotoren - Grundlagen, Verfahrenstheorie, Konstruktion. Springer-Verlag Berlin, 2. Auflage, 1995
- [52] Schlichting, H.: Boundary-Layer Theory. 7th edition, McGraw Hill New York, 1979

-
- [53] Mansour, N.N.: Dispersion of Stratified Charges in the Engine-Cylinder during the Compression Stroke. Proc. 29. Winter Annual Meeting. ASME, 1982
- [54] Grohe, H.: Otto- und Dieselmotoren. Vogel-Verlag, 11. Auflage, 1995
- [55] Smith, W. J.: Estimation of Air Motion Kinetic Energy Dissipation Rates in a D.I. Diesel Combustion System. SAE-Paper 960876, 1996
- [56] Ramos, J.I.: Internal Combustion Engine Modeling. Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1989
- [57] Merker, G.P.; Stiesch, G.: Technische Verbrennung – Motorische Verbrennung, B.G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1999
- [58] Assanis, D. N.: A Computer Simulation of the Turbocharged Turbocompounded Diesel Engine System for Studies of Low Heat Rejection Engine Performance, Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1985
- [59] Fusco, A.; Knox-Kelecy, A.L.; Foster, D. E.: Application of a Phenomenological Soot Model to Diesel Engine Combustion, International Symposium COMODIA 94, S. 571 – 576, 1994
- [60] Hottel, H. C.: Radiant-Heat Transmission. In: Heat Transmission, Herausgeber W.M. McAdams, McGraw-Hill, 1954
- [61] Gibson, D.H.; Mahaffey, W.A., Mukerjee, T.: In-Cylinder flow and combustion modeling of 1.7L caterpillar engine. SAE-Paper 900253, 1990
- [62] Hottel, H. C.; Sarofim, A. F.: Radiative Transfer. McGraw-Hill Book Company, 1967
- [63] Feldmann, D.: Repetitorium der Ingenieurmathematik / Teil 2: Numerische Mathematik. 3. überarb. und erw. Auflage der Neubearb., Verlag Harri Deutsch, Thun 1997
- [64] Woschni, G.; Spindler, W.; Kolesa, K.: Heat Insulation of Combustion Chamber Walls - A Measure to Decrease the Fuel Consumption of I.C. Engines ? SAE-Paper 870339, 1987
- [65] Woschni, G.: Soot Deposits in Diesel Engines - How do they influence the Heat Losses to the Cylinder Walls ? Eurotherm 15, IMFT Toulouse, 1991
- [66] Stiesch, G.: Phänomenologisches Multizonen-Modell der Verbrennung und Schadstoffbildung im Dieselmotor. Dissertation Universität Hannover, 1999
- [67] Binder, K.; Polej, A.; Stieper, K.: Bereitstellung von brennraumseitigen örtlichen thermischen Randbedingungen für Verbrennungsmotoren. Informationstagung Motoren, Heft R491 (1997), Frankfurt am Main, 1997

Lebenslauf

Name: Christian Eiglmeier

Geburtsdatum: 19. April 1972

Geburtsort: Frankfurt am Main

Familienstand: verheiratet mit Claudia Eiglmeier

Schulbildung: 1978 - 1980
Grundschule in Seelze
1980 - 1984
Grundschule und Orientierungsstufe in Neustadt a. Rbge.
1984 - 1991
Gymnasium in Neustadt am Rübenberge

Wehr-/Ersatzdienst: seit 1990
Helfer bei der Bundesanstalt Technisches Hilfswerk

Studium: 10/1991 - 08/1996
Universität Hannover
Fachbereich Maschinenbau
Studienrichtung Konstruktions- und Entwicklungstechnik
Abschluss: Diplom-Ingenieur

Berufspraxis: seit 10/1996
wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut
für Technische Verbrennung der Universität Hannover