

# Zylinderdruckbasierte Füllungserfassung für Verbrennungsmotoren

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informatik  
der Universität Siegen  
zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor der Ingenieurwissenschaften**  
(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von

**Dipl.-Ing. Philipp Klein**

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Otmar Loffeld
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Hubert Roth

Tag der mündlichen Prüfung: 16.10.2009



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner dreijährigen Tätigkeit bei der Daimler AG in der Abteilung Antriebsregelung der Konzernforschung.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Otmar Loffeld für die hochschulseitige Betreuung dieser Arbeit. Durch seinen fachlichen Rat und seine motivierenden Worte konnte diese Arbeit überhaupt erst entstehen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Hubert Roth danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates.

Meinen Vorgesetzten Frau Anke Kleinschmit, Herrn Prof. Dr.-Ing. Klaus Allmendinger, Herrn Dr.-Ing. Markus Kern, Herrn Hartmut Kolb und Herrn Dr.-Ing. Josef Steuer danke ich für die hervorragenden Arbeitsbedingungen, welche maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinen Kolleginnen und Kollegen, Herrn Dr.-Ing. Jens Vortisch, Herrn Christian Dengler, Herrn Dr.-Ing. Dirk Mehlfeldt, Herrn Michael Temmler, Herrn Dr.-Ing. Markus Ammann, Herrn Simon Binder, Herrn Dr.-Ing. Niels Hoppe, Herrn Peter Hamann, Herrn Werner Mayer, Herrn Sebastian Neutatz und Frau Zandra Jansson, danke ich für die große Unterstützung und die zahlreichen Diskussionen. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Michael Mladek für seine oft sehr kritischen Betrachtungen und Diskussionen.

Ohne die nachfolgenden Studenten, die ich während meiner Zeit als Doktorand betreuen durfte, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Daher danke ich den Herren Matthias Schmidt, Markus Beisswenger, Raphael Grüter, Thomas Klassen und Benjamin Schüler für ihr großes Engagement.

Berichtigungen und Verbesserungen dieser Dissertation verdanke ich insbesondere meiner Frau Jessica. Vielen Dank!

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie ganz herzlich für die große Unterstützung, Liebe und Geduld während meiner Doktorarbeit danken.



# Abstract

Forthcoming emission regulations require a further reduction of engine emissions. A possible solution to reduce the raw emissions of an engine is closed loop control of the combustion process. The cylinder pressure signal shows considerable potential to control this process. Therefore, several automotive manufacturers are planning to use cylinder pressure sensors in series production. The additional sensor cost can be mitigated by elimination of several existing sensors. The main deliverable of this work is an algorithm that replaces the air mass flow sensor by using cylinder pressure sensors.

Since the measured cylinder pressure signal is superposed with a time varying offset, chapter 3 provides an algorithm for highly precise calculation of the real cylinder pressure signal. An extended Kalman filter using a Markov-2 process is used for that purpose. Comparisons to existing algorithms show increased technical benefits of this method.

In chapter 4 an empirical model is proposed, which calculates the external exhaust gas recirculation ratio. This empirical state space model is solved with an extended Kalman filter to determine the exhaust gas ratio.

Finally, chapter 5 describes an algorithm, which replaces the air mass flow sensor. A thermodynamic model is developed, which calculates the recirculated exhaust gas (EGR) and the fresh air mass in the cylinder. In addition to the cylinder pressure sensor, this method requires temperature and pressure sensors in inlet and exhaust manifold, an engine speed sensor and a lambda sensor in the exhaust stream. The EGR and air mass flow model accuracy is better than  $\pm 4$  %. This is comparable to the accuracy of common air mass flow sensors.

All models and algorithms developed in this work have been tested and validated on a test bench. Furthermore, they were implemented on a prototyping platform for real-time calculation and validation under transient vehicle operating conditions.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Nomenklatur</b>	<b>XI</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Problemstellung . . . . .	2
1.2 Stand der Technik . . . . .	3
1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit . . . . .	5
<b>2 Grundlagen und Systemdarstellung</b>	<b>7</b>
2.1 Darstellung des Gesamtsystems . . . . .	7
2.2 Konventionelle Füllungserfassung . . . . .	8
2.3 Zusammensetzung der Zylinderfüllung . . . . .	9
2.4 Hochdruckindizierung im Brennraum . . . . .	11
2.4.1 Sensorkonzepte . . . . .	12
2.4.2 Fehlereinflüsse bei der Brennraumdruckerfassung . . . . .	13
2.5 Zustandsänderung im Zylinder . . . . .	13
2.5.1 Arbeit und indizierter Mitteldruck . . . . .	14
2.5.2 Modellbildung der Kompression . . . . .	15
2.5.3 Thermodynamische Modellierung des Brennverlaufs . . . . .	15
2.5.4 Thermodynamische Heizverlaufsberechnung . . . . .	17
2.5.5 Heizverlaufsschätzung nach Rassweiler/Withrow . . . . .	19
2.5.6 Vergleich der Heizverlaufsberechnungen . . . . .	20
2.5.7 Vormisch- und Diffusionsverbrennung . . . . .	22
2.6 Effekte der Abgasrückführung . . . . .	23

<b>3</b>	<b>Bestimmung des Offsetfehlers und des Polytropenexponenten des Brennraumdrucksignals</b>	<b>25</b>
3.1	Grundlagen und bisherige Lösungsansätze . . . . .	25
3.1.1	Offsetkorrektur anhand eines vorgegebenen Polytropenexponenten . . . . .	26
3.2	Offsetkorrektur und Bestimmung des Polytropenexponenten mittels Kalman-Filter . . . . .	27
3.2.1	Anwendung des EKF . . . . .	28
3.2.2	Anwendung des EKF mit Markov-2-Prozess . . . . .	30
3.3	Vergleich und Bewertung der Verfahren . . . . .	32
3.3.1	Test der Algorithmen mit synthetischen Daten . . . . .	32
3.3.2	Test der Algorithmen mit Messdaten . . . . .	35
3.4	Implementierung im Fahrzeug . . . . .	38
3.5	Zusammenfassung . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Empirische Modellierung der Abgasrückführrate</b>	<b>41</b>
4.1	Auswirkungen der Abgasrückführung . . . . .	41
4.2	Definition der Merkmale . . . . .	43
4.2.1	Brennverzug . . . . .	44
4.2.2	Vormischverbrennung . . . . .	45
4.2.3	Diffusionsverbrennung . . . . .	46
4.2.4	Zusammenfassung . . . . .	47
4.3	Zustandsraumdarstellung . . . . .	48
4.3.1	Abhängigkeiten der Merkmalsparameter . . . . .	49
4.4	Bestimmung der AGR-Rate mittels des Kalman-Filters . . . . .	50
4.4.1	Anfangsbedingungen und Matrizen für das EKF . . . . .	50
4.4.2	Ergebnisse anhand von Prüfstandsdaten . . . . .	51
4.4.3	Ergebnisse im Fahrzeugbetrieb . . . . .	54
4.5	Zusammenfassung . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Physikalische Modellierung der Zylinderfüllung</b>	<b>59</b>
5.1	Grundlagen und bestehende Ansätze . . . . .	59
5.1.1	Ladungseffizienz . . . . .	59

---

5.1.2	Berechnung der Verbrennungsenergie . . . . .	60
5.1.3	Modell des Luftpfades . . . . .	60
5.2	Effizienz der Ansaugmasse . . . . .	62
5.3	Berechnung der Verbrennungsenergie . . . . .	64
5.3.1	Merkmal der Druckdifferenz . . . . .	64
5.3.2	Korrektur des Druckverlustes im Schubbetrieb . . . . .	67
5.3.3	Drehzahlkorrektur . . . . .	68
5.3.4	50%-Umsatzpunkt-Korrektur . . . . .	69
5.3.5	Bestimmung der Kalibrierungskonstante . . . . .	72
5.4	Vollständigkeit der Verbrennung . . . . .	73
5.5	Berechnung der AGR-Rate bei bekannter Ansaugmasse . . . . .	73
5.6	Die Strecke der Abgasrückführung . . . . .	75
5.6.1	Wärmeübergang im AGR-Kühler . . . . .	77
5.6.2	Mischtemperatur im Einlasssammler . . . . .	78
5.6.3	Temperaturerhöhung im Einlasskrümmer . . . . .	78
5.6.4	Annähernd polytrophe Verdichtung bei geöffnetem Einlassventil . . . . .	80
5.6.5	Polytrophe Verdichtung im Zylinder . . . . .	80
5.7	Iterative Berechnung der AGR-Rate . . . . .	81
5.7.1	Überblick des iterativen Lösungsalgorithmus . . . . .	81
5.7.2	Beweis der Konvergenz . . . . .	84
5.8	Ergebnisse . . . . .	86
5.8.1	Ergebnisse anhand von Prüfstandsdaten . . . . .	86
5.8.2	Ergebnisse der Implementierung im Fahrzeug . . . . .	91
5.9	Zusammenfassung . . . . .	94
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>97</b>
	<b>Anhang</b>	<b>99</b>
<b>A</b>	<b>Das Extended-Kalman-Filter (EKF)</b>	<b>101</b>
<b>B</b>	<b>Referenzwertberechnung</b>	<b>103</b>
B.1	Berechnung des Offsetfehlers . . . . .	103

B.2 Füllungsbestimmung . . . . .	104
<b>C Varianz und Erwartungswert einer stetigen Gleichverteilung</b>	<b>107</b>
<b>D Abhängigkeit der MCC mit der AGR-Rate</b>	<b>109</b>
<b>E Kennfelder der Polynomkoeffizienten</b>	<b>113</b>
E.1 Brennverzug <i>ID</i> . . . . .	113
E.2 Vormischverbrennung <i>PMC</i> . . . . .	114



# Nomenklatur

## Variablen und Formelzeichen

$A$	divers	Zustandsübergangsmatrix
$A_K$	$[m^2]$	Wärmeübergangsfläche
$a$	divers	Allgemeiner Parameter
$b$	divers	Allgemeiner Parameter
$C$	divers	Beobachtungsmatrix
$C_1$	$[m^3]$	Proportionalitätskonstante
$C_{An}$	$[\frac{kg \cdot m^2}{N}]$	Kalibrierungskonstante
$C_N$	$[-]$	Drehzahlkorrekturfunktion
$C_{H_{50}}$	$[-]$	Winkelkorrekturfunktion
$CoC$	$[-]$	Vollständigkeit der Verbrennung
$c_m$	$[\frac{m}{s}]$	Mittlere Kolbengeschwindigkeit
$c_p$	$[\frac{J}{kg \cdot K}]$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_v$	$[\frac{J}{kg \cdot K}]$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$d$	divers	Allgemeiner Parameter
$E$	divers	Erwartungswert
$E_{MCC}$	$[°KW]$	Endwert zur Berechnung der Rate der Diffusionsverbrennung
$E_{PMC}$	$[°KW]$	Endwert zur Berechnung der Rate der Vormischverbrennung
$H_{50}$	$[°KW]$	Lage des 50%-Umsatzpunktes im Heizverlauf
$H_u$	$[\frac{MJ}{kg}]$	Unterer Heizwert für Dieselkraftstoff
$H_{xx}$	$[°KW]$	Lage des xx%-Umsatzpunktes
$h_{BB}$	$[\frac{J}{kg}]$	Spezifische Enthalpie des Blow-by-Gases
$ID$	$[°KW]$	Brennverzug
$\overline{ID}$	$[°KW]$	Mittelwert des Brennverzuges
$i$	$[-]$	Iterations-Index
$j$	$[-]$	Laufender Index
$K$	$[-]$	Verstärkungsmatrix
$k$	$[-]$	Diskreter Abtastpunkt
$L_{st}$	$[-]$	Stöchiometrischer Luftbedarf
$M$	$[-]$	Anzahl der Messungen

$MCC$	[-]	Rate der Diffusionsverbrennung
$m_1$	[kg]	Gesamtmasse im Zylinder bei -80 °KW
$m_2$	[kg]	Gesamtmasse im Zylinder bei 80 °KW
$\dot{m}_{AGR}$	$[\frac{kg}{Asp \cdot Zyl}]$	Abgasrückführmassenstrom
$m_{AGR}$	[kg]	Abgasrückführmasse im Zylinder
$\dot{m}_{An}$	$[\frac{kg}{Asp \cdot Zyl}]$	Ansaugmassenstrom
$m_{An}$	[kg]	Ansaugmasse im Zylinder
$m_B$	[kg]	Kraftstoffmasse im Zylinder
$m_{BB}$	[kg]	Masse der Blow-by-Verluste
$m_{ges}$	[kg]	Gesamte Gasmasse im Zylinder
$\dot{m}_L$	$[\frac{kg}{Asp \cdot Zyl}]$	Frischlufthmassenstrom
$m_L$	[kg]	Frischlufthmasse im Zylinder
$m_{min}$	[kg]	Minimale Zylinderfüllung
$m_{RG}$	[kg]	Restgasmasse im Zylinder
$m_{tot}$	[kg]	Zylinderfüllung bei realer Verbrennung
$N$	$[\frac{1}{s}]$ bzw. $[\frac{1}{min}]$	Drehzahl
$n$	[-]	Polytropenexponent
$P$	divers	Kovarianzmatrix
$P^+$	divers	Kovarianzmatrix des Schätzwertes
$P^-$	divers	Kovarianzmatrix der Prädiktion
$PMC$	[-]	Rate der Vormischverbrennung
$p$	[bar]	Druck
$p_0$	[Pa] bzw. [bar]	Druckverlust während des Schubbetriebs
$p_1$	[Pa] bzw. [bar]	Druck bei -80 °KW
$p_2$	[Pa] bzw. [bar]	Druck bei 80 °KW
$p_{2N}$	[Pa]	Druck nach dem Ladeluftkühler
$p_{2SR}$	[Pa]	Druck im Saugrohr
$p_3$	[Pa]	Abgasgegendruck
$p_m$	[bar]	Gemessener Zylinderdruck
$p_{me}$	[bar]	Effektiver Mitteldruck
$p_{mi}$	[bar]	Indizierter Mitteldruck
$p_{mr}$	[bar]	Reibungsmitteldruck
$p_{Offset}$	[bar]	Offsetfehler
$p_{Zyl}$	[Pa] bzw. [bar]	Absoluter Zylinderdruck
$\dot{Q}_K$	[W]	Wärmestrom des zurückgeführten Abgases
$Q$	divers	Kovarianzmatrix des Prozessrauschens
$Q_B$	[J]	Summenbrennverlauf/Verbrennungsenergie
$Q_H$	[J]	Summenheizverlauf
$Q_{norm}$	[-]	Normierter Summenheizverlauf
$Q_W$	[J]	Wandwärmeübergang
$q$	divers	Therme der Kovarianzmatrix Q
$R$	$[\frac{J}{kg \cdot K}]$	Spezifische Gaskonstante;
$R$	divers	Kovarianzmatrix des Messrauschens

$R_L$	$[\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}]$	Spezifische Gaskonstante für Luft
$R_V$	$[\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}]$	Spezifische Gaskonstante für Verbrennungsgas
$r$	divers	Therme der Kovarianzmatrix R
$r_{\text{korrr}}$	$[-]$	Korrelationskoeffizient
$S$	$[\frac{\text{J}}{\text{K}}]$	Entropie;
$S$	$[\frac{\text{bar}}{\text{°KW}}]$	Sensitivität
$S_{\text{MCC}}$	$[\text{°KW}]$	Startwert zur Berechnung der Rate der Diffusionsverbrennung
$S_{\text{PMC}}$	$[\text{°KW}]$	Startwert zur Berechnung der Rate der Vormischverbrennung
$T$	$[\frac{\text{Samples}}{\text{°KW}}]$	Abtastrate;
$T$	$[\text{K}]$	Temperatur
$T_1$	$[\text{K}]$	Brennraumtemperatur bei -80 °KW
$T_2$	$[\text{K}]$	Brennraumtemperatur bei 80 °KW
$T_{2N}$	$[\text{K}]$	Temperatur nach Ladeluftkühler
$T_{2SR}$	$[\text{K}]$	Temperatur im Einlasssammler
$T_3$	$[\text{K}]$	Abgastemperatur
$T_{3K}$	$[\text{K}]$	Abgastemperatur nach AGR-Kühler
$T_{\text{ES}}$	$[\text{K}]$	Brennraumtemperatur bei Einlass schließt
$T_{\text{KW}}$	$[\text{K}]$	Wandtemperatur des AGR-Kühlers
$T_{\text{UT}}$	$[\text{K}]$	Brennraumtemperatur beim unteren Totpunkt
$t$	$[\text{s}]$	Zeit
$t_W$	$[\text{°C}]$	Oberflächentemperatur der Brennraumwände
$U$	$[\text{J}]$	Innere Energie
$V$	$[\text{m}^3]$	Brennraumvolumen
$V_1$	$[\text{m}^3]$	Brennraumvolumen bei -80 °KW
$V_2$	$[\text{m}^3]$	Brennraumvolumen bei 80 °KW
$V_{\text{ES}}$	$[\text{m}^3]$	Brennraumvolumen bei Einlass schließt
$V_{\text{Hub}}$	$[\text{m}^3]$	Hubvolumen
$V_{\text{min}}$	$[\text{m}^3]$	Minimales Brennraumvolumen
$V_{\text{UT}}$	$[\text{m}^3]$	Brennraumvolumen beim unteren Totpunkt
$\mathbb{V}$	divers	Varianz einer stetigen Gleichverteilung
$v$	divers	Messrauschen
$W_i$	$[\text{J}]$	Indizierte Arbeit
$W_e$	$[\text{J}]$	Effektive Arbeit
$W_r$	$[\text{J}]$	Reibungsarbeit (Verlustrarbeit)
$w$	divers	Prozessrauschen
$x$	divers	Zustandsgröße
$\hat{x}^-$	divers	Prädizierte Zustandsgröße
$\hat{x}^+$	divers	Korrigierte Zustandsgröße
$x_{\text{AGR}}$	$[-]$	Abgasrückführrate
$\bar{x}_{\text{AGR}}$	$[-]$	Mittelwert der Abgasrückführrate
$x_b$	$[-]$	Massenanteil Verbrennungsgas
$y$	divers	Messgröße

---

$\alpha_K$	[°KW]	Wärmeübergangskoeffizient
$\Delta$	[-]	Differenz
$\Delta\varphi$	[°KW]	Winkeldifferenz
$\Delta p$	[Pa] bzw. [bar]	Druckdifferenz
$\Delta p_{0,C_N}$	[bar]	Drehzahlkorrigierte Druckdifferenz
$\Delta p_c$	[bar]	Maximale Druckdifferenz
$\Delta p_{kor}$	[bar]	Korrigierte Druckdifferenz
$\Delta p_{Verbrennung}$	[Pa]	Druckanstieg durch Verbrennung
$\Delta p_0$	[Pa] bzw. [bar]	Druckverlust korrigierte Druckdifferenz
$\delta$	divers	Kronecker-Delta
$\epsilon$	[-]	Verdichtungsverhältnis
$\eta_{An}$	[-]	Effizienz der Ansaugmasse
$\eta_c$	[-]	Ladungseffizienz
$\kappa$	[-]	Isentropenexponent
$\lambda_A$	[-]	Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Abgas
$\lambda_a$	[-]	Luftaufwand
$\lambda_{Zyl}$	[-]	Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Zylinder
$\rho_{SR}$	$[\frac{kg}{m^3}]$	Dichte im Saugrohr
$\varphi$	[°KW]	Winkelposition der Kurbelwelle
$\varphi_1$	[°KW]	Winkelposition bei -80 °KW
$\varphi_2$	[°KW]	Winkelposition bei 80 °KW
$\varphi_{ES}$	[°KW]	Kurbelwinkel bei Einlassventil schließt
$\varphi_{UT}$	[°KW]	Kurbelwinkel beim unteren Totpunkt
$\sigma$	divers	Standardabweichung
$\Omega$	[-]	Volumenverhältnis

## Weitere Indizes und Abkürzungen

AGR	Abgasrückführung
Asp	Arbeitsspiel
bzgl.	Bezüglich
bzw.	Beziehungsweise
CO	Kohlenmonoxid
CO <sub>2</sub>	Kohlendioxid
EKAS	Einlasskanal-Abschaltung
EKF	Extended-Kalman-Filter
ES	Einlassventil schließt
Exp	Expansion
HC	Kohlenwasserstoff
HES	Start der Haupteinspritzung
HFM	Heißfilmluftmassenmesser

Komp	Kompression
konst.	Konstant
°KW	Grad Kurbelwinkel
L	Luft
LSM	Least-Squares-Methode
Max.	Maximum
max	Maximal
min	Minimal
NO <sub>x</sub>	Stickoxid
Ref	Referenz
UT	Unterer Totpunkt
VG	Verbrennungsgas
ZOT	Oberer Totpunkt der Verbrennungsphase
Zyl	Zylinder

# Kapitel 1

## Einleitung

Zur Erfüllung zukünftiger Abgasgrenzwerte von Verbrennungsmotoren ist es notwendig, den Brennverlauf in Bezug auf Partikel- und Stickoxidemission zu optimieren. Bei einem Optimierungsprozess muss außerdem auf Kraftstoffverbrauch, Fahrperformance und Geräuschentwicklung Rücksicht genommen werden. Immer entscheidender für diesen Prozess werden die Ansteuer- und Regelstrategien in der elektronischen Motorsteuerung, welche über die Annäherung an ein theoretisch existierendes Optimum entscheiden. Essenziell für die Realisierung einer robusten Regelung ist die Genauigkeit der zu bestimmenden Prozessgrößen.

Die wesentliche Information zum optimalen Betrieb eines Verbrennungsmotors entsteht innerhalb der einzelnen Zylinder. Bereits seit den frühen Anfängen der Verbrennungsmotoren ist die Messung des Zylinderdrucksignals in den Bereichen Forschung und Entwicklung eine anerkannte und weit verbreitete Methode. Bis vor kurzem war der dauerhafte Serieneinsatz einer Zylinderdrucksensorik aus Kosten- und Haltbarkeitsgründen sowie aufgrund der geringen Rechenleistung von Steuergeräten nicht sinnvoll realisierbar.

Durch die immer strenger werdende Abgasgesetzgebung und eine kostengünstige Verfügbarkeit verschiedener Zylinderdrucksensoren planen mehrere Automobilhersteller die Verwendung einer Drucksensorik im Serieneinsatz. Diese zusätzliche Sensorik ermöglicht einen zylinderindividuellen Eingriff in den Verbrennungsprozess, wodurch instabilen Brennverläufen aufgrund von Fertigungstoleranzen und Einschwingvorgängen am System entgegengewirkt werden kann. Somit ist ein Motorbetrieb mit höchsten Abgasrückführaten (AGR-Raten) möglich. Dadurch lassen sich insbesondere die Stickoxid (NO<sub>x</sub>)-Emissionen im Abgas deutlich reduzieren.

Der Serieneinsatz einer Zylinderdrucksensorik fordert aus wirtschaftlichen Gründen die Einsparung bestehender Sensoren. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Einsparung kostenintensiver NO<sub>x</sub>-Sensoren und Luftmassenmesser.

Eine zylinderindividuelle Bestimmung der Luftmasse würde nicht nur die Einsparung des Luftmassenmessers, sondern zudem eine individuelle Regelung der Einspritzmengen ermöglichen. Besonders bei hohen AGR-Raten kann die Ungleichverteilung von zurückgeführtem Abgas ein Problem darstellen, da hierdurch unterschiedliche Sauerstoffkonzentrationen in den einzelnen Brennräumen vorhanden sind. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der zylinderdruckbasierten Luftmassen- und AGR-Raten-Bestimmung, um Potenzial für eine Substitution des Luftmassenmessers aufzuzeigen. Die entwickelten Ansätze werden am Beispiel eines Dieselmotors getestet und validiert, sind aber prinzipiell auf Ottomotoren übertragbar.

## 1.1 Problemstellung

Mit der Reduzierung von Stickoxidemissionen durch die Abgasrückführung ist gleichzeitig ein Anstieg der Partikel-Emissionen und bei Dieselmotoren zudem eine Erhöhung der Kohlendioxid-Emissionen verbunden. Somit steht die immer stärker werdende Forderung nach einer Senkung der Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ )-Emissionen der Reduktion von Stickoxiden entgegen.

Um diesen Zielkonflikt optimal zu lösen, ist es notwendig, die Abgasrückführrate sehr genau einstellen zu können. Aufgrund von Fertigungstoleranzen und Alterungsprozessen ist eine präzise und robuste AGR-Raten-Regelung unabdingbar. Die Vorteile einer solchen Regelung sind exemplarisch in Abbildung 1.1 verdeutlicht. Im gesteuerten Fall muss bei der Applikation der AGR-Rate

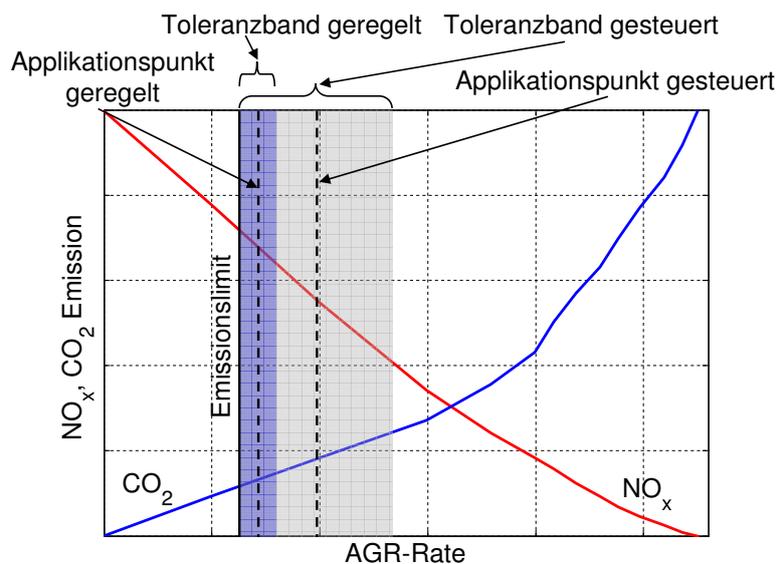


Abbildung 1.1: Notwendigkeit einer präzisen AGR-Regelung

ein wesentlich größeres Toleranzband beachtet werden, um die Abgasgrenzwerte sicher einzuhalten. Dies führt unweigerlich zu höherem Verbrauch und dadurch zu höheren CO<sub>2</sub>-Emissionen. Im Falle eines geregelten AGR-Betriebs kann der Applikationspunkt sehr nahe an die Grenzwerte gelegt werden, da die Streuungen in der AGR-Rate wesentlich geringer ausfallen. Voraussetzung für eine solche AGR-Regelung ist dabei eine möglichst präzise Bestimmung des aktuellen Istwertes der AGR-Rate. Da die messtechnische Erfassung des zurückgeführten Abgases sehr aufwendig und zudem mit großen Ungenauigkeiten behaftet ist, ist es von zentraler Bedeutung, die Größe modellbasiert bestimmen zu können. Bei modernen Pkw-Motoren mit externer Abgasrückführung ist üblicherweise ein Luftmassenmesser verbaut, dessen Sensorsignal dazu verwendet wird, die Zylinderfüllung und somit auch die AGR-Rate zu bestimmen [2]. Soll dieser Sensor ersetzt oder eingespart werden, ist die Bestimmung der Zylinderfüllung bei aktiver AGR nicht ohne weiteres möglich, ohne dass dies zu enormen Kosten führen würde.

## 1.2 Stand der Technik

Die aktuellen Entwicklungen bei der Zylinderdrucksensorik zeigen, dass der Einsatz in Serienfahrzeugen möglich ist. So bietet Volkswagen bereits seit Mitte 2008 einen 2.0-l-Dieselmotor auf dem amerikanischen Markt mit zylinderdruckbasierter Verbrennungsregelung an, siehe [25]. General Motors wird laut [36] 2009 einen 2.9-l-V6-Dieselmotor mit zylinderdruckbasiertem Motormanagement auf den europäischen Markt bringen.

Erste Untersuchungen hinsichtlich der Eignung von Zylinderdrucksensoren zum Einsatz in einer Verbrennungsregelung wurden schon Anfang der 1990er Jahre von [65] und [35] durchgeführt. In [61] findet dabei ein Vergleich der Brennraumgrößen Zylinderdruck, Ionenstrom und Lichtemission hinsichtlich ihrer Brauchbarkeit zur Regelung eines Ottomotors statt.

Angetrieben durch die nahende Serientauglichkeit der Sensortechnik, sind in den letzten Jahren vermehrt Forschungsarbeiten zum Thema entstanden. Diese beschäftigen sich oftmals mit einzelnen Teilgebieten, wie Signalgewinnung, Signalauswertung, der Entwicklung von Regelungskonzepten oder der modellbasierten Erfassung von Prozessgrößen. Aufgrund der Vielzahl der entstandenen Arbeiten werden in diesem Abschnitt nur einige Beispiele der Anwendung von Zylinderdrucksensoren aufgegriffen. Die bisherigen Lösungsansätze, welche die modellbasierten Algorithmen dieser Arbeit direkt betreffen, werden in den dazugehörigen Kapiteln näher erläutert.

Eine einfache Anwendung des Zylinderdrucksignals ist die Erkennung von Verbrennungsaussetzern. In [60] wird dafür der indizierte Mitteldruck berechnet und mit einem Offsetwert verglichen. Ist der indizierte Mitteldruck niedriger als der Offsetwert handelt es sich um einen Verbrennungsaussetzer. Eine

weitere Möglichkeit der Aussetzererkennung besteht darin, die Differenz von Druckwerten vor und nach der Verbrennung aufzuintegrieren [31].

Die Verwendung einer Druckdifferenz bzw. Druckrate zur Ermittlung von verbrennungsrelevanten Größen findet in weiteren Arbeiten Verwendung. Dabei wird ein Druckwert vor der Verbrennung mit einem Druckwert nach der Verbrennung in Verbindung gebracht. Mit Hilfe einer Druckrate wird in [72] die Vermischung der Zylinderfüllung und in [5] die Vollständigkeit der Verbrennung beschrieben. Die Verwendung einer Druckdifferenz erfolgt in [22] und [62] zur Bestimmung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses.

Eine weitere Möglichkeit der Berechnung des Luftverhältnisses anhand des Zylinderdrucksignals wird in [73] und [33] beschrieben. Dabei wird die Dauer der Verbrennung bestimmt, um das Luft-Kraftstoff-Verhältnis zu ermitteln.

Durch die Anwendung des idealen Gasgesetzes in der Kompression wird in [27] und [28] die Zylinderfüllung an einem Ottomotor ohne externe Abgasrückführung ermittelt. Unbekannte Parameter werden dabei durch ein adaptives Kalman-Filter bestimmt. In ähnlicher Weise erfolgt die Bestimmung der Zylinderfüllung in [23], wobei fehlende Größen durch einen rekursiven Optimierungsalgorithmus bestimmt werden.

Für einen Dieselmotor mit externer Abgasrückführung wird in [51] eine zylinderdruckbasierte Füllungserfassung vorgestellt. Dabei werden die Zylinderfüllung, die Abgastemperatur, der Saugrohrdruck, der Abgasgegendruck und die Kraftstoffmasse mit empirischen Polynomansätzen aus dem Zylinderdrucksignal berechnet. Im Gegensatz zur vorliegenden Arbeit ist die Berechnung der aktuellen Abgasrückführrate mit dem in [51] vorgestellten Ansatz jedoch nicht möglich und eine Substitution des Luftmassenmessers nicht realisierbar.

In [58] und [59] wird für einen Ottomotor vorgeschlagen, die AGR-Rate über die Variation des indizierten Mitteldruckes zu regeln. Dabei ist das Ziel, den Motor möglichst nahe an seiner Laufgrenze zu betreiben und die AGR-Rate zu maximieren. Durch eine solche Regelstrategie erhöhen sich allerdings die CO<sub>2</sub>-Emissionen des Verbrennungsmotors (Abbildung 1.1).

Neben der Abgasrückführmasse ist die Restgasmasse eine weitere verbrennungsrelevante Luftgröße. Diese wird in [39] anhand des Zündverzuges, der Motordrehzahl, der Motorlast und ausgewählten Zylinderdruckwerten berechnet. Mit der thermodynamischen Berechnung der Restgasmasse beschäftigt sich ebenfalls [57]. Auf diesen Ansatz wird in Abschnitt 5.1.1 näher eingegangen.

Wie bereits erwähnt, liegt ein großes Potenzial der Zylinderdrucksensorik darin, dass die einzelnen Verbrennungen zylinderindividuell geregelt werden können. Die Anfänge der Verbrennungsregelung bestanden darin, die Lage des Maximums des Zylinderdruckverlaufs einzuregulieren, siehe [21] und [63]. In aktuellen Arbeiten findet meist eine Heizverlaufsrechnung statt, um einzelne Umsatz-

punkte auf definierte Kurbelwinkelwerte einzuregeln. So wird zum Beispiel in [69] und [18] die Lage des Verbrennungsschwerpunktes der einzelnen Zylinder geregelt. Zusätzlich zu dieser Lageregelung wird in [42], [30], [20], [38] und [71] die Regelung des indizierten Mitteldruckes beschrieben.

Weiterführende Arbeiten zur Verbrennungsregelung beschäftigen sich mit der Online-Optimierung verschiedener Verbrennungsgrößen oder mit der Regelung des Verbrennungsverlaufs. So findet sich zum Beispiel in [48] eine Online-Optimierung der Verbrennungsschwerpunktlage hinsichtlich des maximalen indizierten Mitteldruckes. Da nicht nur die Verbrennungslage, sondern auch der Verlauf der Verbrennung maßgeblich die Partikel- und NO<sub>x</sub>-Emissionen beeinflusst, wird in [11] die Lage und die Form der Verbrennung geregelt.

### 1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

In dieser Arbeit wird ein Modell entwickelt, mit welchem die angesaugte Frischluftmasse und die Abgasrückführrate anhand des Zylinderdrucksignals berechnet werden.

Zunächst befasst sich Kapitel 2 mit den notwendigen Grundlagen für das Verständnis dieser Arbeit. Dabei werden notwendige Begriffsdefinitionen und die Beschreibung des Gesamtsystems erörtert.

Da das gemessene Zylinderdrucksignal mit einem Offsetfehler behaftet ist, werden in Kapitel 3 zwei Zustandsraummodelle zur Korrektur dieses Fehlers vorgestellt. Die Berechnung des Offsetfehlers erfolgt dabei mit Hilfe eines Extended-Kalman-Filters.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit den Auswirkungen der Abgasrückführung auf den Heizverlauf. Anhand ermittelter Phänomene erfolgt die Modellierung im Zustandsraum, wobei das so entstehende Beobachtungsproblem anschließend mit einem Extended-Kalman-Filter gelöst wird.

Eine thermodynamische Modellierung der Zylinderfüllung erfolgt in Kapitel 5. Für die Bestimmung der angesaugten Frischluftmasse und der AGR-Rate wird ein Luftpfadmodell mit einem Modell der Zylinderfüllung kombiniert.

Die einzelnen Kapitel werden durch die Ergebnisse der Implementierung im Fahrzeug und anhand von Prüfstandsmessungen abgerundet.



# Kapitel 2

## Grundlagen und Systemdarstellung

Dieses Kapitel beinhaltet die für das Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendigen Grundlagen. Zu Beginn findet sich eine Beschreibung des Luft- und Abgaspfades des verwendeten Motors. Anschließend werden die physikalischen Zusammenhänge innerhalb des Brennraumes verdeutlicht. Am Ende des Kapitels wird auf die Abgasrückführung und deren Auswirkung auf die Verbrennung eingegangen.

### 2.1 Darstellung des Gesamtsystems

Abbildung 2.1 gibt eine schematische Übersicht vom Luft- und Abgaspfad des verwendeten 6-Zylinder-Dieselmotors. Die in dieser Arbeit beschriebenen Algorithmen nutzen zusätzlich zum Zylinderdrucksignal die in der Grafik dargestellten Sensorwerte: die Temperatur nach dem Ladeluftkühler  $T_{2N}$ , den Druck

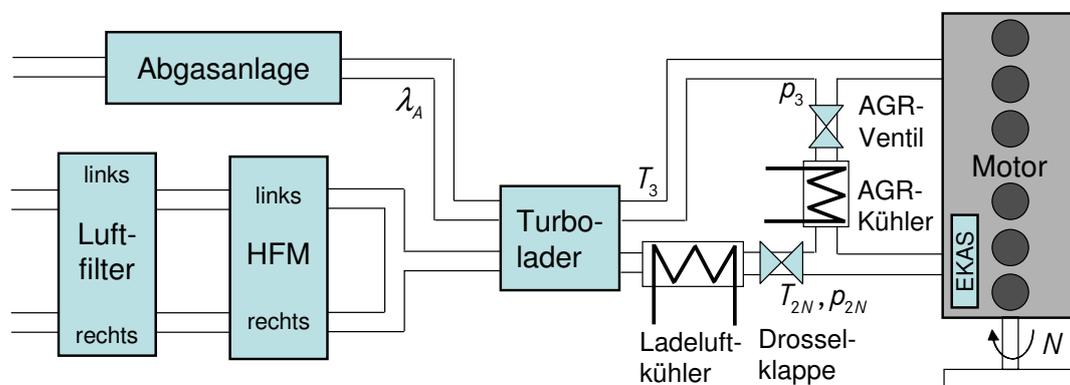


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Gesamtsystems

nach dem Ladeluftkühler  $p_{2N}$ , die Motordrehzahl  $N$ , den Abgasgegendruck  $p_3$ , die Abgastemperatur  $T_3$  und das Verbrennungsluftverhältnis im Abgas  $\lambda_A$ .

Im Folgenden wird der Luft- und Abgaspfad des verwendeten Verbrennungsmotors kurz erläutert (Abbildung 2.1). Die in den zweiflutigen Ansaugtrakt einströmende Luft wird im Luftfilter von Staub- und Schmutzteilchen gereinigt. Anschließend ermittelt ein Heißfilmluftmassenmesser (HFM) die angesaugte Luftmenge. Um möglichst viel Luft den einzelnen Zylindern zuführen zu können, wird die angesaugte Frischluft über den Verdichter des Turboladers komprimiert und vom Ladeluftkühler abgekühlt. Von dort aus gelangt die abgekühlte Ladeluft durch die Drosselklappe zum Ladeluftverteiler. Zu diesem gehört die Einlasskanalabschaltung (EKAS), welche zur gezielten Drallsteuerung genutzt wird. Dabei kann jeweils ein Kanal der beiden Einlasskanäle ganz oder teilweise geschlossen werden. Dadurch wird die Verwirbelung der Zylinderfüllung für die Verbrennung optimiert.

Das Abgas wird über den Abgassammler zum Turbolader geführt. Dieser besitzt zur schnellen Ladedruckregelung eine variable Turbinengeometrie. Dadurch kann der Motor auch bei niedrigen Drehzahlen ein hohes Moment und eine hohe Leistung bereitstellen [17].

Wie bereits erwähnt, findet zur Reduktion von Stickoxiden die Rückführung von Abgas statt. Dies erfolgt über die Abgasrückführleitung (Abbildung 2.1). Vor der Einleitstelle von Abgas in die Ladeluftführung, dem Einlasssammler, befinden sich das AGR-Ventil, der AGR-Kühler und die Drosselklappe. Über das Ventil in der Abgasrückführleitung erfolgt die Regelung der Abgasrückführmasse, welche der Frischluftmasse beigemischt werden soll. Zur Realisierung besonders hoher AGR-Raten kann mit der Drosselklappe das gewünschte Spülgefälle zwischen Abgastrakt und Einlasssammler eingestellt werden. Um eine noch bessere Reduktion der Stickoxide zu erreichen, wird das Abgas in der Abgasrückführleitung gekühlt.

Die Abgasanlage des Motors besteht aus Oxidationskatalysator und Partikelfilter. Der Oxidationskatalysator reduziert die Abgasbestandteile Kohlenstoffmonoxid (CO) und Kohlenwasserstoff (HC). Die Stickoxid- und Partikelemissionen werden beim verwendeten Motor allein durch innermotorische Maßnahmen unter die Grenzwerte der Euro-4-Gesetzgebung reduziert. Zur weiteren Reduktion der Partikelemissionen ist serienmäßig der Partikelfilter eingebaut.

## 2.2 Konventionelle Füllungserfassung

Da in dieser Arbeit eine zylinderdruckbasierte Füllungserfassung vorgestellt wird, soll an dieser Stelle kurz auf die konventionelle Füllungserfassung eingegangen werden. Die Ventilüberschneidung von Einlass- und Auslassventilen ist beim verwendeten Motor nur sehr gering. Daher kann der im Zylinder verblei-

bende Massenstrom  $\dot{m}_{\text{An}}$  mit Hilfe des Luftaufwandes  $\lambda_{\text{a}}$  berechnet werden:

$$\dot{m}_{\text{An}} = \lambda_{\text{a}} \cdot V_{\text{Hub}} \cdot \rho_{\text{SR}} \quad (2.1)$$

Dabei ist  $V_{\text{Hub}}$  das Hubvolumen eines Zylinders und  $\rho_{\text{SR}}$  die Dichte des angesaugten Gases. Gleichung (2.1) folgt aus der idealen Annahme, dass sich das Hubvolumen am Ende eines Ansaugvorganges vollständig mit der angesaugten Luft füllt, wobei dessen Dichte der Gasdichte im Einlasssammler entspricht [1]. Der Luftaufwand korrigiert diese ideale Annahme an reale Verhältnisse. Dieser ist als Quotient aus realem Massenstrom zum theoretisch möglichen Massenstrom definiert:

$$\lambda_{\text{a}} = \frac{\dot{m}_{\text{An}}}{\dot{m}_{\text{An,theoretisch}}} = \frac{\dot{m}_{\text{An}}}{V_{\text{Hub}} \cdot \rho_{\text{SR}}} \quad (2.2)$$

Im Fahrzeugbetrieb wird  $\lambda_{\text{a}}$  üblicherweise in Abhängigkeit verschiedener Größen in einem Kennfeld abgelegt. Am Prüfstandsmotor kann der Luftaufwand durch eine Kennfeldvermessung bei geschlossenem AGR-Ventil ermittelt werden (siehe Anhang B.2). Bei geöffnetem AGR-Ventil besteht der angesaugte Massenstrom aus einem Abgasrückführmassenstrom  $\dot{m}_{\text{AGR}}$  und einem Frischluftmassenstrom  $\dot{m}_{\text{L}}$ :

$$\dot{m}_{\text{An}} = \dot{m}_{\text{L}} + \dot{m}_{\text{AGR}} \quad (2.3)$$

Mit Hilfe des Heißfilmluftmassenmessers kann der angesaugte Frischluftmassenstrom eines Zylinders berechnet werden. Die Bestimmung des angesaugten Abgasrückführmassenstroms kann somit über den Zusammenhang (2.1) und die Information des HFMs erfolgen. Wie bereits erwähnt, wird in dieser Arbeit ein Ansatz beschrieben, der mit Hilfe des Zylinderdrucksignals jedoch ohne den HFM die Frischluftmasse und Abgasrückführmasse bestimmt.

Massenströme sind in dieser Arbeit immer auf ein Arbeitsspiel (Asp) und einen Zylinder bezogen. Dadurch ergibt sich für einen Massenstrom die Einheit  $[\dot{m}] = \frac{\text{kg}}{\text{Asp} \cdot \text{Zyl}}$ . Die integrale Masse im Zylinder wird in der Einheit  $[m] = \text{kg}$  angegeben. Die Anwendung dieser Einheiten hat den großen Vorteil, dass der Zahlenwert des Massenstromes im Luftpfad (im stationären Betrieb) genau so groß ist wie der Zahlenwert der integralen Masse im Zylinder:

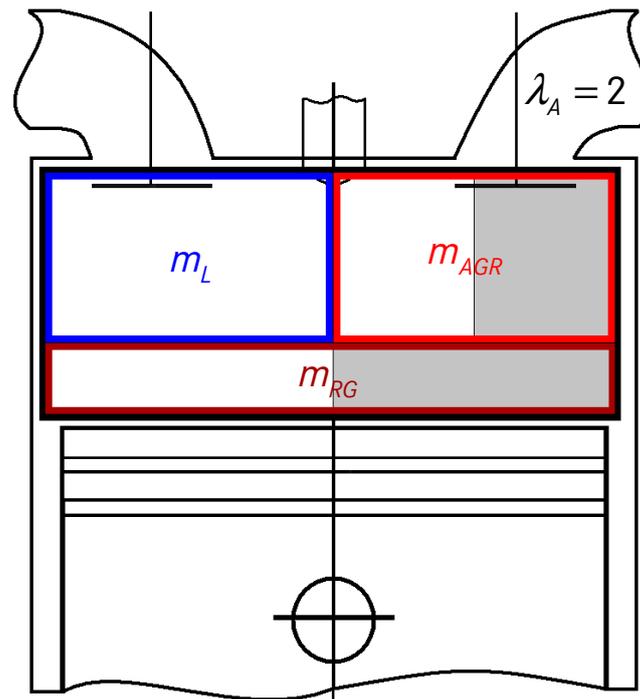
$$\{\dot{m}_{\text{An}}\} = \{m_{\text{An}}\} \quad (2.4)$$

Dies ist besonders in Kapitel 5 von Nutzen, da sich der dort beschriebene Ansatz sowohl auf Größen im Luftpfad als auch auf Größen im Zylinder bezieht.

## 2.3 Zusammensetzung der Zylinderfüllung

Abbildung 2.2 zeigt die Zusammensetzung der Zylinderfüllung vor der Verbrennung bei geschlossenen Einlass- und Auslassventilen. Dabei ist in blau die

Masse der angesaugten Frischluft  $m_L$ , in rot die Masse der Abgasrückführung  $m_{AGR}$  und in dunkelrot die Restgasmasse  $m_{RG}$  dargestellt. Die Restgasmasse ist hier die Masse, welche während des Ladungswechsels im Zylinder verbleibt. Da beim Dieselmotor in der Regel das Verbrennungsluftverhältnis des Abgases  $\lambda_A$  größer oder gleich eins ist, besteht die Abgasrückführ- und die Restgasmasse aus Luft und Verbrennungsgas. In Grafik 2.2 ist dies exemplarisch für  $\lambda_A = 2$  dargestellt. Die Luft ist dabei weiß und das Verbrennungsgas grau abgebildet. Das Verbrennungsgas ist hier als stöchiometrisch verbranntes Gas definiert. Im



**Abbildung 2.2:** Zusammensetzung der Zylinderfüllung

Folgenden wird die Luft der Abgasrückführmasse und der Restgasmasse mit  $m_{AGR,L}$  bzw.  $m_{RG,L}$  bezeichnet. Die Abkürzung der Massen des Verbrennungsgases erfolgt mit  $m_{AGR,VG}$  bzw.  $m_{RG,VG}$ .

Da der verwendete Dieselmotor mit Abgasrückführung und mit  $\lambda_A \geq 1$  betrieben wird, ist das Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Zylinder  $\lambda_{Zyl}$  nicht gleich dem Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Abgas. Dieses Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Abgas errechnet sich aus:

$$\lambda_A = \frac{m_L}{L_{st} \cdot m_B} \quad (2.5)$$

Darin ist  $m_L$  die angesaugte Frischluftmasse,  $m_B$  der zugeführte Brennstoff und  $L_{st}$  der stöchiometrische Luftbedarf<sup>1</sup>. Bei konstanter Frischluftmasse und konstanter Einspritzmenge des Kraftstoffs hat die Abgasrückführung keinen

<sup>1</sup> Der stöchiometrische Luftbedarf ist eine dimensionslose Kennzahl, die angibt, wie viel kg Luft zur vollständigen Umsetzung von einem kg Kraftstoff notwendig ist.

Einfluss auf das Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Abgas. Anders ist dies bei dem Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Zylinder<sup>2</sup>. Dieses ist in Abhängigkeit von der Abgasrückführ- und Restgasmasse durch

$$\lambda_{\text{Zyl}} = \frac{m_{\text{L}} + m_{\text{AGR,L}} + m_{\text{RG,L}}}{L_{\text{st}} \cdot m_{\text{B}}} \quad (2.6)$$

gegeben. Für das Verständnis von Kapitel 5 sind zusätzlich zu den Luft-Kraftstoff-Verhältnissen der Massenanteil des Verbrennungsgases  $x_{\text{b}}$  und die Abgasrückführrate  $x_{\text{AGR}}$  sehr wichtig. Der Massenanteil des Verbrennungsgases ist durch den Quotienten von Verbrennungsgasmasse zu der Gesamtmasse definiert:

$$x_{\text{b}} = \frac{m_{\text{AGR,VG}} + m_{\text{RG,VG}}}{m_{\text{L}} + m_{\text{AGR}} + m_{\text{RG}}} = \frac{m_{\text{AGR,VG}} + m_{\text{RG,VG}}}{m_{\text{ges}}} \quad (2.7)$$

Wie bereits erwähnt, hat der verwendete Verbrennungsmotor nur eine sehr geringe Ventilüberschneidung der Einlass- und Auslassventile, daher ist die Berechnung der Restgasmasse  $m_{\text{RG}}$ , wie in Abschnitt 5.5 erläutert, recht einfach. Die eigentliche Herausforderung besteht in der Bestimmung der angesaugten Frischluftmasse  $m_{\text{L}}$  und der Abgasrückführmasse  $m_{\text{AGR}}$ . Von besonderer Bedeutung ist dabei das Massenverhältnis der Abgasrückführmasse zur gesamten Ansaugmasse. Dieses ist durch die Abgasrückführrate (AGR-Rate) definiert:

$$x_{\text{AGR}} = \frac{m_{\text{AGR}}}{m_{\text{L}} + m_{\text{AGR}}} \quad (2.8)$$

In Kapitel 4 wird ein empirisches Modell zur Berechnung dieser AGR-Rate hergeleitet. Kapitel 5 befasst sich mit der thermodynamischen Modellierung der Abgasrückführrate.

## 2.4 Hochdruckindizierung im Brennraum

Unter Hoch- bzw. Zylinderdruckindizierung versteht man die Messung des Druckes im Zylinder in Abhängigkeit von Kurbelwinkel oder Zeit. Aus dem gemessenen Signal lassen sich verschiedene Informationen bezüglich der motorischen Verbrennung entnehmen. So wird zum Beispiel in der vorliegenden Arbeit der Heizverlauf aus dem Zylinderdrucksignal abgeschätzt, um daraus Merkmale zu extrahieren, welche zur Berechnung der Zylinderfüllung benötigt werden. Ein typischer Druckverlauf ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Der obere Totpunkt der Verbrennungsphase (ZOT) entspricht in der vorliegenden Arbeit immer dem Kurbelwinkel von  $\varphi = 0$  °KW. Negative Kurbelwinkel umfassen somit den Ansaug- und Verdichtungstakt, positive Winkel den Arbeits- und Ausstoßtakt.

<sup>2</sup> Das Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Zylinder ist hier als Quotient aus vorhandener Luft im Zylinder vor der Verbrennung zu theoretischem Luftbedarf definiert.

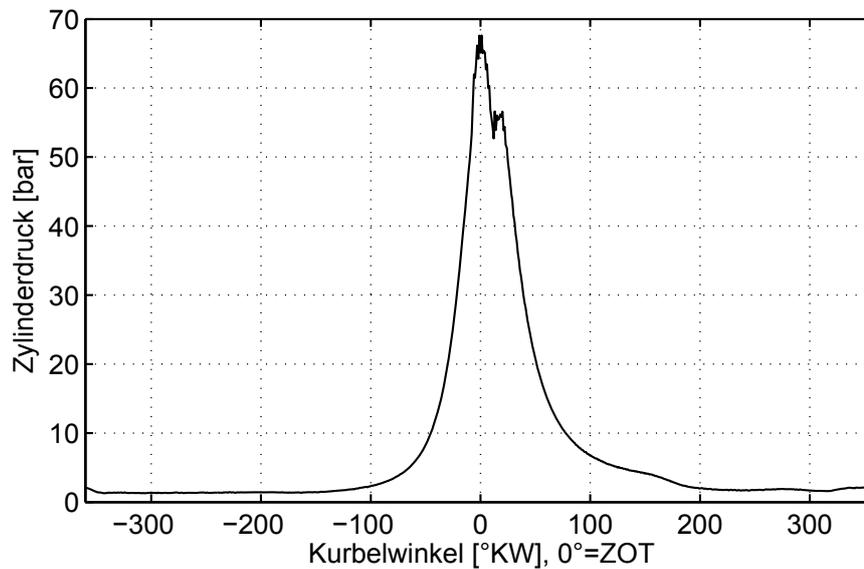


Abbildung 2.3: Indizierter Zylinderdruck

### 2.4.1 Sensorkonzepte

Anhand ihrer physikalischen Prinzipien lassen sich drei verschiedene Messverfahren zur direkten Brennraumdruckerfassung unterscheiden [12].

1. Piezoelektrische Drucksensoren: Das Messprinzip beruht auf dem direkten piezoelektrischen Effekt. Dies bedeutet, dass ein Quarz unter mechanischer Belastung eine elektrische Ladung generiert, welche proportional zur aufgebrachten Kraft ist. Die Kraft wird dabei durch den Zylinderdruck erzeugt, welcher auf die Messfläche des Sensors wirkt. Die vom Sensor abgegebene Ladung [ $pC$ ] muss durch einen Ladungsverstärker in eine Spannung umgewandelt werden.
2. Piezoresistive Drucksensoren: Das Prinzip beruht auf der Anordnung von piezoresistiven Widerständen (Siliziumkristalle) in einer Vollbrückenschaltung. Werden die Kristalle einem Druck ausgesetzt, so ändert sich ihr spezifischer Widerstand, was eine Veränderung der Brückenausgangsspannung bewirkt.
3. Optische Drucksensoren: Hierbei wird Licht über eine Leuchtdiode in eine Glasfaser eingekoppelt, welches an einer verspiegelten Messmembran druckproportional reflektiert wird. Die Auswertung erfolgt mittels einer Photodiode.

Die Drucksensoren nach piezoelektrischem Prinzip sind in der Zylinderdruckindizierung am weitesten verbreitet und werden in der vorliegenden Arbeit zur Erfassung eingesetzt.

### 2.4.2 Fehlereinflüsse bei der Brennraumdruckerfassung

Nach [27] unterliegen alle vorgestellten Messprinzipien denselben Fehlereinflüssen.

**Lastwechseldrift:** Die Brennraumtemperatur ändert sich abhängig von den momentanen Lastanforderungen. Dadurch kommt es zu Temperaturänderungen der Sensormembran, welche sich verspannt und offsetbehaftete Messwerte erzeugt. Da diese Drifterscheinung jedoch sehr niederfrequent ist, lässt sie sich gut durch entsprechende Hochpassfilterung des Drucksignals eliminieren.

**Thermoschock:** Dieser Effekt wird durch den kurzzeitigen extremen Anstieg der Temperatur durch die Verbrennung hervorgerufen. Analog zum Lastwechseldrift verspannt sich die Sensormembran und man erhält eine offsetbehaftete Messung. Problematisch ist hierbei, dass der erzeugte Fehleinfluss im Frequenzbereich des Nutzsignals liegt und deshalb nicht ausgefiltert werden kann.

**Pfeifenschwingungen:** Schließt der Drucksensor nicht bündig mit der Brennraumwand ab, so können sich im verbleibenden Kanal stehende Wellen ausbilden, welche dem Drucksignal überlagert sind. Problematisch ist dies vor allem, wenn die Frequenz der Pfeifenschwingungen in den Bereich des Brennraumdrucksignals fällt.

Der durch Lastwechseldrift und Thermoschock entstehende Offsetfehler wird durch das Messprinzip der in dieser Arbeit verwendeten piezoelektrischen Drucksensoren verstärkt. Bedingt durch dieses Messprinzip wird nur die Änderung eines Druckes relativ zu einem Nullpunkt gemessen. Daher muss das gemessene Zylinderdrucksignal offsetkorrigiert werden. In Kapitel 3 werden verschiedene Verfahren zur Berechnung dieses Offsetfehlers vorgestellt.

## 2.5 Zustandsänderung im Zylinder

Im Folgenden werden die einzelnen Arbeitstakte des Verbrennungsmotors kurz erläutert. Auf den Verbrennungsprozess und die Kompressionsphase wird dabei genauer eingegangen, da diese für das Verständnis der einzelnen Kapitel besonders relevant sind.

Der Arbeitsprozess eines Viertaktmotors lässt sich über den Kurbelwinkel  $\varphi$  in vier Teilprozesse aufspalten und setzt sich aus folgenden Schritten zusammen:

1.  $-360^\circ \text{KW} \leq \varphi < -180^\circ \text{KW}$   
Ansaugen der Frischladung bei geöffneten Einlassventilen.

2.  $-180^\circ\text{KW} \leq \varphi < 0^\circ\text{KW}$   
Kompression der Zylinderfüllung bei geschlossenen Ventilen.
3.  $0^\circ\text{KW} \leq \varphi < 180^\circ\text{KW}$   
Verbrennung der Zylinderfüllung bei geschlossenen Ventilen.
4.  $180^\circ\text{KW} \leq \varphi < 360^\circ\text{KW}$   
Ausstoßen des verbrannten Gases bei geöffneten Auslassventilen.

Diese Prozesskette wird kontinuierlich durchlaufen, wodurch sich der Kreisprozess des Viertaktmotors definiert. Die einzelnen Zustandsänderungen laufen dabei immer zwischen maximalem und minimalem Brennraumvolumen ab. In Abbildung 2.4 sind die einzelnen Arbeitsschritte gekennzeichnet.

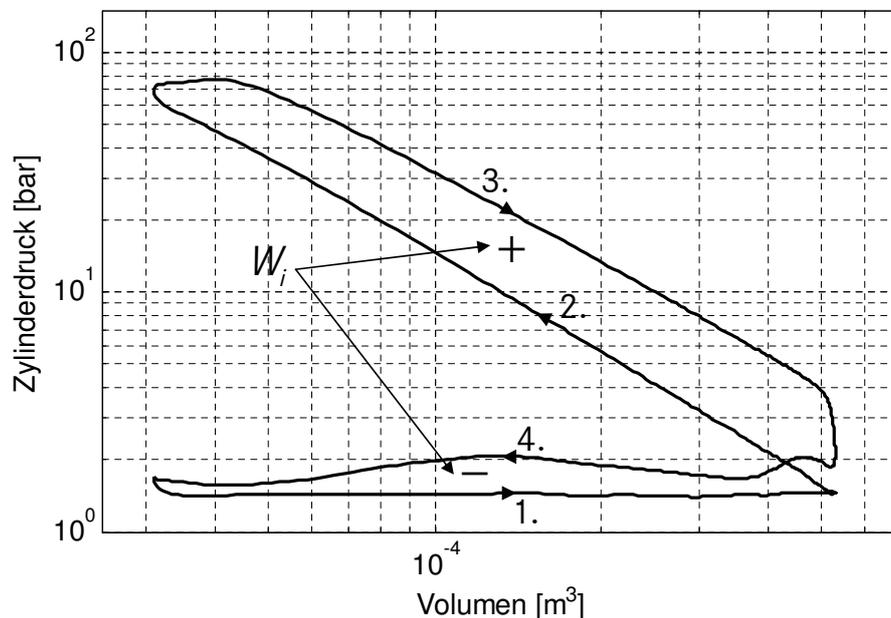


Abbildung 2.4: pV-Diagramm und indizierte Arbeit

### 2.5.1 Arbeit und indizierter Mitteldruck

Aus der im pV-Diagramm (Abbildung 2.4) eingeschlossenen Fläche kann die indizierte (innere) Arbeit  $W_i$  des Kreisprozesses ermittelt werden. Dabei entspricht eine im Uhrzeigersinn umlaufene Fläche einer abgeführten Arbeit, während eine gegen den Uhrzeigersinn umlaufene Fläche zugeführte Arbeit bedeutet. Ein Teil der abgegebenen inneren Arbeit  $W_i$  muss aufgebracht werden, um mechanische Verluste auszugleichen und kann deshalb nicht genutzt werden. Diese Reibungsarbeit  $W_r$  wird bei der Berechnung der effektiv nutzbaren Arbeit

$$W_e = W_i - W_r \quad (2.9)$$

von der inneren Arbeit abgezogen. Üblicherweise wird die Arbeit  $W$  auf das Hubvolumen bezogen. Die resultierende Größe hat die Dimension eines Druckes und wird daher als Mitteldruck bezeichnet. Dabei ergeben sich effektiver und indizierter Mitteldruck sowie Reibungsmitteldruck zu:

$$p_{me} = \frac{W_e}{V_{\text{Hub}}} \quad (2.10)$$

$$p_{mi} = \frac{W_i}{V_{\text{Hub}}} \quad (2.11)$$

$$p_{mr} = \frac{W_r}{V_{\text{Hub}}} \quad (2.12)$$

Indizierter und effektiver Mitteldruck werden in dieser Arbeit dazu verwendet, um die momentane Last des Motors zu beschreiben.

### 2.5.2 Modellbildung der Kompression

Der Zylinderdruckverlauf  $p_{\text{Zyl}}(\varphi)$  kann innerhalb der Kompressions- und Expansionsphase mit einer polytropen Zustandsänderung modelliert werden [26]. Diese ergibt sich aus Gleichung (2.13):

$$p_{\text{Zyl}}(\varphi) \cdot V(\varphi)^n = \text{konst.} \quad (2.13)$$

Bei bekanntem Polytropenexponent  $n$  und Brennraumvolumen  $V$  kann somit ein Druckwert innerhalb der Kompression bzw. Expansion von einer Winkelposition  $\varphi$  zu einer nächsten  $\varphi + \Delta\varphi$  interpoliert werden. Dabei beschreibt der Polytropenexponent  $n$  den Wärmeübergang zwischen beiden Winkellagen. Findet kein Wärmetransport zwischen Zylinderwand und Zylinderfüllung statt, spricht man von einer adiabaten Zustandsänderung. Bei dieser geht der Polytropenexponent  $n$  in den Adiabatenexponent  $\kappa$  über.

### 2.5.3 Thermodynamische Modellierung des Brennverlaufs

Anhand des Zylinderdrucksignals kann mit einer Druckverlaufsanalyse der Brennverlauf  $\frac{dQ_B}{d\varphi}$  berechnet werden. Dabei wird die umgesetzte Wärmemenge pro Kurbelwinkel nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik berechnet [32]:

$$\frac{dQ_B}{d\varphi} = \frac{dQ_W}{d\varphi} + \frac{dU}{d\varphi} + \frac{p_{\text{Zyl}} \cdot dV}{d\varphi} + h_{\text{BB}} \cdot \frac{dm_{\text{BB}}}{d\varphi} \quad (2.14)$$

Darin beschreibt  $\frac{dQ_W}{d\varphi}$  den Wandwärmeübergang,  $\frac{dU}{d\varphi}$  die Änderung der inneren Energie des Gases,  $\frac{p_{\text{Zyl}} \cdot dV}{d\varphi}$  die an den Kolben abgegebene Leistung und  $h_{\text{BB}} \cdot \frac{dm_{\text{BB}}}{d\varphi}$  die Energieänderung durch Blow-by-Verluste<sup>3</sup>.

<sup>3</sup> Leckageverlust durch an den Kolbenringen vorbeistreichendes Gas.

Der Brennverlauf beschreibt die Umsetzung von chemisch gebundener Kraftstoffenergie in Wärmeenergie. Deshalb ist er proportional zu der pro Grad Kurbelwinkel verbrannten Kraftstoffmasse  $m_B$ :

$$\frac{dQ_B}{d\varphi} = H_u \cdot \frac{dm_B}{d\varphi} \quad (2.15)$$

Die Proportionalitätskonstante  $H_u$  stellt den unteren Heizwert dar. Dieser wird in Kapitel 5 nach [70] mit  $H_u = 42.5 \frac{\text{MJ}}{\text{kg}}$  angenommen. Er beinhaltet neben der Brennwärme auch die Verdampfungswärme des Kraftstoffs [8]. Das Integral des Brennverlaufs, dividiert durch den unteren Heizwert, stellt den Brennstoffumsatz während eines Arbeitsspiels dar:

$$\frac{Q_B}{H_u} = m_B \quad (2.16)$$

Der Wandwärmeeübergang  $\frac{dQ_w}{d\varphi}$  wird in der Praxis meist durch phänomenologische Modelle mit dem Newtonschen Ansatz beschrieben. Dabei errechnet sich der Wandwärmestrom als Produkt aus dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_K(\varphi)$ , der momentanen Wärmeübergangsfläche  $A_K(\varphi)$  und der Differenz zwischen der örtlich mittleren Gastemperatur im Zylinder  $T_{Zyl}(\varphi)$  und der Wandtemperatur  $T_{Wand}$ :

$$\frac{dQ_w}{dt} = \alpha_K(\varphi) \cdot A_K(\varphi) \cdot [T_{Zyl}(\varphi) - T_{Wand}] \quad (2.17)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient ist dabei eine unbekannte Größe. Dieser kann durch verschiedene empirische Formeln beschrieben werden. Das in Anhang B.1 dargestellte Modell nutzt hierfür eine Funktion nach Woschni [78] mit Modifikationen von Huber [37] und Vogel [75].

Die Umrechnung von Zeit- auf Kurbelwinkelintervalle der Gleichung (2.17) ist mit Hilfe der Drehzahl  $N$  möglich. Der Zusammenhang zwischen Zeit  $t$  [s] und Motordrehzahl  $N$   $[\frac{1}{\text{min}}]$  ergibt sich durch:

$$\varphi = 360 \cdot \frac{N}{60} \cdot t \quad (2.18)$$

In differentieller Schreibweise erhält man so den Umrechnungsfaktor:

$$\frac{dt}{d\varphi} = \frac{60}{360 \cdot N} = \frac{1}{6 \cdot N} \quad (2.19)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (2.19) in (2.17) wird ersichtlich, dass die Kurbelwinkel bezogenen Wandwärmeverluste maßgeblich von der reziproken Drehzahl abhängig sind:

$$\frac{dQ_w}{d\varphi} = \frac{1}{6 \cdot N} \cdot [\alpha_K(\varphi) \cdot A_K(\varphi) \cdot [T_{Zyl}(\varphi) - T_{Wand}]] \quad (2.20)$$

Dies erscheint logisch, da die reziproke Drehzahl die Zeit einer Umdrehung angibt, in welcher der Wärmestrom den Zylinder verlassen kann. Die Drehzahl ist damit der größte Einflussfaktor der Wandwärmeverluste [49]. Der beschriebene Zusammenhang zwischen Drehzahl und den Wandwärmeverlusten wird in Abschnitt 5.3 dazu genutzt, um die Verbrennungsenergie zu modellieren.

Eine echtzeitfähige thermodynamische Analyse des Brennverlaufs ist derzeit schwierig zu realisieren. Besonders die Berechnungen der Wandwärme- und Blow-by-Verluste gestalten sich als rechenintensiv. Zur echtzeitfähigen Analyse und Regelung der Verbrennung wird daher in aktuellen Arbeiten der Heizverlauf  $\frac{dQ_H}{d\varphi}$  verwendet. Dieser wird daher auch als 1. Näherung des Brennverlaufs bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen Heiz- und Brennverlauf ist durch Gleichung 2.21 gegeben.

$$\frac{dQ_H}{d\varphi} = \frac{dQ_B}{d\varphi} - \frac{dQ_W}{d\varphi} - h_{BB} \cdot \frac{dm_{BB}}{d\varphi} \quad (2.21)$$

Der Heizverlauf entspricht also dem Brennverlauf abzüglich der Energieänderung durch Wandwärme- und Blow-by-Verluste. Somit definiert sich  $dQ_H$  über die im Gas freiwerdende Wärmemenge pro Grad Kurbelwinkel:

$$\frac{dQ_H}{d\varphi} = \frac{dU}{d\varphi} + \frac{p_{Zyl} \cdot dV}{d\varphi} \quad (2.22)$$

Die Lösung von Gleichung (2.22) führt mit dem idealen Gasgesetz zu einem relativ komplizierten iterativen Zusammenhang. Daher werden im Folgenden einfachere Wege aufgezeigt, um den Heizverlauf zu ermitteln.

## 2.5.4 Thermodynamische Heizverlaufsberechnung

Bei der Heizverlaufsberechnung nach Hohenberg [34] erfolgt eine Aufteilung des thermodynamischen Vorganges in eine Verdichtung bzw. Expansion mit anschließender Verbrennung. Dadurch ergibt sich ein wesentlich einfacherer und schnellerer Weg für die Berechnung als mit Gleichung (2.22).

Der erste Schritt beinhaltet dabei eine adiabate Verdichtung bzw. Expansion von dem Volumen  $V(\varphi_A)$  nach  $V(\varphi_B)$ :

$$p'_{Zyl}(\varphi_B) = p_{Zyl}(\varphi_A) \cdot \left( \frac{V(\varphi_A)}{V(\varphi_B)} \right)^\kappa \quad (2.23)$$

Innerhalb der Winkelposition  $\varphi_B$  wird nun eine isochore (bei konst. Volumen) Verbrennung angenommen (Abbildung 2.5):

$$\Delta Q_H = m \cdot c_v \cdot [T_{Zyl}(\varphi_B) - T'_{Zyl}(\varphi_B)] \quad (2.24)$$

Mit Hilfe des idealen Gasgesetzes

$$T_{Zyl} = \frac{p_{Zyl} \cdot V}{m \cdot R} \quad \text{und} \quad T'_{Zyl} = \frac{p'_{Zyl} \cdot V}{m \cdot R} \quad (2.25)$$

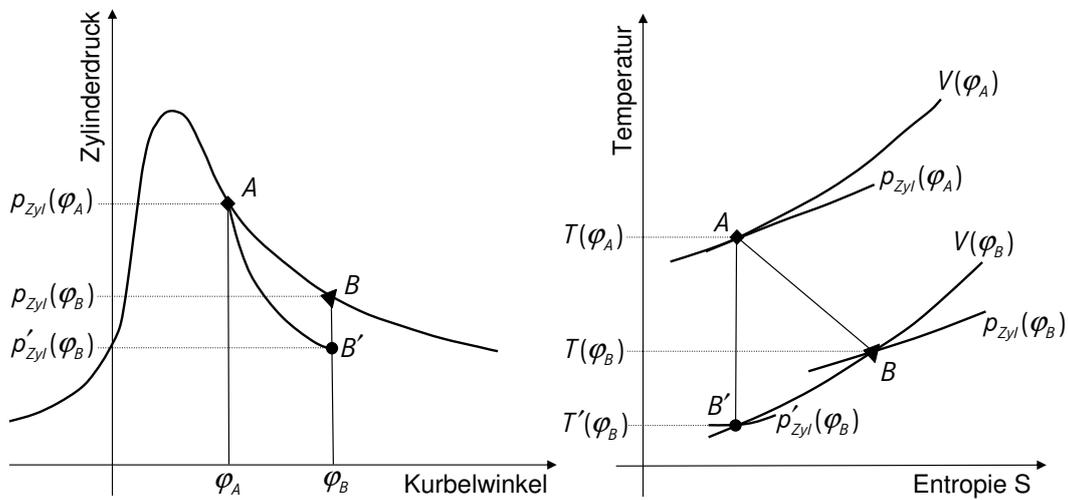
erhält man:

$$\Delta Q_H = \frac{c_v}{R} \cdot V(\varphi_B) \cdot [p_{Zyl}(\varphi_B) - p'_{Zyl}(\varphi_B)] \quad (2.26)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (2.23) in (2.26) ergibt sich schließlich die wirk-same Wärmemenge zu:

$$\Delta Q_H = \frac{c_v}{R} \cdot V(\varphi_B) \cdot \left[ p_{Zyl}(\varphi_B) - p_{Zyl}(\varphi_A) \cdot \left( \frac{V(\varphi_A)}{V(\varphi_B)} \right)^\kappa \right] \quad (2.27)$$

Zur Berechnung des Heizverlaufs ist zusätzlich zu dem Zylinderdruck  $p_{Zyl}$  und



**Abbildung 2.5:** Prinzip der Heizverlaufs-berechnung nach Hohenberg

dem Brennraumvolumen  $V$  die Kenntnis der folgenden Größen notwendig:

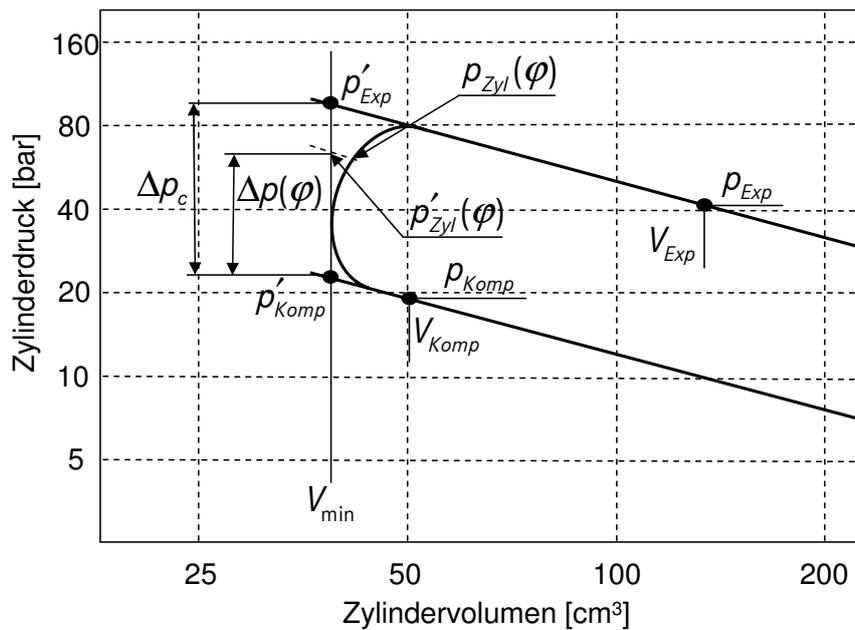
- $c_v$  spezifische Wärmekapazität des Gases bei konstantem Volumen
- $R$  Gaskonstante:  $287 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$
- $\kappa$  Isentropenexponent  $\kappa = 1 + \frac{R}{c_v}$

Der unbekannte Parameter ist dabei die spezifische Wärmekapazität, welche eine Funktion der Brennraumtemperatur und Gaszusammensetzung darstellt. Zur Bestimmung der AGR-Rate und somit zur Ermittlung der Gaszusammensetzung wird in Kapitel 4 und 5 der normierte Heizverlauf benötigt. Würde der Heizverlauf mit dem in diesem Abschnitt beschriebenen Verfahren berechnet, ergäbe sich eine iterative Heizverlaufs-berechnung. Um dies zu vermeiden und einen möglichst einfach zu rechnenden Algorithmus zu erhalten, erfolgt die Abschätzung des normierten Heizverlaufs in dieser Arbeit nach einem einfach zu berechnenden Ansatz von Rassweiler/Withrow [68].

### 2.5.5 Heizverlaufsschätzung nach Rassweiler/Withrow

Die Schätzung des normierten Heizverlaufs nach dem Ansatz von Rassweiler/Withrow erfolgte bereits in einigen vorherigen Arbeiten, siehe zum Beispiel [6], [10] oder [24]. Die Berechnung fand dabei für Otto- als auch für Dieselmotoren statt. Um zu verdeutlichen, warum in dieser Arbeit die Heizverlaufsschätzung nach Rassweiler/Withrow verwendet wird, erläutert der nächste Abschnitt den Vergleich der Heizverlaufsberechnung nach Hohenberg mit der Heizverlaufsschätzung nach Rassweiler/Withrow.

Der Algorithmus zur Abschätzung des normierten Heizverlaufs startet mit der Auswahl eines Druck-Volumen-Paares,  $p_{\text{Komp}}$  und  $V_{\text{Komp}}$ , aus der Kompressionsphase (bevor die Verbrennung beginnt) und einem Druck-Volumen-Paar,  $p_{\text{Exp}}$  und  $V_{\text{Exp}}$ , in der Expansion (nachdem die Verbrennung beendet ist), wie



**Abbildung 2.6:** Prinzip der Heizverlaufsschätzung nach Rassweiler/Withrow

in Abbildung 2.6 zu sehen. Mit der Polytropenbeziehung (2.13) werden diese Druck-Volumen-Paare zum oberen Totpunkt der Kompressionsphase (ZOT) extrapoliert:

$$p'_{\text{Komp}} = p_{\text{Komp}} \left( \frac{V_{\text{Komp}}}{V_{\text{min}}} \right)^{n_{\text{Komp}}} \quad (2.28)$$

$$p'_{\text{Exp}} = p_{\text{Exp}} \left( \frac{V_{\text{Exp}}}{V_{\text{min}}} \right)^{n_{\text{Exp}}} \quad (2.29)$$

$V_{\min}$  entspricht dabei dem minimalen Brennraumvolumen. Der Polytropenexponent  $n$  hat unterschiedliche Werte für die Kompression und Expansion. Daher bezeichnet  $n_{\text{Komp}}$  den Polytropenexponenten während der Kompression und  $n_{\text{Exp}}$  den Exponenten während der Expansion. Den maximalen Druckanstieg der Verbrennung, welcher in Abbildung 2.6 mit  $\Delta p_c$  bezeichnet ist, erhält man aus der Differenz der zwei extrapolierten Druckwerte:

$$\Delta p_c = p'_{\text{Exp}} - p'_{\text{Komp}} \quad (2.30)$$

Durch Ersetzen des Endwertes  $p'_{\text{Exp}}$  mit dem aktuellen, ebenfalls auf  $V_{\min}$  bezogenen Druck  $p'_{\text{Zyl}}(\varphi)$ , kann nun der Druckanstieg für jede Kurbelwinkelposition  $\varphi$  innerhalb der Verbrennung berechnet werden:

$$\Delta p(\varphi) = p_{\text{Zyl}}(\varphi) \left( \frac{V(\varphi)}{V_{\min}} \right)^{n(\varphi)} - p'_{\text{Komp}} \quad (2.31)$$

$$n(\varphi) = \begin{cases} n_{\text{Komp}} & \text{falls } \varphi \leq 0 \\ n_{\text{Exp}} & \text{falls } \varphi > 0 \end{cases} \quad (2.32)$$

Der Quotient zwischen dem Druckanstieg an der Position  $\varphi$  und dem maximalen Druckanstieg  $\Delta p_c$  ergibt schließlich die Abschätzung des normierten Summenheizverlaufs:

$$Q_{\text{norm}}(\varphi) \approx \frac{\Delta p(\varphi)}{\Delta p_c} \quad (2.33)$$

Aus der Ableitung nach dem Kurbelwinkel lässt sich der normierte Heizverlauf  $dQ_{\text{norm}}$  berechnen. Zur Vermeidung eines stark verrauschten Signals wird  $dQ_{\text{norm}}$  zusätzlich mit einem gleitenden Mittelwertfilter geglättet.

Durch die Normierung befindet sich der Summenheizverlauf  $Q_{\text{norm}}$  immer im Intervall  $[0, 1]$ . Aus diesem können verschiedene Merkmale und Kenngrößen extrahiert werden, welche die Verbrennung charakterisieren. In Kapitel 4 und 5 wird zum Beispiel der 50%-Umsatzpunkt des Heizverlaufs, auch  $H_{50}$ -Umsatzpunkt genannt, verwendet um, die Abgasrückführrate zu bestimmen. Diese  $H_{50}$ -Lage ist definiert als Kurbelwinkel, an dem

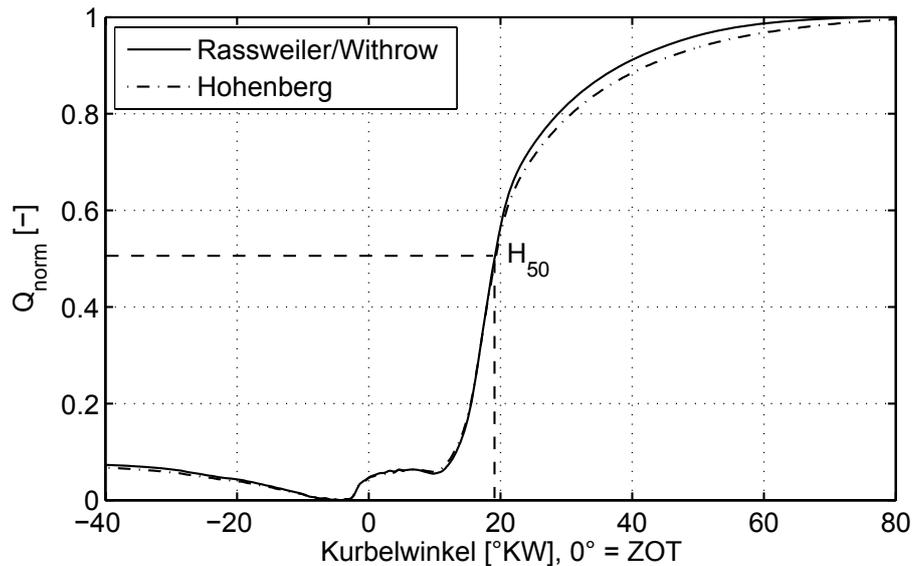
$$Q_{\text{norm}}(H_{50}) = 0.5 \quad (2.34)$$

gilt.

## 2.5.6 Vergleich der Heizverlaufsberechnungen

In diesem Abschnitt findet sich ein Vergleich der Heizverlaufsberechnung nach Hohenberg mit der Heizverlaufsschätzung nach Rassweiler/Withrow.

Die Berechnung der spezifischen Wärmekapazität  $c_v$  für die Ermittlung des Heizverlaufs nach Hohenberg erfolgt dabei nach [16]. Für die Vergleichbarkeit der beiden Ansätze wird der Heizverlauf nach Hohenberg auf die maximal freiwerdende Wärme im Gas normiert. Somit liegen die Ergebnisse beider Ansätze im Intervall  $[0,1]$ . Abbildung 2.7 zeigt den normierten Summenheizverlauf  $Q_{\text{norm}}$  beider Algorithmen exemplarisch an einem Betriebspunkt ( $N = 1600 \frac{1}{\text{min}}$ ,  $p_{\text{me}} = 5 \text{ bar}$ ). In der Darstellung 2.8 sind die dazugehörigen



**Abbildung 2.7:** Vergleich des normierten Summenheizverlaufs

Heizverläufe zu sehen. Diese sind, wie bereits erwähnt, mit einem gleitenden Mittelwertfilter geglättet. Wie leicht zu erkennen ist, erhält man besonders zu Beginn der Verbrennung eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Ansätze. Diese Genauigkeit der Heizverlaufsschätzung nach Rassweiler/Withrow wird dadurch erreicht, dass der Polytropenexponent der Kompressionsphase  $n_{\text{Komp}}$  bekannt ist. Dieser wird im Zuge der Offsetkorrektur des Zylinderdrucksignals in Kapitel 3 mitberechnet und kann für eine genaue Heizverlaufsschätzung verwendet werden. Die Abweichung der Heizverlaufsschätzung in der Expansion ist maßgeblich darauf zurückzuführen, dass hier der Polytropenexponent  $n_{\text{Exp}}$  nicht bekannt ist und so ein mittlerer Wert für den Exponenten angenommen werden muss. Auf die Bestimmung des 50%-Umsatzpunktes hat dies jedoch nur eine sehr geringe Auswirkung. Abbildung 2.9 zeigt den Vergleich der  $H_{50}$ -Umsatzpunkte im gesamten Drehzahl-Last-Kennfeld. Bei niedrigen  $H_{50}$ -Lagen findet eine leichte Überschätzung statt. Die wenigen Ausreißer bei ca.  $14^\circ \text{KW}$  entstehen bei hohen Drehzahlen. Insgesamt erzielt die Heizverlaufsschätzung aber präzise Ergebnisse und dies bei einem sehr geringen Rechenaufwand. Die Methode von Rassweiler/Withrow wird daher in der vorliegenden Arbeit dazu verwendet, um den Heizverlauf abzuschätzen.

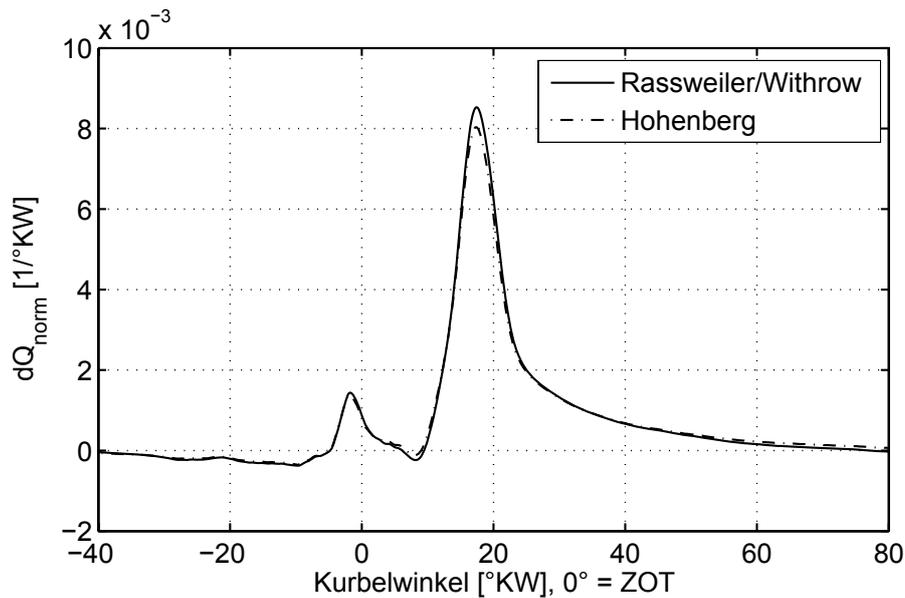


Abbildung 2.8: Vergleich des normierten Heizverlaufs

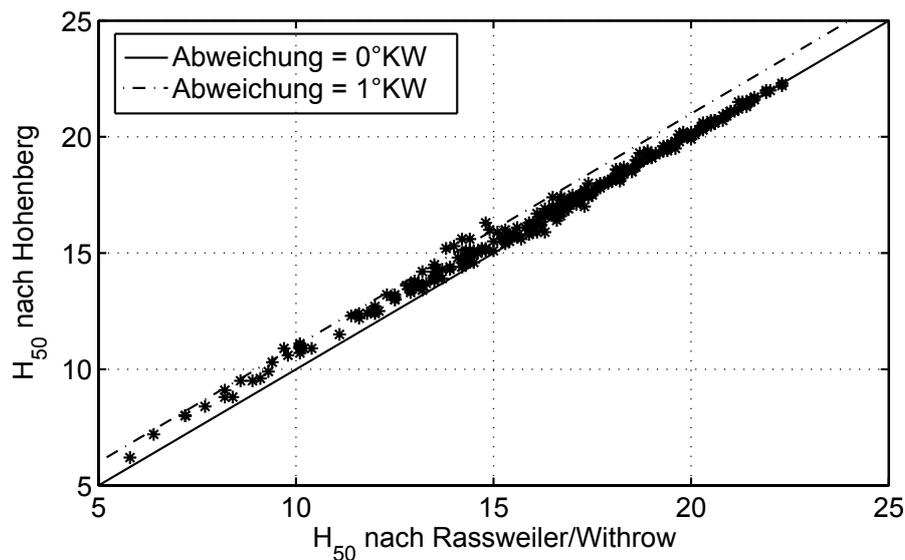


Abbildung 2.9: Vergleich der  $H_{50}$ -Lagen

### 2.5.7 Vormisch- und Diffusionsverbrennung

Der in Abbildung 2.8 dargestellte Heizverlauf teilt sich in eine Vormisch- und eine Diffusionsverbrennung auf. Die Vormischverbrennung ist dabei der erste Teil der Verbrennung, bei der Kraftstoff und Luft bereits vor der Verbrennung gemischt sind. Im Normalfall verbrennt die Voreinspritzung und der erste Teil der Haupteinspritzung vorgemischt. Dabei entsteht eine sehr schnelle und in der Regel auch laute Verbrennung. Daher werden moderne Dieselmotoren so

ausgelegt und angesteuert, dass dieser vorgemischte Teil der Verbrennung nicht zu groß wird.

Bei der Diffusionsverbrennung werden Kraftstoff und Luft in der Flamme gemischt. Sie tritt im Normalfall in einem späten Teil der Verbrennungsphase auf.

Da sowohl die Vormisch- als auch die Diffusionsverbrennung eine Abhängigkeit mit der Abgasrückföhrtrate aufweisen, beschäftigt sich Kapitel 4 mit der empirischen Modellierung der AGR-Rate anhand dieser Größen.

## 2.6 Effekte der Abgasrückföhrung

Wie bereits erwähnt, findet bei aktuellen Verbrennungsmotoren zur Reduzierung der innermotorischen Stickoxidemissionen die Rückföhrung von Abgas statt. Diese Reduktion der NO<sub>x</sub>-Emissionen kann im Wesentlichen auf zwei Effekte zurückgeföhrt werden:

- Die spezifische Wärmekapazität des Abgases ist größer als die der Frischluft, da Wasser und CO<sub>2</sub> enthalten sind. Daraus resultiert eine geringere Flammentemperatur, welche eine Reduktion der Stickoxidemissionen zur Folge hat. Wird das zurückgeföhrte Abgas zusätzlich geköhlt, verstärkt sich dieser Effekt.
- Durch das zurückgeföhrte, verbrannte Gas wird die Sauerstoffkonzentration im Brennraum reduziert. Somit steht für die Bildung von NO<sub>x</sub> im Brennraum weniger Sauerstoff zur Verfügung.

Bei konstanter Einspritzmenge ist die Reduktion von Sauerstoff im Brennraum gleichbedeutend mit einer Absenkung des Verbrennungsluftverhältnisses im Abgas [56]. An den üblichen Applikationspunkten steigen dadurch die Rußemissionen an. Dabei ergibt sich, zusätzlich zu der bereits beschriebenen Problematik – dem Anstieg der Kohlenstoffdioxid-Emissionen (Abbildung 1.1) – ein weiterer Zielkonflikt.

Wie bereits erwähnt, ergibt sich aus dem beschriebenen Sachverhalt die Forderung nach einer präzisen Regelung und somit auch einer genauen Modellierung der Abgasrückföhrtrate, um so erhöhte Emissionen zu vermeiden.

Die Auswirkungen der AGR-Rate auf die Verbrennung werden genauer in Abschnitt 4.1 erläutert.



# Kapitel 3

## Bestimmung des Offsetfehlers und des Polytropenexponenten des Brennraumdrucksignals

Zunächst werden in diesem Kapitel bekannte Verfahren zur Berechnung des Offsetfehlers vorgestellt und deren Nachteile aufgezeigt. Der Hauptteil des Kapitels besteht aus der Beschreibung zweier Verfahren, welche den Offsetfehler und den Polytropenexponenten mit Hilfe eines Extended-Kalman-Filters (EKF) berechnen. Abschließend werden die Ergebnisse anhand von bestehenden Verfahren verglichen. Die Resultate des Kapitels wurden vorab in [46] veröffentlicht.

### 3.1 Grundlagen und bisherige Lösungsansätze

Wie bereits in Abschnitt 2.4 erwähnt, ist das gemessene Zylinderdrucksignal mit einem Offsetfehler behaftet. Dieser muss modellbasiert oder mit einem Referenzsensor bestimmt werden. Diese Berechnung sollte nach jeder Verbrennung erneut erfolgen, da der Nullpunktfehler signifikant von der mittleren Temperatur des Sensors abhängt [19].

Bei der Offsetkorrektur mittels Referenzsensor wird meistens ein Saugrohrdrucksensor verwendet. In [14] und [15] wird der gemessene Zylinderdruck mit dem Druck im Saugrohr verglichen und somit der Offsetfehler berechnet.

Der Einbau eines Referenzsensors ist mit zusätzlichen Kosten verbunden, daher ist die modellbasierte Bestimmung des Nullpunktfehlers geläufiger. Hierbei wird in den meisten Fällen der Zylinderdruck in der Kompressionsphase mit einem polytropen Verlauf modelliert, um den Wert des Offsetfehlers berechnen zu können. Wie in Kapitel 3.1.1 näher erläutert, erfolgt in [15], [34] und [44] die Berechnung des Nullpunktfehlers unter Verwendung eines konstant vorge-

gebenen Polytropenexponenten. Mit Hilfe der linearen Least-Squares-Methode und wiederum mit der Vorgabe eines konstanten Polytropenexponenten wurde in [29], [59], [58] und [74] der Offsetfehler bestimmt.

Der Polytropenexponent in der Kompressionsphase ist ein Maß für den Wandwärmeübergang während der Kompression. Da sich dieser Wärmeübergang während des Motorbetriebs ändert, ändert sich auch der Polytropenexponent. In [27] wurde daher vorgeschlagen, den Polytropenexponenten in Abhängigkeit der Kühlwassertemperatur zu modellieren und den Offsetfehler mit einem linearen Kalman-Filter zu bestimmen.

Aus physikalischer und signaltheoretischer Sicht ist es sinnvoll, den Offsetfehler unabhängig von einem vorgegebenen Polytropenexponenten zu berechnen (Kapitel 3.2). Verfahren, welche mit der polytropen Beziehung den Offsetfehler und den Polytropenexponenten schätzen, sind zum einen das Dreipunktverfahren nach Randolph [67] und eine nichtlineare Least-Squares-Methode nach Tunestål, Hedrick und Johansson [74]. Beide Methoden werden am Ende dieses Kapitels mit dem in dieser Arbeit entwickelten Verfahren verglichen.

Ein weiterer Weg zur Korrektur des Brennraumdruckes wurde in [9] vorgestellt. Hierbei wird ein modellbasierter Algorithmus auf Basis des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik aufgestellt und iterativ gelöst. Dieses Verfahren liefert genaue Werte, ist allerdings auch sehr rechenintensiv und momentan nicht für Echtzeitanwendungen geeignet. Es wird als Referenzmodell in dieser Arbeit benutzt (Anhang B.1).

### 3.1.1 Offsetkorrektur anhand eines vorgegebenen Polytropenexponenten

Bei der sogenannten „thermodynamischen Nulllinienbestimmung“ wird der Offsetfehler mit Hilfe der polytropen Zustandsänderung  $p \cdot V^n = \text{konst.}$  an zwei Messwerten  $p_m(\varphi)$  und  $p_m(\varphi + \Delta\varphi)$  aus dem Druckverlauf (Abbildung 3.1) berechnet [15], [34] und [44].

Der Polytropenexponent  $n$  wird dabei im Bereich von 100 °KW bis 65 °KW vor dem oberen Totpunkt der Kompressionsphase (ZOT) bei einer dieselmotorischen Verbrennung im Mittel als  $n = 1.37$  angenommen.

Dadurch ergibt sich, wie in Abschnitt 2.5.2 beschrieben, folgende Beziehung für den Zylinderdruck:

$$p_{\text{Zyl}}(\varphi + \Delta\varphi) = p_{\text{Zyl}}(\varphi) \cdot \left( \frac{V(\varphi)}{V(\varphi + \Delta\varphi)} \right)^n \quad (3.1)$$

Zwischen dem gemessenen Zylinderdruck  $p_m$  und dem absoluten Zylinderdruck  $p_{\text{Zyl}}$  besteht durch die relative Druckmessung folgende Beziehung:

$$p_m = p_{\text{Zyl}} + p_{\text{Offset}} \quad (3.2)$$

Dabei stellt  $p_{\text{Offset}}$  den Offsetfehler dar. Dieser wird in einem Zyklus als konstant angenommen, daher ist die Druckdifferenz  $\Delta p(\varphi)$  unabhängig von  $p_{\text{Offset}}$ :

$$\begin{aligned}\Delta p(\varphi) &= p_m(\varphi + \Delta\varphi) - p_m(\varphi) \\ &= p_{\text{Zyl}}(\varphi + \Delta\varphi) - p_{\text{Zyl}}(\varphi)\end{aligned}\quad (3.3)$$

Durch Einsetzen der polytropen Beziehung (3.1) in Gleichung (3.3) ergibt sich:

$$p_{\text{Zyl}}(\varphi) = \frac{\Delta p(\varphi)}{\left(\frac{V(\varphi)}{V(\varphi + \Delta\varphi)}\right)^n - 1}\quad (3.4)$$

Der Offsetfehler kann somit durch die Formeln (3.3) und (3.4) berechnet werden:

$$\begin{aligned}p_{\text{Offset}} &= p_m(\varphi) - p_{\text{Zyl}}(\varphi) \\ &= p_m(\varphi) - \frac{\Delta p(\varphi)}{\left(\frac{V(\varphi)}{V(\varphi + \Delta\varphi)}\right)^n - 1}\end{aligned}\quad (3.5)$$

Um Rauschprozesse und Schwingungen im Drucksignal auszugleichen, werden mehrere Messpunkte aus einer Kompressionsphase zur Berechnung des Druckoffsets herangezogen. Anschließend wird der Mittelwert berechnet.

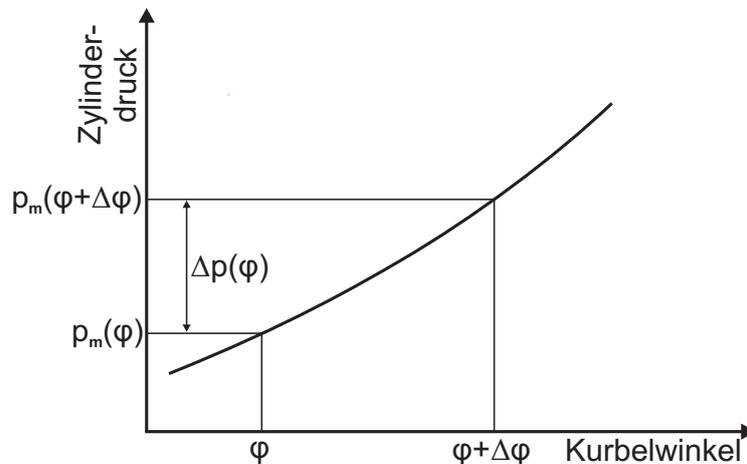


Abbildung 3.1: Druck- und Winkelwerte für die Offsetkorrektur

## 3.2 Offsetkorrektur und Bestimmung des Polytropenexponenten mittels Kalman-Filter

Um die Änderung des Polytropenexponenten während des Motorbetriebs mit zu berücksichtigen, wird in diesem Kapitel der Polytropenexponent zusätzlich zum Offsetfehler mitbestimmt. Da in der Kompressionsphase, je nach Abtastrate des Zylinderdrucksignals, eine Vielzahl von Druck-Volumen-Paaren

vorliegt ist es prinzipiell möglich, Offsetfehler und Polytropenexponent mit Gleichung (3.5) zu bestimmen. Dabei ergibt sich pro Druck-Volumen-Paar eine Gleichung mit zwei Unbekannten. Dieses nichtlineare Gleichungssystem wurde in [74], wie bereits erwähnt, mit einer nichtlinearen Least-Squares-Methode gelöst. In dem Dreipunktverfahren nach Randolph [67] wird Gleichung (3.5) jeweils an drei Punkten in der Kompressionsphase angewandt:

$$\frac{p_m(\varphi + \Delta\varphi) - p_m(\varphi)}{\left(\frac{V(\varphi)}{V(\varphi + \Delta\varphi)}\right)^n - 1} = \frac{p_m(\varphi + 2 \cdot \Delta\varphi) - p_m(\varphi)}{\left(\frac{V(\varphi)}{V(\varphi + 2 \cdot \Delta\varphi)}\right)^n - 1} \quad (3.6)$$

Die Auflösung des mathematischen Zusammenhanges (3.6) nach dem Polytropenexponenten  $n$  ist nicht möglich. Daher muss dieser Ausdruck in die Form  $n = f(n)$  gebracht und iterativ gelöst werden. Um den Einfluss von Störungen im Zylinderdrucksignal zu minimieren, werden möglichst viele Druck-Volumen-Tripel verwendet und die sich daraus ergebenden Polytropenexponenten anschließend gemittelt. Zur Berechnung des Offsetfehlers wird der resultierende gemittelte Polytropenexponent anschließend in Gleichung (3.5) eingesetzt.

Die in Anhang A beschriebene Theorie des Kalman-Filters wird in den nächsten zwei Unterpunkten auf das beschriebene Problem der Nulllinienfindung und Bestimmung des Polytropenexponenten angewandt. Im ersten Unterpunkt 3.2.1 werden die Zustandsraumgleichungen für ein Extended-Kalman-Filter präsentiert. Anschließend erfolgt die Erweiterung dieses Modells in Abschnitt 3.2.2 mit einem Markov-2-Prozess.

### 3.2.1 Anwendung des EKF

Das nichtlineare Gauß-Markov-Modell zur Beschreibung von Offsetfehler und Polytropenexponent ist in der Zustandsraumdarstellung (3.7) bis (3.10) beschrieben:

$$x_1(\varphi + \Delta\varphi) = x_1(\varphi) \cdot \left(\frac{V(\varphi)}{V(\varphi + \Delta\varphi)}\right)^{x_3(\varphi)} + w_1(\varphi) \quad (3.7)$$

$$x_2(\varphi + \Delta\varphi) = x_2(\varphi) + w_2(\varphi) \quad (3.8)$$

$$x_3(\varphi + \Delta\varphi) = x_3(\varphi) + w_3(\varphi) \quad (3.9)$$

$$y(\varphi) = x_1(\varphi) + x_2(\varphi) + v(\varphi) \quad (3.10)$$

Erläuterung der Abkürzungen:

$x_1$	$=$	$p_{\text{Zyl}}$	$\hat{=}$	Absoluter Zylinderdruck [bar]
$x_2$	$=$	$p_{\text{Offset}}$	$\hat{=}$	Offsetfehler [bar]
$x_3$	$=$	$n$	$\hat{=}$	Polytropenexponent [-]
$y$	$=$	$p_m$	$\hat{=}$	Gemessener Zylinderdruck [bar]

Wie in Abschnitt 3.1.1 erläutert, wird der absolute Zylinderdruck  $p_{\text{Zyl}}$  mit der Polytropenbeziehung (3.7) modelliert. Der Offsetfehler  $p_{\text{Offset}}$  und Polytropenexponent  $n$  werden als stochastische Konstanten mit einem Gauß-Markov-Prozess erster Ordnung in den Zustandsgleichungen (3.8) und (3.9) beschrieben. Der gemessene Zylinderdruck  $p_m$  setzt sich aus einer Addition von absolutem Zylinderdruck und dem Offsetfehler zusammen, siehe Gleichung (3.10). Prozessrauschen  $\underline{w}(\varphi)$  und Messrauschen  $v(\varphi)$  des Systems werden mit weißem, gaußverteilten Rauschen modelliert. Daher können beide Rauschprozesse, wie in [52] ausgeführt, eindeutig durch das erste und zweite zentrale Moment beschrieben werden:

$$E\{\underline{w}(\varphi)\} = \underline{0} \quad (3.11)$$

$$E\{\underline{w}(\varphi) \cdot \underline{w}(j)^T\} = Q \cdot \delta(\varphi, j) \quad (3.12)$$

$$E\{v(\varphi)\} = 0 \quad (3.13)$$

$$E\{v(\varphi) \cdot v(j)^T\} = R \cdot \delta(\varphi, j) \quad (3.14)$$

Da die Rauschprozesse  $w_1(\varphi)$ ,  $w_2(\varphi)$  und  $w_3(\varphi)$  unabhängig voneinander sind ist die Kovarianzmatrix  $Q$  eine Diagonalmatrix:

$$Q = \begin{bmatrix} q_{11} & 0 & 0 \\ 0 & q_{22} & 0 \\ 0 & 0 & q_{33} \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Die Terme der Matrix beschreiben Unsicherheiten und Ungenauigkeiten in der Modellierung, siehe [53]. So berücksichtigt zum Beispiel der Parameter  $q_{11}$ , dass der Prozess im Zylinder nur näherungsweise ein polytroper Prozess ist. Dies kann zum Beispiel durch Blow-by-Verluste in der Kompressionsphase auftreten. Da das System nur eine Ausgangsgröße besitzt, ist die Kovarianz des Messrauschens  $R$  ein Skalar. Dieser ergibt sich aus dem Rauschen des gemessenen Zylinderdrucksignals. Durch die Variation der Kovarianz  $R$  kann somit auch der Zylinderdruck in der Kompressionsphase unterschiedlich stark gefiltert werden.

Zur Bestimmung der Zustände des Zustandsraummodells (3.7) - (3.10) werden die im Anhang A beschriebenen Kalman-Filter-Gleichungen benutzt. Zusätzlich zu den bereits erwähnten Größen benötigt man für diese Schätzung weiterhin den Ausgangsvektor, die Jacobi-Matrix des Systems und die Startwerte für das Kalman-Filter. Der Ausgangsvektor  $C$  und die Jacobi-Matrix  $A(\varphi)$  stellen sich wie folgt dar:

$$C = [ 1 \quad 1 \quad 0 ] \quad (3.16)$$

$$A(\varphi) = \begin{bmatrix} \Omega(\varphi)^{x_3(\varphi)} & 0 & x_1(\varphi) \cdot \Omega(\varphi)^{x_3(\varphi)} \cdot \ln(\Omega(\varphi)) \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

mit:

$$\Omega(\varphi) = \left( \frac{V(\varphi)}{V(\varphi + \Delta\varphi)} \right)$$

### 3.2.1.1 Bestimmung der Startwerte für das Kalman-Filter

Wie in Anhang A näher erläutert, besteht der Kalman-Filteralgorithmus aus einer Prädiktionsgleichung (time update) und einer Messwertinterpolation (measurement update). Als Startwerte für die Prädiktionsgleichungen (A.6)-(A.7) benötigt man einen Mittelwert  $\hat{x}_0^+$  für jeden Zustand und eine Kovarianzmatrix  $P_0^+$  des Systems. Da der tatsächliche Wert eines Zustandes vor Beginn der Schätzung nicht bekannt ist, kann lediglich ein Bereich festgelegt werden, in dem der Zustand liegen kann. Die Wahrscheinlichkeitsdichte wird dabei in diesem Bereich als konstant angenommen. Somit können die Anfangswerte der Kovarianzmatrix mit Hilfe der Formel zur Berechnung der Varianz einer stetigen Gleichverteilung (Herleitung siehe Anhang C) bestimmt werden:

$$\mathbb{V}(X) = \frac{\Delta^2}{12} \quad (3.18)$$

Der Parameter  $\Delta$  beschreibt dabei den Bereich, in dem der Zustand liegen kann. Im vorliegenden Fall wird für den Offsetfehler angenommen, dass er im Bereich von  $\pm 0.5$  bar liegt. Somit ergibt sich für die initiale Schätzung von Offsetfehler und absolutem Zylinderdruck ein  $\Delta = 1$ . Dieser Bereich ist für die beiden Zustände gleich groß, da der absolute Zylinderdruck ebenfalls mit dem Fehler des Druckoffsets behaftet ist. Für den Polytropenexponenten wird erwartet, dass dieser im Bereich  $n = 1.3 \dots 1.4$  liegt. Somit wird hier ein Wert  $\Delta = 0.1$  angenommen. Demnach kann die Fehlerkovarianzmatrix  $P^+(0)$  mit folgenden Startwerten aufgestellt werden:

$$P^+(0) = \begin{bmatrix} \frac{1^2}{12} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1^2}{12} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{0.1^2}{12} \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

Die Anfangsmittelwerte  $\hat{x}_0^+$  ergeben sich aus dem arithmetischen Mittel der Bereichsgrenzen, in denen der jeweilige Zustand liegen kann. Der initiale Offsetfehler wird als Null angenommen, dadurch ergibt sich, dass der Startwert für den absoluten Zylinderdruck gleich dem gemessenen Zylinderdruck ist. Für den Polytropenexponenten wird ein mittlerer Wert von  $n = 1.35$  angenommen.

### 3.2.2 Anwendung des EKF mit Markov-2-Prozess

Bei dem zuvor vorgestellten Extended-Kalman-Filter wird der Polytropenexponent als stochastische Konstante mit einem Markov-Prozess erster Ordnung modelliert. Dies bedeutet, dass der Polytropenexponent von Zyklus zu Zyklus variieren kann, jedoch innerhalb eines Zyklus als ideal stochastisch konstant (mit weißem Rauschen modelliert) angenommen wird. Bei Verbrennungsmotoren ist der Wandwärmeübergang in der Kompressionsphase jedoch nicht konstant [55] und dadurch ändert sich auch der Polytropenexponent. Diese

Veränderung des Polytropenexponenten kann jedoch nicht angemessen mit einem weißen Rauschen modelliert werden. Im Folgenden wird das Filter daher mit einem Markov-Prozess zweiter Ordnung erweitert. Zum besseren Verständnis sind im Anhang A Markov-Prozesse erster und zweiter Ordnung näher erläutert.

Bei der Erweiterung des Kalman-Filters wird mit Hilfe eines zusätzlichen Parameters  $x_4$  die Änderung des Polytropenexponenten über den Kurbelwinkel mitgeschätzt. Somit ist es möglich, einen über die Kompressionsphase variablen Polytropenexponenten genauer zu bestimmen. Durch die Erweiterung wird folgendes Zustandsraummodell aufgestellt:

$$x_1(\varphi + \Delta\varphi) = x_1(\varphi) \cdot \left( \frac{V(\varphi)}{V(\varphi + \Delta\varphi)} \right)^{x_3(\varphi)} + w_1(\varphi) \quad (3.20)$$

$$x_2(\varphi + \Delta\varphi) = x_2(\varphi) + w_2(\varphi) \quad (3.21)$$

$$x_3(\varphi + \Delta\varphi) = x_3(\varphi) + T \cdot x_4(\varphi) + w_3(\varphi) \quad (3.22)$$

$$x_4(\varphi + \Delta\varphi) = x_4(\varphi) + w_4(\varphi) \quad (3.23)$$

$$y(\varphi) = x_1(\varphi) + x_2(\varphi) + v(\varphi) \quad (3.24)$$

Erläuterung der Abkürzungen:

$x_1$	$= p_{\text{Zyl}}$	$\hat{=}$	Absoluter Zylinderdruck [bar]
$x_2$	$= p_{\text{Offset}}$	$\hat{=}$	Offsetfehler [bar]
$x_3$	$= n$	$\hat{=}$	Polytropenexponent [-]
$x_4$	$= \frac{\Delta n}{\Delta\varphi}$	$\hat{=}$	Gradient des Polytropenexponenten [1/°KW]
$y$	$= p_m$	$\hat{=}$	Gemessener Zylinderdruck [bar]

Der Parameter  $T$  beinhaltet die Abtastrate des gemessenen Zylinderdrucksignals. Die in diesem Kapitel präsentierten Ergebnisse wurden mit einer Abtastrate des gemessenen Zylinderdrucksignals von  $T = 0.1[^\circ\text{KW}]$  erzielt.

Die Zustandsübergangsmatrix  $A$  erhält man aus der Jacobi-Matrix der Zustandsgleichungen (3.20–3.23):

$$A(\varphi) = \begin{bmatrix} \Omega(\varphi)^{x_3(\varphi)} & 0 & x_1(\varphi) \cdot \Omega(\varphi)^{x_3(\varphi)} \cdot \ln(\Omega(\varphi)) & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & T \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

Die Beobachtungsmatrix  $C$  lässt sich nach Gleichung (3.24) wie folgt aufstellen:

$$C = [ 1 \quad 1 \quad 0 \quad 0 ] \quad (3.26)$$

Für die initialen Werte der Kovarianz und der Mittelwerte von absolutem Zylinderdruck, Offsetfehler und Polytropenexponent werden die berechneten

Größen aus Abschnitt 3.2.1.1 verwendet. Im Bereich zwischen  $\varphi = -100 \dots 0$  °KW bezüglich ZOT wird eine Änderung des Polytropenexponenten von  $n = 1.4$  bis  $n = 1.3$  angenommen. Somit ergibt sich für den Anfangswert des Gradienten:

$$x_4 = \frac{\Delta n}{\Delta \varphi} = \frac{0.1}{100^\circ\text{KW}} = 0.001 \left[ \frac{1}{^\circ\text{KW}} \right] \quad (3.27)$$

Der Bereich, in welchem der Gradient des Polytropenexponenten liegen kann, wird ebenfalls mit  $\Delta = 0.1$  angenommen. Der Startwert der Varianz ergibt sich aus Gleichung (3.28):

$$\mathbb{V}(X) = \frac{\Delta^2}{12} = \frac{0.001^2}{12} \quad (3.28)$$

Die Fehlerkovarianzmatrix  $P^+(0)$  wird demnach mit den folgenden Startwerten aufgestellt:

$$P^+(0) = \begin{bmatrix} \frac{1^2}{12} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1^2}{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{0.1^2}{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{0.001^2}{12} \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

Da das Prozessrauschen  $\underline{w}(\varphi)$  auch hier stochastisch unabhängig ist, ergibt sich für die Prozessrausch-Kovarianzmatrix  $Q$  folgende Diagonalmatrix:

$$Q = \begin{bmatrix} q_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & q_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & q_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & q_{44} \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

### 3.3 Vergleich und Bewertung der Verfahren

Die Schätzung von Offsetfehler und Polytropenexponent wurde mit den folgenden Methoden durchgeführt: dem Extended-Kalman-Filter (Kapitel 3.2.1), dem Extended-Kalman-Filter mit Markov-2-Prozess (Kapitel 3.2.2), der nicht-linearen Least-Squares-Methode nach Tunestål, et al. [74] bzw. [73] und dem Dreipunktverfahren nach Randolph [67]. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser vier Verfahren miteinander verglichen. In Abschnitt 3.3.1 werden die Methoden mit künstlich generierten Druckverläufen getestet und in Abschnitt 3.3.2 mit realen Messdaten. Die Verfahren werden auf das Zylinderdrucksignal im Bereich von  $-90$  °KW bis  $-25$  °KW vor ZOT angewandt.

#### 3.3.1 Test der Algorithmen mit synthetischen Daten

Die synthetischen Daten wurden mit der polytropen Zustandsänderung, siehe Gleichung (3.1), einem konstanten Offsetfehler  $p_{\text{Offset}}$  und mit einem Mess-

rauschen  $v(\varphi)$  generiert, Gleichung (3.31):

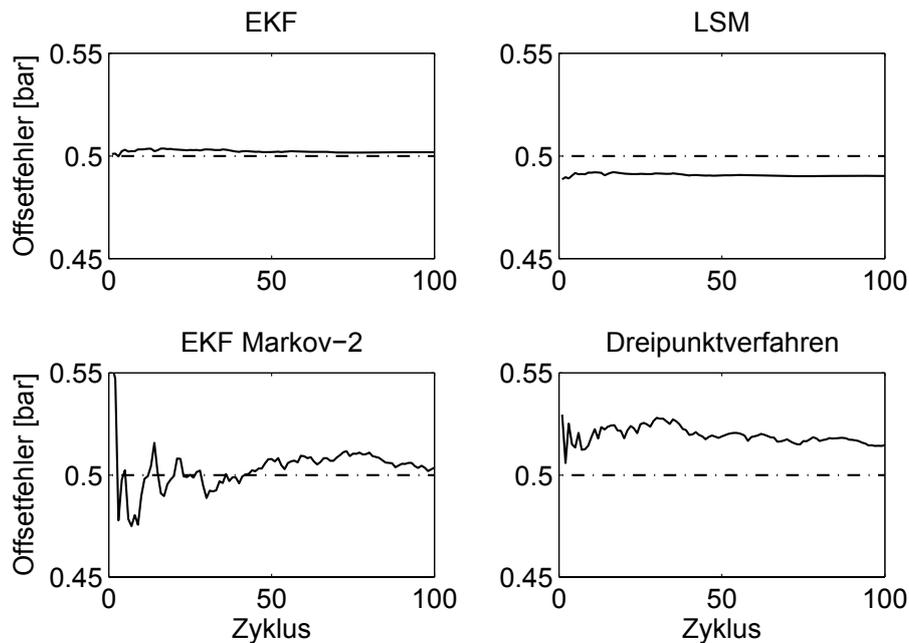
$$p_m(\varphi) = p_{Zyl}(\varphi) + p_{\text{Offset}} + v(\varphi) \quad (3.31)$$

$$\text{mit: } p_{Zyl}(\varphi + \Delta\varphi) = p_{Zyl}(\varphi) \cdot \Omega(\varphi)^n$$

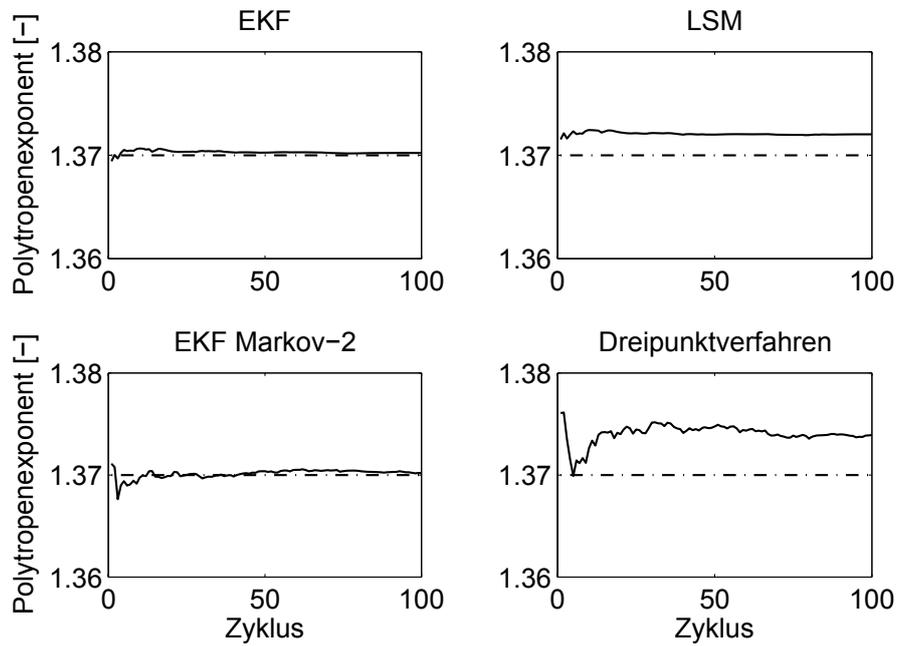
Die Werte für die Simulation wurden wie folgt angenommen:

$$\begin{aligned} p_{\text{Offset}} &= 0.5 \text{ bar} \\ p_{Zyl}(\varphi \hat{=} -90^\circ \text{KW}) &= 2 \text{ bar} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Der Rauschprozess  $v(\varphi)$  ist als mittelwertfreier und gaußverteilter Prozess mit einer Standardabweichung von  $\sigma \approx 0.03$  bar definiert. Als Erstes wird der Polytropenexponent mit dem Wert  $n = 1.37$  angenommen. Im nächsten Schritt ändert dieser sich linear von  $n = 1.4$  bis  $n = 1.34$ . Im Falle des konstanten Polytropenexponenten wurden 100 Zyklen der Kompressionsphase modelliert. Bei Verwendung des variablen Polytropenexponenten wird die Identifikation an einem Zyklus demonstriert. Die Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen den geschätzten Offsetfehler und Polytropenexponenten über 100 Zyklen bei Verwendung von synthetischen Daten, welche mit einem konstanten Polytropenexponenten erzeugt wurden. Die gestrichelten Linien zeigen die realen Werte und die durchgezogene Linie die Schätzung der Zustände. Wie leicht zu erkennen ist, erzielen die zwei Kalman-Filter die präziseren Ergebnisse. Das Kalman-Filter mit Markov-2-Prozess benötigt eine längere Einschwingdauer als das Filter mit Markov-Prozess erster Ordnung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Kalman-Filter mit Markov-2-Prozess zusätzlich zu den gesuchten Zuständen  $x_1$  bis  $x_3$  die Änderung des Polytropenexponenten  $x_4$  mitberechnet.

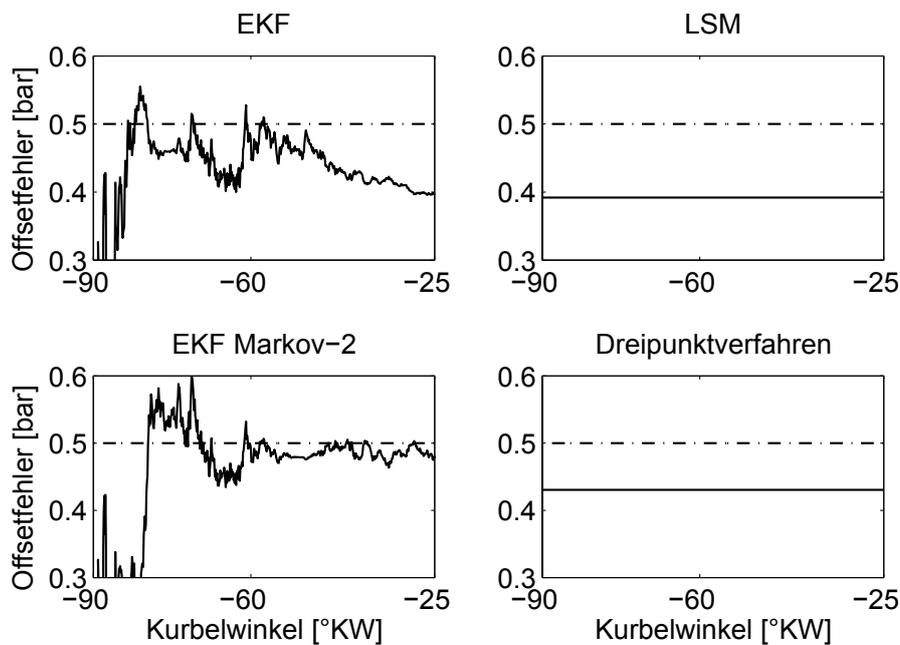


**Abbildung 3.2:** Geschätzter Offsetfehler von synthetischen Daten, welche mit konstantem Polytropenexponenten erstellt wurden



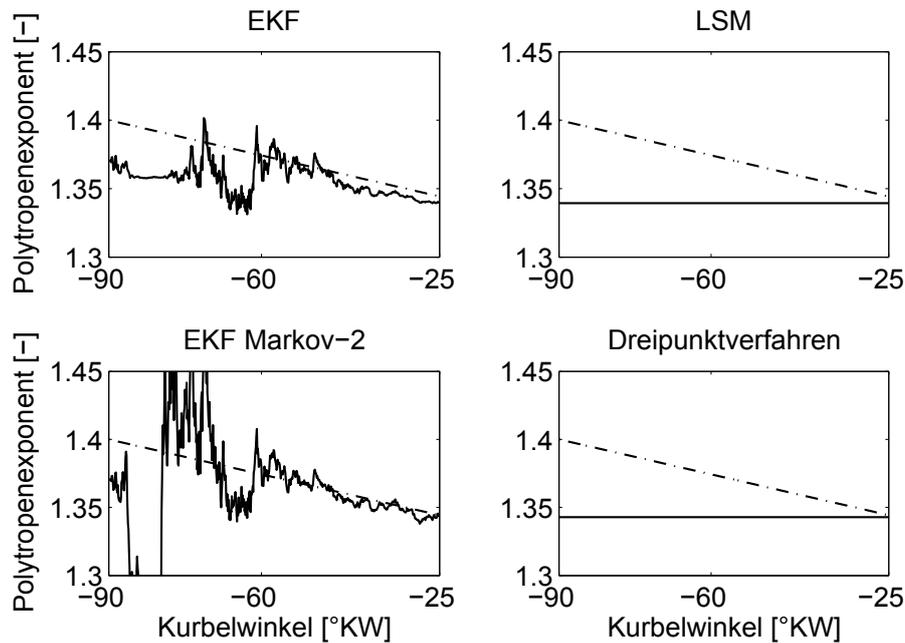
**Abbildung 3.3:** Geschätzter Polytropenexponent von synthetischen Daten, welche mit einem konstanten Polytropenexponenten erstellt wurden

Unter Verwendung eines variablen Polytropenexponenten zeigt nur das Extended-Kalman-Filter mit Markov-2-Prozess zufriedenstellende Ergebnisse (Abbildungen 3.4 und 3.5). Da die Least-Squares-Methode (LSM) und das Dreipunkt-



**Abbildung 3.4:** Geschätzter Offsetfehler von synthetischen Daten, welche mit einem variablen Polytropenexponenten erstellt wurden

verfahren nur einen Wert pro Zyklus liefern, sind die Ergebnisse in den Abbildungen 3.4 und 3.5 mit einer Linie dargestellt. Das Extended-Kalman-Filter (EKF), die LSM und das Dreipunktverfahren haben immer stationäre Unterschiede bei der Schätzung des Offsetfehlers zur Referenz (Abbildung 3.4). Die Werte von realem und geschätztem Polytropenexponenten sind beim Kurbelwinkel  $\varphi = -25$  °KW bei allen vier Verfahren ungefähr gleich. Der Offsetfehler und der sich verändernde Bereich des Polytropenexponenten können allerdings nur vom EKF mit Markov-2-Prozess präzise geschätzt werden.

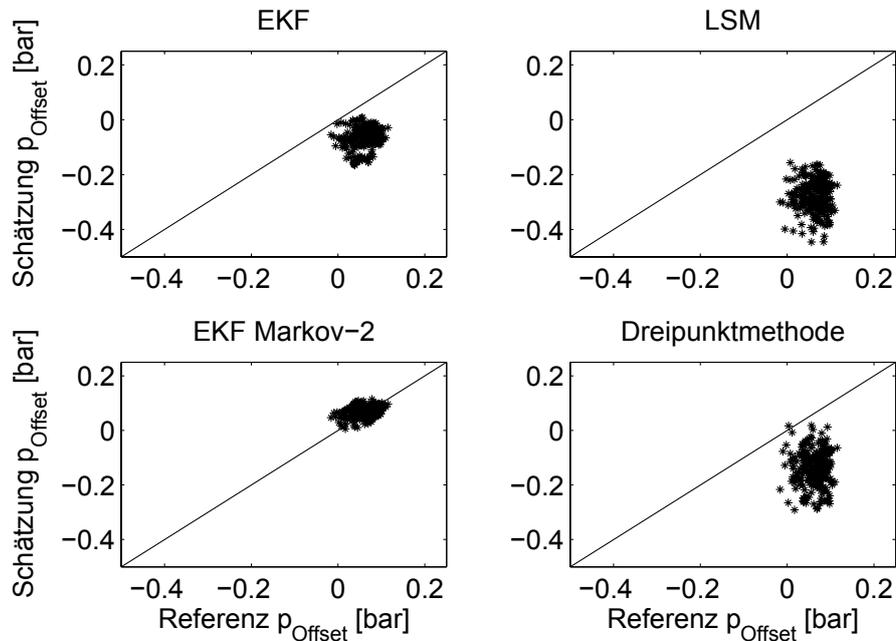


**Abbildung 3.5:** Geschätzter Polytropenexponent von synthetischen Daten, welche mit einem variablen Polytropenexponent erstellt wurden

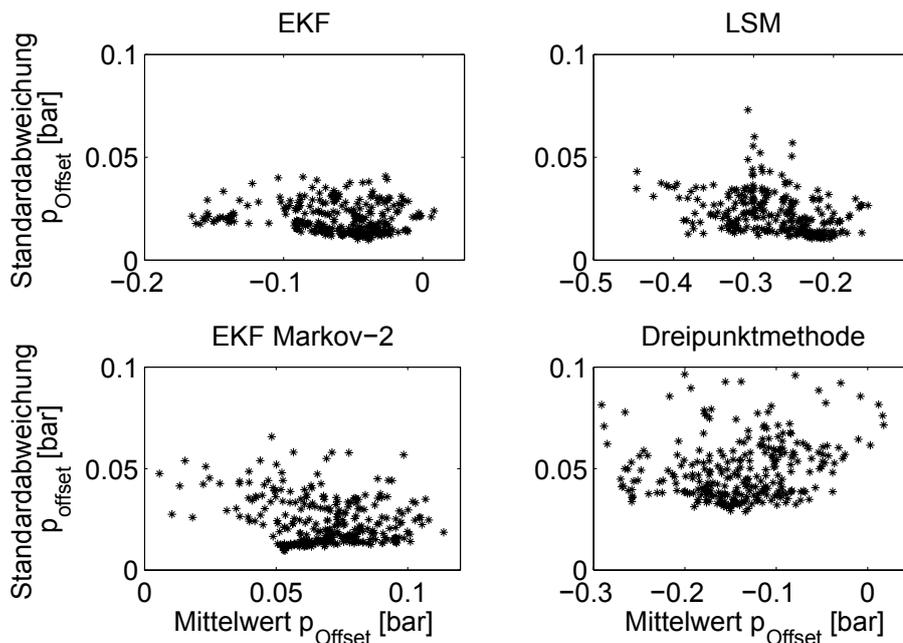
### 3.3.2 Test der Algorithmen mit Messdaten

Die Messdaten, an denen die Algorithmen getestet wurden, stammen aus 275 verschiedenen Betriebspunkten, welche das komplette Kennfeld des verwendeten Dieselmotors abdecken. Die Berechnung der gesuchten Zustände fand an jeweils 100 Zyklen eines Betriebspunktes statt. Angesichts der nicht direkt messbaren Zustandsgrößen wurde, wie bereits erwähnt, ein nicht echtzeitfähiges Modell zur Referenzwertberechnung genutzt (Anhang B.1). Aufgrund von stochastischen Variationen im Zylinderdrucksignal ist es nur schwer möglich, eine exakte Referenz für einen bestimmten Kurbelwinkel auszurechnen. Daher werden die Referenzwerte über einen bestimmten Bereich der Kompressionsphase gemittelt. Da das verwendete Kalman-Filter mit Markov-2-Prozess eine Einschwingdauer von ca. 30 °KW benötigt (Abbildung 3.5), wird der Bereich von -60 °KW bis -25 °KW vor ZOT zur Referenzwertberechnung benutzt. Um

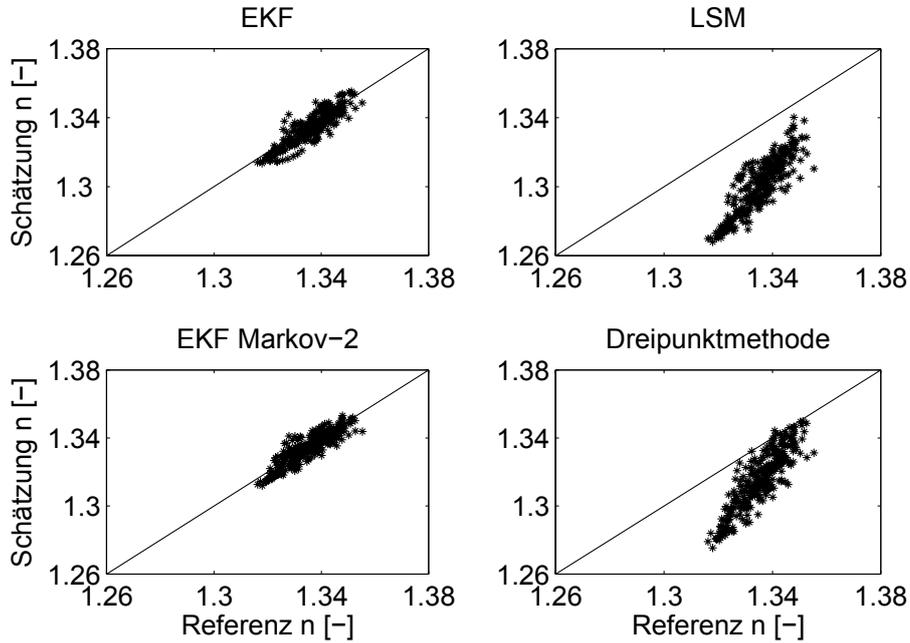
einen möglichst guten Vergleich zwischen Referenz und Schätzung zu bekommen, wurden die Referenzwerte und die geschätzten Werte in diesem Bereich gemittelt. In den Abbildungen 3.6 und 3.8 sind die Mittelwerte von Offsetfehler und Polytropenexponent über 100 Zyklen dargestellt. Um die Streuung der



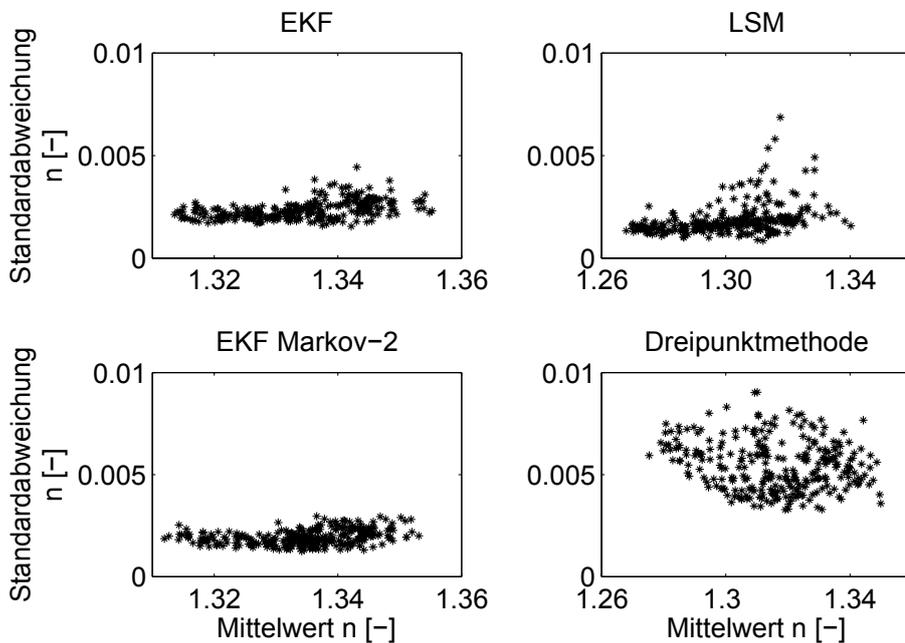
**Abbildung 3.6:** Geschätzter Offsetfehler von Messdaten, Mittelung über 100 Zyklen



**Abbildung 3.7:** Standardabweichung des Offsetfehlers über den einzelnen Mittelwerten des Offsetfehlers



**Abbildung 3.8:** Geschätzter Polytropenexponent  $n$  von Messdaten, Mittelung über 100 Zyklen



**Abbildung 3.9:** Standardabweichung des Polytropenexponenten über den einzelnen Mittelwerten des Polytropenexponenten

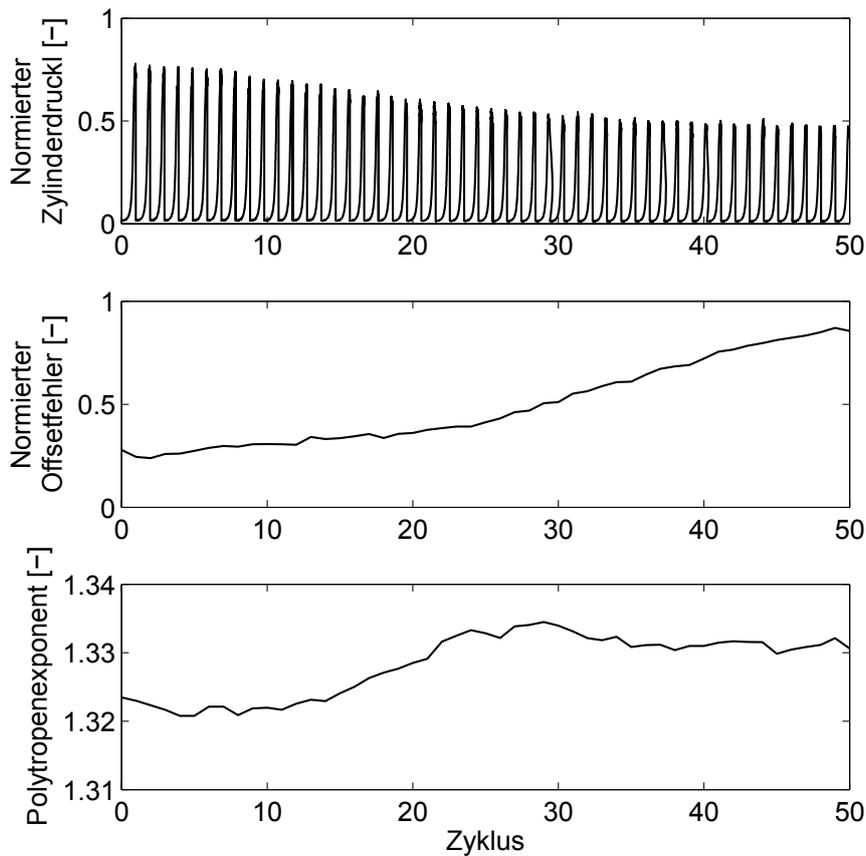
Schätzergebnisse von Zyklus zu Zyklus beurteilen zu können, sind in den Abbildungen 3.7 und 3.9 die Standardabweichungen der einzelnen Mittelwerte

abgebildet. Da gleiche Mittelwerte des Offsetfehlers und des Polytropenexponenten mehrmals in den Messdaten vorkommen, sind in den Grafiken mehrere Standardabweichungen pro Mittelwert dargestellt.

Die Ergebnisse zeigen, dass das EKF, welches ein Markov-2-Prozess nutzt, die besten Übereinstimmungen mit der Referenz besitzt. Die Standardabweichung, welche hier die Streuung von Zyklus zu Zyklus beschreibt, ist unter Verwendung der beiden Kalman-Filter am niedrigsten.

### 3.4 Implementierung im Fahrzeug

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, liefert das Extended-Kalman-Filter mit Markov-2-Prozess die genauesten Ergebnisse. Dieser Algorithmus wurde auf dem Rapid-Prototyping-System FI<sup>2</sup>RE, siehe [66], implementiert. Abbildung 3.10 zeigt die Ergebnisse der Berechnung des Offsetfehlers und des



**Abbildung 3.10:** Geschätzter Offsetfehler und Polytropenexponent im Fahrzeugbetrieb

Polytropenexponenten in instationären Betriebspunkten im Fahrzeug. Die Aufnahme des Zylinderdrucksignals fand, wie auch im letzten Abschnitt, mit einer Abtastrate von 0.1 °KW statt. Um stochastische Schwankungen von Zyklus zu Zyklus zu minimieren, wurde der Polytropenexponent in Abbildung 3.10 über 3 Zyklen gemittelt. Wie leicht zu erkennen ist, kann mit dem EKF mit Markov-2-Prozess in instationären Betriebspunkten die Veränderung des Offsetfehlers und des Polytropenexponenten berechnet werden.

## 3.5 Zusammenfassung

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Vergleich folgender vier Verfahren zur Berechnung des Offsetfehlers und des Polytropenexponenten: der nichtlinearen Least-Squares-Methode nach Tunestål, et al. [74], dem Dreipunktverfahren nach Randolph [67] und zwei Extended-Kalman-Filter. Im Vergleich zu herkömmlichen Verfahren der Offsetfehlerkorrektur gehen diese Verfahren von einem unbekanntem Polytropenexponenten aus.

In Abschnitt 3.2.1 wird ein Extended-Kalman-Filter zur Bestimmung von Offsetfehler und Polytropenexponenten vorgeschlagen, welches ein Gauß-Markov-Modell für den Polytropenexponenten annimmt. Dieses Modell für den Polytropenexponenten wird in Abschnitt 3.2.2 um einen Markov-Prozess zweiter Ordnung erweitert. Das EKF, welches diesen Markov-2-Prozess nutzt, zeigt deutliche Vorteile in der Genauigkeit der Schätzung im Vergleich zu den drei anderen Verfahren.

Das Kalman-Filter berechnet nicht nur die gesuchten Offsetfehler und Polytropenexponenten, es filtert auch den absoluten Zylinderdruck während der Kompressionsphase. Da die nachfolgend beschriebenen Ansätze aber auch den absoluten Zylinderdruck während der Verbrennung benötigen, ist eine weitere Filterung des Zylinderdrucksignals nötig.

Wie gezeigt wurde, ist es möglich, den Algorithmus in Echtzeit auf aktuellen Rapid-Prototyping-Systemen zu berechnen. Die meiste Rechenzeit benötigt dabei der Term  $\Omega(\varphi)^{n(\varphi)}$ ; zur Rechenzeitoptimierung kann dieser jedoch in einem Kennfeld abgelegt werden.

Das vom Offsetfehler korrigierte Zylinderdrucksignal wird in Kapitel 4 und Kapitel 5 zur Bestimmung von Abgasrückführrate und Gesamtmasse im Zylinder benutzt. Der Polytropenexponent wird für die im Abschnitt 2.5.5 beschriebene Schätzung des Heizverlaufs benötigt.



# Kapitel 4

## Empirische Modellierung der Abgasrückföhrtrate (AGR-Rate)

In diesem Kapitel werden zunächst ganz allgemein die Auswirkungen der Abgasrückföhrung auf den Verbrennungsprozess bei Dieselmotoren erläutert. Anhand von diesen Auswirkungen werden Merkmale aus dem Heizverlauf ermittelt, welche eine gute Korrelation mit der AGR-Rate zeigen. Diese Merkmale dienen als Messgrößen für ein empirisches Zustandsraummodell. Am Ende dieses Kapitels wird das gegebene Beobachtungsproblem mit Hilfe eines Extended-Kalman-Filters gelöst. Die Modellierung der Abgasrückföhrtrate anhand der gefundenen Merkmale wurde vorab in [45] veröffentlicht.

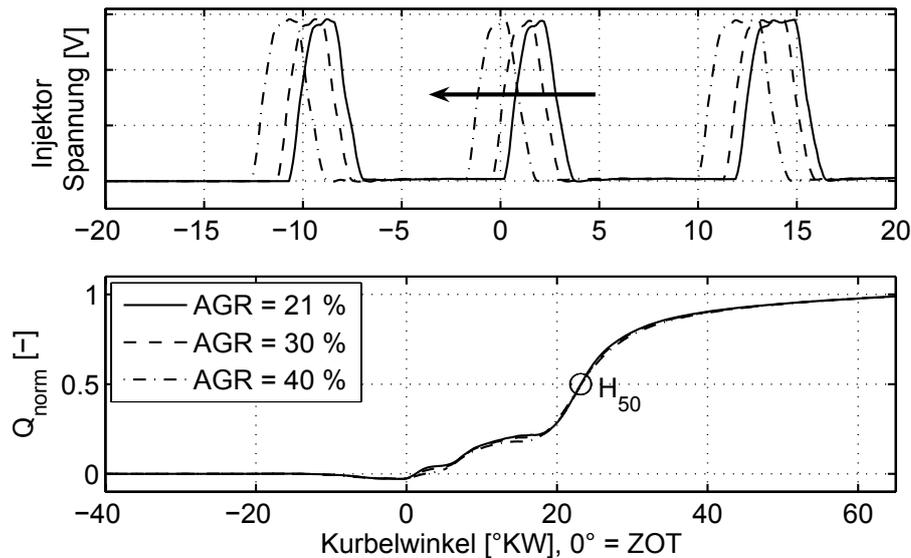
### 4.1 Auswirkungen der Abgasrückföhrung

Wie bereits in Abschnitt 2.6 erläutert, sinkt mit zunehmender AGR-Rate die Verbrennungstemperatur und die Sauerstoffkonzentration im Brennraum. Dies führt bei einer Standard-Verbrennung<sup>1</sup> in der Regel zur Verlangsamung der chemischen Reaktionsrate. Dadurch wird im Allgemeinen der Zündverzug der Verbrennung vergrößert. In Abbildung 4.1 ist die schrittweise Erhöhung der Abgasrückföhrtrate in einem Betriebspunkt zu sehen. Der 50%-Umsatzpunkt des Heizverlaufs ( $H_{50}$ ) ist bei den abgebildeten Heizverläufen konstant, daher verschiebt sich das Einspritzprofil bei Erhöhung der AGR-Rate zu früheren Kurbelwinkelwerten, was einer Zunahme des Zündverzuges entspricht. Allerdings ist die Gastemperatur im Zylinder unmittelbar vor der Zündung mit Abgasrückföhrung oftmals höher als bei geschlossenem AGR-Ventil, wodurch sich dieser Effekt relativieren kann. So wird zum Beispiel in [4] kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Zündverzug und der AGR-Rate festgestellt. Durch die erhöhte Gastemperatur kurz vor der Zündung kann es sogar zur Verkleine-

---

<sup>1</sup> Ist hier definiert als eine Verbrennung mit einer oder mehreren Voreinspritzungen, mit Vormisch- und Diffusionsverbrennung.

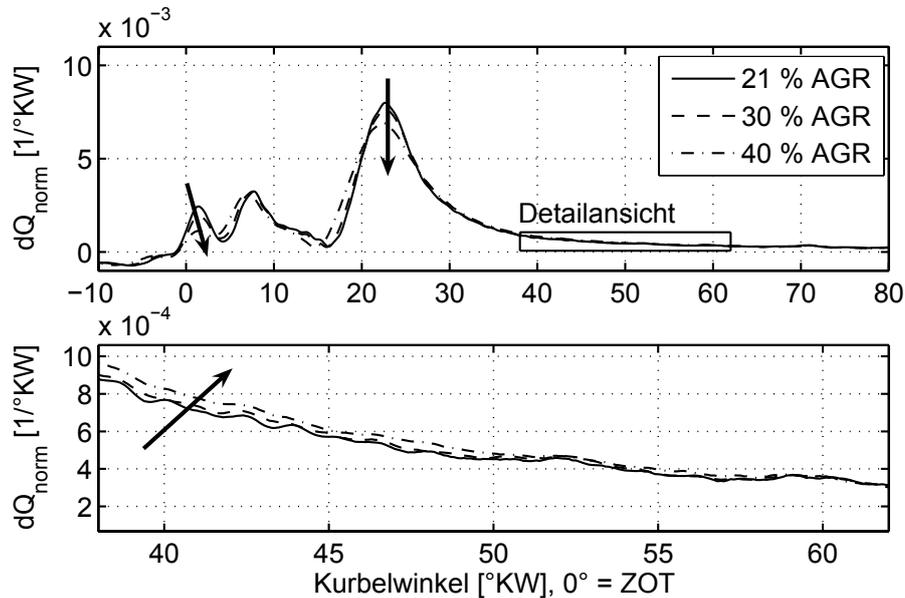
zung des Zündverzuges bei steigenden AGR-Raten kommen, siehe [41]. Dieser Effekt wird maßgeblich durch den Kühler in der Abgasrückföhrleitung beeinflusst. Der in dieser Arbeit verwendete Dieselmotor weist eine gute Abhängigkeit zwischen AGR-Rate und Zündverzug auf. Somit bildet der Zündverzug die Grundlage des 1. Merkmals.



**Abbildung 4.1:** Einspritzposition und normierter Summenheizverlauf (Der Pfeil kennzeichnet qualitative und quantitative Auswirkungen einer Erhöhung der AGR-Rate.)

Aufgrund der reduzierten Reaktionsrate von Sauerstoff und Kraftstoff bei Erhöhung der Abgasrückföhrrate wird der Umsatz der Vormischverbrennung ebenfalls verringert (siehe Abbildung 4.2). Durch den Anstieg des Zündverzuges aufgrund der Abgasrückföhrung hat jedoch das Kraftstoff-Luft-Abgas-Gemisch mehr Zeit, sich homogen zu vermischen. Dies kann den Umsatz der Vormischverbrennung erhöhen [50]. Physikalisch ähnelt ein solcher Betriebspunkt dem HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition)-Betrieb. Da dieser bei dem untersuchten Motor nicht vorkommt, kann hier prinzipiell davon ausgegangen werden, dass der Umsatz der Vormischverbrennung durch die Erhöhung der AGR-Rate sinkt. Dieser Effekt dient der Definition des 2. Merkmals.

Die Verzögerung der chemischen Reaktionsrate aufgrund der AGR föhrt im Normalfall zu einer Verschiebung der Diffusionsverbrennung zu späteren Kurbelwinkelwerten. Wie in [7] beschrieben, entsteht dadurch ein stärkerer Verbrennungsumsatz im Ausbrand (siehe hierzu die Detailansicht in Abbildung 4.2). Dadurch ergibt sich eine Modellierungsmöglichkeit für das 3. Merkmal.



**Abbildung 4.2:** Normierter Heizverlauf (Die Pfeile kennzeichnen qualitative und quantitative Auswirkungen einer Erhöhung der AGR-Rate.)

## 4.2 Definition der Merkmale

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde, hat die Abgasrückführung beim untersuchten Motor drei maßgebliche Einflüsse auf die Verbrennung und somit auf den Heizverlauf. Diese drei Einflüsse werden im Folgenden benutzt, um Merkmale aus dem Heizverlauf zu definieren, welche eine gute Abhängigkeit mit der AGR-Rate zeigen. Der hierfür benötigte Heizverlauf wird nach einer Berechnung von Rassweiler/Withrow ermittelt [68] (Abschnitt 2.5.5). Die drei Merkmale umfassen:

1. Den Zünd- bzw. Brennverzug (Ignition Delay  $ID$ ): Dieses Merkmal bezeichnet das Kurbelwinkelintervall zwischen dem Start der Haupteinspritzung und einem noch zu bestimmenden Umsatzpunkt des Heizverlaufs.
2. Die Rate der Vormischverbrennung (Premixed Combustion Ratio  $PMC$ ): Die  $PMC$  ist als Fläche unter dem Maximum des normierten Heizverlaufs  $dQ_{\text{norm}}$  definiert. Start- und Endpunkte bezüglich des Maximums werden noch ermittelt.
3. Die Rate der Diffusionsverbrennung (Mixing-Controlled Combustion Ratio  $MCC$ ): Diese kennzeichnet die Fläche unter dem normierten Heizverlauf im Ausbrand. Die Intervallbreite sowie der Anfangspunkt sind noch zu ermitteln.

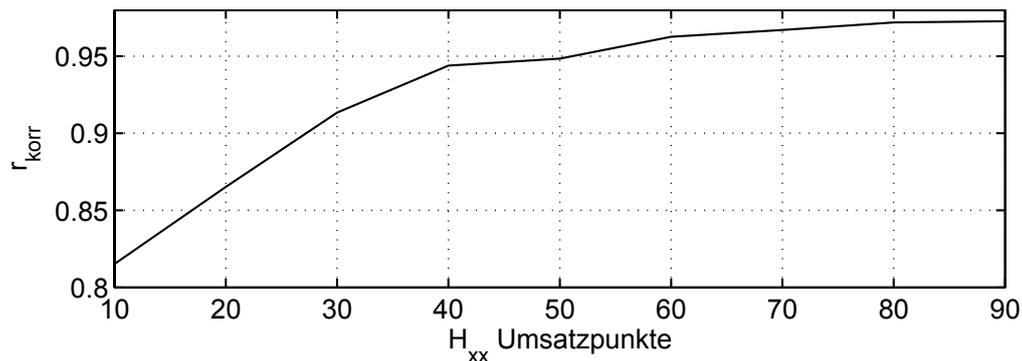
Ziel ist es, die Intervallgrenzen der Merkmale so zu legen, dass eine möglichst hohe Abhängigkeit zwischen der AGR-Rate und den Merkmalen vorliegt. Dazu wurden die einzelnen Intervallgrenzen variiert und Korrelationsanalysen durchgeführt. Da der Zusammenhang zwischen den Merkmalen und der AGR-Rate nicht linear, sondern quadratisch ist (Anhang D), erfolgte diese Analyse unter Verwendung der quadratischen AGR-Rate. Zur Merkmalsdefinition wurden 53 AGR-Raten-Variationen im typischen AGR-Bereich bei  $1000 < N < 3000$   $[\frac{1}{\text{min}}]$  mit einem effektiven Mitteldruck von bis zu 12 [bar] aufgenommen. Die erfassten Druckdaten wurden offsetkorrigiert, gefiltert sowie über 100 Zyklen (falls nicht ausdrücklich anders angegeben) gemittelt. Aus den konditionierten Druckdaten erfolgt dann die Heizverlaufsschätzung nach der Methode von Rassweiler/Withrow (siehe Abschnitt 2.5.5) und anschließend die Berechnung der Merkmale.

### 4.2.1 Brennverzug

Der Brennverzug (Ignition Delay  $ID$ ) wird definiert als Kurbelwinkelintervall zwischen dem Start der Haupteinspritzung HES und einem gewissen Umsatzpunkt des Summenheizverlaufs  $H_{xx}$ :

$$ID = H_{xx} - \varphi(\text{HES}) \quad (4.1)$$

Der Umsatzpunkt  $H_{xx}$  soll so gewählt werden, dass eine optimale Abhängigkeit zwischen Brennverzug und AGR-Rate vorliegt. Abbildung 4.3 zeigt den gemittelten Korrelationskoeffizienten  $r_{\text{korr}}$  über alle 53 Betriebspunkte bei der Variation des Umsatzpunktes  $H_{xx}$ .



**Abbildung 4.3:** Korrelation zwischen Brennverzug und AGR-Rate

Die Berechnung des Korrelationskoeffizienten erfolgt hierbei nach [47]:

$$r_{\text{korr}} = \frac{\sum_{j=1}^M (x_{\text{AGR},j} - \bar{x}_{\text{AGR}})(ID_j - \overline{ID})}{\sqrt{\sum_{j=1}^M (x_{\text{AGR},j} - \bar{x}_{\text{AGR}})^2} \cdot \sqrt{\sum_{j=1}^M (ID_j - \overline{ID})^2}} \quad (4.2)$$

Wie leicht zu erkennen ist, steigt die Abhängigkeit des Brennverzuges mit der Abgasrückführrate bei der Wahl eines höheren Umsatzpunktes. Die stochastische Variation des Brennverzuges von Zyklus zu Zyklus nimmt allerdings bei der Wahl eines hohen Umsatzpunktes stark zu. Abbildung 4.4 zeigt die gemittelte Standardabweichung der einzelnen Umsatzpunkte bei konstantem Einspritzprofil, welche zur Berechnung des  $ID$  benutzt werden können. Als Kompromiss zwischen hohem Korrelationskoeffizienten und niedriger Streuung von Zyklus zu Zyklus wird ein Umsatzpunkt von  $H_{xx} = H_{50}$  gewählt.

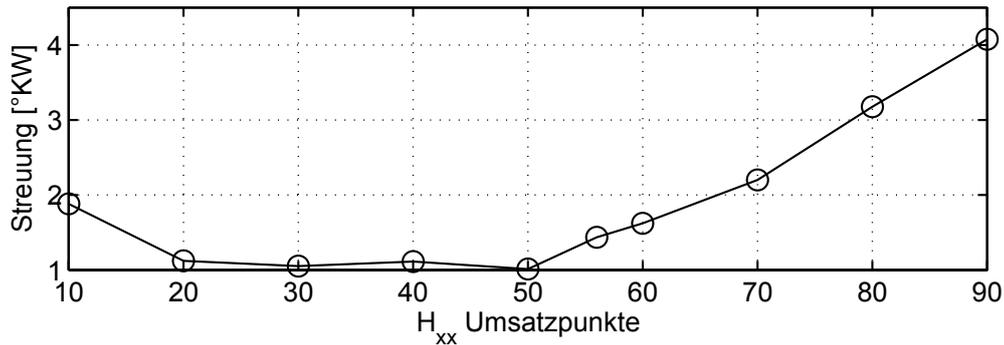


Abbildung 4.4: Gemittelte Standardabweichung der Umsatzpunkte

### 4.2.2 Vormischverbrennung

Die Rate der Vormischverbrennung  $PMC$  ist definiert als die Fläche des normierten Heizverlaufs mit dem Startwert  $S_{PMC}$  und dem Endwert  $E_{PMC}$ :

$$PMC = \int_{S_{PMC}}^{E_{PMC}} \frac{dQ_{\text{norm}}}{d\varphi} d\varphi = Q_{\text{norm}}(E_{PMC}) - Q_{\text{norm}}(S_{PMC}) \quad (4.3)$$

wobei der Startwert und der Endwert das globale Maximum von  $dQ_{\text{norm}}$  einschließen, siehe Abbildung 4.5:

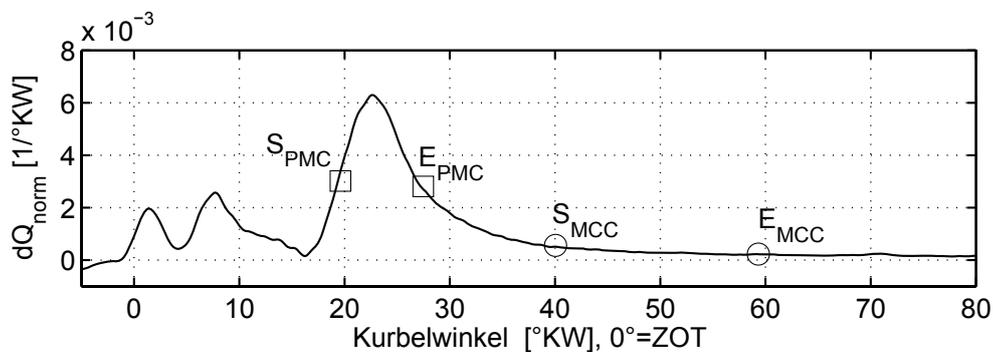
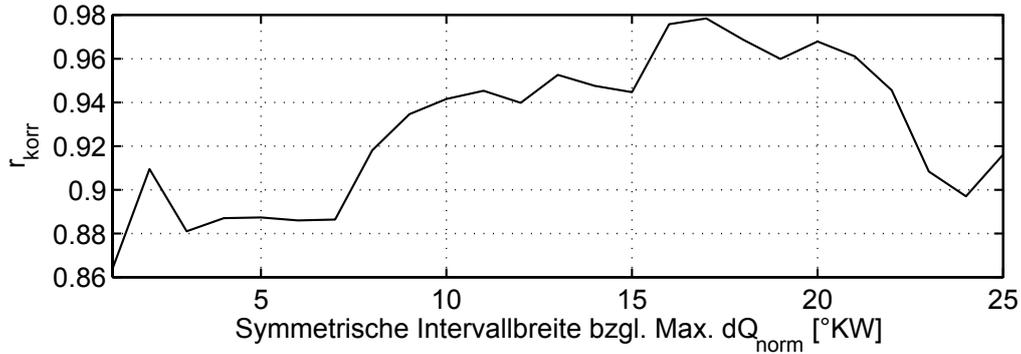


Abbildung 4.5:  $dQ_{\text{norm}}$  mit Start- und Endpunkten für die Merkmale

Um die beste Korrelation zu finden, wurden  $S_{PMC}$  und  $E_{PMC}$  zunächst symmetrisch in Bezug auf das globale Maximum des Heizverlaufs variiert. Wie im Folgenden in Abbildung 4.6 dargestellt, ergab diese Variation bei einer Intervallbreite von  $\pm 17$  °KW den besten Korrelationskoeffizienten.



**Abbildung 4.6:** Korrelation zwischen  $PMC$  und der AGR-Rate

Um zu überprüfen, ob eventuell bei einer nicht symmetrischen Aufteilung der Punkte bessere Ergebnisse erzielt werden können, wurden noch weitere Analysen durchgeführt. Dazu wurden alle möglichen Kombinationen des Start- und Endpunktes im Bereich von  $-25$  °KW bis  $25$  °KW bzgl. dem Maximum des normierten Heizverlaufs für Korrelationsanalysen verwendet. Dies ergab eine Bestätigung des symmetrischen Intervalls von  $\pm 17$  °KW bezüglich des Maximums von  $dQ_{norm}$ .

### 4.2.3 Diffusionsverbrennung

Analog zur Rate der Vormischverbrennung lässt sich die Rate der Diffusionsverbrennung  $MCC$  als Fläche unter dem normierten Heizverlauf berechnen:

$$MCC = \int_{S_{MCC}}^{E_{MCC}} \frac{dQ_{norm}}{d\varphi} d\varphi = Q_{norm}(E_{MCC}) - Q_{norm}(S_{MCC}) \quad (4.4)$$

Der Startwert  $S_{MCC}$  und Endwert  $E_{MCC}$  sind exemplarisch in Abbildung 4.5 dargestellt. Um die optimalen Werte zu finden, wurde die Korrelationsanalyse mit Intervallen verschiedener Länge und verschiedenen Startpunkten durchgeführt. Abbildung 4.7 zeigt den Korrelationskoeffizienten bei unterschiedlichen Intervalllängen mit dem jeweiligen optimierten Startpunkt des Intervalls. Dieses Merkmal zeigt über einen weiten Intervallbereich eine sehr hohe Korrelation mit der AGR-Rate. Daher kann das Intervall mit einer Länge von  $3$  °KW bis  $20$  °KW gewählt werden. Je nach Wahl verschiebt sich dabei der zu wählende Startpunkt von  $45$  °KW nach ZOT (bei kleinster Breite) bis  $38$  °KW nach ZOT (bei einem Intervall von  $20$  °KW).

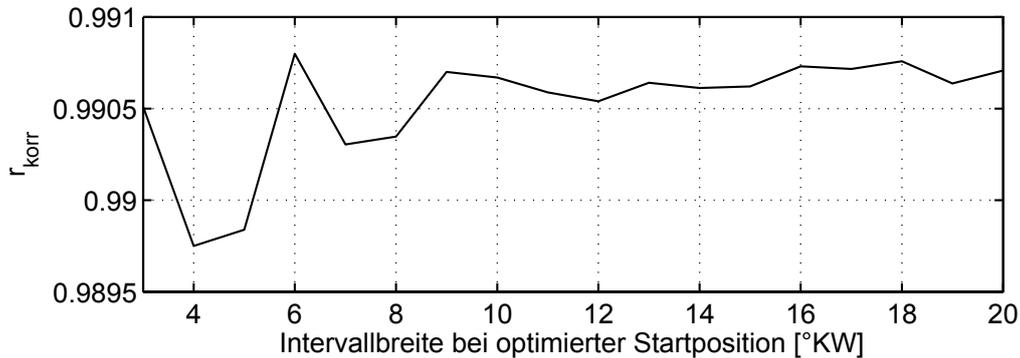


Abbildung 4.7: Korrelation zwischen  $MCC$  und der AGR-Rate

Je größer die Intervallbreite gewählt wird, desto größer wird auch die Änderung des Merkmals bei Variation der AGR-Rate. Nachteilig wirkt sich allerdings aus, dass bei steigender Intervallbreite auch die Schwankungen von Zyklus zu Zyklus im Merkmal zunehmen. Als Kompromiss zwischen großem Signallhub und Reproduzierbarkeit wird die Intervallbreite auf 10 °KW gelegt. Dadurch ergibt sich ein optimaler Startpunkt von 41 °KW nach ZOT.

#### 4.2.4 Zusammenfassung

In Tabelle 4.1 sind nochmals die ermittelten Parameter und Winkelwerte der letzten Abschnitte zusammengefasst. Wie gut zu erkennen ist, hat die Rate der Diffusionsverbrennung  $MCC$  den höchsten Korrelationskoeffizienten. Dieser gibt an, wie gut die Merkmale linear von der quadratischen AGR-Rate abhängen.

Merkmal	Start	Ende	$r_{\text{korr}}$
$ID$	Start Haupteinspritzung	$H_{50}$	0.96
$PMC$	-17 °KW bzgl. Max. $dQ_{\text{norm}}$	17 °KW bzgl. Max. $dQ_{\text{norm}}$	0.978
$MCC$	41 °KW nach ZOT	51 °KW nach ZOT	0.99

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Korrelationsoptimierung

In Anhang D sind exemplarisch die Abhängigkeiten der  $MCC$  mit der AGR-Rate dargestellt. Wie bereits erwähnt, ist der Zusammenhang zwischen den Merkmalen und der AGR-Rate annähernd quadratisch. Dies wird im nachfolgenden Abschnitt dazu genutzt, um anhand der Merkmale ein empirisches Zustandsraummodell zu erstellen.

### 4.3 Zustandsraumdarstellung

Im folgenden Abschnitt findet die Verwendung der zuvor definierten Merkmale in drei Messgleichungen eines Zustandsraummodells statt. Dabei werden die Merkmale als Funktion der AGR-Rate mit einem Polynom 2. Ordnung beschrieben:

$$\text{Merkmal} = a_0 + a_1 \cdot x_{\text{AGR}} + a_2 \cdot x_{\text{AGR}}^2 \quad (4.5)$$

Wie in Anhang D verdeutlicht, sind die Merkmale nicht nur von der AGR-Rate, sondern auch von Motordrehzahl und Last abhängig. Daher wurden die Parameter der Polynome bei verschiedenen Drehzahlen  $N$  und indizierten Mitteldrücken  $p_{\text{mi}}$  berechnet. Dies erfolgte mit Hilfe der Least-Squares-Methode an den im vorherigen Abschnitt verwendeten Messdaten. Der Referenzwert für die AGR-Rate wurde dabei mit Hilfe der in Anhang B.2 beschriebenen Methodik bestimmt. Die sich ergebenden Kennfelder sind in Abschnitt 4.3.1 exemplarisch für die *MCC* dargestellt. Gleichungen (4.7-4.9) beschreiben die Messgleichungen des Zustandsraummodells.

Für die AGR-Rate wird vereinfacht angenommen, dass ihr keine gesonderte Dynamik zugrunde liegt und diese sich vereinfacht als stationäre Zustandsgröße betrachten lässt. Sie wird demzufolge in Gleichung (4.6) als stochastische Konstante modelliert:

$$x(k+1) = x(k) + w(k) \quad (4.6)$$

$$y_1(k) = a_0(N, p_{\text{mi}}) + a_1(N, p_{\text{mi}}) \cdot x(k) + a_2(N, p_{\text{mi}}) \cdot x^2(k) + v_1(k) \quad (4.7)$$

$$y_2(k) = b_0(N, p_{\text{mi}}) + b_1(N, p_{\text{mi}}) \cdot x(k) + b_2(N, p_{\text{mi}}) \cdot x^2(k) + v_2(k) \quad (4.8)$$

$$y_3(k) = d_0(N, p_{\text{mi}}) + d_1(N, p_{\text{mi}}) \cdot x(k) + d_2(N, p_{\text{mi}}) \cdot x^2(k) + v_3(k) \quad (4.9)$$

Erläuterung der Abkürzungen:

$$\begin{aligned} x &= x_{\text{AGR}} \hat{=} \text{AGR-Rate [\%]} \\ y_1 &= ID \hat{=} \text{Brennverzug [°KW]} \\ y_2 &= PMC \hat{=} \text{Rate der Vormischverbrennung [-]} \\ y_3 &= MCC \hat{=} \text{Rate der Diffusionsverbrennung [-]} \end{aligned}$$

Das Abtastintervall des Systems beträgt ein Arbeitsspiel, da in jedem Zyklus aus den Druckverlaufdaten zunächst der Heizverlauf und daraus die benötigten Merkmale berechnet werden.

Analog zu Kapitel 3 erfolgt die Modellierung des Prozessrauschens  $w(k)$  und Messrauschens  $v(k)$  mit weißem, gaußverteilten Rauschen. Daher können erneut beide Rauschprozesse eindeutig durch das erste und zweite zentrale Moment beschrieben werden:

$$E\{w(k)\} = 0 \quad (4.10)$$

$$E\{w(k) \cdot w(j)^T\} = Q \cdot \delta(k, j) \quad (4.11)$$

$$E\{v(k)\} = \underline{0} \quad (4.12)$$

$$E\{\underline{v}(k) \cdot \underline{v}(j)^T\} = R \cdot \delta(k, j) \quad (4.13)$$

Die Kovarianz des Prozessrauschens  $Q$  ist eine skalare Größe, da das System nur einen Zustand besitzt. Der Abschnitt 4.4 beschreibt den Einfluss und die Wahl von  $Q$  auf die Stabilität des Filters.

Da die Rauschprozesse  $v_1(k)$ ,  $v_2(k)$  und  $v_3(k)$  unabhängig voneinander angenommen werden ist die Kovarianzmatrix  $R$  eine Diagonalmatrix:

$$R = \begin{bmatrix} r_{11} & 0 & 0 \\ 0 & r_{22} & 0 \\ 0 & 0 & r_{33} \end{bmatrix} \quad (4.14)$$

Durch die Terme der Kovarianzmatrix  $r_{11}$  bis  $r_{33}$  können die Unsicherheiten der einzelnen Messgleichungen (4.7-4.9) mitberücksichtigt werden. Prinzipiell sollte die Rauschintensität umso größer gewählt werden, wenn der ermittelte Korrelationskoeffizient kleiner bzw. das Merkmal im Betrag größer ist.

### 4.3.1 Abhängigkeiten der Merkmalsparameter

Wie bereits erwähnt, sind die Merkmalsverläufe zwar hauptsächlich abhängig von der AGR-Rate, es zeigt sich jedoch auch ein gewisser Einfluss von Drehzahl  $N$  und Last  $p_{mi}$ . Deshalb bietet es sich an, die Polynomparameter für die drei Merkmale in Kennfeldern über diese beiden Größen abzulegen.

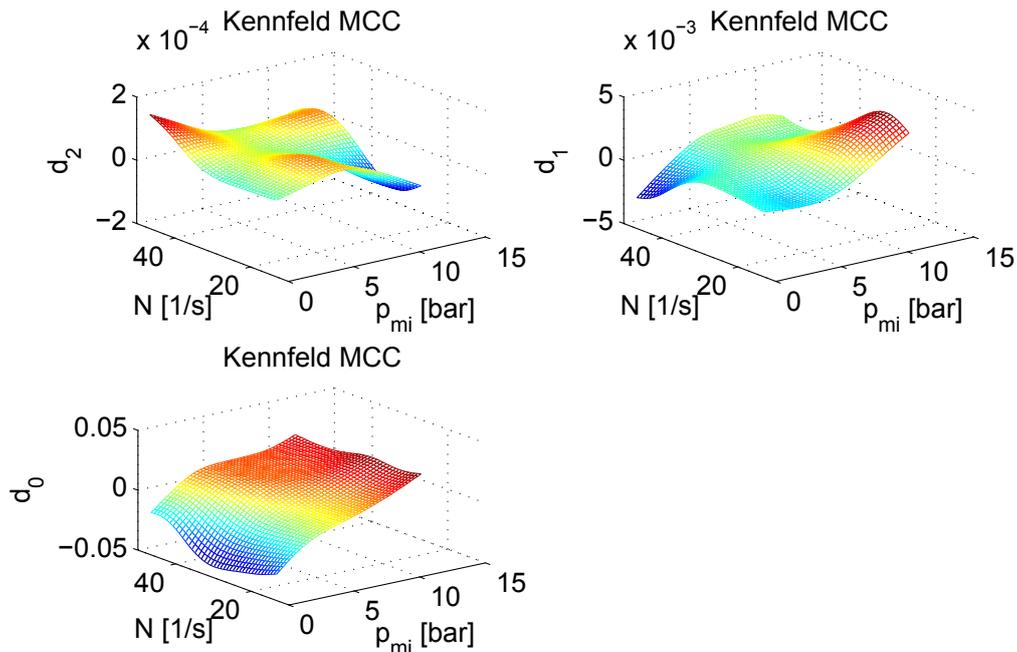


Abbildung 4.8: Kennfelder der Rate der Diffusionsverbrennung

Somit ergeben sich neun abzulegende Kennfelder. Abbildung 4.8 zeigt beispielhaft die errechneten Kennfelder für die Rate der Diffusionsverbrennung *MCC*. Hieran lässt sich erkennen, dass die Merkmalspolynome hauptsächlich im Absolutwert  $d_0$  betriebspunktabhängig sind. Die Kennfelder für die anderen Merkmale sehen prinzipiell ähnlich aus, haben jedoch andere Wertebereiche (siehe Anhang E).

## 4.4 Bestimmung der AGR-Rate mittels des Kalman-Filters

Die Bestimmung der AGR-Rate erfolgt in diesem Abschnitt anhand des zuvor beschriebenen Zustandsraummodells und mit Hilfe der in Anhang A beschriebenen Kalman-Filter-Gleichungen. Als Erstes werden die hierfür benötigten Matrizen aufgestellt und anschließend die Anfangsbedingungen berechnet. In Abschnitt 4.4.2 erfolgt die Validation des Kalman-Filters mit Hilfe von Prüfstandsdaten und abschließend werden die Ergebnisse der Implementierung im Fahrzeug vorgestellt.

### 4.4.1 Anfangsbedingungen und Matrizen für das EKF

Wie auch in Kapitel 3 besitzt das Zustandsraummodell (4.6-4.9) keine Eingangsgröße. Daher werden nur die Zustandsübergangsmatrix  $A$  und die Ausgangsmatrix  $C$  für die Kalman-Filter-Gleichungen benötigt. Aufgrund der Tatsache, dass die Abgasrückführrate den einzigen Zustand des Systems darstellt, ist die Zustandsübergangsmatrix  $A$  ein Skalar:

$$A = 1 \quad (4.15)$$

Den benötigten Ausgangsvektor  $C$  für das Kalman-Filter erhält man aus der Jacobi-Matrix der 3 Messgleichungen (4.7-4.9):

$$C(k) = \begin{bmatrix} a_1(N, p_{mi}) + 2 \cdot a_2(N, p_{mi}) \cdot x(k) \\ b_1(N, p_{mi}) + 2 \cdot b_2(N, p_{mi}) \cdot x(k) \\ d_1(N, p_{mi}) + 2 \cdot d_2(N, p_{mi}) \cdot x(k) \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Zur Berechnung der Anfangswerte (Mittelwert  $\hat{x}_0^+$  und Kovarianz  $P_0^+$ ) wird die Annahme getroffen, dass die AGR-Rate im Bereich von 0 % bis 50 % mit einer stetigen Gleichverteilung vorliegen kann. Nach Anhang C ergibt sich somit ein Anfangsmittelwert von:

$$\hat{x}_0^+ = 25 \% \quad (4.17)$$

und eine Anfangskovarianz von:

$$P_0^+ = \frac{\Delta^2}{12} = \frac{(x_{\max} - x_{\min})^2}{12} \approx 208 \quad (4.18)$$

### 4.4.2 Ergebnisse anhand von Prüfstandsdaten

In diesem Abschnitt erfolgt die Anwendung der Kalman-Filter-Gleichungen (A.6-A.10) auf das zuvor beschriebene Zustandsraummodell. Hierfür wurde eine zweite Messreihe am Prüfstand gefahren, welche das Drehzahl-Last-Kennfeld im Bereich von  $1000 < N < 3000 \left[ \frac{1}{\text{min}} \right]$  mit einem effektiven Mitteldruck von bis zu 12 [bar] umfasst. Dies entspricht dem Bereich, in welchem die Kennfelder für die Merkmalsparameter erstellt wurden. Der Zylinderdruck wurde vom Offsetfehler korrigiert und mit einem gleitenden Mittelwertfilter geglättet. Anschließend erfolgte die Schätzung des normierten Heizverlaufs nach Abschnitt 2.5.5. Die aus diesem Heizverlauf berechneten und über alle 6 Zylinder gemittelten Merkmale dienen als Eingangsgröße für das Kalman-Filter. Abbildung 4.9 zeigt den Einfluss des Prozessrauschens  $Q$  bei jeweils gleicher Wahl des Messrauschens. Wird der Filterparameter  $Q$  klein genug gewählt, erhält man eine gute Filterung der Zustandsgröße  $x_{\text{AGR}}$ . Wie in Abbildung 4.9 während der ersten Arbeitsspiele zu sehen ist, steigt dadurch allerdings die Einschwingdauer des Filters an. Bei der Wahl eines hohen Wertes für die Kovarianz des Prozessrauschens vertraut das Filter den drei Messgleichungen mehr. Aufgrund von stochastischen Schwankungen in der Verbrennung von Zyklus zu Zyklus erhält man dadurch eine stärker verrauschte Schätzung der Abgasrückführrate.

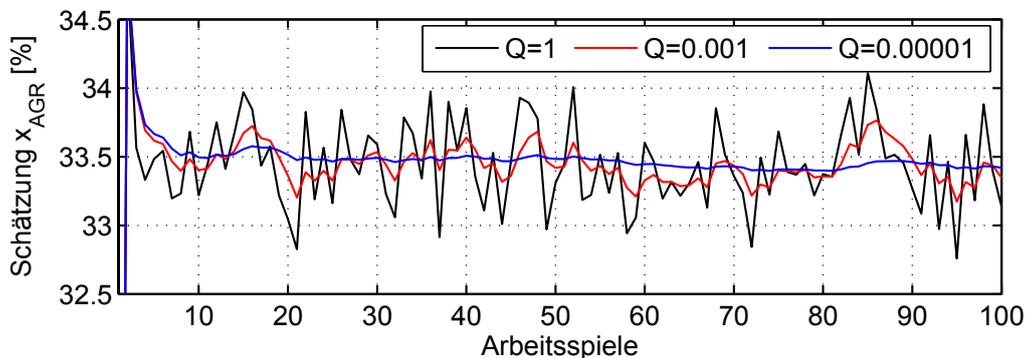


Abbildung 4.9: Einfluss des Filterparameters  $Q$

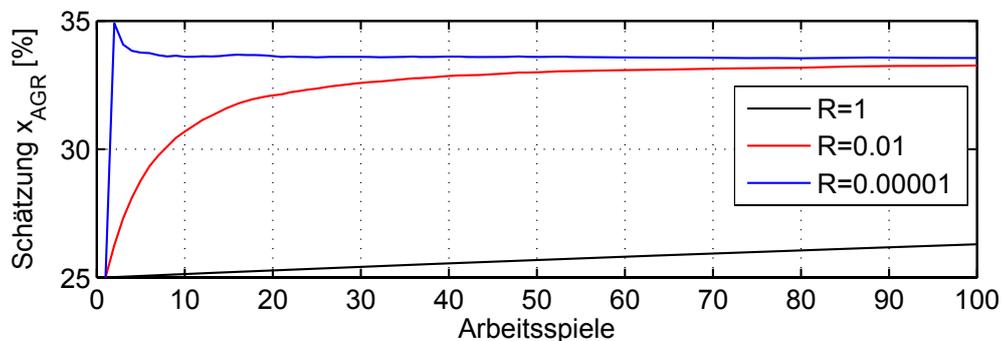
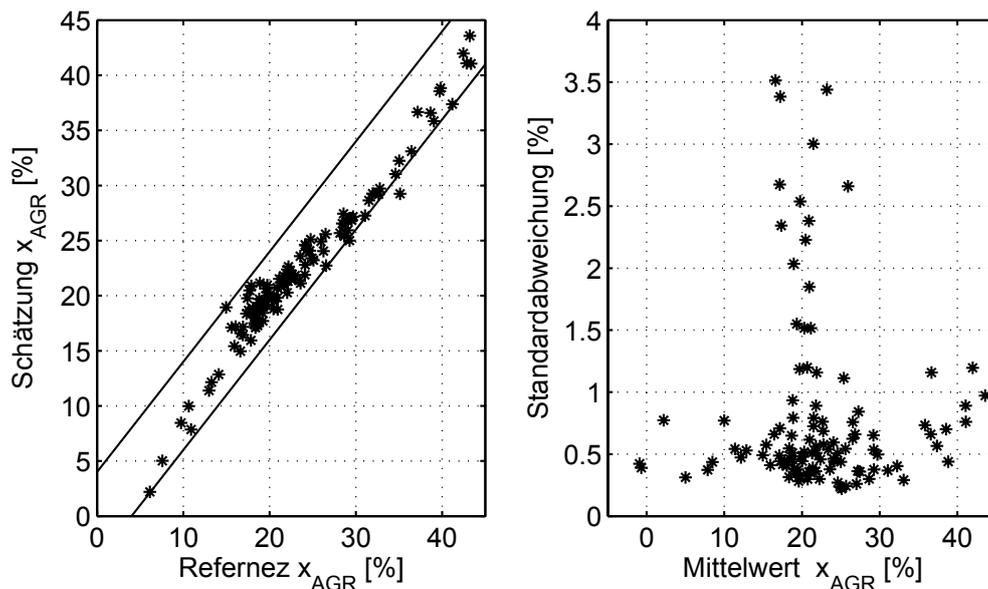


Abbildung 4.10: Einfluss des Filterparameters  $R$

Um den Einfluss der Kovarianz des Messrauschens  $R$  zu verdeutlichen, wurden die Kalman-Filter-Gleichungen nur auf die Messgleichung der Diffusionsverbrennung angewandt. Die Abbildung 4.10 zeigt die dabei entstandenen Ergebnisse bei konstantem Filterparameter  $Q$ . Wie leicht zu erkennen ist, wird das Filter bei der Wahl eines zu großen Filterparameters  $R$  sehr träge. Dies liegt daran, dass sich die maximal mögliche Verstärkung des Kalman-Filters beschränkt, falls die Kovarianz des Messrauschens zu groß gewählt wird.

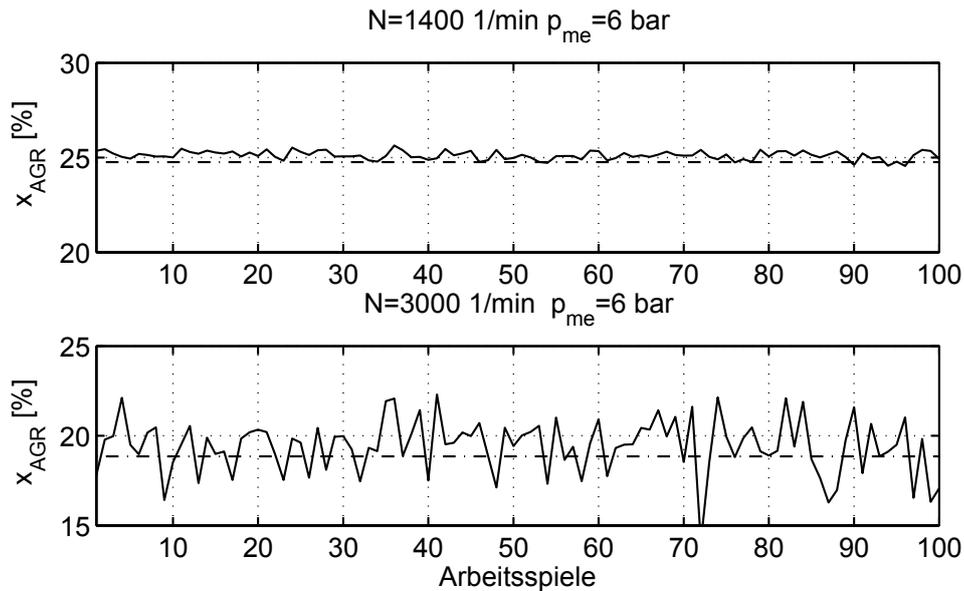
In Abbildung 4.11 sind auf der linken Hälfte die eingeschwungenen Schätzwerte des Kalman-Filters gegenüber den Referenzwerten der AGR-Rate (Anhang B.2) aufgetragen. Der gezeigte Korridor in der Darstellung beträgt  $\pm 4\%$ . Auf der rechten Hälfte der Abbildung ist die Standardabweichung für jeden einzelnen Betriebspunkt über den jeweiligen Mittelwert der AGR-Rate dargestellt. Da gleiche Mittelwerte der AGR-Rate mehrmals in den Messdaten vorkommen, sind in der Grafik mehrere Standardabweichungen pro Mittelwert dargestellt.

Zur Berechnung der Standardabweichung wurde das Kalman-Filter in jedem der 100 Zyklen jeweils 100 mal durchlaufen. Dadurch konvergiert die AGR-Rate für jeden Zyklus zu dem Punkt, welcher nach den Merkmalen richtig ist. Somit stellt sich eine Verteilung der Abgasrückführrate über die 100 Zyklen ein, welche direkt aus den Schwankungen der Merkmale resultiert. Diese Art der Darstellung wurde gewählt, um die zwei in dieser Arbeit entwickelten Ansätze zur AGR-Raten-Berechnung miteinander vergleichen zu können. Auf Abbildung 4.11 wird nochmals in Kapitel 5 eingegangen. Die Streuung der AGR-Rate von Zyklus zu Zyklus steigt bei AGR-Raten um ca. 20 % deutlich an. Die AGR-Raten mit einer besonders hohen Streuung treten vermehrt bei höheren Drehzahlen auf. Die Abbildung 4.12 verdeutlicht diesen Zusam-

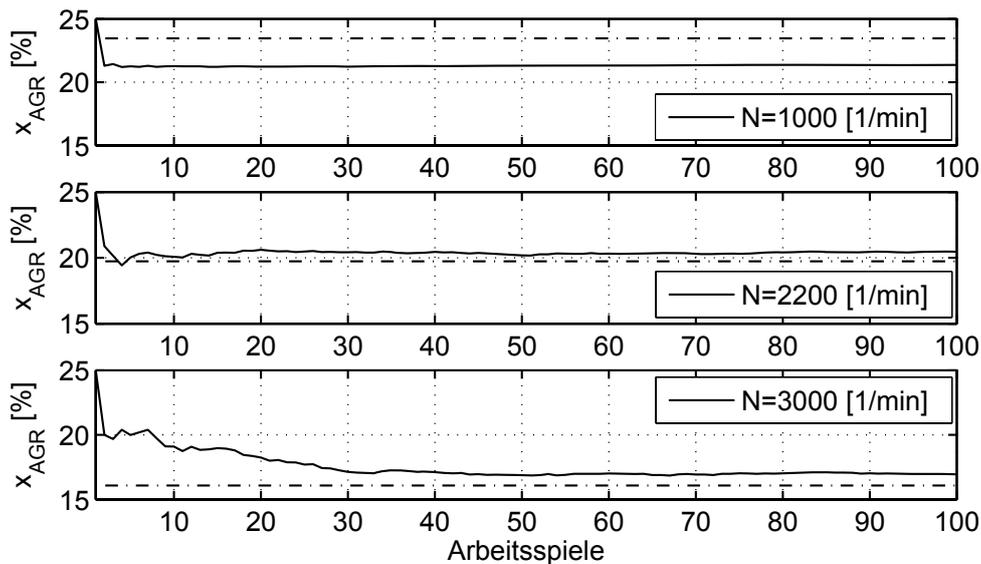


**Abbildung 4.11:** Mittelwerte und Streuungen der AGR-Rate

menhang exemplarisch an zwei Betriebspunkten. Die AGR-Raten-Berechnung erfolgte dabei wiederum mit 100 Iterationen pro Zyklus. Durch die stärkere Streuung der Merkmale bei höheren Drehzahlen ergibt sich eine Drehzahlabhängigkeit der Filterkonvergenz. Steht dem Filter nur eine Iteration pro Arbeitsspiel zur Verfügung, ergeben sich die in Abbildung 4.13 dargestellten



**Abbildung 4.12:** Drehzahlabhängige Streuung (Referenzwerte strichpunktiert)



**Abbildung 4.13:** Drehzahlabhängige Einschwingdauer (Referenzwerte strichpunktiert)

Verläufe. Ab einer Drehzahl von  $N \geq 2200$   $[\text{min}^{-1}]$  benötigt das EKF eine wesentlich längere Konvergenzzeit. Gründe hierfür liegen in einer erhöhten Streuung des Drucksignals bzw. des Heizverlaufs. Bei höheren Drehzahlen tritt besonders im Kurbelwinkelintervall, in welchem die *MCC* berechnet wird, vermehrt ein starkes hochfrequentes Rauschen auf. Dies konnte selbst durch die angewandte Glättung des Heizverlaufs, Kapitel 2.5.5, nicht komplett ausgefiltert werden.

### 4.4.3 Ergebnisse im Fahrzeugbetrieb

Um das Kalman-Filter auch im transienten Fahrzeugbetrieb zu testen, wurde dieses auf einer Daimler-spezifischen Rapid-Prototyping-Plattform implementiert. Die Filterung und Berechnung des absoluten Zylinderdruckes sowie die Heizverlaufsschätzung finden dabei auf dem FI<sup>2</sup>RE-Steuergerät statt. Wie auch bei den Prüfstandsdaten werden die aus dem Heizverlauf berechneten Merkmale über ein Arbeitsspiel gemittelt und an das Kalman-Filter übergeben.

Abbildung 4.14 zeigt die Ergebnisse der empirischen Berechnung der AGR-Rate bei einer Iteration pro Arbeitsspiel. Dabei wird die berechnete Abgasrückführrate und die Kovarianz des aktuellen Zyklus als Anfangsbedingung für das nächste Arbeitsspiel verwendet. In den ersten 2 Sekunden des Messfensters ist eine gute Übereinstimmung zwischen geschätzter AGR-Rate und der Referenz zu sehen. Die langsame Änderung kann von dem Kalman-Filter nachvollzogen werden. Die Kovarianz ist in dieser Zeit erwartungsgemäß sehr klein. Im Intervall zwischen 2 und 4 Sekunden sinkt die AGR-Rate sehr schnell ab. Da das Kalman-Filter bei 2 Sekunden bereits eingeschwungen ist, ist die Kovarianz

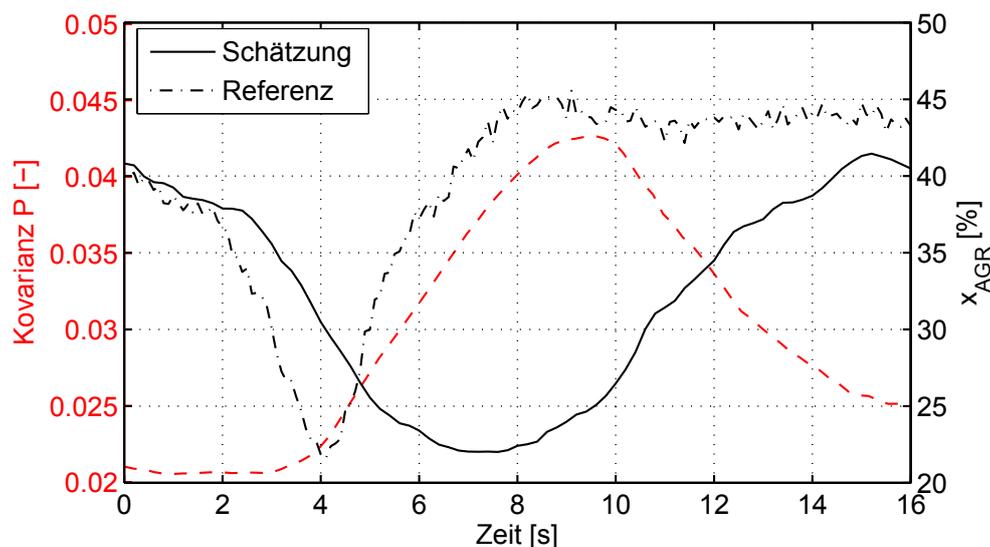


Abbildung 4.14: Ergebnis mit einer Iteration pro Arbeitsspiel

sehr klein und die resultierende Kalman-Verstärkung ist beschränkt. Daher kann das Filter der schnellen Änderung der Schätzgröße nicht folgen. Erst mit dem Anstieg der Kovarianz kann die Schätzgröße der Referenz langsam wieder folgen. In der Zeit zwischen 4 und 8 Sekunden steigt die Referenz wieder an. Die geschätzte AGR-Rate kann sich der Referenz erst wieder annähern, sobald diese einige Sekunden konstant ist. Die Problematik ist hauptsächlich darin begründet, dass die Zustandsraumgleichungen (4.6) bis (4.9) von einer stationären AGR-Rate ausgehen. Eine mögliche Lösung dieses Problems könnte zum Beispiel die Kopplung der Residuensequenz an die Kovarianz sein [80]. Dabei würde die Kovarianz künstlich vergrößert, falls instationäre Betriebspunkte vorlägen. Alternativ könnte das Prozessrauschen  $Q$  größer gewählt werden, allerdings ergäbe sich somit ein stark verrauschtes Schätzergebnis.

Da der Filteralgorithmus nur wenige Rechenoperationen benötigt, ist aber auch ein mehrmaliges Durchlaufen des Filters pro Arbeitsspiel möglich. Abbildung 4.15 zeigt das Ergebnis bei 25 Iterationen pro Arbeitsspiel. Dabei wurden die Anfangsbedingungen des Kalman-Filters vor jedem Arbeitsspiel neu initialisiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Algorithmus keine Probleme hat, dem Referenzwert zu folgen. In einigen Betriebspunkten ist ein Offset zwischen Referenz und Schätzwert vorhanden. Dies lässt sich auf den empirischen

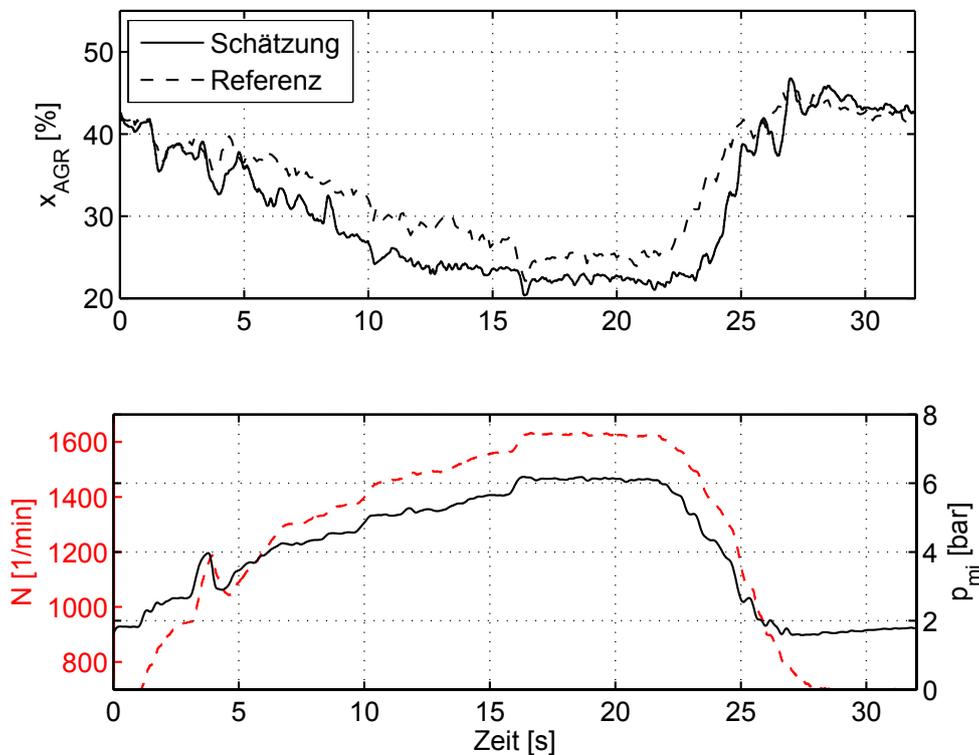


Abbildung 4.15: EKF mit 25 Iteration pro Arbeitsspiel

Charakter des Modells zurückführen. Da das Einspritzprofil beim Fahrzeugmotor teilweise anders appliziert war als das Einspritzprofil am Prüfstand, passen die aus den Prüfstandsdaten ermittelten Abhängigkeiten der Merkmalsparameter nicht einwandfrei zum Versuchsfahrzeug. Verändert sich zum Beispiel das Kraftstoff-Mengenverhältnis von Voreinspritzung zu Haupteinspritzung, so kann die AGR-Rate nicht mehr präzise mit der Rate der Vormischverbrennung beschrieben werden.

## 4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden anfangs die Auswirkungen der Abgasrückführrate auf die Verbrennung untersucht und erläutert. Es stellten sich 3 Merkmale der Verbrennung heraus, die eine besonders gute Abhängigkeit mit der AGR-Rate zeigen:

- der Brennverzug ( $ID$ ),
- die Rate der Vormischverbrennung ( $PMC$ ),
- die Rate der Diffusionsverbrennung ( $MCC$ ).

Diese Abhängigkeiten werden in Unterkapitel 2.5.5 aus dem normierten Heizverlauf berechnet. Anhand einer Vielzahl von Messungen, in welchen die AGR-Rate variierte, wurden die Merkmale im Hinblick auf die Korrelation der Abgasrückführrate optimiert. Mit Hilfe der optimierten Merkmale und der gemessenen AGR-Variationen erfolgte die empirische Beschreibung eines Zustandsraummodells. Die Validation des Modells erfolgte mit Hilfe eines Extended-Kalman-Filters anhand eines zweiten Messdatensatzes, welcher den Bereich zwischen  $1000 < N < 3000 \left[\frac{1}{\text{min}}\right]$  bei einem effektiven Mitteldruck von bis zu 12 [bar] abdeckt. Den Abschluss des Kapitels bilden die Ergebnisse des Filters im Fahrzeugbetrieb.

Mit der gezeigten Methodik ist es möglich, im stationären Betrieb die Abgasrückführrate mit einer absoluten Abweichung von 4 % gegenüber der in Anhang B.2 beschriebenen Referenz zu berechnen. Als nachteilig zeigt sich bei dem Verfahren allerdings, dass besonders bei höheren Drehzahlen eine große Streuung von Zyklus zu Zyklus in der Schätzung der Abgasrückführrate auftritt. Dies ist unter anderem darin begründet, dass die hier verwendeten Merkmale direkt aus der Phase der Verbrennung stammen. Die größten stochastischen Schwankungen von Zyklus zu Zyklus des Zylinderdrucksignals treten gerade in der Verbrennung auf.

Ein weiterer Nachteil besteht, wie bereits erwähnt, in dem empirischen Charakter des Modells. Dadurch kann eine präzise Bestimmung der AGR-Rate nur in Bereichen erfolgen, in welchen die Bedatung der Merkmalsparameter

stattfind. Außerdem ist die Übertragbarkeit des Modells zu einem anders applizierten Motor schwierig. Ändert sich zum Beispiel das Einspritzprofil, ergibt sich eine andere funktionale Abhängigkeit der Merkmale mit der AGR-Rate. Bei der Übertragung des Modells auf andere Motoren ist daher unbedingt auf die gleiche Applikation des Einspritzprofils zu achten.

Um einen Ansatz zu erhalten, welcher möglichst unabhängig von der Applikation eines verwendeten Motors ist, wird im nachfolgenden Kapitel ein weitgehend physikalisch motivierter Ansatz gewählt, der sich hauptsächlich auf Zylinderdruckwerte vor und nach der Verbrennung stützt.



# Kapitel 5

## Physikalische Modellierung der Zylinderfüllung

Dieses Kapitel befasst sich mit der Herleitung eines weitestgehend physikalischen Ansatzes zur Bestimmung der Zylinderfüllung. Auf die Verwendung empirischer Funktionsansätze wurde dabei nach Möglichkeit verzichtet, um eine gute Übertragbarkeit des Algorithmus auf verschiedene Motoren zu gewährleisten. Dieses Kapitel beschreibt zu Beginn die Modellierung der Zylinderfüllung bei geschlossenen Einlass- und Auslassventilen mit Hilfe des gemessenen Zylinderdrucksignals. Der daraus resultierende Ansatz besitzt als Eingangsgröße die Ansaugmasse eines Zylinders und als Ausgangsgröße die externe Abgasrückführrate. Zur Berechnung der Ansaugmasse wird ein Luftpfadmodell verwendet, welches wiederum die Abgasrückführrate als Eingangsgröße benötigt. Die Bestimmung der AGR-Rate und der Ansaugmasse findet durch eine Kombination der beiden Modelle in einem iterativen Algorithmus statt. Ergebnisse des entwickelten Modells anhand von Prüfstandsdaten und Resultaten der Implementierung im Fahrzeug runden dieses Kapitel ab.

### 5.1 Grundlagen und bestehende Ansätze

In diesem Abschnitt werden kurz die Grundlagen und bestehenden Ansätze erläutert, mit deren Hilfe die Modellierung des thermodynamischen Ansatzes zur Bestimmung der Zylinderfüllung erfolgt.

#### 5.1.1 Ladungseffizienz

Zu Beginn der Modellbeschreibung wird in Abschnitt 5.2 ein Term eingeführt, welcher die energetische Effizienz der Ansaugmasse beschreibt. Die Modellierung dieser Effizienz erfolgt in Anlehnung an einen Ansatz, welcher 2002 von Mladek [57] entwickelt wurde. Dabei wird die Zylinderfüllung eines Ottomotors

durch eine sogenannte Ladungseffizienz (Charge Efficiency)

$$\eta_c = \frac{m_{\min}}{m_{\text{tot}}} \quad (5.1)$$

definiert. Hierbei stellt  $m_{\min}$  eine minimale Zylinderfüllung dar, welche bei idealer Verbrennung auftritt und  $m_{\text{tot}}$  die Zylinderfüllung bei realer Verbrennung. Für die beiden Massen gilt:

$$m_{\min} = \frac{Q_B}{H_u} \cdot (L_{\text{st}} + 1) \quad (5.2)$$

$$m_{\text{tot}} = \frac{1}{1 - x_b} \cdot \frac{1}{CoC} \cdot \frac{Q_B}{H_u} \cdot \lambda_{\text{Zyl}} \cdot (L_{\text{st}} + 1) \quad (5.3)$$

Dabei beschreibt  $Q_B$  die freigesetzte Verbrennungsenergie,  $H_u$  den unteren Heizwert des Kraftstoffs,  $L_{\text{st}}$  den stöchiometrischen Luftbedarf,  $CoC$  das Merkmal für die Vollständigkeit der Verbrennung,  $x_b$  den Massenanteil des Verbrennungsgases und  $\lambda_{\text{Zyl}}$  das im Zylinder vorherrschende Verhältnis von Luft zu Kraftstoff. Da dieser Ansatz für einen saugrohreinspritzenden Ottomotor entwickelt wurde, beinhalten die Massen im Zylinder sowohl Luft als auch Kraftstoff. Die Kraftstoffmasse ergibt sich in den Gleichungen (5.2) und (5.3) durch die Addition von eins zum stöchiometrischen Luftbedarf.

Die direkte Verwendung von Gleichung (5.2) und (5.3) zur Beschreibung der Abgasrückführrate gestaltet sich als schwierig, da sich  $\lambda_{\text{Zyl}}$  nur als Funktion von  $\lambda_A$ , der Abgasrückführ- und Restgasmasse berechnen lässt (siehe Zusammenhang (2.6)). Daher erfolgt in Abschnitt 5.2 die Übertragung dieser Gleichungen auf die in dieser Arbeit vorhandene Problematik.

### 5.1.2 Berechnung der Verbrennungsenergie

Zur Bestimmung der Effizienz der Ansaugmasse beinhaltet Abschnitt 5.3 die Berechnung der Verbrennungsenergie. Diese kann über eine thermodynamische Berechnung des Brennverlaufs ermittelt werden, siehe [43]. Eine einfachere und weniger rechenintensive Möglichkeit die Verbrennungsenergie zu bestimmen, besteht darin, die Druckdifferenz vor und nach Verbrennung bei gleichem Volumen miteinander in Verbindung zu bringen. So wird zum Beispiel in [24], [57] und [40] die Verbrennungsenergie durch die Differenz von einem Druckwert vor der Verbrennung und einem Druckwert nach der Verbrennung geschätzt. Abschnitt 5.3 beschreibt ebenfalls die Berechnung der Verbrennungsenergie in Abhängigkeit einer Druckdifferenz.

### 5.1.3 Modell des Luftpfades

Wie bereits erwähnt, wird zur Berechnung der energetischen Effizienz der Ansaugmasse die aktuelle Ansaugmasse benötigt. Diese wird in Abschnitt 5.6

durch ein vereinfachtes Luftpfadmodell bestimmt. Dazu wird das Verhalten des AGR-Kühlers und der Mischungstemperatur im Einlasssammler von Frischluft und Abgas durch bekannte physikalische Zusammenhänge modelliert.

Die thermodynamische Berechnung der Temperaturerhöhung im Einlasskrümmer gestaltet sich als sehr komplex und ist mit vielen Unsicherheiten verbunden. Deshalb wird in Abschnitt 5.6 ein empirischer Ansatz nach [81] verwendet, um die Temperaturänderung abzuschätzen. Der Ansatz wurde bereits 1969 von Zapf aus umfangreichen Ladungswechselversuchen entwickelt.

Den Abschluss der Modellbeschreibung bildet ein iterativer Algorithmus zur Berechnung der AGR-Rate und der Ansaugmasse. Dafür findet in Abschnitt 5.7 eine Kombination des Luftpfadmodells mit der Effizienz der Ansaugmasse statt.

## 5.2 Effizienz der Ansaugmasse

Zur Berechnung der externen Abgasrückführrate  $x_{\text{AGR}}$  wird in diesem Abschnitt die energetische Effizienz der Ansaugmasse definiert. Dazu wird die minimal nötige Ansaugmasse zum Umsatz der auftretenden Verbrennungsenergie in Relation zu der realen Ansaugmasse gesetzt. Zum besseren Verständnis ist die Zylinderfüllung und die Systemgrenze zur Berechnung der Ansaugmasse in Abbildung 5.1 dargestellt. Da hier nur die angesaugten Massen betrachtet werden, ist in der Grafik die Restgasmasse nicht dargestellt. Der blau umrahmte Teil der Zylinderfüllung stellt die angesaugte Frischluftmasse  $m_{\text{L}}$  dar, der rote Rahmen die angesaugte Abgasrückführmasse  $m_{\text{AGR}}$ . Wie bereits in Kapitel 2.3 erläutert, besteht  $m_{\text{AGR}}$  aus einem Teil rückgeführtem Verbrennungsgas und einem Teil rückgeführter Luft. Dies liegt daran, dass beim Dieselmotor in der Regel magere bis stöchiometrische Verbrennung vorliegt,  $\lambda_{\text{A}} \geq 1$ . Die Masse Luft ist in der Grafik in einen grau gepunkteten und in einen weißen Bereich unterteilt. Der gepunktete Block stellt dabei den Teil der Luft dar, der im aktuellen Zyklus zur Verbrennung beiträgt. Dieser entspricht der minimal

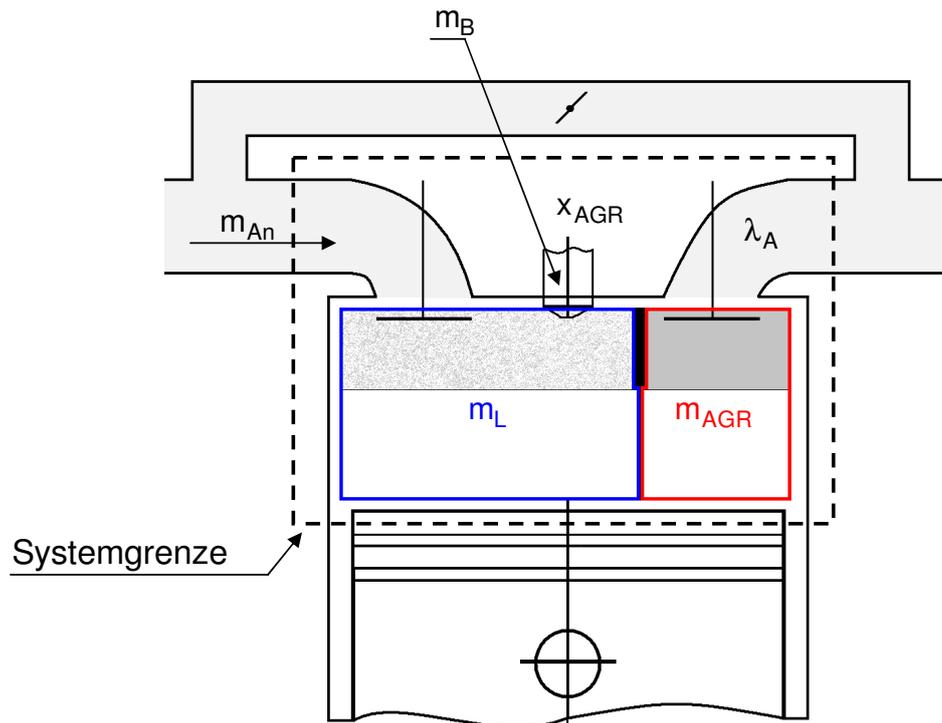


Abbildung 5.1: Systembeschreibung Zylinder mit Systemgrenze

benötigten Ansaugmasse, die zur vollständigen Verbrennung des Kraftstoffs  $m_{\text{B}}$  und somit zur Freisetzung der Verbrennungsenergie  $Q_{\text{B}}$  benötigt wird:

$$m_{\text{An,min}} = m_{\text{B}} \cdot L_{\text{st}} = \frac{Q_{\text{B}}}{H_{\text{u}}} \cdot L_{\text{st}} \quad (5.4)$$

Die minimale Ansaugmasse tritt theoretisch dann auf, falls  $x_{AGR} = 0$ ,  $\lambda_A = 1$  und der Kraftstoff vollständig verbrennt. Bei einer idealen Verbrennung mit  $x_{AGR} > 0$  und  $\lambda_A > 1$  ergibt sich die Ansaugmasse zu:

$$m_{An,ideal} = \frac{1}{1 - x_{AGR}} \cdot \frac{Q_B}{H_u} \cdot \lambda_A \cdot L_{st} \quad (5.5)$$

Aufgrund der Tatsache, dass die eingespritzte Kraftstoffmasse nicht vollständig verbrennt, berechnet sich die reale Ansaugmasse wie folgt:

$$m_{An,real} = \frac{1}{1 - x_{AGR}} \cdot \frac{1}{CoC} \cdot \frac{Q_B}{H_u} \cdot \lambda_A \cdot L_{st} \quad (5.6)$$

Dabei gibt der Parameter  $CoC$  (Completeness of Combustion) die Vollständigkeit der Verbrennung an. Die Berechnung dieser Größe erfolgt in Abschnitt 5.4.

Das Verhältnis zwischen minimaler und realer Ansaugmasse definiert schließlich die Effizienz der Ansaugmasse:

$$\eta_{An} = \frac{m_{An,min}}{m_{An,real}} = \frac{\frac{Q_B}{H_u} \cdot L_{st}}{\frac{1}{1-x_{AGR}} \cdot \frac{1}{CoC} \cdot \frac{Q_B}{H_u} \cdot \lambda_A \cdot L_{st}} = \frac{(1 - x_{AGR}) \cdot CoC}{\lambda_A} \quad (5.7)$$

Trägt die Ansaugmasse zu hundert Prozent zur Verbrennung bei, ist  $\eta_{An} = 1$ . Falls die Ansaugmasse aufgrund von  $x_{AGR} > 0$ ,  $\lambda_A > 1$  und/oder  $CoC < 1$  nicht vollständig zur Verbrennung beiträgt, ist die Effizienz der Ansaugmasse kleiner als eins. Durch Kürzen und Umstellen der Gleichung (5.7) erhält man:

$$x_{AGR} = 1 - \eta_{An} \frac{\lambda_A}{CoC} \quad (5.8)$$

Somit ist eine explizite Gleichung zur Berechnung der AGR-Rate vorhanden. Um nun die Abgasrückführrate  $x_{AGR}$  zu berechnen, ist es notwendig, die Effizienz der Ansaugmasse  $\eta_{An}$  über einen alternativen Term zu beschreiben. Dazu wird die Verbrennungsenergie aus Gleichung (5.7) durch eine Druckdifferenz, welche durch die Verbrennung entsteht, abgeschätzt:

$$\eta_{An} = \frac{m_{An,min}}{m_{An,real}} = \frac{\frac{L_{st}}{H_u} \cdot Q_B}{m_{An,real}} \approx \frac{\frac{L_{st}}{H_u} \cdot C_1 \cdot \Delta p_{Verbrennung}}{m_{An,real}} \quad (5.9)$$

Die Berechnung der Druckdifferenz  $\Delta p_{Verbrennung}$  und der Kalibrierungskonstante  $C_1$  erfolgt in Abschnitt 5.3. Die reale Ansaugmasse wird in Abschnitt 5.7 berechnet.

## 5.3 Berechnung der Verbrennungsenergie

Wie bereits erwähnt, erfolgte die Verwendung einer Druckdifferenz bzw. einer Druckrate bereits in vorherigen Arbeiten (siehe [24], [57] und [40]). Dabei wurde meist ein Druckwert vor der Verbrennung mit einem Druckwert nach der Verbrennung in Verbindung gebracht. In diesem Abschnitt wird die Korrelation einer Druckdifferenz mit der Verbrennungsenergie untersucht und optimiert. Störende Einflüsse, die sich auf diese Druckdifferenz auswirken, aber nicht im Zusammenhang mit der Verbrennungsenergie stehen, werden dabei minimiert.

### 5.3.1 Merkmal der Druckdifferenz

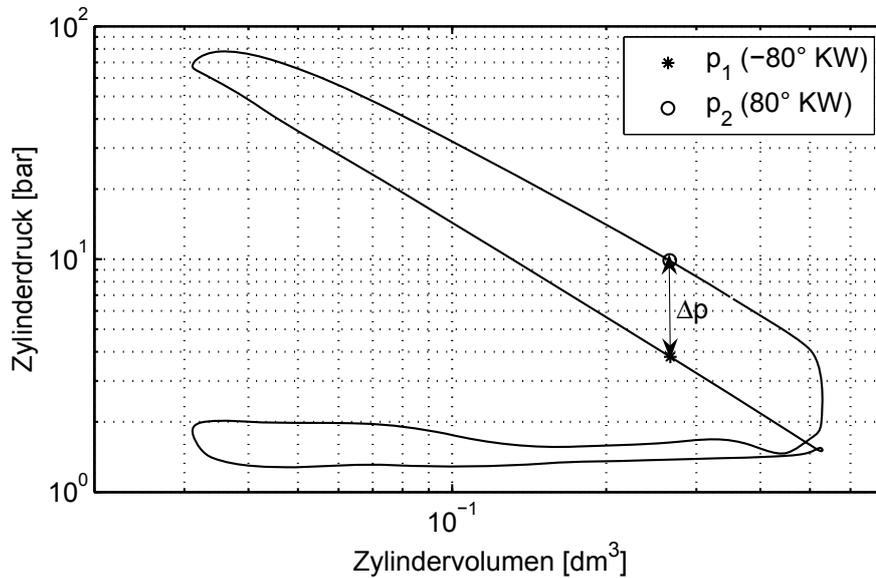
Die Berechnung der Druckdifferenz  $\Delta p$  erfolgt durch Subtraktion eines Druckwertes nach der Verbrennung  $p_{Zyl}(\varphi_2)$  und einem Druckwert vor der Verbrennung  $p_{Zyl}(\varphi_1)$ :

$$\Delta p = p_{Zyl}(\varphi_2) - p_{Zyl}(\varphi_1) \quad (5.10)$$

Die Wahl der Winkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$ , an welchen die Druckwerte liegen, geschieht dabei nach folgenden Gesichtspunkten:

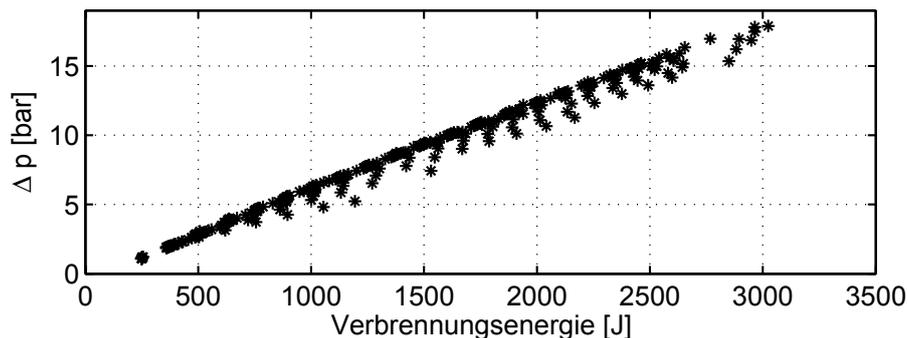
- Der Winkel  $\varphi_1$  muss vor der Verbrennung und der Winkel  $\varphi_2$  nach der Verbrennung liegen.
- Die Winkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  sollten so nahe wie möglich vor bzw. nach dem ZOT gewählt werden. Dadurch steigen die Druckwerte an den zugehörigen Winkelpositionen an, wodurch ein besseres Signal-Rauschverhältnis erreicht wird.
- Beide Druckwerte müssen schließlich bei gleichem Brennraumvolumen vorliegen, um die Druckdifferenz als Maß für die Verbrennung heranziehen zu können.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte werden  $\varphi_{1/2} = \mp 80^\circ$  KW gewählt. Die zugehörigen Druckwerte werden im Folgenden mit  $p_{1/2}$  bezeichnet. In Abbildung 5.2 sind die Druckwerte für die gewählten Kurbelwinkel im doppellogarithmischen pV-Diagramm dargestellt.



**Abbildung 5.2:** Definition der Kurbelwinkel zur Berechnung von  $\Delta p$

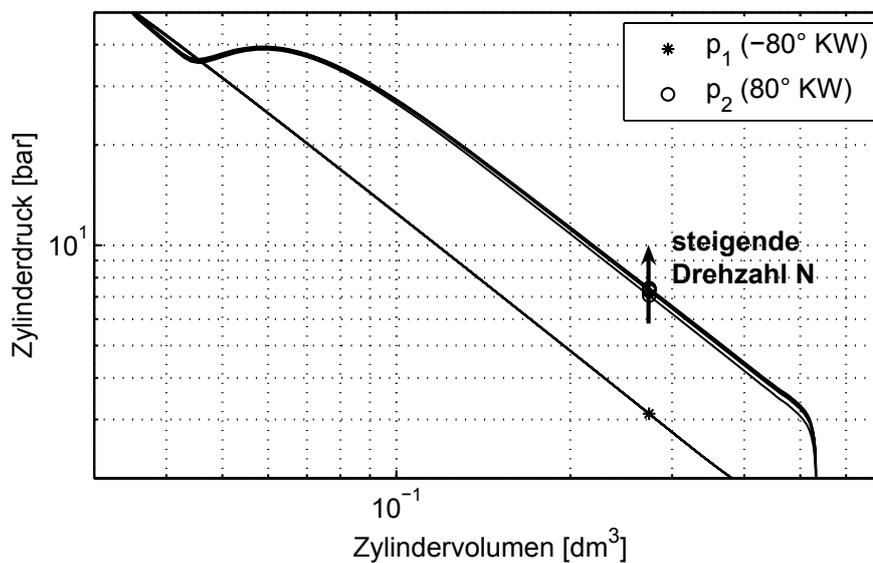
Der Druckanstieg zwischen  $p_1$  und  $p_2$  kommt zum einen durch die entstehende Verbrennungsenergie und zum anderen durch den eingespritzten Kraftstoff zustande. Da die eingespritzte Kraftstoffmasse bei magerer bis stöchiometrischer Verbrennung proportional zur Verbrennungsenergie ist, besteht ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der Druckerhöhung  $\Delta p$  und der Verbrennungsenergie. In Abbildung 5.3 ist die Druckdifferenz gegenüber der auftretenden Verbrennungsenergie im gesamten Drehzahl-Last-Kennfeld des verwendeten Dieselmotors dargestellt.



**Abbildung 5.3:** Abhängigkeit zwischen  $\Delta p$  und Verbrennungsenergie

Die Streuung in Abbildung 5.3 ergibt sich hauptsächlich aus den unterschiedlichen Wandwärmeverlusten und den unterschiedlichen 50%-Umsatzpunkten des Heizverlaufs. Diese Einflüsse werden im Folgenden näher beschrieben und untersucht.

Der Wärmeübertrag von Zylinderfüllung an die Zylinderwand innerhalb der Positionen  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  ist maßgeblich durch die Zeitspanne zwischen den beiden Positionen beeinflusst. Diese Zeitspanne ergibt sich aus der Drehzahl des Motors. Bei steigenden Drehzahlen verbleibt weniger Zeit in der Hochdruckphase und der Wandwärmeübergang sinkt. Dadurch steigt der Druck an der Winkelposition  $\varphi_2 = 80^\circ \text{KW}$ . Abbildung 5.5 verdeutlicht diesen Zusammenhang anhand einer thermodynamischen Simulation des Hochdruckprozesses. Dabei wurde drei Mal exakt dieselbe Verbrennung und Zylinderfüllung angenommen und nur die Drehzahl  $N$  variiert.



**Abbildung 5.4:** Einfluss einer Drehzahlvariation auf  $\Delta p$

Der zweite unerwünschte Einfluss auf die Druckdifferenz  $\Delta p$  ergibt sich durch die Variation des 50%-Umsatzpunktes des Heizverlaufs  $H_{50}$ . Verschiebt sich die  $H_{50}$ -Lage zu späteren Kurbelwinkelwerten, so liegt die Druckerhöhung, welche durch die Verbrennung entsteht, näher an der Winkelposition  $\varphi_2$ . Daraus resultiert eine Erhöhung des Druckes  $p_2$ . Der Druckwert  $p_1$  bleibt davon jedoch unbeeinflusst. Abbildung 5.5 zeigt die simulativen Ergebnisse des Hochdruckprozesses bei einer  $H_{50}$ -Variation. Dabei wurde, wie auch zuvor, die Verbrennung und die Zylinderfüllung konstant gehalten und nur die Lage des  $H_{50}$ -Punktes variiert.

In den folgenden Unterabschnitten werden Korrekturfunktionen hergeleitet, um den Einfluss der Drehzahl und der  $H_{50}$ -Lage auf die Druckdifferenz zu minimieren. Um dabei möglichst nahe am realen Motor zu bleiben, wurden für die Bedatung der Korrekturfunktionen zwei spezielle Messreihen genutzt. Zum einen wurde am Prüfstand eine Drehzahlvariation im Schubbetrieb aufgenommen, zum anderen wurde der Motor bei verschiedenen Drehzahl- und  $H_{50}$ -Variationen mit jeweils konstant gehaltener Einspritzmenge betrieben.

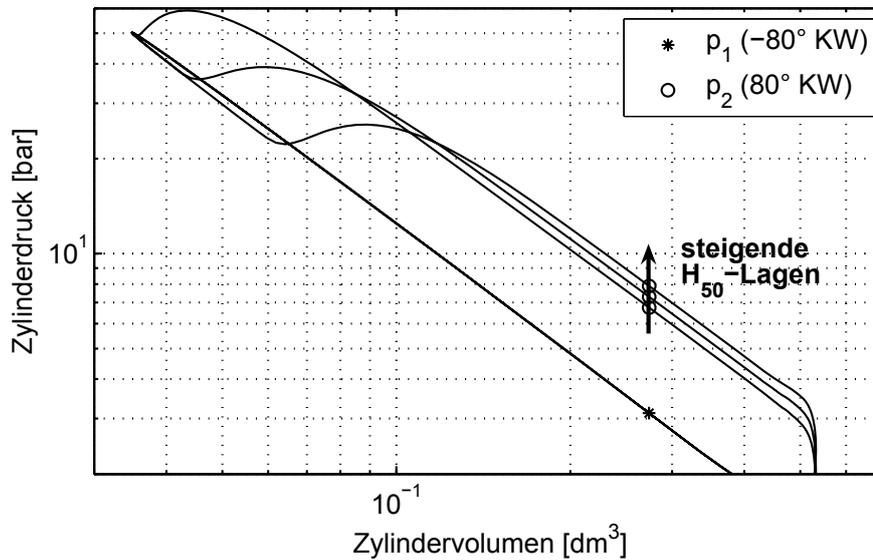


Abbildung 5.5: Einfluss einer  $H_{50}$ -Variation auf  $\Delta p$

### 5.3.2 Korrektur des Druckverlustes im Schubetrieb

Nimmt man den Brennraum als geschlossenes und ideal isoliertes (adiabates) und reibungsfreies System an, so gilt für die Druckdifferenz  $\Delta p$  im Schubetrieb:

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{m_2 \cdot R_2 \cdot T_2}{V_2} - \frac{m_1 \cdot R_1 \cdot T_1}{V_1} = 0 \quad (5.11)$$

Unter diesen Annahmen sind  $m_{1/2}$  und  $T_{1/2}$  konstant. Weil der reale Brennraum nicht adiabat ist, kommt es infolge von Wandwärmeverlusten zu einer negativen Druckdifferenz im Schubetrieb. Zusätzlich treten im realen Betrieb des Motors Blow-by-Verluste auf, welche die negative Druckdifferenz verstärken. Um diese Einflüsse zu minimieren, wird der Verlauf von  $\Delta p$  mit verschiedenen Drehzahlen aus Schleppbetriebsdaten berechnet (Abbildung 5.6). Die gestrichelte Kurve zeigt den interpolierten Verlauf mit einem Polynom 4. Ordnung. Es lässt sich erkennen, dass der Druckverlust bei niederen Drehzahlen am höchsten ausfällt. Dies ist, wie bereits erwähnt, dadurch begründet, dass die Drehzahl direkt die Zeit bestimmt, welche zwischen den zwei Druckmessungen liegt. Die vom Druckverlust korrigierte Druckdifferenz  $\Delta p_0$  ergibt sich zu:

$$\Delta p_0 = p_2 - p_1 + |p_0| \quad (5.12)$$

Für den Druckverlust während des Schubetriebs gilt dabei:

$$p_0 = a_4 \cdot N^4 + a_3 \cdot N^3 + a_2 \cdot N^2 + a_1 \cdot N + a_0 \quad (5.13)$$

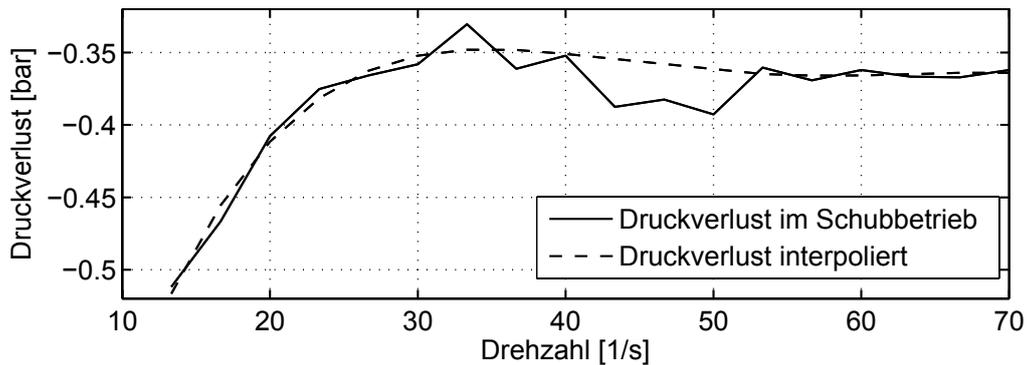


Abbildung 5.6: Interpolation des Druckverlustes im Schubbetrieb

### 5.3.3 Drehzahlkorrektur

Wie anhand von Abbildung 5.4 erläutert, zeigt die Druckdifferenz im gefeuerten Motorbetrieb bei gleichbleibender Verbrennungsenergie  $Q_B$  eine Drehzahlabhängigkeit. Dies gilt auch für die durch den Druckverlust korrigierte Druckdifferenz  $\Delta p_0$ . Trägt man den Quotienten

$$\frac{\Delta p_0}{Q_B} \quad (5.14)$$

über den Kehrwert der Drehzahl [s] auf, so ergeben sich die in Abbildung 5.7 gezeigten Verläufe, wobei ein Verlauf pro  $H_{50}$ -Lage dargestellt ist. Die zugehörigen Geraden wurden durch eine lineare Regression eingepasst. Es ist zu erkennen, dass die Verläufe mit zunehmenden  $H_{50}$  nach oben wandern, die

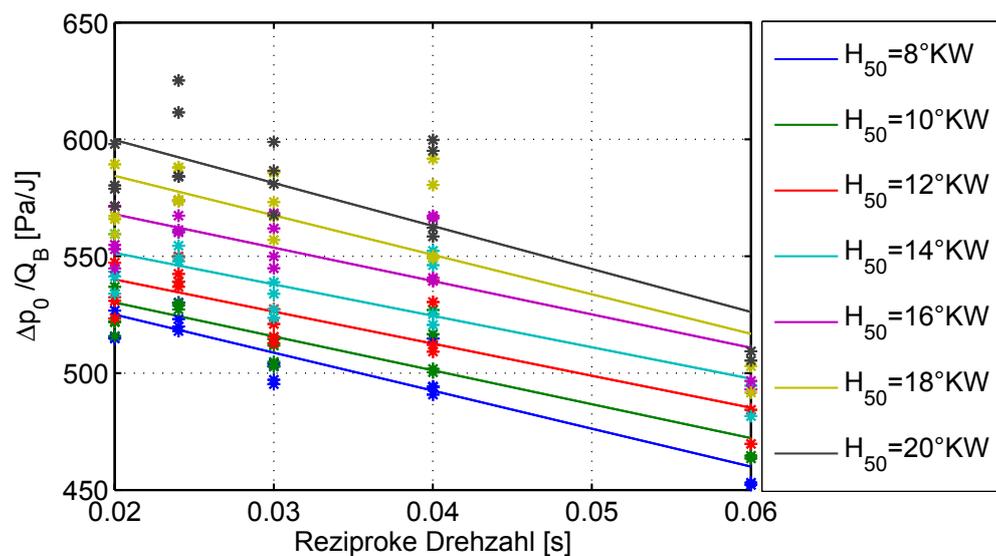


Abbildung 5.7: Drehzahlabhängigkeit von  $\Delta p_0$

Steigung der zugehörigen Regressionsgeraden jedoch fast identisch bleibt. Für die Drehzahlkorrektur der Druckdifferenz ergibt sich bei konstanter  $H_{50}$ -Lage die Forderung:

$$\frac{\Delta p_0}{Q_B} \stackrel{!}{=} \text{konst.} = \frac{\Delta p_0}{Q_B} \cdot C_N \quad (5.15)$$

Die Korrekturfunktion  $C_N$  lässt sich pro  $H_{50}$ -Lage dabei wie folgt berechnen:

$$C_N = \frac{c_1 \cdot \frac{1}{N_{\text{Ref}}} + c_0}{c_1 \cdot \frac{1}{N} + c_0} \quad (5.16)$$

Die Funktionen werden dabei auf die Referenzdrehzahl  $N_{\text{Ref}} = 2000 \left[\frac{1}{\text{min}}\right]$  normiert, das heißt bei Referenzdrehzahl hat die Korrekturfunktion die Wertigkeit 1 und somit keinen Einfluss. Insgesamt wurden 7 verschiedene  $H_{50}$ -Lagen am Prüfstand eingestellt. Für die einzelnen Geraden sind die resultierenden Koeffizienten in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

$H_{50}$ -Lage [°KW]	$c_1$	$c_0$
8	-1626	557
10	-1450	559
12	-1372	567
14	-1345	578
16	-1429	597
18	-1689	618
20	-1839	636

**Tabelle 5.1:** Ergebnisse der Regressionsanalyse für die Drehzahlkorrektur

Da die Korrekturfunktion nur die Steigung der Geradengleichungen in Abbildung 5.7 auf null setzen soll, können die gefundenen Funktionen gemittelt werden. Es ergibt sich der Zusammenhang:

$$C_N = \frac{-1512 \cdot \frac{1}{N_{\text{Ref}}} + 593}{-1512 \cdot \frac{1}{N} + 593} \quad (5.17)$$

Die drehzahlkorrigierte Druckdifferenz wird im Folgenden mit  $\Delta p_{0,C_N}$  bezeichnet.

### 5.3.4 50%-Umsatzpunkt-Korrektur

Wie anhand der thermodynamischen Simulation (Abbildung 5.5) und mittels Messdaten (Abbildung 5.7) zu sehen ist, erhöht sich die Druckdifferenz bei steigenden  $H_{50}$ -Lagen. Auch diese Abhängigkeit ist stark ausgeprägt und sollte korrigiert werden. Dazu wird die Sensitivität der Druckdifferenz  $\Delta p_{0,C_N}$  zur  $H_{50}$ -Lage definiert:

$$S = \frac{\Delta(\Delta p_{0,C_N})}{\Delta H_{50}} \quad (5.18)$$

Die Sensitivität beschreibt den Quotienten aus Änderung der Druckdifferenz  $\Delta(\Delta p_{0,C_N})$  zur Änderung der  $H_{50}$ -Lage  $\Delta H_{50}$ . Sie gibt also an, um wie viel bar sich die Druckdifferenz pro Grad Winkeländerung der  $H_{50}$ -Lage ändert.

Zwischen dem 50%-Umsatzpunkt und der Druckdifferenz besteht ein nahezu linearer Zusammenhang (siehe Abbildung 5.9). Wird die Druckdifferenz bei einem definierten Referenzwinkel für den  $H_{50}$ -Punkt festgelegt  $\Delta p_{0,C_N}(H_{50,Ref})$ , so lässt sich die Druckdifferenz an einer beliebigen  $H_{50}$ -Lage durch

$$\Delta p_{0,C_N}(H_{50}) = \Delta p_{0,C_N}(H_{50,Ref}) \cdot (1 + S \cdot \Delta H_{50}) \quad (5.19)$$

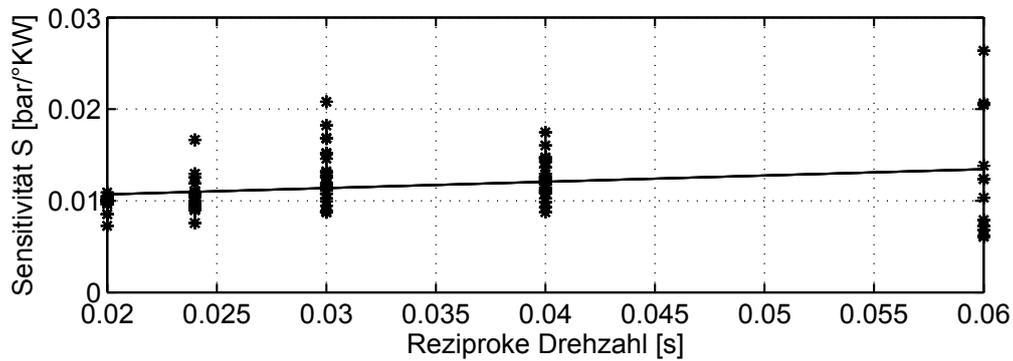
beschreiben. Die Winkelkorrekturfunktion  $C_{H_{50}}$  ergibt sich aus der Forderung, dass die Druckdifferenz, unabhängig von der  $H_{50}$ -Lage, überall den gleichen Wert annimmt

$$\Delta p_{0,C_N}(H_{50}) \cdot C_{H_{50}} \stackrel{!}{=} \Delta p_{0,C_N}(H_{50,Ref}) \quad (5.20)$$

zu:

$$C_{H_{50}} = \frac{1}{1 + S \cdot \Delta H_{50}} \quad (5.21)$$

Die Sensitivität  $S$  lässt sich anhand Gleichung (5.18) berechnen und ist in Abbildung 5.8 bei verschiedenen Drehzahlen dargestellt.



**Abbildung 5.8:** Sensitivität der Druckdifferenz bezüglich der  $H_{50}$ -Lage (Regressionsgerade und Einzelergebnisse (\*))

Da die Sensitivität leicht drehzahlabhängig ist, lässt sie sich auch als

$$S(N) = 0.0691 \cdot \frac{1}{N} + 0.0093 \quad (5.22)$$

schreiben. Durch Einsetzen von Gleichung (5.22) in Gleichung (5.21) erhält man schließlich die Winkelkorrekturfunktion:

$$C_{H_{50}} = \frac{1}{1 + \left(0.0691 \cdot \frac{1}{N} + 0.0093\right) (H_{50} - H_{50,Ref})} \quad (5.23)$$

Als Referenzlage für den  $H_{50}$ -Punkt wird hier ein Winkel von  $H_{50,Ref} = 12^\circ \text{KW}$  gewählt.

Abbildung 5.9 zeigt die relative Abweichung der vollständig korrigierten und der unkorrigierten Druckdifferenz bezüglich der Druckdifferenz am  $H_{50}$ -Referenzwinkel. Um nur den Einfluss der  $H_{50}$ -Lage und deren Korrektur zu verdeutlichen, ist die Berechnung des relativen Fehlers bei jeweils konstanter Einspritzmenge und Drehzahl erfolgt. Wie leicht zu erkennen ist, ergibt sich der mittlere relative Fehler der korrigierten Druckdifferenz zu null. Der verbleibende relative Fehler beträgt bis zu 4 %. Dieser liegt im Rahmen der Messgenauigkeit.

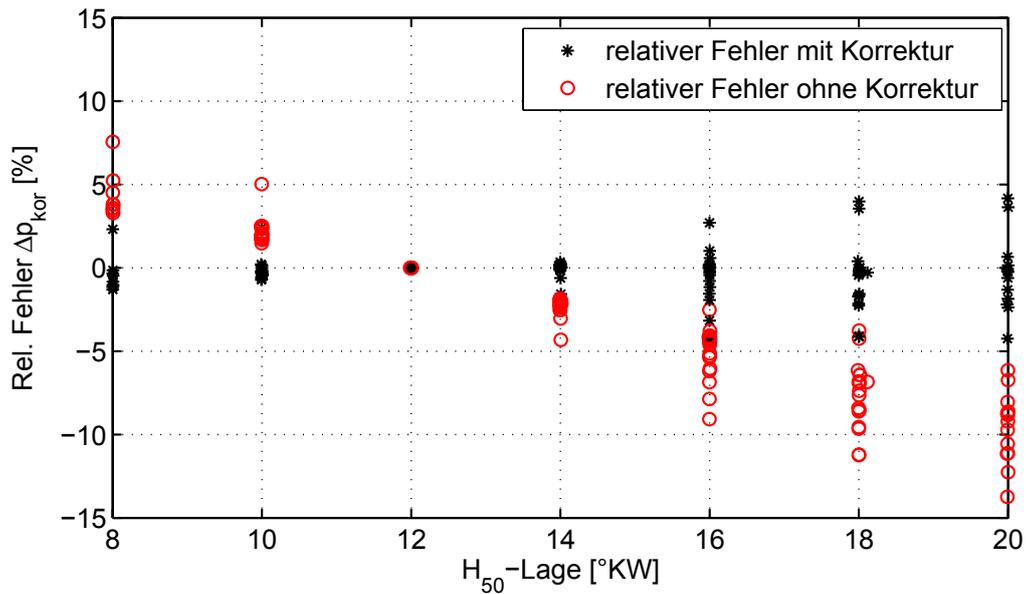


Abbildung 5.9: Relativer Fehler von  $\Delta p_{\text{kor}}$  bzgl.  $\Delta p_{\text{kor}}(H_{50,\text{Ref}})$

Abbildung 5.10 zeigt den linearen Zusammenhang zwischen korrigierter Druckdifferenz und der Verbrennungsenergie. Im Vergleich zu Abbildung 5.3 ist eine deutliche Verbesserung der Linearität zwischen den zwei Größen erkennbar.

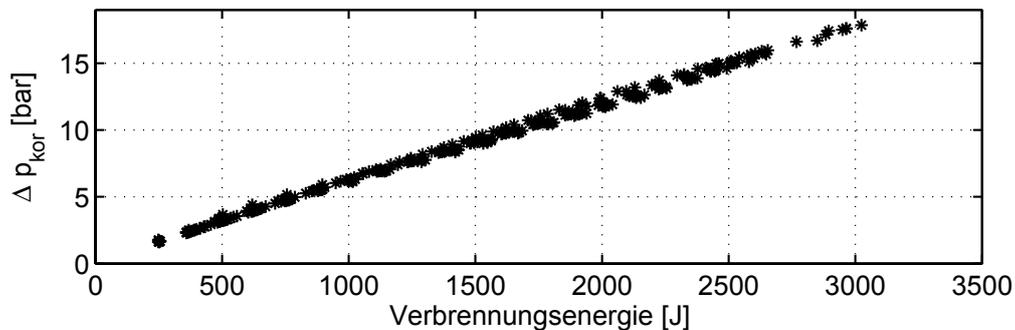


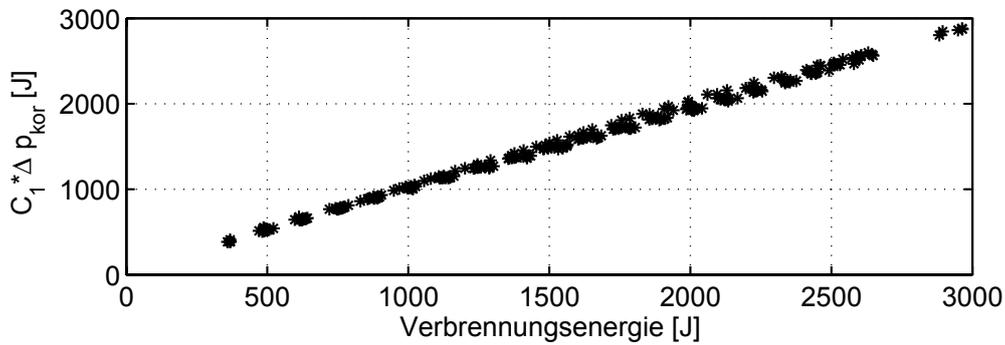
Abbildung 5.10: Zusammenhang von  $\Delta p_{\text{kor}}$  mit der Verbrennungsenergie

### 5.3.5 Bestimmung der Kalibrierungskonstante

Im Folgenden wird die Größe der Kalibrierungskonstanten berechnet. Die Proportionalitätskonstante  $C_1$  beschreibt den Zusammenhang zwischen Verbrennungsenergie  $Q_B$  und der Druckdifferenz  $\Delta p_{\text{kor}}$ . Durch die Berechnung mit SI-Einheiten

$$Q_B [\text{Nm}] = C_1 [\text{m}^3] \cdot \Delta p_{\text{kor}} \left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] \quad (5.24)$$

ergibt sich eine Konstante  $C_1$  mit dem Wert von  $0,001665 \text{ m}^3$ . Abbildung 5.11 zeigt die geschätzte Verbrennungsenergie gegenüber den Referenzwerten.



**Abbildung 5.11:** Zusammenhang von  $\Delta p_{\text{kor}}$  mit der Verbrennungsenergie

Zur Berechnung der minimalen Ansaugmasse, Gleichung (5.9), wird zusätzlich noch der stöchiometrische Luftbedarf  $L_{\text{st}}$  und der untere Heizwert  $H_u$  benötigt. Zur einfacheren Berechnung wird daher eine zweite Kalibrierungskonstante eingeführt:

$$C_{\text{An}} = \frac{L_{\text{st}}}{H_u} \cdot C_1 \quad (5.25)$$

Mit  $L_{\text{st}} = 14.5$  und  $H_u = 42.5 \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$  ergibt sich:

$$C_{\text{An}} = \frac{L_{\text{st}} [-]}{H_u \left[ \frac{\text{Nm}}{\text{kg}} \right]} \cdot C_1 [\text{m}^3] = 5.68 \cdot 10^{-10} \left[ \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{N}} \right] \quad (5.26)$$

Eine Überprüfung der Einheiten kann an der dimensionslosen Effizienz der Ansaugmasse durchgeführt werden:

$$\eta_{\text{An}} [-] = C_{\text{An}} \left[ \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{N}} \right] \cdot \frac{\Delta p_{\text{kor}} \left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]}{m_{\text{An,real}} [\text{kg}]} \quad (5.27)$$

Um  $C_{\text{AN}}$  besser zu skalieren, bietet es sich an, in späteren Berechnungen die Druckdifferenz in bar und die Ansaugmasse in mg einzusetzen. Dadurch ergibt sich die Kalibrierungskonstante zu:

$$C_{\text{AN}} = 56.8 \quad (5.28)$$

## 5.4 Vollständigkeit der Verbrennung

Die Vollständigkeit der Verbrennung gibt das Verhältnis der auftretenden Verbrennungsenergie zur maximal möglichen Verbrennungsenergie der eingespritzten Kraftstoffmasse an:

$$CoC = \frac{Q_B}{m_B \cdot H_u} \quad (5.29)$$

Da Dieselmotoren im Normalfall mit Luftüberschuss betrieben werden, liegt der Verlust durch die Unvollständigkeit der Verbrennung in der Regel unter 1 %, siehe [77]. Die Vollständigkeit der Verbrennung wurde in dieser Arbeit nach [9] aus den gemessenen Abgaswerten HC [ppm], CO [ppm] und  $\lambda_A$  berechnet. Da diese Emissionsmessung nur am Prüfstand üblich ist, wurden die gefundenen Werte in einem Kennfeld über Last und Drehzahl abgelegt. Aufgrund des geringen Einflusses der Unvollständigkeit der Verbrennung kann dieses Kennfeld, wie im Laufe dieser Arbeit zu erkennen war, aber vernachlässigt und der Wert der  $CoC$  konstant gesetzt werden. Bei modernen Dieselmotoren kann zusätzlich die Änderung der  $CoC$ , bei der Anwendung des Ansatzes auf unterschiedliche Motorvarianten, vernachlässigt werden.

## 5.5 Berechnung der AGR-Rate bei bekannter Ansaugmasse

Aus Gleichung (5.9) ergibt sich die Effizienz der Ansaugmasse zu:

$$\eta_{An} = \frac{C_{An} \cdot \Delta p_{kor}}{m_{An,real}} \quad (5.30)$$

Bei bekannter Ansaugmasse  $m_{An,real}$  lässt sich somit nach Gleichung 5.8

$$x_{AGR} = 1 - \eta_{An} \frac{\lambda_A}{CoC}$$

die externe Abgasrückführrate berechnen. Die reale Ansaugmasse erhält man aus der Differenz von der gesamten Zylinderfüllung  $m_{ges}$  und Restgasmasse  $m_{RG}$ :

$$m_{An,real} = \underbrace{\frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1}}_{m_{ges}} - m_{RG} \quad (5.31)$$

Aufgrund der geringen Ventilüberschneidung beim verwendeten Motor lässt sich die Restgasmasse über das ideale Gasgesetz beschreiben, siehe auch [54]. Dabei wird angenommen, dass eine Masse mit der Dichte des Abgases im verbleibenden Brennraumvolumen  $V_{min}$  am oberen Totpunkt nicht aus dem Zylinder ausgeschoben wird:

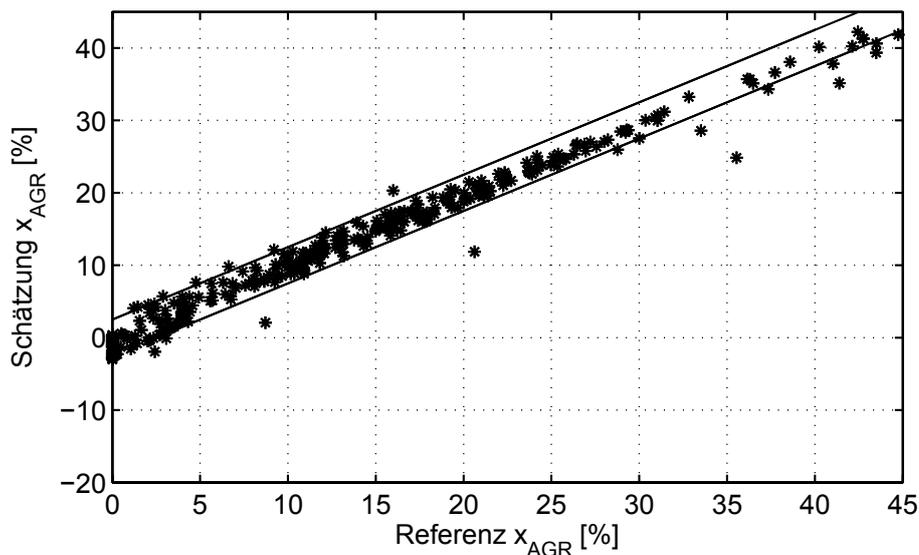
$$m_{RG} = \frac{p_3 \cdot V_{min}}{R \cdot T_3} \quad (5.32)$$

Der Druck  $p_3$  und die Temperatur  $T_3$  werden im Auslasstrakt vor dem Abgas-turbolader gemessen.

Nach [16] beträgt die Gaskonstante bei dem vorliegenden Druck- und Temperaturbereich für Luft  $R_L = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$  und für Verbrennungsgas  $R_V = 287,6 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$ . Da die relative Abweichung zwischen beiden Größen nur 0.2 % beträgt, wird hier die Gaskonstante für Luft und Verbrennungsgas mit  $R = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$  angenommen.

Zur Berechnung der realen Ansaugmasse benötigt man schließlich noch die gesamte Zylinderfüllung  $m_{\text{ges}}$ . Diese kann, wie auch die Restgasmasse, über das ideale Gasgesetz berechnet werden. Dafür wird der Druck, die Temperatur und das Volumen an der Winkelposition  $\varphi_1 = -80^\circ \text{KW}$  verwendet. Die einzige unbekannte Größe ist dabei die Brennraumtemperatur  $T_1$ .

In Abbildung 5.12 ist die Berechnung der AGR-Rate mit Hilfe der Referenztemperatur  $T_1$  aus Anhang B.2 dargestellt. Der abgebildete Korridor beträgt  $\pm 3\%$ . Findet eine Mittelung der Referenztemperatur über alle Betriebspunkte statt, ergibt sich die in Abbildung 5.13 gezeigte Schätzung. Durch die Verwendung der mittleren Referenztemperatur vergrößert sich der Korridor auf  $\pm 6\%$ . Beide Grafiken zeigen die Schätzung der AGR-Rate anhand von Messdaten des gesamten Drehzahl-Last-Kennfeldes. Dabei ist die Druckdifferenz über alle 6 Zylinder und über 100 Zyklen gemittelt worden. Da im Betrieb des Motors normalerweise weder die Referenztemperatur noch die mittlere Referenztemperatur bekannt sind, beschäftigen sich die nächsten Abschnitte mit der Modellierung der Temperatur  $T_1$ . Die Vergrößerung des Streubandes der AGR-Rate von Abbildung 5.12 zu Abbildung 5.13 zeigt deutlich, dass eine präzise Modellierung der Temperatur an der Winkelposition  $\varphi_1$  notwendig ist.



**Abbildung 5.12:** Schätzung der AGR-Rate bei bekanntem  $T_1$

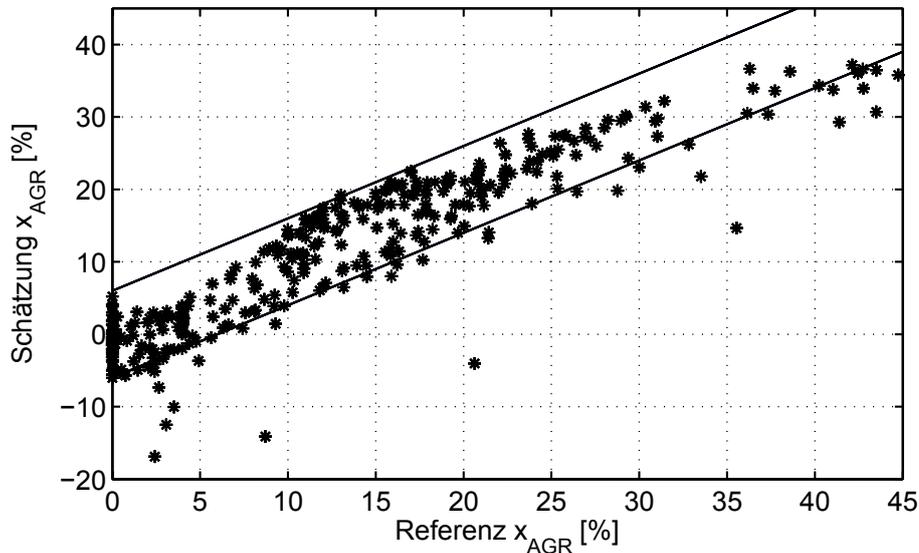


Abbildung 5.13: Schätzung der AGR-Rate bei bekanntem Mittelwert von  $T_1$

## 5.6 Die Strecke der Abgasrückführung

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, stellt die Temperatur  $T_1$  einen zentralen Faktor zur Abschätzung der AGR-Rate dar. In diesem Unterkapitel wird ein Teil des Luftpfades modelliert, um so die Temperatur  $T_1$  und die Ansaugmasse  $m_{An}$  zu bestimmen. Abbildung 5.14 zeigt den vereinfachten Luftpfad des betrachteten Systems. Wie bereits in Unterkapitel 2.2 erwähnt, werden Massenströme in der vorliegenden Arbeit in der Einheit  $\frac{\text{kg}}{\text{Asp-Zyl}}$  angegeben. Im stationären Zustand des Motors entspricht somit der Zahlenwert eines Massenstroms im Luftpfad  $\{\dot{m}_{An}\}$  dem Zahlenwert von der integralen Masse  $\{m_{An}\}$  im Zylinder (siehe Gleichung 2.4). Dies ist hier von besonderer Bedeutung, da bei der Berechnung der gesuchten Zustandsgrößen ein Systemwechsel von geschlossenem Zylinder auf den offenen Luftpfad erfolgt.

Die Temperaturen, welche im Fahrzeugbetrieb mitgemessen werden, sind lediglich die Abgastemperatur  $T_3$  und die Ansaugtemperatur nach dem Ladeluftkühler  $T_{2N}$ . Um die Temperatur  $T_1$  im Zylinder zu erhalten, werden folgende idealisierte Prozesse durchlaufen (siehe auch Abbildungen 5.14 und 5.15):

- Abkühlung des Abgases im AGR-Kühler:

$$T_{3K} = f(T_3, ..)$$

- Adiabate Mischung von Luft und Abgas im Einlasssammler:

$$T_{2SR} = f(T_{2N}, T_{3K}, ..)$$

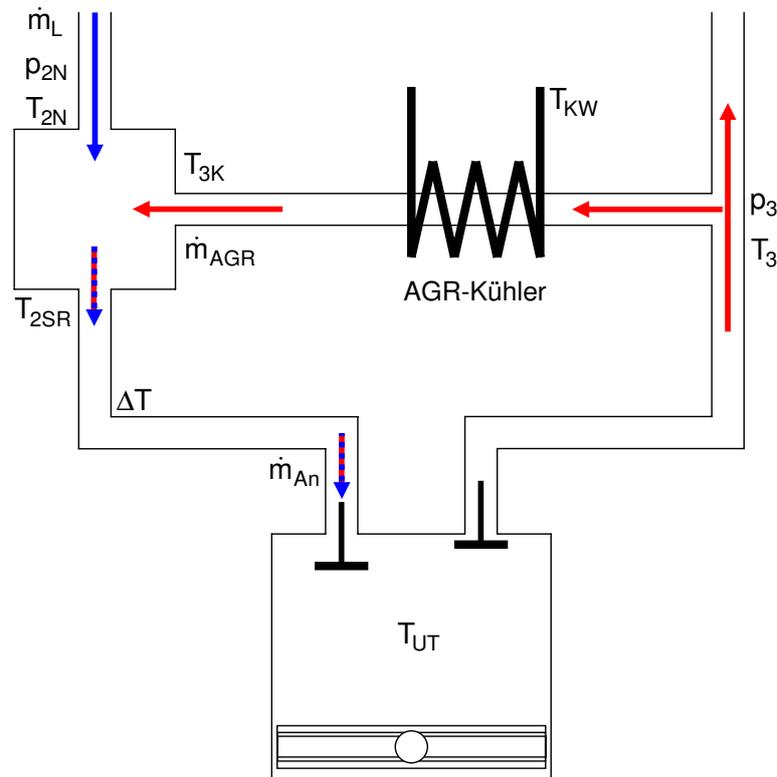


Abbildung 5.14: Die Strecke der Abgasrückführung

- Konvektive Wärmeübertragung im Saugrohr und adiabate Mischung mit Restgas im Zylinder:

$$T_{UT} = T_{2SR} + \Delta T(..)$$

- Annähernd polytrope Verdichtung, bis das Einlassventil schließt (siehe Abbildung 5.15):

$$T_{ES} = f(T_{UT}, V_{UT}, V_{ES}, n)$$

- Polytrope Verdichtung des Gases von  $p_{ES}$  ( $-145^\circ\text{KW}$ ) nach  $p_1$  ( $-80^\circ\text{KW}$ ):

$$T_1 = f(T_{ES}, V_{ES}, V_1, n)$$

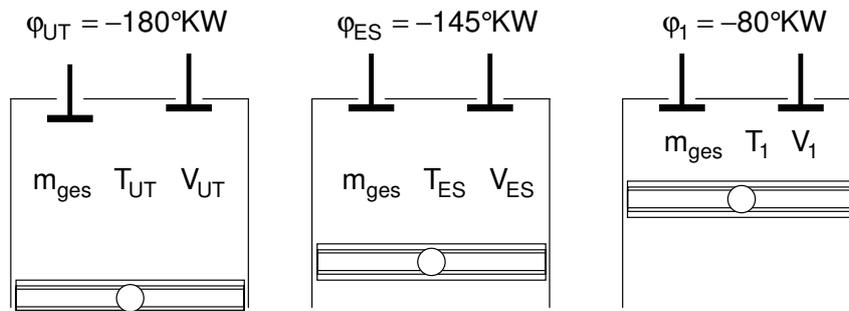


Abbildung 5.15: Zustandsänderung im Zylinder

### 5.6.1 Wärmeübergang im AGR-Kühler

Der kühlmittelseitige Wärmestrom  $\dot{Q}_W$  berechnet sich nach dem Newtonschen Ansatz mit der Kühleroberfläche  $A_K$ , dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_K$ , der Temperatur des rückgeführten Abgases  $T_3$  und der Wandtemperatur des Kühlers  $T_{KW}$ , siehe [64], zu:

$$\dot{Q}_W = A_K \cdot \alpha_K \cdot (T_3 - T_{KW}) \quad (5.33)$$

Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik lässt sich der Wärmestrom des rückgeführten Abgases nach dem AGR-Kühler  $\dot{Q}_{K,aus}$  wie folgt beschreiben:

$$\dot{Q}_{K,aus} = \dot{Q}_{K,ein} - \dot{Q}_W \quad (5.34)$$

Bei der Annahme einer isobaren Abkühlung ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung (5.33) in (5.34):

$$\dot{m}_{AGR} \cdot c_{p,AGR} \cdot T_{3K} = \dot{m}_{AGR} \cdot c_{p,AGR} \cdot T_3 - A_K \cdot \alpha_K \cdot (T_3 - T_{KW}) \quad (5.35)$$

Dabei bezeichnet  $c_{p,AGR}$  die spezifische Wärmekapazität von Abgas,  $\dot{m}_{AGR}$  den Massenstrom der Abgasrückführung und  $T_{3K}$  die Temperatur des Abgases nach dem AGR-Kühler. Die Auflösung nach  $T_{3K}$  führt zu:

$$T_{3K} = T_3 - \frac{\alpha_K \cdot A_K \cdot (T_3 - T_{KW})}{c_{p,AGR} \cdot \dot{m}_{AGR}} \quad (5.36)$$

Die Formel lässt sich durch das Zusammenfassen der unbekannt Parameter

$$\kappa = \frac{\alpha_K \cdot A_K}{c_{p,AGR}} \quad (5.37)$$

in folgender Gleichung schreiben:

$$T_{3K} = T_3 - \kappa \cdot \frac{(T_3 - T_{KW})}{\dot{m}_{AGR}} \quad (5.38)$$

Da die Temperatur  $T_{3K}$  am Prüfstand gemessen wird und  $\dot{m}_{AGR}$  aus der Berechnung der Referenzwerte bekannt ist, lässt sich das Verhalten des Kühlers, bei konstanter Kühlwassertemperatur, anhand einer speziellen Messreihe erfassen und in einem Kennfeld der Form

$$T_{3K} = f(T_3, \dot{m}_{AGR}) \quad (5.39)$$

ablegen. Hierzu wurden die schon im Kapitel 4 verwendeten AGR-Variationen benutzt. Das sich dadurch ergebende Kennfeld ist in Abbildung 5.16 zu sehen.

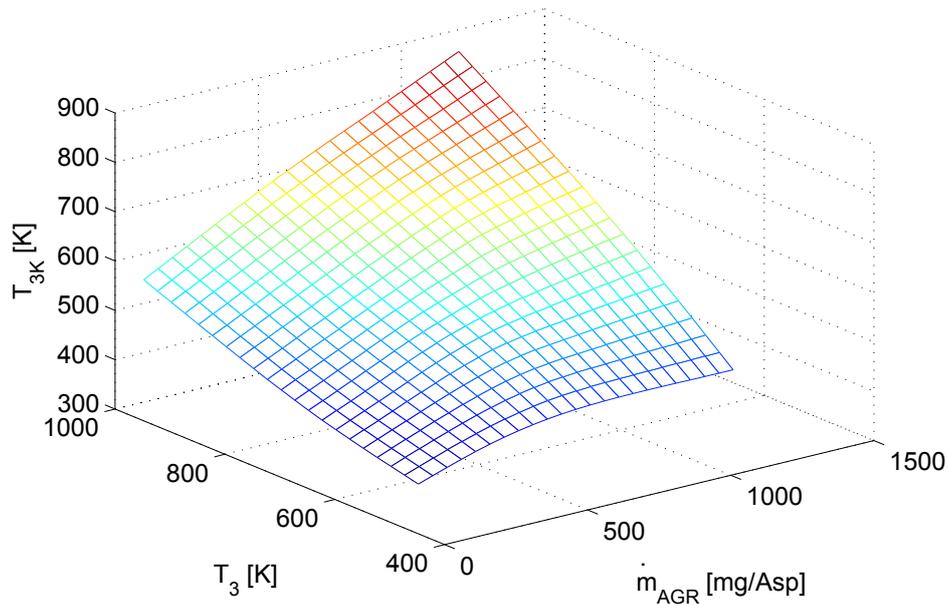


Abbildung 5.16: Kennfeld des AGR-Kühlers

### 5.6.2 Mischtemperatur im Einlasssammler

Bei Vernachlässigung der spezifischen Wärmekapazitäten für Luft und Abgas errechnet sich die Mischtemperatur im Einlasssammler zu:

$$T_{2SR} = \frac{\dot{m}_L \cdot T_{2N} + \dot{m}_{AGR} \cdot T_{3K}}{\dot{m}_L + \dot{m}_{AGR}} \quad (5.40)$$

Die Berücksichtigung der Wärmekapazitäten in Gleichung (5.40) führt bei der Überprüfung mit Hilfe von Referenzwerten zu relativen Abweichungen der Mischtemperatur von maximal 1.2 %. Aufgrund dieses kleinen Einflusses können die Wärmekapazitäten vernachlässigt werden.

### 5.6.3 Temperaturerhöhung im Einlasskrümmer

Die physikalische Modellierung der Wärmeübertragung im Saugrohr ist sehr komplex und mit vielen Unsicherheiten verbunden. Deshalb wird hier ein empirischer Ansatz nach [81] verwendet, um die Temperaturänderung abzuschätzen. In diesem Ansatz lässt sich die Temperatur der Zylinderfüllung (Gasgemisch aus Ansaugmasse  $m_{An}$  und Restgasmasse  $m_{RG}$  im Zylinder) bei freiansaugenden Dieselmotoren schätzen. Die Temperatur am unteren Totpunkt berechnet sich mit Hilfe dieser Funktion von Zapf zu:

$$T_{UT} = 296 + 0.86 \cdot (T_{2SR} - 273.15) + 0.11 \cdot t_W + 1.35 \cdot c_m - 0.7 \cdot \varepsilon - 3 \cdot \lambda_A \quad (5.41)$$

Dabei ist  $c_m \left[ \frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$  die mittlere Kolbengeschwindigkeit,  $\varepsilon [-]$  das Verdichtungsverhältnis des Motors und  $t_W [^\circ\text{C}]$  die mittlere Oberflächentemperatur der Brennraumwände. Diese ist nach [8] gegeben durch:

$$t_W = (355 - 273) - 0.003 \cdot N + 10 \cdot p_{\text{mi}} \quad (5.42)$$

Hierbei steht  $N \left[ \frac{1}{\text{min}} \right]$  für die Motordrehzahl und  $p_{\text{mi}} [\text{bar}]$  für den indizierten Mitteldruck.

Um die Anwendbarkeit des empirischen Ansatzes nach Zapf zu überprüfen, wird die Referenztemperatur  $T_1$  aus Anhang B.2 polytrop zum unteren Totpunkt extrapoliert und mit der geschätzten Temperatur aus Gleichung (5.41) verglichen. Die Referenztemperatur ergibt sich somit zu:

$$T_{\text{UT}} = T_1 \cdot \left( \frac{V_1}{V_{\text{UT}}} \right)^{n-1} \quad (5.43)$$

Die Referenz der Mischtemperatur im Einlasssammler  $T_{2\text{SR}}$  aus Anhang B.2 sowie die übrigen Größen werden hierbei in den empirischen Ansatz eingesetzt. Abbildung 5.17 zeigt den Vergleich zwischen der geschätzten Temperatur und der berechneten Referenztemperatur. Der Originalansatz gibt die Tendenz der Temperatur  $T_{\text{UT}}$  gut wieder, allerdings ist die Schätzung mit einem konstanten Offset überlagert. Deshalb wurde der konstante Parameter im Ansatz (5.41) von 296 auf 330 korrigiert. Abbildung 5.17 zeigt den Vergleich zwischen dem Originalansatz nach Zapf und dem Ansatz mit angepasstem Absolutwert.

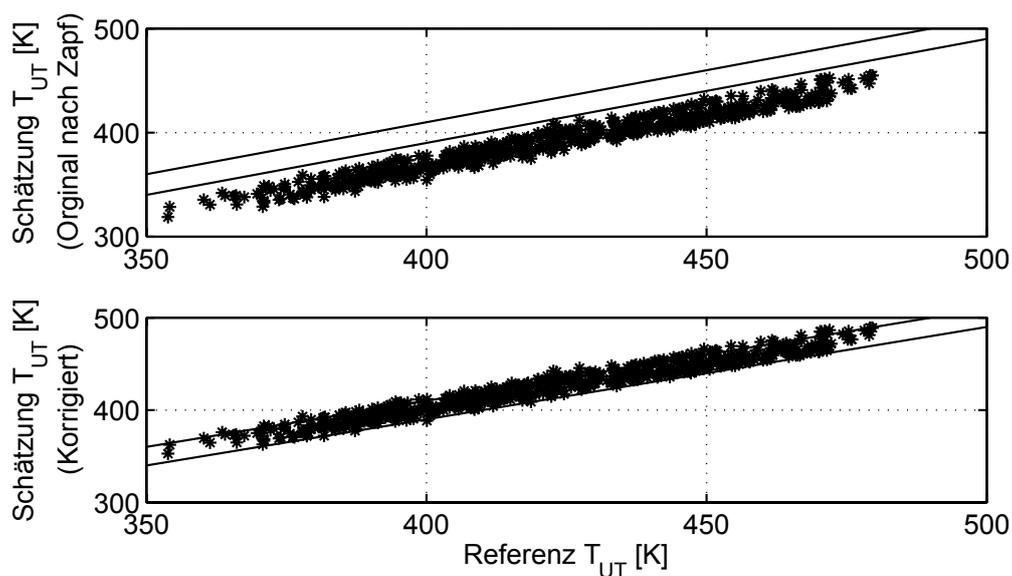


Abbildung 5.17: Schätzung der Temperatur am unteren Totpunkt

### 5.6.4 Annähernd polytrope Verdichtung bei geöffnetem Einlassventil

Die Zustandsänderung von  $T_{UT}$  nach  $T_{ES}$  geschieht bei noch teilweise geöffnetem Einlassventil. Trotzdem lässt sie sich als annähernd polytrope Verdichtung betrachten [8].  $T_{ES}$  ergibt sich mit dem Polytropenexponenten  $n = 1.37$  zu:

$$T_{ES} = T_{UT} \cdot \left( \frac{V_{UT}}{V_{ES}} \right)^{n-1} \quad (5.44)$$

### 5.6.5 Polytrope Verdichtung im Zylinder

Bei bekannter Temperatur  $T_{ES}$  und bekanntem Polytropenexponenten  $n$  lässt sich abschließend die Temperatur bei  $-80$  °KW berechnen:

$$T_1 = T_{ES} \cdot \left( \frac{V_{ES}}{V_1} \right)^{n-1} \quad (5.45)$$

## 5.7 Iterative Berechnung der AGR-Rate

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass sich die Temperatur  $T_1$  aus den vorhandenen Messgrößen bestimmen lässt. Zur Berechnung dieser Temperatur ist allerdings die Kenntnis der aktuell vorhandenen AGR-Rate notwendig. Wie in Unterkapitel 5.5 erläutert, wird für eine präzise AGR-Raten-Bestimmung wiederum die Temperatur  $T_1$  benötigt. Dieser zyklische Zusammenhang erfordert eine iterative Berechnung der Zustandsgrößen. Abbildung 5.18 gibt einen Überblick über die iterative Berechnung der Temperatur  $T_1$  und der AGR-Rate  $x_{AGR}$ .

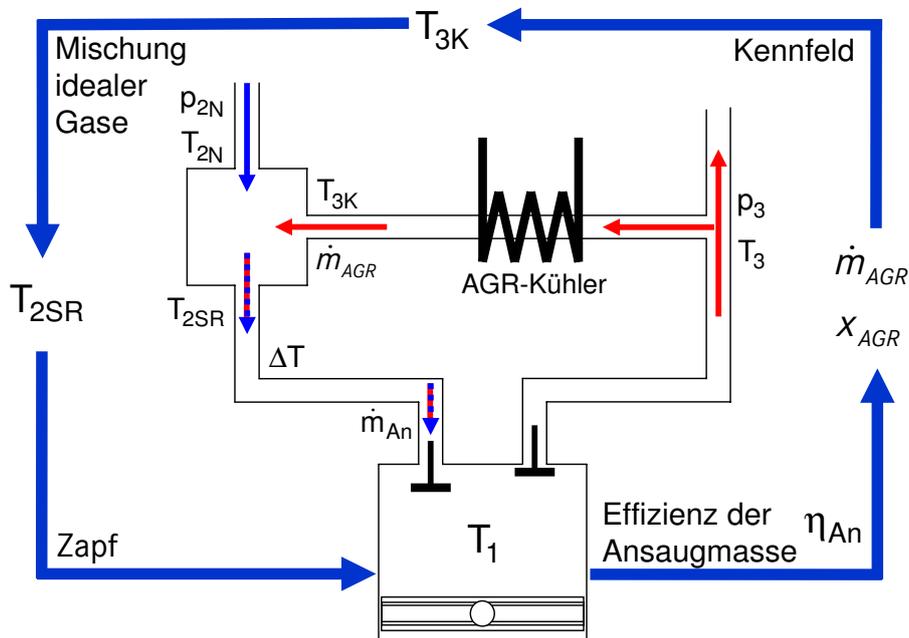


Abbildung 5.18: Iterationsschema zur Bestimmung der AGR-Rate

Die einzelnen Berechnungsschritte sind im folgenden Abschnitt noch einmal zusammengefasst.

### 5.7.1 Überblick des iterativen Lösungsalgorithmus

1. Setzen der Anfangsbedingung:  $T_{1,i} = 500, i = 0$
2. Angesaugte Gasmasse:

$$m_{An,i} = \underbrace{\frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_{1,i}}}_{m_{ges}} - \underbrace{\frac{p_3 \cdot V_{min}}{R \cdot T_3}}_{m_{RG}} \quad (5.46)$$

3. Effizienz der Ansaugmasse und AGR-Rate:

$$\eta_{\text{An},i} = \frac{C_{\text{An}} \cdot \Delta p_{\text{kor}}}{m_{\text{An},i}} \quad (5.47)$$

$$x_{\text{AGR},i} = 1 - \eta_{\text{An},i} \frac{\lambda_{\text{A}}}{C_{\text{O}C}} \quad (5.48)$$

4. Angesaugte Frischluft- und Abgasrückführmasse:

$$m_{\text{L},i} = (1 - x_{\text{AGR},i}) \cdot m_{\text{An},i} \quad (5.49)$$

$$m_{\text{AGR},i} = x_{\text{AGR},i} \cdot m_{\text{An},i} \quad (5.50)$$

5. Temperatur am Kühlerausgang:

$$\{\dot{m}_{\text{AGR},i}\} = \{m_{\text{AGR},i}\} \quad (5.51)$$

$$T_{3\text{K},i} = f(T_3, \dot{m}_{\text{AGR},i}) \quad (5.52)$$

6. Mischtemperatur im Einlasssammler:

$$\{\dot{m}_{\text{L},i}\} = \{m_{\text{L},i}\} \quad (5.53)$$

$$T_{2\text{SR},i} = \frac{\dot{m}_{\text{L},i} \cdot T_{2\text{N}} + \dot{m}_{\text{AGR},i} \cdot T_{3\text{K},i}}{\dot{m}_{\text{L},i} + \dot{m}_{\text{AGR},i}} \quad (5.54)$$

7. Temperatur des Gasgemisches ( $m_{\text{An}} + m_{\text{RG}}$ ) am unteren Totpunkt:

$$T_{\text{UT},i} = 330 + 0.86 \cdot (T_{2\text{SR},i} - 273.15) + 0.11 \cdot t_{\text{W}} + 1.35 \cdot c_{\text{m}} - 0.7 \cdot \varepsilon - 3 \cdot \lambda_{\text{A}} \quad (5.55)$$

8. Aktualisierte Temperatur  $T_{1,i+1}$ :

$$T_{1,i+1} = T_{\text{UT},i} \cdot \left( \frac{V_{\text{UT}}}{V_1} \right)^{n-1} \quad (5.56)$$

9. Abbruchkriterium:

$$|T_{1,i+1} - T_{1,i}| < \xi \quad (5.57)$$

Die Iteration endet, falls die Abbruchbedingung erfüllt ist, ansonsten gilt:

$$i = i + 1 \quad (5.58)$$

$$T_{1,i} = T_{1,i+1} \quad (5.59)$$

und die Schleife wird ab 2. weiter durchlaufen.

Das Iterationsschema ist in der folgenden Abbildung nochmals grafisch dargestellt:

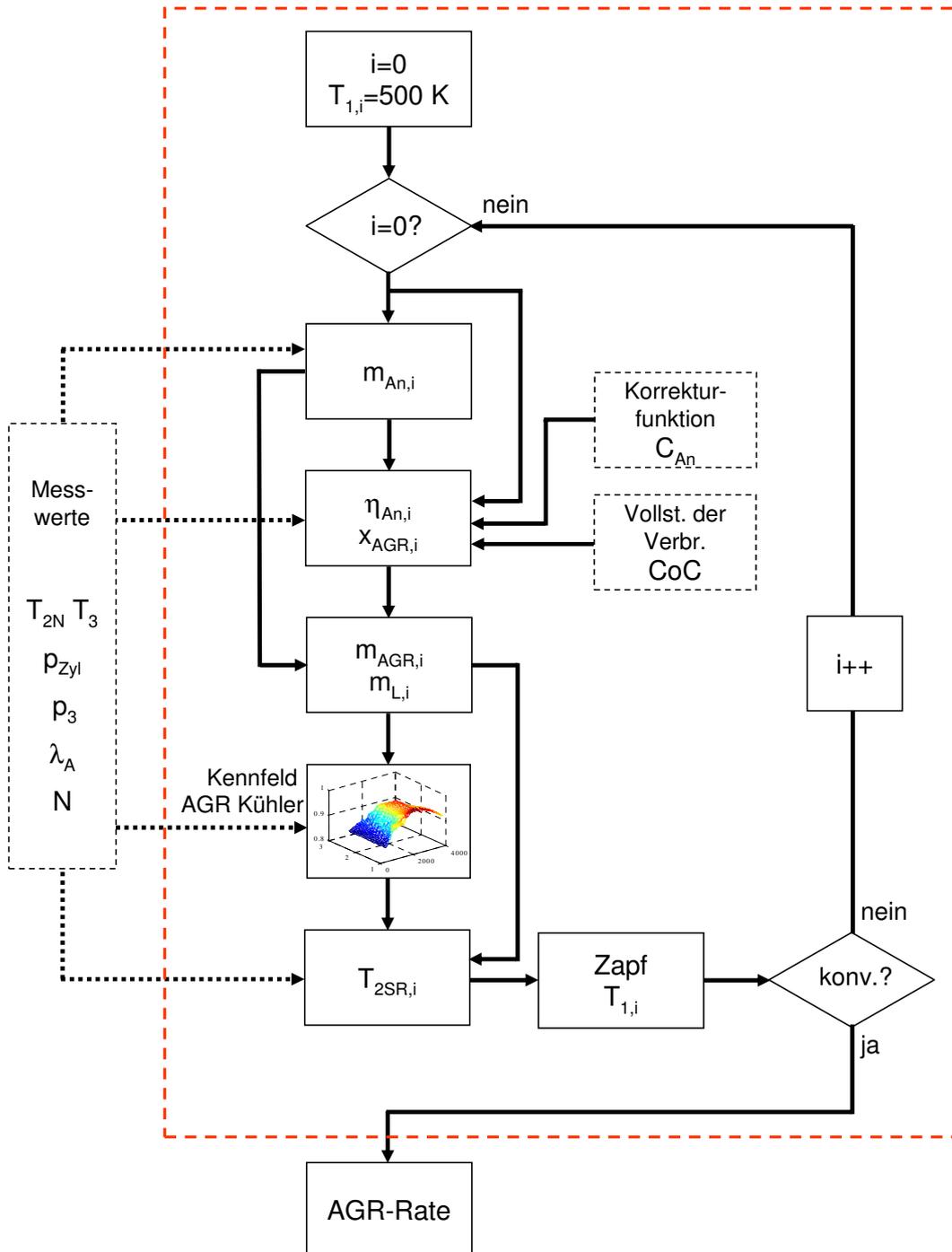


Abbildung 5.19: Schematischer Ablauf der Iteration

### 5.7.2 Beweis der Konvergenz

Um die Konvergenz des iterativen Algorithmus beweisen zu können, wird dieser als Fixpunktgleichung in die Form  $x = f(x)$  gebracht. Ist die Funktion  $f(x)$  differenzierbar, so konvergiert diese nach [13], falls gilt:

$$|f'(x)| \leq a < 1 \quad (5.60)$$

Je kleiner die Zahl  $a$  ist, desto besser ist das Konvergenzverhalten des Iterationsverfahrens. Die Gleichungen (5.46) bis (5.56) werden dementsprechend zu

$$T_1 = f(T_1) \quad (5.61)$$

zusammengefasst. Somit erhält man folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned} T_1 = & \left[ 330 + 0.86 \cdot \left( \frac{C_{An} \cdot \frac{\lambda_A}{CoC} \cdot \Delta p_{kor} \cdot (T_{2N} - f(T_3, m_{AGR}))}{m_{An}} \right. \right. \\ & \left. \left. - f(T_3, m_{AGR}) - 273.15 \right) + 0.11 \cdot t_W + 1.35 \cdot c_m \right. \\ & \left. - 0.7 \cdot \varepsilon - 3 \cdot \lambda_A \right] \cdot \left( \frac{V_{UT}}{V_1} \right)^{n-1} \end{aligned} \quad (5.62)$$

Die Temperatur am AGR-Kühlerausgang  $T_{3K}$  wird dabei durch das Kennfeld  $f(T_3, m_{AGR})$  beschrieben. Eine genauere Betrachtung von Gleichung (5.62) zeigt, dass nur Terme, welche  $m_{An}$  oder  $m_{AGR}$  enthalten, von  $T_1$  abhängig sind. Bildet man also die Ableitung nach der Temperatur, so ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \frac{df(T_1)}{dT_1} = & 0.86 \cdot \left[ C_{An} \cdot \frac{\lambda_A}{CoC} \cdot \Delta p_{kor} \cdot \frac{d}{dT_1} \left( \frac{T_{2N}}{m_{An}} - \frac{f(T_3, m_{AGR})}{m_{An}} \right) \right. \\ & \left. - \frac{df(T_3, m_{AGR})}{dT_1} \right] \cdot \left( \frac{V_{UT}}{V_1} \right)^{n-1} \end{aligned} \quad (5.63)$$

Die Ableitung des Kühlerkennfeldes lässt sich nach der Kettenregel berechnen:

$$\frac{df(T_3, m_{AGR})}{dT_1} = \frac{df(T_3, m_{AGR})}{dm_{AGR}} \cdot \frac{dm_{AGR}}{dT_1} \quad (5.64)$$

Der erste Term beschreibt die Änderung der Temperatur am Kühlerausgang bei Änderung der Abgasrückführmasse. Dieser kann maximal den Wert

$$\left. \frac{df(T_3, m_{AGR})}{dm_{AGR}} \right|_{\max} = 310 \quad (5.65)$$

annehmen. Dies bedeutet, dass bei Änderung der AGR-Masse die Temperaturänderung von  $T_{3,K}$  höchstens 310 K beträgt. Aus den Gleichungen (5.48)

und (5.50) ergibt sich, dass die Ableitung der AGR-Masse gleich der Ableitung der Ansaugmasse ist:

$$\frac{dm_{\text{AGR}}}{dT_1} = \frac{dm_{\text{An}}}{dT_1} = -\frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1^2} \quad (5.66)$$

Somit lässt sich die maximale Änderung der Temperatur nach dem AGR-Kühler mit

$$\left. \frac{df(T_3, m_{\text{AGR}})}{dT_1} \right|_{\text{max}} = -310 \cdot \frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1^2} \quad (5.67)$$

beschreiben. Die Ableitung des Ausdruckes  $\frac{T_{2\text{N}}}{m_{\text{An}}}$  nach  $T_1$  ist durch die Kettenregel gegeben:

$$\frac{d \frac{T_{2\text{N}}}{m_{\text{An}}}}{dT_1} = \frac{T_{2\text{N}} \cdot R \cdot p_1 \cdot V_1}{(p_1 \cdot V_1 - m_{\text{RG}} \cdot R \cdot T_1)^2} \quad (5.68)$$

Abschließend berechnet sich die maximale Änderung von  $\frac{f(T_3, m_{\text{AGR}})}{m_{\text{An}}}$  nach  $T_1$  durch die Quotientenregel zu:

$$\frac{d \frac{f(T_3, m_{\text{AGR}})}{m_{\text{An}}}}{dT_1} = -\frac{310 \cdot m_{\text{An}} - T_{3\text{K}}}{m_{\text{An}} \cdot T_1} \quad (5.69)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (5.67) bis (5.69) in den Zusammenhang (5.63) erhält man schließlich:

$$\begin{aligned} \frac{df(T_1)}{dT_1} = & 0.86 \cdot \left[ C_{\text{An}} \cdot \frac{\lambda_{\text{A}}}{CoC} \cdot \Delta p_{\text{kor}} \cdot \left( \frac{T_{2\text{N}} \cdot R \cdot p_1 \cdot V_1}{(p_1 \cdot V_1 - m_{\text{RG}} \cdot R \cdot T_1)^2} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{310 \cdot m_{\text{An}} - T_{3\text{K}}}{m_{\text{An}} \cdot T_1} \right) + 310 \cdot \frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1^2} \right] \cdot \left( \frac{V_{\text{UT}}}{V_1} \right)^{n-1} \quad (5.70) \end{aligned}$$

Wie zu Anfang des Abschnittes erwähnt, muss der Betrag von Gleichung (5.70) stets kleiner als eins sein, damit der Algorithmus konvergiert. Eine pauschale Abschätzung ist hierbei schwierig, da einige der Werte voneinander abhängig sind. Daher wird die Abschätzung anhand der gemessenen Prüfstandsdaten vorgenommen. Dabei ergibt sich  $0.02 < \left| \frac{df(T_1)}{dT_1} \right| < 0.66$ . Der Algorithmus konvergiert also für alle am Prüfstand gemessenen Betriebspunkte. Da hierbei schon eine Worst-Case-Abschätzung gemacht wurde, eignet sich das Konvergenzkriterium gut, um die Konvergenz bei verschiedenen Startwerten für  $T_1$  zu untersuchen. Dabei bleibt die Iteration selbst konvergent, falls die Starttemperatur im Bereich von  $100 \text{ K} < T_1 < 1000 \text{ K}$  variiert. Bei den für diese Arbeit benutzten Prüfstandsmessungen variierte die Temperatur  $T_1$  lediglich von 450 K bis 580 K.

### 5.7.2.1 Konvergenz der Temperatur $T_1$

Abbildung 5.20 zeigt die erwähnte Konvergenz der Temperatur  $T_1$ . Wie bereits erwähnt, bleibt die Iteration selbst bei den hier unplausibel gewählten Starttemperaturen vom 100 K bzw. 1000 K stabil. Trotz der schlecht gewählten Startwerte ist der Algorithmus bereits nach 5 Iterationen eingeschwungen. Im weiteren Verlauf wird bei der Verwendung von Prüfstandsdaten eine feste Anzahl von 5 Iterationen pro Verbrennung gewählt. Eine weitere Erhöhung der Schleifendurchläufe hat keine signifikante Änderung der Ergebnisse zur Folge.

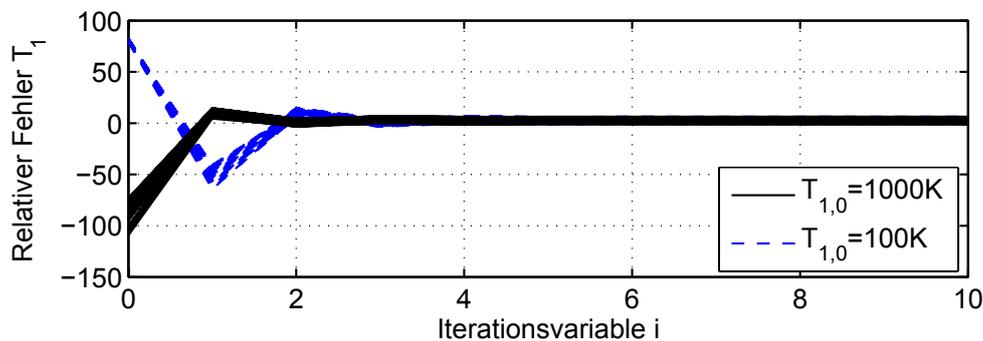


Abbildung 5.20: Konvergenz der Temperatur  $T_1$

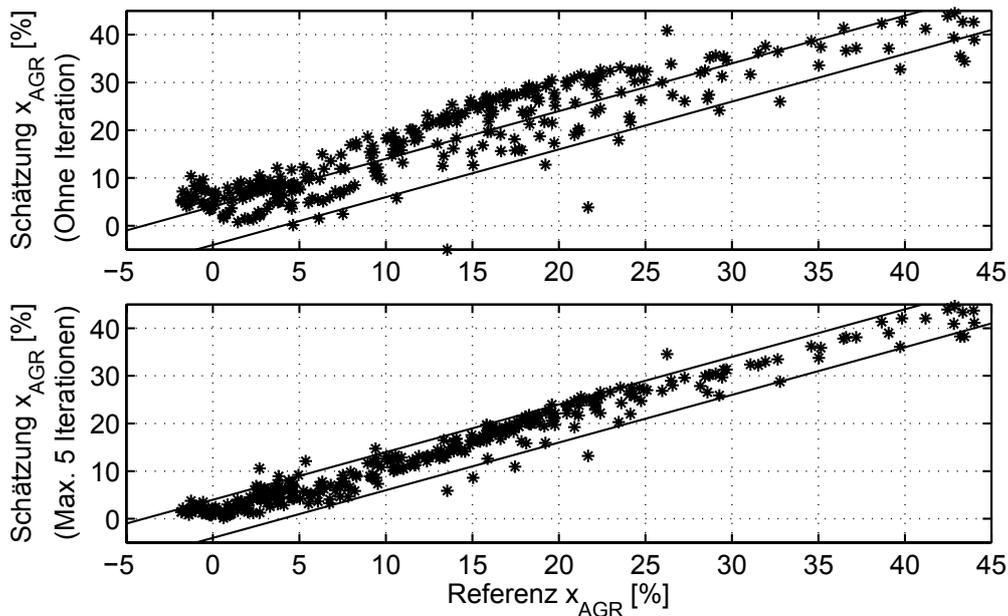
## 5.8 Ergebnisse

Der in Unterkapitel 5.7 hergeleitete, iterative Algorithmus wird in diesem Abschnitt dazu verwendet, um anhand von Messdaten die AGR-Rate und die angesaugte Frischluftmasse zu bestimmen. Als Erstes erfolgt die Validation des Ansatzes anhand von Prüfstandsdaten und anschließend werden die Ergebnisse der Implementierung im Fahrzeug präsentiert. Der Zylinderdruckverlauf wurde dabei, wie in Abschnitt 3 beschrieben, vom Offsetfehler korrigiert und anschließend gefiltert. Zusätzlich erfolgte die Berechnung des normierten Heizverlaufs nach Kapitel 2.5.5, da der 50%-Umsatzpunkt des Heizverlaufs in die Berechnung der Korrekturfunktion eingeht. Die korrigierte Druckdifferenz  $\Delta p_{\text{kor}}$  wurde pro Zyklus für jeden einzelnen Zylinder berechnet, um daraus die AGR-Rate zu bestimmen. Falls nicht ausdrücklich anders angegeben, fand eine Mittelung der AGR-Rate über alle 6 Zylinder statt.

### 5.8.1 Ergebnisse anhand von Prüfstandsdaten

Um die Wirkungsweise der Iteration zu verdeutlichen, sind in Abbildung 5.21 die gemittelten Ergebnisse des Algorithmus mit und ohne Iteration dargestellt. Dabei wurde eine Mittelung über alle Zylinder und über 100 Arbeitsspiele

durchgeführt. Als Starttemperatur wurde  $T_1 = 500$  K gewählt. Bei nur einem Schleifendurchlauf wird die AGR-Rate mit der gewählten Starttemperatur geschätzt. Die daraus resultierenden Ergebnisse sind in der oberen Hälfte von Darstellung 5.21 zu sehen. Im Vergleich dazu zeigt der untere Teil der Ab-



**Abbildung 5.21:** Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Iteration

bildung das Ergebnis mit maximal 5 Iterationen, wobei die Abbruchbedingung  $|T_{1,i+1} - T_{1,i}| < 1$  K die Berechnung bei einigen Punkten schon früher beendet. Es zeigt sich, dass die Iteration das Schätzergebnis deutlich verbessert. Der dargestellte Korridor beträgt  $\pm 4$  % und liegt im Rahmen der Genauigkeit der Referenzwerte. Die verwendeten Messdaten umfassen das gesamte Drehzahl-Last-Kennfeld des verwendeten Motors.

### 5.8.1.1 Vergleich des empirischen und thermodynamischen Modells

Um den in diesem Kapitel beschriebenen Ansatz mit dem empirischen Modell aus Kapitel 4 zu vergleichen, sind in Abbildung 5.22 die Ergebnisse derselben Messdaten wie in Darstellung 4.11 zu sehen. Wie bereits erwähnt, ist die Anwendung des empirischen Ansatzes auf den Drehzahl-Last-Bereich eingeschränkt, in welchem die Bedatung der Kennfelder für die Merkmalsparameter stattfand.

Auf der linken Hälfte der Darstellung 5.22 sind die gemittelten AGR-Raten der Iteration gegenüber den Referenzwerten abgebildet. Analog zu Abbildung 4.11 ist auf der rechten Hälfte die Standardabweichung für jeden einzelnen Betriebspunkt über den jeweiligen Mittelwert der AGR-Rate aufgetragen. Beim Vergleich der beiden Abbildungen erscheint besonders signifikant, dass die

Streuung von Zyklus zu Zyklus bei dem in diesem Kapitel entwickelten Ansatz wesentlich niedriger ausfällt. Dies lässt sich darin begründen, dass der thermodynamische Ansatz sich hauptsächlich auf Zylinderdruckwerte vor und nach der Verbrennung stützt. Um die Streuung der Schätzung von Zyklus zu

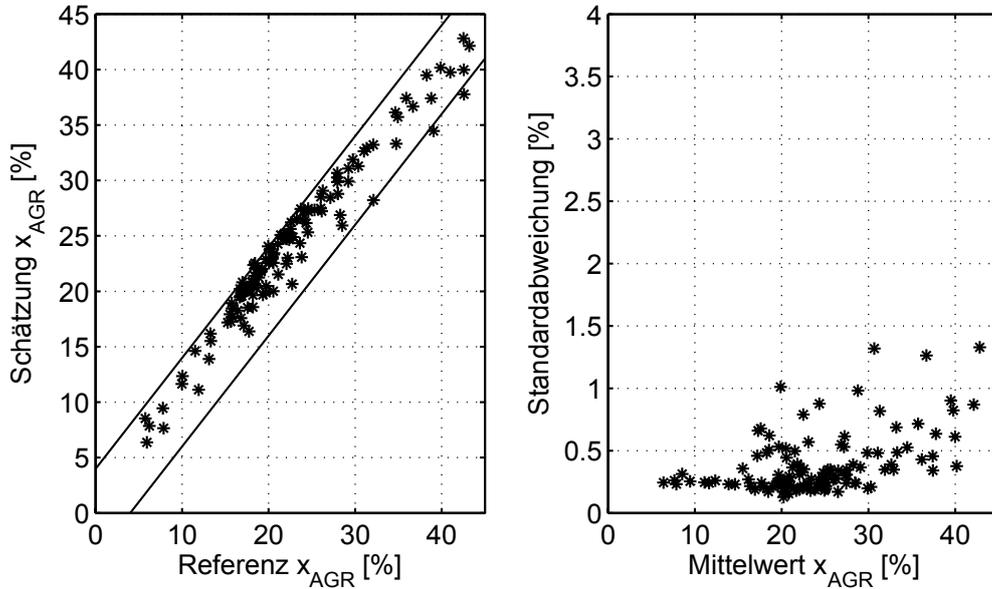


Abbildung 5.22: Mittelwerte und Streuungen der AGR-Rate

Zyklus exemplarisch zu verdeutlichen, sind in Abbildung 5.23 die Ergebnisse an 2 Betriebspunkten dargestellt. Es wurden dieselben Betriebspunkte wie in Abbildung 4.12 verwendet. Beim Vergleich der Abbildungen 4.12 und 5.23 wird

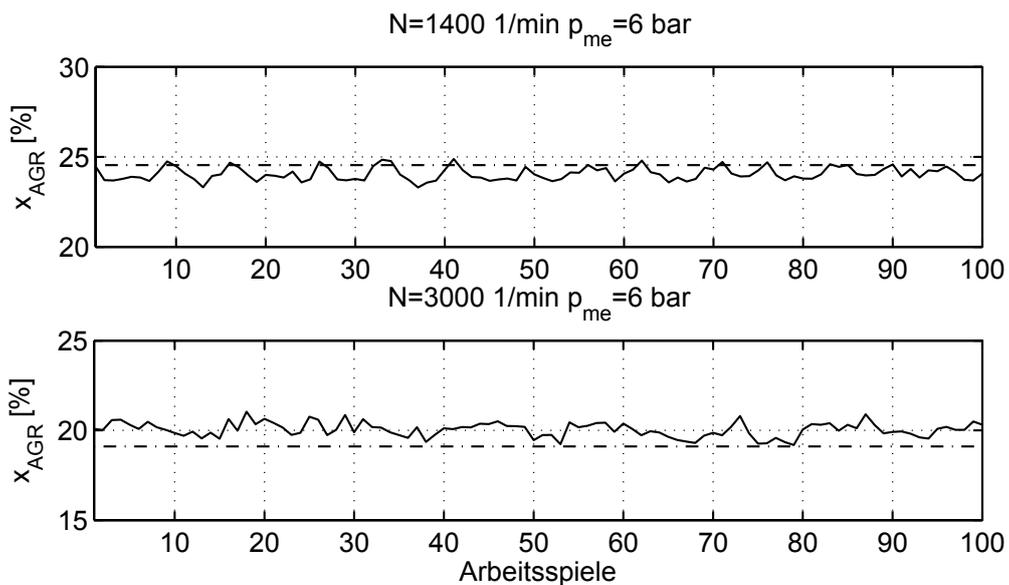


Abbildung 5.23: Zyklusaufgelöste Bestimmung der AGR-Rate

deutlich, dass bei dem in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren die Streuung von Zyklus zu Zyklus besonders bei höheren Drehzahlen niedriger ist.

### 5.8.1.2 Zylinderindividuelle Schätzung der AGR-Rate

Prinzipiell kann die Methode dazu verwendet werden, um die zylinderindividuelle AGR-Rate zu bestimmen. Die Vorgehensweise ist dabei die gleiche wie in den vorherigen Abschnitten. Es erfolgt jedoch keine Mittelung der Abgasrückführrate über die einzelnen Zylinder. Bei der Berechnung wird teils mit lokalen Größen im Brennraum, teils mit Messgrößen im Luftpfad gerechnet. Die Ergebnisse der Schätzung sind beispielhaft für einen Betriebspunkt in Abbildung 5.24 zu sehen. Für den betrachteten Betriebspunkt ( $N = 2600 \left[ \frac{1}{\text{min}} \right]$ ,  $p_{\text{me}} = 8 \text{ bar}$ ) ergeben sich Unterschiede in der Verteilung von bis zu 7 %. Zu

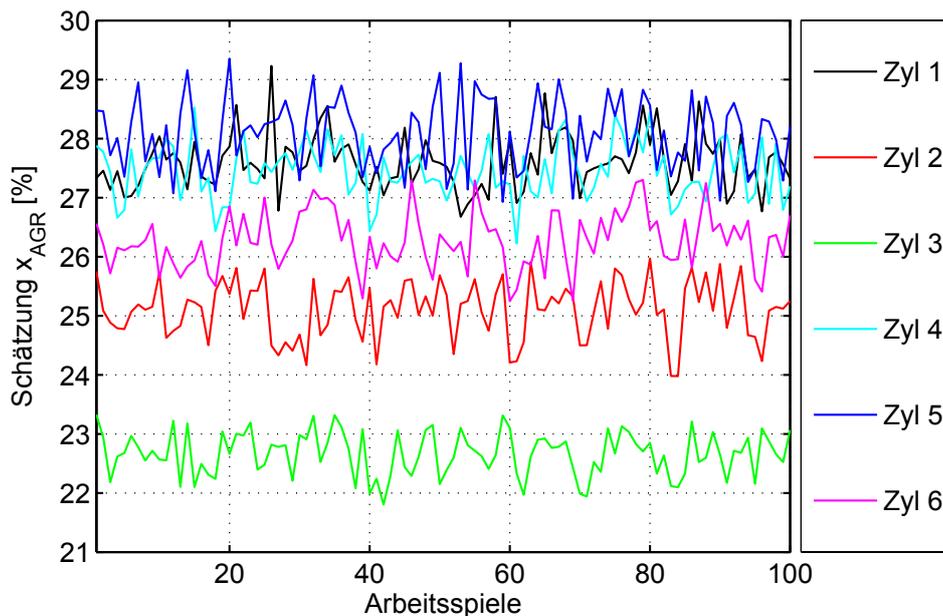


Abbildung 5.24: Zylinderindividuelle Schätzung der AGR-Rate

beachten ist, dass sich aus den vorhandenen Prüfstandsdaten keine Referenz für die AGR-Verteilung berechnen lässt und somit die Schätzergebnisse rein qualitativ zu betrachten sind. Methodisch schwierig ist die Verwendung des gemessenen Verbrennungsluftverhältnisses  $\lambda_A$  im Abgas bei der Berechnung der AGR-Rate. Streng genommen muss dieses ebenfalls lokal vorliegen, da unterschiedliche Einspritzmengen in den einzelnen Zylindern sonst nicht korrekt interpretiert werden. Somit wäre die modellbasierte Bestimmung von  $\lambda_A$  ein weiterer Schritt in Richtung der zylinderindividuellen AGR-Raten-Bestimmung. Kapitel 6 beschäftigt sich unter anderem mit diesem Thema.

### 5.8.1.3 Bestimmung der Frischluftmasse

Ein weiterer Vorteil des thermodynamischen Ansatzes, im Vergleich zum empirischen Ansatz aus Kapitel 4, besteht in der iterativen Mitbestimmung der Brennraumtemperatur  $T_1$ . Aus dieser resultiert nach Gleichung (5.46) die Ansaugmasse  $m_{An}$ . In Verbindung mit der AGR-Rate lässt sich durch

$$m_L = (1 - x_{AGR}) \cdot m_{An} \quad (5.71)$$

die angesaugte Luftmasse berechnen. Wie in Kapitel 2 erläutert, wird diese im Ansaugtrakt des Motors mit Hilfe des Luftmassenmessers direkt mitgemessen. Die gemessene Luftmasse dient somit im Folgenden als Referenzgröße. Abbildung 5.25 zeigt den Vergleich zwischen der iterativ berechneten Luftmasse und der Messung. Analog zur Darstellung der geschätzten AGR-Raten sind in der

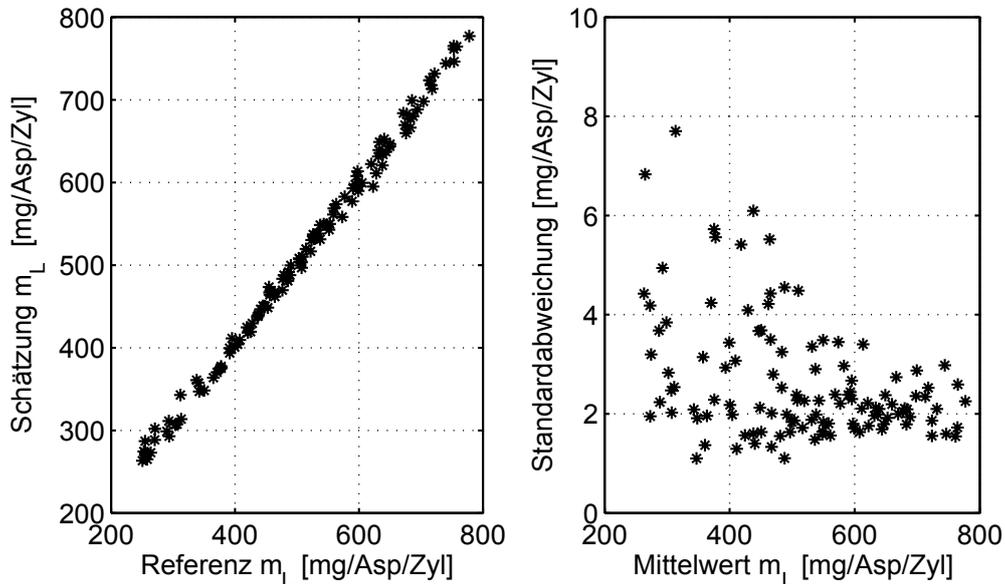


Abbildung 5.25: Mittelwerte und Streuung der angesaugten Luftmasse

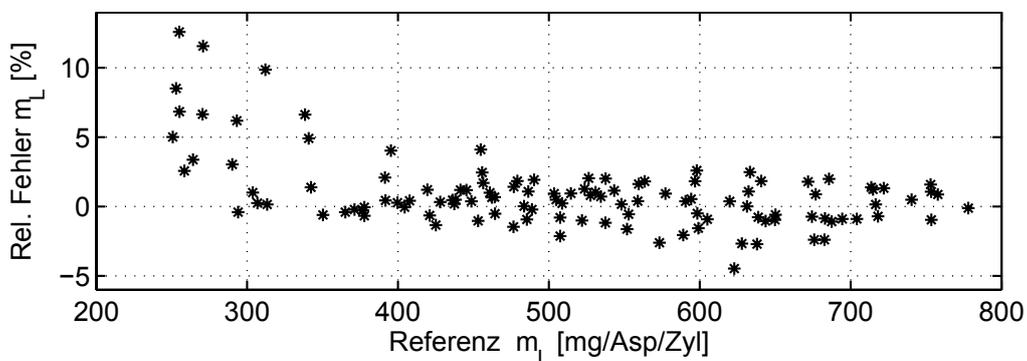


Abbildung 5.26: Relative Fehler der Luftmassenschätzung

linken Hälfte der Abbildung die gemittelten Werte gegeneinander aufgetragen. Auf der rechten Seite ist zu jedem Mittelwert die dazugehörige Standardabweichung dargestellt. In Abbildung 5.26 ist der relative Fehler der Luftmassenschätzung dargestellt. Bis auf wenige Ausreißer bei kleinen Luftmassen erfolgt die Schätzung im Rahmen der Messgenauigkeit des verwendeten Sensors. Es fällt auf, dass bei kleinen Luftmassen sowohl die Streuung der Schätzwerte als auch der relative Fehler zwischen Schätzung und Referenz zunimmt. Da bei kleinen Luftmassen meist hohe AGR-Raten vorherrschen, decken sich die Ergebnisse mit denen der AGR-Raten-Schätzung. Bei hohen Abgasanteilen im Brennraum nimmt die Standardabweichung der Schätzung ebenfalls zu (siehe Abbildung 5.22).

### 5.8.2 Ergebnisse der Implementierung im Fahrzeug

Die Berechnung des thermodynamischen Ansatzes im Fahrzeug erfolgt analog zu Kapitel 4.4.3. Die Filterung und Berechnung des absoluten Zylinderdruckes sowie die Heizverlaufsschätzung werden dabei auf dem FI<sup>2</sup>RE-Steuergerät durchgeführt. Die thermodynamische Berechnung der Zylinderfüllung erfolgt auf der verwendeten Rapid-Prototyping-Plattform. Um die Anzahl der Iterationen des Algorithmus zu reduzieren, wird die geschätzte Temperatur  $T_1$  des aktuellen Zyklus als Startwert für den nächsten Zyklus verwendet. Die Berechnung und Übergabe der Temperatur  $T_1$  von Zyklus zu Zyklus erfolgt dabei zylinderindividuell. Abbildung 5.27 zeigt die Berechnung der AGR-Rate und der Luftmasse im Vergleich zur Referenz. Hierbei wurde, wie schon bei den Prüfstandsdaten, die maximale Iterationsanzahl auf fünf gesetzt. Da sich die

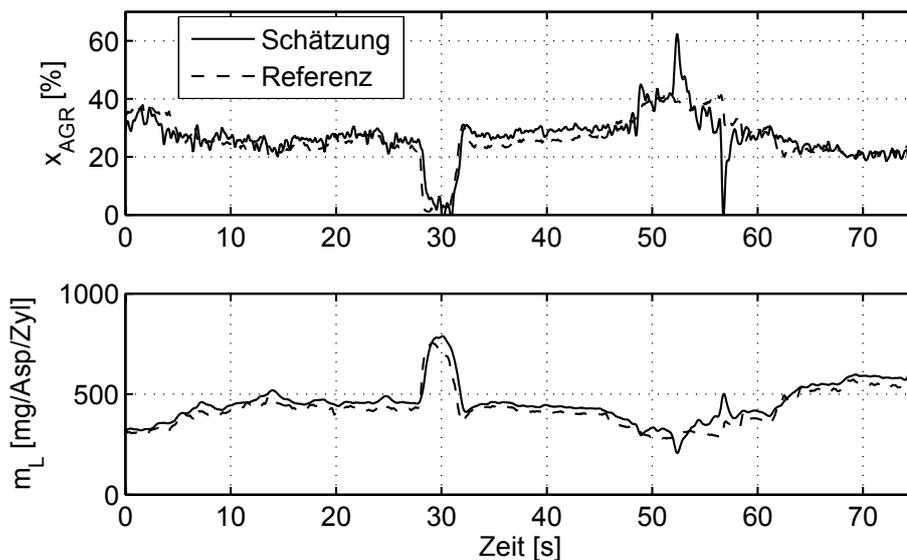
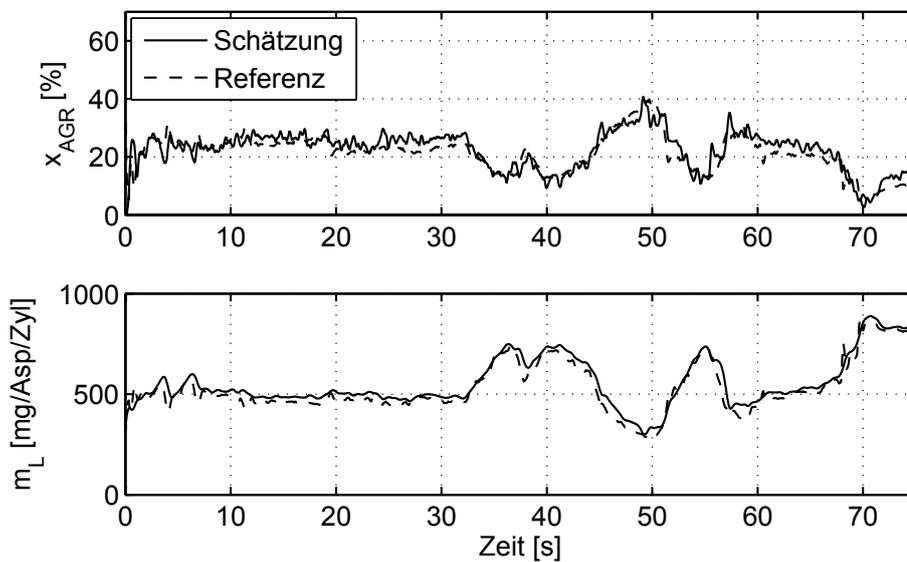


Abbildung 5.27: Schätzung von  $x_{AGR}$  und  $m_L$  mit maximal 5 Iterationen

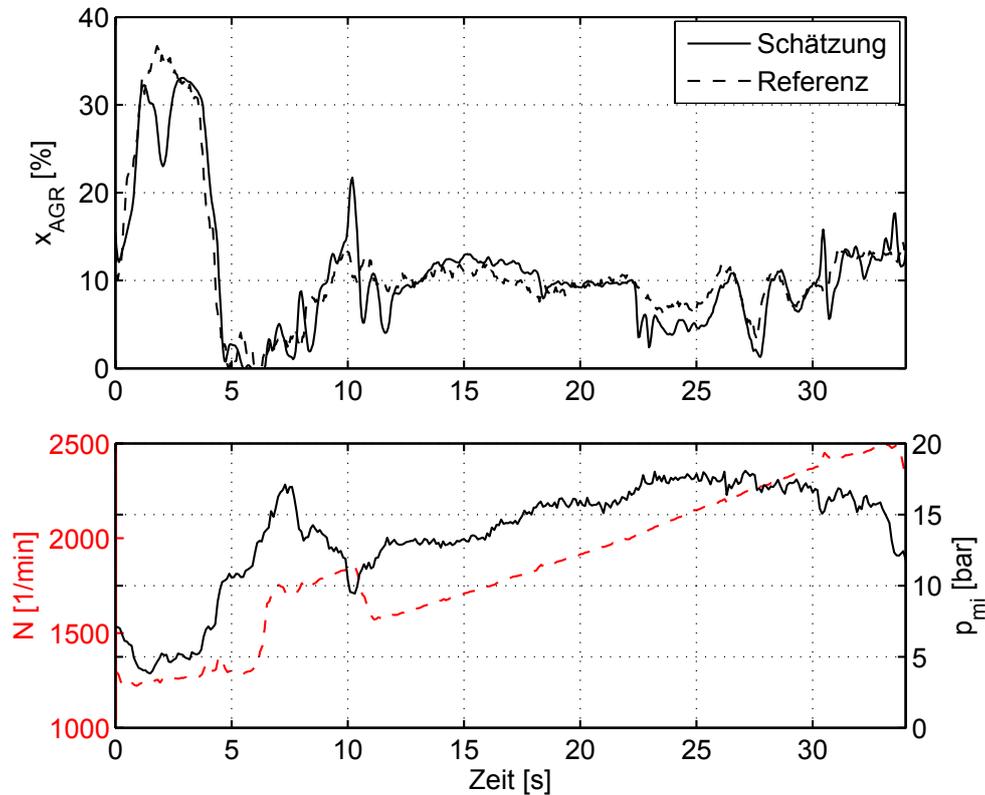
Temperatur  $T_1$  von Zyklus zu Zyklus normalerweise nicht sprunghaft ändert, beendet die Abbruchbedingung  $|T_{1,i+1} - T_{1,i}| < 1 \text{ K}$  die Berechnung in der Regel nach einem Schleifendurchlauf. Um den Einfluss der Iterationsanzahl auf das Ergebnis der Schätzung genauer beurteilen zu können, zeigt Abbildung 5.28 das Ergebnis bei nur einem Durchlauf des Algorithmus pro Zyklus und Zylinder. Dabei ist leicht zu erkennen, dass die Erhöhung der Iterationsanzahl keinen nennenswerten Einfluss auf die Qualität der Schätzung hat. Durch die Übernahme der Temperatur  $T_1$  von einem zum nächsten Zyklus reicht es also völlig aus, wenn die Iteration nach einem Durchlauf beendet wird.



**Abbildung 5.28:** Schätzung von  $x_{AGR}$  und  $m_L$  mit einer Iteration

Auffallend sind, insbesondere in Abbildung 5.27, die auftretenden Über- bzw. Unterschwinger in der geschätzten Abgasrückführrate und Luftmasse. Diese Problematik wird im Folgenden an einer weiteren Messung genauer untersucht. Abbildung 5.29 zeigt in der oberen Hälfte die Schätzung der AGR-Rate im Vergleich zu den Referenzwerten bei einem Schleifendurchlauf pro Zyklus und Zylinder. In der unteren Hälfte der Abbildung ist die zugehörige Drehzahl (gestrichelte Linie) und der indizierte Mitteldruck (durchgezogene Linie) für den Messzeitraum dargestellt. Die gezeigte Messung beinhaltet fast den gesamten Drehzahlbereich, in welchem der Motor mit Abgasrückführung betrieben wird. Das Fahrzeug wurde während der Aufzeichnung relativ konstant beschleunigt. Der sprunghafte Anstieg der Drehzahl bei ca. 6 Sekunden sowie der Abfall nach 10 Sekunden ergeben sich durch kurzzeitiges Zurückschalten des Automatikgetriebes.

Die Ursprünge der auftretenden Über- bzw. Unterschwinger liegen sowohl in der Trägheit der Lambda-Sonde als auch in dem örtlichen Unterschied der Si-



**Abbildung 5.29:** Ursprung der Über- bzw. Unterschwinger im transienten Fahrzeugbetrieb

gnalerfassung. Im Gegensatz zu den im Brennraum verbauten Drucksensoren reagiert die Lambda-Sonde auf Änderungen der Gaszusammensetzung im Zylinder stark verzögert. Die Schätzung der AGR-Rate beruht maßgeblich auf diesen beiden Sensorwerten:

$$x_{AGR} = 1 - \frac{C_{An} \cdot \Delta p_{kor}}{m_{An}} \cdot \frac{\lambda_A}{CoC} \quad (5.72)$$

Dabei entspricht  $\lambda_A$  dem Messwert der Lambda-Sonde und  $\Delta p_{kor}$  der korrigierten Druckdifferenz aus der Zylinderdrucksensorik.

Während des Schaltvorgangs bei 10 Sekunden findet ein kurzzeitiges Absinken des Motormomentes statt. Dies ist in Abbildung 5.29 am Einbruch des indizierten Mitteldruckes  $p_{mi}$  sichtbar. Das bedeutet, dass weniger Kraftstoff eingespritzt wird und dadurch  $\lambda_A$  steigen bzw.  $\Delta p_{kor}$  sinken muss. Die verminderte Einspritzmenge wird allerdings zunächst nur in der Abnahme der Druckdifferenz erfasst. Aus Gleichung (5.72) geht hervor, dass dadurch die geschätzte AGR-Rate steigt. Somit entsteht der Überschwinger bei ca. 10 Sekunden. Aufgrund der zu hoch geschätzten AGR-Rate konvergiert die Temperatur  $T_1$  auf einen ebenfalls zu großen Wert. Bei zu hoch geschätzter Temperatur  $T_1$  ergibt

sich für die Ansaugmasse

$$m_{\text{An}} = \frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1} - m_{\text{RG}} \quad (5.73)$$

ein zu niedriger Wert. Dadurch sinkt wiederum der Wert für die geschätzte AGR-Rate, Gleichung (5.72). Zusätzlich reagiert nun auch die Lambda-Sonde, wodurch die beobachteten Unterschwinger entstehen. Abbildung 5.30 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen geschätzter AGR-Rate und dem verzögerten Signal der Lambda-Sonde.

Die entstehenden Über- und Unterschwinger könnten durch eine modellbasierte Bestimmung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses oder durch eine Verzögerung des Zylinderdrucksignals reduziert werden. Letzteres hätte allerdings den Nachteil, dass sich die Schätzgeschwindigkeit des Modells verschlechtern würde.

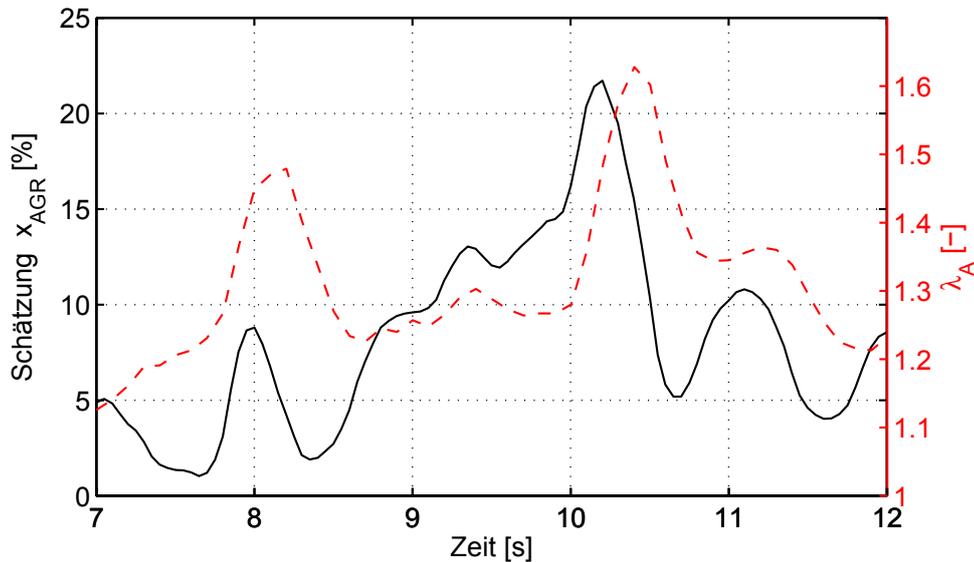


Abbildung 5.30: Geschätzte AGR-Rate und Signal der Lambda-Sonde

## 5.9 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein thermodynamischer Ansatz zur Bestimmung der externen Abgasrückführrate und der angesaugten Frischluftmasse auf Basis des Zylinderdrucksignals beschrieben. Es stellte sich heraus, dass es sinnvoll ist, den Brennraum bei geschlossenen Einlass- und Auslassventilen und einen zusätzlichen Teil des Luftpfades zu modellieren. Das entwickelte Modell bezieht sich somit auf Zustandsgrößen im Brennraum und auf Größen im Luftpfad. Die Modellierung der Zylinderfüllung im Brennraum erfolgte, um die externe AGR-Rate zu bestimmen. Zur Berechnung der Brennraumtemperatur und der Ansaugmasse wurde die Strecke der Abgasrückführung modelliert.

Für die Bestimmung der gesuchten Größen benötigt der Algorithmus zusätzlich zum Zylinderdrucksignal die Temperatur nach Ladeluftkühler  $T_{2N}$ , die Abgas-temperatur  $T_3$ , den Abgasgegendruck  $p_3$ , das Verbrennungsluftverhältnis im Abgas  $\lambda_A$  und die Drehzahl  $N$ .

Wie in Abschnitt 5.8 gezeigt, kann die AGR-Rate anhand der beschriebenen Methode mit einer absoluten Abweichung von  $\pm 4\%$  im Vergleich zur Referenz aus Anhang B.2 berechnet werden. Dies entspricht ungefähr der Schätzgenauigkeit des empirischen Ansatzes. Bei der Übertragung der Ansätze auf verschiedene Motoren zeigt die thermodynamische Methode einen Vorteil. Der in Kapitel 4 entwickelte Ansatz darf nur bei gleicher Applikation der Einspritzprofile auf einen anderen Motor übertragen werden. Der thermodynamische Ansatz verhält sich dagegen bei einer Änderung des Einspritzprofils wesentlich unempfindlicher. Zudem kann mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren die AGR-Rate und angesaugte Frischluftmasse im gesamten Kennfeld des verwendeten Motors bestimmt werden.

Prinzipiell ist mit der gezeigten Methodik auch die Bestimmung einer zylinderindividuellen AGR-Rate möglich. Als schwierig hat sich herausgestellt, dass nur das Verbrennungsluftverhältnis des Abgases als Größe bei den Messungen vorlag. Wie bereits erwähnt, können dadurch unterschiedliche Einspritzmengen der einzelnen Injektionen nicht korrekt interpretiert werden.

Die Bestimmung der angesaugten Frischluftmasse erfolgt bis auf wenige Ausreißer bei sehr niedrigen Luftmassen im Rahmen der Messgenauigkeit des verwendeten Referenzsensors. Dies deckt sich, wie bereits erläutert, mit den Ergebnissen der AGR-Raten-Bestimmung.

Da eine präzise Berechnung der gesuchten Größen bereits mit einem Schleifendurchlauf des Algorithmus möglich ist, benötigt der thermodynamische Ansatz sehr wenig Rechenzeit. Prinzipiell kann das entwickelte Modell auch auf einem Seriensteuergerät gerechnet werden.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der zylinderdruckbasierten Substitution des Heißfilmluftmassenmessers. Da das gemessene Zylinderdrucksignal mit einem Offsetfehler behaftet ist, wurde eine Methode zur hoch genauen Berechnung des absoluten Zylinderdrucksignals entwickelt. Im Gegensatz zu herkömmlichen Verfahren wird dabei der Offsetfehler unabhängig von einem fest vorgegebenen Polytropenexponenten bestimmt. Dieses neu entwickelte Verfahren verwendet ein Extended-Kalman-Filter mit Markov-2-Prozess und zeigt deutliche Vorteile zu herkömmlichen Methoden der Berechnung des Offsetfehlers.

Das offsetkorrigierte Drucksignal wird dazu verwendet, die Zylinderfüllung zu bestimmen. Es werden zwei Ansätze zur Berechnung der Abgasrückführrate vorgestellt. Zum einen erfolgt die empirische Modellierung der Abgasrückführrate und zum anderen die physikalische Modellierung der Zylinderfüllung. Die Abgasrückführrate wird bei der Verwendung des empirischen Modells mit Hilfe eines Extended-Kalman-Filters berechnet. Die Bestimmung der Abgasrückführrate beim physikalischen Modell erfolgt anhand eines iterativen Ansatzes.

Ein Vergleich der beiden Ansätze zur Bestimmung der Abgasrückführrate zeigt, dass das physikalisch basierte Modell komplexer und umfangreicher ist. Es benötigt mehr Messgrößen für die Berechnung der AGR-Rate. Aufgrund der physikalischen Modellierung der Zylinderfüllung kann zusätzlich zur AGR-Rate die angesaugte Frischluftmasse ermittelt werden. Die Schätzgenauigkeit des physikalischen Ansatzes liegt im Wesentlichen im Toleranzbereich gebräuchlicher Luftmassenmesser.

Die Anwendung des physikalisch basierten Modells hat ein deutliches Potenzial zur Substitution des Heißfilmluftmassenmessers. Der besondere Vorteil des Ansatzes ist – neben der geringen Rechenzeit – die gute Übertragbarkeit des Ansatzes auf verschiedene Motoren.

Aufgrund des örtlichen Unterschiedes der Signalerfassung von Lambda-Sonde

und Zylinderdrucksensorik können Über- bzw. Unterschwinger im transienten Betrieb auftreten. Die modellbasierte Erfassung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses wäre deshalb ein weiterer Schritt zur Verbesserung der Schätzqualität. Mit einer zylinderindividuellen Berechnung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses könnten zusätzlich unterschiedliche Einspritzmengen in den einzelnen Zylindern richtig interpretiert werden. Somit wäre die präzise Berechnung der zylinderindividuellen AGR-Rate möglich.

Eine weitere Anwendung des Zylinderdrucksignals findet sich beispielsweise in der Berechnung der NO<sub>x</sub>-Emissionen nach Wenzel [76]. Für diese Modellierung werden zusätzlich zum Zylinderdrucksignal die Gesamtmasse im Zylinder und die angesaugte Frischluftmasse benötigt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ansätze können somit zusätzlich zur Verbesserung bestehender Rohemissionsmodelle dienen.

Alle in dieser Arbeit entwickelten Verfahren konnten sowohl an stationären Prüfstandsdaten als auch im instationären Fahrzeugbetrieb auf einer Daimler-spezifischen Rapid-Prototyping-Plattform validiert werden.

# Anhang



# Anhang A

## Das Extended-Kalman-Filter (EKF)

Das Extended-Kalman-Filter ist eine Erweiterung des linearen Kalman-Filters auf nichtlineare Systeme. In Kapitel 3 wird dabei von folgender Systemdarstellung ausgegangen:

$$\underline{x}(k+1) = f(\underline{x}(k)) + \underline{w}(k) \quad (\text{A.1})$$

$$y(k) = C \cdot \underline{x}(k) + v(k) \quad (\text{A.2})$$

Die Nichtlinearität befindet sich hierbei in der Systemgleichung. Bei der Berechnung der Abgasrückführrate in Kapitel 4 liegt die Nichtlinearität in der Messgleichung:

$$x(k+1) = A \cdot x(k) + w(k) \quad (\text{A.3})$$

$$\underline{y}(k) = h(x(k)) + \underline{v}(k) \quad (\text{A.4})$$

Die zur Anwendung der Kalman-Filter-Gleichungen benötigten Jacobi-Matrizen erhält man jeweils aus:

$$A(k) = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \frac{\partial f_1}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial x_q} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_p}{\partial x_1} & \frac{\partial f_p}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial f_p}{\partial x_q} \end{pmatrix}, \quad C(k) = \begin{pmatrix} \frac{\partial h_1}{\partial x} \\ \frac{\partial h_2}{\partial x} \\ \frac{\partial h_3}{\partial x} \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Wie bereits in den einzelnen Kapiteln erwähnt, werden die Rauschprozesse  $\underline{v}(k)$  und  $\underline{w}(k)$  als mittelwertfreie und normalverteilte Zufallsgrößen angenommen.

Die Modellierung einzelner Zustandsgrößen erfolgt anhand von Markov-Prozessen erster und zweiter Ordnung. Ein Prozess hat dabei die Gauß-Markov-Eigenschaft, falls zukünftige Zustände nur von aktuellen Zuständen abhängen und nicht von irgendwelchen vergangenen Zuständen. Die Gauß-Markov-Eigenschaft beinhaltet zusätzlich, dass alle Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen die

Form einer Gaußglocke haben. Bei einem Markov-Prozess zweiter Ordnung werden dagegen zukünftige Zustände ( $\underline{x}_{k+1}$ ) anhand der aktuellen Zustände ( $\underline{x}_k$ ) und der vorherigen Zustände ( $\underline{x}_{k-1}$ ) bestimmt [3]. Diese Markov-2-Eigenschaft wird in Kapitel 3 verwendet, um einen variablen Polytropenexponenten in der Kompressionsphase zu bestimmen.

Nach Aufstellung der Zustandsraumgleichungen kann der Kalman-Filter-Algorithmus angewandt werden. Dieser lässt sich in zwei Schritte unterteilen:

1. Die Prädiktionsgleichungen des Kalman-Filters werden benutzt, um die Zustände  $\hat{\underline{x}}_k^-$  und Kovarianzen  $P_k^-$  vom vorherigen Zeitschritt  $k-1$  zum aktuellen Zeitschritt  $k$  zu berechnen:

$$\hat{\underline{x}}_k^- = f(\hat{\underline{x}}_{k-1}^+) \quad (\text{A.6})$$

$$P_k^- = A_{k-1} \cdot P_{k-1}^+ \cdot A_{k-1}^T + Q_{k-1} \quad (\text{A.7})$$

2. Die Messwertinterpolation erfolgt, nachdem ein neuer Messwert  $y_k$  aufgenommen wurde. Dabei werden die verbesserten Werte der Zustandsschätzung  $\hat{\underline{x}}_k^+$ , der Kovarianzmatrix  $P_k^+$  und der Verstärkungsmatrix  $K_k$  bestimmt:

$$K_k = P_k^- \cdot C^T \cdot [C \cdot P_k^- \cdot C^T + R_k]^{-1} \quad (\text{A.8})$$

$$\hat{\underline{x}}_k^+ = \hat{\underline{x}}_k^- + K_k \cdot [y_k - C \cdot \hat{\underline{x}}_k^-] \quad (\text{A.9})$$

$$P_k^+ = P_k^- - K_k \cdot C \cdot P_k^- \quad (\text{A.10})$$

# Anhang B

## Referenzwertberechnung

Dieser Anhang gibt einen kurzen Überblick über die Berechnung der Referenzwerte, welche in der vorliegenden Arbeit benutzt werden, um die entwickelten Algorithmen zu validieren.

### B.1 Berechnung des Offsetfehlers

Die Modelle zur Referenzwertberechnung sollten möglichst exakte Werte liefern, wobei die Rechenzeit keine Rolle spielt. Zur Berechnung des Offsetfehlers wird daher ein nicht echtzeitfähiges Modell auf Basis des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik verwendet:

$$p_{\text{Zyl}} \cdot dV + dQ_{\text{W}} + dU = 0 \quad (\text{B.1})$$

Durch Kombination von Gleichung (B.1) mit dem Zusammenhang zwischen absolutem und gemessenem Zylinderdruck  $p_{\text{Zyl}} = p_{\text{m}} - p_{\text{Offset}}$  (3.2) ergibt sich folgender Ausdruck für die Berechnung des Offsetfehlers:

$$p_{\text{Offset}} = \frac{p_{\text{m}} \cdot dV + dQ_{\text{W}} + dU}{dV} \quad (\text{B.2})$$

Um einen mittleren Wert in der Kompressionsphase zu erhalten, erfolgt die Berechnung des Offsetfehlers in der Summenschreibweise [9]:

$$p_{\text{Offset}} = \frac{\sum_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi_2} \left[ p_{\text{m}}(\varphi) \cdot \frac{dV}{d\varphi} + \frac{dQ_{\text{W}}}{d\varphi} + \frac{dU}{d\varphi} \right]}{\sum_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi_2} \left[ \frac{dV}{d\varphi} \right]} \quad (\text{B.3})$$

Die Lösung der Gleichungen (B.2) und (B.3) erfolgt iterativ, da die einzelnen Terme wiederum vom absoluten Zylinderdruck abhängig sind.

Die Berechnung der Wandwärmeverluste wird im dargestellten Modell nach Woschni [78] mit Modifikationen von Huber [37] und Vogel [75] berechnet. Die Änderung der inneren Energie  $dU$  erfolgt nach Zacharias [79].

In einem weiteren Schritt kann der Polytropenexponent anhand des absoluten Zylinderdruckverlaufs und des Zylindervolumens berechnet werden:

$$n = \frac{\log\left(\frac{p_{\text{Zyl}}(\varphi)}{p_{\text{Zyl}}(\varphi+\Delta\varphi)}\right)}{\log\left(\frac{V(\varphi+\Delta\varphi)}{V(\varphi)}\right)} \quad (\text{B.4})$$

## B.2 Füllungsbestimmung

Die messtechnische Erfassung der Zylinderfüllung bei aktiver AGR stellt eine Schwierigkeit dar und ist zudem meist mit hohen Ungenauigkeiten verbunden. Verbreitete Ansätze sind dabei die Füllungsbestimmung anhand des Luftaufwandes, die Bestimmung der Zylinderfüllung durch Messung der  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen und die Berechnung der Füllung anhand der Mischungstemperatur [51]. Die Problematik einer präzisen Messung liegt darin, dass zwischen Abgasrückführ- und Frischluftmassenstrom keine komplette Vermischung vorliegt. Somit wird das Messergebnis bei einer Temperatur- oder Gasentnahmemessung stark von der Einbaulage der Messstelle beeinflusst.

In der vorliegenden Arbeit wird daher eine iterative Berechnung anhand des Luftaufwandes verwendet, um die Zylinderfüllung zu ermitteln. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, errechnet sich der Luftaufwand aus realem Massenstrom zu theoretisch möglichem Massenstrom:

$$\lambda_a = \frac{\dot{m}_{\text{An}}}{\dot{m}_{\text{An,theoretisch}}} = \frac{\dot{m}_{\text{An}}}{V_{\text{Hub}} \cdot \rho_{\text{SR}}} \quad (\text{B.5})$$

Bei geschlossenem AGR-Ventil erfasst der Luftmassenmesser direkt den angesaugten Massenstrom  $\dot{m}_{\text{An}}$ . Zusätzlich kann die Dichte  $\rho_{\text{SR}}$  aus einer Druck- und Temperaturmessung im Saugrohr bestimmt werden<sup>1</sup>. Somit lässt sich der Luftaufwand anhand einer Kennfeldvermessung bei geschlossenem AGR-Ventil berechnen. Da der Luftaufwand maßgeblich von der Drehzahl  $N$  und der Dichte im Saugrohr  $\rho_{\text{SR}}$  abhängt, wird dieser in einem Kennfeld abgelegt:

$$\lambda_a = f(N, \rho_{\text{SR}}) \quad (\text{B.6})$$

Mit Hilfe des Luftaufwandes  $\lambda_a$  und dem Messwert des Luftmassenmessers  $\dot{m}_{\text{L}}$  kann bei offenem AGR-Ventil die angesaugte Zylinderfüllung bestimmt werden:

$$\dot{m}_{\text{An}} = \dot{m}_{\text{L}} + \dot{m}_{\text{AGR}} = \lambda_a \cdot V_{\text{Hub}} \cdot \rho_{\text{SR}} \quad (\text{B.7})$$

<sup>1</sup> Die Verwendung einer gemessenen Saugrohrtemperatur erfolgt hier, aufgrund der nicht komplett vermischten Gasströme, nur bei geschlossenem AGR-Ventil.

Die zur Berechnung benötigte Dichte des angesaugten Gases ergibt sich aus:

$$\rho_{\text{SR}} = \frac{p_{2\text{SR}}}{R \cdot T_{2\text{SR}}} \quad (\text{B.8})$$

Die einzig unbekannte Größe ist dabei die Temperatur im Saugrohr, welche wiederum von der zurückgeführten Abgasmasse abhängig ist:

$$T_{2\text{SR}} = \frac{\dot{m}_{\text{L}} \cdot c_{\text{p,L}} \cdot T_{2,\text{NR}} + \dot{m}_{\text{AGR}} \cdot c_{\text{p,AGR}} \cdot T_{3,\text{K}}}{\dot{m}_{\text{L}} \cdot c_{\text{p,L}} + \dot{m}_{\text{AGR}} \cdot c_{\text{p,AGR}}} \quad (\text{B.9})$$

Dadurch bietet sich, wie anfangs erwähnt, eine iterative Berechnung der Referenzwerte an. Nach Ablauf der iterativen Berechnung erhält man die in dieser Arbeit verwendete AGR-Rate aus:

$$x_{\text{AGR}} = \frac{\dot{m}_{\text{AGR}}}{\dot{m}_{\text{L}} + \dot{m}_{\text{AGR}}} \quad (\text{B.10})$$

Zur Bedatung der Temperaturerhöhung im Einlasskrümmer (Abschnitt 5.6.3) wird zusätzlich die Temperatur im Zylinder 80 °KW vor dem oberen Totpunkt benötigt. Aufgrund der erhaltenen Referenzwerte wird diese mit Hilfe des idealen Gasgesetzes berechnet. Die dazu benötigte Gesamtmasse in einem Zylinder ergibt sich aus den Gleichungen (B.7) und (5.32):

$$m_{\text{ges}} = m_{\text{An}} + m_{\text{RG}} \quad (\text{B.11})$$



## Anhang C

# Varianz und Erwartungswert einer stetigen Gleichverteilung

Eine stetige Gleichverteilung hat auf einem Intervall  $(a, b)$  eine konstante Wahrscheinlichkeitsdichte mit:

$$f_x(\xi) = \frac{1}{b-a} \cdot \text{rect}\left(\frac{\xi - \frac{a+b}{2}}{b-a}\right) \quad (\text{C.1})$$

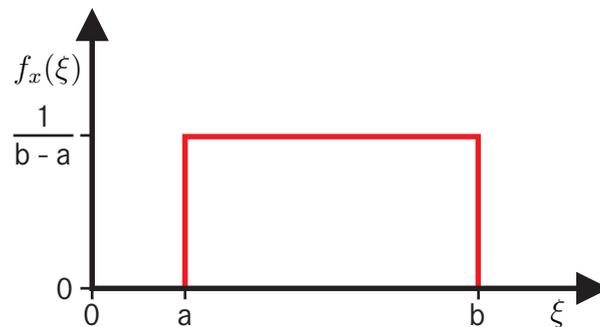


Abbildung C.1: Dichte  $f_x(\xi)$  einer stetigen Gleichverteilung

Erwartungswert  $E(\xi)$  einer stetigen Gleichverteilung:

$$\begin{aligned} E(\xi) &= \frac{1}{b-a} \cdot \int_a^b \xi \cdot d\xi \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{b^2 - a^2}{b-a} \\ &= \frac{a+b}{2} \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Die Varianz  $\mathbb{V}(\xi)$  berechnet sich wie folgt:

$$\begin{aligned}\mathbb{V}(\xi) &= E(\xi^2) - (E(\xi))^2 \\ &= \frac{1}{b-a} \cdot \int_a^b \xi^2 \cdot d\xi - \left(\frac{a+b}{2}\right)^2 \\ &= \frac{1}{3} \cdot \frac{b^3 - a^3}{b-a} && \text{(C.3)} \\ &= \frac{1}{12} \cdot [4b^2 + 4ab + 4a^2 - 3a^2 - 6ab - 3b^2] \\ &= \frac{(b-a)^2}{12}\end{aligned}$$



## Anhang D

# Abhängigkeit der MCC mit der AGR-Rate

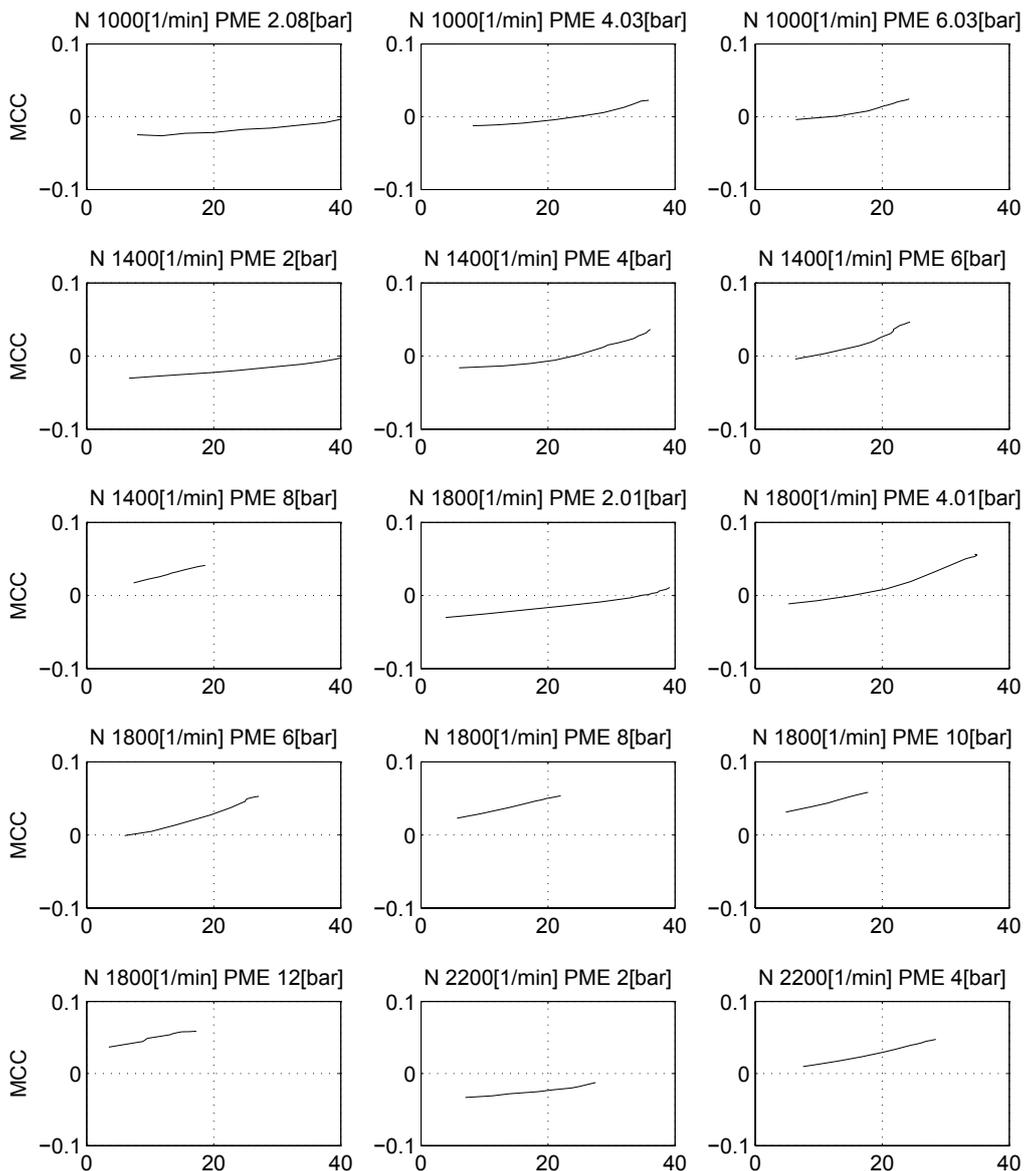


Abbildung D.1: Verlauf der *MCC* über AGR-Variation

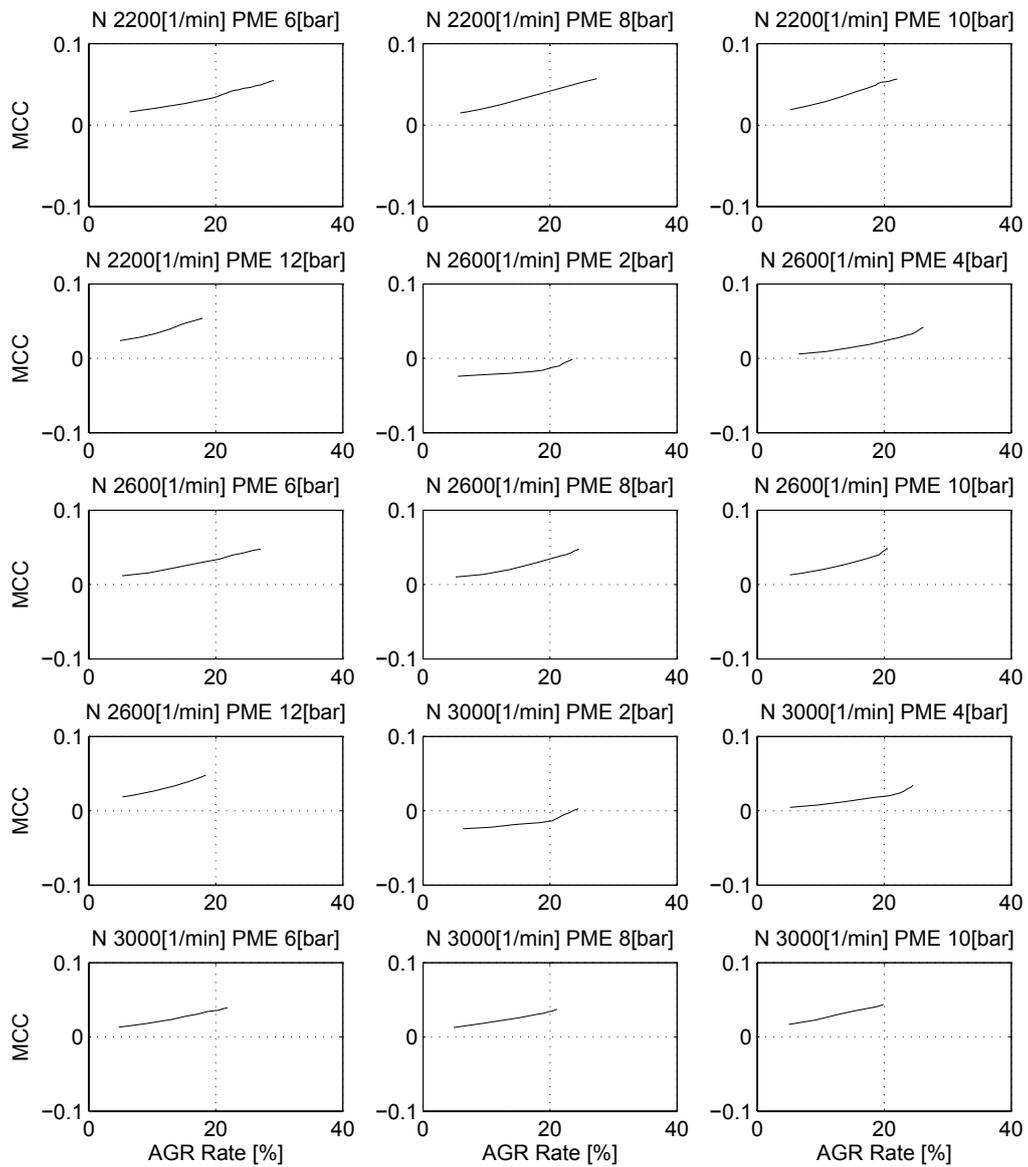


Abbildung D.2: Verlauf der  $MCC$  über AGR-Variation



# Anhang E

## Kennfelder der Polynomkoeffizienten

### E.1 Brennverzug $ID$

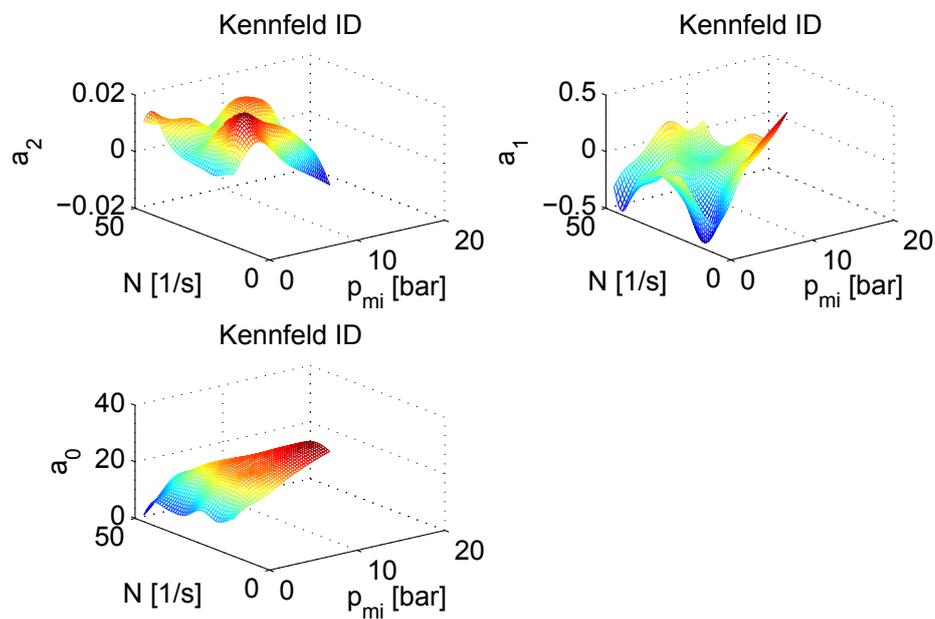


Abbildung E.1: Kennfelder des Brennverzuges  $ID$

## E.2 Vormischverbrennung *PMC*

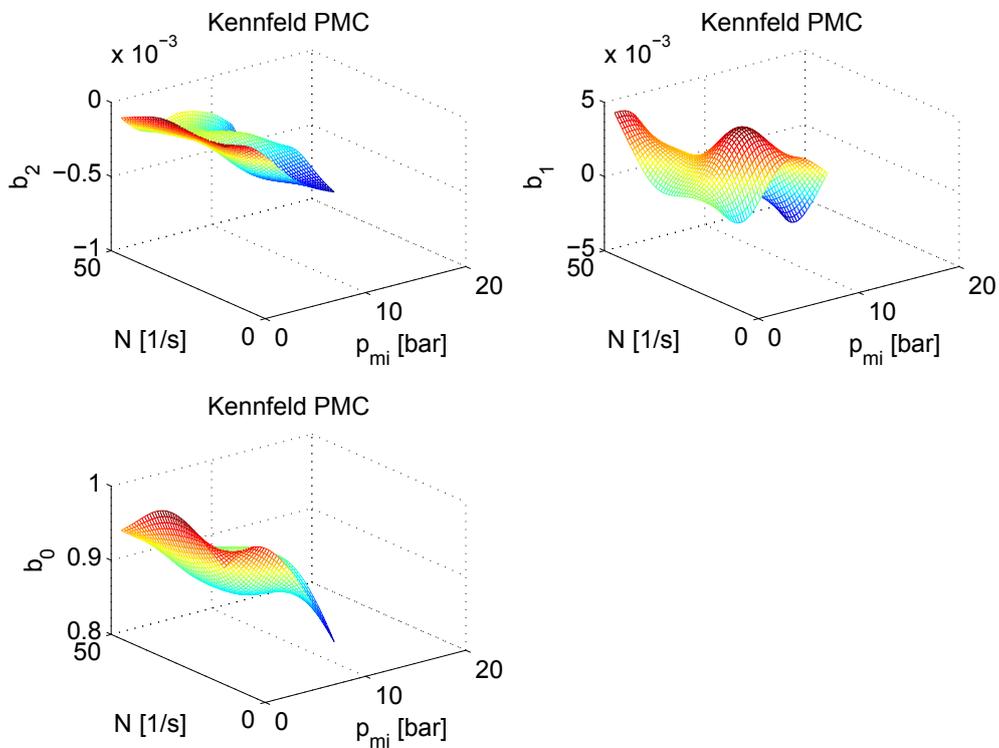


Abbildung E.2: Kennfelder der Rate der Vormischverbrennung *PMC*

# Literaturverzeichnis

- [1] ALLMENDINGER, K.: *Modellbildung und modellbasierte Estimation thermodynamischer Prozeßgrößen am Beispiel eines Dieselmotors*, Universität-Gesamthochschule Siegen, Diss., 2002
- [2] AMMANN, M.: *Modellbasierte Regelung des Ladedrucks und der Abgasrückführung beim aufgeladenen PKW-Common-Rail-Dieselmotor*, ETH Zürich, Diss., 2003
- [3] ANDERSON, B. D. O. ; MOORE, J. B.: *Optimal Filtering*. Dover Publications, Mineola, N.Y., 1979
- [4] ARCOUMANIS, C. ; BAE, C. ; NAGWANNEY, A. ; WHITELAW, J.H.: Effect of EGR on combustion development in a 1.9L DI diesel optical engine. SAE Technical Paper 950850 (1995)
- [5] BALL, J. K. ; RAINE, R. R. ; STONE, C. R.: Combustion analysis and cycle-by-cycle variations in spark ignition engine combustion Part 2 A new parameter for completeness of combustion and its use in modelling cycle-by-cycle variations in combustion. In: *Proceedings of the IMechE* 212 Part D (1998)
- [6] BALL, J. K. ; STONE, C. R. ; R., Raine R.: A Technique for Estimating Completeness of Combustion and its Use in Modeling Cycle-By-Cycle Variations in Combustion. SAE Technical Paper 2000-01-0953 (2000)
- [7] BARBA, C.: *Erarbeitung von Verbrennungskennwerten aus Indizierdaten zur verbesserten Prognose und rechnerischen Simulation des Verbrennungsablaufes bei Pkw-DE-Dieselmotoren mit Common-Rail-Einspritzung*, ETH Zürich, Diss., 2001
- [8] BARGENDE, M.: *Berechnung und Analyse innermotorischer Vorgänge - Vorlesungsskript*. Universität Stuttgart - Institut für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen, 2005
- [9] BARGENDE, M. ; BURKHARDT, C. ; FROMMELT, A.: Besonderheiten der thermodynamischen Analyse von DE-Ottomotoren. In: *Motortechnische Zeitschrift* 1/2001 (2001), S. 56–68

- [10] BEASLEY, M. G. ; CORNWELL, R. C. E. ; EGGINTON, M. A. ; FUSSEY, P. M. ; KING, R. ; NOBLE, A. D. ; SALAMON, T. ; TRUSCOTT, A. J. ; LANDSMANN, G.: *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2006 - Coordinated Cylinder Pressure Based Control for Reducing Diesel Emissions Dispersion*. Springer-Verlag, 2006
- [11] BINDER, S. ; BOGACHIK, Y. ; FROMMELT, A. ; JANSSON, Z. ; JONSSON, J. ; KLIER, M. ; LIEBSCHER, T. ; MLADEK, M. ; PFAFF, R. ; SCHEIBLE, K. ; STEUER, J. ; VORTISCH, J. ; WINDISCH, B. ; WOLF, M.: Verfahren zur Regelung eines Verbrennungsmotors. Offenlegungsschrift DE 10 2007 004 265 A1 (2007)
- [12] BORGERS, M. ; HAUSSNER, M. ; HOUBEN, H. ; MARTO, A. ; PECHHOLD, F.: Drucksensor-Glühkerze für Dieselmotoren. In: *Motortechnische Zeitschrift* 11/2004 (2004), S. 888–895
- [13] BRONSTEIN, I ; SEMENDJAJEW, K. ; MUSIOL, G.: *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch Verlag, 1999
- [14] BROSI, T. ; HESS, W. ; MOSER, W. ; SCHNEIDER, H.: Process for Determining and Evaluating the Combustion Pressure of an Internal Combustion Engine. Patentschrift WO 89 03 983 A1 (1989)
- [15] BRUNT, M. F. J. ; POND, C. R.: Evaluation of Techniques for Absolute Cylinder Pressure Correction. SAE Technical Paper 970036 (1997)
- [16] DE JAEGHER, P: *Einfluss der Stoffeigenschaften der Verbrennungsgase auf die Motorprozessrechnung*. Technische Universität Graz, Habilitationsschrift, 1984
- [17] DOLL, G. ; FAUSTEN, H. ; NOELL, R. ; SCHOMMERS, J. ; SPENGLER, C. ; WERNER, P.: Der neue V6-Dieselmotor von Mercedes-Benz. In: *Motortechnische Zeitschrift* 09/2005 (2005), S. 624–635
- [18] ENGBER, A.: Entwicklung eines Brennraumdruck-Auswertesystems. In: *Institutsbericht, Institut für Automatisierungstechnik Technische Universität Darmstadt* (2003)
- [19] ENGBER, A. ; KASSNER, U.: Methodik zur Festlegung der Spezifikation für einen serientauglichen Brennraumdrucksensor. In: *VDI Berichte* 1828 (2004), S. 265–277
- [20] FISCHER, W. ; KARRELMEYER, R. ; LÖFFLER, A. ; KULZER, A. ; HATHOUT, J.-P.: CLOSED-LOOP CONTROL OF A MULTI-MODE GDI ENGINE WITH CAI. In: *Proceedings of the Fifth IFAC Symposium on Advances in Automotive Control* (2007)

- 
- [21] FUJII, I ; YAGI, S. ; KAWAI, M. ; YOSHIKAWA, H.: MBT control utilizing crank angle of maximum combustion pressure. SAE Technical Paper 890759 (1989)
- [22] GASSENFEIT, E. H. ; POWELL, J. D.: Algorithms for air-fuel ratio estimation using internal combustion engine cylinder pressure. SAE Technical Paper 890300 (1989)
- [23] GIANSETTI, P. ; COLIN, G. ; CHAMAILLARD, Y. ; HIGELIN, P.: Two Observers for In-Cylinder Mass Estimation Using Cylinder Pressure Measurements. In: *Proceedings of the Fifth IFAC Symposium on Advances in Automotive Control* (2007)
- [24] GUZZELLA, L. ; ONDER, C. H.: *Introduction to Modeling and Control of Internal Combustion Engines System*. Springer-Verlag, 2004
- [25] HADLER, J. ; RUDOLPH, F. ; DORENKAMP, R. ; STEHR, H. ; HILZENDEGER, J. ; KRANZUSCH, S.: Der neue 2,0-l-TDI-Motor von Volkswagen für niedrigste Abgasgrenzwerte – Teil 1. In: *Motortechnische Zeitschrift* 5/2008 (2008), S. 386–395
- [26] HAHNE, E.: *Technische Thermodynamik: Einführung und Anwendung*. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 2000
- [27] HART, M.: *Auswertung direkter Brennrauminformationen am Verbrennungsmotor mit estimationstheoretischen Methoden*, Universität-Gesamthochschule Siegen, Diss., 1999
- [28] HART, M. ; ZIEGLER, M. ; LOFFELD, O.: Adaptive Estimation of Cylinder Air Mass Using Combustion Pressure. SAE Technical Paper 980791 (1998)
- [29] HELD, V.: Managementsystem für Kolbenbrennkraftmaschinen, insbesondere Ottomotoren von Kraftfahrzeugen. Offenlegungsschrift DE 43 26 949 A1 (1995)
- [30] HENN, M. ; JESCHKE, J. ; LANG, T. ; MANNIGEL, D. ; NITZKE, H.-G.: Ein zylinderdruckbasiertes Motormanagement für innovative Dieselmotorenkonzepte. In: *Elektronik im Kraftfahrzeug, Baden-Baden* (2007), S. 31–42
- [31] HERDEN, E. ; KÜSELL, M.: A new combustion pressure sensor for advanced engine management. SAE Technical Paper 940379 (1994)
- [32] HEYWOOD, J. B.: *Internal Combustion Engines Fundamentals*. McGraw-Hill Book Company, 1988
- [33] HOGH, G. ; POWELL, B.K. ; LAWSON, G.P.: Real time engine dynamic analysis and control. SAE Technical Paper 885104 (1988)

- [34] HOHENBERG, G.: Der Verbrennungsverlauf - ein Weg zur Beurteilung des motorischen Prozesses. In: *Fortschritt-Berichte VDI* Vol. 6 Nr. 103 (1982), S. 77–88
- [35] HOHENBERG, G. ; DOLT, R.: Ein Konzept zur adaptiven Steuerung/Regelung von Verbrennungsmotoren unter Verwendung eines Online-Brennverlaufrechners. In: *VDI Berichte* Reihe 12 Nr.179 (1993), S. 58–69
- [36] HOHENTHAL, M.: Dieselmotor mit Closed-Loop-System. ATZ online - [www.atzonline.de](http://www.atzonline.de) (2007)
- [37] HUBER, K.: *Der Wärmeübergang schnelllaufender, direkteinspritzender Dieselmotoren*, Technische Universität München, Diss., 1990
- [38] HUSTED, H. ; KRUGER, D. ; FATTIC, G. ; RIPLEY, G. ; KELLY, E.: Cylinder Pressure-Based Control of Pre-Mixed Diesel Combustion. SAE Technical Paper 2007-01-0773 (2007)
- [39] IORIO, B ; GIGLIO, V. ; POLICE, G. ; RISPOLI, N.: Methods of pressure cycle processing for engine control. SAE Technical Paper 2003-01-0352 (2003)
- [40] IVANSSON, N.: *Estimation of the Residual Gas Fraction in an HCCI-engine using Cylinder Pressure*, Linköping University, Diplomarbeit, 2003
- [41] JACOBS, T. ; ASSANIS, D. ; FILIPI, Z: The impact of exhaust gas recirculation on performance and emissions of a heavy-duty diesel engine. SAE Technical Paper 2003-01-1068 (2003)
- [42] JESCHKE, J.: *Konzeption und Erprobung eines zylinderdruckbasierten. Motormanagements für PKW-Dieselmotoren*, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Diss., 2002
- [43] JOOS, F.: *Technische Verbrennung - Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Springer-Verlag, 2006
- [44] KASSNER, U.: Verfahren zur Korrektur eines gemessenen Brennraumdruckes einer Brennkraftmaschine. Offenlegungsschrift DE 10 2004 049 579 A1 (2004)
- [45] KLEIN, P. ; GRÜTER, R. ; LOFFELD, O.: Real-Time Estimation of the ExhaustGas Recirculation Ratio Based on CylinderPressure Signals. SAE Technical Paper 2007-01-0493 (2007)
- [46] KLEIN, P. ; SCHMIDT, M ; LOFFELD, O.: Estimation of the Cylinder Pressure Offset and Polytropic Exponent using Extended Kalman Filter. In: *Proceedings of the Fifth IFAC Symposium on Advances in Automotive Control* (2007)

- 
- [47] KLEPPMANN, W.: *Taschenbuch Versuchsplanung. Produkte und Prozesse optimieren*. Hanser Fachbuchverlag, 2003
- [48] KOHLHASE, M. ; ISERMANN, R. ; RICKEN, V. ; KLENK, M.: Brennraumdruckbasierte Extremwertregelung der Verbrennungsschwerpunktlage von Benzin-direkteinspritzenden Ottomotoren. In: *Steuerung und Regelung von Fahrzeugen und Motoren - AUTOREG* (2008)
- [49] KURATLE, R. H.: *Motorenmeßtechnik*. Vogel Verlag und Druck, 1995
- [50] LADOMMATOS, N. ; LADOMMATOS, S. M. ; ZHAO, H. ; HU., Z.: Effects of EGR on heat release in diesel combustion. SAE Technical Paper 980184 (1998)
- [51] LARINK, J.: *Zylinderdruckbasierte Auflade- und Abgasrückführregelung für PKW-Dieselmotoren*, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Diss., 2005
- [52] LOFFELD, O.: *Estimationstheorie 1 - Grundlagen und stochastische Konzepte*. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1990
- [53] LOFFELD, O.: *Estimationstheorie 2 - Anwendungen, Kalman-Filter*. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1990
- [54] MANZ, P.-W: *Indiziertechnik an Verbrennungsmotoren - Vorlesungsskript*. Technische Universität Braunschweig - Institut für Verbrennungskraftmaschinen, 2007
- [55] MERKER, G. P. ; SCHWARZ, C.: *Technische Verbrennung*. B. G. Teubner-Verlag, Stuttgart, Leipzig, 2001
- [56] MERKER, G. P. ; STIESCH, G.: *Technische Verbrennung: Motorische Verbrennung*. B. G. Teubner-Verlag, Stuttgart, Leipzig, 1999
- [57] MLADEK, M.: *Cylinder Pressure for Control Purposes of Spark Ignition Engines*, ETH Zürich, Diss., 2002
- [58] MÜLLER, N.: Adaptive Motorregelung beim Ottomotor unter Verwendung von Brennraumdruck-Sensoren. In: *Fortschritt-Berichte VDI Reihe 12 Nr. 545* (2003)
- [59] MÜLLER, N. ; ISERMANN, R.: Control of Mixture Composition Using Cylinder Pressure Sensors. In: *ATTCE 2001 Proceedings Volume 5: Electronics* SAE Technical Paper 2001-01-3382 (2001), S. 197–204
- [60] MÜLLER, R. ; HART, M. ; TRUSCOTT, A. ; NOBLE, A. ; KRÖTZ, G. ; EICKHOFF, M. ; CAVALLONI, C. ; GNIELKA, M.: Combustion-pressure-based engine management system. SAE Technical Paper 2000-01-0928 (2000)

- 
- [61] MOSER, W.: *Vergleichende Untersuchung von Brennraumsignalen bei Ottomotoren im Hinblick auf Motorregelung*, Technische Universität Wien, Diss., 1992
- [62] PATRICK, R.S. ; POWELL, J.D.: A technique for the real-time estimation of air-fuel ratio using molecular weight ratios. SAE Technical Paper 900260 (1990)
- [63] PESTANA, G.W.: Engine control methods using combustion pressure feedback. SAE Technical Paper 890758 (1989)
- [64] PISCHINGER, R ; KLELL, M ; SAMA, T: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Springer-Verlag, 2002
- [65] POWELL, J.D.: Engine Control Using Cylinder Pressure: Past, Present, and Future. In: *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control* 115 (1993), S. 343–350
- [66] PREDELLI, O. ; KRAKE, T. ; SCHMIDT, W. ; MEYER, S.: FI<sup>2</sup>RE - Neues Steuermodul für Piezoinjektoren. In: *Motortechnische Zeitschrift* 1/2004 (2004), S. 36–42
- [67] RANDOLPH, A.L.: Methods of Processing Cylinder-Pressure Transducer Signals to Maximize Data Accuracy. SAE Technical Paper 900170 (1990)
- [68] RASSWEILER, G. M. ; WITHROW, L.: Motion pictures of engine flames correlated with pressure cards. In: *SAE Transaction* Volume 33 (1938), S. 185–204
- [69] RAYMOND, C.: *Beginnings for cylinder pressure based control*, Technische Universität Eindhoven, Diplomarbeit, 2007
- [70] ROBERT-BOSCH-GMBH: *Kraftfahrtechnisches Taschenbuch*. Vieweg Verlag, 2003
- [71] SCHTEN, K. ; RIPLEY, G. ; PUNATER, A. ; ERICKSON, C.: Design of an Automotive Grade Controller for In-Cylinder Pressure-Based Engine Control Development. SAE Technical Paper 2007-01-0774 (2007)
- [72] SELLNAU, M. C. ; MATEKUNAS, F. A. ; BATTISTON, P.A. ; CHANG, C. F. ; LANCASTER, D. R.: Cylinder-pressure-based engine control using pressure-ratio-management and low-cost non-intrusive cylinder pressure sensors. SAE Technical Paper 2000-01-0932 (2000)
- [73] TUNESTAL, P.: *The Use of Cylinder Pressure for Estimation of the In-Cylinder Air/Fuel Ratio of an Internal Combustion Engine*, University of California, Diss., 2000

- 
- [74] TUNESTAL, P. ; HEDRICK, J. K. ; JOHANSSON, R.: Model-Based Estimation of Cylinder Pressure Sensor Offset using Least-Squares Methods. In: *Proceedings of the 40th IEEE Conference on Decision and Control* (2001), S. 3740–3745
- [75] VOGEL, C.: *Einfluß von Wandablagerungen auf den Wärmeübergang im Verbrennungsmotor*, Technische Universität München, Diss., 1995
- [76] WENZEL, P.: *Modellierung der Ruß- und NO<sub>x</sub>-Emissionen des Dieselmotors*, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Diss., 2006
- [77] WIMMER, A.: *Thermodynamik des Verbrennungsmotors - Vorlesungsskript*. Technische Universität Graz - Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, 2007
- [78] WOSCHNI, G.: Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren. In: *Motortechnische Zeitschrift* 31 (1970), S. 491–499
- [79] ZACHARIAS, F.: *Analytische Darstellung der thermodynamischen Eigenschaften von Verbrennungsmotoren*, Technische Universität Berlin, Diss., 1966
- [80] ZIEGLER, M.: *Parameteridentifikation mit estimationstheoretischen Methoden am Beispiel der dynamischen Gemischbildung eines Ottomotors*, Universität-Gesamthochschule Siegen, Diss., 2002
- [81] ZINNER, K.: *Aufladung von Verbrennungsmotoren*. Springer-Verlag, 1980