

Modellbildung und modellbasierte Estimation thermodynamischer Prozeßgrößen am Beispiel eines Dieselmotors

Dem Fachbereich Elektrotechnik und Informatik
der Universität-Gesamthochschule Siegen
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

Genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing. Klaus Allmendinger

Erster Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Otmar Löffel
Zweiter Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred Köhne

Tag der mündlichen Prüfung: 17.06.2002

(urn:nbn:de:hbz:467-261)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand in dem Forschungslaboratorium 'Architektur und Netzwerke' der DAIMLERCHRYSLER AG.

Ganz besonders möchte ich meinem Doktorvater und Erstgutachter Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Otmar Loffeld für die hochschulseitige Betreuung und seine motivierenden Worte bedanken, die mich an den entscheidenden Stellen während meiner Arbeit begleiteten.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred Köhne gilt mein Dank für die Übernahme des Koreferats. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Hubert Roth für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Den Kollegen und Freunden des Forschungslabors FT2/E sei ebenfalls für die vielen fachlichen Diskussionen und die gute Atmosphäre gedankt. Insbesondere meine ich die Herren Dr. rer. nat. Rainer Müller, Dr.-Ing. Frank Kirschbaum, Dr.-Ing. Martin Hart, Dipl.-Ing. Martin Müller und insbesondere Dipl.-Ing. Hans-Hubert Hemberger, der alles in seinen Kräften stehende tat, um diese Arbeit zu fördern.

Studentische Unterstützung hat einen wesentlichen Beitrag zu den Inhalten dieser Arbeit geleistet. In diesem Zusammenhang danke ich den Herren Dipl.-Ing. Peter Weber, Dipl.-Ing. Adrian Seiler und Dipl.-Ing. Thomas Stutte, die im Rahmen von Praktika- und Diplomarbeiten großes Engagement gezeigt haben.

Meinen Vorgesetzten Herrn Dipl.-Ing. Karl-Heinz Baier und Herrn Dipl.-Ing. Hans-Hubert Hemberger danke ich für die Bereitstellung einer angenehmen Arbeitsatmosphäre, in der eine offene und faire Kultur gelebt wird.

Ebenso möchte ich der Firma RICARDO CONSULTING ENGINEERS LTD insbesondere den Herren Dr. Tony Truscott und Dr. Andrew D. Noble meinen Dank aussprechen, die mich im Rahmen einer Hospitanz sehr freundlich aufnahmen und mir mit ihrer Unterstützung und Erfahrung im Bereich der Modellbildung und Simulation zu einem optimalen Einstieg in die Thematik verhalfen.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie und insbesondere Claudia und Jessica, die alle mit viel Verständnis und Unterstützung diese Arbeit förderten.

Abstract

Together with the presently increasing emission limitations, the necessity for powerful control algorithms to reduce the emissions of internal combustion engines are today more important than ever. Because of the essential influence of the EGR-Rate on the NO_x-emissions, it is important for transient engine control, to know the amount of the recirculated exhaust very accurately.

This research develops a robust and practical means for egr-estimations in combustion engines. To find out the relationship between the subsystems, a complete simulation model of the diesel engine air system is realised. This simulation environment includes the thermodynamics of the entire air system of a diesel engine with an intercooler, a vtg-turbo charger, the intake and exhaust manifold, the egr-system and a mean value engine model. In extension to the mean-value-engine model an optional calculation time optimised crank-shaft-angle-domain combustion model is developed. This model allows the simulation of interactions between the air-system and the fuel hydraulics. Based on this simulation environment and analysis of the thermodynamics an algorithm for the egr is determined. To adapt this approach to a real system, the sensor dynamics have to meet certain technical requirements. These requirements are fulfilled for almost every needed sensor with the exception of the temperature sensor which has slow dynamic characteristics, and is moreover influenced by deposits on the sensor hull. This restriction leads directly to an intensive analysis of the specific sensor and the transfer function between the gas temperature and the sensor outputs. The analysis starts with a numeric simulation of the energy transport inside the sensor and the heat transfer between the gas and the sensor hull. Based on these investigations, a third order, non-linear model of the sensor reactions is developed and is used in combination with a Kalman filter to estimate the transient gas temperature, without a significant loss in dynamics. With an implementation of the gas temperature estimation, the original algorithm is extended to estimate the transient changes of the exhaust gas recirculation. In a further step, and with the use of another temperature sensor, an algorithm is developed, that is able to identify the unknown parameter of the sensor model. With an on-line implementation of the parameter identification, the robustness of the egr-estimation algorithm has been considerably improved. Finally, an outlook for a decoupled control of the egr and the charge pressure based on the egr-estimation is given.

**Wenn nichts mehr zu helfen scheint,
schaue ich einem Steinmetz zu,
der vielleicht 100mal auf seinen Stein einkämmert,
ohne dass sich auch nur der geringste Spalt zeigt;
doch beim 101. Schlag wird er entzweibrechen,
und ich weiß, dass es nicht dieser Schlag war,
der es vollbracht hat - sondern alle Schläge zusammen.**

**(Jacob Riis, dänisch-amerikanischer Journalist
und Sozialreformer, 1849 - 1914)**

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Abkürzungen	ix
1 Einführung	1
1.1 Einleitung	1
1.2 Problemstellung	3
1.3 Überblick	4
2 Modellbildung des Luftsystems	7
2.1 Darstellung des Gesamtsystems	8
2.2 Der Motor	10
2.2.1 Allgemeine thermodynamische Beschreibung eines Behälters . .	13
2.2.2 Der Abgassammelbehälter	15
2.2.3 Das Saugrohr	16
2.3 Die Abgasrückführung	18
2.3.1 Das AGR-Ventil	20
2.3.2 Die AGR-Kühlung	22
2.4 Der Abgasturbolader	23
2.4.1 Turbinenkennfeld	26
2.4.2 Der Verdichter	27
2.4.3 Dynamik des Turboladers	28
2.5 Simulationsergebnisse	29
3 Theoretische Modellbildung der Verbrennung	37
3.1 Das Common-Rail-Konzept	38
3.2 Mathematische Beschreibung der Motorzyklen	40
3.3 Berechnung der Wärmefreisetzung	43
3.3.1 Der MCC-Ansatz	43
3.3.2 Einfluß der momentan verfügbaren Kraftstoffmasse (f_1)	45
3.3.3 Einfluß der turbulenten kinetischen Energie der Einspritzstrahlen (f_2)	47
3.4 Wandwärmeverluste	49
3.5 Lösung der Temperaturdifferentialgleichung	52
3.6 Ergebnis der analytischen Brennverlaufsrechnung	54

4	AGR-Betrachtung	59
4.1	AGR-Mischstrecke	59
4.2	Einfluß der Temperatursensordynamik auf die AGR-Berechnung	61
4.3	Modellierung der Wärmeübertragungsstrecke	63
4.3.1	Konvektive Wärmeübertragung	64
4.3.2	Wärmeleitung	67
4.3.3	Differenzenmethode	69
4.4	Ergebnisse der numerischen Berechnung des Sensorverhaltens	70
4.4.1	Validierung der mehrdimensionalen Wärmeausbreitung in einem Temperatursensor	70
4.4.2	Übertragungsfunktion des Temperaturmeßelements	73
4.5	Reduziertes Modell des Temperatursensors	75
5	Das Beobachterkonzept	79
5.1	Lineares Kalman-Filter	80
5.2	Nichtlineares Kalman-Filter	83
5.2.1	Linearized Kalman-Filter	83
5.2.2	Extended Kalman-Filter	85
6	Angewandte Kalman-Filter Theorie und Ergebnisdarstellung	87
6.1	Nichtlineare Estimation der Fluidtemperatur	87
6.1.1	Eingangsgrößenmodellierung	88
6.1.2	Zustandsraumdarstellung des Gesamtmodells	89
6.1.3	Ergebnisdarstellung	90
6.2	Lineares Kalman-Filter zur Fluidtemperaturschätzung	92
6.3	Validierung der linearen Fluidtemperaturestimation im realen Fahrbetrieb	95
6.4	Ergebnisse der AGR-Schätzung	97
7	Parameteridentifikation der Wärmeübertragungsstrecke	101
7.1	Least-Squares-Estimation	102
7.2	Least-Squares-Estimation der Sensorzeitkonstanten	103
7.3	Ergebnis der Least-Squares-Estimation	105
8	Zusammenfassung und Ausblick	107
8.1	Zusammenfassung	107
8.2	Ausblick	108
	Literaturverzeichnis	109

Formelzeichen und Abkürzungen

A	Öffnungsquerschnitt
ASP	Arbeitsspiel
$A_{AGR_{eff}}$	effektiver Öffnungsquerschnitt des AGR-Ventils
A_D	Öffnungsquerschnitt des Einspritzventils
A_z	effektiv wirkende Zylinderoberfläche
B	motorabhängige Konstante
B	Steuermatrix
B_d	zeitdiskrete Steuermatrix
C	Beobachtungsmatrix
C	motorabhängige Konstante
C_1	motorabhängige Konstante
C_2	motorabhängige Konstante
C_{Diss}	Dissipationskonstante
C_{mod}	Modellierungskonstante
C_τ	Zeitkonstante der Brennstoffumsetzung
E	Erwartungswert
E_{kin}	kinetische Energie
$E_{kin,Diss}$	dissipationsbefreiter Energieanteil
F	Zustandsübergangsmatrix
G	stochastische Steuerungsmatrix
H_a	Enthalpie am Auslaßventil
H_b	Brennstoffenthalpie
H_e	Enthalpie am Einlaßventil
H_{aus}	Ausgangsenthalpie des Motors
H_{ein}	Eingangsenthalpie des Motors
H_u	Heizwert von Dieselkraftstoff
J_{TL}	Massenträgheit des Laders
K	Kalman-Gain Matrix
L	technische Arbeit
L	charakteristische Länge
L_{Stch}	stöchiometrisches Verhältnis
L_t	technische Turbinenarbeit
M_{mot}	Motormoment
Pe	Pecletzahl
P_{eff}	effektive Motorleistung
Pr	Prandtlzahl
P_{turb}	Turbinenleistung
P_{komp}	Kompressorleistung
P_{xx}	Kovarianzmatrix
\dot{Q}	Wärmestrom
Q_b	Wärmeenergie der Verbrennung
$Q_{b_{f1}}$	Energieumsatz des brennstoffproportionalen Anteils
Q_w	Wandwärmeverluste
R	allgemeine Gaskonstante
R	Restglied
Re	Reynoldszahl
R_{mix}	Gaskonstante des Abgas-Luftgemischs
S_p	mittlere Kolbengeschwindigkeit

Formelzeichen und Abkürzungen

T	Temperatur
T_{AGR}	Temperatur des rückgeführten Abgasmassenstroms
T_{Abgas}	Temperatur im Abgaskrümmen
T_w	Zylinderwandtemperatur
T_z	Temperatur im Zylinder
T_0	Bezugstemperatur
T_1	Temperatur vor der Turbine
T_2	Temperatur im Ansaugrohr
T_3	Gastemperatur im Abgaskrümmen
T_{31}	Gastemperatur nach dem AGR-Kühler
T_{32}	Gastemperatur nach dem AGR-Ventil
T_4	Gastemperatur nach der Turbine
\dot{U}	Änderung der inneren Energie
\dot{U}_{mot}	Änderung der inneren Energie des Motors
\dot{U}_z	Änderung der inneren Energie im Zylinder
V_{hub}	Hubvolumen
V_z	Zylindervolumen
V_2	Volumen des Saugrohres
V_3	Volumen des Abgaskrümmers
a	Koeffizient der Gaußnäherung
λ	Wärmeleitkoeffizient
b	Koeffizient der Gaußnäherung
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_{pAbgas}	spezifische Wärmekapazität des Abgases bei konstantem Druck
c_{pmix}	spezifische Wärmekapazität des Abgas-Luftgemischs bei konstantem Druck
c_r	Reibfaktor
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
c_{vAbgas}	spezifische Wärmekapazität des Abgases bei konstantem Volumen
f_1	MCC-Funktion 1
f_2	MCC-Funktion 2
h	spezifische Enthalpie
h_b	spezifische Enthalpie des Brennstoffs
h_{aus}	spezifische Ausgangsenthalpie
h_{ein}	spezifische Eingangsenthalpie
k	turbulente kinetische Energiedichte
k_{Abgas}	Energieaufteilungsfaktor für Abgas
k_{KW}	Energieaufteilungsfaktor für das Kurbelwellenmoment
l_t	bezogene technische Turbinenarbeit
m	Masse
m_b	Brennstoffmasse
m_{AGR}	Abgasmassenanteil im Saugrohr
m_{Luft}	Luftmassenanteil im Saugrohr
m_z	Gasmassenanteil im Zylinder
m_2	Gasmasse im Saugrohr
m_3	Gasmasse im Abgaskrümmen
m_x	Erstes Moment des Zustandsvektors
n	Polytropenexponent
n_{mot}	Motordrehzahl
n_{max}	Maximaldrehzahl
n_{TL}	Laderdrehzahl

p	Druck
p_{Schub}	Druck im Schleppbetrieb
p_z	Zylinderdruck
p_0	Bezugsdruck
p_0	Umgebungsdruck
p_1	Druck vor dem Verdichter
p_3	Druck im Abgaskrümmter
p_4	Druck nach der Turbine
u	spezifische innere Energie
\underline{u}	Eingangsgrößenvektor
v	measurement-noise-Vektor
v_b	Strömungsgeschwindigkeit des Brennstoffs am Injektor
v_{fD}	Strömungsgeschwindigkeit des Fluids nach der Düse
\underline{w}	driving-noise-Vektor
\underline{w}_d	zeitdiskreter driving-noise-Vektor
w_{AGR}	AGR-Massenstrom
w_{aus}	aus einem Behälter fließender Gasmassenstrom
w_{Abgas}	Abgasmassenstrom des Motors
w_{ein}	in einen Behälter einfließender Gasmassenstrom
w_B	Brennstoffmassenfluß
w_{mot}	Gasmassenstrom in den Motor
w_{turb}	Massenstrom an der Turbine
w_{verd}	Massenstrom am Verdichter
\underline{x}	Zustandsvektor
$\hat{\underline{x}}^-$	prädikierter Zustandsvektor
$\hat{\underline{x}}^+$	korrigierter Zustandsvektor
\underline{z}	zeitdiskreter Beobachtungsvektor
α	Wärmeübergangskoeffizient
α_{m_i}	Wärmeübergangskoeffizient gültig für die Zylinderfüllung m_i
$\alpha_{Woschni}$	Wärmeübergangskoeffizient nach Woschni
δ	Kroneckersymbol
ϵ	Kühlerwirkungsgrad
ϵ_{AGR}	AGR-Kühler-Wirkungsgrad
$\eta_{turb_{is}}$	isentropen Turbinenwirkungsgrad
$\eta_{turb_{mech}}$	mechanischer Turbinenwirkungsgrad
ϑ	Temperaturpotential
κ	Adiabatexponent
λ	Wärmeleitfähigkeit
ρ	Dichte
ρ_b	Kraftstoffdichte
ρ_D	Gasdichte vor der Düse
ρ_{Luft}	Luftdichte
ϕ_{AOE}	Kurbelwinkel Auslaß öffnet
ϕ_{ES}	Kurbelwinkel Einlaß schließt
ϕ_{VB}	Kurbelwinkel des Verbrennungsbeginns
ϕ_{VE}	Kurbelwinkel Verbrennungsende
Π	Druckverhältnis
Π_{krit}	kritisches Druckverhältnis
Φ	Transitionsmatrix
Ψ	Psi-Funktion

1 Einführung

1.1 Einleitung

Seit der Entwicklung und Inbetriebnahme des ersten Automobils im Jahre 1883 hat die Verbreitung und Anwendung von Verbrennungsmotoren bis in die Gegenwart hinein angehalten. Die sich daraus ergebende individuelle Mobilität hat während dieses Zeitraumes das vorherrschende gesellschaftliche Bild stark geprägt, so daß das Automobil als Fortbewegungs- und Transportmittel aus dem heutigen Gesellschaftsbild nicht mehr wegzudenken ist. Während in den Anfangsjahren die Maximierung der Leistung als Ausdruck technischen Fortschritts im Mittelpunkt stand, hat sich die Entwicklungsmaxime bis zum heutigen Tage einer extremen Umorientierung unterzogen. Dies ist nicht zuletzt auf ein erhöhtes Sicherheitsbedürfnis und ein immer stärker aufkommendes Umweltbewußtsein zurückzuführen. Motiviert durch die Erkenntnis drohender globaler Klimaveränderungen, verursacht durch einen überhöhten CO_2 -Ausstoß und den daraus resultierenden Treibhauseffekt, wirken seit den 70er Jahren die legislativen Instanzen aktiv über entsprechende Gesetze auf den Entwicklungsprozeß im Automobilbau ein. Neben einer Senkung des CO_2 -Ausstoßes führen vor allem Emissionen von Rußpartikeln, Schwefeldioxid, Stickoxiden (NO und NO_2), Kohlenmonoxid, flüchtigen organischen Verbindungen und die damit verbundenen Gesundheitsrisiken zu einer immer weiterschreitenden Verschärfung der Abgasgrenzwerte. Eine detaillierte Aufstellung der Grenzwertentwicklung für Dieselmotoren im Zeitraum von 1992 bis 2005 ist Abbildung 1.1 zu entnehmen. Während bislang in der Forschung verfolgte „zero-emission-Ansätze“ aufgrund aufwendiger Produktionstechniken und Defiziten im erreichbaren Wirkungsgrad für den großtechnischen, ökonomischen Einsatz derzeit nicht zur Verfügung stehen, sind Bemühungen dieser Art als langfristig greifende Lösungen zur Minimierung des Schadstoffausstoßes zu verstehen. Als kurz- und mittelfristige Alternative zur Bewältigung aktueller und zukünftiger Emissionsvorschriften bietet sich die Optimierung und stetige Weiterentwicklung konventioneller Otto- und Dieselantriebe an.

Neben den erörterten ökologischen Forderungen führen zusätzlich ökonomische Randbedingungen wie der Wunsch nach sinkendem Kraftstoffverbrauch bei gleichbleibender Motorleistung und steigender Fahrzeugsicherheit zu einem immer komplexer werdenden System Verbrennungsmotor. In der Dieselmotorentwicklung ist in diesem Zusammenhang neben der Ladedruckanhebung, der damit verbundenen Ladeluftkühlung und der externen Abgasrückführung vor allem die Anwendung eines neuartigen Speicherdruckeinspritzsystems zu nennen.

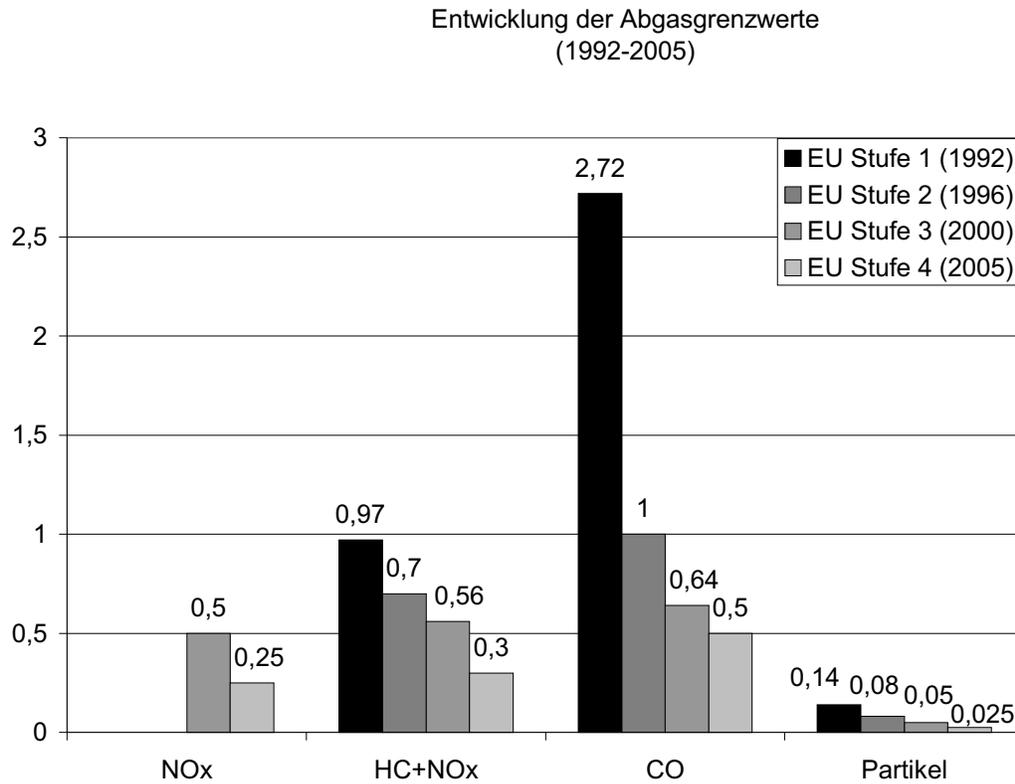


Bild 1.1: Entwicklung der Abgasgesetzgebung im Zeitraum von 1992 bis 2005

Alle Maßnahmen, die in erster Linie der Verbrauchs- und Abgasminimierung dienen, lassen sich grundsätzlich in innermotorische und außermotorische bzw. periphere Ansätze unterteilen, wobei unter den peripheren Maßnahmen vor allem das Luft- und Abgassystem betroffen ist. Zu den innermotorischen Maßnahmen zählen neben einer optimal abgestimmten Brennverlaufsgestaltung hinsichtlich Verbrauch und Abgaszusammensetzung auch konstruktive Maßnahmen, die im wesentlichen ein ausgefeiltes Brennraumdesign bezüglich einer effektiven Gemischaufbereitung betreffen. Unter peripheren Maßnahmen sind vor allem Aufladetechniken zur Maximierung des Liefergrades¹, Abgasrückführung zur Senkung der NOx-Emission und Abgasnachbehandlungssysteme in Form von Partikelfiltern und diversen Katalysatoren zu verstehen. Jede dieser Komponenten ist mit einem oder mehreren variablen Systemparametern verbunden, wodurch die Anzahl frei wählbarer Parameterkombinationen drastisch zunimmt.

Um einen den Anforderungen gerecht werdenden Parametersatz zu finden, müssen im Hinblick auf die Realisierung eines abgasminimalen Motorbetriebs alle im Sy-

¹Unter Liefergrad ist das Verhältnis zwischen der tatsächlichen Gasmenge im Brennraum zur theoretisch vom Motor angesaugten Gasmenge zu verstehen.

stem vorhandenen variablen Parameter sowohl einer stationären als auch instationären Optimierung unterzogen werden. Im Stationärbetrieb ist diese Optimierung mit Hilfe von Parametervariationen im Rahmen umfangreicher Prüfstandsversuche und unter Zuhilfenahme eines sehr hohen Sensorumfangs realisierbar. Im Gegensatz dazu, ist ein emissionsoptimales Systemverhalten im Instationärbetrieb aufgrund mangelnder Sensordynamik und im Fahrbetrieb aufgrund eines eingeschränkten Sensorumfangs nicht mehr gewährleistet. Die Forderung, den Verbrennungsmotor dennoch in seinen optimalen Betriebspunkten sowohl stationär als auch instationär mit einem minimalen Sensorumfang zu betreiben, drängt zur Anwendung neuer, leistungsstarker Verfahren der Regelungstechnik und der Signaltheorie.

1.2 Problemstellung

Besonders deutlich tritt dieses Problem bei der Zumessung der externen Abgasrückführung (AGR) hervor. Aufgrund fehlender fahrzeugtauglicher Sensorik läßt sich die rückgeführte Abgasmasse nur im Prüfstandsbetrieb exakt ermitteln. Die grundlegende Information zum Schließen eines AGR-Regelkreises im Fahrbetrieb oder zum Entwurf eines Adaptionalgorithmus zur Berücksichtigung von Parameteränderungen steht somit nicht zur Verfügung. Aktuell praktizierte Verfahren, die eine Kombination aus Steuerung mit überlagerten Regelkreisen darstellen [24], lassen bei unvorhersehbaren, kurz- oder langfristig wirkenden Änderungen der Systemparameter oder auftretenden Störgrößeneinflüssen keine Korrekturmöglichkeiten zu und zeigen darüber hinaus bei instationären Vorgängen deutliche Schwächen in ihrem dynamischen Verhalten.

Zwar liefert die derzeitige Sensorentwicklung Ansätze zur Bestimmung der AGR-Rate für den großtechnischen Einsatz in der Automobilindustrie, dennoch ist ein Serieneinsatz bei entsprechender Stückzahl aufgrund sehr hoher Ansprüche an die verwendete Sensorik in Punkto Drifterscheinungen, Robustheit und Langlebigkeit noch nicht in Sicht. Über diese Anforderungen hinaus sehen sich die Mehrzahl der bekannten Meßprinzipien bezüglich ihrer Genauigkeit starken Einflüssen in Abhängigkeit der Temperatur ausgesetzt. Hieraus leitet sich unweigerlich die Forderung nach einer zusätzlichen Temperaturmessung ab, welche ebenfalls instationären Temperaturverläufen ohne nennenswerte Verzögerungen folgen kann. Dieser Anspruch birgt weitere Probleme in sich, denn mit der Notwendigkeit einer transienten Temperaturmessung treffen auch hier unvereinbare, gegensätzliche Effekte aufeinander. Dies folgt aus der Tatsache, daß die Dynamik eines Temperatursensors, welcher nach dem Widerstandsprinzip arbeitet, sich indirekt proportional zur thermischen Masse des Sensors verhält. Eine konstruktive Steigerung der Sensordynamik ist somit nur mit einer Verringerung der das Sensorelement umgebenden Masse zu bewerkstelligen, wodurch die Resistenz des Sensors gegenüber Verschmutzungseffekten und mechanischen Einwirkungen stark nachläßt. Aufgrund dieser Zusammenhänge und der Erkenntnis, daß die Qualität einer transienten AGR-Bestimmung mit dem Problem einer instationären Temperaturmessung eng verknüpft ist, liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit weniger in einer gesamtheitlichen Lösung, die einen optimierten Instationärbetrieb aller Systemkomponenten

von der Einspritzanlage über die Aufladung bis hin zur externen AGR umfaßt, um eine optimale Bemessung von Kraftstoff, Luft und Abgas sicherzustellen. Vielmehr konzentriert sich der hier vorgestellte Ansatz auf eine instationär taugliche Schätzung der AGR-Rate, wobei der gewählte Lösungsweg sich auf derzeit verfügbare Sensoren stützt und sich darüber hinaus dem Problem der instationären Temperaturermittlung mit Hilfe signaltheoretischer Verfahren widmet. Anschließend liefern die AGR-Rate und der Gasmassenstrom in den Motor in Kombination miteinander einen Rückschluß auf die in den Motor einfließende Luftmasse. Auf der Basis dieser Größen lassen sich dann Algorithmen entwerfen, die sowohl eine rauchvermeidende Einspritzsteuerung unterstützen als auch die Realisierung einer geregelten instationären Abgasrückführung zur Minimierung des NO_x-Ausstoßes ermöglichen.

1.3 Überblick

Um die Zusammenhänge besser zu durchleuchten und eine Grundlage zum Test der entworfenen Algorithmen zu schaffen, geht dem Funktionsentwurf zur AGR- bzw. Luftmassenschätzung in Kapitel 2 eine ausführliche mathematisch-physikalische Betrachtung des Gesamtsystems, bestehend aus Motor, Abgasturbolader, Ladeluftkühlung und Abgasrückführung, voraus. Anschließend dient ein auf dieser Basis und Vorarbeiten der Fa. Ricardo LTD entwickeltes Luftpfadmodell eines Dieselmotors als Test- und Entwicklungsplattform und stellt somit eine Alternative zu kostspieligen Prüfstandsversuchen dar. Der Modellierungsumfang und hohe Detaillierungsgrad dieses Referenzmodells, der für den endgültigen Funktionsentwurf nicht notwendig ist, erlaubt darüber hinaus einen tiefen Einblick in das Verhalten und die Wechselwirkungen des Systems und liefert eine Basis für eine fundierte Beurteilung der gewonnenen Erkenntnisse.

Trotz des hohen Detaillierungsgrades des Luftsystemmodells ist der in Kapitel 2 vorgestellte klassische Ansatz zur Modellierung eines Dieselmotors nicht in der Lage, alle Parametervariationen eines modernen Common-Rail-Einspritzsystems auf den Druck- und Temperaturverlauf des Abgasstroms abzubilden. Aus diesem Grund stellt Kapitel 3 eine zeitoptimierte Berechnung des Motorprozesses vor, die im Vergleich zu herkömmlichen Methoden, wie der Einzonenmodellierung mit integrierter Vibe-Brennverlaufsberechnung², den Einfluß der Lage, der Form und der Dauer der Einspritzung mit berücksichtigt und somit den Anforderungen eines CR-Systems begegnet. Darüber hinaus greift die angewandte Lösungsmethode auf analytische Verfahren zurück und reduziert somit die Rechenzeit um mehrere Größenordnungen, was die Implementierung dieses Modells in regelungstechnische Anwendungen und Simulationsumgebungen deutlich erleichtert.

Im Anschluß an die eingehende Analyse des Gesamtsystems widmet sich Kapitel 4 Problemen, die in Verbindung mit Ansätzen zur AGR-Bestimmung stehen und stellt einen robusten Lösungsansatz vor. Als Hauptproblem bei der Realisierung die-

²Bei diesem Ansatz ist die Wärmefreisetzung mit einer e-Funktion genähert. Die Parameter werden aus bestehenden Meßreihen bestimmt und berücksichtigen somit nur den stationären Betrieb.

ses Ansatzes kristallisiert sich im weiteren Verlauf der Arbeit die mangelhafte Dynamik der verwendeten Temperatursensorik heraus. Um dennoch einen Anhaltspunkt für den hochdynamischen Verlauf der Fluidtemperatur zu erhalten, erfolgt zunächst eine eingehende thermodynamische Analyse der betrachteten Temperatursensorik, die anschließend durch eine Modellierung der Wärmeübertragungsstrecke zwischen Fluid und Temperaturmeßelement ergänzt wird. Mit dem Ende dieses Kapitels schließt gleichzeitig der Teil der Arbeit, der sich vorwiegend mit der Modellbildung der einzelnen Teilkomponenten beschäftigt.

Die weiteren Kapitel widmen sich verstärkt den estimationstheoretischen Grundlagen und deren Anwendung in bezug auf die AGR-Schätzung. In diesem Zusammenhang befaßt sich Kapitel 5 zunächst mit allgemeinen Fragestellungen zum Thema Beobachterentwurf, bevor im weiteren Verlauf eingehend auf die Grundlagen der linearen und nichtlinearen Kalman-Filter Theorie eingegangen wird. Aufbauend auf die Inhalte von Kapitel 4 und 5 erörtert Kapitel 6 unter Einbeziehung eines Eingangsgrößenmodells zur Nachbildung des Fluidtemperaturverlaufs den Entwurf eines Extended Kalman-Filters zur Schätzung der dynamischen Gastemperatur. Anschließend wird in Ergänzung zum Extended Kalman-Filter ein lineares Kalman-Filter vorgestellt, mit dessen Hilfe sich eine nahezu äquivalente Qualität der geschätzten Signale mit einem deutlich geringeren Rechenaufwand erzielen läßt. Eine abschließende Bewertung der gewonnenen Ergebnisse aus der Integration der Fluidtemperaturestimation in die Berechnung der AGR-Rate an gemessenen instationären AGR-Verläufen erfolgt in Kapitel 6. Kapitel 7 setzt sich mit den bisher noch nicht berücksichtigten Einflüssen auftretender Parameteränderungen der verwendeten Temperatursensorik auseinander, welche im Fahrzeugeinsatz aufgrund von Ablagerungen an der Sensorhülle zu erwarten sind und das Ergebnis der AGR-Estimation nicht unerheblich beeinflussen können. Abhilfe schafft die Verwendung eines zweiten Temperatursensors in Verbindung mit einem Identifikationsalgorithmus, der im laufenden Betrieb die Parameter des Temperatursensormodells ermittelt, dem Algorithmus zur AGR-Estimation zuführt und somit die Robustheit des Verfahrens im späteren Einsatz garantiert. Abgerundet wird die Arbeit mit einem kurzen Ausblick in Kapitel 8, der auf regelungstechnische Ansätze zur entkoppelten Gesamtsystemregelung hinweist.

2 Modellbildung des Luftsystems

Während sich klassische regelungstechnische Ansätze verstärkt Frequenzbereichsmethoden widmen und vorwiegend auf lineare, zeitinvariante Eingrößensysteme angewendet werden, umfassen moderne regelungstechnische Methoden im Zeitbereich neben Ansätzen für die oben angesprochenen Systeme auch Analyse- und Syntheseverfahren für nichtlineare zeitinvariante Mehrgrößensysteme. Wesentlicher Bestandteil dieser Zeitbereichsmethoden sowie artverwandter signaltheoretischer Verfahren sind die zugrundeliegenden Prozeßmodelle, die im Zustandsraum formuliert sind und sowohl physikalisch-mathematischen Betrachtungen als auch systemtheoretischen Überlegungen entspringen. Im Hinblick auf den später folgenden Entwurf eines Estimationsalgorithmus zur Bestimmung der AGR-Rate im Saugrohr stellt das folgende Kapitel die Modellbildung eines Dieselmotors und seines vollständigen Luftpfades vor. Der Modellierungsumfang umfaßt neben einem kennfeldbasierten Mittelwertmodell des Dieselmotors die Subsysteme einer gekühlten, externen Abgasrückführung sowie die Komponenten einer Abgasturboaufladung, bestehend aus Verdichter und Turbine mit variabler Turbinengeometrie.

Bezogen auf die jeweiligen Anforderungen stellt die Literatur verschiedene Berechnungsansätze zur Verfügung, die sich in Abhängigkeit von der geforderten Zielsetzung in ihrem jeweiligen Detaillierungsgrad unterscheiden. Somit sind für konstruktionsunterstützende Simulationen, die zur gezielten Vorausberechnung des Bauteilverhaltens dienen, unterschiedlichere Anforderungen an die Modellbildung gestellt als für Modelle, die im Rahmen regelungstechnischer, diagnoserelevanter und signaltheoretischer Anwendungen zum Einsatz kommen. In bezug auf den Luftpfad reicht die Bandbreite von einfachen quasistationären Kennfeldmodellen über Füll- und Entleermethoden [46] bis hin zu mehrdimensionalen Modellen, die mit Hilfe numerischer Methoden gelöst werden. Zur mathematischen Beschreibung des Motorverhaltens kommen einfache quasistationäre Kennfeldmodelle ebenso in Betracht wie Ein- bzw. Multizonen und ein- bzw. multidimensionale Ansätze [6]. Entsprechend den Anforderungen an Genauigkeit, Dynamik und die örtliche Auflösung der Berechnungen ist der Detaillierungsgrad des Modells auszuwählen. Darüberhinaus spielt bei der hier vorliegenden Aufgabenstellung der modulare Aufbau, der die Anpassung an veränderte Systemtopologien vereinfacht, die Anlehnung an physikalische Zusammenhänge zur Übertragbarkeit der gewonnenen Teilmodelle auf ähnliche Systeme sowie die Echtzeitfähigkeit des Gesamtmodells eine wesentliche Rolle.

Um ein möglichst breites Spektrum an Anwendungen im Bereich der Regelungstechnik und der Signaltheorie abzudecken, setzt sich das nachfolgend beschriebene Modell aus einer Kombination aus quasistationären Kennfeldern und der Füll- und Entleermethode zusammen [24]. Das so entstehende, einfach zu parametrierende Modell läßt sich

aufgrund des damit verbundenen geringen Rechenaufwands in Echtzeit berechnen. Bei der Herleitung des dabei zugrundeliegenden nichtlinearen Differentialgleichungssystems sind konstante Temperatur- und Druckwerte in den betrachteten Subsystemen vorausgesetzt, so daß hochfrequente Druckschwingungen und im realen System auftretende Temperaturprofile nur durch ihre Mittelwerte Berücksichtigung finden.

Die verbleibenden dynamischen Eigenschaften beziehen sich somit in erster Linie auf Mittelwertänderungen der thermodynamischen Größen und lassen höherfrequente Schwingungen im Ansaug- und Abgastrakt unberücksichtigt. Die kurbelwinkelaufgelöste, zyklische Änderung des Abgasgedrucks und des in den Motor ein- und ausströmenden Massenflusses in Abhängigkeit der Ventilerhebungscharakteristik finden ebenfalls keine Berücksichtigung. Diese Einschränkung läßt sich allerdings mit der in Kapitel 3 vorgeschlagenen, rechenzeitoptimierten Methode zur Berechnung der einzelnen Motorzyklen in Kombination mit einer kurbelwinkelsynchronen Gaswechselrechnung aufheben. Die hierin enthaltene winkeldiskrete Modellierung der Verbrennung stellt darüberhinaus die Verbindung zwischen dem Kraftstoff- und dem Luftsystem dar und ist somit in der Lage, die luftpfadseitigen Reaktionen auf Parameteränderungen im Common-Rail-System abzubilden.

Sämtliche Betrachtungen in Kapitel 2 und Kapitel 3 beziehen sich auf einen direkteinspritzenden Dieselmotor mit Speicherdruckeinspritzsystem und vier Zylindern.

2.1 Darstellung des Gesamtsystems

Einen Überblick über die zu modellierende Struktur des Gesamtsystems und seiner Teilmodule liefert Abbildung 2.1. Die Besonderheit der Strecke im Vergleich zum klassischen Luftsystem eines Dieselmotors liegt in der externen Abgasrückführung (AGR) und in der Verwendung eines Abgasturboladers (ATL) mit variabler Turbinengeometrie. Wie deutlich zu sehen ist, entstehen bedingt durch ATL und AGR zwei Rückkopplungsschleifen im systemtheoretischen Sinne, deren Wechselwirkungen am Ende dieses Kapitels eingehend diskutiert werden. Auf ihrem Weg durch das Luftsystem strömt die angesaugte Frischluft zuerst durch den Luftfilter, der aufgrund seines Strömungswiderstands einen geringen Druckverlust verursacht. Anschließend wird die Frischluft durch den Verdichter des Abgasturboladers komprimiert, was zu einer zusätzlichen Erwärmung und somit einer deutlichen Reduzierung des theoretisch erreichbaren Luftdurchsatzes führt. Zur teilweisen Kompensation dieses Effekts wird die komprimierte Luft anschließend im Ladeluftkühler abgekühlt und gelangt ins Saugrohr. Hier erfolgt eine Durchmischung der Frischluft mit Abgas, welches über eine externe Abgasrückführung aus dem Abgassammelrohr über ein Ventil in das Saugrohr gelangt. Dieses Luft-Abgasgemisch strömt während des ersten Motortaktes über die Einlaßventile in den Verbrennungsmotor. Im Verlauf der darauf folgenden zwei Motorzyklen wird das Gasgemisch im Zylinder verdichtet, durch die Einspritzung mit Dieseldieselkraftstoff vermischt und verbrannt. In Folge des extremen Druckaufbaus wird der Kolben nach unten gedrückt und verrichtet an der Kurbelwelle Arbeit, die als Moment an nachfolgenden Antriebskomponenten wirkt. Im vierten und letzten Zyklus gelangt das Rauchgas über

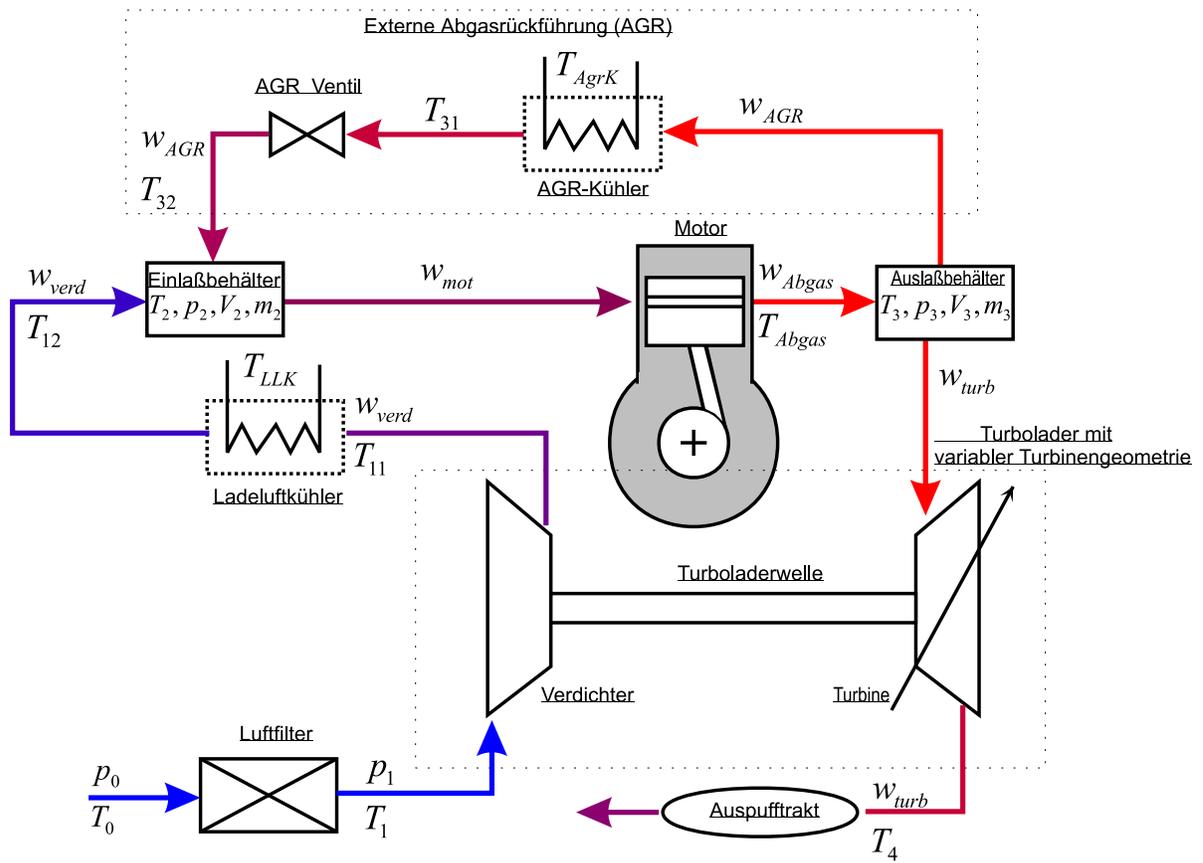


Bild 2.1: Schematische Darstellung des Gesamtsystems

die Auslaßventile ins Abgassammelrohr, aus dem ein Teil des Abgasstroms über ein Ventil ins Saugrohr gelangt und sich mit Frischluft vermengt. Das verbleibende Abgas strömt über eine Turbine, deren Leitschaufeln variabel einstellbar sind (VTG), gibt dabei einen Teil seiner Energie an die Turbine ab und gelangt in den Auspufftrakt. Bevor das Abgas das System verläßt, erfolgt eine katalytische Abgasnachbehandlung und eine Schalldämpfung.

Die mathematische Modellbeschreibung des oben geschilderten Systems beginnt mit seinem „Herzstück“, dem Motor, dessen Verhalten als Anregung aller im System befindlichen dynamischen Teilkomponenten zu sehen ist. Die weitere Modellierung betrifft die peripheren Systeme, unter denen das Saugrohr, der Abgaskrümmmer, die Aufladung und die Abgasrückführung zu verstehen sind.

2.2 Der Motor

Ebenso wie beim Luftpfad finden sich auch für den Verbrennungsmotor verschiedene Modellierungsansätze. Zu den Wichtigsten zählen für die hier angestrebten Ziele die empirische und die physikalisch orientierte Modellbildung. Empirische Modelle stützen sich oftmals auf mathematische Funktionen, Kennfelder oder auf eine Kombination aus beiden, wodurch die wesentlichen Ein- und Ausgangsbeziehungen wiedergegeben werden. Zur Berücksichtigung des transienten Verhaltens lassen diese sich mit Totzeit- bzw. einfachen linearen Dynamikgliedern ergänzen. Problematisch bei dieser Form der Modellfindung gestaltet sich die Beschreibung neuer Komponenten, bei denen umfangreiche Meßreihen noch nicht existieren, aus denen sich empirische Modelle ableiten lassen. Im Gegensatz hierzu stützen sich physikalisch orientierte Modelle auf physikalische Gesetzmäßigkeiten und Differentialgleichungen, wodurch eine Berechnung von dynamischen Systemen und Bauteilen möglich wird, bevor eine vollständige meßtechnische Analyse abgeschlossen ist. In regelungstechnischen Simulationsumgebungen finden diese physikalisch orientierten Ansätze, zu denen das Ein- und Zweizonenmodell zählen, aufgrund ihres hohen Rechenaufwands bislang keine nennenswerte Verbreitung. Diese Modellform dient in erster Linie der Systemoptimierung und basiert im wesentlichen auf thermodynamischen Prozeßrechnungen, wodurch genaue Voraussagen von Druck-, Temperatur- und Energieverläufen einzelner Motorzyklen möglich sind [55].

Zunächst beschränken sich die folgenden Ausführungen auf eine Kombination aus empirischer und physikalisch orientierter Modellbildung, welche aus einer idealisierten Massenstromberechnung und einer Energiebilanzierung gewonnen wird und mit Hilfe von Korrekturkennfeldern an die jeweiligen Betriebspunkte adaptiert ist. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Parameter des Common-Rail-Systems in jedem Betriebspunkt feststehen. Unter diesen Voraussetzungen kann anschließend das Motorverhalten in Abhängigkeit von der eingespritzten Kraftstoffmenge und der aktuellen Drehzahl in erster Näherung kennfeldunterstützt abgebildet werden. In diesem Zusammenhang läßt sich das Verhalten eines Verbrennungsmotors entsprechend seiner Wechselwirkungen mit seinen unmittelbar umgebenden Systemen im Verlauf der einzelnen Phasen eines Zyklus charakterisieren. Während die Ansaug- und Ausstoßphasen maßgeblich für den

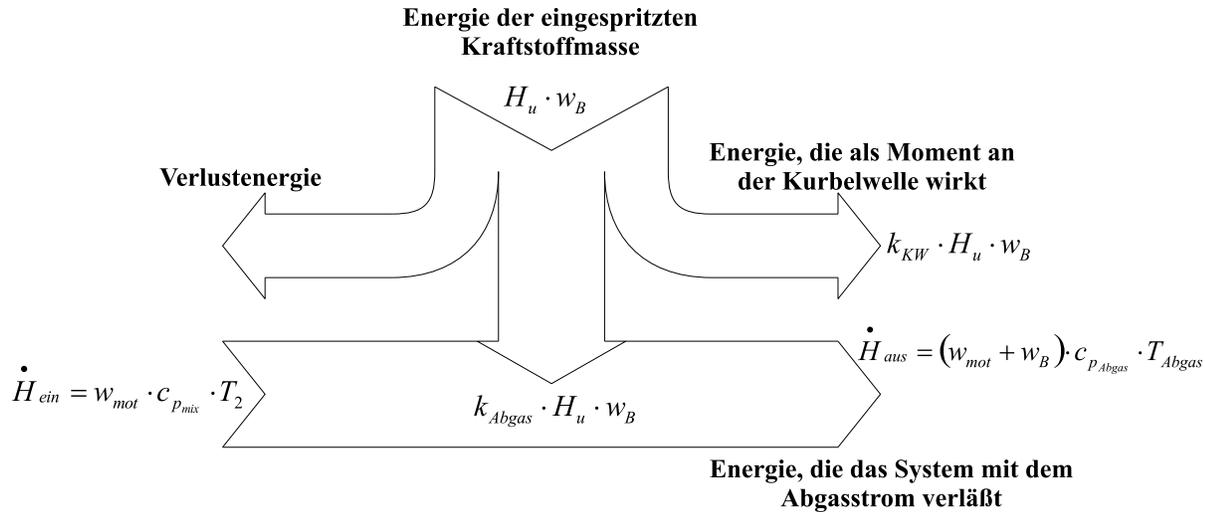


Bild 2.2: Darstellung der Energieströme am Motor

Gaswechsel verantwortlich sind, stehen die Verdichtungs-, Verbrennungs- und Expansionsphasen im wesentlichen mit der Momentenbildung in Zusammenhang. Aus dieser Betrachtung heraus läßt sich die Wirkung des Verbrennungsmotors in bezug auf den Abgassammelbehälter und das Saugrohr anhand seiner durchgesetzten Gasmasse charakterisieren und durch ein weiteres Modell ergänzen, das die Energie des eingespritzten Brennstoffs auf die Momentenbildung, die Temperaturerhöhung des ausströmenden Rauchgases und die auftretenden Verluste (u.a. Reibverluste des Motors) aufteilt. Die Wege der hierbei auftretenden Energieströme sind in Abbildung 2.2 aufgezeigt. Diese Darstellung soll die Bilanz der am Motor auftretenden ein- und ausfließenden Energieströme verdeutlichen. Bilanziert wird zum einen die eingebrachte Energie, welche sich aus Enthalpie \dot{H}_{ein} des in den Motor strömenden Gases und der im Kraftstoff gebundenen chemischen Energie unterteilt. Zusammen lassen sich diese Energieströme in den Motor in Abhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität des AGR-Luftmassengemisches $c_{p_{mix}}$, der Ansaugtemperatur T_2 , dem Gasmassenstrom in den Motor w_{mot} , dem Brennstoffmassenstrom w_B und dem Heizwert des Diesekraftstoffs H_u beschreiben. Die Summe der abgegebenen Energieströme wird gebildet aus der nutzbaren Energie, welche als Moment an der Kurbelwelle wirkt, der Verlustenergie und der Enthalpie \dot{H}_{aus} , die das System mit dem Abgasstrom verläßt. Im Einzelnen lassen sie sich als Funktion der eingebrachten Energie, der Aufteilungsfaktoren k_{Abgas} und k_{KW} , der spezifischen Gaskonstanten des Abgases $c_{p_{Abgas}}$ und der Abgastemperatur T_{Abgas} berechnen.

Zur näheren Beschreibung des Gasdurchsatzes werden zunächst idealisierte Annahmen getroffen, die anschließend durch einen Korrekturfaktor an reale Verhältnisse angepaßt werden. Der ideale Gasdurchsatz folgt aus der Überlegung, daß sich das Hubvolumen V_{hub} am Ende eines Ansaugvorgangs vollständig mit Frischgas füllt, dessen Dichte der Gasdichte im Ansaugkrümmer entspricht. Unter Berücksichtigung der

Motordrehzahl n_{mot} , der Gaskonstanten des Abgas-Luftgemischs R_{mix} und des Hubvolumens V_{hub} läßt sich der ideale Gasmassenfluß durch den ersten Teil von Gleichung 2.1 bestimmen.

$$w_{mot} = \frac{n_{mot}}{60} \cdot V_{hub} \cdot 2 \cdot \frac{p_2}{R_{mix} \cdot T_2} \cdot \eta_{vol}(n_{mot}, \rho_2, p_3) \quad (2.1)$$

Die Adaption an reale Verhältnisse erfolgt anschließend über den volumetrischen Wirkungsgrad $\eta_{vol}(n_{mot}, \rho_2, p_3)$, der die Einflüsse des Abgasgegendrucks, der Erwärmungsvorgänge während des Einströmens, die Auswirkungen der lokal auftretenden Schallgeschwindigkeit und der Strömungsverluste an den Ventilen in Abhängigkeit von der Drehzahl n_{mot} , vom Abgasgegendruck p_3 und der Dichte im Saugrohr ρ_2 berücksichtigt [31]. Im Gegensatz zum ersten Teil von Gleichung 2.1, der sich auf geometrische Maßangaben, thermodynamische Größen und die gemessene Motordrehzahl stützt, ist der volumetrische Wirkungsgrad auf den Abgleich mit Meßwerten angewiesen.

Der Abgasmassenstrom w_{Abgas} , der sich aus der kontinuierlichen Aneinanderreihung der Ausstoßphasen der einzelnen Zylinder ergibt, setzt sich aus dem um 540 °KW zeitverzögerten ansaugseitigen Gasmassenfluß w_{mot} und dem um ca. 180 °KW vorausgegangenen Brennstoffmassenstrom w_B zusammen. Eine Gegenüberstellung der Verzögerungszeiten des Frischgas- und des Brennstoffstroms mit den für diese Betrachtungen relevanten dynamischen Eigenschaften der Subsysteme zeigt, daß der Abgasmassenstrom mit ausreichender Näherung und unter Vernachlässigung der oben genannten Verzögerungszeiten mit Gleichung 2.2 beschrieben ist.

$$w_{Abgas} = w_{mot} + w_B \quad (2.2)$$

Neben dem Abgasmassenfluß stellt die durch den Verbrennungsprozeß frei werdende Energie des eingespritzten Kraftstoffs eine wesentliche Größe zur Charakterisierung des Motorverhaltens dar. Sie läßt sich in ihrer Wirkung in drei Hauptbestandteile untergliedern. Ein Anteil steht als Nutzmoment an der Kurbelwelle des Motors zur Verfügung, während sich die noch verbleibende Energie in Verlustenergie in Folge von Reibung und Wärmeableitung über die Zylinderwand und der Wärmeenergie des Rauchgases, die den Verbrennungsraum infolge des Gaswechsels verläßt, aufteilt. Während für die weitere Betrachtung die Verlustenergie keine wesentliche Rolle spielt, konzentriert sich die folgende Modellbildung auf die Momentenerzeugung und die Abgastemperatur. Beide sind wesentlich von der freiwerdenden Energie des Kraftstoffs im Laufe des Verbrennungsprozesses bestimmt, die in erster Näherung durch das Produkt aus dem Heizwert des Kraftstoffs und der in den Zylinder eingebrachten Kraftstoffmasse gegeben ist. Der Heizwert H_u beschreibt die Heizenergie des Kraftstoffs abzüglich der Kondensationsenergie des bei Wasserstoffverbindungen anfallenden Wasserdampfes. Mit Hilfe dieser Größe läßt sich anschließend die Zunahme der inneren Energie im Zylinder ($\dot{U}_{mot_{ges}}$) unter Berücksichtigung des Kraftstoffmassenflusses nach Gleichung 2.3 errechnen.

$$\dot{U}_{mot_{ges}} = H_u \cdot w_B \quad (2.3)$$

Diese frei werdende Energie des Kraftstoffs läßt sich dann gemäß Abbildung 2.2 über die Faktoren $k_{KW}(M_{mot}, n_{mot})$ und $k_{Abgas}(M_{mot}, n_{mot})$ auf die Abgastemperatur und

das Moment an der Kurbelwelle unter Verwendung des Energieerhaltungssatzes nach Gleichung 2.4 und 2.5 aufteilen.

$$M_{mot} = \frac{H_u \cdot k_{KW} \cdot w_B}{2 \cdot \pi \cdot n_{mot}} \cdot 60 \quad (2.4)$$

$$T_{Abgas} = \frac{T_2 \cdot c_{p_{mix}} \cdot w_{mot} + H_u \cdot k_{Abgas} \cdot w_B}{c_{p_{Abgas}} \cdot (w_{mot} + w_B)} \quad (2.5)$$

Durch die Gleichungen 2.1, 2.2, 2.4 und 2.5 ist das Verhalten des Motors für die Mehrzahl der regelungstechnischen Anwendungen, die das Luftsystem des Dieselmotors betreffen, ausreichend genau beschrieben.

Die nächsten Abschnitte befassen sich mit den direkt an den Motor angrenzenden Systemen und der Herleitung des zeitlichen Verhaltens ihrer thermodynamischen Prozeßgrößen. Ergänzend zu der zunächst allgemein gehaltenen Betrachtung der Vorgänge in einem Behälter folgt anschließend die spezifische Erweiterung der allgemeinen Gleichungen auf die Systeme Saugrohr und Abgassammelbehälter.

2.2.1 Allgemeine thermodynamische Beschreibung eines Behälters

Im Gegensatz zu CFD-Berechnungen (computable fluid dynamic), die eine Beschreibung durchströmter Rohre oder Behälter unter Zuhilfenahme von Differentialgleichungssystemen mit örtlich verteilten Parametern erlauben und somit ein 3-dimensionales Strömungsbild liefern, geht die Füll- und Entleermethode von einer homogenen Verteilung von Druck, Temperatur, Gasgemisch und Gaseigenschaften im betrachteten Volumen aus. Unter diesen Voraussetzungen erfolgt zunächst eine allgemeine Betrachtung eines Behälters mit Zu- und Abflüssen [25]. In den darauf folgenden Abschnitten finden diese zunächst allgemein gehaltenen mathematischen Formulierungen im Rahmen der Herleitung der Vorgänge im Saugrohr und im Abgassammelbehälter Anwendung.

Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik für instationär durchströmte Systeme folgt unter Vernachlässigung der kinetischen und der potentiellen Energie die Energiebilanz in differentieller Form nach Gleichung 2.6.

$$\dot{U} = \sum_{i=1}^n w_{i_{ein}} h_{i_{ein}} - \sum_{j=1}^m w_{j_{aus}} h_{j_{aus}} + \dot{L} + \dot{Q} \quad (2.6)$$

Die Änderung der inneren Energie U eines Behälters resultiert somit aus der Summe der ein- und ausfließenden Enthalpieströme H_i ¹, dem Wärmestrom über die Wandung \dot{Q} und der eingebrachten technischen Arbeit \dot{L} an einer Welle. Sowohl Wellenarbeit, als auch Wandwärmeverluste finden im weiteren keine Berücksichtigung, so daß nur die innere Energie und die ein- bzw. ausfließende Enthalpie bilanziert werden, wobei

¹Der Zusammenhang zwischen der Enthalpie H und der auf die Masse bezogenen spezifischen Enthalpie h ist durch $H = m \cdot h$ gegeben

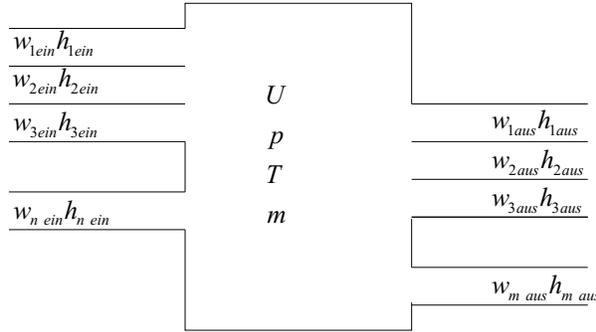


Bild 2.3: Schematische Darstellung eines Behälters mit allen auftretenden Energieflüssen

unter dem Begriff Enthalpie der Energiegehalt eines strömenden Mediums verstanden werden kann, der sich aus seiner spezifischen inneren Energie u und der verrichteten Verschiebearbeit $p \cdot dV$ nach Gleichung 2.7 zusammensetzt.

$$h = u + p \cdot dv = T \cdot c_p \quad (2.7)$$

Die innere Energie U ² läßt sich als Funktion der Gastemperatur im Behälter nach Gleichung 2.8 beschreiben.

$$U = c_v \cdot T \cdot m \quad (2.8)$$

Einmaliges Ableiten von Gleichung 2.8 nach der Zeit unter der Voraussetzung, daß die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen nicht variiert ($c_v = konst.$), liefert Gleichung 2.9.

$$\dot{U} = \dot{m} \cdot T \cdot c_v + m \cdot \dot{T} \cdot c_v \quad (2.9)$$

Gleichung 2.9 eingesetzt in Gleichung 2.6 liefert das vorläufige Zwischenergebnis in Gleichung 2.10.

$$\dot{m} \cdot T \cdot c_v + m \cdot \dot{T} \cdot c_v = \sum_{i=1}^n w_{i\text{ein}} h_{i\text{ein}} - \sum_{j=1}^m h_{j\text{aus}} w_{j\text{aus}} \quad (2.10)$$

Unter Zuhilfenahme des allgemeinen Gasgesetzes nach Gleichung 2.11, seiner zeitlichen Ableitung (2.12) und der Annahme, daß sowohl das Volumen des Behälters als auch die Gaskonstante R als konstant vorausgesetzt werden können, folgt aus Gleichung 2.10 die endgültige Form der Druckdifferentialgleichung 2.13.

$$pV = mRT \quad (2.11)$$

²Ebenso wie für die Enthalpie H gilt für die innere Energie U die Unterscheidung zwischen innerer Energie und spezifischer innerer Energie durch: $U = m \cdot u$

$$\dot{m}T + m\dot{T} = \frac{\dot{p}V}{R} \quad (2.12)$$

$$\dot{p} = \frac{R}{c_v V} \left(\sum_{i=1}^n c_{p_{i_{ein}}} T_{i_{ein}} w_{i_{ein}} - c_{p_{aus}} T_{aus} \sum_{j=1}^m w_{j_{aus}} \right) \quad (2.13)$$

Da mindestens zwei von den drei Zuständen Druck (p), Temperatur (T) und Gasmasse (m) bekannt sein müssen, um ein gegebenes Volumen (V) thermodynamisch vollständig beschreiben zu können, muß neben der Druckdifferentialgleichung die Massenbilanzgleichung 2.14 hinzugezogen werden.

$$\dot{m} = \sum_{i=1}^n w_{ein_i} - \sum_{j=1}^m w_{aus_j} \quad (2.14)$$

Hierin ist die Absolutmassenänderung \dot{m} in einem Volumen V durch die Differenz der ein- bzw. ausströmenden Gasmassen $w_{ein/aus}$ beschrieben. Die Temperatur läßt sich anschließend anhand der allgemeinen Gasgleichung und der numerischen Lösung der Druckdifferential- und der Massenbilanzgleichung bestimmen.

2.2.2 Der Abgassammelbehälter

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die Gleichungen für die Berechnung eines allgemeinen Behälters mit n Zu- und m Abläufen dargestellt sind, lassen sie sich problemlos auf die Verhältnisse im Abgassammelbehälter anwenden. Unter Berücksichtigung der

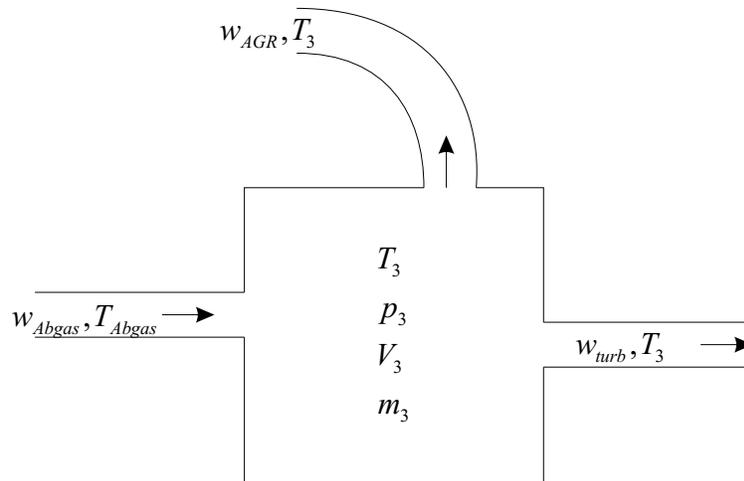


Bild 2.4: Schematische Darstellung des Abgassammelbehälters

in Abbildung 2.4 verwendeten Indizes folgen Druck- und Massendifferentialgleichung entsprechend den Gleichungen 2.15 und 2.16.

$$\dot{p}_3 = \frac{R_{Abgas} \cdot \kappa_{Abgas}}{V_3} \cdot (w_{Abgas} \cdot T_{Abgas} - (w_{AGR} + w_{turb}) \cdot T_3) \quad (2.15)$$

$$\dot{m}_3 = w_{Abgas} - (w_{AGR} + w_{turb}) \quad (2.16)$$

Der hierin auftretende Adiabatenexponent κ_{Abgas} berechnet sich aus der Wärmekapazität des Abgases bei konstantem Druck (c_{pAbgas}) und der Wärmekapazität bei konstantem Volumen (c_{vAbgas}) nach Gleichung 2.17.

$$\kappa_{Abgas} = \frac{c_{pAbgas}}{c_{vAbgas}} \quad (2.17)$$

Aus der Lösung der Druck- und der Massendifferentialgleichung in Kombination mit dem idealen Gasgesetz folgt unmittelbar die Temperatur im Abgassammelbehälter nach Gleichung 2.18.

$$T_3 = \frac{p_3 \cdot V_3}{R_{Abgas} \cdot m_3} \quad (2.18)$$

2.2.3 Das Saugrohr

Zusätzlich zur allgemeinen Beschreibung eines Volumens mit Zu- und Abflüssen muß speziell im Ansaugkrümmer die Vermischung von Frischluft und zurückgeführtem Abgas und die daraus resultierenden Änderungen der spezifischen Wärmekapazitäten sowie der Gaskonstanten mit berücksichtigt werden (Abbildung 2.5). Eine allgemeine Beschreibung der thermodynamischen Eigenschaften eines Gasgemisches liefert Gleichung 2.19, worin die Größe m_i den Massenanteil des jeweiligen Gases berücksichtigt.

$$\begin{aligned} R_{mix} &= \sum_i \left(\frac{m_i}{m_{ges}} \cdot R_i \right) \\ c_{v_{mix}} &= \sum_i \left(\frac{m_i}{m_{ges}} \cdot c_{v_i} \right) \\ c_{p_{mix}} &= \sum_i \left(\frac{m_i}{m_{ges}} \cdot c_{p_i} \right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Angewendet auf den Mischvorgang im Saugrohr liefern die in Gleichung 2.19 allgemeinen Ausführungen die im Saugrohr geltenden Zusammenhänge nach Gleichung 2.20, worin m_{ges} mit m_2 gleichbedeutend ist.

$$\begin{aligned} R_{mix} &= \frac{m_{Luft}}{m_2} \cdot R_{Luft} + \frac{m_{AGR}}{m_2} \cdot R_{Abgas} \\ c_{v_{mix}} &= \frac{m_{Luft}}{m_2} \cdot c_{v_{Luft}} + \frac{m_{AGR}}{m_2} \cdot c_{v_{Abgas}} \\ c_{p_{mix}} &= \frac{m_{Luft}}{m_2} \cdot c_{p_{Luft}} + \frac{m_{AGR}}{m_2} \cdot c_{p_{Abgas}} \end{aligned} \quad (2.20)$$

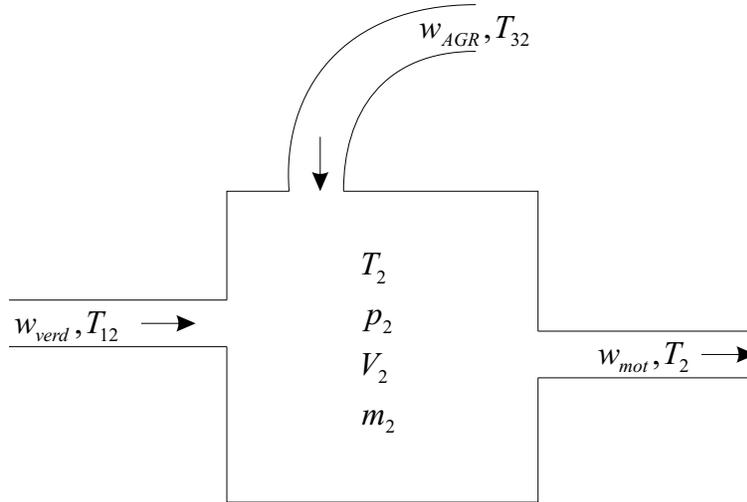


Bild 2.5: Schematische Darstellung des Saugrohres

Das hierin auftretende Verhältnis der Absolutmasse des rückgeführten Abgases zur Gesamtgasmasse im Einlaßbehälter beschreibt die AGR-Rate, die sich im Saugrohr einstellt und durch Gleichung 2.21 definiert ist.

$$\lambda_{AGR} = \frac{m_{AGR}}{m_{Luft} + m_{AGR}} \quad (2.21)$$

Aufgrund der Trennung der Absolutmassen m_{Luft} und m_{AGR} in Gleichung 2.20 ist ihre separate Modellierung erforderlich. Unter Zuhilfenahme der in Gleichung 2.21 definierten AGR-Rate berechnen sich die Absolutmassen von Abgas und Frischluft im Einlaßbehälter aus den Lösungen der Differentialgleichungen 2.22 und 2.23.

$$\dot{m}_{AGR} = w_{AGR} - \lambda_{AGR} \cdot w_{mot} \quad (2.22)$$

$$\dot{m}_{Luft} = w_{verd} - (1 - \lambda_{AGR}) \cdot w_{mot} \quad (2.23)$$

In diesen Gleichungen beschreibt w_{AGR} den Massenstrom durch das AGR-System, w_{mot} bezeichnet das Gasgemisch aus Luft und Abgas, das vom Motor angesaugt wird und w_{verd} stellt den Luftstrom durch den Verdichter dar.

Unter Berücksichtigung der spezifischen Gaskonstanten des Gasgemisches folgt aus Gleichung 2.13 die Druckdifferentialgleichung für das Saugrohr in Gleichung 2.24.

$$\dot{p}_2 = \frac{R_{mix}}{V_2 \cdot c_{v_{mix}}} \cdot (c_{p_{Luft}} \cdot w_{verd} \cdot T_{12} + c_{p_{AGR}} \cdot w_{AGR} \cdot T_{32} - c_{p_{mix}} \cdot w_{mot} \cdot T_2) \quad (2.24)$$

Für die Temperatur im Saugrohr T_2 folgt entsprechend dem idealen Gasgesetz:

$$T_2 = \frac{p_2 \cdot V_2}{R_{mix} \cdot (m_{Luft} + m_{AGR})} \quad (2.25)$$

T_{32} beschreibt die Temperatur des rückgeführten Abgasstromes nach dem AGR-Kühler, während sich die absolute Gasmasse im Saugrohr aus der Summe des Luftmassenanteils m_{Luft} und des Abgasmassenanteils m_{AGR} im Saugrohr errechnet.

2.3 Die Abgasrückführung

Wie in der Einleitung angesprochen, stellt die Abgasrückführung ein wirksames Mittel zur Absenkung der Stickoxid-Emissionen dar, mit der sich eine Reduzierung um bis zu 60% erzielen läßt.

Die Reduktion der Schadstoffe im Abgas resultiert dabei aus einem hohen Abgasanteil, der in den Zylinder zurückgeführt wird, an der Verbrennung teilnimmt und somit die Verbrennungstemperatur senkt. Aufgrund der Ventilüberschneidung von Einlaß- und Auslaßventil tritt bei allen Motoren bereits systembedingt eine mehr oder weniger große innere Abgasrückführung auf. Während die innere AGR mit deutlichen Nachteilen behaftet ist, zu denen unter anderem die Reduzierung der Füllung über alle Betriebsbereiche sowie fehlende Stellmechanismen zur AGR-Variation während des Betriebs gehören und deshalb möglichst gering gehalten werden muß, bietet die externe AGR aufgrund zusätzlicher Kühlmöglichkeiten und vorhandenen Stellmechanismen die Möglichkeit einer betriebspunktunabhängigen Dosierung an. Im Hinblick auf eine mögliche Schadstoffreduktion durch gezielten Einsatz der Abgasrückführung konzentrieren sich alle weiteren Betrachtungen ausschließlich auf den externen AGR-Kreis, der schematisch durch Abbildung 2.6 wiedergegeben und ausführlich in [59] beschrieben ist. Zunächst vermittelt der folgende Abschnitt einen kurzen Überblick über die Wirkung

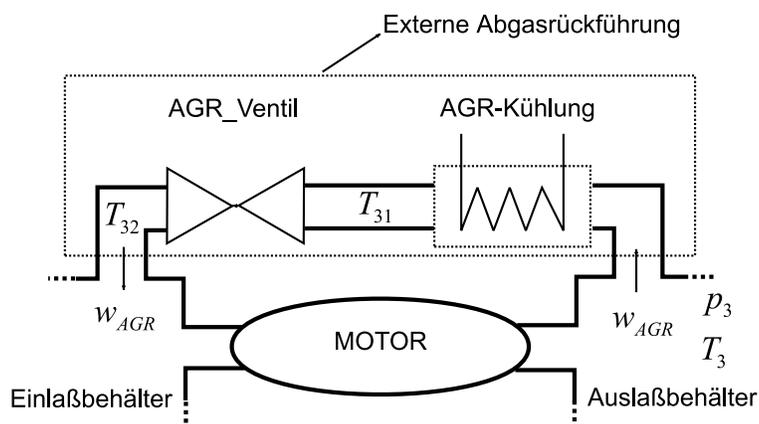


Bild 2.6: Schematische Darstellung der externen Abgasrückführung

der Abgasrückführung auf die Schadstoffbildung bezüglich der Komponenten NOx und Ruß.

Vereinfacht lassen sich die Randbedingungen zur NOx-Bildung auf einen Luftüberschuß und sehr hohe Temperaturen während der Verbrennung zurückführen. Um diese

Randbedingungen so ungünstig wie möglich zu gestalten, müssen also Maßnahmen zur Senkung der Verbrennungstemperatur und zur Minimierung der zur Verfügung stehenden Luft während der Verbrennung ergriffen werden. Beide Forderungen erfüllt die Zuführung von Abgas ins Saugrohr. Zum einen vermindert bei gleichem Saugrohrdruck die Beimengung von Abgas die vorherrschende Luftkonzentration, zum andern besitzt ein Abgas-Luft-Gemisch eine geringere spezifische Wärmekapazität c_v , wodurch die Verbrennungstemperatur in der Flammfront deutlich sinkt.

Obwohl die Abgasrückführung in gewissen Grenzen zu einer Schadstoffreduktion führt, kehrt sich dieser Effekt beim Überschreiten einer bestimmten Schwelle um und führt infolge von Luftmangel zu steigenden Emissionen der Komponenten Ruß, Kohlenmonoxid und Kohlenwasserstoffe. Die Grenze der zulässigen Rückföhrtrate wird zusätzlich durch die Zunahme des Kraftstoffverbrauchs sowie der Verschlechterung der Laufruhe des Motors bestimmt. Die rückgeföhrte Abgasmenge muß daher so dosiert sein, daß ausreichend viel Sauerstoff zur Verbrennung des eingespritzten Kraftstoffes im Brennraum verbleibt (Abbildung 2.7).

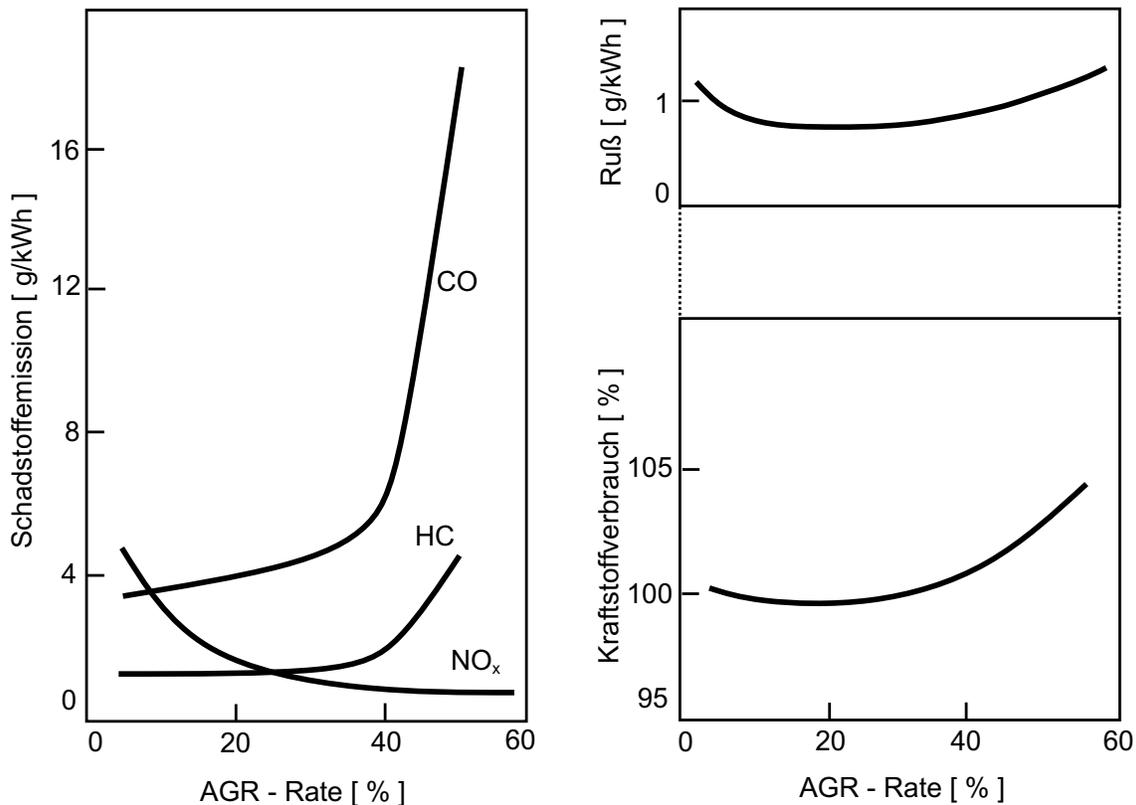


Bild 2.7: Einfluß der Abgasrückführung

Gleichzeitig darf eine minimale AGR-Konzentration nicht unterschritten werden, da eine wirksame NO_x-Reduktion sonst nicht mehr gewährleistet ist. Vorwiegend wird die Abgasrückführung im Teillastbereich eingesetzt (Abbildung 2.8), da hier das Po-

tential aufgrund von günstigen Druckverhältnissen zwischen Abgassammelbehälter und Saugrohr am größten ist [24]. Im vollastnahen Bereich ist wegen der ungünstigen Druckverhältnisse eine Abgasrückführung nicht mehr ohne weitere Maßnahmen möglich.

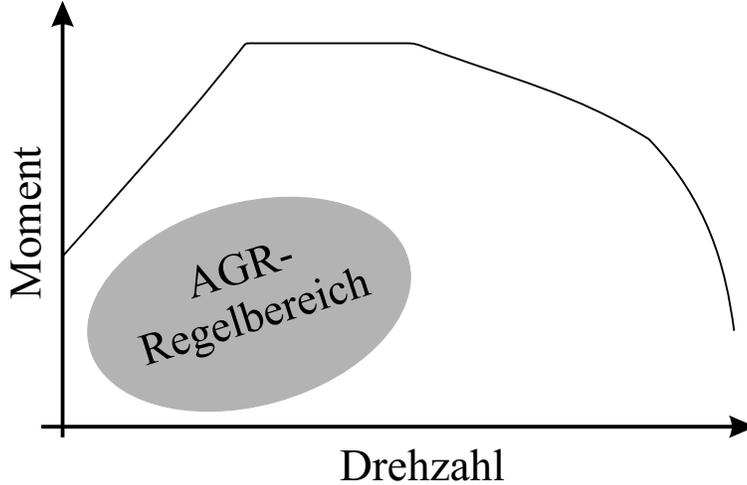


Bild 2.8: Kennfeldbereich des AGR-Betriebs

2.3.1 Das AGR-Ventil

Als Stellglied zur AGR-Regulierung kommt ein Kegelsitzventil zum Einsatz, dessen Stellung über ein pulsweitenmoduliertes Signal bestimmt ist. Der variablen Taktrate ist im Modell durch Umrechnung auf einen veränderlichen Düsenquerschnitt Rechnung getragen, wodurch der Massenfluß durch das AGR-Ventil in Anlehnung an die Berechnungen von idealen Düsen abgebildet werden kann. Der weiteren Bestimmung des Massenflusses durch das AGR-Ventil liegt dann das Strömungsverhalten kompressibler Medien durch eine ideale Düse zugrunde.

Ausgehend vom 1. Hauptsatz der Thermodynamik, der Kontinuitätsgleichung für durchströmte Rohre nach Gleichung 2.26 und der Adiabatengleichung $\frac{v_3}{v_2} = \left(\frac{p_2}{p_3}\right)^{\frac{1}{\kappa}}$ mit dem Adiabatenexponenten κ , läßt sich der Massenstrom durch das Ventil nach Gleichung 2.27 ausdrücken, wobei v_f die Strömungsgeschwindigkeit und ρ die entsprechende Dichte des Fluids beschreibt. Der Index $_{nD}$ kennzeichnet die Position unmittelbar nach der Düse, während die Formulierung ohne Index auf eine beliebige Position im querschnittveränderlichen Düseninneren hinweist.

$$w_{AGR} = A \cdot v_f \cdot \rho = A_{nD} \cdot v_{f_{nD}} \cdot \rho_{nD} = konst. \quad (2.26)$$

$$w = A_{AGR_{eff}} \cdot \Psi \cdot p_3 \cdot \sqrt{\frac{2}{R_{Abgas} \cdot T_3}} \quad (2.27)$$

In den Gleichungen 2.27 und 2.28 kennzeichnet $A_{AGR_{eff}}$ einen durch die Taktrate vorgegebenen effektiven Düsenquerschnitt, p_3 den Druck vor der Düse, T_3 die Temperatur vor der Düse, p_2 den Druck nach der Düse und Ψ die Durchflußfunktion, die den Einfluß des Druckverhältnisses auf den Massenstrom berücksichtigt.

$$\Psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_3}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)} \cdot \left(\frac{p_2}{p_3}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad (2.28)$$

Der in Abbildung 2.9 gezeigte Verlauf der Drosselfunktion verdeutlicht, daß mit zunehmendem Druckabfall über der Drosselstelle auch der Massenstrom über das Ventil steigt. Diese Zunahme erfolgt so lange, bis der Massenstrom im engsten Düsenquer-

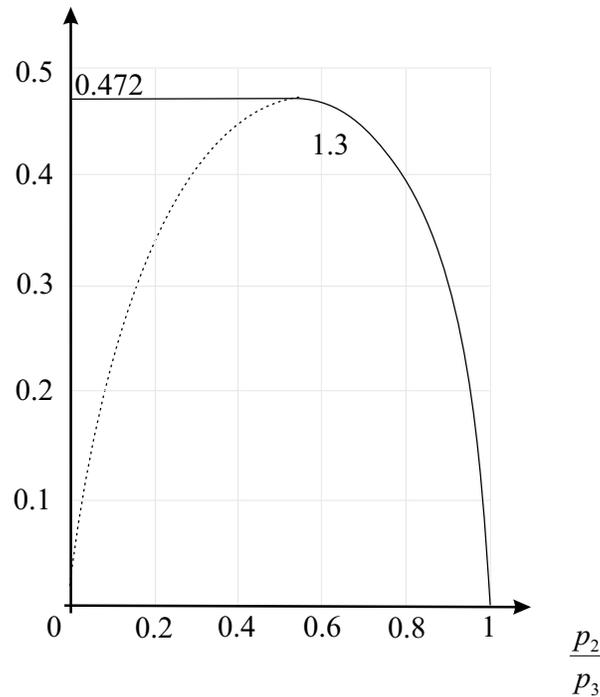


Bild 2.9: Zusammenhang zwischen Druckverhältnis und Massenstrom an einer Drosselstelle

schnitt Schallgeschwindigkeit erreicht hat. Ab diesem Punkt bleibt der Massenstrom von einer weiteren Zunahme des Druckabfalls unbeeinflusst und stellt sich auf ein konstantes Niveau ein. Das Druckverhältnis, bei dem sich erstmalig Schallgeschwindigkeit einstellt, wird als kritisches Druckverhältnis Π_{krit} bezeichnet und ist durch Gleichung 2.29 definiert.

$$\Pi_{krit} = \frac{p_2}{p_3} = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.29)$$

Ist das Druckverhältnis Π über der Düse kleiner als das kritische Druckverhältnis, so verliert der Gegendruck seinen Einfluß auf den Massendurchfluß und wirkt sich nur noch auf das sich ergebende Strömungsbild hinter der Düse aus. Zusammenfassend gilt für den Gasmassendurchsatz am AGR-Ventil im kritischen und unterkritischen Druckbereich Gleichung 2.30, worin der auftretende Ausdruck A_{AGReff} den effektiv wirksamen Strömungsquerschnitt des AGR-Ventils kennzeichnet, der im Gegensatz zum geometrischen Strömungsquerschnitt die auftretende Reibung und Strömungskontraktion in der Düse berücksichtigt.

$$w_{AGR} = \begin{cases} A_{AGReff} \cdot \frac{p_3}{\sqrt{R_{Abgas} T_3}} \sqrt{\kappa_{Abgas} \cdot \left(\frac{2}{\kappa_{Abgas} + 1}\right)^{\frac{\kappa_{Abgas} + 1}{\kappa_{Abgas} - 1}}} & \text{für } \Pi < \Pi_{krit} \\ A_{AGReff} \cdot \frac{p_3}{\sqrt{R_{Abgas} T_3}} \cdot \sqrt{\kappa_{Abgas} \cdot \left(\frac{2}{\kappa_{Abgas} - 1}\right) \cdot \left(\left(\frac{p_3}{p_2}\right)^{\frac{2}{\kappa_{Abgas}}} - \left(\frac{p_2}{p_3}\right)^{\frac{\kappa_{Abgas} + 1}{\kappa_{Abgas}}}\right)} & \text{für } \Pi > \Pi_{krit} \end{cases} \quad (2.30)$$

Die Temperatur nach der Drosselstelle resultiert anhand folgender Betrachtung: Durch den schnellen Geschwindigkeitsabbau unmittelbar nach der Drosselstelle dissipiert die in der Geschwindigkeit gebundene Energie über Wirbelbildung in Wärmeenergie, und es kann mit hinreichender Genauigkeit von identischen Temperaturniveaus vor und nach der Drosselstelle ($T_{32} = T_{31}$) ausgegangen werden.

2.3.2 Die AGR-Kühlung

Um den durch die Abgasrückführung gewonnenen Effekt der Verbrennungstemperaturabsenkung nicht durch eine erhöhte Saugrohrtemperatur zu reduzieren, wird die Erwärmung des Rauchgas-Frischluftegemischs durch eine Kühlung der rückgeführten Rauchgasmenge minimiert. Die erreichbare Temperaturabnahme im AGR-Kühler ist eine Funktion der Kühlmitteltemperatur $T_{Kuehlmittel}$ und des Kühlerwirkungsgrades ϵ_{AGR} [31]. Der Kühlerwirkungsgrad definiert sich durch den Quotienten aus tatsächlich auftretender und theoretisch möglicher Wärmeabfuhr nach Gleichung 2.31. Mit der Übertragung dieser Definitionsgleichung auf den AGR-Kühler und der Beschreibung des Kühlerwirkungsgrades in Abhängigkeit von der durchströmenden Abgasmasse w_{AGR} in Form eines Kennfeldes, läßt sich die Temperatur nach dem AGR-Kühler mit Gleichung 2.32 ermitteln [55].

$$\epsilon_{AGR} = \frac{T_{vorKuehler} - T_{nachKuehler}}{T_{vorKuehler} - T_{Kuehlmittel}} \quad (2.31)$$

$$T_{31} = T_3 - \epsilon_{AGR}(n_{mot}, M_{mot}) \cdot (T_3 - T_{Kuehlmittel}) \quad (2.32)$$

2.4 Der Abgasturbolader

Die Aufladung von Dieselmotoren mit Abgasturboladern (ATL) zur Leistungserhöhung und Verbrauchseinsparung umfaßt heute fast alle gängigen Motoren vom Schiffsantrieb über LKW-Motoren bis hin zu hochdynamischen PKW-Antrieben. Der Hintergrund für den Siegeszug der Turboaufladung läßt sich anhand einer Leistungsabschätzung für Kolben-Verbrennungskraftmaschinen (2.33) leicht nachvollziehen [32].

$$P_{eff} \sim V_{hub} \cdot n_{max} \cdot \rho_{Luft} \quad (2.33)$$

Demnach ist bei gegebener Abmessung des Zylinders bzw. seines Hubvolumens (V_{hub}) und einer maximal zulässigen Höchstdrehzahl (n_{max}) die Leistung (P_{eff}) nur über die Dichte der Luft (ρ_{Luft}) im Zylinder beeinflussbar. Als durchaus bewährte Methode hat sich die Vorverdichtung außerhalb des Motor-Arbeitsraumes durch Aufladesysteme durchgesetzt. Für PKW-Anwendungen lassen sich in diesem Zusammenhang als eine der bedeutendsten Formen der Verdichtung die mechanische Aufladung und die Abgasturboaufladung nennen. Im Gegensatz zu mechanischen Ladern, die direkt mit der Kurbelwelle des Motors gekoppelt sind und somit die Leistung zum Laderantrieb dem Verbrennungsmotor entziehen, nutzt der Abgasturbolader die bislang nicht genutzte Abgasenergie. Diesem energetischen Vorteil steht sein mangelhaftes dynamisches Verhalten entgegen. Während mechanische Lader einen nahezu verzögerungsfreien Druckaufbau gewährleisten, ist das Betriebsverhalten des Abgasturboladers zusätzlich zur Energiebilanz zwischen Verdichter und Turbine auch noch vom Betriebsverhalten des Motors bestimmt, der über den Luft- und den Abgasstrom auf den ATL einwirkt. Durch das Leistungsgleichgewicht stellt sich ein der Abgasenergie des Motors proportionaler Ladedruck ein, wodurch sich der ATL erst bei höherer Motordrehzahl bemerkbar macht. Aus diesem Grund ist bei der Anpassung von Ladern mit feststehender Geometrie an bestehende Motoren ein Kompromiß zwischen Ansprechverhalten und Ladergröße anzustreben, der einen frühen Ladedruckaufbau schon bei niedriger Motordrehzahl erlaubt. Während kleine Lader aufgrund des geringen Trägheitsmoments und dem für niedrige Motordrehzahlen angepaßten Aufstauverhalten ein schnelles Ansprechverhalten aufweisen, würde die Laderdrehzahl bei Vollast- und Maximaldrehzahl des Motors ihren zulässigen Wertebereich überschreiten und zu Bauteilbeschädigungen führen. Im Gegensatz dazu lassen sich große Lader an einen Vollastmotorbetrieb bei Maximaldrehzahl anpassen, ohne dabei das Drehzahllimit zu überschreiten, besitzen dynamisch allerdings deutliche Defizite. Als Kompromißlösung bieten sich für den Einsatz in PKW-Motoren kleine Laderauslegungen an, die über einen Bypasskanal (waste gate) Abgas an der Turbine vorbeileiten, somit hohe Druckverhältnisse vermeiden und gleichzeitig die Drehzahl des Laders begrenzen. Das trotz dieser Maßnahme deutlich zu spürende, verzögerte Ansprechverhalten des Laders läßt sich durch die Verwendung eines Abgasturboladers mit variabler Turbinengeometrie (VTG) deutlich verbessern. Mit der Einführung dieser Variante in Verbindung mit geeigneten VTG-Regelstrategien ist ein Ansprechverhalten erreichbar, das nahe an die spürbare Grenze von 0.5 s Ladedruckaufbau heranreicht. Aufgrund der genannten Vorteile und dem damit verbunde-

nen Optimierungspotential in Bezug auf Betriebsstrategien und Reglerentwurf beziehen sich folgende Betrachtungen ausschließlich auf die Modellierung eines Abgasturboladers mit variabler Turbinengeometrie (Abbildung 2.10).

Zur dynamischen Modellierung des Turboladerverhaltens müssen alle Komponenten, die einen wesentlichen Einfluß auf das transiente Verhalten nehmen, zunächst getrennt betrachtet werden. Hierzu zählen im wesentlichen der Strömungsverdichter, die einstufige Gasturbine und eine gemeinsame Welle, mit der Verdichter und Turbine starr miteinander gekoppelt sind. Der Betriebspunkt des Abgasturboladers ist abhängig vom

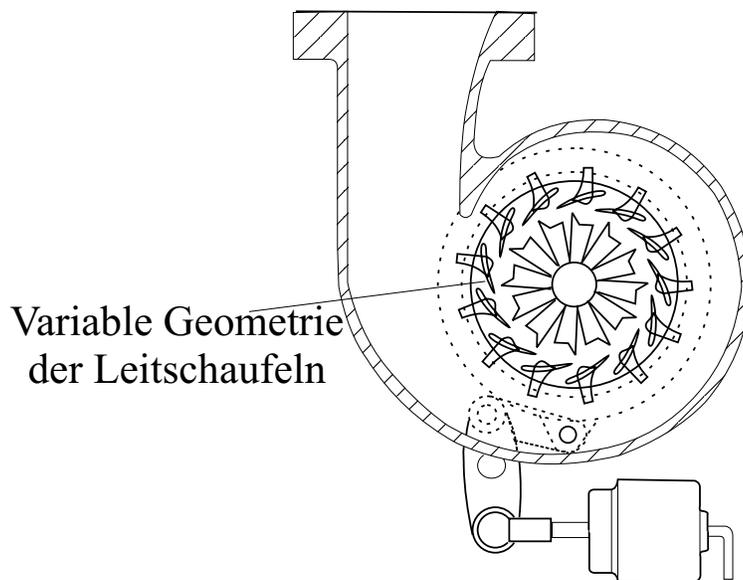


Bild 2.10: Prinzipskizze eines Turboladers mit variabler Turbinengeometrie

Gleichgewichtszustand zwischen Verdichter- und Turbinenleistung, die sich jeweils aus den Enthalpieströmen an der Turbinen- und Verdichterseite errechnet. Bei der Betrachtung aller die Enthalpiedifferenz betreffenden Einflußgrößen kristallisieren sich die eingespritzte Kraftstoffmenge und die VTG-Stellung als dominante Einflußgrößen heraus, die mit einer kurzen Zeitkonstante auf das Turbolader-Verhalten einwirken. Aus diesem Grund beginnt die Modellbeschreibung mit der Turbine, die unmittelbar von einer Änderung der oben genannten Größen betroffen ist.

Um die Leistungsaufnahme der Turbine zu ermitteln, bezieht man sich auf die an einer Welle abfallende und auf die Gasmasse bezogene technische Arbeit, die durch Gleichung 2.34 gegeben ist.

$$l_t = \frac{L_t}{m} \quad (2.34)$$

Mit der Definition des Gasmassendurchsatzes $w = \frac{dm}{dt}$ folgt die aufgenommene Turbi-

nenleistung P_t nach Gleichung 2.35.

$$P_t = \frac{dL_t}{dt} = \frac{l_t \cdot dm}{dt} = l_t \cdot w \quad (2.35)$$

Die hierin auftretende bezogene technische Turbinenarbeit l_t errechnet sich aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik für offene Systeme, unter Vernachlässigung der über das Turbinengehäuse abgeleiteten Wärme und der äußeren Energie, hinter der sich im wesentlichen die kinetische und die potentielle Energie verbirgt. Somit verbleibt die Energiebilanz nach Gleichung 2.36.

$$l_t = h_{in} - h_{aus} \quad (2.36)$$

Mit der spezifischen Enthalpie $h = c_p \cdot T$ liefert Gleichung 2.36 einen von der Temperaturdifferenz abhängigen Ausdruck für die an der Turbine auftretende technische Arbeit l_t nach Gleichung 2.37.

$$l_t = c_p (T_3 - T_4) \quad (2.37)$$

Unter Verwendung der adiabaten Beziehung zwischen Druck und Temperatur $T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ folgt aus 2.37 schließlich die endgültige Gleichung für die technische Arbeit, die an einer idealisierten Turbine abfällt, nach Gleichung 2.38.

$$l_{turb} = c_{p_{Abgas}} T_3 \cdot \left(1 - \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{\kappa_{Abgas}-1}{\kappa_{Abgas}}}\right) \quad (2.38)$$

Um von diesen idealisierten Betrachtungen auf die real abfallende Leistung an der Turbine zu schließen, wird die für den Idealfall geltende Gleichung für die technische Arbeit (2.38) zunächst mit dem Gasmassenstrom w_{turb} und anschließend mit dem mechanischen und dem isentropen Turbinenwirkungsgrad multipliziert.

$$P_{turb} = w_{turb} \cdot \eta_{turb_{is}} \cdot \eta_{turb_{mech}} \cdot h_{Abgas} \cdot \left(1 - \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{\kappa_{Abgas}-1}{\kappa_{Abgas}}}\right) \quad (2.39)$$

Der isentrope Wirkungsgrad $\eta_{turb_{is}}$ berücksichtigt Rückströmungen am Laufzeug und den Umstand, daß in der Realität nicht von einer adiabaten Gasentspannung ausgegangen werden kann. Desweiteren gibt der mechanische Wirkungsgrad unter anderem den Einfluß von auftretenden Reibverlusten an der Welle wieder. Bei der Berücksichtigung des isentropen Wirkungsgrades und des Luftmassenstroms dienen Herstellerkennfelder, die in Abhängigkeit von der VTG-Stellung, den Drücken vor und nach Turbine sowie der Gastemperatur vor der Turbine aufgetragen sind. Aufbau und Darstellung dieser Kennfelder sind nachfolgend eingehend erklärt.

2.4.1 Turbinenkennfeld

In einem Turbinenkennfeld (Abbildung 2.11) ist der bezogene Gasmassendurchsatz w_T^* und der Wirkungsgrad $\eta_{is,T}$ über dem Druckverhältnis $\Pi_T = \frac{p_3}{p_4}$ für unterschiedliche Drehzahlen aufgetragen. Zur vereinfachten Darstellung des Turbinendurchsatzes bietet sich eine Näherung über dem Druckverhältnis an, bei der die Abhängigkeit von der Drehzahl entfällt. Bei VTG-Ladern ist zusätzlich die Stellung des variablen Leitapparats zu berücksichtigen, die als weiterer Parameter hinzutritt. Um eine allgemeingültige

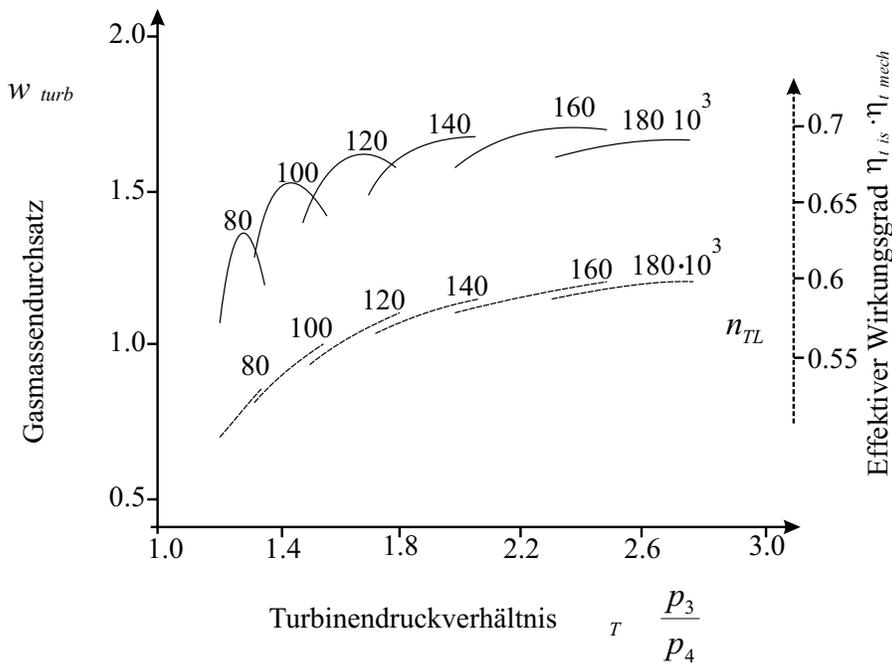


Bild 2.11: Turbinenkennfeld

und vom Umgebungszustand unabhängige Darstellung der Kennfeldgrößen zu erlauben, sind alle Werte als bezogene Größen dargestellt, die den Normzustand berücksichtigen, unter dem die Kennfelder gemessen wurden. Die entsprechenden Umrechnungen zwischen den der Parametrierung zugrundeliegenden bezogenen Größen, unter denen der bezogene Massenfluß (w_{turb}^*) und die bezogene Laderdrehzahl (n_{TL}^*)³ zu sehen sind und den in der Simulation gesuchten Größen, erfolgt nach den Gleichungen 2.40 und 2.41.

$$w_{turb}^* = \frac{w_{turb} \cdot \sqrt{\frac{T_3}{T_0}}}{\frac{p_3}{p_0}} \quad (2.40)$$

³Die Unterteilung eines Turboladers in Turbine und Verdichter spiegelt sich in den Indizes der entsprechenden Prozeßgrößen wider. Somit weist der Index $turb$ auf turbinenspezifische Größen und $verd$ auf verdichterspezifische Werte hin, während TL Größen berücksichtigt, welche sowohl Turbine als auch Verdichter betreffen

$$n_{TL}^* = \frac{n_{TL}}{\sqrt{\frac{T_3}{T_0}}} \quad (2.41)$$

2.4.2 Der Verdichter

Die Herleitung der aufgenommenen Verdichterleistung vollzieht sich analog zu den Betrachtungen an der Turbine und ist durch Gleichung 2.42 beschrieben.

$$P_{verd} = w_{verd} \frac{1}{\eta_{turb_{is}} \cdot \eta_{turb_{mech}}} \cdot T_1 \cdot c_p \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad (2.42)$$

Der in Gleichung 2.42 auftretende Verdichtermassenstrom w_{verd} und der Verdichtereffizienzgrad sind ähnlich wie bei der Turbine in einem Kennfeld abgelegt (Abbildung 2.12). In diesem Kennfeld ist das Verdichterdruckverhältnis $\Pi_{verd} = \frac{p_2}{p_1}$ über dem bezogenen Massenstrom w_{verd}^* dargestellt. Als Parameter tritt die bezogene Drehzahl n_{TL}^* hinzu. Im gleichen Kennfeld findet sich die isokline Abbildung des Gesamtwirkungsgrads bestehend aus isentropen ($\eta_{turb_{is}}$) und mechanischen Verdichtereffizienzgrad ($\eta_{turb_{mech}}$) in Abhängigkeit des Verdichterdruckverhältnisses ($\frac{p_2}{p_1}$) und des Massenstroms wieder. Der mittlere und gültige Kennfeldbereich ist durch verschiedene physikalische Effekte und technisch-mechanische Grenzen des Laders eingeschränkt [39]. Die Überschreitung dieser Grenzen muß in der Modellierung berücksichtigt und sinnvoll abgefangen werden. Neben der maximal zulässigen Laderdrehzahl, die das Kennfeld nach oben begrenzt, wirken die Pumpgrenze auf der linken und die Stopfgrenze auf der rechten Kennfeldseite einschränkend. Die Pumpgrenze tritt im Bereich von verhältnismäßig großen Druckverhältnissen bei kleinen Massendurchsätzen auf. Dieser Zustand führt zu einem Strömungsabriss an den Schaufeln, der den Fördervorgang unterbricht. Der abrupte Rückgang der Fördermenge führt zu einer Reduktion des Druckverhältnisses, die solange andauert, bis sich ein stabiles Druckverhältnis mit einem stabilen Massenstrom einstellt, worauf sich erneut Druck aufbaut. Eine rasche, sich wiederholende Abfolge dieses Vorgangs, der von einer starken Geräuschentwicklung begleitet ist, wird als „Pumpen“ bezeichnet.

Zusätzlich zur Pumpgrenze wirkt eine weitere Eingrenzung des Arbeitsbereichs durch die Stopfgrenze, die erreicht wird, wenn der Massendurchsatz in die Nähe seines Maximums heranreicht. Der maximale Massendurchsatz durch den Verdichter ist im wesentlichen vom Kanaldurchmesser und der örtlichen Schallgeschwindigkeit bestimmt. Erreicht die Strömungsgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit, so ist ein weiteres Ansteigen des Massendurchsatzes nicht mehr möglich. Im Verdichterkennfeld ist die Stopfgrenze an den stark abfallenden Drehzahlkurven am rechten Kennfeldrand erkennbar. Eine weitere Eingrenzung des Kennfeldes ist durch die maximal zulässige Drehzahl des Turboladers gegeben. Diese resultiert aus Fertigungstoleranzen, die mit einer Unwucht der Welle verbunden sind. Als Folge führen zu hohe Drehzahlen zu einer Auslenkung des Verdichter- bzw. Turbinenrads, was unwillkürlich zu einem Kontakt von Laufzeug und Gehäuse führt, wodurch der Lader mechanisch zerstört wird (siehe auch [47]).

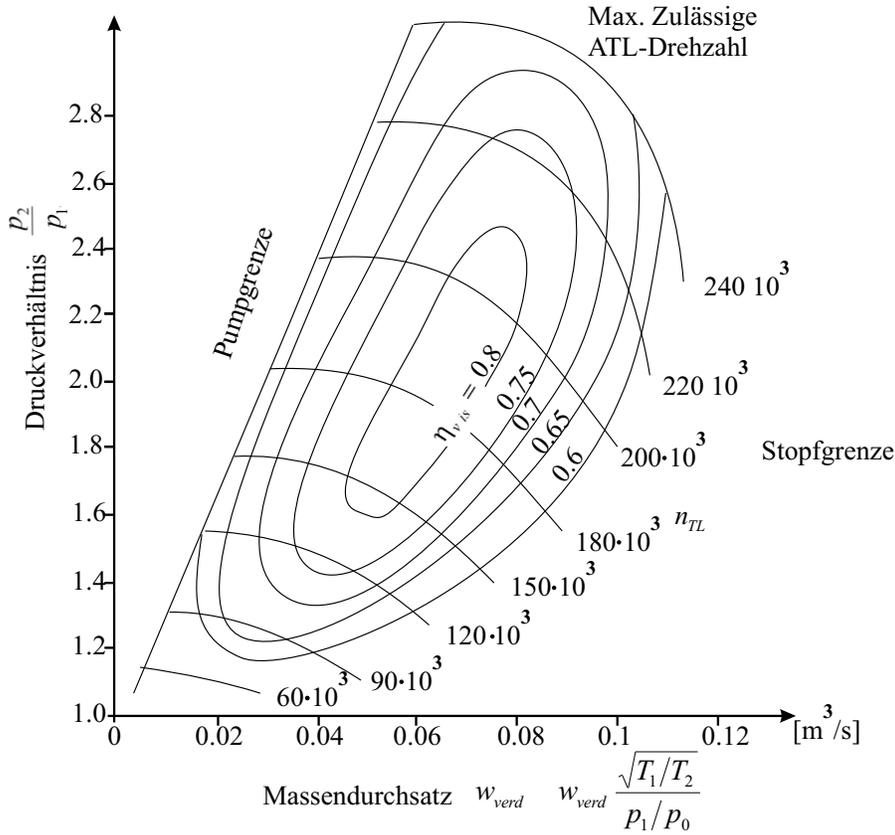


Bild 2.12: Verdichterkennfeld eines Turboladers

Neben einem Druckanstieg erfährt die komprimierte Luft eine nicht zu vernachlässigende Temperaturerhöhung. Diese von der Verdichtung herrührende Temperaturänderung ist zum einen vom Verdichterwirkungsgrad und zum anderen von der Wärmeableitung des Verdichtergehäuses abhängig und lässt sich durch Gleichung 2.43 hinreichend genau beschreiben.

$$T_{verd} = T_0 + \frac{T_0}{\eta_{is_{verd}}} \cdot \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa_{Luft}-1}{\kappa_{Luft}}} - 1 \right) \quad (2.43)$$

2.4.3 Dynamik des Turboladers

Die Modellierung der Turboladerdynamik basiert auf dem Momentengleichgewicht zwischen Turbine und Verdichter und ist durch Gleichung 2.44 gegeben.

$$\dot{n}_{TL} = \frac{P_{turb} - P_{verd}}{J_{TL} \cdot 4 \cdot \pi^2 \cdot n_{TL}} \quad (2.44)$$

$P_{turb} - P_{verd}$ bilanziert in dieser Gleichung die Leistungsabgabe bzw. die Leistungsaufnahme von Turbine und Verdichter, während J_{TL} das Trägheitsmoment von Turbinen-

schaufel, Verdichterrad und der Verbindungswelle repräsentiert.

Nachdem die mathematische Beschreibung aller Teilsysteme des Luftpfad abgeschlossen ist, sind im Folgenden verschiedene Simulationsergebnisse dargestellt, die das Zusammenspiel der einzelnen mathematischen Teilmodelle wiedergeben.

2.5 Simulationsergebnisse

Der Inhalt des folgenden Abschnitts beschäftigt sich mit dem Instationärverhalten des Gesamtsystemmodells. Um möglichst repräsentative Aussagen treffen zu können, ist das Modell unter Verwendung von Prüfstandsmessungen an einen 2.2 l Versuchsmotor angepaßt und parametrisiert, so daß im stationären Betrieb eine Übereinstimmung zwischen Rechenmodell des Luftsystems und dem realen Systemverhalten zu beobachten ist. Um die Modelltauglichkeit im Instationärbetrieb beurteilen zu können, wird die Reaktion auf unterschiedliche Sprunganregungen der einzelnen Aktoren im Rahmen einer kurzen Diskussion auf Plausibilität überprüft. Zur Anregung des Gesamtsystems kommt neben einer Variation der Einspritzmenge auch eine Änderung der VTG-Stellung und der AGR-Stellung in Betracht. Alle folgenden Darstellungen beschränken sich auf Betriebsbereiche, in denen Ladedruck- und AGR-Regelung gleichzeitig aktiv sind. Reaktionen des Luftsystems, die auf eine Veränderung der Motordrehzahl zurückzuführen sind, laufen in der Regel vergleichsweise langsam ab und sind somit für dynamische Betrachtungen von untergeordneter Bedeutung.

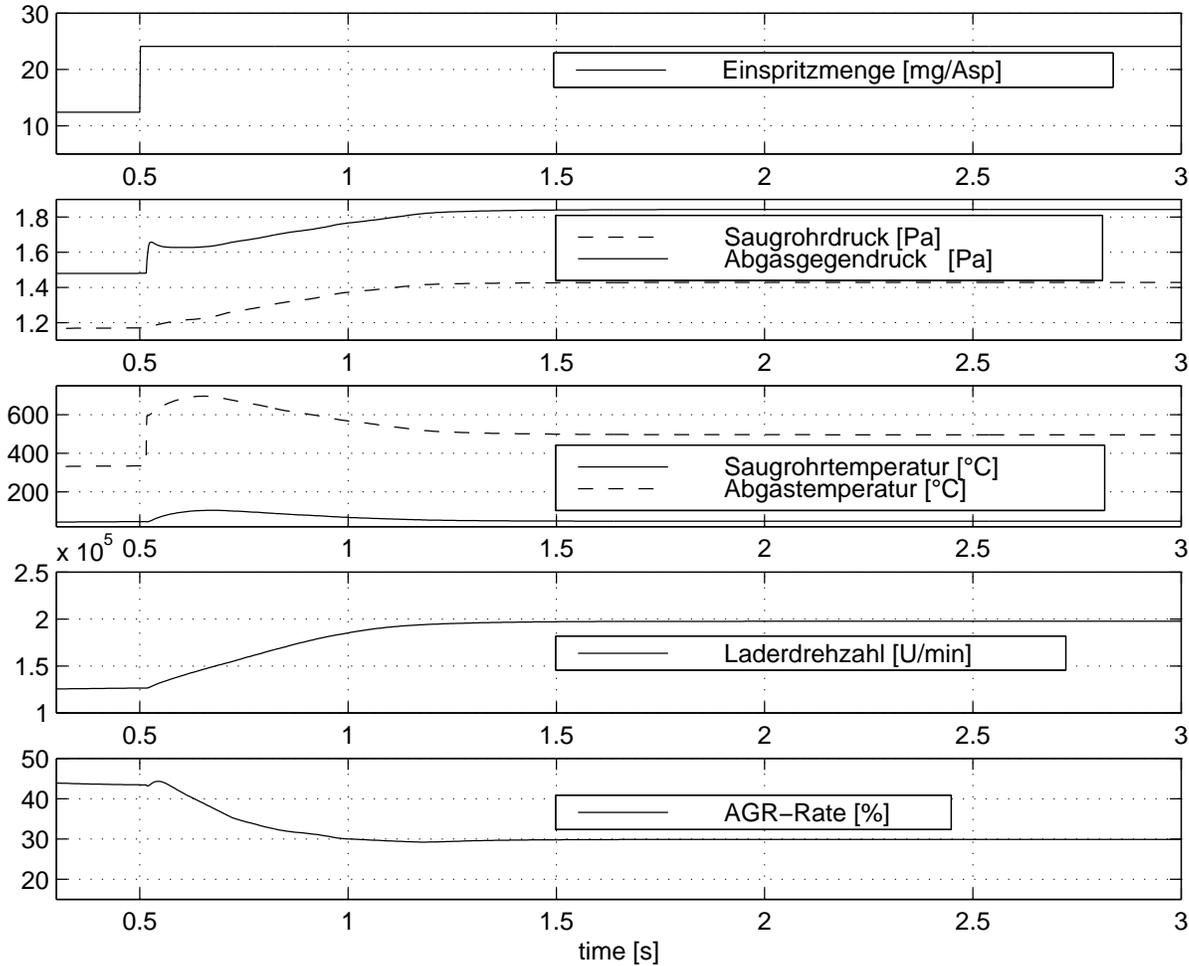


Bild 2.13: Reaktion des Luftpfades auf einen Einspritzmengensprung

Das erste Simulationsergebnis (Abbildung 2.13) zeigt die Reaktion des Rechenmodells infolge eines sprunghaften Anstiegs der Einspritzmenge von $12.5 \frac{mg}{ASP}$ auf $24 \frac{mg}{ASP}$ bei einer konstanten Drehzahl von $2000 \frac{U}{min}$ und konstanten VTG- und AGR-Stellungen. Infolge der veränderten Einspritzmenge steigt zunächst die Abgasenthalpie, die wiederum einen Druck- und Temperaturanstieg im Abgassammelbehälter nach sich zieht. Als Reaktion auf diese Veränderung nimmt die dem Abgas entzogene Leistung an der Turbine zu und der Lader antwortet mit einer Drehzahlerhöhung, die durch seine Massenträgheit begrenzt ist. Zeitgleich zur ersten schnellen Druckänderung im Abgassammelbehälter steigt das Druckverhältnis über dem AGR-Ventil, wodurch ein steiler Anstieg der Durchflußmenge provoziert wird. Als Reaktion hierauf folgt eine kurzzeitige Anhebung der AGR-Rate und der Temperatur im Saugrohr, die beide infolge des Ladedruckaufbaus mit gleicher Dynamik abnehmen.

Abbildung 2.14 zeigt die Systemreaktion auf eine sprunghafte Änderung der AGR-Ventilstellung von 26 % auf 74 % bei einer unveränderten VTG-Position, einer konstanten Einspritzmenge von $12 \frac{mg}{ASP}$ und einer Drehzahl von $2000 \frac{U}{min}$. Wie zu erwarten ist,

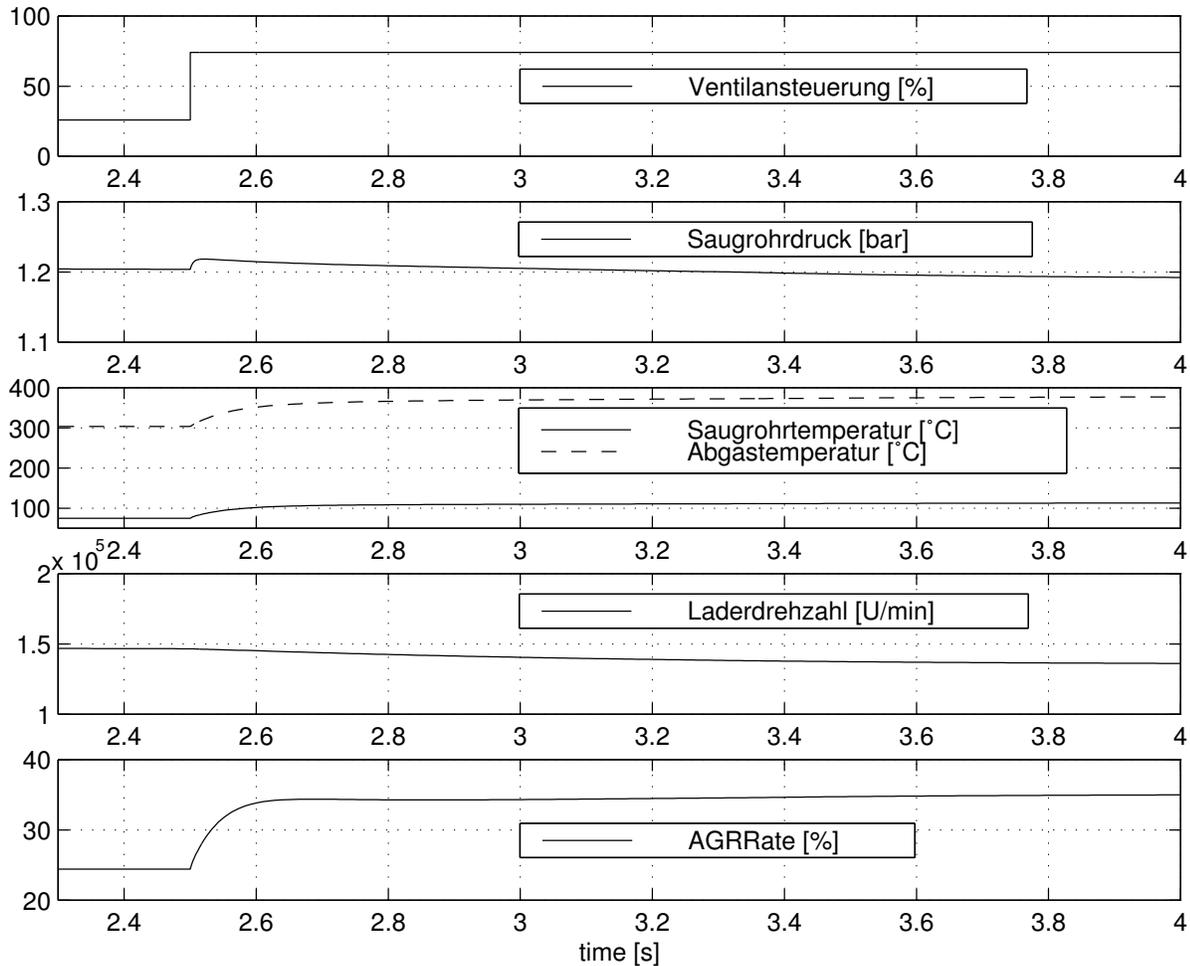


Bild 2.14: Reaktion des Luftpfades auf einen AGR-Ventilsprung

steigt die AGR-Rate in Abhängigkeit der Akzorzeitkonstanten, der Füllungsdynamik des AGR-Kühlers sowie der Füllungsdynamik des Saugrohres an und pendelt sich auf ein nahezu konstantes Niveau ein. Der damit verbundene sprunghafte Anstieg des in das Saugrohr eingeleiteten Abgasmassenstroms steigert sowohl die Saugrohrtemperatur als auch den Saugrohrdruck. Infolge des Druckaufbaus im Saugrohr reduziert sich der zuströmende Luftstrom. Als Reaktion auf den verminderten Luftdurchsatz und der gesteigerten AGR-Rate reduziert sich der Massenstrom durch die Turbine, der wiederum mit der Leistungsbilanz zwischen Turbine und Verdichter verknüpft ist und sowohl eine leicht abfallende Laderdrehzahl nach sich zieht als auch mit einem Abbau des Ladedrucks verbunden ist.

Im letzten Simulationsverlauf ist die Systemantwort infolge einer Veränderung der VTG-Stellung von 45 % auf 30 % bei $2000 \frac{U}{min}$ und einer Einspritzmenge von $20 \frac{mg}{ASP}$ in Abbildung 2.15 zu sehen. Die verbleibenden Aktoren verweilen während der Simulation auf einem konstanten Niveau. Als Reaktion auf die erhöhte Drosselwirkung der geschlossenen Turbinenleitschaufeln nimmt der Abgasgegendruck aufgrund des geringen Volumens des Abgassammelbehälters rapide zu, was in einer steigenden Laderdrehzahl resultiert. Die Änderung der AGR-Rate von 18 % auf 25 % und der damit steigenden Saugrohrtemperatur läßt sich mit dem höheren Druckverhältnis über dem AGR-Ventil erklären.

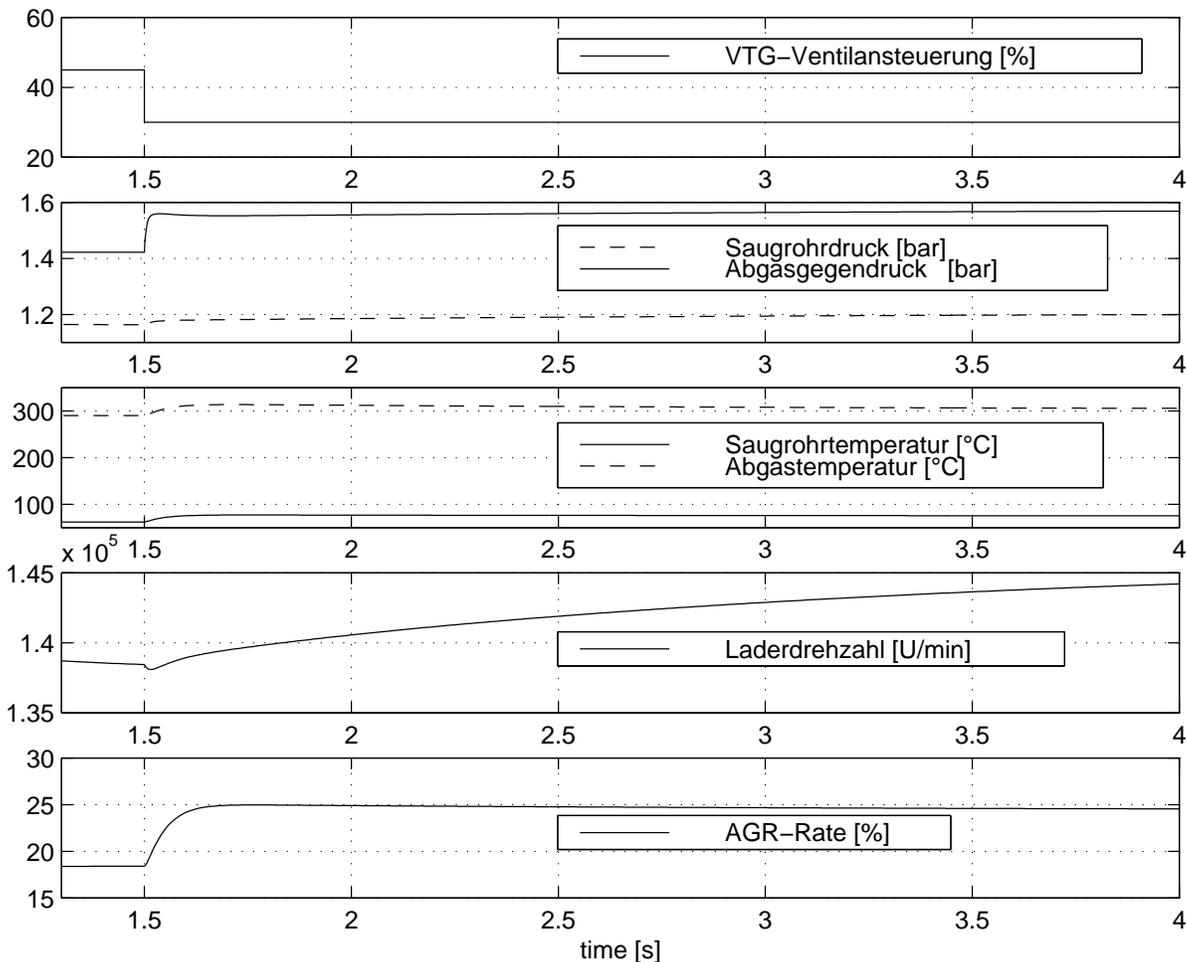


Bild 2.15: Reaktion des Luftpfades auf einen Sprung der VTG-Stellung

Wie sich aus den obigen Simulationen deutlich ersehen läßt, sind alle thermodynamischen Größen stark miteinander gekoppelt und reagieren mit unterschiedlicher Dynamik auf Anregungen des Systems. Als systembedingte Ursache sind hierfür zwei Rückkopplungsschleifen verantwortlich, die zum einen durch den AGR-Zweig und zum

anderen über die Turbinen-Verdichter-Verbindung gebildet werden. Somit ist mit einer Veränderung der Turboladerstellung nicht nur der Ladedruck sondern ebenfalls das Druckgefälle über dem Abgasrückführventil und damit die Abgasrückführrate betroffen. Auf der anderen Seite wirkt sich eine Verstellung des AGR-Ventils auf den Massenstrom durch die Turbine und somit auf den Ladedruckaufbau aus. Einen Überblick über die Kopplungen der thermodynamischen Größen liefert das in Abbildung 2.16 dargestellte Ursachen-Wirkungsdiagramm.

Hierin ist das Gesamtsystem in seine einzelnen Subsysteme untergliedert, die wiederum über thermodynamische Prozeßgrößen und daraus abgeleitete Hilfsgrößen miteinander verbunden sind. Mit Hilfe dieses Signalflußdiagramms lassen sich die Wirkungen einzelner Stellgrößen auf die Prozeßgrößen des Gesamtsystems qualitativ abschätzen. Während das Komfortverhalten nahezu unbeeinflusst von den Wechselwirkungen des Systems bleibt, schlägt der Einfluß auf das Emissionsverhalten insbesondere im instationären Betrieb stark zu Buche. Als Lösung dieses Problems bietet sich die Anwendung regelungstechnischer Entkopplungsansätze an, die ein vorgegebenes dynamisches Verhalten des Systems erzwingen, wobei eine Sollwertvorgabe des Ladedrucks ausschließlich auf den Ladedruck Einfluß nimmt, während die AGR-Rate unabhängig vom Ladedruckverhalten ihrer Sollwertvorgabe folgt. Neben linearen Entkopplungsmethoden wie z. B. die P- oder V-kanonische Entkopplung oder dem Verfahren nach Falb-Wolowich, die sich über Linearisierungen am Arbeitspunkt auf nichtlineare Systeme übertragen lassen, stehen auch nichtlineare Verfahren im Zustandsraum zur Verfügung. Die Mehrzahl dieser regelungstechnischen Entwurfsmethoden berufen sich auf die vollständige Kenntnis aller Zustandsgrößen. Diese Bedingung verursacht in bezug auf das vorliegende System zwei schwerwiegende Probleme. Zum einen können im Fahrbetrieb aufgrund ökonomischer Überlegungen nicht alle meßbaren Prozeßzustände erfaßt werden, zum anderen ist die Abgasrückführrate instationär nur mit aufwendiger Prüfstandsmeßtechnik erfaßbar, während sie sich im Fahrbetrieb einer exakten Quantifizierung nahezu vollständig entzieht. Als letzten Punkt sind noch Probleme im Bereich der Temperaturerfassung zu nennen, die sich infolge der vergleichsweise hohen Reaktionszeit der im Automobilbereich verwendeten Temperatursensoren ergeben. Ein Teil der oben genannten Schwierigkeiten läßt sich unter Zuhilfenahme von modellbasierten Beobachtern umgehen, mit deren Hilfe nicht meßbare Zustandsgrößen aus einer Kombination aus Modellwissen und zur Verfügung stehenden Sensorwerten berechnet werden. Voraussetzung für die erfolgreiche Anwendung eines solchen Verfahrens ist ein dynamisches Modell, das qualitativ und quantitativ das reale System in ausreichendem Umfang beschreibt. In bezug auf die Modellierung der Abgasrückführung nach den bisher beschriebenen Modellansätzen trifft diese Voraussetzung zwar qualitativ zu, kann quantitativ aufgrund von Pulsationseinflüssen das reale Systemverhalten nicht exakt wiedergeben. Aus diesem Grund beschäftigt sich Kapitel 4 mit einem alternativen Ansatz zur Bestimmung der AGR-Rate, der gleichzeitig die Problematik der dynamischen Temperaturbestimmung diskutiert und Lösungsvorschläge anbietet, die erneut das Thema Beobachterentwurf aufgreifen. Zuvor befaßt sich Kapitel 3 mit einer Erweiterung des Motormodells, das die Wirkung aller Parameter moderner Speichereinspritzsysteme

auf den Druck und die Temperatur im Zylinder zu Beginn des Auslaßvorgangs nachbildet und somit dem bisher vorgestellten Modell auch im Hinblick auf die Simulation moderner Systeme Gültigkeit verleiht. Mit Hilfe dieser Erweiterung läßt sich das Verhalten des Gesamtmodells nicht nur an moderne Dieselmotoren anpassen, es erlaubt zusätzlich die Simulation der im realen System auftretenden dynamischen Druck- und Temperaturverläufe im Ansaug- und Abgastrakt.

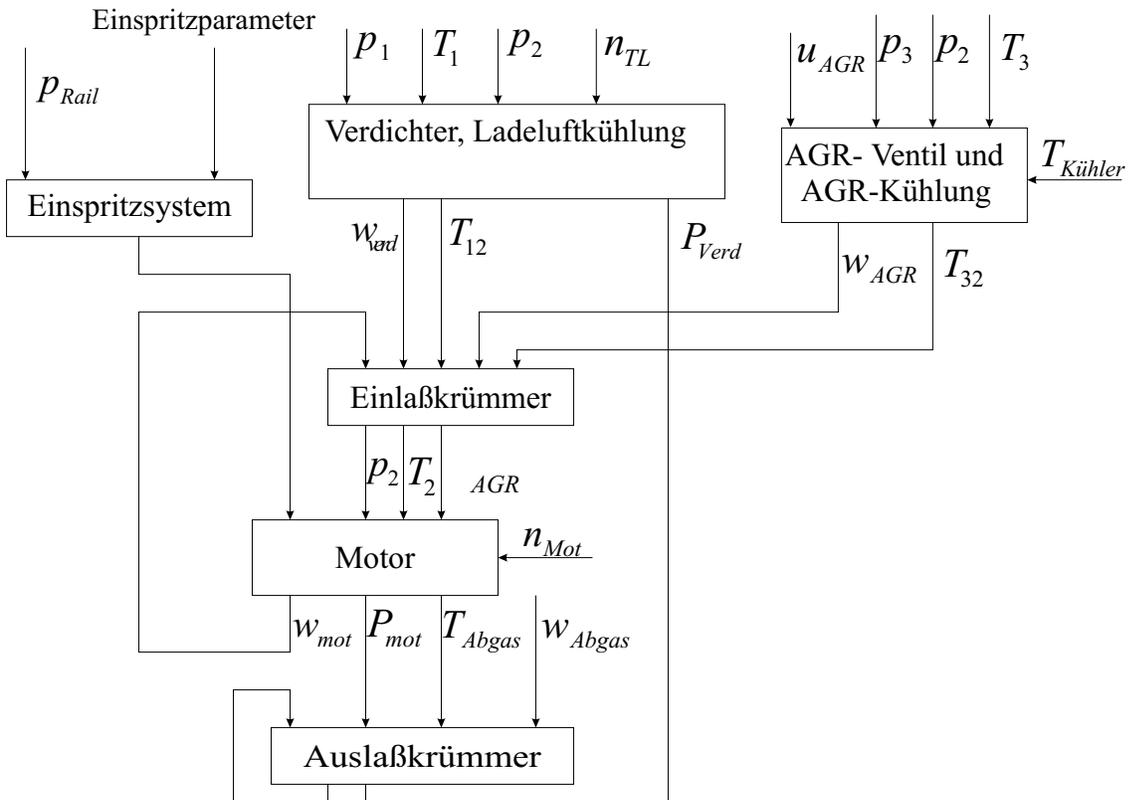


Bild 2.16: Ursachen-Wirkungsdiagramm des Luftsystems eines Verbrennungsmotors

3 Theoretische Modellbildung der Verbrennung

Im Verlauf des vorhergehenden Kapitels ging zunächst aus einer betriebspunktbezogenen Energiebilanzrechnung in Verbindung mit einer volumetrischen Wirkungsgradberechnung ein einfaches Mittelwertmodell des zugrundeliegenden Dieselmotors hervor. Diese Näherung ist in der Lage, das Verhalten des Motors in Bezug auf die Energie- und Massenströme ausreichend genau nachzubilden, sofern die von der EDC (electronic diesel control) berechneten Einspritzparameter in einem festen Bezug zum vorherrschenden Betriebspunkt stehen. Verliert diese Voraussetzung ihre Gültigkeit, beispielsweise durch den Einsatz einer Regelung oder Adaption, die unmittelbar auf die Parameter der Einspritzung wirkt, sind Variationen im Brennverlauf zu erwarten. Diese Variationen ihrerseits bedingen unterschiedliche Druck- und Temperaturbedingungen zum Zeitpunkt des öffnenden Auslaßventils und wirken somit auf das statische und dynamische Verhalten des Luftpfades ein. Um dennoch eine repräsentative Abbildung der thermodynamischen Motorgrößen zu erhalten, die in der Lage ist, Parametervariationen auf den Druck- und Temperaturverlauf im Zylinder abzubilden, wird im Rahmen dieses Kapitels ein Modell des Verbrennungsmotors erarbeitet, das im Gegensatz zu dem in Kapitel 2 vorgestellten Kennfeldmodell den Druck- und Temperaturverlauf während der Kompressions- und Expansionsphase kurbelwinkelsynchron wiedergibt. Neben einer Berücksichtigung aller Variationsmöglichkeiten, die moderne Speichereinspritzsysteme bieten, wird gleichzeitig die Rechenzeit durch die Anwendung analytischer Lösungsmethoden auf ein Minimum beschränkt, wodurch die Einbindung dieses Modells in regelungstechnische, echtzeitfähige Anwendungen und Simulationen in greifbare Nähe rückt. Hierzu wird der Umstand genutzt, daß sich die Differentialgleichung der Zylindertemperatur mit Hilfe von Näherungen in eine allgemeine Riccati-Differentialgleichung 2. Grades mit nichtlinearen Koeffizienten überführen und anschließend unter bestimmten Randbedingungen lösen läßt. Zu diesem Zweck wird ausgehend von einer Energiebilanzbetrachtung eine Differentialgleichung für die Zylindertemperatur aufgestellt und deren Terme als Polynome zweiten Grades der Zylindertemperatur in T_z mit nichtlinearen Koeffizienten in Abhängigkeit vom Kurbelwinkel formuliert. Anschließendes Umstellen der Differentialgleichung liefert dann die gesuchte Riccati-Form, anhand derer die weitere Vorgehensweise zur analytischen Lösung besprochen und zunächst in einer simplifizierten Form weiterverfolgt wird. Nach diesen Schritten steht als Resultat ein Motormodell zur Verfügung, das in der Lage ist, die Verbrennung und Wärmeentwicklung in Abhängigkeit von Einspritzzeitpunkt, Einspritzmenge und Einspritzdruck hinreichend genau nachzubilden, ohne mit Rechenzeitproblemen einer exakten Simulation der einzelnen Motorzyklen belastet zu sein. Im Gegensatz zur klassischen Einzonenmodellierung mit Vibe-Brennverlaufs- und Gaswechselrechnung [53] ist der Schwerpunkt bewußt auf eine Berechnungsvorschrift des Brennverlaufs gelegt

worden, die alle Common-Rail-spezifischen Parametervariationen erfaßt und ihre Einflüsse auf den Zylindertemperatur- und Druckverlauf wiedergibt.

Bevor auf die innermotorischen Vorgänge eines Common-Rail-Motors näher eingegangen wird, beschreibt der nachfolgende Abschnitt den Aufbau, die Funktionsweise und die Vorteile eines Speichereinspritzsystems im Vergleich zu herkömmlichen Einspritzsystemen.

3.1 Das Common-Rail-Konzept

Im Laufe der Entwicklung von Verbrennungsmotoren entstanden verschiedene Varianten des 4-Takt-Dieselmotors. Ein entscheidender Unterschied liegt in der Konstruktion des Verbrennungsraumes in Verbindung mit der jeweiligen Einspritztechnik. In Kraftfahrzeuganwendungen unterscheidet man grundsätzlich zwischen indirekt und direkt einspritzenden Dieselmotoren [38].

Indirekt einspritzende Motoren sind durch einen unterteilten Verbrennungsraum gekennzeichnet. Während der Einspritzung gelangt der Kraftstoff zuerst in eine Vorkammer, in der die Verbrennung eingeleitet wird. Der hieraus resultierende Druckanstieg in der Vorkammer schleudert das Kraftstoffgemisch mit hoher Geschwindigkeit in den Brennraum, in dem die restliche Verbrennung stattfindet. Durch die Vorkammer erfolgt die Verbrennung in indirekt einspritzenden Motoren mit niedriger Geräuschentwicklung, allerdings ist aufgrund der auftretenden Strömungsverluste zwischen Vorkammer und Brennraum mit einer Wirkungsgradverschlechterung und dadurch mit einem Mehrverbrauch an Kraftstoff von ca. 20 % zu rechnen [4].

Beim Direkteinspritzer gelangt der Kraftstoff im Verlaufe der Einspritzung auf direktem Wege in den Verbrennungsraum, was einen hohen Druckgradienten im Zylinder verursacht und somit mit einer hohen Geräuschentwicklung verbunden ist. Für beide Motortypen ist es besonders wichtig, daß eine exakt abgestimmte Menge Kraftstoff zum richtigen Zeitpunkt mit einem bestimmten Druck eingespritzt wird. Schon bei geringfügigen Abweichungen sind ansteigende Schadstoffemissionen, laute Motorgeräusche und ein zunehmender Kraftstoffverbrauch die Folge.

Das Common-Rail-System stellt hinsichtlich seiner Funktion für Personenkraftwagen ein neuartiges Einspritzsystem dar, mit dem sich Verbrauchsvorteile eines Direkteinspritzers ohne nennenswerte Geräuschnachteile realisieren lassen [13]. Darüber hinaus sind aufgrund seiner großen Anzahl betriebspunktunabhängiger, frei wählbarer Parameter die Emissionen auf ein Minimum absenkbar. Seine Variabilität bezieht dieses System unter anderem aus dem Umstand, daß die Raildruckerzeugung nahezu unabhängig vom vorherrschenden Motorbetriebspunkt erfolgt und in einem weiten Bereich frei wählbar ist [5]. Somit ist der Einspritzdruck im Gegensatz zu mechanischen Systemen variabel einstellbar und vom jeweiligen Motorbetriebspunkt (Einspritzmenge, Drehzahl) entkoppelt. Gleichzeitig ist mit Hilfe einer elektronischen Steuerung in Verbindung mit elektrisch betätigten Ventilen die Einspritzmenge und der Einspritzzeitpunkt nicht mehr an mechanische Betätigungselemente gebunden. Als weiteren Freiheitsgrad ist die Anzahl der Einspritzungen zu nennen, die nicht mehr auf nur eine

Einspritzung pro Zyklus beschränkt ist, sondern die Möglichkeit einer Vor-, Haupt- und Nacheinspritzung bietet. Während die Nacheinspritzung vorwiegend aus Gründen der Abgasnachbehandlung eingesetzt wird, dient die Voreinspritzung dazu, den Druckgradienten zu Beginn der Verbrennung deutlich zu reduzieren, wodurch bei direkteinspritzenden Systemen die Geräuschemissionen deutlich sinken, ohne nennenswerte Verbrauchsnachteile nach sich zu ziehen.

Die Komponenten des Einspritzsystems, die sich in ein Niederdruck- und ein Hochdrucksystem unterteilen lassen, sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Im Niederdruck-

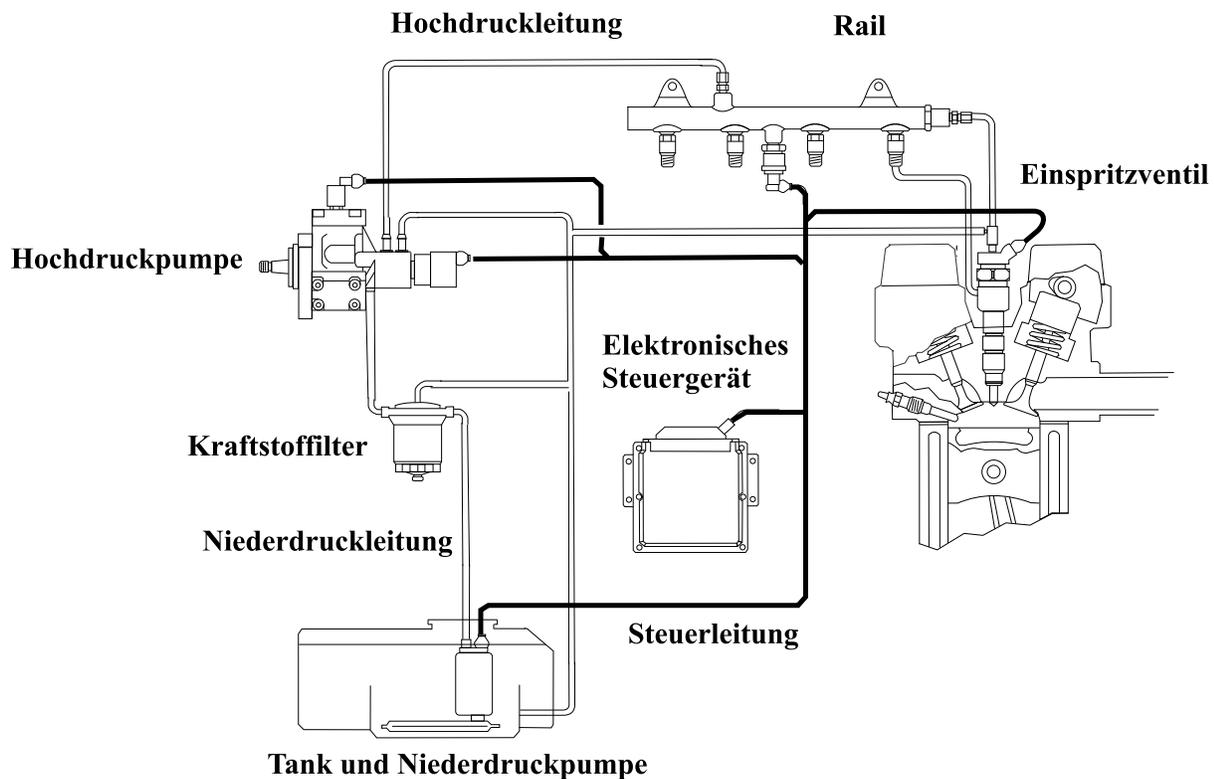


Bild 3.1: Komponenten und Aufbau eines Common-Rail-Systems (Quelle: Bosch Unterrichtsunterlagen)

system wird der Kraftstoff vom Tank zum Hochdrucksystem gepumpt. Anschließend fördert die Hochdruckpumpe den Kraftstoff in den Hochdruckspeicher („Rail“) und erzeugt dort einen maximalen Druck von bis zu 1600 bar. Aus dem Hochdruckspeicher wird bei jeder Einspritzung Kraftstoff entnommen und durch die elektrisch ansteuerbaren Injektoren direkt in den Zylinder eingespritzt. Ein Druckregelventil sorgt dafür, daß der Raildruck auf einem konstanten Niveau verbleibt. Durch den ständig zur Verfügung stehenden konstanten Hochdruck in der Rail werden sehr genaue und flexible Einspritzungen möglich. Die Flexibilität dieses Gesamtsystems kann erst unter Verwendung einer elektronischen Recheneinheit, der „Electronic Diesel Control“ (EDC), voll aus-

geschöpft werden, die alle common-rail-spezifischen Größen in Abhängigkeit der zur Verfügung stehenden Sensorwerte berechnet und somit Beginn und Dauer der Vor-, Nach- und Haupteinspritzung sowie den Raildruck betriebspunktabhängig festlegt.

Obwohl zur Erfassung von Raildruckschwankungen und deren Auswirkungen unmittelbar am Injektor und somit auch auf die Einspritzung eine umfassende Modellbildung dieses Systems angemessen ist, beschränkt sich der im folgenden Kapitel diskutierte Ansatz auf die Vorgänge im Zylinder und klammert somit dynamische Effekte des Nieder- und Hochdruckkreislaufs aus.

3.2 Mathematische Beschreibung der Motorzyklen

Bevor im Rahmen dieses Kapitels näher auf die Modellierung des Verbrennungsmotors eingegangen wird, sind im folgenden Abschnitt die Systemgrenzen, die darüber hinweg tretenden Energie- und Massenströme und die jeweils dazugehörigen Motorzyklen kurz angesprochen.

Das nachfolgend betrachtete System ist durch seine Systemgrenzen, bestehend aus Brennraumwand, Kolbenoberfläche, Zylinderkopf und Ventile, eingegrenzt (Abbildung 3.2). Die Bilanz der Energie- und Massenflüsse über diese Systemgrenzen ist durch die Gleichungen 3.1 und 3.2 beschrieben [31].

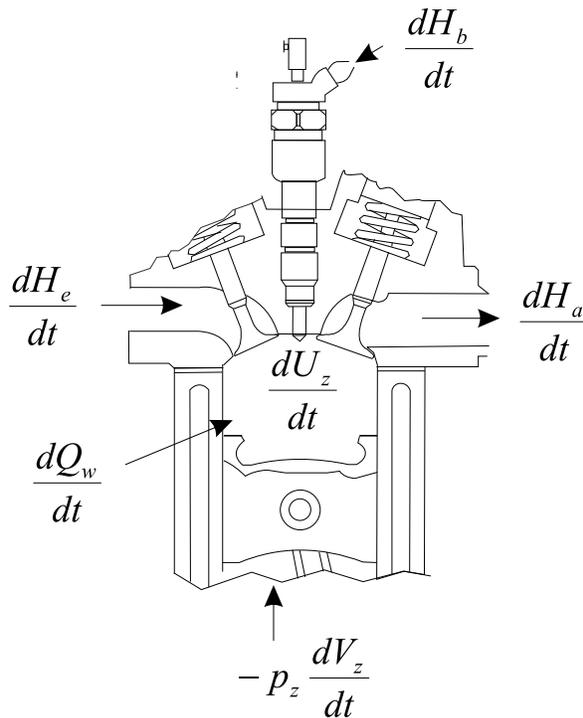


Bild 3.2: Energieströme am Brennraum

3.2 Mathematische Beschreibung der Motorzyklen

$$\frac{dU_z}{dt} = \frac{dQ_b}{dt} + \frac{dQ_w}{dt} - p_z \frac{dV_z}{dt} - \frac{dH_a}{dt} + \frac{dH_e}{dt} + \frac{dH_b}{dt} \quad (3.1)$$

$$\frac{dm_z}{dt} = \frac{dm_e}{dt} + \frac{dm_b}{dt} - \frac{dm_a}{dt} \quad (3.2)$$

In der Energiebilanzgleichung (3.1) ist die Änderung der inneren Energie im Zylinder über der Zeit ($\frac{dU_z}{dt}$) als Funktion der zeitlichen Änderung der Verbrennungswärme ($\frac{dQ_b}{dt}$), der Wandwärmeverluste ($\frac{dQ_w}{dt}$), der Verdichtungsarbeit ($p_z \cdot \frac{dV_z}{dt}$), des Enthalpiestroms über die Einspritzventile ($\frac{dH_b}{dt}$) und der Enthalpieströme über die Ein- und Auslaßventile ($\frac{dH_{e|a}}{dt}$) dargestellt. Neben dieser Gleichung ist zusätzlich eine Massenbilanzbetrachtung der absoluten Gasmasse im Zylinder und der ein- bzw. ausfließenden Massenströme über das Einspritzventil und die Ein- bzw. Auslaßventile nach Gleichung 3.2 zur eindeutigen Bestimmung der thermodynamischen Prozeßgrößen notwendig. Während in klassischen Kreisprozeßrechnungen die Massen- und Energiebilanzgleichungen über den gesamten Zyklus numerisch berechnet werden, ist im nachfolgenden Ansatz im Hinblick auf die angestrebte Rechenzeitreduktion eine vereinfachte Modellrechnung des Motorzyklus angestrebt. Zu diesem Zweck sind die Vorgänge in einem Dieselmotor in vier Phasen aufgeteilt. Sie setzen sich aus der Kompressionsphase, der Wärmefreisetzungsphase, der Expansion und der Ladungswechselphase zusammen (Abbildung 3.3). Die Berechnung des Gaswechsels erfolgt in diesem ersten Schritt über ein

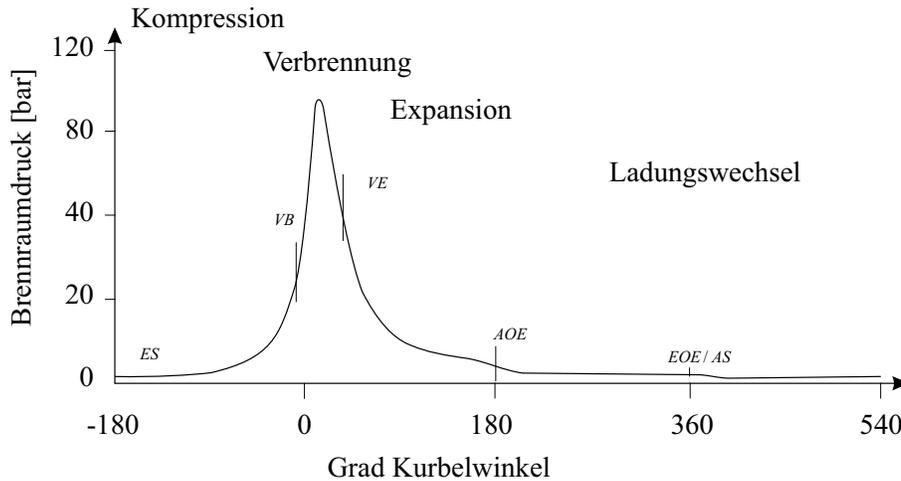


Bild 3.3: Die vier Phasen eines Motorzyklus

Liefergradkennfeld, dem der mittlere Gasmassenstrom in den Motor in Abhängigkeit von der Motordrehzahl und der Gasdichte im Saugrohr entnommen werden kann. Eine detailliertere Darstellung der Vorgänge läßt sich über eine kurbelwinkelaufgelöste Gaswechselrechnung erzielen, die sich auf den Zylinderdruck, die Ventilerhebung, die Druckverhältnisse im Saugrohr und im Abgassammelbehälter stützt. Der damit verbundene Rechenaufwand steht dann allerdings einer echtzeitfähigen Berechnung des

Gesamtprozesses im Wege und es werden weiterführende rechenzeitreduzierende Maßnahmen notwendig. Sowohl die Kompression als auch die Expansion ist als polytrophe Zustandsänderung approximiert, wodurch sich beide Phasen mit jeweils einem Rechenschritt überbrücken lassen. Um den Fehler dieser Näherung so klein wie möglich zu halten, muß der Polytropenexponent (n) möglichst exakt bestimmt werden. Während der Kompression und der Expansion sind jeweils die Anfangstemperatur und das Volumen am Anfangs- und Endzustand bekannt, so daß die Temperaturen zu den Zeitpunkten Verbrennungsbeginn (φ_{VB}) und Auslaß öffnet (φ_{AOE}) in Abhängigkeit von den Temperatur- und Volumenwerten zum Zeitpunkt Einlaß schließt (φ_{ES}) und Verbrennungsende (φ_{VE}) nach Gleichung 3.3 gegeben sind.

$$\begin{aligned} T_z(\varphi_{VB}) &= T_z(\varphi_{ES}) \left(\frac{V_z(\varphi_{ES})}{V_z(\varphi_{VB})} \right)^{n-1} \\ T_z(\varphi_{AOE}) &= T_z(\varphi_{VE}) \left(\frac{V_z(\varphi_{VE})}{V_z(\varphi_{AOE})} \right)^{n-1} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Nachdem die mathematische Behandlung des Gaswechsels, der Verdichtung und der Expansion soweit abgehandelt sind, steht im folgenden die zeitoptimierte Berechnung der Wärmefreisetzung im Vordergrund. Während dieser Phase sind die Enthalpieströme der ein- und ausfließenden Gemischmassen Null, wodurch sich die Differentialgleichung 3.1 auf die in Gleichung 3.4 dargestellte Form reduziert.

$$\frac{dT_z}{d\varphi} = \frac{1}{m_z c_v} \left[\frac{dQ_b}{d\varphi} + \frac{dQ_w}{d\varphi} - p_z \frac{dV_z}{d\varphi} + h_b \frac{dm_b}{d\varphi} \right] \quad (3.4)$$

Um zunächst eine qualitative Aussage über die Dominanz der auftretenden Terme treffen zu können, ist in Abbildung 3.4 der Verlauf der einzelnen Energieanteile exemplarisch aufgetragen. Während die Wärmefreisetzung des eingebrachten Kraftstoffs ($\frac{dQ_b}{d\varphi}$), die Verdichtungsarbeit ($p_z \frac{dV_z}{d\varphi}$) und die Wandwärmeverluste ($\frac{dQ_w}{d\varphi}$) die am stärksten hervortretenden Einflußfaktoren darstellen, liefert die Enthalpie des eingespritzten Kraftstoffs $h_b \frac{dm_b}{d\varphi}$ einen verschwindend geringen Anteil an der Gesamtenergie und kann somit durchaus vernachlässigt werden, ohne daß die Genauigkeit der Berechnung allzu sehr leidet. Um im weiteren Verlauf eine analytische Lösungsmethode anwenden zu können, wird die Formulierung von Gleichung 3.4 in Form einer allgemeinen Riccati-Differentialgleichung zweiten Grades angestrebt. Hierfür ist es erforderlich, die Terme auf der rechten Seite der Differentialgleichung durch Polynome zweiten Grades in T_z mit kurbelwinkelabhängigen Koeffizienten darzustellen und geeignet zusammenzufassen.

Neben der angestrebten Reduktion des Rechenaufwands mit Hilfe einer analytischen Lösungsmethode bietet die Verwendung einer sowohl turbulenz- als auch einspritzverlauforientierten Modellierung des Brennverlaufs die Möglichkeit zur Berechnung seines instationären Verhaltens. Der Vorteil, der mit dieser Modellierungsart verbunden ist, wird bei einer Gegenüberstellung mit Modellrechnungen deutlich, die sich auf parametrisierte bzw. vorgegebene Brennverläufe stützen. Modelle dieser Art, bei denen die Brennverlaufsparameter vorgegeben sind, beziehen sich immer auf Daten, die an den

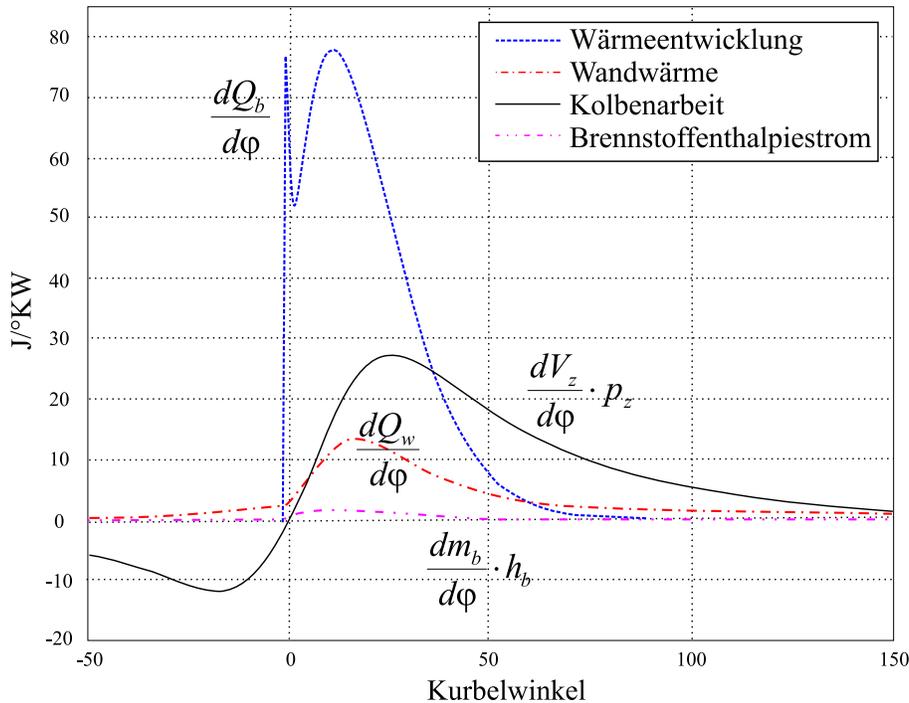


Bild 3.4: Verlauf der einzelnen Energierterme der Temperaturdifferentialgleichung

eingeschwungenen Zustand des Systems angepaßt sind und somit nur diesen wiedergeben. Aus diesem Grund läßt sich die Dynamik des Systems mit Hilfe dieser Modellansätze unmöglich nachbilden. Im Gegensatz dazu ist ein Modell, das den Brennverlauf in Form seines Brenngesetzes wiedergibt, in der Lage, nahezu alle dynamischen Effekte zu erfassen. Aus diesem Grund wird der Brennverlauf in Anlehnung an den Ansatz von Chmela, Orthaber und Schuster [11] angesetzt. Als weiteren Vorteil ist der physikalische Bezug des Wärmefreisetzungmodells zu nennen, der es erlaubt, den Brennverlauf für jeden Betriebspunkt nachzubilden, ohne von betriebspunktbezogenen Modellierungsparametern abhängig zu sein.

3.3 Berechnung der Wärmefreisetzung

3.3.1 Der MCC-Ansatz

Der Mixed Combustion Control Ansatz (MCC) bietet die Möglichkeit, die Wärmefreisetzung in Verbrennungsmotoren durch ein nulldimensionales Einstoffmodell zu beschreiben. Nulldimensional bedeutet, daß auf die örtlich verteilte Berechnung von thermodynamischen Prozeß- und Stoffgrößen verzichtet wird. Die meisten Modelle dieser Art greifen auf einfache geometrische Formeln [2] oder empirische Funktionen wie die Vibefunktion [64] zurück, um die Wärmefreisetzung zu beschreiben. Für die Mehrzahl aller Anwendungen liefern diese Ansätze durchaus befriedigende Resultate. Nachteilig

wirkt sich jedoch die Betriebspunktabhängigkeit der enthaltenen Formparameter aus, die somit für jeden einzelnen Betriebspunkt bestimmt werden müssen. Bestrebungen, diese Parameter über Berechnungsvorschriften an die jeweiligen Betriebspunkte und Parametervariationen zu knüpfen, sind in [49] dargestellt. Gegenüber diesen Ansätzen, die meist auf das stationäre Motorverhalten beschränkt sind, bietet der MCC-Ansatz aufgrund seiner physikalisch-phänomenologischen Modellierung einen erheblichen Vorteil, da er bei bekanntem Einspritzverlauf und Einspritzdruck das Brenngesetz abbildet. Dies bedeutet, daß die Modellparameter für den gesamten Betriebsbereich unverändert konstant sind. Trotz der hier erwähnten Vorteile, die mit der MCC-Modellierung verbunden sind, unterliegt dieser Ansatz folgenden Einschränkungen. Zum einen bezieht sich der Ansatz nur auf die Diffusionsverbrennung, während die Vormischflamme unberücksichtigt bleibt. Dies spielt vor allem bei älteren Dieselmotoren eine entscheidende Rolle, bei denen die Vormischflamme deutlich ausgeprägt ist. Moderne Einspritzverfahren mit Common-Rail-Technik bieten durch die Voreinspritzung die Möglichkeit, kleine Einspritzmengen kurz vor der Haupteinspritzung in den Brennraum zu injizieren. Aufgrund dieser Einspritzmenge wird ein Teil des Brennraums lokal vorgewärmt, und der für die Vormischflamme charakteristische hohe Zündverzug mit anschließender explosionsartiger Verbrennung läßt sich nahezu vermeiden. Zum anderen ist dieses Verfahren nur für die Nachbildung des Motorverhaltens bei deutlichem Luftüberschuß und bei nur einer Haupteinspritzung geeignet. Im Gegensatz zu mehrdimensionalen Modellen, die kurbelwinkelaufgelöst die Wärmefreisetzung unter Berücksichtigung der Reaktionskinetik beschreiben, steht bei diesem Ansatz eine möglichst einfache Modellierung der relevanten Vorgänge im Brennraum auf abstrakter Ebene im Vordergrund. Hierzu beschränken sich die Betrachtungen der Reaktionen im Zylinder auf zwei maßgebliche Effekte, die nach [11] die wesentlichen Einflüsse auf die Brennrate ausüben. Zum einen wird ein proportionales Verhalten der Brennrate zur momentan für die Verbrennung zur Verfügung stehenden Kraftstoffmasse angenommen. Zum anderen ist die Brennrate in hohem Maße von der Gemischbildung und damit von der Turbulenz im Brennraum abhängig. Diese Annahme stützt sich auf die Vermutung, daß die Wärmefreisetzung während der Verbrennung umso höher ist, je schneller die Reaktanden (Kraftstoff und Luft) aufeinander treffen. Die Wahrscheinlichkeit des Aufeinandertreffens der Reaktanden erhöht sich mit der Anzahl der zur Reaktion verfügbaren Kraftstoffteilchen und der Geschwindigkeit, mit der sich die Reaktanden im Brennraum treffen. Neben der Mischungsgeschwindigkeit ist vor allem die Reaktionsgeschwindigkeit des Kraftstoffs an der Energiefreisetzung im Brennraum bestimmend. Die Geschwindigkeit der chemischen Umsetzungsreaktionen bei der Kraftstoffverbrennung ist allerdings wesentlich höher als die Geschwindigkeit, mit der sich zwei Reaktanden im Brennraum finden. Aufgrund der Dominanz der Mischungsgeschwindigkeit stellt sie demnach den zeitlich limitierenden Faktor gegenüber der Reaktionsgeschwindigkeit dar, wodurch eine Vernachlässigung der Reaktionsgeschwindigkeit bei diesem Ansatz gerechtfertigt ist. Weiterhin wird als bestimmende Größe der Mischungsgeschwindigkeit die Turbulenz im Brennraum zugrunde gelegt, was eine Dominanzanalyse aller Turbulenzquellen in [11] bestätigt. Diese Analyse bezieht sich auf die kinetische Energie der Einlaßströmung, der

Quetschströmung und der kinetischen Energie des Einspritzstrahls. Aus dem Ergebnis dieser Untersuchung geht klar hervor, daß die kinetische Energie des Einspritzstrahls ein deutliches Übergewicht gegenüber den restlichen Turbulenzquellen aufweist. So ist z.B. für einen Speicherdruck von 1200 bar die Strömung im Brennraum um den Faktor 100 größer als der Anteil der Einlaß- und der Quetschströmung. Auf der Basis dieser Erkenntnis lassen sich die weiteren Ausführungen auf die kinetische Energie der Einspritzstrahlen beschränken, ohne allzu große Abweichungen im Endergebnis in Kauf nehmen zu müssen.

Die physikalische Beschreibung der beiden wichtigsten Einflüsse auf die Brennrate ist in zwei Funktionen $f_1(m_b)$ und $f_2(k)$ aufgeteilt, deren Produkt unter Hinzunahme eines Modellierungsfaktors die Brennrate nach Gleichung 3.5 wiedergibt.

$$\frac{dQ}{d\varphi} = C_{mod} \cdot f_1(m_b) \cdot f_2(k) \quad (3.5)$$

Hierin repräsentiert die Funktion f_1 den Verbrennungsanteil, der direkt proportional zur momentan zur Verfügung stehenden Kraftstoffmenge ist und von der eingespritzten Kraftstoffmenge m_b abhängt. Zusätzlich berücksichtigt die Funktion f_2 den Einfluß der Mischungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der turbulenten kinetischen Energiedichte k . Der normierte Verlauf beider Größen einschließlich ihres Produkts ist exemplarisch aus Abbildung 3.5 zu entnehmen. Besonders deutlich zu erkennen ist der zu Beginn der Verbrennung ausgeprägte Einfluß des turbulenzabhängigen Anteils, der im weiteren Verlauf abflacht und vom brennstoffabhängigen Anteil dominiert wird.

3.3.2 Einfluß der momentan verfügbaren Kraftstoffmasse (f_1)

Der Term f_1 aus Gleichung 3.5, der den brennstoffproportionalen Anteil der Brennrate beschreibt, errechnet sich aus der Differenz der eingespritzten Kraftstoffmasse (m_b) und des bereits umgesetzten Kraftstoffanteils, der durch die freigesetzte Energie ($Q_{b_{f_1}}(\varphi)$) und dem unteren Heizwert H_u des Kraftstoffs nach Gleichung 3.6 gegeben ist.

$$f_1(m_b) = m_b(\varphi) - \frac{Q_{b_{f_1}}(\varphi)}{H_u} \quad (3.6)$$

Hierin entspricht die eingespritzte Kraftstoffmasse m_b der Lösung der durch Gleichung 3.7 beschriebenen Differentialgleichung.

$$\frac{dm_b}{d\varphi} = \rho_b \cdot A_D(\varphi) \cdot v_b \quad (3.7)$$

Die Dichte des Kraftstoffs (ρ_b) und der Querschnitt der Düsenöffnung (A_D) sind aus Messungen bekannt, wodurch die Geschwindigkeit des Kraftstoffstroms in der Düse (v_B) über die Bernoulli-Gleichung 3.8 unter Verwendung eines Korrekturfaktors c_r berechnet werden kann, der die Flüssigkeitsreibung berücksichtigt. Der Wert des Reibfaktors c_r liegt für die meisten Düsen in einem Intervall von $0.65 < c_r < 0.75$. Aufgrund

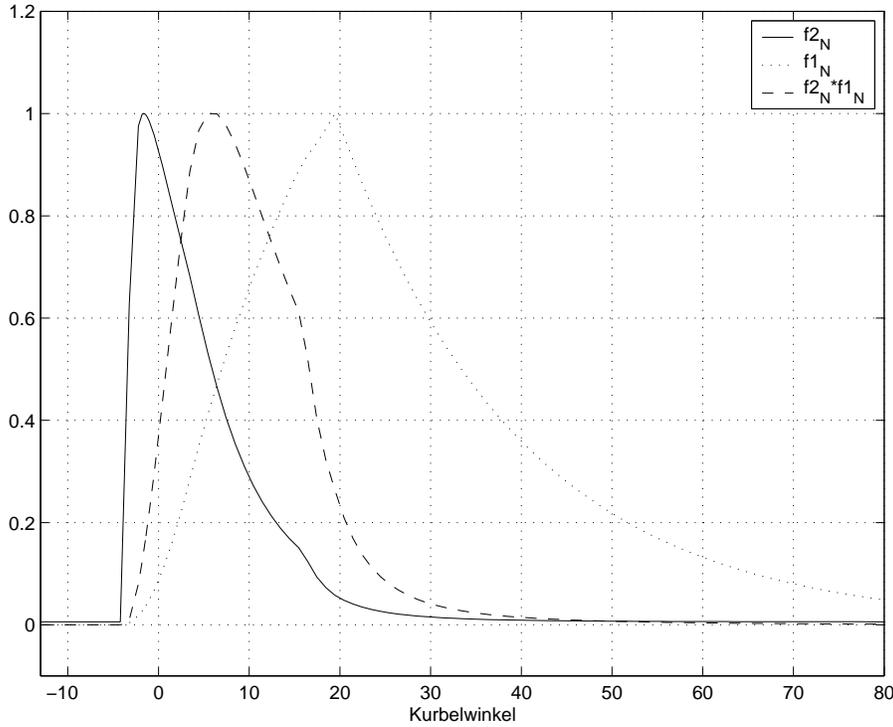


Bild 3.5: Verlauf der Funktionen f_1 und f_2

der geringen Schwankungsbreite wird der Reibungsfaktor in den folgenden Überlegungen als konstant angenommen, was die nachfolgenden Betrachtungen wesentlich vereinfacht.

$$v_b = \sqrt{\frac{2c_r \Delta p}{\rho_b}} \quad (3.8)$$

Aus Gleichung 3.8 geht hervor, daß unter Kenntnis der Einspritz- und Zylinderdruckdifferenz ($\Delta p = p_{Rail} - p_{Zyl}$) der eingespritzte Kraftstoffmassenfluß $\frac{dm_b}{d\varphi}$ bestimmt ist. Der in Gleichung 3.9 auftretende Brennstoffmassenstrom durch die Einspritzdüse ist bis auf die rapide Änderung am Anfang und am Ende der Einspritzphase nahezu konstant. Der exakte Verlauf während der Übergänge ist im wesentlichen durch den Verlauf des Düsennadelhubs und somit auch des effektiv wirkenden Düsenquerschnitts bestimmt. Die mathematische Beschreibung des Brennstoffmassenstroms wird somit in drei Teile aufgeteilt. Sowohl die Anfangs- als auch die Schlußphase werden linear approximiert, die restliche Zeit bleibt der Brennstoffmassenstrom auf einem konstanten Niveau. Das Integral des Massenstroms kann demzufolge entsprechend Abbildung 3.6 als linear ansteigendes Geradenstück mit quadratischen Übergängen in der Anfangs- und Schlußphase dargestellt werden. Der daraus errechnete Verlauf des verbrannten Kraftstoffs ist in derselben Abbildung dargestellt. Zur weiteren Berechnung des Terms $\frac{Q_{bf_1}(\varphi)}{H_u}$ in Gleichung 3.6 wird vorausgesetzt, daß der brennstoffproportionale Teil der Wärme-

freisetzungsrates ($Q_{b_{f_1}}(\varphi)$) gleich der Differenz zwischen hinzugefügtem Brennstoff und schon verbranntem Brennstoff, multipliziert mit einer Konstanten C_τ , ist. Dieser Zusammenhang führt zu einer Differentialgleichung 1. Ordnung und ist durch Gleichung 3.9 beschrieben.

$$\frac{dQ_{b_{f_1}}}{d\varphi} = C_\tau \cdot \left(m_b(\varphi) - \frac{Q_{b_{f_1}}(\varphi)}{H_u} \right) \quad (3.9)$$

Der Faktor C_τ , der die Verzögerung des umgesetzten Kraftstoffs $\frac{Q_{b_{f_1}}(\varphi)}{H_u}$ gegenüber der eingebrachten Brennstoffmasse $m_b(\varphi)$ berücksichtigt, kann zur Verbesserung der Modellgültigkeit in Abhängigkeit von der AGR-Rate beschrieben werden, wodurch dem Einfluß der AGR-Rate auf die Zündverzögerung und die Verbrennungsgeschwindigkeit Rechnung getragen ist.

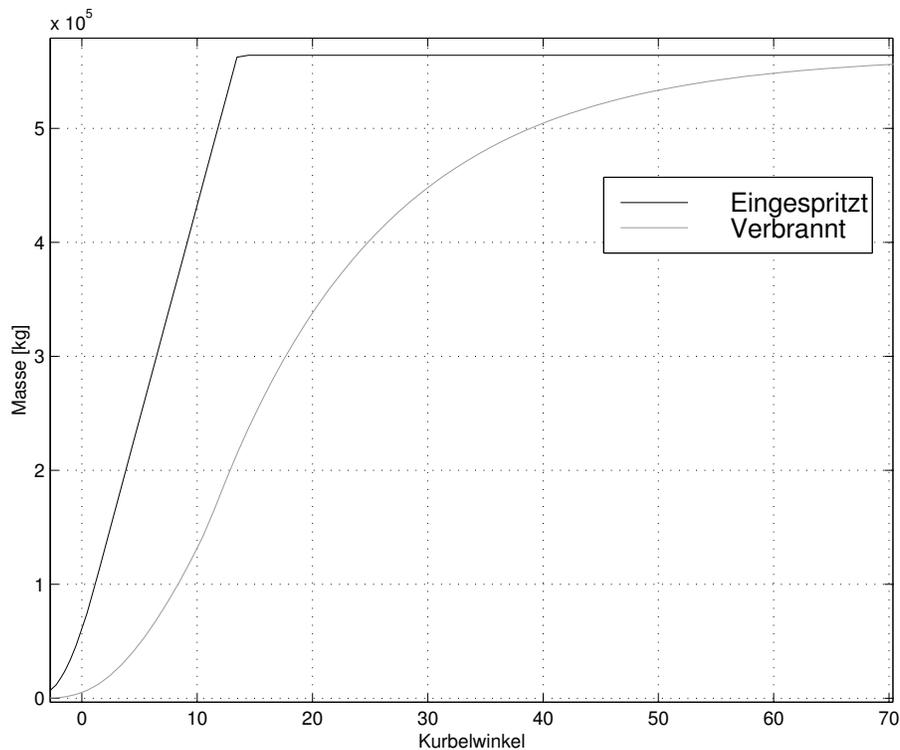


Bild 3.6: Verlauf der eingespritzten und verbrannten Kraftstoffmenge

3.3.3 Einfluß der turbulenten kinetischen Energie der Einspritzstrahlen (f_2)

Während sich der Faktor f_1 in Anlehnung an die vorherrschenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten herleiten läßt, greift die Beschreibung des Einflusses der turbulenten

kinetischen Energie der Einspritzstrahlen auf eine Kombination aus physikalischen Gegebenheiten und empirischen Zusammenhängen zurück. Ausgangspunkt bildet die kinetische Energie der Einspritzstrahlen unmittelbar am Düsenaustritt nach Gleichung 3.10. Hierbei wird die Kraftstoffgeschwindigkeit während der Einspritzung als nahezu konstant vorausgesetzt.

$$\frac{dE_{kin}}{dt} = \frac{1}{2} \dot{m}_b \cdot v_b^2 \quad (3.10)$$

Aufgrund von Dissipation steht nur ein Teil der kinetischen Energie zur Turbulenzbildung zur Verfügung. Diesem Umstand trägt Gleichung 3.11 Rechnung, worin $E_{kin,Diss}$ den dissipierenden Energieeintrag beschreibt, der mit einer Modellierungskonstante C_{Diss} gewichtet ist.

$$\frac{dE_{kin,Diss}}{d\varphi} = \frac{dE_{kin}}{d\varphi} - C_{Diss} \cdot E_{kin,Diss} \quad (3.11)$$

Desweiteren wird vorausgesetzt, daß die kinetische Energie der Kraftstoffteilchen zum Zeitpunkt der chemischen Reaktion dissipiert und somit keinen wirksamen Anteil an der Turbulenzerzeugung liefert. Somit steht zur Turbulenzbildung nur der Energieanteil zur Verfügung, der dem nichtverbrannten Kraftstoffanteil proportional und durch Gleichung 3.12 beschrieben ist.

$$E_{kin,turb} = E_{kin,Diss} \cdot \frac{m_b - \frac{Q_{bf1}}{H_u}}{m_b} \quad (3.12)$$

Die weitere Umrechnung dieses Energieanteils in die turbulente kinetische Energiedichte k , die sich aus dem Quotienten aus Turbulenzenergie und Zylinderfüllung ergibt, erfolgt unter Zuhilfenahme von Gleichung 3.13, in der L_{Stch} das stöchiometrische Verhältnis beschreibt.

$$k = C_{turb} \cdot \frac{E_{kin,Diss}}{m_b \cdot (1 + \lambda \cdot L_{Stch})} \quad (3.13)$$

Den Zusammenhang zwischen lokaler turbulenter Energiedichte und seiner Wirkung auf die Brennrate liefert Gleichung 3.14, wobei die Quadratwurzel von k als direkt proportional zur Transportgeschwindigkeit interpretiert wird.

$$f_2(k) = e^{\frac{\sqrt{k}}{\sqrt[3]{v_{Zyl}(\varphi)}}} \quad (3.14)$$

Im Verlauf der Wurzel von k in Abbildung 3.7 lassen sich die Zusammenhänge wiederfinden, die für die Turbulenzbildung verantwortlich sind. Zu Beginn der Einspritzung ist die Turbulenzintensität sehr hoch und flacht nach dem Erreichen seines Maximums während seines weiteren Verlaufs stetig ab. Der Einfluß auf die Brennrate erklärt sich durch die starke Kopplung zwischen der Turbulenzintensität und der

Mischungsgeschwindigkeit, da sich mit steigenden Turbulenzen die Reaktanden schneller mischen und der entsprechende reaktionsfreudige Zustand früher erreicht ist. Das Gasgemisch, das über das Einlaßventil dem Brennraum zugeführt wird, vollführt während der Kompression eine rotierende Bewegung mit einer Drallachse, die parallel zur Zylinderachse verläuft. Die Geschwindigkeit der Gemischteilchen ist im Vergleich zur Geschwindigkeit der anschließend eingespritzten Kraftstoffteilchen sehr gering. Werden nun in diese Gasbewegung die Kraftstoffteilchen mit sehr hoher Geschwindigkeit eingespritzt, so entstehen sehr starke Verwirbelungen und dementsprechend hoch ist die Zunahme an dissipativer kinetischer Energie. Im weiteren Verlauf der Einspritzung verformt sich das Geschwindigkeitsfeld des Gasgemisches entsprechend der Einspritzrichtung, da sich die Dralldrehung im Laufe der Einspritzung zunehmend abbaut. Gleichermaßen nehmen die Verwirbelungen ab, die durch den Einspritzstrahl entstehen, was zu einem gleichzeitigen Rückgang des dissipativen Teils der kinetischen Energie führt. Dieses Phänomen ist durch den zweiten Teil der rechten Seite von Gleichung 3.11 beschrieben. Zusammenfassend bedeutet dies, daß große Geschwindigkeitsgradienten zu einer starken Zunahme der dissipativen kinetischen Energie und damit zu viel Turbulenz und umgekehrt führen. Neben der Turbulenzintensität ist in dieser Gleichung ebenfalls das veränderliche Zylindervolumen V_{zyl} im Quotienten berücksichtigt, das den Einfluß der Dichte des Gasgemisches auf die Mischungsgeschwindigkeit und damit auf die Brennrate mit einbezieht. Gleichzeitig ist dem Umstand Rechnung getragen, daß die Begegnungswahrscheinlichkeit zweier Reaktanden umso größer wird, je höher die Dichte des Gases ist. Als Folgerung ist demnach das Luft- Kraftstoffgemisch bei höherer Dichte zu einem früheren Zeitpunkt reaktionsbereit als bei geringerer Dichte. Um Gleichung 3.4 zu vervollständigen, fehlt nun noch die Beschreibung für den Wärmeübergang durch die Brennraumwände, der im folgenden Abschnitt behandelt wird.

3.4 Wandwärmeverluste

Ein erheblicher Anteil der durch die Verbrennung frei werdenden Energie fließt ohne weiteren Nutzen über die Zylinderwände ins Kühlsystem ab und beträgt in der Regel zwischen 20% und 30% [67]. Da dieser Energiestrom entscheidenden Einfluß auf die Druck- und Temperaturbildung im Brennraum ausübt, muß er mit in die Modellierung aufgenommen werden. Hierzu dient die gängige Formel zur Berechnung von Wärmeübergängen nach Gleichung 3.15.

$$\frac{dQ_w}{d\varphi} = \alpha A_z(\varphi) (T_z(\varphi) - T_w) \quad (3.15)$$

Während die in Gleichung 3.15 auftretende, für den Wärmeübergang wirksame Zylinderoberfläche $A_z(\varphi)$ durch trigonometrische Funktionen aus den Konstruktionsdaten des Motors berechnet werden kann und sowohl die Zylinder- ($T_z(\varphi)$), als auch die Wandtemperatur (T_w) bekannt ist, muß der Wärmeübergangskoeffizient (α) modelliert werden. Bei der mathematischen Bestimmung von α hat in dieser Arbeit der wohl

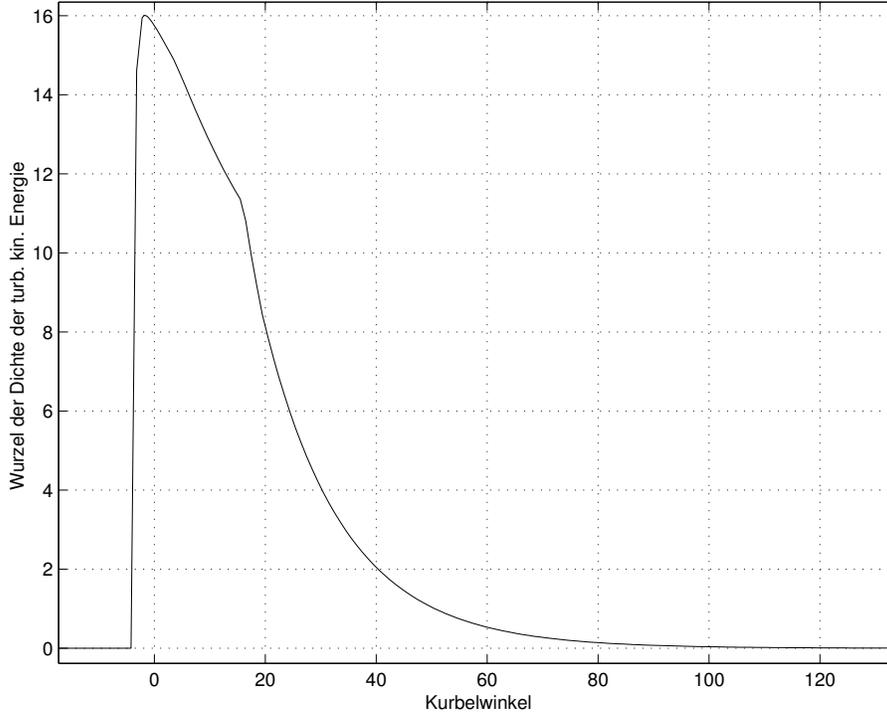


Bild 3.7: Verlauf der Quadratwurzel der lokalen turbulenten kinetischen Energiedichte k

am häufigsten verwendete Ansatz nach Woschni entsprechend Gleichung 3.16 Anwendung gefunden.

$$\alpha_{Woschni} = 3.26CB^{-0.2}p_z(\varphi)^{0.8}T_z(\varphi)^{-0.55} \left(C_1\bar{S}_p + C_2\frac{V_dT_r}{p_rV_r}(p_z(\varphi) - p_{Schub}(\varphi)) \right)^{0.8} \quad (3.16)$$

Der Einfluß des Zylinderdrucks in Gleichung 3.16 ist durch $p_z(\varphi)$ berücksichtigt, während $p_{Schub}(\varphi)$ den Druck im Schleppbetrieb repräsentiert. Die Konstanten C , C_1 und C_2 sind abhängig vom zugrundeliegenden Motortyp zu wählen. Die Größe \bar{S}_p beschreibt die mittlere Kolbengeschwindigkeit und berechnet sich vorwiegend aus gegebenen Geometriedaten des Motors, während die Größen V_r , T_r und p_r die Prozeßgrößen am Beginn der Kompressionsphase beschreiben. Eine eingehende Diskussion dieses halbempirischen Ansatzes und einer Tabelle zur Bestimmung der enthaltenen Konstanten ist aus [46] zu entnehmen. Die Problematik der weiteren Integration dieser Gleichung in den Ansatz zur schnellen Berechnung des Brennverlaufs liegt in der starken nichtlinearen Abhängigkeit der kurbelwinkelabhängigen Größen $p_z(\varphi)$ und $T_z(\varphi)$. Um die Energiedifferentialgleichung in eine Riccati-DGL 2. Grades zu überführen und somit ein analytisches Lösungsverfahren zur Rechenzeitoptimierung anwenden zu können, darf α nur linear und quadratisch von der Zylindertemperatur $T_z(\varphi)$ abhängen. Um diese Anforderungen zu erfüllen, wird ein Näherungsansatz zur Beschreibung des Wärmeüber-

gangskoeffizienten α angestrebt. Als Voraussetzung hierfür bleibt der Blow-By über die Kolbenringe und die damit verbundene Gasmassenänderung im Zylinder während der Verbrennung unberücksichtigt, wodurch die Gemischmasse im Zylinder zwischen „Einlaß schließt“ und „Auslaß öffnet“ als konstant angenommen wird. Die Änderung der Stoffgrößen in Abhängigkeit von der Temperatur findet in diesem Ansatz ebenfalls keine Berücksichtigung. Aufbauend auf diese Randbedingungen läßt sich Gleichung 3.16 mit Hilfe der idealen Gasgleichung und der polytropen Zustandsübergangsbeschreibung in eine Form überführen, die in Abhängigkeit der Zylindertemperatur ($T_z(\varphi)$), dem Kurbelwinkel und einer konstanten Zylinderfüllung (m_i) die Berechnung von α gestattet. Für eine konstante Zylinderfüllung ist in Abbildung 3.8 α über das relevante Tempe-

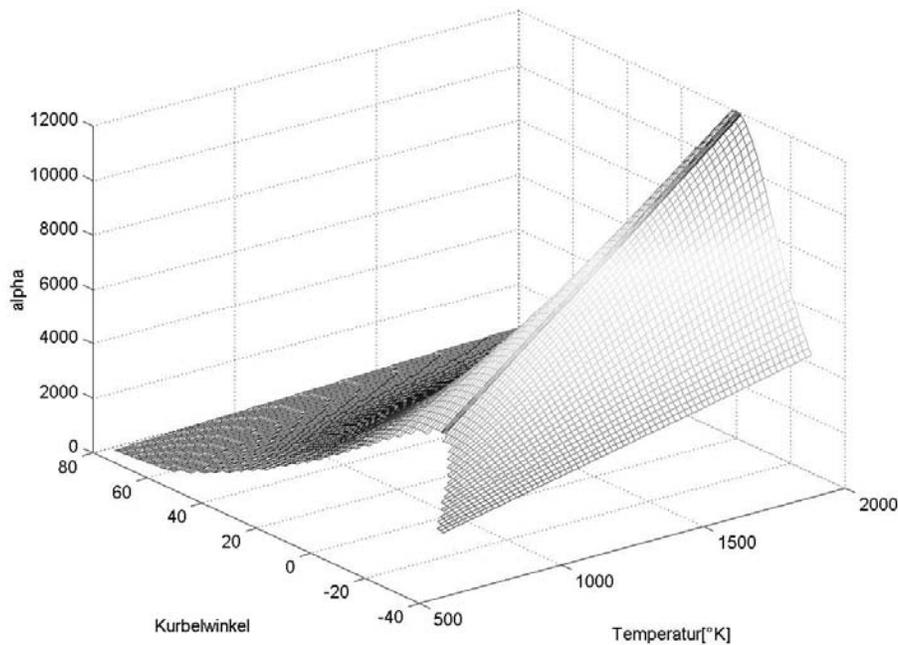


Bild 3.8: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten nach Woschni (OT liegt bei 0°KW)

raturspektrum und den Kurbelwinkel aufgetragen, worin deutlich der nahezu lineare Verlauf von α über der Temperatur zu erkennen ist. Um den vereinfachten Wärmeübergangskoeffizienten endgültig in die gewünschte Form zu bringen, erfolgt eine weitere Näherung, die den linearen Bezug nutzt und den Wärmeübergangskoeffizienten nach Gleichung 3.17 abbildet. In dieser Näherung ist die Abhängigkeit der Koeffizienten vom Kurbelwinkel durch eine Gaußfunktion nach Gleichung 3.18 wiedergegeben. Aufgrund fehlenden Datenmaterials ist im Rahmen dieser Untersuchungen die allgemeingültige Formulierung von α in Abhängigkeit aller relevanten Zylinderfüllungen unterblieben. Aus diesem Grund zeigen die am Ende des Kapitels dargestellten Ergebnisse jeweils Berechnungen, die an die vorherrschende Zylinderfüllung angepaßt sind.

$$\alpha_{m_i}(\varphi, T) = a(\varphi) + b(\varphi)T \quad (3.17)$$

$$a, b(\varphi) = \frac{A_{a,b}}{\sqrt{2\pi\sigma_{a,b}^2}} \cdot e^{-\frac{(\varphi-\varphi_{a,b})^2}{2\sigma_{a,b}^2}} \quad (3.18)$$

In der Formel des Wärmeübergangs für eine konstante Zylinderfüllung im Betriebspunkt i (α_{m_i}) und der hierin auftretenden Koeffizienten, stellt $\varphi_{a,b}$ den Kurbelwinkel dar, bei dem der Maximalwert der Funktionen a und b erreicht wird, während $\sigma_{a,b}^2$ die Varianz der Gaußfunktion beschreibt. Nachdem es gelungen ist, den Wärmeübergangskoeffizienten linear in T abzubilden, läßt sich der Term $\frac{dQ_w}{d\varphi}$ aus Gleichung 3.4 in der geforderten Art in die Zylindertemperaturdifferentialgleichung einbinden.

3.5 Lösung der Temperaturdifferentialgleichung

Inhaltlich beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit der beschleunigten Berechnung des Brennverlaufs und führt in einem ersten Schritt auf die gezielte Reduktion der Temperaturdifferentialgleichung 3.4 auf eine allgemeine Riccatische Differentialgleichung. Aufbauend auf die mathematische Formulierung der einzelnen Terme im vorangegangenen Abschnitt sind alle Terme als Polynome ersten oder zweiten Grades der Zylindertemperatur zu formulieren. Hierzu müssen zunächst die Differentialgleichungen 3.7, 3.9 und 3.11, die zur eindeutigen Bestimmung der Funktionen f_1 und f_2 dienen, in Abhängigkeit der Randbedingungen gelöst und unter Berücksichtigung der Transformation zwischen Zeit- und Kurbelwinkelbereich eingebunden werden. Dabei sind zunächst zwei Einschränkungen zu nennen, unter denen sich eine analytische Lösung der Differentialgleichung für die Brennstoffmasse herleiten läßt. Zum einen geht die kurbelwinkelabhängige Differenz zwischen Rail- und Brennraumdruck nur als konstant genäherter Wert in die Berechnung ein. Dies bedeutet, daß der Zylinderdruck durch einen mittleren Wert berücksichtigt wird, was angesichts des vergleichsweise hohen Raildrucks in bezug auf den Zylinderdruck zu keinen nennenswerten Abweichungen im Gesamtergebnis führt. Zum anderen ist in diesem ersten Ansatz der exakte Verlauf der Einspritzdüsenadel nicht berücksichtigt und geht nur als lineare Näherung während der Öffnungs- und Schließphase in die Berechnung ein. Unter diesen Voraussetzungen steht als Resultat sowohl für f_1 als auch f_2 eine Berechnungsvorschrift fest, die im Verlauf eines Zyklus nur vom Kurbelwinkel abhängt. Die verbleibenden Größen (cr , A_0 , ...) sind während einer Wärmefreisetzungsphase konstant und finden somit als Parameter in der Rechnung Berücksichtigung. Nachdem die Wärmefreisetzungsphase als Funktion des Kurbelwinkels feststeht, fehlen noch geeignete Formulierungen zur Beschreibung der Wandwärmeverluste und der Verdichtungsarbeit. Mit Hilfe der Gaußnäherung für den Wärmeübergangskoeffizienten läßt sich der Wandwärmeverlust nach Gleichung 3.19 als

Polynom in T_z mit kurbelwinkelabhängigen Koeffizienten (l_0 bis l_2) darstellen.

$$\begin{aligned}
 \frac{dQ_w}{d\varphi} &= \alpha \cdot A_z(\varphi) \cdot (T_z(\varphi) - T_w) \\
 &= (g_1(\varphi) + g_2(\varphi) \cdot T_z) \cdot (T_z - T_w) \cdot A_z(\varphi) \\
 &= \underbrace{A_z(\varphi)g_2(\varphi)}_{l_2(\varphi)} \cdot T_z^2(\varphi) + \underbrace{A_z(g_1(\varphi) - g_2(\varphi))}_{l_1(\varphi)} \cdot T_z(\varphi) - \underbrace{A_z(\varphi)g_1(\varphi)}_{l_0(\varphi)} T_w
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Zur Vervollständigung des Ansatzes fehlt noch die entsprechende Form zur Beschreibung der Verdichtungsarbeit. Ausgehend vom Term der Temperaturdifferentialgleichung läßt sich die Verdichtungsarbeit mit Hilfe der idealen Gasgleichung in eine Form überführen, die nur noch von der Zylinderfüllung (m_0), dem Zylindervolumen ($V_z(\varphi)$) und dessen Ableitung nach dem Kurbelwinkel ($\frac{dV_z}{d\varphi}$) entsprechend Gleichung 3.20 abhängt.

$$p_z(\varphi) \cdot \frac{dV_z}{d\varphi} = T(\varphi) \cdot \underbrace{\frac{m_0 R}{V_z(\varphi)}}_{l_3(\varphi)} \cdot \frac{dV_z(\varphi)}{d\varphi} \tag{3.20}$$

Nachdem alle Terme in die Temperaturdifferentialgleichung integriert sind, lassen sich die Koeffizienten entsprechend ordnen, und aus Gleichung 3.21 folgt die allgemeine Riccatidifferentialgleichung für den Temperaturverlauf im Zylinder nach Gleichung 3.22.

$$\begin{aligned}
 \frac{dT_z}{d\varphi} &= \frac{1}{m_z c_v} [C_{mod} f_1(\varphi) \cdot f_2(\varphi) + l_1(\varphi) T_z^2(\varphi) + l_2(\varphi) T_z(\varphi) - l_0(\varphi) - T_z(\varphi) l_3(\varphi)] \\
 &= \underbrace{\frac{1}{m_z c_v} l_1(\varphi)}_{c_2(\varphi)} \cdot T_z^2(\varphi) + \underbrace{\frac{1}{m_z c_v} (l_2(\varphi) - l_3(\varphi))}_{c_1(\varphi)} \cdot T_z(\varphi) + \\
 &\quad \underbrace{\frac{1}{m_z c_v} (C_{mod} f_1(\varphi) f_2(\varphi) - l_0(\varphi))}_{c_0(\varphi)}
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

$$\frac{dT_z}{d\varphi} = c_2(\varphi) T_z^2 + c_1(\varphi) T_z(\varphi) + c_0(\varphi) \tag{3.22}$$

Um diese allgemeine Form der Riccatidifferentialgleichung analytisch lösen zu können, muß mindestens eine partikuläre Lösung bekannt sein. Mit Hilfe dieser Lösung und einer geeigneten Substitution läßt sich dann die Riccatidifferentialgleichung in eine Bernoullische Differentialgleichung überführen und analytisch lösen. Alternativ bietet sich an, das Rechenintervall in n Teilintervalle zu untergliedern und die Koeffizienten innerhalb eines Intervalls als konstant zu betrachten. Unter dieser Voraussetzung stellt

Gleichung 3.23 die Lösung der Differentialgleichung dar, die zu Beginn eines jeden Intervalls i an die jeweiligen Randbedingung nach Gleichung 3.24 anzupassen ist.

$$T_z(\varphi_{i+1}) = \frac{\sqrt{c_2^2(\varphi_i) - 4c_1(\varphi_i)c_3(\varphi_i) - c_2(\varphi_i)}}{2c_3(\varphi_i)} + \frac{e^{\varphi_{i+1}} \sqrt{c_2^2(\varphi_i) - 4c_1(\varphi_i)c_3(\varphi_i)}}{C(\varphi_i) - \frac{c_3(\varphi_i)e^{\varphi_{i+1}} \sqrt{c_2^2(\varphi_i) - 4c_1(\varphi_i)c_3(\varphi_i)}}{\sqrt{c_2^2(\varphi_i) - 4c_1(\varphi_i)c_3(\varphi_i)}}} \quad (3.23)$$

$$C(\varphi_i) = \frac{e^{\varphi_i} \sqrt{c_2^2(\varphi_i) - 4c_1(\varphi_i)c_3(\varphi_i)}}{T_z(\varphi_i) - \frac{\sqrt{c_2^2(\varphi_i) - 4c_1(\varphi_i)c_3(\varphi_i) - c_2(\varphi_i)}}{2c_3(\varphi_i)}} + \frac{c_3(\varphi_i)e^{\varphi_i} \sqrt{c_2^2(\varphi_i) - 4c_1(\varphi_i)c_3(\varphi_i)}}{\sqrt{c_2^2(\varphi_i) - 4c_1(\varphi_i)c_3(\varphi_i)}} \quad (3.24)$$

Die kurbelwinkelabhängigen Koeffizienten sind in den Gleichungen 3.25 bis 3.27 nochmals in bezug zu den Ursprungstermen zusammenfassend dargestellt.

$$c_1(\varphi) = \frac{\frac{dm_z}{d\varphi} \cdot h_b + \frac{dQ_b}{d\varphi} + a(\varphi) \cdot A_z(\varphi) \cdot T_w}{m_z \cdot c_v} \quad (3.25)$$

$$c_2(\varphi) = \frac{-a(\varphi) \cdot A_z + b(\varphi) \cdot A_z(\varphi) \cdot T_w - \frac{m_z \cdot R_z}{V_z(\varphi)} \cdot \frac{dV_z}{d\varphi}}{m_z \cdot c_v} \quad (3.26)$$

$$c_3(\varphi) = \frac{-A_z(\varphi) \cdot b(\varphi)}{m_z \cdot c_v} \quad (3.27)$$

3.6 Ergebnis der analytischen Brennverlaufsrechnung

Bevor im Rahmen dieses Kapitels näher auf die Resultate eingegangen wird, faßt der folgende Abschnitt den Algorithmus und die Vorgehensweise noch einmal kurz zusammen. Aufbauend auf die polytrop gerechnete Kompression wird die allgemeine Lösung der Riccatischen Differentialgleichung zum Zeitpunkt φ_{VB} an die vorgegebenen Randbedingungen angepaßt. Anschließend erfolgt die Bestimmung der kurbelwinkelabhängigen Koeffizienten $c_1(\varphi)$ bis $c_3(\varphi)$, die zunächst über dem Berechnungshorizont als konstant angenommen werden. Anschließend ergibt sich die Zylindertemperatur zum Zeitpunkt φ_{n+1} durch Einsetzen der Anfangsbedingung und der Koeffizienten in die allgemeine Lösung der Riccatidifferentialgleichung 2. Grades mit konstanten Koeffizienten nach Gleichung 3.23. Aufbauend auf dieses Ergebnis erfolgt erneut die Anpassung der Differentialgleichung und die Berechnung der Koeffizienten, mit deren Hilfe sich die Zylindertemperatur zum Zeitpunkt φ_{n+2} errechnet. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis das Ende der Verbrennungsphase erreicht ist und die Expansion mit Hilfe der polytropen Rechnung endet. Die Resultate, die sich mit Hilfe der besprochenen Vorgehensweise

erzielen lassen, sind in Abbildung 3.9 gezeigt. Bei dem betrachteten Betriebspunkt handelt es sich um einen Vollastpunkt bei $2000 \frac{U}{min}$, an dem die Lösung der analytischen Berechnung den Ergebnissen eines abgeglichenen Einzonenmodells gegenübergestellt ist. Die Diskretisierungsschrittweite der Referenzrechnung beträgt $0.1^\circ KW$, während das Berechnungsintervall für die analytische Lösung $5^\circ KW$ beträgt.

Die Berechnungen der in den Abbildungen 3.9 bis 3.10 dargestellten Ergebnisse beginnen am Ende der polytrop gerechneten Kompression. Der Verlauf der nach Riccati genäherten Temperaturrechnung weicht besonders im Bereich von $25^\circ KW$ bis $80^\circ KW$ nach OT vom Referenzverlauf ab. Die Ursache dieser Abweichung wird durch einen Vergleich der gerechneten Wärmefreisetzungsverläufe in diesem Betriebspunkt nach Abbildung 3.10 deutlich. Während die Referenzrechnung den Zündverzug und die damit verbundene Premixverbrennung wiedergibt, bleibt aufgrund des im Riccatiansatz implementierten MCC-Modells der Premixanteil unberücksichtigt. Dies führt zu unterschiedlichen Anfangsbedingungen und somit zu voneinander abweichenden Verläufen sowohl in der Wärmefreisetzung als auch im Temperaturverlauf. Zusätzlich ist die Näherung der Wandwärmeübergänge mit relativ großen Unsicherheiten behaftet, worin eine weitere Ursache für die Abweichung der beiden Kurven zu sehen ist. Desweiteren führt die konstante Betrachtung der Koeffizienten in der Riccati-Differentialgleichung zu sichtbaren Abweichungen im Endergebnis. Verbesserungen sind allerdings mit der Einbindung einer analytischen Lösungsmethode zu erwarten, die den nichtlinearen Verlauf der Koeffizienten im Berechnungsintervall berücksichtigt.

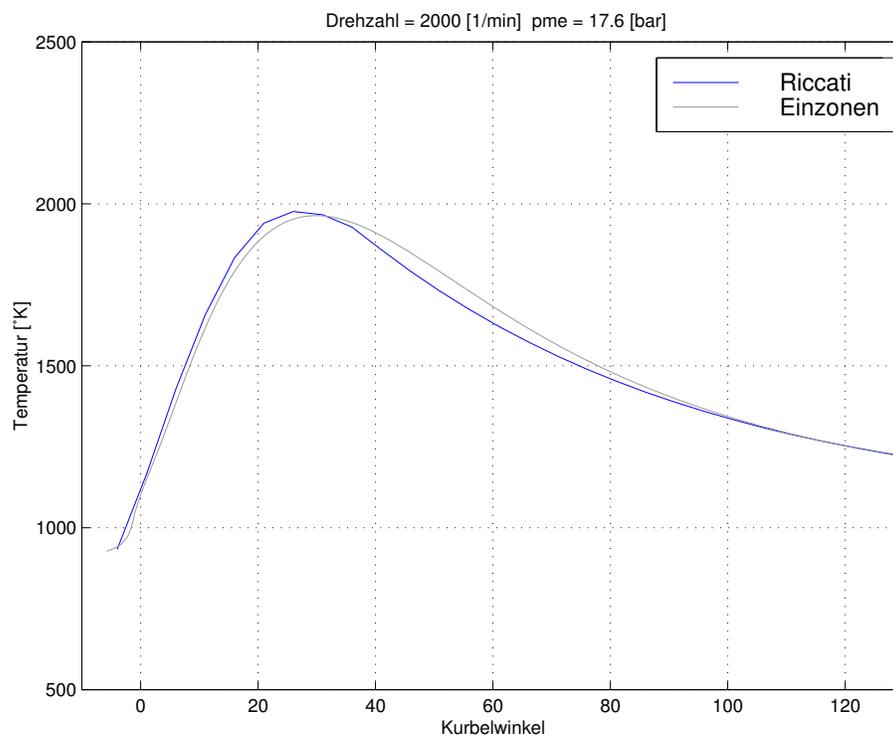


Bild 3.9: Ergebnis der analytischen Brennverlaufsrechnung

Als Fazit kann festgehalten werden, daß dieser Ansatz durchaus in der Lage ist, rechenzeitoptimiert den Temperatur- und somit auch den Druckverlauf im Zylinder wiederzugeben. Problematisch sind in diesem Zusammenhang Motoren, die durch eine sehr ausgeprägte Premix-Verbrennung charakterisiert sind, da der gewählte Ansatz diese nicht mitberücksichtigt. In bezug auf die Rechenzeiteinsparung konnten Verbesserungen gegenüber klassischen Modellen und den dazugehörigen numerischen Lösungsverfahren erzielt werden, die eine um den Faktor 100 beschleunigte Berechnung der Wärmefreisetzungsphase erlauben und somit die Randbedingungen für die Einbindung der Brennverlaufsrechnung in echtzeitfähige, regelungstechnische Simulationen erfüllt.

3.6 Ergebnis der analytischen Brennverlaufsrechnung

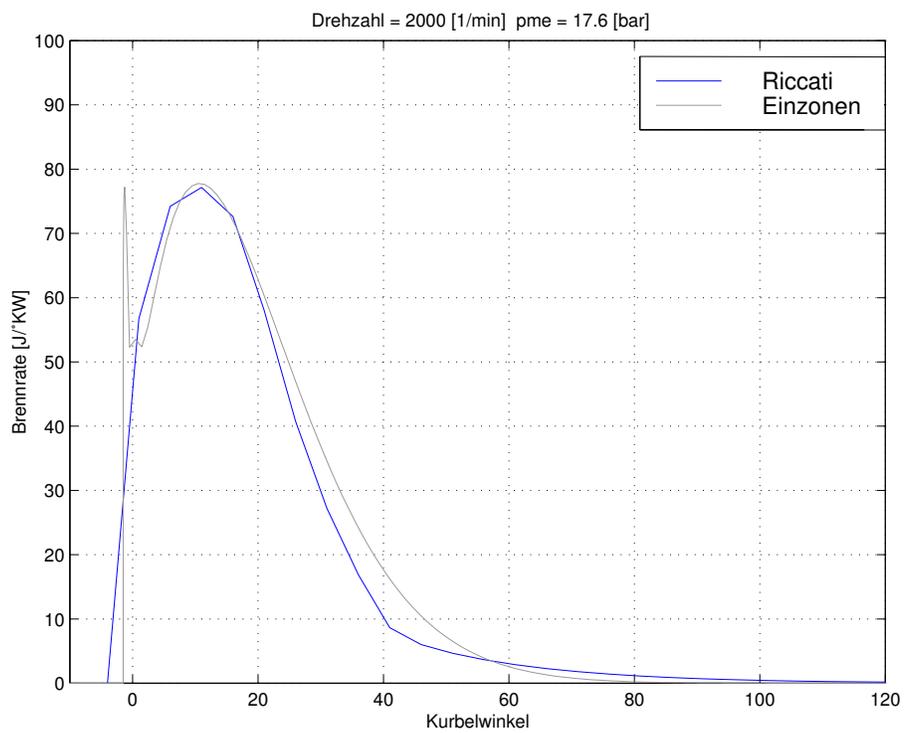


Bild 3.10: Ergebnis der analytischen Brennverlaufsrechnung

4 AGR-Betrachtung

Wie in den bisherigen Erläuterungen gezeigt wurde, läßt sich die NO_x-Emission bei Dieselmotoren durch die Anwendung einer externen Abgasrückführung bis zu 30 % reduzieren. Das aus dieser Tatsache resultierende hohe Potential ist derzeit nur zum Teil genutzt, da heutige AGR-Regelkreise nur für den stationären und quasistationären Motorbetrieb ausgelegt sind. Diese Einschränkung liegt unter anderem in der aktuell angewendeten Methode zur AGR-Bestimmung begründet, welche sich auf gemessene Luftmassen und Druckwerte stützt und mit sehr großen Reaktionszeiten behaftet ist. Seine hohe stationäre Genauigkeit bezieht dieser Algorithmus aus Korrekturinformationen, die über den Außendruck, die Umgebungstemperatur und die Saugrohrtemperatur mit in die AGR-Berechnung einfließen. Um über den Stationärbetrieb hinaus das Potential der Abgasrückführung auch im Instationärbetrieb voll ausschöpfen zu können, sind Informationen über die aktuelle Gaszusammensetzung im Saugrohr unerlässlich. Eine direkte Messung dieser Gaszusammensetzung mit herkömmlichen Sensoren nach dem HFM-Prinzip oder mit Hilfe von Lambda-Sensoren ist zwar denkbar, scheitert allerdings entweder am eingeschränkten Meßbereich oder an der geforderten Langzeitstabilität der zur Verfügung stehenden Sensorik, die aufgrund des breiten Temperaturbereichs und des starken Schmutzanteils des Abgases hohen Anforderungen unterliegt. Neben massiven Bemühungen auf Seiten der Sensorentwicklung, geeignete und robuste Sensorik zur direkten AGR-Messung bereitzustellen, wird in dieser Arbeit versucht, mit Hilfe von estimationstheoretischen Ansätzen Modellwissen und verfügbare Sensorinformationen zu kombinieren, um daraus einen Schätzwert der gesuchten Größe zu generieren. Mit der Bereitstellung dieser instationärtauglichen AGR-Schätzung ist die Basis zum Entwurf eines Regelkonzepts geschaffen, welches den dynamischen Motorbetrieb im Hinblick auf die Minimierung der NO_x-Rohemission mit Hilfe einer exakt bestimmten Abgasrückführung einbezieht.

4.1 AGR-Mischstrecke

Ausgangspunkt der folgenden Modellierung bildet die AGR-Mischstrecke an der sich Frischluft und Abgas begegnen (Abbildung 4.1). Zur vollständigen Beschreibung der thermodynamischen Zusammenhänge, die sich an der Mischstrecke nach dem AGR-Ventil einstellen, stehen die Enthalpiebilanz- (Gl. 4.1) und die Massenbilanzgleichung (Gl. 4.2) zur Verfügung.

$$c_{p_{Luft}} T_{12} w_{12} + c_{p_{AGR}} T_{32} w_{AGR} = c_{p_{mix}} T_2 w_{mot} \quad (4.1)$$

$$w_{12} + w_{AGR} = w_{mot} \quad (4.2)$$

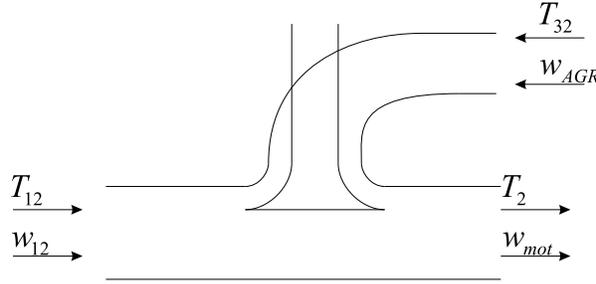


Bild 4.1: Schematische Darstellung der AGR-Mischstrecke

Den Bezug zwischen den thermodynamischen Größen und der gesuchten AGR-Rate stellt Gleichung 4.3 her. Hierin wird vorausgesetzt, daß das Volumen der verbleibenden Strecke zwischen AGR- und Einlaßventil vernachlässigbar klein ausfällt und somit keine unerwünschten dynamischen Effekte verursacht, wodurch w_{mot} mit $w_{AGR} + w_{12}$ gleichgesetzt werden darf. Im Hinblick auf eine spätere Einbindung in ein Beobachterkonzept fällt im Zusammenhang mit Gleichung 4.3 auf, daß der AGR-Massenstrom aufgrund fehlender Sensorik nicht direkt meßbar ist und deshalb mit Hilfe von Modellen abgebildet werden muß. Im Rahmen dieser Berechnungen sind zusätzliche Druck- und Temperatursensoren im Abgastrakt erforderlich, um die Modellrechnung ausreichend zu stützen. Darüberhinaus verursachen starke Pulsationen im Ansaug- und Abgastrakt Berechnungsfehler und vergrößern die Modellunsicherheit, wodurch mit sehr großen Abweichungen zwischen Modell und Realität zu rechnen ist. Aus diesen Gründen wird unter Zuhilfenahme von Gleichung 4.2 die Abhängigkeit der AGR-Rate von der Abgasmassenströmung in Gleichung 4.3 eliminiert.

$$\lambda_{AGR} = \frac{w_{AGR}}{w_{mot}} \quad (4.3)$$

$$\lambda_{AGR} = \frac{w_{mot} - w_{12}}{w_{mot}} \quad (4.4)$$

Der in Gleichung 4.4 auftretende Luftmassenstrom an der AGR-Mischstrecke w_{12} läßt sich entweder durch die in Kapitel 2 beschriebene Füll- und Entleermethodik berechnen oder kann aufgrund der geringen Verzugszeit zwischen dem Luftmassenstrom vor dem Verdichter und dem Luftmassenstrom an der AGR-Mischstrecke direkt mit dem gemessenen Luftmassenstrom vor dem Lader gleichgesetzt werden. Im Anschluß an die Bestimmung des Luftmassenstroms an der AGR-Mischstrecke fehlt zur vollständigen Berechnung der AGR-Rate nach Gleichung 4.4 noch eine Formulierung für den Gasmassenstrom in den Motor. Hierzu kommt erneut die in Kapitel 2 ausführlich erläuterte Gleichung 4.5 zum Einsatz.

$$w_{mot} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N_{mot}}{2\pi} \cdot V_{hub} \cdot \frac{p_2}{R_{mix} \cdot T_{mix}} \cdot \eta_{vol} \quad (4.5)$$

Nachdem alle Gleichungen zur Berechnung der AGR-Rate zur Verfügung stehen, liefern die Gleichungen 4.4 und 4.5 die endgültige Berechnungsvorschrift nach Gleichung 4.6, die im Mittelpunkt der weiteren Bemühungen zur AGR-Bestimmung steht.

$$\lambda_{AGR} = 1 - \frac{w_{12}}{\frac{1}{2} \cdot \frac{N_{mot}}{2\pi} \cdot V_{hub} \cdot \eta_{vol} \cdot \frac{p_2}{R_{mix} \cdot T_{mix}}} \quad (4.6)$$

Dieser Darstellung liegt zunächst die Annahme zugrunde, daß die benötigten Sensorwerte unverzögert bzw. mit vernachlässigbarer Dynamik zur Verfügung stehen. Dies bestätigt sich sowohl in Bezug auf die verwendete Drucksensorik, mit einer Zeitkonstanten von ca. 0.5 ms, als auch auf den HFM, der eine Zeitkonstante von ca. 5 ms aufweist. Deutlich ungünstiger fällt die Dynamik der hier betrachteten abgastauglichen Temperatursensorik aus, die mit einer Zeitkonstanten von ca. 15 s für die Auswertung schneller Instationärvorgänge zu langsam ist. Der Forderung nach einem schnellen Einschwingverhalten kommt der Frischlufttemperatursensor mit einer Zeitkonstanten von ca. 4 s zwar deutlich näher, dennoch reicht seine Dynamik für instationäre Auswertungen nicht aus. Eine genauere Aussage über die Auswirkungen auf die AGR-Berechnung, die mit der Zeitkonstante der Temperatursensoren verbunden ist, sollen die nachfolgenden Untersuchungen liefern. Zu diesem Zweck wird der Einfluß der zeitlich verzögerten Temperaturinformation auf den AGR-Schätzalgorithmus anhand mehrerer Simulationen mit unterschiedlichen Sensorzeitkonstanten überprüft.

4.2 Einfluß der Temperatursensordynamik auf die AGR-Berechnung

Ein Vergleich der hier vorliegenden Sensordynamik mit der Anforderung, die an eine instationäre AGR-Regelung gebunden ist und eine Anstiegszeit $\tau_{10/90}$ von 500 ms nicht überschreiten sollte, macht deutlich, daß eine instationäre AGR-Regelung auf der Basis von Gleichung 4.6 derzeit nicht realisierbar ist. Eine Ausdehnung der Betrachtung auf die, im Abgasstrang angewendeten Steuer- und Regelfunktionen, die mit einer Sensoranstiegszeit von 1 s durchaus befriedigend verwirklicht werden können, läßt die Anforderungen auf den ersten Blick zwar deutlich sinken, bleibt jedoch im Vergleich zur tatsächlichen Sensordynamik außerhalb jeder Anwendbarkeit.

Bevor sich der weitere Verlauf der Arbeit der Suche nach Lösungsansätzen zur Bereitstellung einer schnellen Temperaturmessung widmet, soll zunächst die Grenze der benötigten Dynamik angegeben werden, mit der noch eine brauchbare AGR-Berechnung nach den bisherigen Betrachtungen möglich ist. Zu diesem Zweck sind die Auswirkungen verschiedener Reaktionszeiten der Temperaturmessung auf die AGR-Berechnung im Rahmen einer Simulation, mit dem in Kapitel 2 vorgestellten Modell verglichen. Der Anstieg der AGR-Rate ist mit einer sprungförmigen Anhebung der Einspritzmenge von $16 \frac{mg}{ASP}$ auf $26 \frac{mg}{ASP}$ dargestellt. Die daraus folgende Vergrößerung des Abgasgedrucks und der Abgastemperatur führt letztendlich bei einer unveränderten AGR-Ventilansteuerung zu einer Anhebung der Abgasrückführung. Die Sensordynamik variiert in dieser Simulation von $\tau_{TempSensor} = 0.01s$ bis $\tau_{TempSensor} = 60s$,

wodurch in Abbildung 4.2 die Wirkungen verschiedener Temperatursensoren mit unterschiedlicher Dynamik auf den Algorithmus beurteilt werden können. Der Grenzfall mit $\tau_{TempSensor} = 0.01s$ repräsentiert für den betrachteten Simulationszeitraum eine vernachlässigbar kleine Zeitkonstante, wodurch der Einfluß von Füllungseffekten deutlich wird, während die Simulationskurve für $\tau_{TempSensor} = 60s$ die Auswirkungen einer extrem trägen Temperaturmessung verdeutlicht.

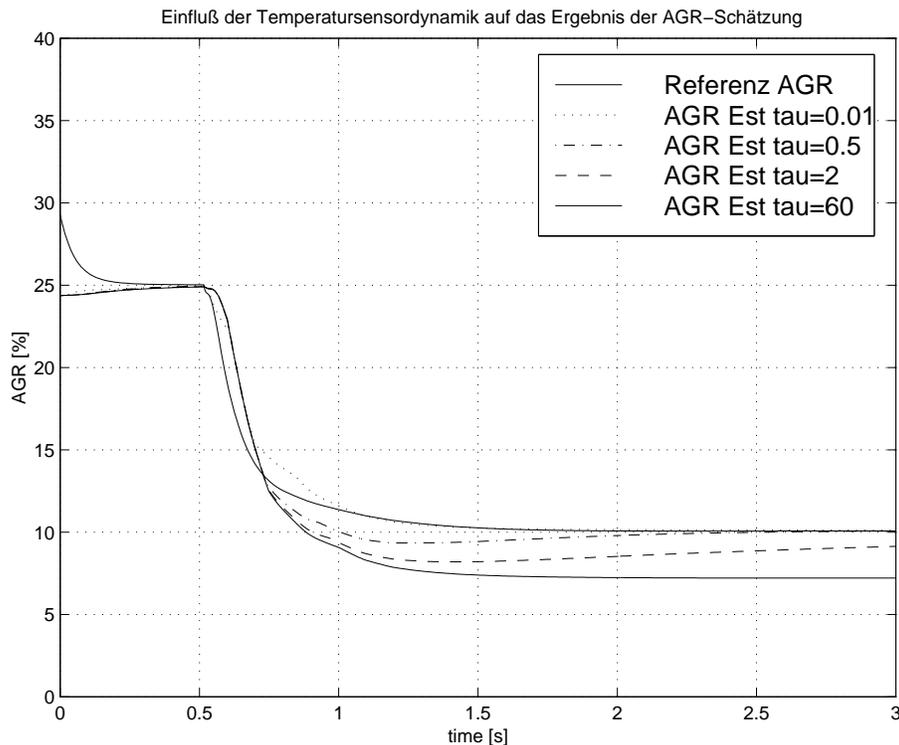


Bild 4.2: Einfluß der Temperatursensordynamik auf die AGR-Schätzung

Das Ergebnis der Simulation zeigt, daß die Sensordynamik sowohl in der quasi-stationären Genauigkeit, als auch in der Höhe der Überschwinger wesentlich auf die AGR-Bestimmung einwirkt. Am deutlichsten ist der Einfluß einer Sensordynamik von 60 s erkennbar, die eine Abweichung der AGR-Bestimmung gegenüber seinem Referenzwert sowohl stationär als auch instationär zur Folge hat. Diese Abweichungen nehmen mit zunehmender Sensordynamik ab und sind bei vernachlässigbarer Sensordynamik nur noch von der Füllungsdynamik des Ansaugtraktes bestimmt. Im Hinblick auf die Einbindung dieses Signals in eine AGR-Regelstruktur ist erkennbar, daß eine Temperatursensorenzeitkonstante unter 0.5 s sowohl instationär als auch stationär tolerierbare Abweichungen im Gesamtergebnis verursachen. Um den Forderungen nach einer schnellen Temperaturinformation zu entsprechen, sind prinzipiell drei Alternativen denkbar. Zum einen sind in der Vielzahl der bekannten Meßmethoden Verfahren zu finden, die eine hochdynamische Temperaturmessung im ms-Bereich zulassen. Diese Methoden

halten jedoch den strengen Anforderungen in punkto Langlebigkeit, Robustheit und Kosten nicht stand. Eine weitere Möglichkeit, die Sensordynamik anzuheben, ist in einer konstruktiven Optimierung der Sensorgeometrie und der Sensormaterialien zu sehen. Diese Bemühungen führen derzeit zu offenen Sensorkonstruktionen, bei denen eine dünne Platinschicht auf einem Trägermaterial direkt mit dem zu messenden Medium in Berührung kommt [10]. Als dynamikbegrenzende Größe wirkt bei diesem Sensor die Masse des Trägermaterials, wodurch nur eine minimale Zeitkonstante von ca. 4 s realisierbar ist und sich somit für die Einbindung in diesen Ansatz ohne weitere Maßnahmen nicht eignet.

Einen letzten Ansatzpunkt, aus einem trägen Sensorsignal auf die hochdynamische Temperaturänderung am Sensormantel zu schließen, bildet der Einsatz estimationstheoretischer Ansätze. Hierbei werden Informationen, die das Sensorverhalten betreffen, zum einen aus einer möglichst vollständigen Modellierung des Sensors und der Wärmeübertragung zwischen Gas und Sensorgehäuse und zum andern aus den zur Verfügung stehenden Sensorinformationen, unter Berücksichtigung ihrer stochastischen Eigenschaften, mit Hilfe eines Kalman-Filters ausgewertet, um anschließend einen optimalen Schätzwert zu berechnen.

Während diese Methode in der Regelungstechnik unter anderem als Beobachter eingesetzt wird, um aus meßbaren Ein- und Ausgangsgrößen unter Zuhilfenahme eines Streckenmodells nichtmeßbare, interne Systemzustände zu schätzen, steht bei dieser Anwendung keine meßbare Eingangsgröße zur Verfügung. Die fehlende Information über den Verlauf der Eingangsgröße wird durch ein Eingangsgrößenmodell ersetzt, das den zuvor berechneten Eingangsgrößenverlauf nichtlinear extrapoliert. Dieser geschätzte Eingangsgrößenverlauf fließt in das Modell der Temperaturübertragungsstrecke ein und liefert nach der Prädiktion einen Erwartungswert für den Sensorausgang. Die gewichtete Abweichung zwischen Sensorwert und berechnetem Erwartungswert dient anschließend als Korrekturwert für die einzelnen Systemzustände. Die Qualität der korrigierten Zustände hängt sehr stark von der Genauigkeit des verwendeten Systemmodells ab. Aus diesem Grund ist im folgenden Kapitel die Analyse und die Modellierung der Wärmeübertragungsstrecke zwischen dem, den Sensor umströmenden Medium und dem Temperaturmeßelement im Inneren des Sensors eingehend dargestellt. Im direkten Anschluß an diese Modellierung erfolgt die Integration des Modells in ein nichtlineares Kalman-Filter und die Erläuterung der damit erzielten Ergebnisse.

4.3 Modellierung der Wärmeübertragungsstrecke

Ziel dieses Kapitels ist die Generierung eines Modells, das sich in Verbindung mit den folgenden Ausführungen in ein Beobachterkonzept einbinden läßt. Im Hinblick auf diese Vorgehensweise sind folgende Anforderungen an die Modellbildung gestellt: Zum einen muß sowohl die Dynamik als auch die stationäre Genauigkeit ausreichend mit der Realität übereinstimmen. Darüberhinaus ist ein möglichst geringer Komplexitätsgrad bzw. eine minimale Ordnung des Systemmodells anzustreben. Zur Erstellung eines solchen Modells ist ein eingehendes Verständnis des Systems notwendig, um sicherzustellen,

daß nicht zu viele Effekte in die Modellbildung aufgenommen, gleichzeitig aber die bedeutendsten Mechanismen nicht ausgeklammert sind. Aus diesem Grund beginnen die folgenden Erörterungen mit einer komplexen Modellbildung der gesamten Wärmeübertragungsstrecke, mit deren Hilfe das Verständnis für dieses System gefördert und anschließend die dominierenden Effekte im Rahmen von Simulationsergebnissen diskutiert werden. Abgeleitet von dieser Vorgehensweise erfolgt dann die Reduktion auf ein einfaches Modell niedriger Ordnung.

An einer Veränderung des Sensorzustands sind im wesentlichen die Wärmeleitung, die Wärmestrahlung und die Wärmeübertragung durch Konvektion beteiligt. Während die Wärmeleitung im Sensormaterial und in der Strömungsgrenzschicht dominiert, beschreibt die Wärmeübertragung den Energieaustausch an der Grenzfläche zwischen Sensorwand und Fluid. Die Wärmestrahlung besitzt aufgrund des niedrigen Temperaturniveaus an den betrachteten Meßstellen nur eine geringe Relevanz und findet somit in der Modellierung keine weitere Beachtung [55].

4.3.1 Konvektive Wärmeübertragung

Im Gegensatz zur Wärmeleitung und der Wärmestrahlung nimmt bei der Wärmeübertragung die Materialbewegung einen entscheidenden Einfluß auf den Energieaustausch [56]. Das heißt, daß Wärmeenergie im Fluid durch Strömungsbewegung in unmittelbare Nähe der Grenzfläche transportiert wird, um dort am Wärmeaustausch teilzunehmen. Gleichzeitig bildet sich aufgrund von Adhäsionskräften zwischen Fluid- und Wandatomen an der Wand eine Grenzschicht aus, in der die Fluidgeschwindigkeit Null ist. In dieser stillstehenden Grenzschicht wird Wärme nur durch Wärmeleitung transportiert, so daß sich in diesem Bereich das Fouriersche Grundgesetz anwenden läßt, welches den molekularen Wärmetransport beschreibt (Gl. 4.7).

$$\underline{q} = -\lambda \cdot \text{grad}(\vartheta) \quad (4.7)$$

Die Zuordnung des vektoriellen Wärmeflusses \underline{q} zum Gradientenfeld der Temperatur ϑ erfolgt über einen konstanten Faktor, welcher die Wärmeleitfähigkeit λ des zugrundeliegenden Materials ausdrückt. Auf der Seite des Fluids ist im Falle strömender Medien der Wärmetransport mit der Fourier-DGL (Gleichung 4.8) beschrieben. Hierin ist die räumliche Bewegung des Temperaturfeldes mit der Fluidbewegung gekoppelt und liefert somit das Temperaturbild bei unterschiedlichen Strömungsverhältnissen an beliebigen Oberflächen. Die jeweiligen Gaseigenschaften sind durch ihre Dichte ρ , die spezifische Wärmekapazität c_p und die Wärmeleitfähigkeit λ berücksichtigt.

$$c_p \rho \left\{ \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \left(v_x \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + v_y \frac{\partial \vartheta}{\partial y} + v_z \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) \right\} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right) \quad (4.8)$$

Betrag und Richtung der Strömungsgeschwindigkeiten v_{xyz} folgen aus dem dynamischen Kräftegleichgewicht für ein Volumenelement der Strömung aus den Navier-Stokes-Gleichungen [30]. Theoretisch folgt aus der gleichzeitigen Lösung dieser Differentialgleichungen neben der Strömungsform, die sich sowohl laminar als auch turbulent ausbilden kann, auch der Temperaturverlauf zwischen Wand und Fluid. Dies läßt sich

im Falle laminarer Strömungen durchaus bestätigen, stößt bei der Anwendung turbulenter Strömungen, für die eine strenge Theorie bis heute noch nicht gefunden ist, an ihre Grenzen. Aus diesem Grund können die Einwirkungen des turbulenten Transportmechanismus im Inneren der Strömung auf das Temperaturgefälle an der Wand im allgemeinen nicht berechnet werden, weshalb sich die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten meist auf experimentell ermittelte Ergebnisse stützt. In diesem Zusammenhang ist es W. Nußelt erstmals gelungen, mit Hilfe von Ähnlichkeitsbetrachtungen allgemein gültige Aussagen aus einzelnen Versuchsergebnissen abzuleiten und auf verschiedene geometrische Anordnungen zu übertragen. Voraussetzung für diese Übertragbarkeit ist, daß sich die Anordnungen geometrisch und hydrodynamisch ähnlich sind [29]. Hierbei hat sich gezeigt, daß sich die Ähnlichkeit physikalischer Systeme auf wenige dimensionslose Größen beschränken läßt. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit stehen vor allem die Nußeltzahl (4.14), die Reynoldszahl (4.9), die Pecletzahl (4.10) und die daraus abgeleitete Prandtlzahl (4.11) im Vordergrund.

$$Re = \frac{vl}{\nu} \quad (4.9)$$

$$Pe = \frac{vl}{a} \quad (4.10)$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{Pe}{Re} \quad (4.11)$$

In diesen Gleichungen treten die Strömungsgeschwindigkeit v , die charakteristische Länge l , die kinematische Viskosität ν und die Temperaturleitfähigkeit a auf. Als weitere wichtige Größe ist noch der dimensionslose Wärmeübergang nach Nußelt zu nennen, der aus einer Kombination der Definitionsgleichung des Wärmestroms zwischen Fluid und Grenzschicht (Gleichung 4.12) und der, in der Strömungsgrenzschicht geltenden Wärmeleitgleichung (4.13) folgt. In diesen Gleichungen beschreibt \dot{q} den fluidseitigen Wärmestrom in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α und der Temperaturdifferenz zwischen der Fluidtemperatur ϑ_{Fl} und der Temperatur auf der Materialoberfläche ϑ_O , während der Wärmestrom in der Grenzschicht als Funktion der Wärmeleitfähigkeit, des Gradienten der Temperaturverteilung $grad(\vartheta)$ und des vektoriellen Flächenelements \underline{dA} ist, welches senkrecht zum Flächenelement dA steht.

$$\dot{q} = \alpha (\vartheta_{Fl} - \vartheta_O) \quad (4.12)$$

$$\dot{q} = -\lambda \cdot grad(\vartheta) \cdot \underline{dA} \quad (4.13)$$

Anschließendes Gleichsetzen und Umformen dieser Gleichungen liefert die Definitionsgleichung des dimensionslosen Wärmeübergangs (Nußeltzahl) nach Gleichung 4.14 mit

der Richtungsableitung ¹ des Temperaturfeldes nach dem Vektor \underline{n} .

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda} = \frac{\partial(\vartheta/\Delta)}{\partial(n/l)} \quad (4.14)$$

In dieser Gleichung stellt Δ die Differenz zwischen der Temperatur an der Sensoroberfläche und der Fluidtemperatur dar. Der Vektor \underline{n} repräsentiert den Normalenvektor auf der Oberfläche des Sensors, während der Einfluß der Sensorgeometrie durch die charakteristische Länge l Berücksichtigung findet.

Mit dieser Definition wird ein mittlerer Wärmeübergang beschrieben, der die ortsabhängigen Einflüsse und Abhängigkeiten der Reynolds- und der Prandtlzahl vernachlässigt [29]. Die Herleitung der Wärmeübertragung auf überströmte Einzelkörper beliebiger Geometrie geht zunächst von den Berechnungen an einer ebenen Platte aus. Das Bindeglied zwischen Platte und beliebiger Geometrie bildet die sogenannte charakteristische Überströmlänge, die als Quotient aus überströmter Oberfläche des Körpers und dem am Wärmeaustausch beteiligten Umfang der Projektionsfläche des Körpers in Strömungsrichtung definiert ist. Die charakteristischen Überstromlängen für eine Kugel und einen Zylinder, die im Rahmen der folgenden Ausführungen eine wichtige Rolle spielen, sind Gleichung 4.15 zu entnehmen.

$$\begin{aligned} l_{Zyl} &= d \frac{\pi}{2} \\ l_{Kug} &= d \end{aligned} \quad (4.15)$$

Bei der Formulierung der Nußeltzahl sind die strömungstechnischen Einflüsse, die über die Reynoldszahl in die Gleichung einfließen, mit zu berücksichtigen. Eine deutliche Änderung der Nußeltzahl für überströmte Einzelkörper macht sich beim Umschlagen der Strömung von laminar auf turbulent bemerkbar. Aus diesem Grund muß in die Formulierung der Nußeltzahl eine Fallunterscheidung in Abhängigkeit von der Reynoldszahl mit eingearbeitet sein. Nach H. Brauer und D. Sucker [8] oder nach dem Vorschlag von V. Gnielinski läßt sich für laminare Strömungsbildung die Nußeltzahl mit guter Näherung für den Zylinder und die Kugel durch Gleichung 4.16 beschreiben.

$$Nu_{lam} = 0.664 \cdot \sqrt{Re} \cdot \sqrt[3]{Pr} \quad (4.16)$$

Diese Gleichungen gelten für eine Reynolds- und Prandtlzahl im Bereich von $0 < Re < Re_{krit}$ und $0 < Pr < \infty$.

Bei turbulenten Strömungsverhältnissen, d.h. bei überkritischen Verhältnissen gilt die von V. Gnielinski [22] aufgestellte Gleichung (4.17) oder die vereinfachte Potenzgleichung 4.18 sowohl für die Kugel als auch für den Zylinder, wenn jeweils die charakteristische Länge bei der Berechnung der Reynolds- und der Prandtlzahl Berücksichtigung findet.

$$Nu_{turb} = \frac{0.037 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr}{1 + 2.443 \cdot Re^{-0.1} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad (4.17)$$

¹Die Richtungsableitung $\frac{\partial\vartheta}{\partial n}$ ist ein Maß für die Änderung des Gradientenfeldes $grad\vartheta$ in Richtung des Vektors \underline{n} mit der Länge 1 und ist definiert durch $\frac{\partial\vartheta}{\partial n} = \underline{n} \cdot grad\vartheta$

$$Nu_{turb} = 0.037 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.48} \quad (4.18)$$

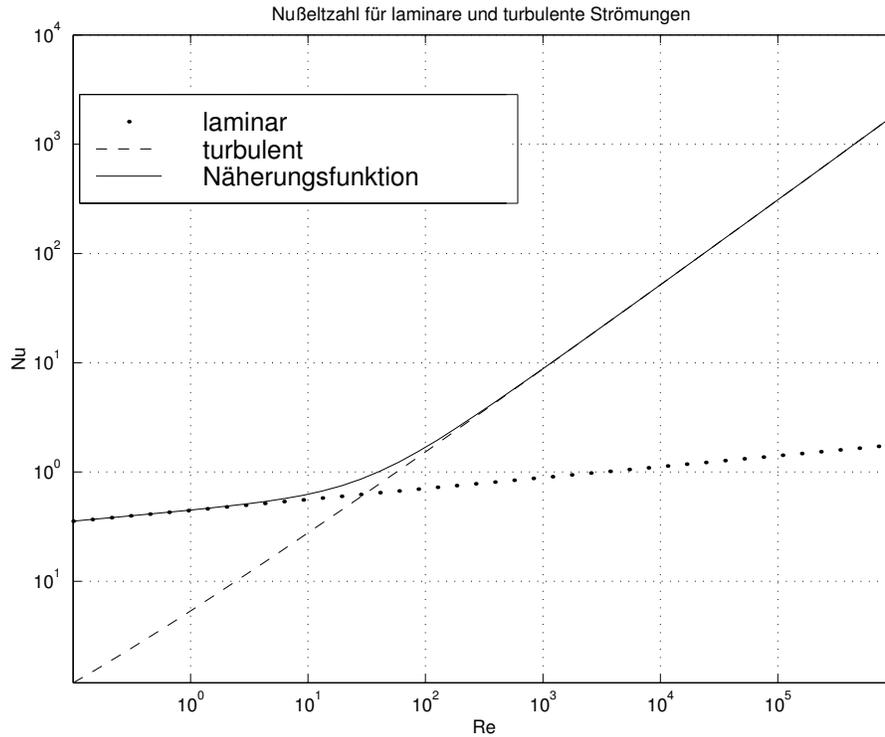


Bild 4.3: Näherungsfunktion der Nußeltzahl über der Reynoldszahl

Eine Kombination der Nußeltzahl für turbulente und laminare Strömungen nach Gleichung 4.19 liefert eine für technische Zwecke ausreichende Näherung über nahezu alle Reynoldszahlen (Abbildung 4.3).

$$Nu = Nu_{min} + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \quad (4.19)$$

Mit Hilfe der bisher dargestellten Gleichungen für turbulente und laminare Strömungen für kugel- und zylinderförmige Körper, läßt sich die Nußeltzahl und somit der Wärmeübergangskoeffizient hinreichend genau beschreiben. Somit ist mit der, aus der Nußeltzahl abgeleiteten Gleichung für den Wärmeübergangskoeffizienten (4.14) eine Berechnung des Wärmestroms für die jeweils betrachtete Sensorgeometrie möglich und erlaubt die definierte Vorgabe von Randbedingungen zur numerischen Berechnung der Wärmeleitvorgänge im Sensorinneren.

4.3.2 Wärmeleitung

Im Gegensatz zur Berechnung in strömenden Medien reduziert sich die Fouriersche DGL um den strömungsabhängigen Teil, womit die Wärmeleitung in einem massiven

Körper vollständig mit Gleichung 4.20 beschrieben ist [62].

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right) \quad (4.20)$$

Der Wärmeleitkoeffizient a ist durch die Größe der Wärmeleitfähigkeit λ , der Wärmekapazität c und der Dichte des Materials ρ nach Gleichung 4.21 bestimmt.

$$a = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (4.21)$$

Zur Lösung der in 4.20 beschriebenen Differentialgleichung müssen noch Randbedingungen und entsprechende Anfangswerte festgelegt werden. Bei der Festlegung dieser Randbedingungen sind drei wesentliche Fälle zu unterscheiden [56]. Das Randwertproblem erster Art ist durch eine Vorgabe der Oberflächentemperatur auf der Brandung definiert. Anhand dieser Vorgabe läßt sich die durch Diffusionsvorgänge verursachte Wärmetransportzeit berechnen, die zwischen einer Änderung der Oberflächentemperatur und einer darauffolgenden ersten Reaktion des Sensorelements auftritt. Diese Verzugszeit stellt gleichzeitig die obere Grenze der erreichbaren Dynamiksteigerung dar. Die Randwertvorgabe zweiter Art umfaßt den definiert vorgegebenen Wärmestrom an der Sensoroberfläche und spielt in der weiteren Untersuchung keine wesentliche Rolle. Die Vorgabe des Wärmeübergangs an der Oberfläche entspricht der Randwertbedingung dritter Art. Mit Hilfe der Wärmeübergangsrechnung, die zeitdiskret in kurzen Abständen im Vergleich zur Sensordynamik neu berechnet und als Randbedingung an die Fouriersche DGL angepaßt wird, läßt sich die Reaktion der gesamten Wärmeübertragungstrecke zwischen Fluid und Sensorelement berechnen und mit gemessenen Referenzdaten vergleichen. Dieses Vorgehen erlaubt somit eine Modellüberprüfung mit realen Meßdaten. Zur eindeutigen Lösbarkeit der Differentialgleichung müssen neben den Randbedingungen noch Anfangswerte zur Festlegung der Temperaturverteilung im Material zum Zeitpunkt $t = t_0$ nach $\vartheta(t_0, x, y, z) = \vartheta_0(x, y, z)$ definiert werden. In bezug auf die Lösung der Fourierschen DGL empfiehlt sich die Wahl eines geeigneten Koordinatensystems, das an die Geometrie der betrachteten Sensoren in Abbildung 4.4 angepaßt ist. Für die Modellierung des abgastauglichen Sensors für Hochtemperaturanwendungen liegt aufgrund seiner zylindrischen Form die Lösung der Differentialgleichung in Zylinderkoordinaten (Gleichung 4.22) nahe, während sich für den Niedertempertursensor auf NTC-Basis die Lösung in sphärischen Koordinaten nach Gleichung 4.23 anbietet [62].

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right) \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a \left(\frac{2}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \psi^2} + \frac{\cos(\psi)}{r^2 \sin(\psi)} \frac{\partial \vartheta}{\partial \psi} + \frac{1}{r^2 \sin(\psi)} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \varphi^2} \right) \quad (4.23)$$

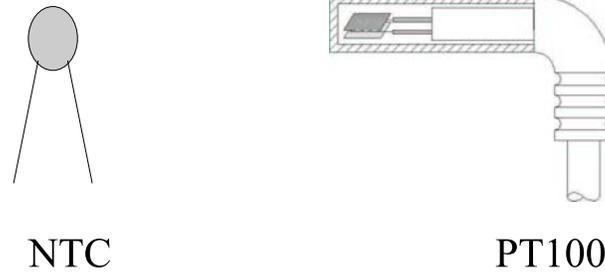


Bild 4.4: Schematische Darstellung des NTC- und des PT100-Sensors

4.3.3 Differenzenmethode

Eine allgemeine analytische Lösung für das hier betrachtete Problem ist nur für vereinfachte Vorgaben und unter bestimmten Annahmen durchführbar. Im Hinblick auf einen Vergleich der numerischen Lösung der partiellen Differentialgleichung mit einer Randwertvorgabe 3. Art und den zur Verfügung stehenden Meßdaten bedarf es eines Lösungsverfahrens, das jede beliebige Form der Randwertvorgabe über der Zeit einbezieht. Ein anschauliches und für dieses Problem geeignetes numerisches Verfahren stellt die Differenzenmethode dar [61]. Hierbei wird im ersten Schritt eine Ortsdiskretisierung durchgeführt, wodurch ein Satz von Differentialgleichungen entsteht, die nur noch von der Zeit t abhängig sind. Durch diese Ortsdiskretisierung ist der Übergang von einem System mit örtlich verteilten Parametern auf ein System mit örtlich konzentrierten Parametern vollzogen. In einem weiteren Schritt werden anschließend die partiellen Ableitungen an den entsprechenden Stützstellen durch ihren Differenzenquotienten nach Gleichung 4.24 ersetzt. Der Einsatz dieses Verfahrens umfaßt sowohl unterschiedliche geometrische Anordnungen als auch ein- und mehrdimensionale Betrachtungen [29].

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vartheta(x,y,t)}{\partial x} &\approx \frac{\vartheta_{i+1,j}(t) - \vartheta_{i-1,j}(t)}{2\Delta x} & \Bigg| & \frac{\partial \vartheta(x,y,t)}{\partial y} \approx \frac{\vartheta_{i,j+1}(t) - \vartheta_{i,j-1}(t)}{2\Delta y} \\ \frac{\partial^2 \vartheta(x,y,t)}{\partial x^2} &\approx \frac{\vartheta_{i+1,j}(t) - 2\vartheta_{i,j}(t) + \vartheta_{i-1,j}(t)}{\Delta x^2} & \Bigg| & \frac{\partial^2 \vartheta(x,y,t)}{\partial y^2} \approx \frac{\vartheta_{i,j+1}(t) - 2\vartheta_{i,j}(t) + \vartheta_{i,j-1}(t)}{\Delta y^2} \end{aligned} \quad (4.24)$$

Angewendet auf die Differentialgleichung in Zylinderkoordinaten für den zweidimensionalen Fall nach Gleichung 4.25 zur Berechnung der Wärmeausbreitung im Inneren des Hochtemperatursensors führt dieses Vorgehen zu Gleichung 4.27.

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right) \quad (4.25)$$

Die zweidimensionale Formulierung des Problems setzt gleichzeitig vernachlässigbare Potentialunterschiede in Rotationsrichtung voraus, die in den Gleichungen 4.26 zum Ausdruck kommen. Diese Annahme ist vor allem durch die Form der Wärmeübergangsberechnung gerechtfertigt, die nur auf den Sensorumfang gemittelte Verhältnisse

wiedergibt und somit die ortsabhängige Strömungsbildung in Verbindung mit dem Wärmeübergang am Umfang des Sensors nicht weiter berücksichtigt.

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \phi} = 0 \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \neq 0 \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \neq 0 \quad (4.26)$$

Ebenso wie die Annahme, daß $\frac{\partial \vartheta}{\partial \phi} = 0$ zutrifft, liegt die Vermutung nahe, daß auch der Einfluß der Sensorstirnseite auf die Temperaturänderung am Meßelement vernachlässigbar klein ausfällt. Diese Vermutung wird im Anschluß an die Ergebnisse der zweidimensionalen Simulation überprüft.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vartheta_{i,j}}{\partial t}(x, y, t) = & a \left\{ \vartheta_{i+1,j} \cdot \left(\frac{1}{2\Delta z^2} + \frac{1}{2hr} \right) - 2\vartheta_{i,j} \left(\frac{1}{2\Delta z^2} + \frac{1}{2\Delta r^2} \right) + \right. \\ & \left. \vartheta_{i-1,j} \left(\frac{1}{2\Delta z^2} + \frac{1}{2\Delta zr} \right) + \frac{\vartheta_{i,j+1}}{2\Delta r} + \frac{\vartheta_{i,j-1}}{2\Delta r^2} \right\} \end{aligned} \quad (4.27)$$

4.4 Ergebnisse der numerischen Berechnung des Sensorverhaltens

Nachdem eine mathematische Beschreibung des Wärmeübergangs vom Fluid auf den Sensor und die Wärmeausbreitung im Sensorinneren erörtert wurde, läßt sich das Gesamtübertragungsverhalten der Temperaturstrecke unter Berücksichtigung verschiedener Randbedingungen simulieren. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse lassen sich anschließend im Hinblick auf den Entwurf eines vereinfachten, für regelungstechnische und signaltheoretische Betrachtungen geeigneten Modells nutzen. Zu diesem Zweck wird zunächst die Qualität der Modellierung getestet, indem die Simulation der Gesamtstrecke den gemessenen Prüfstandsdaten gegenübergestellt wird. Gleichzeitig ist der Einfluß der Sensorstirnseite auf die Temperaturmessung im Rahmen einer darauf folgenden Simulation abschätzbar. In einem weiteren Schritt kann dann anhand einer Berechnung mit sprungförmiger Anregung der Sensoroberfläche die Totzeit zwischen Anregung und Temperaturanstieg in Sensormitte ermittelt werden, die gleichzeitig eine maximale Schwelle der Sensordynamiksteigerung darstellt, die mit Hilfe signaltheoretischer Algorithmen erreichbar ist. Die folgenden Untersuchungen sind zunächst auf die Simulation des zylindrischen Abgastemperatursensors beschränkt, lassen sich jedoch problemlos auf nahezu alle Sensorformen übertragen.

4.4.1 Validierung der mehrdimensionalen Wärmeausbreitung in einem Temperatursensor

Als erste Untersuchung steht die Gegenüberstellung der numerischen Berechnung der Wärmeübertragungstrecke zwischen Fluid und Sensorinneren im Vordergrund. Mit Hilfe dieser Berechnung ist eine Abschätzung der Modellqualität bezüglich seiner Struktur und Parametrierung möglich. Abbildung 4.5 zeigt exemplarisch den Vergleich zwischen numerischer Berechnung und einem gemessenen Temperaturverlauf eines Pt100-Temperaturelements mit einem Durchmesser von 5 mm. In dieser Darstellung ist der

Temperaturverlauf infolge einer sprungförmigen Anregung der Fluidtemperatur von 45°C bis 100°C an 10 äquidistanten, radial verteilten Stützstellen gezeigt. Zur Abschätzung der Modellqualität ist der Temperaturverlauf an der Stützstelle in Sensormitte dem gemessenen Temperaturverlauf gegenüber gestellt.

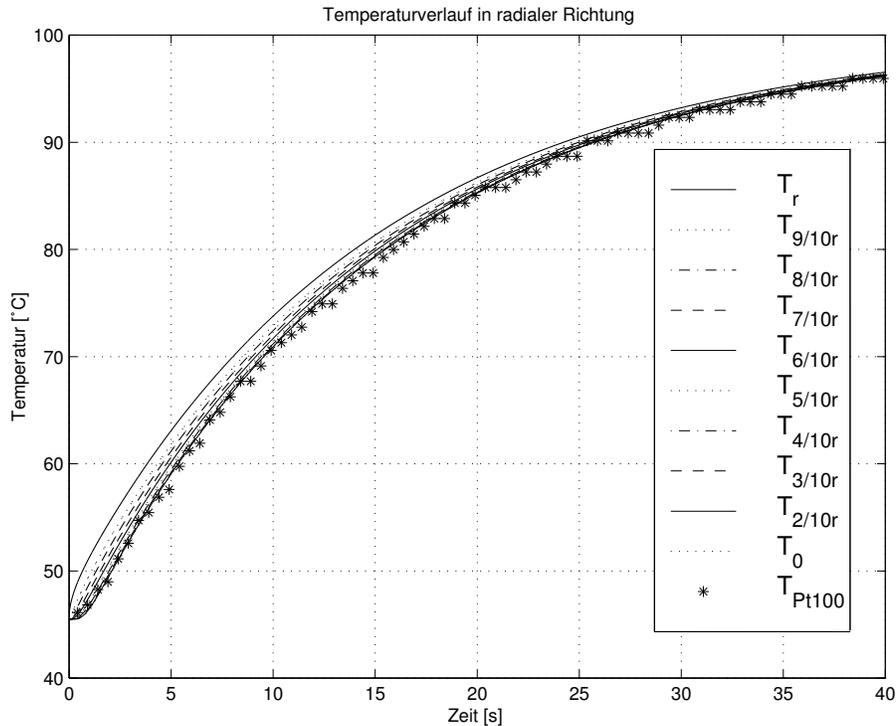


Bild 4.5: Temperaturprofil des Sensors in radialer Richtung nach einer Sprunganregung

Als Ergebnis dieses Vergleichs läßt sich feststellen, daß die Modellrechnung mit dem gemessenen Temperaturverlauf hinreichend genau übereinstimmt und die zugrundeliegende Parametrierung als Basis für das reduzierte Modell dienen kann. Im Mittelpunkt der nächsten Untersuchung steht die Fragestellung nach dem Einfluß der Stirnseite des Sensors auf das Meßelement, dessen Abstand zur Stirnseite ca. 5 mm beträgt. Hierfür dient eine nähere Betrachtung des sich für den oben genannten Betriebspunkt bildenden zweidimensionalen Temperaturprofils in Abbildung 4.6. In dieser Simulation ist eine Stirnseite und der zylindrische Sensormantel einem strömenden Fluid ausgesetzt, während die verbleibende Stirnfläche auf der Ausgangstemperatur verbleibt, womit dem Einfluß der Sensorverschraubung Rechnung getragen wird. Sowohl in der dreidimensionalen Darstellung als auch in deren Schnittbetrachtung zu diskreten Zeitpunkten ist die Einwirkung der Sensorstirnseiten deutlich erkennbar, deren Einflußbereich sich bis zu 5 mm ins Sensorinnere ausbreitet. Mit Hilfe der Erkenntnis, daß sich das Meßelement im Inneren des Sensors außerhalb des Einflußbereichs der Stirnseite befindet, lassen sich die weiteren Berechnungen auf einen in z-Richtung unendlich ausgedehnten

Zylinder beschränken, womit nur noch die radiale Komponente relevant ist und für die weiteren Berechnungen im Vordergrund steht.

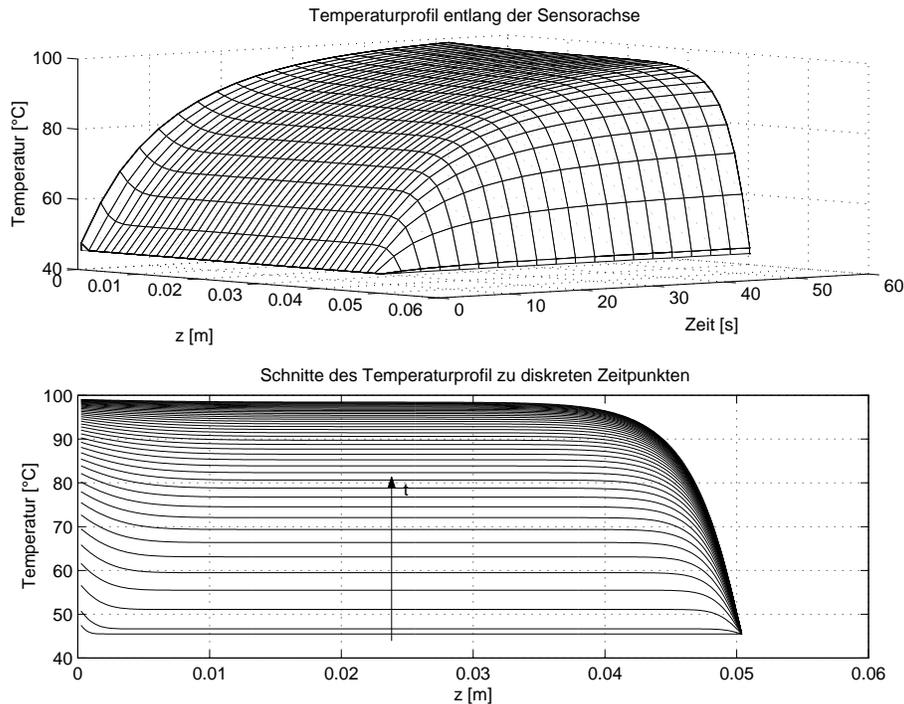


Bild 4.6: Temperaturprofil des Sensors nach einer Sprunganregung

Aufgrund der hinreichenden Übereinstimmung der Prüfstandsdaten mit den Simulationsergebnissen kann nun auf der Basis dieses Modells eine genauere Untersuchung der Verzugszeit vorgenommen werden, die sich aufgrund des Diffusionsprozesses einstellt. Hierfür ist eine Lösung der Wärmeleitgleichung mit der in der Realität nicht realisierbaren Randbedingung erster Art (konstantes Temperaturpotential auf der Sensorumrandung) durchzuführen. Als Ergebnis dieser Simulation, die mit einem Temperatursprung auf der Sensoroberfläche angeregt ist, läßt sich die Verzögerungszeit des Temperaturanstiegs zwischen Sensorwand und Meßelement ermitteln. Desweiteren erlaubt diese Simulation Rückschlüsse im Hinblick auf eine Betriebspunktabhängigkeit des Wärmeleitprozesses, die in erster Linie in nichtlinearen Materialeigenschaften begründet liegt. Das Ergebnis dieser Simulation läßt sich im Anschluß an die Herleitung eines vereinfachten Modells einbinden und liefert gleichzeitig die maximal erreichbare Grenze der signaltheoretischen Temperaturdynamiksteigerung. Die numerische Lösung von Gleichung 4.22 unter Berücksichtigung der Randbedingung erster Art ist in Abbildung 4.7 dargestellt, wobei eine Reaktion der radialen Temperaturentwicklung an zehn Stützstellen infolge einer sprungförmigen Anregung der Sensorhülle von 100 °C auf 500 °C nachgebildet ist. Hierbei ist zu beobachten, daß der Verlauf im Inneren des Sensors ein nahezu lineares Verhalten aufweist, was durch die Näherung mit einer Ex-

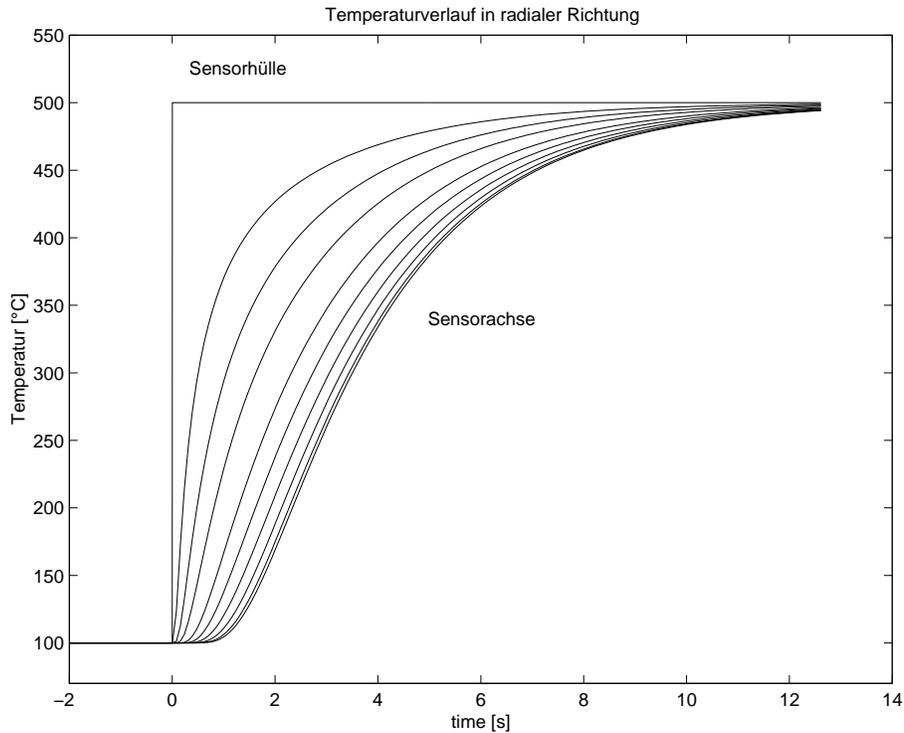


Bild 4.7: Temperaturprofil des Sensors in radialer Richtung nach einer Sprunganregung

ponentialfunktion bestätigt wird. Anlehnend an diese Näherung erfolgt die Ermittlung der gesuchten Verzugszeit anhand der entsprechenden Lösungsfunktion einer linearen Differentialgleichung erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten. Am Schnittpunkt des Näherungsverlaufs mit der Anfangstemperatur der numerischen Rechnung läßt sich dann eine Verzögerungszeit von ca. 0.5 s ablesen, die in etwa der zu erwartenden Wärmetransportzeit entspricht und deren Untersuchungsergebnisse an mehreren Betriebspunkten keine wesentlichen Änderungen zeigen. Nachdem die Wärmeübertragungsstrecke nahezu vollständig erarbeitet und deren Realitätstreue anhand mehrerer Simulationen nachvollzogen ist, steht im weiteren Verlauf die Reduktion dieses Modells auf ein einfaches Modell niedriger Ordnung im Vordergrund. Zuvor liefert der folgende Abschnitt noch die Übertragungscharakteristik des bisher noch nicht angesprochenen Teilabschnitts in der Gesamtübertragungsstrecke zwischen der Temperatur im Sensorinneren und dem meßbaren Signal an den Sensorkontakten.

4.4.2 Übertragungsfunktion des Temperaturmeßelements

Zur vollständigen Beschreibung der Gesamtstrecke zwischen Fluid und Sensorsignalauswertung muß neben der Wärmeübertragung vom Fluid auf die Sensoraußenhaut und der Wärmeleitung von der Sensorwand zum Meßelement auch die Übertragungsfunktion des Meßelements Berücksichtigung finden. Im Falle eines Platinsensors ist das

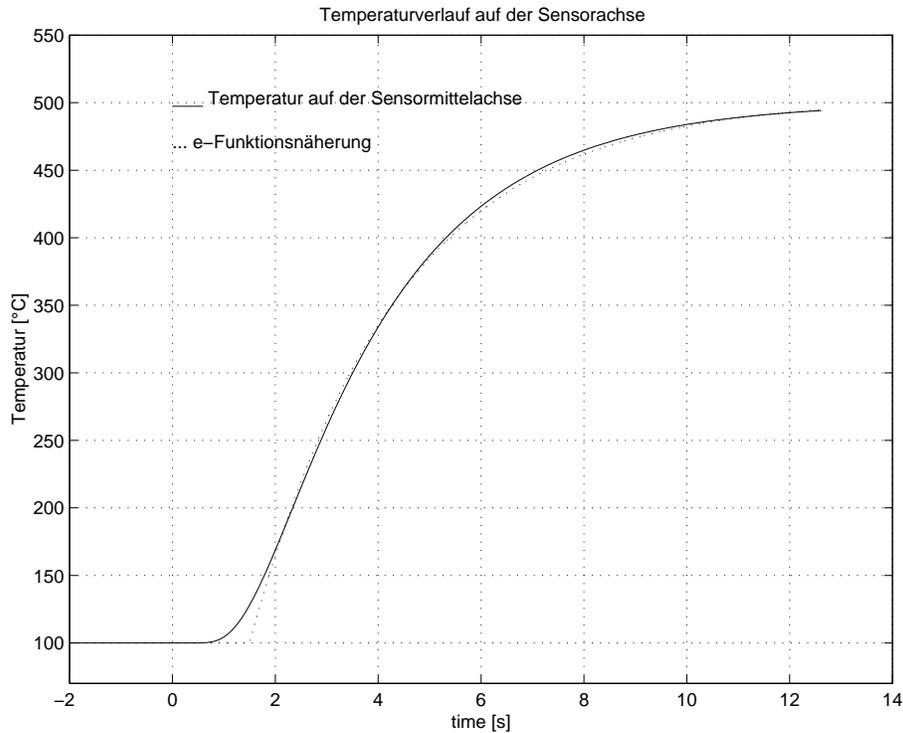


Bild 4.8: Bestimmung der Sensortotzeit

Übertragungsverhalten, d.h. seine Temperatur-Widerstandscharakteristik durch Polynomdarstellungen in zwei getrennte Temperaturbereiche unterteilt. Im Temperaturbereich von -200 °C bis 0 °C gilt Gleichung 4.28 während der Temperaturbereich von 0 °C bis 1000 °C durch das Polynom in Gleichung 4.29 beschrieben wird [65].

$$R_t = R_0 \cdot \left(1 + A \cdot \vartheta + B \cdot \vartheta^2 + C \cdot (\vartheta - 100) \cdot \vartheta^3\right) \quad (4.28)$$

$$R_t = R_0 \cdot \left(1 + A \cdot \vartheta + B \cdot \vartheta^2\right) \quad (4.29)$$

Hierin gelten für die Koeffizienten A bis C folgende Werte:

$$\begin{aligned} A &= 3.90802 \cdot 10^{-3\text{ °C}} \\ B &= -5.80195 \cdot 10^{-7\text{ °C}} \\ C &= -4.27350 \cdot 10^{-12\text{ °C}} \end{aligned} \quad (4.30)$$

Wie Abbildung 4.9 erkennen läßt, ist der Verlauf des Widerstands über der Temperatur nahezu linear. Ergänzt wird dieses lineare Verhalten durch die hohe Absolutgenauigkeit des Platinelements von ca. $\pm 0.1\text{ °C}$ [40]. Das Übertragungsverhalten des NTC-Temperaturmeßelements wird neben der Strom-Spannungskennlinie des NTC-Fühlers durch eine zusätzliche Widerstandsbeschaltung bestimmt. Der resultierende Kennlinienverlauf ist Abbildung 4.9 zu entnehmen.

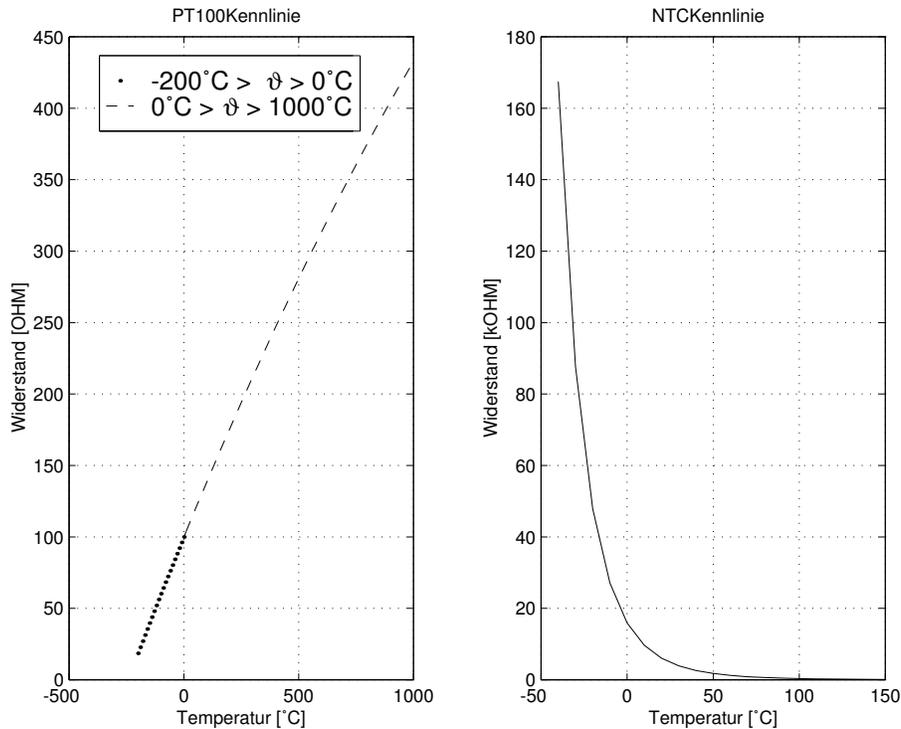


Bild 4.9: Stationäre Kennlinie des Platinsensors

4.5 Reduziertes Modell des Temperatursensors

Im Vordergrund der bisherigen Diskussion standen in erster Linie Modelle, die dem besseren Verständnis der internen Vorgänge im Sensor und der dazugehörigen Wärmebringung dienen, für die angestrebte Implementierung in signaltheoretische Ansätze allerdings eher ungeeignet erscheinen. Aus diesem Grund ist ein Übergang von der hochdetaillierten Modellierung, die eine Darstellung des Temperaturverlaufs an beliebigen Positionen im Sensor erlaubt, zu einer deutlich einfacheren Struktur erforderlich. Motiviert durch die sehr gute Approximation des Temperaturverlaufs im Sensorinneren mit einer Exponentialfunktion und aufgrund der Simulationsergebnisse aus Abbildung 4.5, in denen die örtliche Temperaturverteilung im Sensorinneren auf einem sehr schmalen Band liegt, beschränkt sich die weitere Modellreduktion auf die Wärmeleitungsvorgänge im Sensorinneren, während die Wärmeübertragungsrechnung nahezu unverändert übernommen werden kann. Hierzu wird im Gegensatz zur Herleitung der partiellen Wärmeleitdifferentialgleichung nicht der Übergang zu infinitesimalen Systemgrenzen vollzogen, sondern auf die Geometrie der Sensorhülle ausgedehnt. Angewendet auf diese Grenzen dient als Ausgangspunkt für die Erstellung des reduzierten Modells der erste Hauptsatz der Thermodynamik, der sich in Anlehnung an die vorherrschenden Randbedingungen auf Gleichung 4.31 reduziert.

$$\dot{U} = \dot{Q} \quad (4.31)$$

$$\dot{U} = c \cdot m \cdot \frac{d\vartheta}{dt} \quad (4.32)$$

Zusammen mit der Modellierung des Wandwärmeübergangs nach Gleichung 4.14, der Definitionsgleichung für den Energieinhalt innerhalb des Systems nach Gleichung 4.32 und anschließendem Gleichsetzen der Gleichungen, folgt unter Berücksichtigung von Gleichung 4.33 die Basisgleichung des Temperaturmodells 1. Ordnung nach Gleichung 4.34.

$$\dot{U} = \dot{Q} = \lambda_{Fluid}(\vartheta_{Fluid}) \cdot A_0 \cdot \frac{Nu(w_{Fluid}, \vartheta_{Fluid})}{l_{char}} (\vartheta_{Fluid} - \vartheta_{Sensor}) \quad (4.33)$$

$$\frac{d\vartheta_{Sensor}}{dt} = \frac{\lambda_{Fluid}(\vartheta_{Fluid}) \cdot 2}{c_{Sensor}(\vartheta_{Sensor}) \cdot \rho_{Sensor}(\vartheta_{Sensor}) \cdot r_{Sensor}} \frac{Nu(w_{Fluid}, \vartheta_{Fluid})}{l_{char}} (\vartheta_{Fluid} - \vartheta_{Sensor}) \quad (4.34)$$

In dieser Gleichung beschreibt Nu die mit der entsprechenden charakteristischen Überströmlänge gebildete Nusseltzahl, l_{char} die charakteristische Überströmlänge, c_{Sensor} die über die Temperatur gemittelte spezifische Wärmekapazität des Sensors und ρ_{Sensor} die mittlere Dichte des Sensormaterials. Einen Vergleich zwischen den Ergebnissen, die aus einer Berechnung dieses Modells mit Prüfstandsdaten folgt, liefert Abbildung 4.10. In

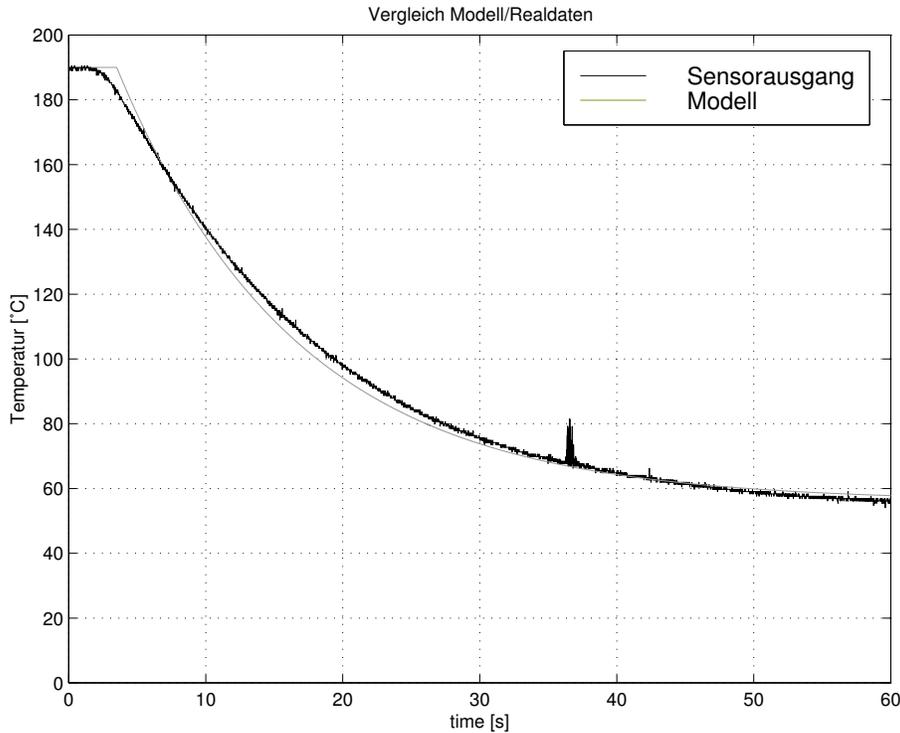


Bild 4.10: Vergleich des Sensorverhaltens mit realen Daten

dieser Abbildung ist die Sprungantwort des Modells von einer Anfangstemperatur von

192 °C auf eine Endtemperatur von 58 °C bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 0.055 $\frac{kg}{s}$ dargestellt. Auftretende Modellierungsungenauigkeiten im Bereich von ca. 10 s bis ca. 30 s sind im wesentlichen auf eine unzureichende Modellierung des Strömungsprofils und die Verwendung von gemittelten Materialeigenschaften zurückzuführen. Dennoch liefert das Modell über den gesamten betrachteten Bereich eine gute Übereinstimmung mit den realen Sensorwerten² und geht ohne größere Änderungen in den folgenden Estimationsansatz zur hochdynamischen Bestimmung der Fluidtemperatur ein. Die Gesamtstruktur des reduzierten Modells setzt sich somit aus einer Reihenschaltung eines Totzeitglieds, welches die Diffusionsvorgänge berücksichtigt und einer Differentialgleichung 1. Ordnung mit nichtlinearen Koeffizienten zusammen (Abbildung 4.11). Der Einfluß der nichtlinearen Wärmeübergangsmodellierung ist über den multiplikativ

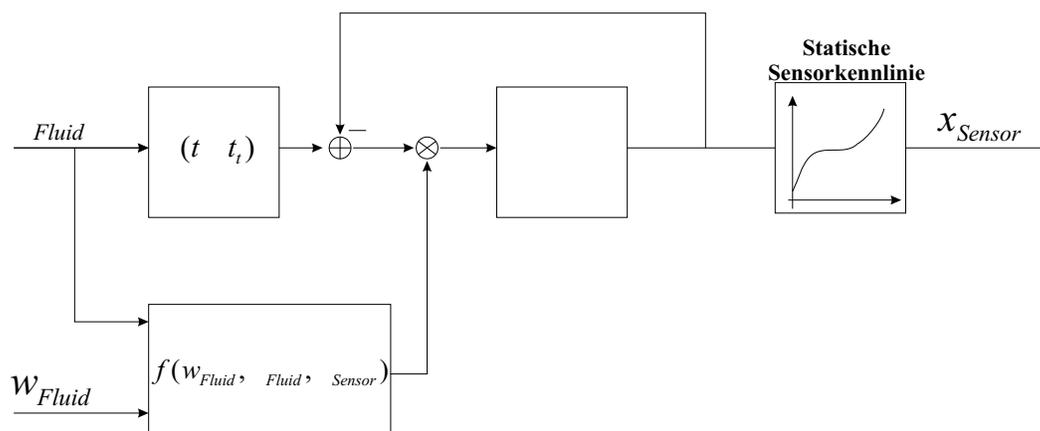


Bild 4.11: Strukturbild des reduzierten Modells

einwirkenden Pfad berücksichtigt. Der Integratorausgang ist zuletzt über die statische Kennlinie des Sensors mit dem Modellausgang verknüpft, wodurch der Zusammenhang zwischen Sensormittentemperatur und Sensorausgangsgröße berücksichtigt ist. Mit der Herleitung dieser Struktur sind die modellseitigen Voraussetzungen für den Entwurf eines Estimationsalgorithmus geschaffen, der die hochdynamische Fluidtemperatur aus dem Signalverlauf des Sensorausgangs schätzt. Die nächsten Schritte bestehen nun in einer Anpassung des Modells, die im wesentlichen aus einer funktionalen Näherung der im Modell auftretenden Kennlinien besteht und in einer anschließenden Integration der resultierenden Gleichungen in einen nichtlinearen Schätzalgorithmus. Im nun folgenden Kapitel sind zunächst die Grundlagen der nichtlinearen Kalman-Filter Theorie umrissen. Eine an diese Erklärungen anschließende Erweiterung des Modells und seine Integration in den Schätzalgorithmus wird durch eine kurze Diskussion der erzielten Ergebnisse ergänzt.

²Die deutlich hervortretenden Peaks im Bereich von ca. 37s sind auf äußere Störungen zurückzuführen, welche in die Auswerteschaltung von benachbarten Prüfeinrichtungen eingekoppelt worden sind

5 Das Beobachterkonzept

Viele regelungstechnische Zeitbereichsmethoden setzen zur Berechnung und Realisierung eines Reglers die vollständige Kenntnis des gesamten Zustandsvektors voraus [14]. Für einfache Systeme läßt sich diese Anforderung mit Hilfe umfangreicher Messungen erfüllen, während sich die meßtechnische Erfassung des gesamten Zustandsvektors bei komplexeren Strecken oftmals zu aufwendig gestaltet oder sich einer technischen Realisierung vollkommen entzieht. Der Versuch, den Verlauf der Zustandsgrößen eines Systems nur aufgrund der Kenntnis der deterministischen Steuergröße zu berechnen, scheitert meist an der nicht exakten Systemmodellierung und an Unschärfen in der Bestimmung der Anfangszustände. Um dennoch die Anwendung von Verfahren durchführen zu können, die sich auf die Kenntnis des Zustandsvektors stützen, begnügt man sich in der Regel mit einer Näherung oder Schätzung der Zustandsgrößen [14]. Im Rahmen dieser Schätzung muß aus den zur Verfügung stehenden Beobachtungen \underline{y} und den ebenfalls bekannten Eingangsgrößen \underline{u} der Zustandsvektor \underline{x} rekonstruiert werden. Erste Ansätze zur Lösung dieses Problems gehen auf den amerikanischen Regelungstechniker D.G. Luenberger zurück, der sich vorwiegend auf die Behandlung linearer Systeme beschränkt und dessen Ansatz sich auf die Eliminierung von Abweichungen im Anfangszustand bzw. selten auftretenden Auslenkungen des Zustandsvektors infolge von Störgrößeneinflüssen bezieht. Wirken demgegenüber schnell folgende Störungen oder stochastische Einflüsse auf die Strecke ein, stoßen deterministische Methoden an ihre Grenzen und sind außer Stande, das Beobachtungsproblem sinnvoll zu lösen. Für Aufgaben dieser Art geht das Beobachtungsproblem in ein Filterproblem über [7], und es liegt die Verwendung eines Kalman-Filters nahe, das mit Hilfe von a-priori-Kenntnissen über den stochastischen Charakter des Sensorrauschens und der Modellunsicherheiten die Schätzung von Zustandsgrößen ermöglicht. Im Hinblick auf die vorliegende Aufgabenstellung, aus einem Sensorsignal auf eine unbekannte Größe zu schließen, bietet sich zunächst der Entwurf eines Beobachters an. Aufgrund zusätzlich zu erwartender, im Kraftfahrzeug auftretender stochastischer Störungen, steht im folgenden der Entwurf eines stochastischen Beobachters in Form eines Kalman-Filters im Mittelpunkt. Die entsprechenden Grundlagen eines linearen Kalman-Filters und seiner nichtlinearen Erweiterung in Form eines extended Kalman-Filters sind im anschließenden Kapitel kurz erläutert. Für tiefgreifende Erklärungen sei an dieser Stelle auf einschlägige Literaturstellen in [41], [42], [43], [44], [45], [21] und [7] hingewiesen.

5.1 Lineares Kalman-Filter

Der Übergang von der deterministischen zur stochastischen Modellbildung beinhaltet im wesentlichen die additive Kombination der Beobachtungen mit stochastischen Prozessen und einer Überlagerung des Zustandsgrößenverlaufs mit Brownschen Prozessen. Die damit beschriebenen Zufallsphänomene wirken im Rahmen dieser Systemmodellierung einerseits als Modellunsicherheit bezüglich der Systemzustände und verleihen ihnen einen stochastischen Charakter. Andererseits finden stochastische Prozesse bei der Beschreibung der zeitabhängigen stochastischen Meßfehler Verwendung. Formal ist diese Modellbildung durch Gleichung 5.1 und 5.2 beschrieben.

$$\dot{\underline{x}}(t) = F(t) \cdot \underline{x}(t) + B(t) \cdot \underline{u}(t) + G(t) \cdot \underline{w}(t) \quad (5.1)$$

$$\underline{y}(t) = C(t) \cdot \underline{x}(t) + \underline{v}(t) \quad (5.2)$$

Der Zustandsvektor $\underline{x}(t)$ mit der Dimension $(n,1)$ enthält die modellierten Prozeßzustände, während der p -dimensionale Eingangsvektor $\underline{u}(t)$ die auf den Prozeß wirkenden Eingangsgrößen enthält. Neben der Zustandsübergangsmatrix $F(t)$ mit der Dimension (n,n) , die das dynamische Verhalten des Zustandsraummodells bestimmt, treten in den oben dargestellten Gleichungen noch die Matrizen $B(t)$, $G(t)$ und $C(t)$ mit den Dimensionen (n,p) $(n,1)$ und (m,n) auf. Die Gewichtung des Eingangsgrößenvektors $\underline{u}(t)$ auf die Zustandsdifferentialgleichungen erfolgt über die Steuermatrix $B(t)$, während der Einfluß des l -dimensionalen Prozeßrauschens $\underline{w}(t)$ mit der stochastischen Steuerungsmatrix $G(t)$ gewichtet ist. Im Gegensatz zu deterministischen Modellen, geht im Rahmen einer stochastischen Modellbildung der Zustandsvektor in einen Zufallsvariablenvektor über, welcher anhand seiner Wahrscheinlichkeitsverteilungsdichte- bzw. seiner Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion charakterisiert ist. Mit der zusätzlichen Forderung nach gaußverteilten Verteilungsdichtefunktionen ist die jeweilige Zufallsvariable durch ihren Erwartungswert und ihre Kovarianz vollständig bestimmt. Der Zusammenhang zwischen der vektoriellen Zufallsvariablen $\underline{x}(t_k, w)$ und den ebenfalls als Zufallsvariablenvektor modellierten Ausgangsgrößen $\underline{y}(t_k, w)$ des Systems, ist durch die Beobachtungsmatrix $C(t)$ und einem additiv überlagerten Rauschvektor $\underline{v}(t)$ hergestellt. In dieser Anordnung berücksichtigt der Vektor $\underline{v}(t)$ die stochastischen Rauschanteile der Meßsignale, während der Vektor $\underline{w}(t)$ das Prozeßrauschen beinhaltet, mit dem der Modellierungsunsicherheit Rechnung getragen wird. Die einzelnen Komponenten der Rauschvektoren sind als mittelwertfreie, gaußverteilte, weiße Rauschprozesse angenommen. Diese Annahme vereinfacht die mathematische Behandlung, da sich somit alle Rauschprozesse durch ihre ersten beiden Momente (Mittelwert und Kovarianz) charakterisieren lassen. Neben der Mittelwertfreiheit, die durch die Gleichungen 5.3 und 5.4 vollständig beschrieben ist, läßt sich die Kovarianz durch die Gleichungen 5.5 und 5.6 ausdrücken.

$$E \{ \underline{v}(t) \} = \underline{0} \quad (5.3)$$

$$E \{ \underline{w}(t) \} = \underline{0} \quad (5.4)$$

$$E \{ \underline{v}(t) \cdot \underline{v}^T(t + \tau) \} = R(t) \cdot \delta(\tau) \quad (5.5)$$

$$E \{ \underline{w}(t) \cdot \underline{w}^T(t + \tau) \} = Q(t) \cdot \delta(\tau) \quad (5.6)$$

Zusammen mit der Erweiterung der deterministischen Modellbildung mit stochastischen Prozessen ist auch der Zustandsvektor \underline{x} als stochastischer Prozeß $\underline{x}(\cdot, \cdot)$ interpretierbar und somit anhand seiner Verbundverteilung- und Verbundverteilungsdichtefunktion bestimmt. Eine exakte Berechnung der Verteilungs- und Verteilungsdichtefunktion des stochastischen Prozesses über der Zeit ist im allgemeinen unmöglich und läßt sich nur mit der Einschränkung der stochastischen Prozesse auf gaußverteilte Markov-Prozesse lösen. Die Forderung nach einer gaußverteilten Verbundverteilungsdichtefunktion beinhaltet, daß der Prozeß unter Kenntnis der ersten beiden Momente exakt bestimmt ist, während die Forderung nach einem Markov-Prozeß bedeutet, daß die Verteilungsfunktion nur von der Realisierung der letzten Zufallsvariablen abhängt. Nachdem die Modellbildung abgeschlossen ist, stellt sich unweigerlich die Frage nach einer Lösung des dazugehörigen Differentialgleichungssystems, die formal durch Gleichung 5.7 gegeben ist.

$$\underline{x}(t) = \Phi(t, t_0) \cdot \underline{x}(t_0) + \int_{t_0}^t \Phi(t, \tau) B(\tau) \underline{u}(\tau) d\tau + \int_{t_0}^t \Phi(t, \tau) G(\tau) \underline{w}(\tau) d\tau \quad (5.7)$$

Um der späteren Implementierung in einen Digitalrechner entgegenzukommen, wird an dieser Stelle der Übergang zu einer zeitdiskreten stochastischen Systembeschreibung nach Gleichung 5.9 vollzogen, welche der Lösung von Gleichung 5.7 an diskreten Zeitpunkten und anschließend der Forderung nach Identität von Gleichung 5.8 und 5.9 entspricht. Im weiteren Verlauf wird von einer äquidistanten Abtastung ausgegangen, wodurch im Sinne einer einfacheren Schreibweise die Zeitpunkte t_k mit dem Argument k abgekürzt sind. Desweiteren ist zugunsten einer vereinfachten Berechnung der zeitliche Verlauf des Eingangsgrößenvektors $\underline{u}(t)$ zwischen zwei Diskretisierungspunkten konstant genähert ($\underline{u}_d(k)$). Die daraus folgende Bestimmung der diskreten Steuermatrix B_d und des diskreten Rauschprozesses $\underline{w}_d(\cdot, \cdot)$ ist durch Gleichung 5.11 und 5.12 gegeben.

$$\begin{aligned} \underline{x}(t_k) &= \Phi(t_k, t_{k-1}) \cdot \underline{x}(t_{k-1}) + \int_{t_{k-1}}^{t_k} \Phi(t_k, \tau) B(\tau) \underline{u}(\tau) d\tau + \\ &\int_{t_{k-1}}^{t_k} \Phi(t_k, \tau) G(\tau) d\beta(\tau) \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$\underline{x}(k) = A_d(k-1) \cdot \underline{x}(k-1) + B_d(k-1) \cdot \underline{u}_d(k-1) + \underline{w}_d(k-1) \quad (5.9)$$

$$A_d(k-1) = \Phi(t_k, t_{k-1}) \quad (5.10)$$

$$B_d(k-1) = \int_{t_{k-1}}^{t_k} \Phi(t_k, \tau) \cdot B(\tau) d\tau \quad (5.11)$$

$$\underline{w}_d(k-1) = \int_{t_{k-1}}^{t_k} \Phi(t_k, \tau) \cdot G(\tau) \cdot d\beta(\tau) \quad (5.12)$$

Die Eigenschaften des zeitdiskreten Rauschprozesses $\underline{w}_d(\cdot, \cdot)$ sind durch seine Mittelwertfreiheit und seinen Kovarianzkern in den Gleichungen 5.13 bis 5.16 verdeutlicht.

$$E \{ \underline{w}_d(k) \} = \underline{0} \quad (5.13)$$

$$E\{\underline{w}_d(k)\underline{w}_d(j)^T\} = Q_d(k) \cdot \delta_k(k, j) \quad (5.14)$$

$$Q_d(k) = \int_{t_k}^{t_{k+1}} \Phi(t_{k+1}, \tau) \cdot G(\tau) \cdot Q(\tau) \cdot G(\tau)^T \cdot \Phi(t_{k+1}, \tau)^T \cdot d\tau \quad (5.15)$$

$$\delta(k, j) = \begin{cases} 0 & \text{für } j \neq i \\ 1 & \text{für } j = i \end{cases} \quad (5.16)$$

Das Kroneckersymbol nach Gleichung 5.16 weist in diesem Zusammenhang auf die Unkorreliertheit der Rauschprozesse hin. Zur weiteren Bestimmung des stochastischen Prozesses von $\underline{x}(\cdot, \cdot)$ steht die Berechnung der ersten beiden Momente zum Zeitpunkt t_{k+1} an, die ohne weitere Herleitungen in Gleichung 5.17 und 5.18 in Abhängigkeit der stochastischen Kenngrößen zum Zeitpunkt t_k angegeben sind.

$$\underline{m}_x(k) = \Phi(k, k-1) \cdot \underline{m}_x(k-1) + B_d(k-1) \cdot u_d(k-1) \quad (5.17)$$

$$P_{\underline{x}\underline{x}}(k) = \Phi(k, k-1) \cdot P_{\underline{x}\underline{x}}(k-1) \cdot \Phi(k, k-1)^T + Q_d(k-1) \quad (5.18)$$

Zusätzlich zu der mit Gleichung 5.17 und Gleichung 5.18 beschriebenen Charakteristik der vektoriellen Zufallsvariablen $\underline{x}(t_k, w)$ fehlt zur vollständigen Systembeschreibung des stochastischen Systemverhaltens noch die Berechnung der Kenngrößen für die vektorielle Zufallsvariable $\underline{y}(\cdot, \cdot)$ zum Zeitpunkt t_k . Diese folgt in Anlehnung an die Beobachtungsgleichung 5.19 in Zufallsvariablendarstellung. Die Verbindung zwischen stochastischer Prozeßgröße $\underline{x}(\cdot, \cdot)$ und der ebenfalls als Zufallsvariable interpretierbaren Meßvektorzufallsvariable liefert Gleichung 5.19

$$\underline{y}(t_k, \cdot) = C(t_k) \cdot \underline{x}(t_k, \cdot) + \underline{v}(t_k, \cdot) \quad (5.19)$$

Zur Beschreibung des hierin auftretenden gaußverteilten stochastischen Prozesses $\underline{v}(t_k, \cdot)$ dienen ebenfalls der Erwartungswert und der Kovarianzkern nach Gleichung 5.20 und 5.21.

$$E\{\underline{v}(t_k)\} = \underline{0} \quad (5.20)$$

$$E\{\underline{v}(t_k) \cdot \underline{v}(t_j)^T\} = R(t_k) \cdot \delta(k, j) \quad (5.21)$$

Aufgrund des gaußverteilten Zufallsprozesses $\underline{x}(k, \cdot)$, des ebenfalls gaußverteilten stochastischen Meßrauschens $\underline{v}(k, \cdot)$ und der linearen Abbildungsvorschrift nach Gleichung 5.19 kann der Meßprozeß als Gaußprozeß vorausgesetzt werden und ist somit anhand seines ersten Moments und seines Kovarianzkerns nach Gleichung 5.22 und 5.23 beschrieben.

$$\underline{m}_y(k) = C(k) \cdot \underline{m}_x(k) \quad (5.22)$$

$$P_{\underline{y}\underline{y}}(k, j) = C(k) \cdot P_{\underline{x}\underline{x}}(k, j) \cdot C(j)^T + R(k) \cdot \delta(k, j) \quad (5.23)$$

Als Ergebnis der bisherigen Betrachtungen sind die zeitdiskreten Zufallsprozesse $\underline{x}(\cdot, \cdot)$ und $\underline{y}(\cdot, \cdot)$ zum Zeitpunkt t_{k+1} anhand ihrer Momente in Abhängigkeit ihrer stochastischen Kenngrößen, zum Zeitpunkt t_k vollständig bestimmt. Aufbauend auf diese Kenntnisse läßt sich in einem weiteren Schritt der Meßvektor, der als Realisation der

Zufallsvariablen $y(\cdot, \cdot)$ modelliert ist, zur Schätzung des Zustandsvektors \underline{x} heranziehen. Nach Bayes genügt hierzu die Berechnung der bedingten Verteilungsdichtefunktion $f_{\underline{x}(k)|\underline{Y}(k)}(\underline{x}_k, \underline{Y}_k)$ der Zufallsvariablen $\underline{x}(k, \cdot)$ bedingt auf die Realisation der Zufallsvariablen $\underline{Y}(\cdot, \cdot)$ bis zum Zeitpunkt t_k , wobei der Beobachtungsvektor $\underline{Y}(k)$ die bis zum Zeitpunkt t_k angefallenen Messwerte beinhaltet. Diese Verteilungsdichtefunktion umfaßt alle Informationen über den Zufallsvektor $\underline{x}(k, \cdot)$, die aus den Meßwerten gewonnen werden können. Diese Berechnung ist allerdings nur unter der Voraussetzung gaußförmiger Verteilungsdichtefunktionen möglich. Als Schätzwert für die Realisationen der Zufallsvariablen $\underline{x}(t_k, \cdot)$ dient dann der berechnete Erwartungswert, bedingt auf die Meßwertvergangenheit. Aufgrund der vorausgesetzten Gaußförmigkeit minimiert dieser Schätzwert gleichzeitig mehrere Fehlerkriterien und stellt somit in mehrfacher Hinsicht eine optimale Schätzwertbildung dar. Ohne weiter auf die detaillierte Herleitung des Kalman-Filter Algorithmus auf der Basis der bedingten Verbundverteilungsdichterechnung einzugehen, ist der vollständige Algorithmus durch die Gleichungen 5.24 bis 5.28 beschrieben.

$$\hat{\underline{x}}^-(k) = A_d(k-1) \cdot \hat{\underline{x}}^+(k-1) + B_d(k-1) \cdot \underline{u}_d \quad (5.24)$$

$$P^-(k) = A_d(k-1) \cdot P^+(k-1) \cdot A^T(k-1) + G(k-1) \cdot Q(k-1) \cdot G^T(k-1) \quad (5.25)$$

$$K(k) = P^-(k) \cdot C^T(k) \cdot [C(k) \cdot P^-(k) \cdot C^T(k) + R(k)]^{-1} \quad (5.26)$$

$$\begin{aligned} \hat{\underline{x}}^+(k) &= \hat{\underline{x}}^-(k) + K(k) \cdot (\underline{y}(k) - C(k) \cdot \hat{\underline{x}}^-(k)) \\ &= \hat{\underline{x}}^-(k) + K(k) \cdot (\underline{y}(k) - \hat{\underline{y}}^-(k)) \end{aligned} \quad (5.27)$$

$$P^+(k) = P^-(k) - K(k) \cdot C(k) \cdot P^-(k) \quad (5.28)$$

5.2 Nichtlineares Kalman-Filter

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die Grundlagen der linearen Zustandsestimation erläutert sind, beschäftigt sich dieses Teilkapitel mit der Theorie des extended Kalman-Filters, der eine genaue Erklärung des linearized Kalman-Filters vorausgeht.

5.2.1 Linearized Kalman-Filter

Bevor auf den allgemeinen Fall der Zustandsschätzung eines nichtlinearen Systems eingegangen wird, beschäftigt sich der folgende Abschnitt zunächst mit einer vereinfachten Problemstellung, die von der Vorgabe einer Solltrajektorie \underline{x}_n ausgeht und stillschweigend voraussetzt, daß eine überlagerte Regelung die Zustandstrajektorie in unmittelbarer Nähe der vorgegebenen Solltrajektorie hält. Unter dieser Randbedingung ist es möglich, die auf lineare Systeme beschränkte Kalman-Filter Theorie auf nichtlineare Systeme anzuwenden. Die nichtlineare stochastische Systemmodellierung erfolgt mit Gleichung 5.29.

$$d\underline{x}(t) = \underline{f}(\underline{x}(t), \underline{u}(t), t)dt + G(t)d\underline{\beta}(t) \quad (5.29)$$

Der n-dimensionale Funktionsvektor \underline{f} repräsentiert die deterministische Systembeschreibung in Abhängigkeit des r-dimensionalen Steuervektors und des n-dimensionalen Zustands \underline{x} , während der m-dimensionale Vektor $d\underline{\beta}$ den überlagerten Brownschen Prozeß mit der Diffusion $Q(t)$ beschreibt, dessen zugehöriger weißer, gaußverteilter Rauschprozeß $\underline{w}(t)$ anhand Gleichung 5.4 und 5.6 beschrieben ist. Die zeitdiskreten Beobachtungen sind ebenfalls als Realisation von Zufallsvariablen zu interpretieren, die durch Gleichung 5.30 gegeben sind.

$$\underline{z}(t_i) = \underline{h}(\underline{x}(t_i), t_i) + \underline{v}(t_i) \quad (5.30)$$

In dieser Gleichung gibt der m-dimensionale Vektor \underline{h} den deterministischen Zusammenhang zwischen dem Zustandsvektor \underline{x} und der Beobachtung \underline{z} wieder, während $\underline{v}(t_i)$ den mittelwertfreien zeitdiskreten weißen Rauschprozeß repräsentiert, der anhand seines Kovarianzkerns nach Gleichung 5.31 beschrieben ist.

$$E\{\underline{v}(t_i) \cdot \underline{v}^T(t_j)\} = \begin{cases} R(t_i)\delta(t_i - t_j) & \text{für } t_i = t_j \\ 0 & \text{für } t_i \neq t_j \end{cases} \quad (5.31)$$

Im Rahmen dieser Aufgabenstellung, in der das Führungsverhalten eines Systems in Verbindung mit einer vorgegebenen Solltrajektorie im Vordergrund steht und die Erkenntnisse der linearen Regelungstechnik auf ein nichtlineares System angewendet werden, ist es zunächst zweckmäßig, von einer weiteren Betrachtung der Zustandsgröße \underline{x} zu deren Abweichung von einer gegebenen Solltrajektorie \underline{x}_n nach Gleichung 5.32 überzugehen.

$$\dot{\underline{x}}(t) - \dot{\underline{x}}_n(t) = \underline{f}(\underline{x}(t), \underline{u}(t), t) - \underline{f}(\underline{x}_n(t), \underline{u}(t), t) + G(t)\underline{w}(t) \quad (5.32)$$

Mit Hilfe einer Taylorreihenentwicklung des ersten Terms auf der rechten Seite entlang der gegebenen Referenztrajektorie leitet sich Gleichung 5.33 ab, worin das Restglied R alle Terme höherer Ordnung beinhaltet.

$$\dot{\underline{x}}(t) - \dot{\underline{x}}_n(t) = \frac{\partial \underline{f}(\underline{x}(t), \underline{u}(t), t)}{\partial \underline{x}} \Big|_{\underline{x}=\underline{x}_n(t)} [\underline{x}(t) - \underline{x}_n(t)] + R + G(t)\underline{w}(t) \quad (5.33)$$

Eine übersichtlichere Darstellung dieser Fehlerdifferentialgleichung liefert Gleichung 5.34, worin die Matrix $F(t, \underline{x}_n(t))$ die partiellen Ableitungen des Funktionsvektors \underline{f} nach dem Zustandsvektor \underline{x} entsprechend Gleichung 5.35 enthält und der Vektor $\delta\underline{x}$ die Differenz zwischen dem Zustandsverlauf des Systems und des gegebenen Sollzustandsverlaufs angibt. Aufgrund der Linearisierung des Systems entlang einer Solltrajektorie ist nun der Übergang von der nichtlinearen Systembeschreibung auf eine lineare zeitvariante Darstellung vollzogen.

$$\delta\dot{\underline{x}}(t) = F(t, \underline{x}_n(t))\delta\underline{x}(t) + G(t)\underline{w}(t) \quad (5.34)$$

$$F(t, \underline{x}_n(t)) = \frac{\partial \underline{f}(\underline{x}, \underline{u}(t), t)}{\partial \underline{x}} \Big|_{\underline{x}=\underline{x}_n(t)} \quad (5.35)$$

Unter der Annahme, daß das Restglied klein genug bleibt, ohne einen nennenswerten Einfluß auf das Ergebnis dieser Berechnung auszuüben, beschreibt die Lösung von Gleichung 5.34 den Verlauf der Differenz zwischen der Nominaltrajektorie und des tatsächlichen Trajektorienverlaufs des Systems. Die damit verbundenen Abweichungen zwischen der zur Referenztrajektorie gehörenden Meßgröße und der von der Systemtrajektorie verursachten Meßgröße ist durch Gleichung 5.36 beschrieben.

$$\underline{z}(t_i) - \underline{z}_n(t_i) = \underline{h}(\underline{x}(t_i), t_i) - \underline{h}(\underline{x}_n(t_i), t_i) + \underline{v}(t_i) \quad (5.36)$$

Ein an das Vorgehen zur Bestimmung der Zustandsvektorabweichung angelehntes Verfahren liefert für die Meßvektorabweichung die Differentialgleichung nach 5.37, worin die Matrix H die partiellen Ableitungen des Funktionsvektors \underline{h} nach dem Vektor \underline{x} an der Stelle \underline{x}_n nach Gleichung 5.38 beinhaltet.

$$\delta \underline{z}(t_i) = H(t_i, \underline{x}_n(t_i)) \cdot \delta \underline{x}(t_i) + \underline{v}(t_i) \quad (5.37)$$

$$H(t_i, \underline{x}_n(t_i)) = \left. \frac{\partial \underline{h}(\underline{x}(t_i))}{\partial \underline{x}} \right|_{\underline{x}=\underline{x}_n(t_i)} \quad (5.38)$$

Die Estimation des Systemzustands erfolgt aufbauend auf die bisherigen Betrachtungen unter Anwendung der linearen Estimationstheorie nach Gleichung 5.34 und 5.37, die zunächst einen Schätzwert der Abweichung zwischen der Referenztrajektorie und der Systemtrajektorie liefert. Eine anschließende Addition der geschätzten Abweichungen mit der Referenztrajektorie liefert dann einen Schätzwert für den gesuchten Zustandsvektorverlauf des Systems nach Gleichung 5.39.

$$\hat{\underline{x}}(t) = \underline{x}_n + \hat{\delta \underline{x}}(t) \quad (5.39)$$

5.2.2 Extended Kalman-Filter

Eine Lösungsmethode für allgemeinere Aufgabenstellungen, bei denen der gewünschte Verlauf des Zustandsvektors nicht von vornherein feststeht, sieht das extended Kalman-Filter vor. Hierbei wird nach einer Schätzung des Zustandsvektors die Referenztrajektorie auf der Basis des bekannten Eingangsgrößenverlaufs und eines Systemmodells bis zum nächsten diskreten Zeitpunkt vorausberechnet. Als Anfangswert dieser Berechnung dient der zuletzt ermittelte Schätzwert für die Realisation des Zufallsprozesses $\underline{x}(\cdot, \cdot)$, wodurch der Startwert und der Verlauf der Fehlerdifferentialgleichung dem Nullvektor entspricht. Somit reduziert sich das „measurement update“ der Fehlerdifferentialgleichung auf die in Gleichung 5.40 dargestellte Form.

$$\hat{\delta \underline{x}}(t_{i+1}^+) = K(t_{i+1})[\underline{z}_{i+1} - \underline{h}(\underline{x}_n(t_{i+1}|t_i), t_{i+1})] \quad (5.40)$$

Sowohl $P(t_{i+1})$ als auch $H(t_{i+1})$ werden entlang der Referenztrajektorie im Intervall zwischen t_i und t_{i+1} ermittelt. Anschließend errechnet sich der geschätzte Zustandsvektor aus einer Kombination der Referenztrajektorienberechnung zum Zeitpunkt t_{i+1}

und der Schätzung der Abweichung des Zustandsvektors von dieser Trajektorie zum selben Zeitpunkt nach Gleichung 5.41.

$$\hat{\underline{x}}(t_{i+1}^+) = \hat{\underline{x}}(t_{i+1}|t_i) + K(t_{i+1})(z_{i+1} - \underline{h}(\hat{\underline{x}}(t_{i+1}|t_i), t_i)) \quad (5.41)$$

Zusammenfassend ist der vollständige Algorithmus zur Berechnung des optimal geschätzten Zustandsvektors in den Gleichungen 5.42 bis 5.46 dargestellt.

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\underline{x}}}(t|t_i) &= f(\hat{\underline{x}}(t|t_i), \underline{u}(t), t) \\ \text{mit } \hat{\underline{x}}(t_i|t_i) &= \hat{\underline{x}}(t_i^+) \end{aligned} \quad (5.42)$$

$$\begin{aligned} \dot{P}(t|t_i) &= F(t, \hat{\underline{x}}(t|t_i)) \cdot P(t|t_i) + P(t|t_i) \cdot F^T(t, \hat{\underline{x}}(t|t_i)) + \\ &G(t) \cdot Q(t) \cdot G^T(t) \end{aligned} \quad (5.43)$$

$$\text{mit } P(t_i|t_i) = P(t_i^+)$$

$$K(t_i) = P(t_i^-)H^T(t_i, \hat{\underline{x}}(t_i^-))[H(t_i, \hat{\underline{x}}(t_i^-))P(t_i^-)H^T(t_i, \hat{\underline{x}}(t_i^-)) + R(t_i)]^{-1} \quad (5.44)$$

$$\hat{\underline{x}}(t_i^+) = \hat{\underline{x}}(t_i^-) + K(t_i)(z_i - \underline{h}(\hat{\underline{x}}(t_i^-), t_i)) \quad (5.45)$$

$$P(t_i^+) = P(t_i^-) - K(t_i)H(t_i, \hat{\underline{x}}(t_i^-))P(t_i^-) \quad (5.46)$$

6 Angewandte Kalman-Filter Theorie und Ergebnisdarstellung

6.1 Nichtlineare Estimation der Fluidtemperatur

Wie aus den vorhergehenden Betrachtungen klar hervorgeht, stellt die Ermittlung der Temperatur in der AGR-Mischstrecke den limitierenden Faktor bei der dynamischen AGR-Raten-Bestimmung dar. Im Zuge eines systemtheoretischen Ansatzes führt diese Problemstellung in einem ersten Schritt zur Ermittlung der Übertragungsfunktion zwischen der Fluidtemperatur und dem Sensorausgang, worauf sich unmittelbar eine Entfaltung zwischen der Übertragungsfunktion und dem Ausgangsgrößenverlauf im systemtheoretischen Sinne anschließt. Bei der Anwendung dieses Verfahrens wirken zunächst zwei Randbedingungen einschränkend. Zum einen läßt sich die Entfaltung nur auf lineare, zeitdiskrete Systeme anwenden, zum anderen muß die Länge der Abtastreihe vor der Verarbeitung bekannt sein, wodurch sich eine Online-Verarbeitung der Meßwerte ausschließt. Um dennoch eine online-fähige, dynamische Ermittlung der Fluidtemperatur zu realisieren, verlagert sich der in dieser Arbeit favorisierte Lösungsweg von einem systemtheoretischen Ansatz zu einem regelungstechnischen Vorgehen, wobei ein Beobachterentwurf im Mittelpunkt steht, der neben der Beobachtungsaufgabe gleichzeitig stochastische Einflüsse des Meßsignals berücksichtigt und filtert. Hierzu werden zunächst die Inhalte von Kapitel 4 mit der Theorie des nichtlinearen Kalman-Filterentwurfs zusammengeführt. Untypisch bei dieser Beobachtungsaufgabe ist das Fehlen einer Eingangsgröße, da als einzige Information nur das Sensorsignal und ein Modell der Übertragungsstrecke zur Verfügung steht, welches den Zusammenhang zwischen der Fluidtemperatur und dem Sensorausgangssignal beschreibt. Um in Gegenwart dieser Einschränkung die Fluidtemperatur in die Modellbildung aufzunehmen und einer Zustandsschätzung Zugang zu gewähren, wird die Fluidtemperatur als Zustand im Rahmen eines linearen zeitinvarianten Eingangsgrößenmodells berücksichtigt. Somit setzt sich der, in diesem Filter verwendete deterministische Modellteil neben dem bisher besprochenen Sensormodell aus einer zusätzlichen linearen Eingangsgrößenmodellierung zusammen, die den zeitlichen Verlauf der Fluidtemperatur und ihrer ersten zeitlichen Ableitung während der Prädiktion aus den zuvor optimal geschätzten Zustandswerten extrapoliert. Beide Modellteile zusammen werden dann im Zustandsraum formuliert und anschließend im Rahmen eines Kalman-Filterentwurfs implementiert.

6.1.1 Eingangsgrößenmodellierung

Wie schon im vorhergehenden Abschnitt angedeutet, fehlt im Gegensatz zum Beobachterentwurf für regelungstechnische Zielsetzungen die Kenntnis über den Verlauf der Eingangsgröße $u(t)$ in Form des Fluidtemperaturverlaufs. Um dennoch eine sinnvolle Modellierung bereitzustellen, die in den Entwurf eines Beobachters integrierbar ist, findet ein Ansatz zur Lösung linearer Zustandsdifferentialgleichungen Verwendung, der in der linearen Systemtheorie durchaus gebräuchlich ist und auf ein geschlossenes analytisches Lösungsverfahren zurückgreift [14]. Um die ursprüngliche Motivation dieses Verfahrens und die Verbindung zur vorliegenden Problemstellung aufzuzeigen, beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit der zugrundeliegenden Methode zur Lösung von Zustandsdifferentialgleichungen nach Gleichung 6.1.

$$\dot{\underline{x}}(t) = A\underline{x}(t) + B\underline{u}(t) \quad (6.1)$$

Die zu dieser Zustandsraumdarstellung gehörende allgemeine Lösung für $\underline{x}(t)$ ist durch Gleichung 6.2 gegeben und läßt sich leicht in ihr rekursives zeitdiskretes Äquivalent nach Gleichung 6.3 überführen. Sowohl die zeitdiskrete, als auch die zeitkontinuierliche Formulierung der Lösungsfunktion setzt sich aus einem homogenen Anteil, der den Einfluß des Anfangswertes berücksichtigt und einem Faltungsintegral zusammen, welches die Wirkung der Eingangsgrößen auf den zeitlichen Verlauf der Zustandsgrößen ausdrückt.

$$\underline{x}(t) = \Phi(t - t_0)\underline{x}(t_0) + \int_{t_0}^t \Phi(t - \tau)B\underline{u}(\tau)d\tau \quad (6.2)$$

$$\underline{x}(t_{k+1}) = \Phi(t_{k+1} - t_k)\underline{x}(t_k) + \int_{t_k}^{t_{k+1}} \Phi(t_{k+1} - \tau)B\underline{u}(\tau)d\tau \quad (6.3)$$

Während sich die in Gleichung 6.3 auftretende Transitionsmatrix $\Phi(t_{k+1} - t_k) = \Phi(T) = e^{AT}$ vergleichsweise einfach ermitteln läßt, zieht die Lösung des Faltungsintegrals bei kontinuierlich veränderlicher Eingangsgröße zwischen zwei Diskretisierungspunkten einen deutlichen Bedarf an Rechenzeit nach sich und ist gleichzeitig von Fehlern begleitet, die der numerischen Lösung anhaften. Zur Vermeidung der damit verbundenen Probleme wird anstatt der Lösung der inhomogenen Differentialgleichung die Lösung eines äquivalenten erweiterten homogenen Systems bevorzugt. Hierzu ersetzt ein geeignet gewähltes homogenes Eingangsgrößenmodell nach Gleichung 6.4 den Verlauf des Eingangsgrößenvektors $\underline{u}(t)$ zwischen zwei diskreten Zeitschritten.

$$\begin{aligned} \dot{\underline{\tilde{x}}}(t) &= \tilde{A}\underline{\tilde{x}} \\ \underline{\tilde{y}}(t) &= \underline{u}(t) = \tilde{C}\underline{\tilde{x}}(t) \end{aligned} \quad (6.4)$$

In Kombination mit der Systemdifferentialgleichung 6.1 folgt die Zustandsraumbeschreibung des erweiterten Systems mit Gleichung 6.5. Diese Betrachtung liefert sowohl

den Zustandsvektor des Gesamtsystems 6.6 als auch die entsprechende Systemmatrix in Gleichung 6.7.

$$\begin{bmatrix} \dot{\underline{x}}(t) \\ \dot{\underline{\tilde{x}}}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B\tilde{C} \\ \underline{0} & \tilde{A} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{x}(t) \\ \underline{\tilde{x}}(t) \end{bmatrix} \quad (6.5)$$

$$\underline{\tilde{x}} = \begin{bmatrix} \underline{x}(t) \\ \underline{\tilde{x}}(t) \end{bmatrix} \quad (6.6)$$

$$\tilde{A} = \begin{bmatrix} A & B\tilde{C} \\ \underline{0} & \tilde{A} \end{bmatrix} \quad (6.7)$$

Nach [14] läßt sich durch ein Eingangsgrößenmodell 2. Ordnung bei entsprechender Wahl der Abtastintervalle und der Ausgangsmatrix \tilde{C} der größte Teil aller praktisch relevanten Eingangszeitfunktionen nachbilden, wenn es zu Beginn des betrachteten Zeitintervalls mit den entsprechenden Anfangswerten $\underline{\tilde{x}}(t_0)$ initialisiert wird. Mit der Einbindung dieses Ansatzes in einen Kalman-Filter Algorithmus erfolgt die Initialisierung des Eingangsgrößenmodells während des „measurement updates“, indem die Differenz zwischen Beobachtungswerten und Modellausgangswerten, gewichtet mit den Kalman-Gains, den einzelnen Zustandswerten zugewiesen wird. Als Resultat gewinnt darüberhinaus die anschließende Berechnung der Prädiktion für den folgenden Zeitabschnitt im Vergleich mit einer Berechnung, die einen konstanten Eingangsgrößenverlauf während des Prädiktionsintervalls voraussetzt, an Genauigkeit. Angewendet auf die vorliegende Problemstellung findet die in den Gleichungen 6.8 und 6.9 dargestellte Struktur zur Berechnung des Fluidtemperaturverlaufs Verwendung.

$$\tilde{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & -\frac{1}{\tau} \end{bmatrix} \quad (6.8)$$

$$\tilde{C} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.9)$$

Als wesentlichen Vorteil dieser Struktur ist seine breite Abdeckung an Signalverläufen in Abhängigkeit des Parameters τ zu sehen, mit der sich das Verhalten des Eingangsgrößenmodells zwischen einem einfachen Halteglied 0. Ordnung und einer linearen Extrapolation variieren läßt. Auf einen zweiten Rückkopplungsweig ist bei dieser Anordnung bewußt verzichtet worden, da die damit verbundene Schwingungsfähigkeit dieser Anordnung nicht notwendig ist.

6.1.2 Zustandsraumdarstellung des Gesamtmodells

Die nun folgende Integration des Sensormodells in den Schätzalgorithmus erfordert zunächst eine funktionale Darstellung des Differentialgleichungssystems im Zustandsraum. Hierfür müssen alle nichtlinearen Terme, die über Kennfelder beschrieben sind, durch Polynome approximiert werden. Um die Anzahl der Polynome und somit der

Rechenoperationen auf ein Minimum zu begrenzen, sind verschiedene Terme nach Gleichung 6.10 zusammengefaßt und genähert.

$$\begin{aligned}
 f_a(T) &= \frac{1}{\rho_{Fluid}(T) \cdot \nu_{Fluid}(T)} \\
 f_b(T) &= \left(\frac{1}{\rho_{Fluid}(T) \cdot \nu_{Fluid}(T)} \right)^{1.6} \\
 f_c(T) &= \frac{\lambda_{Fluid}(T)}{c_{Sensor}(T) \cdot \rho_{Sensor}(T)}
 \end{aligned} \tag{6.10}$$

Nach einer weiteren Zusammenfassung der Konstanten nach Gleichung 6.11 und der in Gleichung 6.12 festgelegten Wahl der Zustandsgrößen, läßt sich das resultierende vollständige Zustandsraummodell durch Gleichung 6.13 beschreiben, während die Ausgangsgleichung durch 6.14 gegeben ist.

$$\begin{aligned}
 k_1 &= \frac{2}{r_{Sens}} \\
 k_2 &= \frac{0.664^2}{A_r \cdot L_s} \cdot 0.7^{\frac{2}{3}} \\
 k_3 &= \left(\frac{L_s}{A_r} \right)^{1.6} \cdot \left(\frac{0.037 \cdot 0.7^{0.48}}{L_s} \right)^2 \\
 k_4 &= \frac{Nu_{min}}{L_s}
 \end{aligned} \tag{6.11}$$

$$\underline{x} = \begin{bmatrix} T_{Sensor} \\ T_{Fluid} \\ \dot{T}_{Fluid} \end{bmatrix} \tag{6.12}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{x}_1 &= k_1 \cdot f_c(x_2 - x_1) \left(k_4 + \sqrt{u_1 \cdot f_a \cdot k_2 + u_1^{1.6} \cdot f_b \cdot k_3} \right) \\
 \dot{x}_2 &= x_3 \\
 \dot{x}_3 &= -x_3 \cdot \frac{1}{\tau_{KF}}
 \end{aligned} \tag{6.13}$$

$$y = x_1 \tag{6.14}$$

Das Ergebnis der Integration des bisher erläuterten Gesamtmodells in ein Extended Kalman-Filter, gemäß der beschriebenen Schritte, ist im folgenden Abschnitt dargestellt.

6.1.3 Ergebnisdarstellung

Einen Vergleich der mit diesem Algorithmus gewonnenen Resultate mit Referenzdaten zeigt Abbildung 6.1. Im Rahmen dieser Gegenüberstellung der berechneten Fluidtem-

6.1 Nichtlineare Estimation der Fluidtemperatur

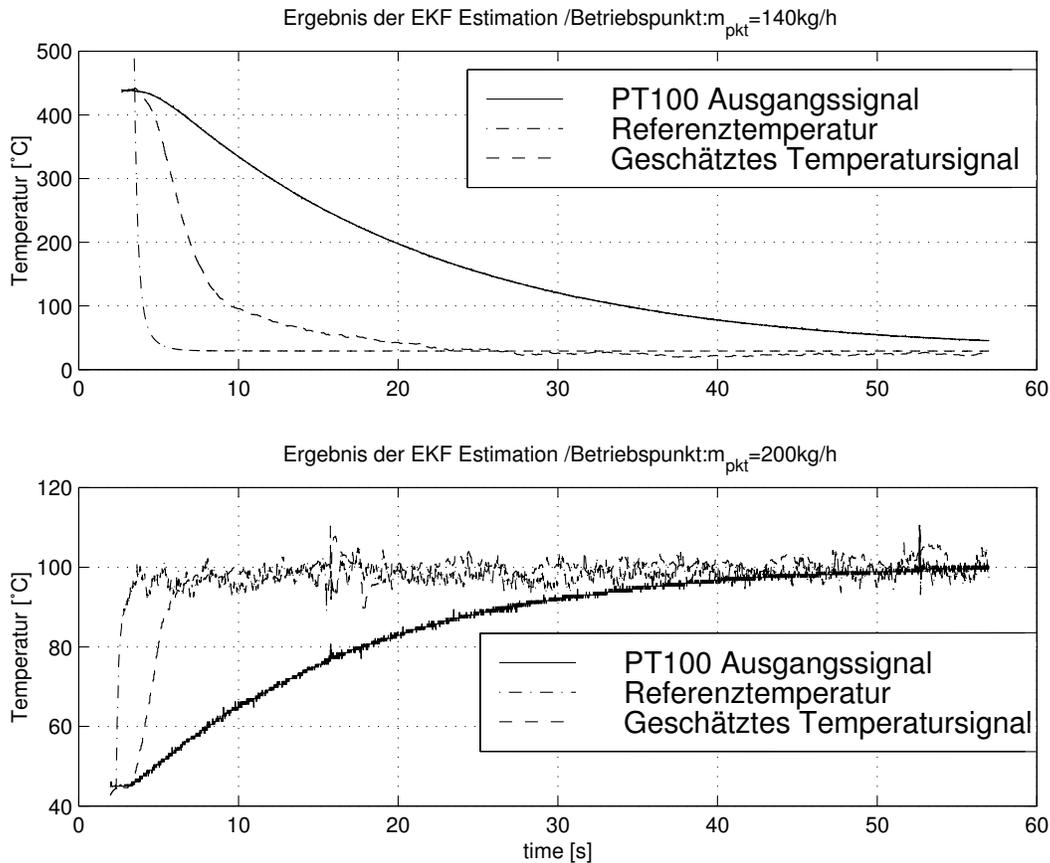


Bild 6.1: Vergleich des rekonstruierten Temperaturverlaufs mit Referenzdaten

peratur mit Referenzmessungen eines NiCrNi-Sensors mit einer geringen Ansprechzeit, fällt zunächst auf, daß das rekonstruierte Temperatursignal deutlich schneller als das Sensorrohsignal gegen seinen Endwert konvergiert. Ebenso deutlich ist die verzögerte Reaktion des Algorithmus zu erkennen, die hauptsächlich durch die Verzugszeit des Diffusionsprozesses bestimmt ist. Ein wesentlicher Nachteil des Verfahrens ist die nahezu vollständige Abhängigkeit des Ergebnisses von der Genauigkeit der Modellierung. Dieser Sachverhalt ist als Ursache für die hohe Sensibilität der Estimation gegenüber Störungen zu sehen, die dem Rohsignal überlagert sind. Durch eine diesem Umstand Rechnung tragende Parametereinstellung läßt sich dieses Verhalten verbessern und starke Signalausbrüche etwas eindämmen, gleichzeitig muß allerdings mit einem gleichermaßen erkennbaren Güteverlust in den Estimationsergebnissen gerechnet werden. Als wirksame Alternative bietet sich eine dynamische Korrektur des Prozessrauschens an, die abhängig von der Höhe der Residuensequenz dafür sorgt, daß der Algorithmus bei dynamischen Anforderungen sensibel reagiert, während bei stationären Signalverläufen die Reaktion des rekonstruierten Signals auf Störeinflüsse eher träge ausfällt und somit einen geglätteten Ergebnisverlauf zur Verfügung stellt. In bezug auf die dynamische

Verbesserung des Sensorsignals leistet die hier gezeigte Realisierung des Algorithmus eine betriebspunktabhängige Steigerung um einen Faktor zwischen 5 und 10.

6.2 Lineares Kalman-Filter zur Fluidtemperaturschätzung

Der im letzten Abschnitt durchgeführte Entwurf eines Extended Kalman-Filters liefert zwar sehr gute Ergebnisse bei der Berechnung der Fluidtemperatur aus den Sensor-signalverläufen, dennoch bleibt sein Einsatz aufgrund des sehr hohen Rechenaufwands den meisten praktischen Anwendungen verschlossen. Der hohe Rechenaufwand ist zum einen in der zeitkontinuierlichen Formulierung des Modells zu sehen, was mit einer numerischen Lösung des Zustandsraummodells zwischen zwei Abtastpunkten verknüpft ist. Zum anderen ist die Berechnung der F-Matrix, die wiederum zur Bestimmung der Schätzfehlerkovarianz dient, aufgrund der darin enthaltenen partiellen Ableitungen mit einem hohen Rechenaufwand verbunden. Zwar muß nach [44] die Berechnung dieser Matrix nicht mit der numerischen Lösung mitgezogen werden, da eine einmalige Berechnung am Prädiktionsende der Genauigkeit des Gesamtergebnisses nicht schadet, dennoch ist bei einer nahezu vollbesetzten Matrix der Rechenaufwand nicht zu unterschätzen. In diesem Abschnitt soll deshalb ein linearer Ansatz verfolgt werden, der einem praktischen Einsatz entgegen kommt, da die damit verbundenen Operationen mit vergleichbar geringem Rechenaufwand zu bewältigen sind. Bei den folgenden Ausführungen stellt ähnlich wie beim Entwurf des Extended Kalman-Filters die Modellierung der Wärmeübertragungsstrecke zwischen Fluid und Temperaturelement nach Gleichung 4.34 die modellseitige Basis der weiteren Betrachtungen dar, worauf sich ein einfaches Beobachtungsprinzip anwenden läßt, welches gleichzeitig die Reduktion des nichtlinearen Filterproblems auf einen linearen Lösungsansatz umfaßt.

Zunächst wird ein lineares, zeitvariantes System in Zustandsraumdarstellung nach Gleichung 6.15 und 6.16 betrachtet.

$$\dot{\underline{x}}(t) = A(t)\underline{x}(t) + B(t)\underline{u}(t) \quad (6.15)$$

$$\underline{y}(t) = C(t)\underline{x}(t) \quad (6.16)$$

Die Beobachtungsaufgabe gestaltet sich für dieses System trivial, wenn die Beobachtungsmatrix $C(t)$ quadratisch regulär und somit invertierbar ist. Unter diesen Voraussetzungen läßt sich das Gleichungssystem nach $\underline{x}(t)$ auflösen und nach Gleichung 6.17 eindeutig bestimmen.

$$\underline{x}(t) = C^{-1}(t) \cdot \underline{y}(t) \quad (6.17)$$

Die Berechnung des Zustandsvektors \underline{x} nach diesem Ansatz ist in all jenen Fällen durchführbar, in denen eine genügend große Anzahl Beobachtungen zur Verfügung steht, um eine quadratisch reguläre C -Matrix zu gewährleisten. In realen Aufgabenstellungen fällt der Sensorumfang aus Kostengründen meist kleiner aus als die Anzahl der zu beobachtenden Zustände, wodurch die oben genannte Forderung nicht erfüllt ist. Um dennoch die C -Matrix in die gewünschte Form zu überführen, können einzelne Ausgangsgleichungen $(y_i(t))$ hinreichend oft differenziert und die daraus resultierenden Zeilen in

den Beobachtungsvektor übernommen werden, wodurch die Anzahl der Zeilen in der C -Matrix zunimmt. Veranschaulicht wird dieses Vorgehen anhand eines Beispiels, bezogen auf ein lineares zeitinvariantes System n -ter Ordnung, mit einer Eingangs- und einer Ausgangsgröße nach Gleichung 6.18 und 6.19.

$$\dot{\underline{x}}(t) = A\underline{x}(t) + \underline{b}u(t) \quad (6.18)$$

$$y(t) = \underline{c}'\underline{x}(t) \quad (6.19)$$

Wiederholtes Ableiten von Gleichung 6.19 unter Verwendung von 6.18 liefert das in Gleichung 6.20 dargestellte Gleichungssystem.

$$\begin{aligned} y(t) &= \underline{c}'\underline{x}(t) \\ \dot{y}(t) &= \underline{c}'\dot{\underline{x}}(t) = \underline{c}'A\underline{x}(t) + \underline{c}'\underline{b}u(t) \\ \ddot{y}(t) &= \underline{c}'A\dot{\underline{x}}(t) + \underline{c}'\underline{b}\dot{u}(t) = \underline{c}'A^2\underline{x}(t) + \underline{c}'A\underline{b}u(t) + \underline{c}'\underline{b}\dot{u}(t) \\ y^{n-1}(t) &= \dots = \underline{c}'A^{n-1}\underline{x}(t) + \sum_{i=0}^{n-2} \underline{c}'A^{n-2-i}\underline{b}u^{(i)}(t) \end{aligned} \quad (6.20)$$

Angewendet auf die Bestimmung der Fluidtemperatur bedeutet dies, daß in einem ersten Schritt ein Zustandsraummodell zur Verfügung stehen muß, welches diesen Ansatz unterstützt. Anschließend erfolgt in einem zweiten Schritt die Bestimmung eines gegen Störungseinflüsse robusten erweiterten Beobachtungsvektors. Aufbauend auf das reduzierte Modell der Temperaturübertragungsstrecke folgt die Darstellung des Zustandsraummodells nach Gleichung 6.21.

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \tilde{N}u \cdot (u_1 - x) \\ y &= x \end{aligned} \quad (6.21)$$

In dieser Gleichung umfaßt $\tilde{N}u$ die erweiterte Nußeltzahl¹ nach Gleichung 6.22, während die Sensortemperatur als Zustand (x) und die Fluidtemperatur (u_1) als Eingangsgröße Berücksichtigung finden.

$$\tilde{N}u = \frac{\lambda_{Fluid} \cdot 2}{c_{Sensor} \cdot \rho_{Sensor} \cdot r_{Sensor} \cdot L_{char}} \cdot Nu \quad (6.22)$$

Um das bisher beschriebene Verfahren anwenden zu können, muß die Fluidtemperatur zusätzlich in den Zustandsvektor übernommen werden, wodurch ein erweitertes Zustandsraummodell entsteht, in dem der Zustandsvektor aus der Sensor- und der

¹In allen folgenden Schritten wird die erweiterte Nußeltzahl im Berechnungsintervall als konstant betrachtet. Die nichtlinearen Einflüsse kommen somit nur mit der Berechnung der erweiterten Nußeltzahl an diskreten Zeitpunkten zur Geltung

Fluidtemperatur nach Gleichung 6.23 resultiert, während die Eingangsgröße die erste zeitliche Ableitung der Fluidtemperatur nach Gleichung 6.24 erfasst.

$$\tilde{\underline{x}} = \begin{bmatrix} T_{Sensor} \\ T_{Fluid} \end{bmatrix} \quad (6.23)$$

$$\tilde{u} = \begin{bmatrix} \dot{T}_{Fluid} \end{bmatrix} \quad (6.24)$$

Die vollständige Zustandsraumdarstellung des erweiterten Systems ist somit durch Gleichung 6.25 gegeben, während die Beobachtungsgleichung durch Gleichung 6.26 repräsentiert ist.

$$\dot{\tilde{\underline{x}}} = \begin{bmatrix} -\tilde{N}u & \tilde{N}u \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \tilde{\underline{x}} + \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \tilde{u} \quad (6.25)$$

$$\tilde{y} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} \tilde{\underline{x}} \quad (6.26)$$

Anschließend liefert eine Erweiterung des Beobachtungsvektors mit Hilfe des oben erwähnten Verfahrens die Beobachtungsgleichung nach Gleichung 6.27.

$$\tilde{\underline{y}} = \begin{bmatrix} \tilde{y} \\ \dot{\tilde{y}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{x}_1 \\ \tilde{x}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{x}_1 \\ \tilde{N}u \cdot \tilde{x}_2 - \tilde{N}u \cdot \tilde{x}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\tilde{N}u & \tilde{N}u \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{x}_1 \\ \tilde{x}_2 \end{bmatrix} \quad (6.27)$$

Die endgültige Gleichung zur Bestimmung der Fluidtemperatur folgt aus einer Inversion der C -Matrix und anschließendem Auflösen der Beobachtungsgleichung nach dem Zustandsvektor \underline{x} nach Gleichung 6.28, woraus sich unmittelbar die Fluidtemperatur nach Gleichung 6.29 bestimmen läßt.

$$\tilde{\underline{x}} = C^{-1} \tilde{\underline{y}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & \frac{1}{\tilde{N}u} \end{bmatrix} \tilde{\underline{y}} \quad (6.28)$$

$$\begin{aligned} \tilde{x}_1 &= \tilde{y} \\ \tilde{x}_2 &= \tilde{y} + \tilde{y} \cdot \frac{1}{\tilde{N}u} \end{aligned} \quad (6.29)$$

Auf der Grundlage dieser Überlegungen verlagert sich die Problemstellung von einer Zustandsschätzung auf die Bestimmung eines gegen Störeinflüsse robusten, erweiterten Beobachtungsvektors. Um eine möglichst hohe Dynamik bei gleichzeitig robustem Verhalten gegenüber stochastischen Störungen zu erzielen, fällt die Anwendung herkömmlicher Kompensationsansätze im Frequenzbereich von vornherein aus, da die Kompensation durch ein zeitvariantes Filterverfahren mit Einschwingzeiten und starken Auslenkungen als Reaktion auf stochastische Störeinflüsse verbunden ist. Alternativ bietet sich die Anwendung eines linearen Kalman-Filters zur Berechnung des erweiterten Beobachtungsvektors an. Als Modell läßt sich für diese Anwendung eine Kombination aus einem Integrator, der den mathematischen Zusammenhang zwischen der Sensortemperatur und ihrer ersten zeitlichen Ableitung herstellt und einem Eingangsgrößenmodell heranziehen, welches den zeitlichen Verlauf der ersten Ableitung der Sensortemperatur

annähert. Gespeist wird das Eingangsgrößenmodell durch weißes Rauschen. In seiner Gesamtstruktur ist das Modell durch die Gleichungen 6.30 und 6.31 beschrieben.

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_2 \\ \dot{x}_2 &= x_3\end{aligned}\tag{6.30}$$

$$\begin{aligned}\dot{x}_3 &= -\frac{1}{\tau_{KF}}x_3 + w(t) \\ y &= Cx\end{aligned}\tag{6.31}$$

Die sich aus diesen Zustandsgleichungen ergebenden Matrizen A , C und G lassen sich aus den Gleichungen 6.32 bis 6.34 entnehmen, während die Matrix B entfällt, da in diesem Modell kein Eingangsgrößenverlauf $u(t)$ wirkt.

$$A = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{\tau_{LKF}} \end{bmatrix}\tag{6.32}$$

$$C = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}\tag{6.33}$$

$$G = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}\tag{6.34}$$

Eine anschließende Integration dieses Modells in ein lineares Kalman-Filter liefert als Resultat einen, von Rauscheinflüssen befreiten Schätzwert des erweiterten Beobachtungsvektors \tilde{y} , wodurch zusammen mit Gleichung 6.28 das lineare Kalman-Filter einen Schätzwert für die Fluidtemperatur nach Gleichung 6.29 bereitstellt. Die Ergebnisse dieses Algorithmus sind in Abbildung 6.2 dargestellt, wobei hier ein kugelförmiger NTC-Sensor mit einem Durchmesser von ca. 3 mm als Grundlage dient, der aufgrund seiner geringeren Masse und einer größeren Wärmeübertragungsfläche ein schnelleres Einschwingverhalten als der bisher betrachtete zylindrische Sensor aufweist. Im Umfang der hier gezeigten Ergebnisdarstellung sind die Resultate des Algorithmus an drei unterschiedlichen Arbeitspunkten gezeigt, wobei jeweils die Sensortemperatur T_{sensor} , die geschätzte Fluidtemperatur T_{est} und eine gemessene Referenzfluidtemperatur T_{TC} zu sehen sind. Bei näherer Betrachtung der Resultate zeigt sich, daß der lineare Estimationsalgorithmus qualitativ ähnliche Estimationen liefert wie das zuvor gezeigte Extended Kalman-Filter. Desweiteren fällt aufgrund einer kürzeren Wärmeleitungsstrecke zwischen Fluid und Sensorelement die Verzögerungszeit des Algorithmus ebenfalls geringer aus, so daß eine absolute Reaktionszeit des dynamisierten Sensorsignals ca. 300 ms bis 400 ms beträgt, was einer Verbesserung des dynamischen Verhaltens um den Faktor 10 entspricht.

6.3 Validierung der linearen Fluidtemperaturestimation im realen Fahrbetrieb

Während die bisher vorgestellten Ergebnisse die Reaktion des Algorithmus auf eine Sprungantwort auf der Basis von Prüfstandsdaten zeigen, sind im folgenden Abschnitt

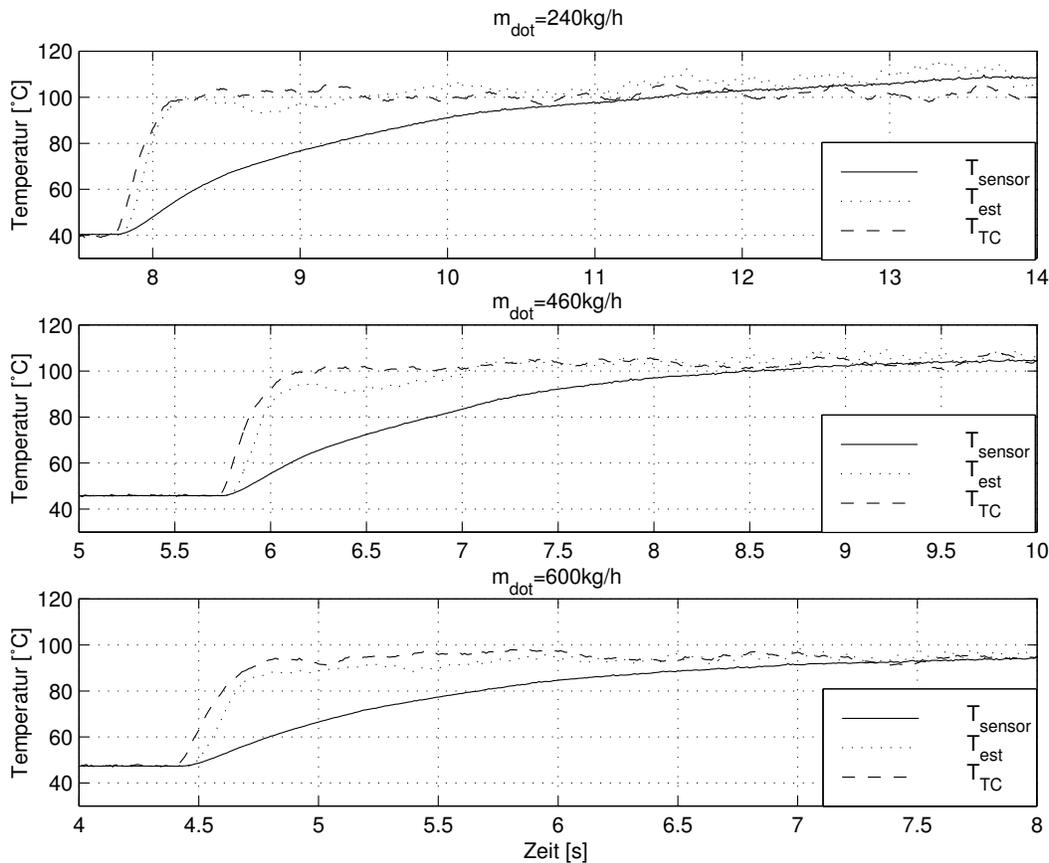


Bild 6.2: Vergleich des rekonstruierten Temperaturverlaufs mit Referenzdaten

die Ergebnisse der Anwendung des linearen Fluidtemperaturestimationsansatzes auf die Temperaturbestimmung im Abgasstrang eines Verbrennungsmotors gezeigt. Als Sensor kommt bei dieser Untersuchung ein offener Abgastempersensor zum Einsatz. Bei diesem Sensor handelt es sich um eine dünne Platinschicht, welche sich auf einem Keramikträger befindet und nur durch eine dünne Schutzschicht von der Abgasströmung abgeschirmt ist. Dieser Aufbau begünstigt eine vergleichsweise schnelle Reaktion des Sensorausgangssignals bei auftretenden Temperaturänderungen, während das Einschwingverhalten wesentlich von der Masse des Trägermaterials beeinflusst ist. Die Anwendung des beschriebenen Verfahrens mit einer auf diesen Sensor angepassten erweiterten Nußeltzahl zeigt Abbildung 6.3. Hierin ist der zeitliche Verlauf des Sensorsignals ($PT200\ 7mm$), die Referenzmessung mittels eines Nickel-Chrom-Nickel-Sensors (NiCrNi) mit einem Durchmesser von 1 mm und das Ergebnis der Berechnung mit Hilfe des linearen Kalman-Filter-Ansatzes gezeigt. Auffällig bei diesen Signalverläufen ist, daß das berechnete Signal nahezu dieselbe Dynamik wie die Referenzmessung aufweist. Desweiteren zeigt die Messung im Bereich von ca. 930 s eine deutliche Abweichung zwischen der Referenzmessung und der Berechnung, die starke Signalausbrüche beinhaltet.

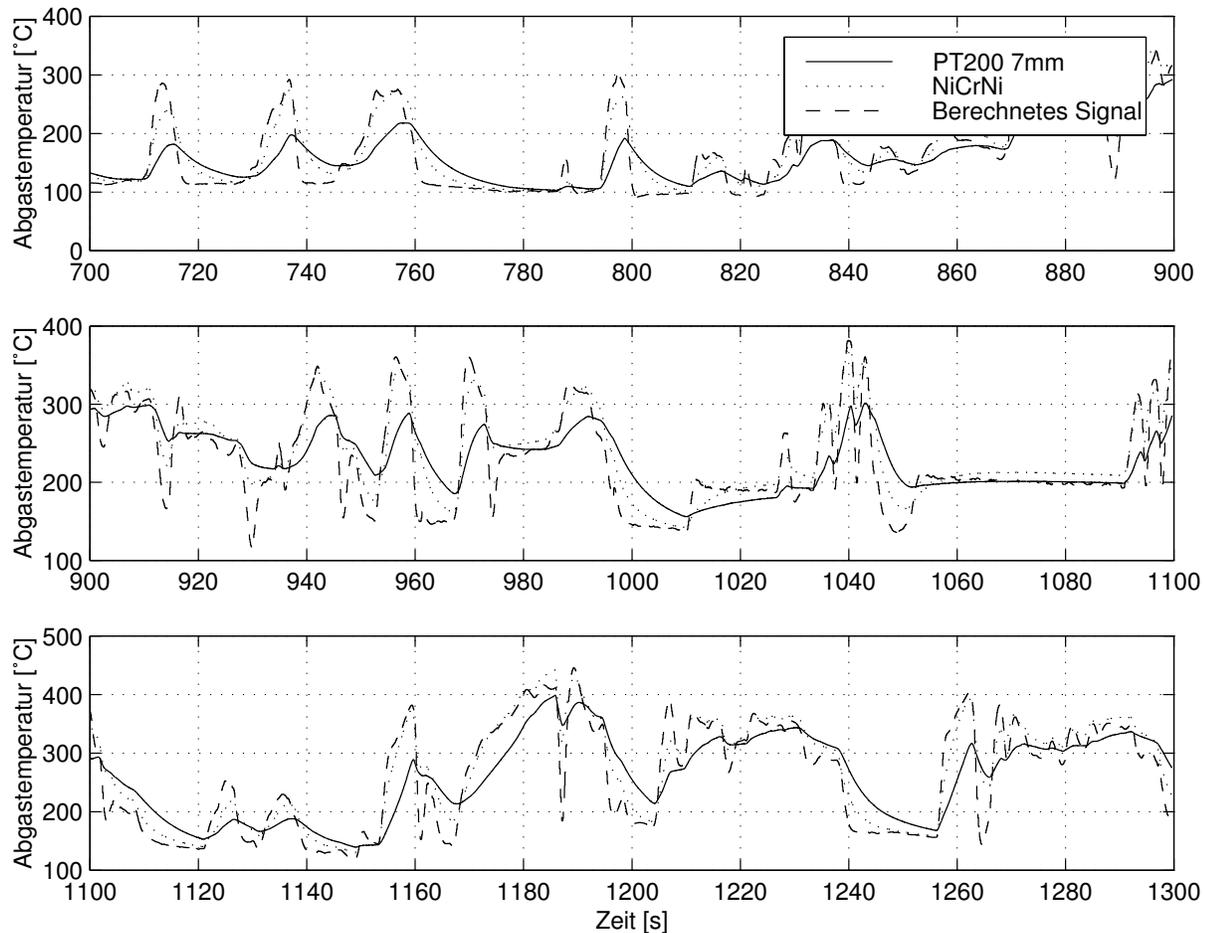


Bild 6.3: Vergleich des rekonstruierten Temperaturverlaufs mit Referenzdaten

Diese Reaktion ist nicht etwa eine Fehlberechnung des Algorithmus, sondern zeigt, daß die Berechnung zum Teil deutlich schneller reagiert als die Referenzmessung, was im Bereich der nachfolgenden 100 s infolge der Signalverläufe Bestätigung findet.

6.4 Ergebnisse der AGR-Schätzung

Zur endgültigen Schätzung der externen Abgasrückführung lassen sich nun die Formel zur Bestimmung der AGR-Rate und die Ergebnisse des vorhergehenden Abschnitts zur dynamischen Bestimmung der Fluidtemperatur heranziehen. Sowohl Luftmassen- als auch Druckmessung gehen ohne weitere Signalverarbeitung in die Formel ein, während für den Temperaturverlauf die geschätzte Fluidtemperatur Verwendung findet. Die Unterschiede in der Qualität der Ergebnisse zwischen linearer und nichtlinearer Estimation der Fluidtemperatur sind nahezu vernachlässigbar. Aus diesem Grund kommt in den nachfolgenden Ergebnisdarstellungen aufgrund von Rechenzeitvorteilen ausschließlich

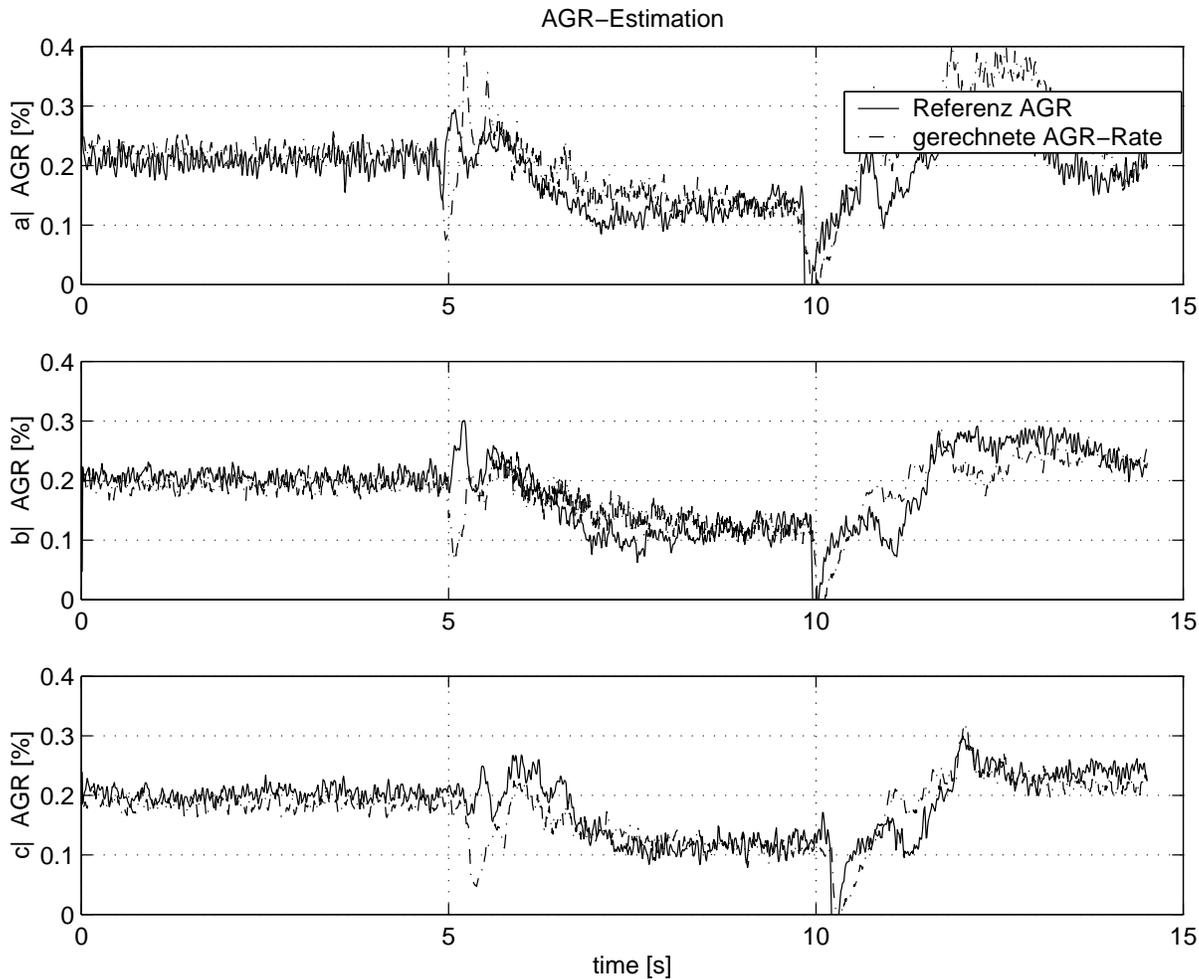


Bild 6.6: AGR-Estimation bei einer Änderung der Drosselklappenstellung

massenstroms mit einem Rückstau der Luftsäule bis zum Luftmassenmesser (HFM) verbunden, wodurch der Luftmassenmeßwert aufgrund der Saugrohrdynamik vom tatsächlichen Luftmassenstrom an der Drosselklappe abweicht und eine fehlerhafte Berechnung der AGR-Rate verursacht. Ebenso ist aufgrund strömungstechnischer Gegebenheiten eine kurzzeitige Veränderung der Anströmung der Referenzsensorik aufgrund einer Drosselklappenveränderung möglich, wodurch die gemessene AGR-Rate von der mittleren tatsächlich vorherrschenden AGR-Rate deutlich abweicht. Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß mit den vorgestellten Ergebnissen gezeigt ist, daß eine instationäre AGR-Raten-Bestimmung mit dem in diesem Kapitel hergeleiteten Verfahren gelingt. Als Voraussetzung muß allerdings der Gesamtmassenstrom in den Motor exakt bestimmt und die AGR-Mischstrecke strömungstechnisch optimiert sein, so daß eine gute Durchmischung von Abgas und Frischluft gewährleistet ist, wodurch an der Temperaturmeßstelle an allen Betriebspunkten eine repräsentative AGR-Rate vorherrscht.

7 Parameteridentifikation der Wärmeübertragungsstrecke

Im Anschluß an die Thematik der vorhergehenden Kapitel, die sich eingehend mit der Problematik der Temperaturschätzung auseinandersetzen und woraus sich in Kombination mit der Kalman-Filter Theorie ein Algorithmus zur AGR-Schätzung ableiten läßt, befaßt sich folgendes Kapitel mit Maßnahmen, die der Änderung des Übertragungsverhaltens des Temperatursensors infolge von Verschmutzungen und deren Einfluß auf das Schätzergebnis entgegenwirken.

Nachdem die hier beschriebene Problematik insofern von klassischen Beobachterentwürfen abweicht, daß kein Eingangsgrößenverlauf zur Verfügung steht, hängt die Güte des rekonstruierten Fluidtemperaturverlaufs in sehr hohem Maße von der Genauigkeit des zugrundeliegenden Modells und der exakten Kenntnis seiner Parameter ab. Um ein über die Zeit konstantes Maß an Genauigkeit der ermittelten Werte garantieren zu können, muß somit jede Änderung im Übertragungsverhalten des Sensors ausgeschlossen oder erkannt werden. Während sowohl für die Wärmeleitung im Sensorelement als auch für die Ausgangskennlinie diese Voraussetzungen nahezu erfüllt sind, ist der Wärmeübergang in Abhängigkeit des Verschmutzungsgrades der Sensoraußenhülle starken Variationen unterworfen. Eine Überprüfung aller relevanten Meßstellen im Luftpfad eines Verbrennungsmotors zeigt, daß im Frischluftbereich keine Einwirkungen auf das Übertragungsverhalten des Sensors in Folge von Verunreinigungen entstehen. Ebenso wenig spielt dieser Einfluß im Abgastrakt eine wesentliche Rolle, da aufgrund der zu erwartenden hohen Abgastemperaturen nahezu alle Ablagerungen an der Sensoroberfläche abbrennen. Deutlich problematischer stellt sich die Temperaturmessung in der AGR-Mischstrecke im Saugrohr dar. Der hier vorherrschende, sehr hohe Verschmutzungsgrad resultiert nicht zuletzt aus den im Abgas mitgeführten Rußbestandteilen, sondern ebenfalls durch das dauerhaft niedrige Temperaturniveau unterhalb der Rußabbrandschwelle, so daß eine nicht zu vernachlässigende Änderung der Sensorreaktion auf Temperaturänderungen zu erwarten ist. Diese Gegebenheiten führen zwangsläufig dazu, daß die Qualität der geschätzten Werte und somit die Eignung des bisher geschilderten Verfahrens in Frage gestellt werden muß. Als Ausweg aus dieser Situation bietet sich der Einsatz eines Identifikationsalgorithmus an, der die veränderlichen Parameter während des Betriebes ermittelt und dem Schätzalgorithmus zur Fluidtemperaturbestimmung zuführt, womit die Gültigkeit des zugrundeliegenden Modells für die Laufzeit gewährleistet ist. Bevor auf die Anwendung der Identifikation auf diese Problemstellung näher eingegangen wird, sind im folgenden Abschnitt die wesentlichen Grundlagen zur Least-Squares-Schätzung dargestellt, welche in [41] und [33] eingehend diskutiert werden. Im Anschluß hieran ist die Anwendung dieses Verfahrens zur Bestimmung der

Sensorzeitkonstanten an Realdaten gezeigt.

7.1 Least-Squares-Estimation

Die Least-Squares-Estimation eignet sich vor allem für Gleichungssysteme der Art 7.1.

$$\underline{y} = C\underline{x} + \underline{v} \quad (7.1)$$

Entspricht die Dimension des Meßvektors \underline{y} der Anzahl der gesuchten und im allgemeinen unbekannt Parameter \underline{x} , so läßt sich dieses Gleichungssystem unter der Voraussetzung verschwindend kleiner Meßstörungen \underline{v} bei bekannter Matrix C eindeutig lösen. In praktischen Anwendungsfällen ist diese Meßunsicherheit oftmals nicht vernachlässigbar, weshalb nach diesem Vorgehen keine eindeutige Lösung für den Parametervektor \underline{x} herbeigeführt werden kann und deshalb ein Schätzwert $\hat{\underline{x}}$ für den Parametervektor \underline{x} generiert wird. Das wohl älteste Verfahren zur Bestimmung dieses Schätzwertes geht auf die Ausgleichsrechnung nach Gauß zurück. Voraussetzung für die Anwendung dieses Verfahrens ist die Forderung, daß die Anzahl der zur Verfügung stehenden Gleichungen die Anzahl der Unbekannten übertrifft. Zur Minimierung der in den Schätzwerten enthaltenen Fehlern muß $\hat{\underline{x}}$ derart bestimmt werden, daß der Fehlervektor $\tilde{\underline{z}}$ in Gleichung 7.2 möglichst klein wird. Hierzu dient ein Gütemaß, welches sich aus der Summe der Fehlerquadrate nach Gleichung 7.3 zusammensetzt.

$$\tilde{\underline{z}} := \underline{y} - C\hat{\underline{x}} \quad (7.2)$$

$$J = \tilde{\underline{z}}' \tilde{\underline{z}} = \tilde{z}_1^2 + \tilde{z}_2^2 + \dots + \tilde{z}_r^2 \quad (7.3)$$

Die Minimierung dieses Gütemaßes ist gleichbedeutend mit der Forderung, daß alle seine partiellen Ableitungen nach Gl. 7.4 bzw. 7.5 verschwinden und gleichzeitig die Bedingung für die Existenz eines lokalen Minimums nach Gleichung 7.6 erfüllt ist.

$$\frac{\partial}{\partial \hat{\underline{x}}} (\tilde{\underline{z}}' \tilde{\underline{z}}) = \underline{0}' \quad (7.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial \hat{\underline{x}}} ([\underline{y} - C\hat{\underline{x}}]' [\underline{y} - C\hat{\underline{x}}]) = \underline{0}' \quad (7.5)$$

$$\frac{\partial^2 J}{\partial \hat{\underline{x}}^2} > \underline{0}' \quad (7.6)$$

Unter Berücksichtigung der Ableitungsregeln für Matrizen und anschließendem Transponieren entsteht ein Gleichungssystem n-ter Ordnung entsprechend Gleichung 7.7.

$$C' \underline{y} = C' C \hat{\underline{x}} \quad (7.7)$$

Fällt die hierin enthaltene Gauß'sche Normalmatrix $C'C$ positiv-definit aus, so kann problemlos nach dem gesuchten Vektor $\hat{\underline{x}}$ aufgelöst werden. Als wesentlichen Nachteil für eine spezielle, kontinuierlich ablaufende Identifikationsaufgabe erweist sich in diesem

Zusammenhang die ständig wachsende Anzahl an Beobachtungen, mit der gleichzeitig die Dimension des Beobachtungsvektors \underline{y} und somit der Rechenaufwand stetig anwächst. Aus diesem Grund bietet sich die Verwendung eines rekursiven Algorithmus an, der ohne weiterführende Erläuterungen in Gleichung 7.8 als Formel angegeben ist und dessen Herleitung in [41] eingehend Erläuterung findet. Der entsprechende Startwert für $\hat{\underline{x}}_1$ folgt aus einer anfänglichen Anwendung des Least-Squares-Algorithmus.

$$\begin{aligned}
 P_1^- &= (C'_{ak} \cdot C_{ak})^{-1} \\
 P_{k+1}^- &= P_k^- - K_k \cdot C_k \cdot P_k^- \\
 K_{k+1} &= P_{k+1} \cdot C'_{k+1} \cdot (I + C_{k+1} \cdot P_{k+1}^- \cdot C'_{k+1})^{-1} \\
 \hat{\underline{x}}_{k+1} &= \hat{\underline{x}}_k + K_{k+1} \cdot (\underline{y}_{k+1} - C_{k+1} \cdot \hat{\underline{x}}_k)
 \end{aligned} \tag{7.8}$$

7.2 Least-Squares-Estimation der Sensorzeitkonstanten

Zur weiteren Anwendung des in Gleichung 7.8 beschriebenen rekursiven Algorithmus auf die kontinuierliche Bestimmung der Zeitkonstanten eines Temperatursensors muß zusätzlich zur eigentlichen Temperaturmessung ein zweiter Sensor mit unterschiedlicher Zeitkonstante in den Algorithmus mit einbezogen und das Übertragungsverhalten zwischen den Sensorausgängen in linearer zeitdiskreter Form formuliert werden. Die wesentlichen Bedingungen, die eine lineare Beschreibung des nichtlinearen Systems rechtfertigen, sind erfüllt, wenn zum einen die auftretenden Temperatursprünge des Fluids in einem Bereich liegen, in dem die temperaturabhängigen Änderungen der Materialkonstanten vernachlässigbar sind und zum anderen der Massenstrom am Sensor während der Identifikation nahezu konstant bleibt. Unter diesen Randbedingungen und unter Verwendung zweier Sensoren, läßt sich anschließend die Übertragungsfunktion zwischen den beiden Sensorausgängen bilden, die unbekannte Eingangsgröße $u(t)$ eliminieren und die verbleibende Gleichung in eine Form überführen, mit der die Anwendung des Least-Squares-Algorithmus möglich ist. Die hierfür notwendigen Schritte sind im folgenden Abschnitt für die beiden Temperatursensoren mit ihren entsprechenden Ausgangssignalverläufen $x_1(t)$ und $x_2(t)$ bei identischem Fluidtemperaturverlauf $u(t)$ erläutert. Ausgangspunkt der zeitdiskreten Übertragungsfunktion zwischen den beiden Systemausgängen bilden die Lösungen der Systemdifferentialgleichungen nach Gleichung 7.9.

$$\begin{aligned}
 x_1(t) &= \Phi_1(t, t_0)x_1(t_0) + \int_{t_0}^t \Phi_1(\tau, t_0)b_1(\tau)u(\tau)d\tau \\
 x_2(t) &= \Phi_2(t, t_0)x_2(t_0) + \int_{t_0}^t \Phi_2(\tau, t_0)b_2(\tau)u(\tau)d\tau
 \end{aligned} \tag{7.9}$$

In einem weiteren Schritt werden diese Lösungen zu festen Zeitpunkten $(k+1)T$ in Abhängigkeit der letzten Diskretisierungsstützstelle kT berechnet und in ihre zeitdiskrete

Darstellung nach Gleichung 7.10 überführt.

$$\begin{aligned}
 x_1((k+1)T) &= \Phi_1((k+1)T, kT)x_1(kT) + \\
 &\quad \int_{kT}^{(k+1)T} \Phi_1((k+1)T, \tau)b_1(kT)u(kT)d\tau \\
 x_2((k+1)T) &= \Phi_2((k+1)T, kT)x_2(kT) + \\
 &\quad \int_{kT}^{(k+1)T} \Phi_2((k+1)T, \tau)b_2(kT)u(kT)d\tau
 \end{aligned} \tag{7.10}$$

In dieser Formulierung fließen sowohl die Koeffizienten b als auch die Eingangsgröße $u(t)$ als konstante Werte während eines Abtastintervalls in die Berechnung ein. Ein Vergleich von Gleichung 7.10 mit der allgemeinen zeitdiskreten Formulierung eines dynamischen Systems nach Gleichung 7.11 liefert mit Gleichung 7.12 die Identität der beiden Darstellungsarten.

$$x_d(k+1) = a_d(k) \cdot x_d(k) + b_d(k) \cdot u_d(k) \tag{7.11}$$

$$a_d(k) = \Phi((k+1)T, kT) \tag{7.12}$$

$$b_d(k) = \int_{kT}^{(k+1)T} \Phi((k+1)T, \tau)b(k)d\tau$$

Nach erfolgter Auswertung des Integrals resultiert das zeitdiskrete Übertragungsverhalten der Fluidtemperatur $u(kT)$ auf die Ausgangsverläufe $x_{d1}((k+1)T)$ und $x_{d2}((k+1)T)$ der beiden Sensoren nach Gleichung 7.13.

$$\begin{aligned}
 x_{d1}(k+1) &= a_{d1}x_{d1}(k) + b_{d1}u(k) \\
 x_{d2}(k+1) &= a_{d2}x_{d2}(k) + b_{d2}u(k)
 \end{aligned} \tag{7.13}$$

Die hierin enthaltenen Koeffizienten sind durch Gleichung 7.14 gegeben.

$$\begin{aligned}
 a_{d1} &= e^{-\frac{\Delta t}{\tau_1}} & b_{d1} &= 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_1}} \\
 a_{d2} &= e^{-\frac{\Delta t}{\tau_2}} & b_{d2} &= 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_2}}
 \end{aligned} \tag{7.14}$$

Anschließendes Eliminieren des Fluidtemperaturverlaufs aus Gleichung 7.13 liefert die endgültige Form (Gl. 7.15), auf die der Least-Squares-Algorithmus angewendet werden kann.

$$a_{d1}x_{d1}(k) + \frac{b_{d1}}{b_{d2}}x_{d2}(k+1) - \frac{b_{d1}}{b_{d2}}a_{d2}x_{d2}(k) = x_{d1}(k+1) \tag{7.15}$$

Der Parametervektor der Least-Squares-Estimation \underline{x}_{LSQ} ist somit durch Gleichung 7.16, die Beobachtungsmatrix C durch Gleichung 7.17 und der Beobachtungsvektor durch Gleichung 7.18 gegeben.

$$\underline{x}_{LSQ} = \begin{bmatrix} a_{d1} \\ b_{d1} \\ b_{d2} \\ \frac{b_{d1}}{b_{d2}} a_{d2} \end{bmatrix} \quad (7.16)$$

$$C_{LSQ} = \begin{bmatrix} x_{d1}(k) & x_{d2}(k+1) & -x_{d2}(k) \end{bmatrix} \quad (7.17)$$

$$y_{LSQ} = x_{d1}(k+1) \quad (7.18)$$

Nachdem die Ergebnisse der Least-Squares-Estimation vorliegen, können die Zeitkonstanten der beiden Sensoren durch Auflösen von Gleichung 7.16 ermittelt werden.

7.3 Ergebnis der Least-Squares-Estimation

Das Ergebnis dieses Vorgehens ist nachfolgend an realen Daten gezeigt, die den zeitlichen Verlauf zweier Temperatursensoren im Abgasstrang eines Verbrennungsmotors wiedergeben. Im Rahmen dieses Versuchs ist der Luftmassendurchsatz nahezu konstant und der maximale Temperatursprung bewußt klein gehalten, um der linearen Systembeschreibung entgegenzukommen. Der Einschwingvorgang des Algorithmus ist Abbildung 7.1 zu entnehmen, in der beide Temperatursignale (Sensor I und Sensor II) sowie der geschätzte Fluidtemperaturverlauf (T_{est}) auf der Basis des Sensors mit der geringeren Dynamik dargestellt sind. Der zu Beginn des Estimationsvorgangs abfallende Verlauf des geschätzten Parameters gibt die Korrektur des Anfangswertes wieder, die aufgrund der geringen Steigung der Rohsignale und des daraus resultierenden geringen Informationsgehalts vergleichsweise langsam erfolgt. Im weiteren Verlauf der Parameterestimation konvergiert das Schätzergebnis immer stärker gegen seinen Endwert, was am Verlauf der Temperaturschätzung (T_{est}) zu sehen ist, der unmittelbar das Ergebnis der Parameterschätzung zugeführt wird. Als wesentlichen Nachteil dieses Verfahrens ist seine Empfindlichkeit gegenüber Offset-Fehlern zwischen den beiden Sensoren zu sehen. Aus diesem Grund muß bei einem praktischen Einsatz dieses Verfahrens sowohl eine minimale Abweichung der Stationärkennlinien als auch eine gleichmäßige Anströmung beider Sensoren gewährleistet sein. In bezug auf die AGR-Schätzung bietet dieser Algorithmus die Möglichkeit, auftretende Dynamikänderungen über der Zeit zu erkennen und dem AGR-Estimationsalgorithmus zuzuführen, wodurch eine deutliche Zunahme der Robustheit dieses Algorithmus zu verzeichnen ist. Als Resultat steht somit ein stabiles dynamisches AGR-Signal zur Verfügung, welches als Basis unterschiedlicher Steuerungs- und Regelungsstrategien dienen kann, von denen folgendes Kapitel zumindest einen kleinen Eindruck vermitteln soll.

7 Parameteridentifikation der Wärmeübertragungsstrecke

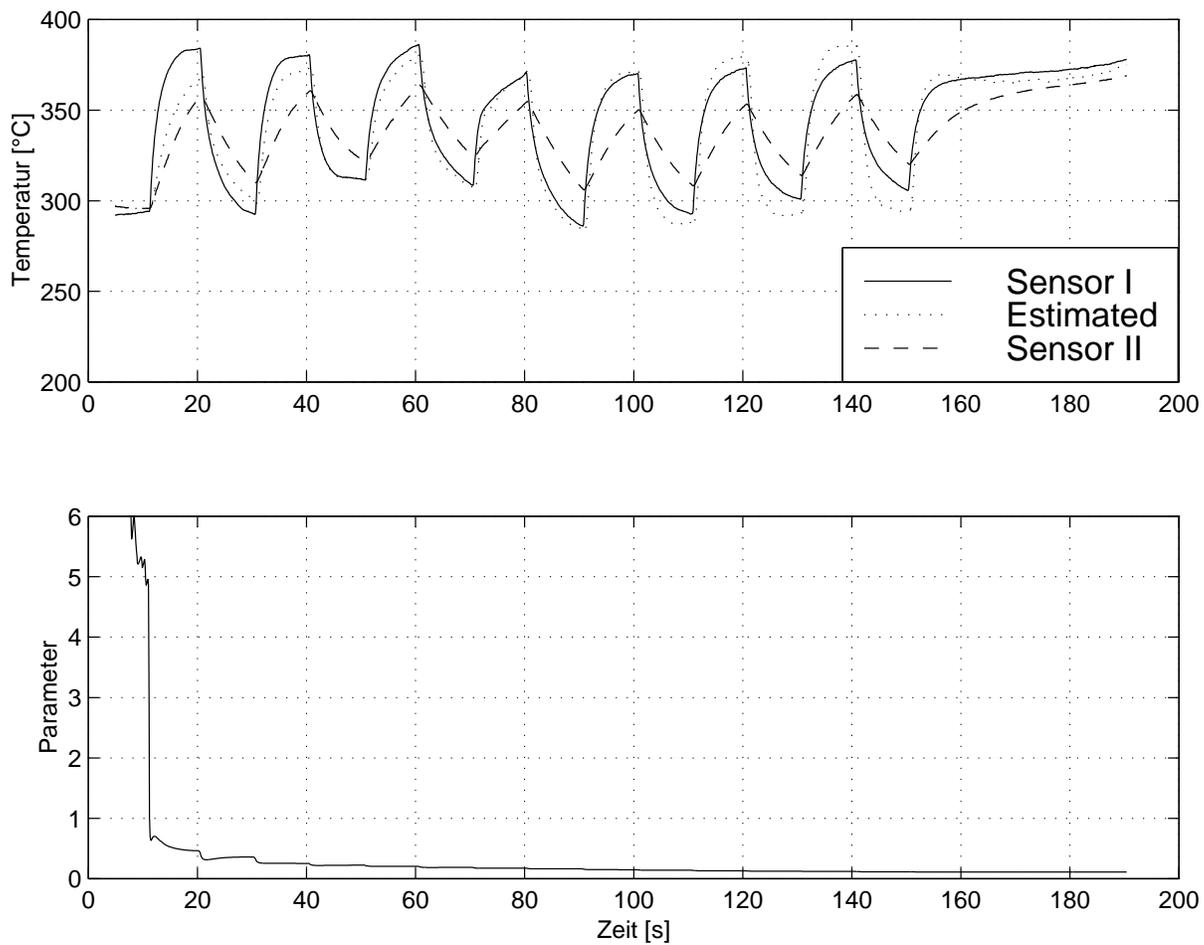


Bild 7.1: Estimation der Zeitkonstanten des trägeren Sensors

8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

Moderne Dieselaggregate weisen schon heute einen sehr hohen Wirkungsgrad bei gleichzeitig niedrigen Schadstoffemissionen auf. Um zukünftige Abgasgesetzgebungen einzuhalten, ist eine einseitige Entwicklung auf Seiten der Bauteiloptimierung nicht mehr ausreichend, und es wird notwendig sein, das Potential, welches moderne steuerungs- und regelungstechnische Verfahren bieten, stärker zu nutzen. Dies betrifft nicht nur den stationären Motorbetrieb, sondern ist besonders im Hinblick auf instationäre Optimierungsmaßnahmen zu sehen, welche nur in Verbindung mit dynamisch korrekten Sensorinformationen realisierbar sind.

Der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz zur Verringerung des Emissionsausstoßes bei instationärem Fahrverhalten zielt auf die Entwicklung eines AGR-Estimationsalgorithmus ab, der als Grundlage einer dynamischen AGR-Regelung zu sehen ist. Als Entwicklungsmethodik steht hierzu ein modellbasiertes Vorgehen im Vordergrund, welches zunächst auf einem Mittelwertmodell des gesamten Luftpfads eines Dieselmotors basiert. Durch eine zusätzliche Erweiterung dieser Simulationsumgebung um ein rechenzeitoptimiertes Verbrennungsmodell ist die Verbindung zwischen Einspritz- und Luftsystem hergestellt und es lassen sich die wichtigsten Systemwechselwirkungen zwischen dem Luft- und dem Kraftstoffsystem abbilden. Auf der Basis dieser Simulationsplattform ist anschließend ein Ansatz zur instationären AGR-Schätzung ermittelt worden, welcher auf eine dynamische Gastemperaturinformation zurückgreift. Aufgrund der großen Temperatursensorzeitkonstante muß zur Realisierung dieses Algorithmus eine Sensorsignalaufbereitung erfolgen, mit Hilfe derer aus dem trägen Verlauf des Sensorausgangssignals auf den dynamischen Verlauf der Gastemperatur geschlossen werden kann. Aus diesem Grund widmet sich ein erheblicher Teil der Arbeit der Generierung eines reduzierten Temperatursensormodells. Die Kombination dieses Modells mit einem linearen und einem nichtlinearen Kalman-Filter führt anschließend zum Entwurf eines Algorithmus, der eine Temperaturerfassung zuläßt, welche im Vergleich zum unbearbeiteten Sensorrohsignal eine Verringerung der $\tau_{10/90}$ -Zeit um den Faktor 10 bis 20 bewirkt. Der daraus resultierende AGR-Estimationsalgorithmus wird anschließend im Rahmen von Prüfstandsversuchen mit realen Meßergebnissen verglichen und in seiner Funktionsweise bestätigt. Zur Vergrößerung der Robustheit der Berechnung, die sehr sensibel auf Veränderungen des Sensorübertragungsverhaltens reagiert, liefert die Anwendung eines zusätzlichen Sensors und die Verwendung einer Least-Squares-Estimation die Möglichkeit einer Online-Berechnung der Sensorzeitkonstanten, wodurch sich der AGR-Estimationsalgorithmus an veränderte Sensoreigenschaften anpassen läßt.

8.2 Ausblick

Nachdem die Grundlagen zur dynamischen AGR-Bestimmung erarbeitet worden sind und ihre Anwendung im praktischen Einsatz bestätigt ist, läßt sich der daraus entwickelte Algorithmus als Grundstein für eine Vielzahl von Regelstrategien und -verfahren zur Schadstoffminimierung heranziehen. Einen großen Vorteil in bezug auf die NO_x-Minimierung verspricht in diesem Zusammenhang die gleichzeitige Regelung des Ladedrucks und der AGR-Rate im transienten Motorbetrieb [58]. Diese Aufgabenstellung erfordert ein Regelverfahren, welches während der Betriebswechsel in der Lage ist, die AGR-Rate nahezu konstant zu halten, während der Ladedruckaufbau einem vorgegebenen Führungsgrößenverlauf folgen soll. In Anbetracht der hierin implizierten Forderung nach einer Entkopplung der Regelgrößen bei gleichzeitiger Regelung des Führungsverhaltens, bietet sich der Einsatz der „globalen oder exakten Linearisierung“ an, die ein nichtlineares Derivat des Entkopplungsverfahrens nach Falb-Wolowich darstellt [16]. Dieses Verfahren zur Reglersynthese beschäftigt sich mit dem Entwurf von nichtlinearen Regelkreisen mit einem vorher festgelegten dynamischen Verhalten [17], wobei auch hier die Stabilität des Regelkreises im Vordergrund steht. Erste Ansätze dieser Art sind in den 60er Jahren im Rahmen von Untersuchungen an linear beschreibbaren Systemen im Zustandsraum entwickelt und anschließend auf nichtlineare Systeme übertragen worden. Als eines der bedeutungsvollsten Verfahren ist in diesem Zusammenhang die nichtlineare Regelung durch Kompensation und Entkopplung [16] zu nennen. Bei diesem Verfahren werden in einem ersten Schritt durch geeignete Wahl einer nichtlinearen Rückführung und eines nichtlinearen Vorfilters die Nichtlinearitäten der Strecke kompensiert, gleichzeitig entkoppelt und durch Hinzufügen von zusätzlichen Teilsystemen im Vorfilter und im Regler eine gewünschte Streckendynamik erzeugt. Das daraus resultierende dynamische Verhalten ist wirkungsäquivalent zu einem linearen System. Da es sich bei diesem Verfahren um einen Reglerentwurf mit vollständiger Zustandsrückführung im Zeitbereich handelt, ist in den meisten Anwendungsfällen der Einsatz eines Beobachters unerlässlich. Desweiteren ist neben dem Zustandsbeobachterentwurf aufgrund der extremen Parametersensibilität des Regelverfahrens ein Identifikationsalgorithmus notwendig [57], der die unsicheren Parameter identifiziert und sowohl dem Regler als auch dem Beobachter zuführt (Abbildung 8.1).

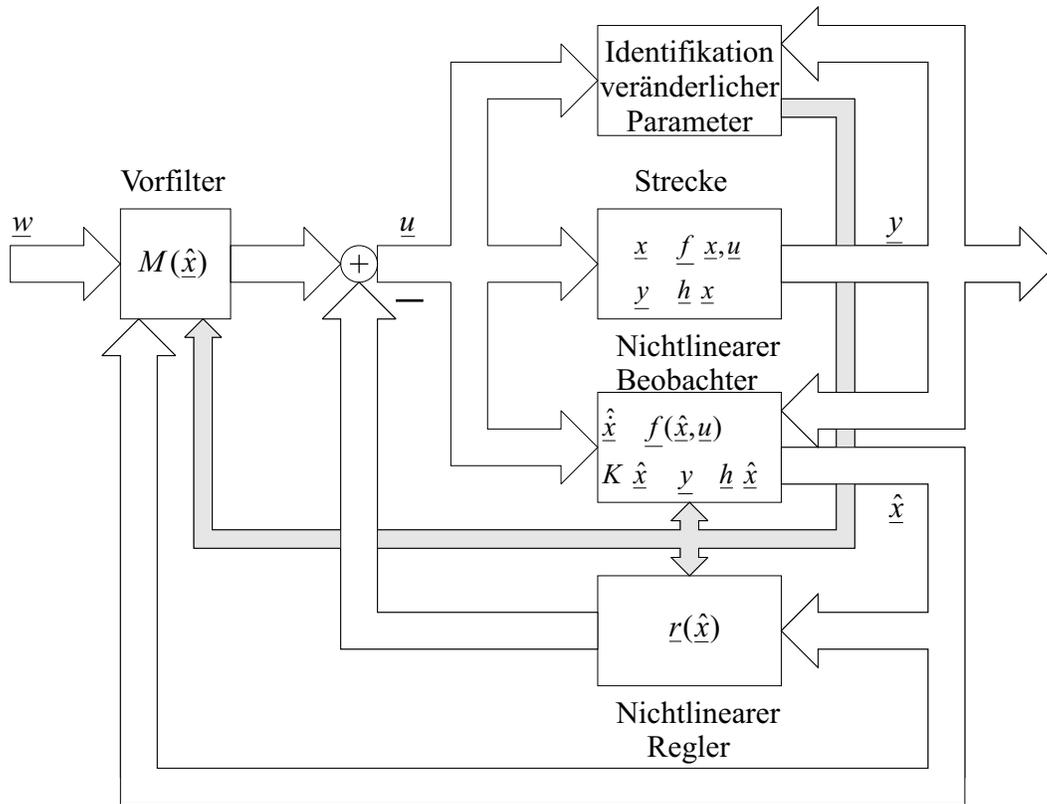


Bild 8.1: Struktur eines nichtlinearen Regelungsansatzes auf der Basis der „nichtlinearen Regelung durch Kompensation und Entkopplung“

Infolge des damit verbundenen hohen Rechenaufwandes zur Berechnung des Reglers, des Beobachters und der Identifikation, stellt die im Kraftfahrzeugsteuergerät zur Verfügung stehende Rechenkapazität einen weiteren limitierenden Faktor bei der Realisierung dieses nichtlinearen Entkopplungsansatzes dar, der allerdings aufgrund stetiger Weiterentwicklung auf Seiten der Halbleiterindustrie immer mehr an Bedeutung verliert.

Literaturverzeichnis

- [1] A Method to Reduce the Calculation Time for an Internal Combustion Engine Model
Klaus Allmendinger, Lino Guzzella, Adrian Seiler, Otmar Loffeld
SAE-Paper 2001-01-0574
- [2] A.E.W. Austen, W.T.Lyn: Some Steps Toward Calculation Diesel Engine Behavior.
C.A.V. Ltd. Research Department Report 526-550, 1961
- [3] Birkenfeld W.
Methoden zur Analyse kurzer Zeitreihen
Birkhäuser Verlag, Basel Stuttgart, 1977
- [4] Robert Bosch GmbH Stuttgart
Diseleinspritztechnik
VDI Verlag, 1994
- [5] Robert Bosch GmbH Stuttgart, Ralf Isenburg, Micha Münzenmay u.a
Diesel-Speichereinspritzsystem Common Rail
Bosch Stuttgart, 1998/1999
- [6] Boulouchos K.
Methoden der dieselmotorischen Verbrennungssimulation
"Dieselmotortechnik", 1999
Technische Akademie Esslingen
- [7] Brammer / Siffling
Kalman-Bucy-Filter
Deterministische Beobachtung und stochastische Filterung
Oldenbourg, 1994
- [8] Brauer H., D. Sucker
Stoff- und Wärmeübergang an umströmten Platten, Zylindern und Kugeln
Chem. Ing. Techn. 48 (1976), Seite 737/41
- [9] Challen B.J., Stobart R.K.
Some more diesel engine sensors
SAE-Paper 980167

- [10] Carstens Stefan, Baerts Chris, Knaus Eckhard
Anspruchsvolle Temperatursensorik zum Einhalten der Abgasnorm EU VI
MTZ 62, 2001, Seite 464-471

- [11] Franz Chmela, Gerhard Orthaber, Wolfgang Schuster
Die Vorausberechnung des Brennverlaufs von Dieselmotoren mit direkter Einspritzung auf der Basis des Einspritzverlaufs
MTZ Motortechnische Zeitschrift 59 (1998), Seite 484-491

- [12] Chui C.K., Chen G.
Kalman Filtering with Real-Time Applications
Springer Series in Information Sciences, Volume 17
Springer-Verlag Berlin, 1987

- [13] Cornel, Stan
Direkteinspritzsysteme für Otto- und Dieselmotoren
Springer Verlag GmbH & CO, 1999

- [14] O. Föllinger
Regelungstechnik
Hüthig 1994

- [15] Otto Föllinger
Nichtlineare Regelungen I
Oldenbourg, 1993

- [16] Otto Föllinger
Nichtlineare Regelungen II
Oldenbourg, 1993

- [17] Eckhard Freund
Regelungssysteme im Zustandsraum II
Synthese
Oldenbourg, 1987

- [18] Freund E., Hoyer H.
Das Prinzip nichtlinearer Systementkopplung mit der Anwendung auf Industrieroboter
Regelungstechnik 28, 1980, Heft 3

- [19] Freund E.
The structure of decoupled non-linear systems
Int. J. Control, 1975, Vol. 21, N0. 3, Seite 443-450

- [20] Arnold Frohn
Einführung in die Technische Thermodynamik
Aula-Verlag Wiesbaden, 1989
- [21] Gelb Arthur
Applied Optimal Estimation
M.I.T. Press, 1999
- [22] Gnielinski V.
Berechnung mittlerer Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten an laminar und turbulent überströmten Einzelkörpern mit Hilfe einer einheitlichen Gleichung
Forsch. Ing.-Wes. Bd. 41 (1975) Nr. 5
- [23] Joseph R. Griffin, Karl Wienand, Chris Baerts
Platin-RTD-Sensoren der zweiten Generation zur Messung der Abgastemperatur in einem Bereich von - 50°C bis 1000°C
Internationaler Frühjahrs-Kongress und Ausstellung zu Kraft- und Schmierstoffen Dearborn, Michigan 1998
Sae Technische Schriftreihe 981419, SP-1367,
- [24] Guzzella L., Amstutz A.
IEEE 1998, Paper Nr. 0272-1708/98
- [25] Hahne E.
Technische Thermodynamik
Addison-Wesley Verlag, 2. Auflage, 1993
- [26] Martin Hart
Auswertung direkter Brennrauminformationen am Verbrennungsmotor mit estimationstheoretischen Methoden
Dissertationsschrift Universität-Gesamthochschule Siegen, 1999
- [27] Hashemian H.M., Thie J.A., Upadhyaya B.R., Holbert K.E.
Sensor Response Time Monitoring Using Noise Analysis
Progress in Nuclear Energy, Vol. 21, Seite 583-592, 1988
- [28] Hashemian H.M., Petersen K.M., Mitchell D.W., Hashemian M., Beverly D.D.
In Situ Response Time Testing of Thermocouples
ISA Transactions, Vol. 29, No.4, Paper Nr. 0019-0578/90/04/0097/08, 1990
- [29] Friedrich Hell
Grundlagen der Wärmeübertragung
VDI-Verlag GmbH, 1982
- [30] Hering, Martin, Stohrer
Physik für Ingenieure
VDI-Verlag GmbH, 1989

- [31] Heywood John B.
Internal Combustion Engine Fundamentals
McGraw-Hill, 1988
- [32] Hiereth
Potential von Aufladesystemen
Konzern-Technologie-Workshop "Aufladesysteme" der DaimlerChrysler AG, 1998
- [33] Hromadka II Theodore V., Chung-Cheng Yen, Pinder George F.
The Best Approximation Method
Lecture Notes in Engineering, Springer Verlag, 1987
- [34] Rolf Isermann, Stefan Sinsel, Jochen Schaffnit
Modeling and Real-Time Simulation of Diesel Engines for Control Design
SAE-Paper 980796
- [35] Helmut Keller
Entwurf nichtlinearer Beobachter mittels Normalformen
VDI Fortschritt-Berichte, 1986
Reihe 8: Mess-, Steuerungs- und Regelungstechnik Nr. 124
- [36] Keller H.
Synthese nichtlinearer, zeitinvarianter Systeme der allgemeinen Form $\dot{x} = f(x, u, t)$
Automatisierungstechnik at 33, Heft 10 / 1985
- [37] Kerlin T.W., Miller L.F., Hashemian H.M.
In-Situ Response Time Testing of Platinum Resistance Thermometers
ISA Transactions, Vol. 17, No. 4, Seite 71-88, 1978
- [38] Kraftfahrtechnisches Handbuch
Robert Bosch GmbH 1995
VDI Verlag GmbH Düsseldorf
- [39] Mayer, Michael
Abgasturbolader
Die Bibliothek der Technik 103
Verlag Moderne Industrie, 1994
- [40] Klappe H.J.A.
Platin-Widerstandsthermometer für industrielle Anwendungen
Technisches Messen tm, 54. Jahrgang, Heft 4/1987, Seite 130-140
- [41] Loffeld O.
Estimationstheorie I
Grundlagen und stochastische Konzepte
Oldenbourg, 1990

- [42] Loffeld O.
Estimationstheorie II
Anwendungen-Kalmanfilter
Oldenbourg, 1990
- [43] Peter S. Maybeck
Stochastic models estimation and control
Volume 1
Academic Press, 1982
- [44] Peter S. Maybeck
Stochastic models estimation and control
Volume 2
Academic Press, 1979
- [45] Peter S. Maybeck
Stochastic models estimation and control
Volume 3
Academic Press, 1982
- [46] Günter P. Merker
Motoren Thermodynamik
Institut für Technische Verbrennung, Universität Hannover
Skript 1997
- [47] Misawa E.A., Hedrick J.K.
Nonlinear Observers- A State-of-the-Art Survey
Transaction of the ASME, Vol. 111, September 1989, Seite 344-352
- [48] Minghui Kao, Moskwa John J.
Turbocharged Diesel Engine Modeling for Nonlinear Engine Control and State
Estimation
Transaction of the ASME, Vol. 117, March 1995, Seite 20-30
- [49] Noburu Miyamoto, Takemi Chikahisa, Tadashi Murayama
Description an Analysis of Diesel Engine Rate of Combustion and Performance
Using Vibe´s Functions
SAE-Paper 850107
- [50] Dietmar Möller
Modellbildung Simulation und Identifikation
Springer Verlag,1992
- [51] Müller R.
Modernes Motormanagement mit neuronalen Netzen
Dissertation Universität Würzburg, 1998

- [52] Hans-Joachim Oberg
Die Darstellung des Brennverlaufes eines schnelllaufenden Dieselmotors durch zwei überlagerte Vibe-Funktionen
Dissertation, TU Carolo-Wilhelmina, Braunschweig 1976
- [53] Nyberg M., Perkovic A.
Model based diagnosis of leaks in the air-intake system of an spark-ignition engine
SAE-Paper 980514
- [54] S. Pischinger, H.Rake, M.Krüger, E.Enning, K. Fieweger, B. Konoo, A. Schloßer
Mehrgrößenregelung beim direkt einspritzenden PKW-Dieselmotor
FVV-Bericht
- [55] Pischinger
Grundlagen der Dieselmotortechnik
- [56] Alfred Schack
Der industrielle Wärmeübergang
Verlag Strahlisen MBH Düsseldorf, 1983
- [57] Schmidt Ch., Kessler J.-A., Isermann R.
Adaptive Dieselmotorsteuerung
FVV-Vorhaben Nr.497, Heft 602, 1996
- [58] Schmidt Ch., Isermann R.
Dieselmotorenregelung
FVV-Vorhaben Nr.407, Heft497, 1992
- [59] Sette Diop, Paul E. Moraal, Ilya V. Kolmanovsky, Michiel van Nieuwstadt
Intake oxygen concentration estimation for DI diesel engines
The 8th IEEE Conference on Control Applications, 1999, Paper ID:IK-102
- [60] Stobart R.K., May A., Challen B.J., Morel T.
Modeling for diesel engine control
SAE-Paper 980794
- [61] Stöhr G.
Script zum Thema: Numerische Verfahren in der Elektrotechnik
Institut für Allgemeine und Theoretische Elektrotechnik der Uni-GH-Siegen, 1996
- [62] Heinz Tautz
Wärmeleitung und Temperaturlausgleich
Verlag Chemie GmbH, 1971

- [63] Heinz Unbehauen
Regelungstechnik III
Identifikation, Adaption, Optimierung
Vieweg, 1993
- [64] I.I. Vibe: Brennverlauf und Kreisprozess von Verbrennungsmotoren.
VEB Verlag Technik, Berlin 1970
- [65] VDI-Wärmeatlas
Berechnungsblätter für den Wärmeübergang
Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 1997
- [66] Walter Wagner
Wärmeübertragung
Kamprath Reihe, 1998
- [67] Woschni G.
Die Berechnung der Wandverluste und der Thermischen Belastung der Bauteile
von Dieselmotoren
MTZ Jg.31, Nr. 12, Seite 491, 1970
- [68] Zimmer K.
Entwurf nichtlinearer, zeitvarianter Systeme durch Erzeugen maximaler Differen-
zenordnung
Automatisierungstechnik at, 34. Jahrgang, Heft10/1986, Seite 405-409
- [69] Zinner K.
Aufladung von Verbrennungsmotoren
Berlin Heidelberg New York: Springer Verlag, 1980