

Christian Spuller

Dieselmotoren mit Wasserstoff für PKW-Anwendungen

DISSERTATION

Technische Universität Graz

Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften
Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik

Betreuung: Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helmut Eichlseder
Zweitbegutachtung: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker



2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Alternativer Kraftstoff Wasserstoff	7
1.2	Stand der Technik von H ₂ -Motoren	7
1.3	Aufgabenstellung	11
2	Motorprozessrechnung	13
2.1	Stoffwerte	14
2.2	Grundgleichungen	15
2.2.1	Erster Hauptsatz	15
2.2.2	Zustandsgleichungen	16
2.2.3	Stoffmengenbilanz	17
2.2.4	Chemisches Gleichgewicht	17
2.3	Aufbereiten der Gleichungen	21
2.3.1	Stoffmengenbilanz	21
2.3.2	Erster Hauptsatz	21
2.3.3	Chemisches Gleichgewicht	24
2.4	Adiabate Verbrennung	25
2.5	Druckverlaufsanalyse	27
2.6	Vollkommener Motor	30
2.6.1	Kompression	31
2.6.2	H ₂ -Einblasung	31
2.6.3	Verbrennung	33
2.6.4	Expansion	33
2.6.5	Verifikation	34
2.6.6	Berechnungsergebnisse	35
2.7	Einfluss durch reale Ladung	37
2.8	Verlust durch Spitzendruckbegrenzung	38
2.8.1	Verbrennung	39
2.8.2	Berechnungsergebnisse	40
2.9	Verlust durch reale Einblasung mit realer unvollkommener Verbrennung	41
2.10	Verlust durch Wandwärme	42
2.11	Verlust durch Ladungswechsel	43
2.12	Verlust durch Reibung	43
2.13	Bewertung der Einblasung	43

2.14 Wirkungsgrad	43
3 Experimentelle Umgebung	45
3.1 Prüfstands Aufbau	45
3.2 Versuchsträger	46
3.2.1 Motor	46
3.2.2 Injektoren	47
3.3 Messtechnik	48
4 Selbstzündung	51
4.1 Theoretische Betrachtungen	51
4.2 Vorstudien	53
4.3 Möglicher Betriebsbereich	55
4.4 Einfluss Aufladung	60
4.5 „Klassisches Dieselmotorenverfahren“ mit Wasserstoff	61
4.6 Abgasrückführung	63
4.7 Selbstgezündete Mehrfacheinblasung	65
4.8 Injektorleckage	67
4.9 Wirkungsgrad, Emissionen	67
5 Brennverfahren mit Glühstift	71
5.1 Einfluss der Einblasung	73
5.1.1 Einblasezeitpunkt	73
5.1.2 Injektoren	74
5.2 Einfluss Verdichtungsverhältnis	76
5.3 Einfluss Aufladung	78
5.4 Leerlauf – Vollast	79
5.4.1 Leerlauf	80
5.4.2 Hochlast	80
5.5 Vollmotorkennfeld mit Randbedingungen	83
5.6 NO _x -Rohemissionen	86
5.7 Druckerhöhungsrate	89
6 Brennverfahren mit Zündkerze	93
6.1 Modifikation Brennraum	93
6.2 Einfacheinblasung	94
6.3 Mehrfacheinblasung	95
6.4 Vergleich der Brennverfahren	97
7 Zusammenfassung	101
Literaturverzeichnis	103

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik an der Technischen Universität Graz.

Mein herzlicher Dank gilt dem Vorstand des Instituts, Herrn Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helmut Eichseder für die Ermöglichung sowie die Betreuung dieser Arbeit. Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Merker danke ich für die Übernahme der Zweitbegutachtung der Arbeit.

Meinen Kolleginnen und Kollegen danke ich für die gute Zusammenarbeit, Hilfsbereitschaft, Unterstützung, die anregenden Diskussionen und für das sehr angenehme Arbeitsklima.

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am 15.06.2011

Christian Spuller

Formelzeichen, Indizes und Abkürzungen

Lateinische Formelzeichen		Einheit			
A	Fläche Brennraumwand	m^2	p^0	Standarddruck (1 bar)	bar, Pa
A_t	techn. Arbeit	J	p_{H2}	Wasserstoffeinblase- druck (Vordruck)	bar, Pa
c_p	spez. Wärmekapazität bei $p = \text{konst.}$	J/kg K	p_{\max}	max. Zylinderdruck	bar, Pa
C_{mp}	molare Wärmekapazität bei $p = \text{konst.}$	J/mol K	Q_W	Wärme über System- grenze	J
c_v	spez. Wärmekapazität bei $v = \text{konst.}$	J/kg K	Q_B	Verbrennungswärme	J
C_{mv}	molare Wärmekapazität bei $v = \text{konst.}$	J/mol K		Brennverlauf	J
d	vollständiges Differenzial		R_m	allgemeine Gaskon- stante	J/mol K
E_a	äußere Energie	J	S	Entropie	J/K
E_{ma}	molare äußere Energie	J/mol	T	Temperatur	K
G	freie Enthalpie	J	T_0	Bezugstemperatur	K
G_m	molare freie Enthalpie	J/mol	t	Temperatur	°C
G_m^0	molare freie Standard- enthalpie bei p^0 und T	J/mol		Zeit	s
$\Delta_R G_m$	molare freie Reaktions- enthalpie	J/mol	U	innere Energie	J
H	Enthalpie	J	U_m	molare innere Energie	J/mol
H_m	molare Enthalpie	J/mol	V	Volumen	m^3, dm^3
H_{um}	molarer unterer Heizwert	J/mol	x_i	Molanteil der Kompo- nente i	-
H_{vm}	molarer Heizwert bei $v = \text{konst.}$	J/mol	Griechische Formelzeichen		Einheit
K_p	Gleichgewichtskonstante (bez. auf Partialdrücke)	-	α_W	Wandwärmeübergangs- koeffizient	W/m ² K
M_e	eff. Drehmoment	Nm	δ	unvollständiges Differen- zial	-
n	Stoffmenge	mol	η	Wirkungsgrad	-
n_{Bv}	verbrannte Kraftstoff- menge	mol	η_e	effektiver Wirkungsgrad	-
p	Druck	bar, Pa	η_i	indizierter Wirkungsgrad	-
p_i	Partialdruck der Komponente i	bar, Pa	η_{iHD}	indizierter Wirkungsgrad der Hochdruckphase	-
	indizierter Mitteldruck	bar	η_v	Wirkungsgrad des voll- kommenen Motors	-
			η_{vRL}	η_v mit realer Ladung	-
			$\eta_{vpm\max}$	η_{vRL} mit Spitzendruck-	-

Formelzeichen, Indizes und Abkürzungen

	begrenzung		Ed	Edukte
η_{EuV}	η_{vpmax} mit realer EB und realer unvollkom- mener Verbrennung	-	EFEB	Einfacheinblasung
η_{rEB}	Wirkungsgrad der realen Einblasung	-	Eö	Einlass öffnet
η_{vEB}	Wirkungsgrad der idealen Einblasung	-	Es	Einlass schließt
$\Delta\eta_{rL}$	Verlust durch reale Ladung	-	EV	Einlassventil
$\Delta\eta_{pmax}$	Verlust durch Spitzen- druckbegrenzung	-	Glst	Glühstift
$\Delta\eta_{EuV}$	Verlust durch reale Ein- blasung und reale unvoll- kommener Verbrennung	-	h	Nadelhub
$\Delta\eta_{WW}$	Verlust durch Wand- wärme	-	MFEB	Mehrfacheinblasung
$\Delta\eta_{LW}$	Verlust durch Ladungs- wechsel	-	OT	oberer Totpunkt
$\Delta\eta_R$	Verlust durch Reibung	-	Pr	Produkte
κ	Isentropenexponent	-	UT	unterer Totpunkt
ε	Verdichtungsverhältnis	-	WOT	Wechsel-OT
λ	Luftverhältnis	-	ZK	Zündkerze
ν_{sti}	stöchiometrischer Koef- fizient	-	ZOT	Zünd-OT
	der Komponente i		nZOT	nach ZOT
φ	Kurbelwinkel	°KW	vZOT	vor ZOT

Indizes

abs	absolut
G	Gas
i	Komponente indiziert
rel	relativ
W	Wand
4T	Viertakt

Abkürzungen

AGR	Abgasrückführung
Aö	Auslass öffnet
As	Auslass schließt
AV	Auslassventil
B	Brennstoff
EB	Einblasung

1 Einleitung

Die Verknappung der fossilen Energiereserven der Erde und der Klimawandel, welcher größtenteils auf den vom Menschen verursachten CO₂-Ausstoß zurückgeführt wird, verlangen auch in der Mobilität nach neuen Lösungen. Wasserstoff wird als ein möglicher Energieträger der Zukunft gehandelt.

1.1 Alternativer Kraftstoff Wasserstoff

Wasserstoff ist mit 92.7 Prozent das mit Abstand häufigste Element im Universum und kommt auf der Erde aufgrund seiner hohen Reaktivität meist nur in Verbindungen vor. Er ist wie Elektrizität ein Sekundärenergieträger und muss unter Einsatz von Primärenergie erzeugt werden. [9]

Die Energiewandlung von Wasserstoff erfolgt sowohl in der Brennstoffzelle als auch im Verbrennungsmotor CO₂-frei. Sofern die Herstellung regenerativ gelingt, ist auch der gesamte Energiekreislauf CO₂-frei. In Tabelle 1.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von Wasserstoff zusammengefasst.

Wasserstoff ist bei Normbedingungen das Gas mit der geringsten Dichte, deshalb stellt neben der Erzeugung auch die Speicherung eine technische Herausforderung dar. Für möglichst hohe volumetrische Speicherdichten werden folgende Methoden der Speicherung angewendet:

- Druckspeicher bei Umgebungstemperatur (bis 700 bar [9])
- kryogener Flüssigspeicher (Temperatur unter 33 K)
- Speicherung in chemischen oder physikalischen Verbindungen

Für den Einsatz in Fahrzeugen werden vorwiegend Druck- oder Flüssigspeicherung verwendet, wobei mit dem BMW Hydrogen 7 bereits ein Wasserstofffahrzeug mit Flüssigspeicherung in einer Kleinserie umgesetzt wurde. Dem Vorteil der hohen Energiedichte des Flüssigspeichers stehen Energieaufwand für die Verflüssigung, Boil-Off Verluste und ein hoher Preis gegenüber [9].

1.2 Stand der Technik von H₂-Motoren

Das Prinzip des Wasserstoffmotors mit ottomotorischem Brennverfahren beruht auf einem konventionellen Ottomotor. „Neben den erforderlichen Änderungen am Gemisch-

Tabelle 1.1: Eigenschaften von Wasserstoff^a [19]

Allgemein	
Name, Symbol, Ordnungszahl	Wasserstoff, H, 1
Serie	Nichtmetall
Gruppe, Periode, Block	1, 1, s
Aussehen	farbloses Gas
Massenanteil in der Erdhülle ^b	0.88 %
Wasserstoff als Element ist <i>essentiell</i> für den <i>Menschen</i> und alle (untersuchten) biologischen Spezies	
Physikalisch	
Aggregatzustand	gasförmig
Kristallstruktur	keine (Gas)
Magnetismus	Magn. Suszeptibilität = $8 \cdot 10^9$ (diamagnetisch)
Molares Volumen V_m	22.414 m ³ /kmol
Verdampfungswärme r (am Siedepunkt)	445.44 kJ/kg
Schmelzwärme q_s	58.5 kJ/kg
Elektrische Leitfähigkeit γ	0 S/m
Spezifische Gaskonstante R	4124.5 J/kg K
Unterer Heizwert H_u	119.969 MJ/kg
Brennwert (oberer Heizwert) H_o	141.86 MJ/kg
Dichte ρ	0.08235 kg/m ³
Realgasfaktor Z	1.00062
Spezifische Wärmekapazität c_p	14.305 kJ/kg K
Spezifische Wärmekapazität c_v	10.179 kJ/kg K
Isentropenexponent κ	1.406
Wärmeleitfähigkeit λ	184.88 mW/m K
Dynamische Viskosität η	8.915 μ Pa s
Schallgeschwindigkeit a	1315.4 m/s

^a Wenn nicht anders vermerkt, gelten die angegebenen Daten bei Standardbedingungen NTP ($T = 298.15 \text{ K} = 25 \text{ °C}$ und $p = 1.01325 \text{ bar}$).

^b Erdhülle = Erdkruste (bis 16 km Tiefe) plus Hydrosphäre (Weltmeere) plus Atmosphäre

bildungssystem muss auch sichergestellt werden, dass alle Komponenten, die mit Wasserstoff in Berührung kommen, dafür geeignet sind. („...“) Bereits in den Dreißiger Jahren des 20. Jahrhunderts arbeiteten Forscher an der Umrüstung von Verbrennungsmotoren auf den Wasserstoffbetrieb“. [9]

Durch das Fehlen von C-Atomen läuft die Verbrennung von H₂ ohne Bildung von CO₂, CO und HC ab, mit Ausnahme durch die Verbrennung von Schmieröl. Die einzige relevante Schadstoffkomponente bei der Verbrennung sind die NO_x-Emissionen.

In Tabelle 1.2 sind die für die Anwendung in Verbrennungsmotoren relevanten Kraftstoffdaten von Benzin, Diesel, Wasserstoff und Methan aufgelistet. Trotz des vergleichsweise hohen gravimetrischen Heizwerts von Wasserstoff ist der Gemischheizwert des gemischansaugenden Wasserstoffmotors knapp 15 Prozent geringer als der eines gemischansaugenden konventionellen Ottomotors, was sich nahezu proportional auf das theoretische Volllastpotential auswirkt. Der Gemischheizwert des luftansaugenden Wasserstoffmotors liegt jedoch mit 4.52 MJ/m³ um 18 Prozent über dem eines luftansaugenden Ottomotors.

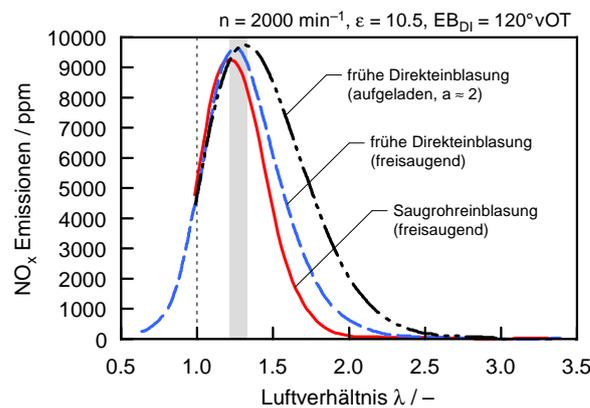


Bild 1.1: NO_x-Rohemissionen für vorgemischte Brennverfahren [19]

Weiters sind die sehr weiten Zündgrenzen und die minimale Zündenergie von großer Bedeutung für die Anwendung im Verbrennungsmotor. Ersteres lässt ein vorgemischtes, sehr mageres Brennverfahren zu, wodurch es möglich ist, den Motor oberhalb der NO_x-Bildungsgrenze zu betreiben. In Bild 1.1 sind die gemessenen NO_x-Rohemissionen von vorgemischten, möglichst homogenen Brennverfahren über dem Luftverhältnis für verschiedene Randbedingungen aufgetragen. Abhängig von den Randbedingungen ist ab einem Luftverhältnis über zwei ein NO_x-freier Betrieb möglich. Mit dem BMW Hydrogen 7 wurde ein NO_x-freier Magerbetrieb in Kombination mit stöchiometrischem Betrieb und Drei-Wege-Katalysator bereits in Serie umgesetzt [1]. Durch die geringe minimale Zündenergie in Kombination mit den weiten Zündgrenzen stellt die Beherrschbarkeit von Rückzündungen in Wasserstoffmotoren mit äußerer Gemischbildung eine große Herausforderung dar [22, 26, 27, 28]. Eine tiefkalte Einblasung des Wasserstoffs ins Saugrohr (kryogene äußere Gemischbildung) ergibt ein kühleres Kraftstoff-

Tabelle 1.2: Vergleich von Kraftstoffeigenschaften [19]

Eigenschaft	Einheit	Benzin	Diesel	H₂	CH₄
Dichte (flüssig) ^a	kg/m ³	750 - 770	820 - 845	70.8	422.4
bei	°C	15	15	-252.9	-161.5
Dichte (gasförmig) ^{a,b}	kg/m ³	–	–	0.09	0.716
Molmasse	kg/kmol	≈98	≈170	2.016	16.04
Siedepunkt bzw. -bereich ^a	°C	30 - 190	210 - 355	-252.9	-161.5
Mindestluftbedarf	kgL/kgB	13.95	14.45	34.31	17.24
unterer Heizwert	MJ/kg	41.4	42.4	120	50
Energiedichte flüssig ^a	MJ/dm ³	31.7	35.8	8.5	21.1
gasförmig		–	–	2.8	11.6
Gemischheizwert (gemischan- saugend) ^{a,b,d}	MJ/m ³	3.76	–	3.19	3.4
Gemischheizwert (luftansaug- end) ^{a,b,d}	MJ/m ³	3.83	3.79	4.52	3.76
Zündgrenzen ^{a,b,d}	Vol.%	1 - 7.6	0.6 - 5.5	4 - 76	4.8 - 15
	λ-Bereich	1.4 - 0.4	1.35 - 0.48	10 - 0.13	2.1 - 0.6
Selbstzündungstemperatur ^{a,e}	°C	230 - 450	250	585	595
Min. Zündenergie ^{d,e}	mJ	0.24	0.24	0.02	0.29
Diffusionskoeffizient ^{a,b,e}	cm ² /s	0.05		0.61	0.16
laminare Flammgeschwind- igkeit ^{a,c,d,e}	cm/s	≈40	≈40	≈230	≈42
adiabate Flammentemperatur	°C	2055		2107	1949
Löschdistanz ^{a,c,d} (quenching gap)	mm	2		0.64	2.03
ROZ	–	100	–	–	130
MZ	–	88	–	0	100
CZ	–	–	52 - 54	–	–
Massenanteile					
c	%	85.6	85.6	0	74.9
h	%	12.2	13.5	100	25.1
o	%	2.2	0.9	0	0
n	%	0	0	0	0

^a bei 1.013 bar

^b bei 0 °C

^c bei 25 °C

^d bei λ = 1

^e in Luft

Luft-Gemisch im Saugrohr, was die Anfälligkeit für Rückzündungen minimieren kann und den Gemischheizwert deutlich erhöht [13, 27, 28].

Bei Wasserstoffmotoren mit innerer Gemischbildung können Rückzündungen ausgeschlossen werden, sofern die Einblasung bei geschlossenen Einblaseventilen stattfindet. Die weiten Zündgrenzen können bei innerer Gemischbildung vorteilhaft genutzt werden, da unter Zuhilfenahme von Ladungsschichtung der Wasserstoffmotor auch in der Teillast bei hohen Luftverhältnissen ohne Drosselung der Ansaugluft betrieben werden kann. Die vergleichsweise hohe Flammengeschwindigkeit ermöglicht dabei noch eine kompakte Verbrennung. Das Institut hat in Kooperation mit der BMW Group Forschung und Technik und im EU Forschungsprojekt HyICE ottomotorische Brennverfahren mit innerer Gemischbildung für den Wasserstoffmotor sowohl am thermodynamischen und optischen Einzylinderforschungsmotor als auch in der 3D-CFD Gemischbildungs- und Verbrennungssimulation intensiv erforscht und entwickelt, wobei eine Literleistung von 100 kW nachgewiesen wurde. Der Wirkungsgrad von modernen PKW-Ottomotoren wurde durch Nutzung der oben genannten Vorteile sogar leicht übertroffen. [13, 19, 24, 31]

Dem Wirkungsgradpotenzial von Wasserstoffmotoren mit ottomotorischen Brennverfahren sind jedoch Grenzen gesetzt. Wie bei konventionellen Ottomotoren limitiert Klopfen das Verdichtungsverhältnis, weiters stellt die Gemischbildung bei geschichteten Brennverfahren eine große Herausforderung dar, da zum Zündzeitpunkt zündfähiges Gemisch an der Zündkerze vorliegen muss. Mit einem nicht vorgemischten Brennverfahren nach Vorbild des konventionellen Dieselmotors könnten obige Schwierigkeiten umgangen werden, jedoch stellt die hohe Selbstzündungstemperatur von Wasserstoff eine große Herausforderung dar.

Selbstgezündete Dieselmotoren mit Wasserstoff am Großmotor wurden von Rottengruber [38] und Prectl et al. [37] untersucht. Prectl et al. [37] geben an, dass eine Verdichtungsendtemperatur von 1000 K und mehr für ein Zünden des Wasserstoffs erforderlich ist. Rottengruber [38] gibt einen indizierten Wirkungsgrad von über 50 Prozent am Großmotor an.

Furuhama et al. [14] haben Wasserstoffbrennverfahren mit innerer Gemischbildung und Zündung an einer heißen Oberfläche an einem Zweitaktmotor untersucht.

1.3 Aufgabenstellung

Im österreichischen A3 Forschungsförderprojekt H2BVplus mit Hoerbiger ValveTec und HyCentA als nationale Projektpartner und der BMW Group Forschung und Technik als transnationalen Projektpartner sollte das maximale Wirkungsgradpotenzial eines Wasserstoffmotors mit innerer Gemischbildung im Labor untersucht werden. Bild 1.2 zeigt den Wirkungsgrad des vollkommenen Motors für Wasserstoff mit innerer Gemischbildung. Der Wirkungsgrad steigt mit dem Verdichtungs- und Luftverhältnis. Der Wasserstoff-DI-Ottomotor – in Folge H₂-DI-Ottomotor genannt – ist wie der konven-

tionelle Ottomotor durch Verbrennungsanomalien – vor allem durch Klopfen – in der freien Parameterwahl eingeschränkt, weshalb mit dem Verdichtungsverhältnis hauptsächlich ein Kompromiss zwischen Wirkungsgrad und Volllasttauglichkeit eingegangen werden muss. Das Brennverfahren eines konventionellen Dieselmotors unterscheidet sich im Wesentlichen durch die Selbstzündung und eine nicht vorgemischte Verbrennung von dem eines Ottomotors, wobei vor allem durch die nicht vorgemischte Verbrennung keine Klopfproblematik vorherrscht und deutlich höhere Verdichtungsverhältnisse verwendet werden können. Das nicht vorgemischte Brennverfahren erlaubt eine Qualitätsregelung, mit welcher die meisten Betriebspunkte im Motorkennfeld mit mittleren Luftverhältnissen deutlich über den Zündgrenzen möglich sind.

In der vorliegenden Arbeit sollte im Rahmen des Projekts H2BVplus auf experimenteller Seite am Einzylinder-Forschungsmotor ein Brennverfahren für höchstmögliche Wirkungsgrade nach Vorbild des konventionellen Dieselmotors für den Wasserstoffmotor entwickelt und bewertet werden. Da die Selbstzündungstemperatur von Wasserstoff in Luft deutlich höher ist als bei Dieselmotorkraftstoff, Tabelle 1.2, sollte geklärt werden, ob dieses Ziel mit Selbstzündung erreicht werden kann. Gegebenenfalls sollten Alternativen mit hybriden Brennverfahren durch Fremdzündung entwickelt werden.

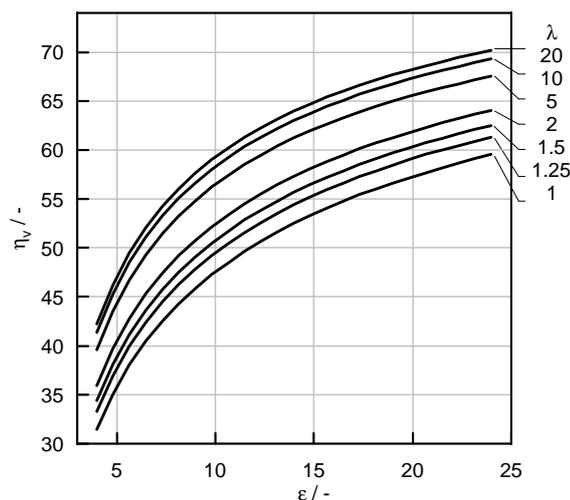


Bild 1.2: Wirkungsgrad des vollkommenen Wasserstoffmotors mit innerer Gemischbildung

2 Motorprozessrechnung

Für eine genaue Bewertung von Brennverfahren hinsichtlich ihrer Potentiale und für die Quantifizierung der einzelnen Verluste der experimentellen Untersuchungen am thermodynamischen Forschungsmotor ist eine nulldimensionale Motorprozessrechnung unverzichtbar. Es gibt jedoch nur wenige kommerzielle Programme, mit denen das Potenzial des vollkommenen Motors für verschiedene Randbedingungen sauber berechenbar und eine genaue Verlustteilung durchführbar ist. Bisher wurden Potenzialbewertungen und Verlustteilungen von H₂-DI-Brennverfahren am Institut mit der im Haus entwickelten Software MOSES [44] durchgeführt. MOSES unterscheidet grundsätzlich otto- und dieselmotorische Brennverfahren, wobei das Otto-Verfahren Gemischansaugung bedingt und beim Diesel-Verfahren der eingebrachte Kraftstoff sofort umgesetzt wird. Die Durchführung einer Verlustteilung von H₂-DI-Brennverfahren ist besonders zeitaufwendig, da die Hochdruckprozesse in Diesel- und Ottoprozessen aufgeteilt werden müssen. Die Modellierung der Einblasung in der Druckverlaufsanalyse ist nochmals mit zusätzlichem Aufwand verbunden, da die Enthalpieeinbringung des gasförmigen Wasserstoffs bei der Einblasung von MOSES nicht separat ohne gleichzeitige Verbrennung dargestellt werden kann. Kombiniert man vorgemischte und nicht vorgemischte H₂-Brennverfahren – wie bei der Mehrfacheinblasung [19, 43] – so ist eine Motorprozessrechnung mit MOSES nicht möglich. Eine weitere Einschränkung stellt die verwendete Stoffwertedatenbank von MOSES dar, welche auf maximal 200 bar beschränkt ist [44, 5] und damit für den Vergleichsprozess des vollkommenen Motors für „moderne“ Dieselmotoren mit Aufladung teilweise zu niedrig ist.

Um die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Brennverfahren bewerten zu können, wurde im Rahmen der Arbeit eigens ein Motorprozess-Berechnungsprogramm in MATLAB entwickelt, welches im Folgenden SPUGAZER genannt wird.

SPUGAZER rechnet mit einem Einzonenmodell, da bei nicht vorgemischtem Brennverfahren mit dem Zweizonenmodell Annahmen für die Gemischzusammensetzung in der verbrannten und unverbrannten Zone getroffen werden müssen. Für ein dieselähnliches Wasserstoffbrennverfahren könnten diese nur geschätzt werden, da zu diesem Thema wenig aus der Literatur bekannt ist. SPUGAZER rechnet mit molaren Größen, die Gaskonstante R_m ist mit 8.314 J/mol K unabhängig vom Zustand im Brennraum konstant. Nachteilig dabei ist, dass die Stoffmenge keine Erhaltungsgröße wie die Masse ist.

2.1 Stoffwerte

Ein wichtiger Bestandteil von thermodynamischen Berechnungen sind die Stoffwerte. Unter Annahme von idealem Gasverhalten im gesamten Motorprozess verwendet SPUGAZER 7-Koeffizienten NASA-Polynome [2]. Die Polynomkoeffizienten sind frei erhältlich, z.B. unter [42].

In der technischen Anwendung ist es grundsätzlich üblich, mit dem Heizwert und relativen Stoffwerten zu rechnen. Dabei wird der Nullpunkt für die innere Energie oder die Enthalpie sowohl des Brennstoffs und der Luft als auch der Produkte der Verbrennung bei derselben Temperatur festgelegt [36]. SPUGAZER rechnet sowohl mit Heizwert und „relativen“ Stoffwerten – im folgenden als Rechnung mit Heizwert bezeichnet – als auch mit „absoluten“ Stoffwerten ohne Heizwert – im folgenden als Rechnung mit absoluten Stoffwerten bezeichnet, wobei definitionsgemäß die Enthalpie für die stabilste Form der Elemente bei Standardzustand Null gesetzt wird. In Bild 2.1 sind die absoluten Stoffwerte der Enthalpie und der inneren Energie von Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Wasserdampf aufgetragen, in Bild 2.2 die relativen Stoffwerte derselben. Da die molaren Wärmekapazitäten C_{mp} und C_{mv} die Ableitungen von Enthalpie und innerer Energie nach der Temperatur sind, sind diese für absolute und relative Stoffwerte gleich.

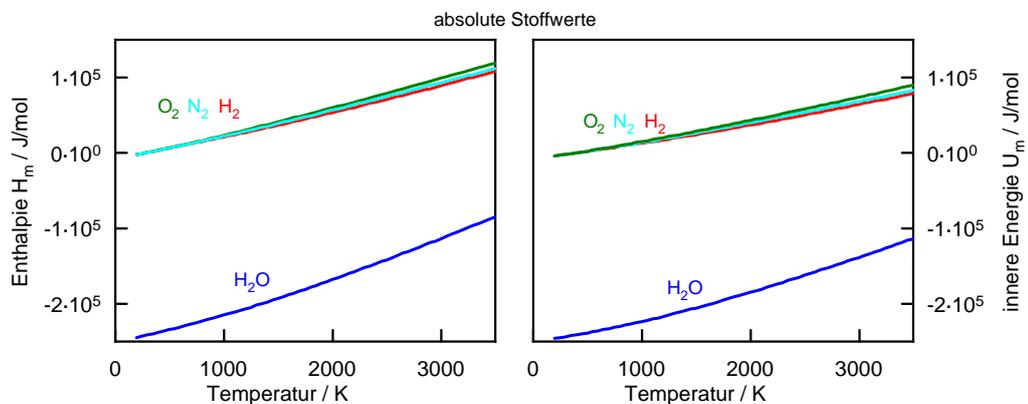


Bild 2.1: Absolute Stoffwerte für Enthalpie und innere Energie

Es wird vereinfachend angenommen, dass die Luft nur aus Sauerstoff- und Stickstoffmolekülen in einem Verhältnis von 0.2095/0.7905 besteht. Für die Berechnungen, bei denen die Dissoziation vernachlässigt werden kann, müssen somit für die Stoffwerteberechnung nur die Komponenten H_2 , O_2 , N_2 , und H_2O betrachtet werden.

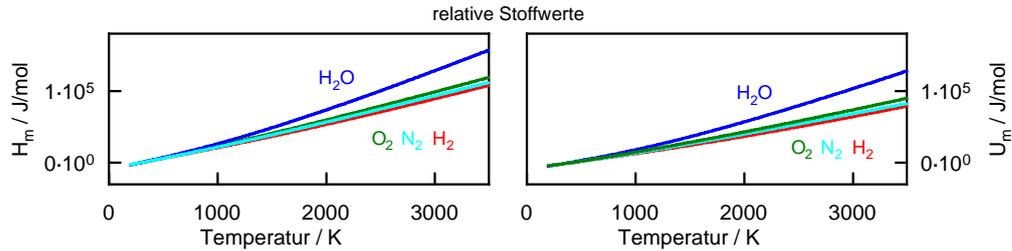


Bild 2.2: Relative Stoffwerte für Enthalpie und innere Energie (ideales Gas)

2.2 Grundgleichungen

2.2.1 Erster Hauptsatz

Für den ersten Hauptsatz der Thermodynamik für ein offenes instationäres System kann nach Bild 2.3 links allgemein angeschrieben werden:

$$\delta Q_W + \delta A_t + \sum dn_i (H_{\text{mabs}i} + E_{\text{mai}}) = dU_{\text{abs}} + dE_a \quad (2.1)$$

Darin bedeuten Q_W die über die Systemgrenze fließende Wärme, A_t die über die Systemgrenze geleitete Arbeit und n_i die über die Systemgrenze transportierten Stoffmengen mit der molaren absoluten Enthalpie $H_{\text{mabs}i}$ und der äußeren Energie E_{mai} . U_{abs} stellt die absolute innere Energie des Systems mit thermischer und chemischer inneren Energie und E_a die äußere Energie des Systems dar.

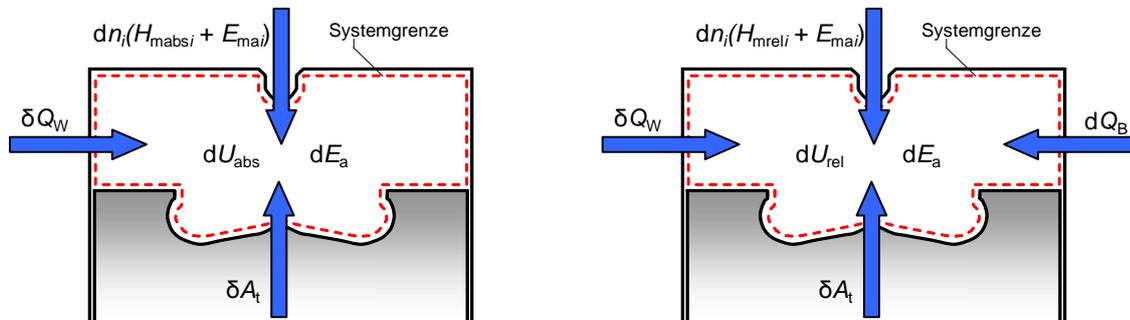


Bild 2.3: Offenes thermodynamisch reagierendes System mit absoluten Stoffgrößen (links) und relativen Stoffgrößen (rechts)

Innere Energie und Heizwert

In Gleichung 2.1 entspricht U_{abs} der absoluten inneren Energie, d.h. es wird ohne Heizwert gerechnet. Für die Rechnung mit Heizwert muss mit der relativen inneren

Energie bzw. relativen Stoffwerten gerechnet werden – im folgenden als U_{rel} , H_{mrel} , etc. bezeichnet.

Für eine isochore adiabate Verbrennung in einem geschlossenen System gilt

$$dU_{\text{abs}} = 0 \text{ bzw. } dU_{\text{rel}} - dn_{\text{Bv}}H_{\text{mv}}(T_0) = 0 \quad (2.2)$$

wobei dn_{Bv} der verbrannten Stoffmenge (positiver Wert) an Brennstoff entspricht und $H_{\text{mv}}(T_0)$ dem isochoren unteren Heizwert bei der Temperatur T_0 . Durch den geringen Unterschied von isochorem und isobarem Heizwert wird der Heizwert bei der Temperatur T_0 im folgenden allgemein mit H_{um} angegeben [36]. In der technischen Anwendung wird die durch die Verbrennung freigesetzte chemische innere Energie oft als von außen zugeführte Wärme modelliert:

$$dQ_{\text{B}} = dn_{\text{Bv}}H_{\text{um}} \quad (2.3)$$

Der erste Hauptsatz kann vergleichsweise zu Gleichung 2.1 mit relativen Stoffwerten und der über die Systemgrenze transportierte Verbrennungswärme dQ_{B} angeschrieben werden:

$$dQ_{\text{B}} + \delta Q_{\text{W}} + \delta A_{\text{t}} + \Sigma dn_i(H_{\text{mrel}i} + E_{\text{mai}}) = dU_{\text{rel}} + dE_{\text{a}} \quad (2.4)$$

Der Term dQ_{B} hat seinen Ursprung in der Änderung der absoluten (chemischen) inneren Energie dU_{abs} aus Gleichung 2.1 bei Stoffumwandlung bzw. Verbrennung durch Rechnen mit Heizwert und relativen Stoffwerten und nicht aus dem Wärmestromterm δQ_{W} aus Gleichung 2.1. Das zugehörige thermodynamische System ist in Bild 2.3 rechts dargestellt.

Die äußeren Energien im Brennraum wie Ladungsbewegung, potentielle Energie des Gases oder elektrische Energien (z.B. Glühstift) werden vernachlässigt, somit kann

$$dE_{\text{a}} = 0 \quad (2.5)$$

gesetzt werden. Des weiteren wird die Motorleckage (Blowby), welche im allgemeinen sehr gering ist, vernachlässigt.

2.2.2 Zustandsgleichungen

SPUGAZER verwendet 2 Zustandsgleichungen. Es wird die thermische Zustandsgleichung des idealen Gases

$$pV = nR_{\text{m}}T \quad (2.6)$$

und die kalorische Zustandsgleichung der molaren inneren Energie für ideales Gas

$$dU_{\text{m}} = C_{\text{mv}}(T)dT \quad (2.7)$$

mit C_{mv} als molare Wärmekapazität des idealen Gases bei konstantem Volumen, welche nur von der Temperatur abhängt, eingesetzt.

2.2.3 Stoffmengenbilanz

Im folgenden wird ein Wasserstoffmotor mit Direkteinblasung und einer $\lambda \geq 1$ Wasserstoffverbrennung mit Verbrennungstemperaturen ≤ 1800 K behandelt. Die Stoffmengenbilanz für Wasserstoffverbrennungen mit höheren Temperaturen unter Berücksichtigung von Dissoziation wird in Kapitel 2.2.4 behandelt.

Die Stoffmengenbilanzen gestalten sich unter der Annahme, dass im Brennraum nur der Wasserstoff mit dem Luftsauerstoff reagiert, sehr einfach und können aus der Bruttoreaktion



abgeleitet werden. Ein mol H_2 reagiert mit einem halben mol O_2 zu einem mol H_2O . Hieraus ist leicht erkennbar, dass die Stoffmenge keine Erhaltungsgröße ist. Die Stoffmengenbilanzen sind unabhängig von der Wahl der Stoffwerte für den ersten Hauptsatz, deshalb kann allgemein geschrieben werden:

$$dn_{\text{H}_2} = dn_{\text{H}_2\text{EB}} - dn_{\text{H}_2\text{v}} \quad (2.9)$$

$$dn_{\text{O}_2} = -0.5 dn_{\text{H}_2\text{v}} \quad (2.10)$$

$$dn_{\text{H}_2\text{O}} = dn_{\text{H}_2\text{v}} \quad (2.11)$$

$$dn_{\text{N}_2} = 0 \quad (2.12)$$

Der Term $dn_{\text{H}_2\text{EB}}$ entspricht der dem System Brennraum zugeführten Wasserstoffmenge durch Einblasung, $dn_{\text{H}_2\text{v}}$ der bei der Verbrennung umgesetzten Stoffmenge Wasserstoff welche stets positiv ist. Für die Berechnung mit Heizwert wird

$$dn_{\text{H}_2\text{v}} = \frac{dQ_{\text{B}}}{H_{\text{mu}}} \quad (2.13)$$

geschrieben.

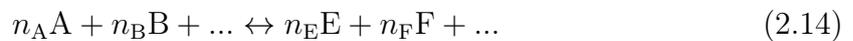
2.2.4 Chemisches Gleichgewicht

Bei Verbrennungstemperaturen über 1800 K tritt die sogenannte Dissoziation ein. Man versteht darunter den Zerfall der Verbrennungsprodukte, bei dem Wärme gebunden wird [35]. Die Dissoziation eines Verbrennungsgases lässt sich mit Hilfe des chemischen Gleichgewichts berechnen.

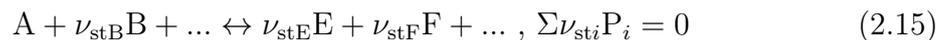
Grundlagen

„Jede Reaktion kann grundsätzlich in beide Richtungen ablaufen. Bei realen Reaktionen treten immer alle Komponenten auf, wobei sich entsprechend dem Systemzustand ein chemisches Gleichgewicht („...“) zwischen den Reaktionspartnern einstellt. Dabei liegen die einzelnen Komponenten in Konzentrationen vor, die sich über die Zeit nicht mehr ändern. Außerdem werden meist weitere Produkte gebildet, die das chemische Gleichgewicht mitbestimmen, wie etwa bei der Dissoziation bei hohen Temperaturen oder bei der unvollständigen Verbrennung. Die Zusammensetzung des Reaktionsgasgemischs im chemischen Gleichgewicht kann nach Wahl der betrachteten Reaktanden und entsprechend gewählten Bildungsreaktionen aus der Bedingung maximaler Entropie des Systems berechnet werden.

Für die Hin- und Rückreaktion wird geschrieben:



(„...“) Üblicherweise bezieht man die Reaktion auf 1 mol eines Edukts. Wählt man dafür etwa die Komponente A, erhält man nach Division durch n_A :



Darin sind P_i die Reaktionspartner oder Komponenten mit den Ausgangsstoffen (Edukte) A, B, ... und den (End-)Produkten E, F, ..., n_i ist die Molzahl der Komponente i in mol (negativ für Edukte und positiv für Produkte), ν_{sti} ist der stöchiometrische Koeffizient der Komponente i .

$$\nu_{sti} = \frac{n_i}{n_A}, \quad \nu_{stA} = 1 \quad (2.16)$$

Die stöchiometrischen Koeffizienten sind für Edukte negativ und für Produkte positiv zu setzen.

(„...“) Nach dem zweiten Hauptsatz nimmt die Entropie eines abgeschlossenen Systems zu, bis sie ein Maximum erreicht. Dann ändert sich der Zustand des Systems nicht mehr, der Zustand maximaler Entropie ist der thermodynamische Gleichgewichtszustand. Aus der Bedingung, dass die Entropie ein Maximum erreichen muss, lassen sich die Gleichgewichtsbedingung $dS = 0$ und das Stabilitätskriterium $d^2S < 0$ ableiten. Das Gleichgewicht ist erreicht, wenn der Prozess reversibel, also umkehrbar ist.“[25]

„Zur Formulierung praktikabler Gleichgewichtsbedingungen wird eine geeignete praxisgerechte thermodynamische Zustandsgröße eingeführt, die Gibbs-Energie oder freie Enthalpie G mit der Definition:

$$G = H - TS \quad (2.17)$$

Darin sind H die Enthalpie, T die Temperatur und S die Entropie.“[36] „Aus den Gibbsschen Fundamentalgleichungen folgt, dass für isobar-isotherme und isochor-isotherme Systeme die Bedingung $dS = 0$ gleichbedeutend ist mit“[25]

$$\Delta_R G_m(T, p) = 0 \quad (2.18)$$

wobei $\Delta_{\text{R}}G_{\text{m}}(T, p)$ die molare freie Reaktionsenthalpie darstellt, Gleichung 2.19. Aus der Gleichgewichtsbedingung lässt sich die Gleichgewichtszusammensetzung des Reaktionsgemischs berechnen. [25]

Die exakte Herleitung der Bedingung für chemisches Gleichgewicht – Gleichung 2.18 – ist sehr umfangreich und komplex und ist von Klell et al. [25] ausführlich beschrieben. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die praktische Anwendung der Berechnung des chemischen Gleichgewichts und die Implementierung in die Motorprozessrechnung für den vollkommenen Wasserstoffmotor.

Gleichgewichtskonstante

Für die molare freie Reaktionsenthalpie gilt Gleichung 2.19 [25]:

$$\Delta_{\text{R}}G_{\text{m}}(T, p) = \sum_i \nu_{\text{sti}} G_{\text{mi}}^0(T, p^0) + R_{\text{m}}T \sum_i \nu_{\text{sti}} \ln \frac{p_i}{p^0} \quad (2.19)$$

Hierbei ist $G_{\text{mi}}^0(T, p^0)$ die molare freie Standardbildungsenthalpie der Komponente i beim Standarddruck p^0 und der Temperatur T . p_i ist der Partialdruck der Komponente i . Aus der Bedingung für chemisches Gleichgewicht $\Delta_{\text{R}}G_{\text{m}}(T, p) = 0$ folgt aus Gleichung 2.19:

$$-\frac{\sum_i \nu_{\text{sti}} G_{\text{mi}}^0(T, p^0)}{R_{\text{m}}T} = \sum_i \nu_{\text{sti}} \ln \frac{p_i}{p^0} = \ln \prod_i \left(\frac{p_i}{p^0} \right)^{\nu_{\text{sti}}} = \ln K_p \quad (2.20)$$

Mit der Gleichung für ideale Gasgemische wird von Partialdrücken auf Konzentrationen umgerechnet:

$$\frac{p_i}{p} = \frac{n_i}{n} = x_i, \quad p_i = px_i \quad (2.21)$$

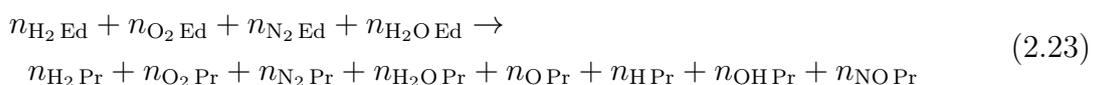
Nach Umformen und entlogarithmieren von Gleichung 2.20 erhält man unter Berücksichtigung von Gleichung 2.21:

$$\prod_i x_i^{\nu_{\text{sti}}} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\nu_{\text{sti}}} = e^{-\frac{\sum_i \nu_{\text{sti}} G_{\text{mi}}^0(T, p^0)}{R_{\text{m}}T}} = K_p \quad (2.22)$$

„ K_p wird als thermodynamische Gleichgewichtskonstante der chemischen Reaktion bezeichnet. Sie ist einerseits über die Summe der freien Standardbildungsenthalpien mit der Temperatur des Reaktionsgemischs verbunden, andererseits über die Partialdrücke mit deren Zusammensetzung.“[25]

Gleichungssystem

Unter Berücksichtigung der 8 am häufigsten vorkommenden Komponenten des Verbrennungsgases einer Wasserstoffverbrennung im typischen Druck und Temperaturbereich einer Verbrennungskraftmaschine erweitert sich Gleichung 2.8 zu:



Von Interesse ist die Zusammensetzung der Produkte auf der rechten Seite der Gleichung 2.23, die von Druck und Temperatur abhängen. Man benötigt also 8 Gleichungen für 8 Unbekannte.

3 Gleichungen lassen sich relativ einfach aufstellen. Die erste Gleichung ist die Bedingung, dass die Summe aller Molanteile der Produkte den Wert 1 ergibt:

$$\sum_i x_i = 1 \quad (2.24)$$

„Für jede auftretende Atomart gilt der Erhaltungssatz. Die ursprünglich eingebrachten Atome (Edukte) müssen sich in gleicher Anzahl im Rauchgas (Produkte) wiederfinden. In der Regel werden Atombilanzen auf ein Referenzelement bezogen, in diesem Fall Wasserstoff. Daraus folgen zwei Bilanzgleichungen für die Verhältnisse O/H und N/H:

$$A_{\text{H}}^{\text{O}} = \frac{2 n_{\text{O}_2 \text{Ed}} + 1 n_{\text{H}_2\text{OEd}}}{2 n_{\text{H}_2 \text{Ed}} + 2 n_{\text{H}_2\text{OEd}}} = \frac{1x_{\text{H}_2\text{O}} + 1x_{\text{OH}} + 1x_{\text{O}} + 2x_{\text{O}_2} + 1x_{\text{NO}}}{2x_{\text{H}_2} + 1x_{\text{H}} + 2x_{\text{H}_2\text{O}} + 1x_{\text{OH}}} \quad (2.25)$$

$$A_{\text{H}}^{\text{N}} = \frac{2 n_{\text{N}_2 \text{Ed}}}{2 n_{\text{H}_2 \text{Ed}} + 2 n_{\text{H}_2\text{OEd}}} = \frac{2x_{\text{N}_2} + 1x_{\text{NO}}}{2x_{\text{H}_2} + 1x_{\text{H}} + 2x_{\text{H}_2\text{O}} + 1x_{\text{OH}}} \quad (2.26)$$

Zur Vervollständigung des Gleichungssystems sind weiters so viele elementare Bildungsreaktionen anzusetzen, bis die Anzahl der Gleichungen der Anzahl der Unbekannten entspricht, im vorliegenden Fall fünf. Im chemischen Gleichgewicht muss sich jede einzelne Bildungsreaktion ebenfalls im Gleichgewichtszustand befinden, so dass für jede Bildungsreaktion eine Gleichgewichtskonstante $K_p(T)$ als Funktion der Gleichgewichtstemperatur bestimmt werden kann, die eine Bestimmungsgleichung für die Molanteile der Gaskomponenten darstellt.

$$\text{O} + \text{O} \leftrightarrow \text{O}_2 \quad K_{p_4}(T) = \frac{x_{\text{O}_2}}{(x_{\text{O}})^2} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{-1} \quad (2.27)$$

$$\text{H} + \text{H} \leftrightarrow \text{H}_2 \quad K_{p_5}(T) = \frac{x_{\text{H}_2}}{(x_{\text{H}})^2} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{-1} \quad (2.28)$$

$$\text{H} + \text{O} \leftrightarrow \text{OH} \quad K_{p_6}(T) = \frac{x_{\text{OH}}}{x_{\text{O}}x_{\text{H}}} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{-1} \quad (2.29)$$

$$\text{H} + \text{OH} \leftrightarrow \text{H}_2\text{O} \quad K_{p_7}(T) = \frac{x_{\text{H}_2\text{O}}}{x_{\text{H}}x_{\text{OH}}} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{-1} \quad (2.30)$$

$$\frac{1}{2} \text{N}_2 + \text{O} \leftrightarrow \text{NO} \quad K_{p_8}(T) = \frac{x_{\text{NO}}}{\sqrt{x_{\text{N}_2}}x_{\text{O}}} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

Damit sind 8 Gleichungen für die 8 Unbekannten aufgestellt, womit sich die Zusammensetzung des Rauchgases als Funktion des Luftverhältnisses prinzipiell bestimmen lässt.“[25]

2.3 Aufbereiten der Gleichungen

SPUGAZER löst die Gleichungen aus Kapitel 2.2 mit einem iterativen Lösungsverfahren, d.h. es wird von einem bekannten Zustand 1 im Brennraum – z.B. Einlass schließt – auf einen noch unbekanntem Zustand 2 mit einem endlich kleinen Zeit- bzw. Kurbelwinkelschritt $\Delta\varphi$ gerechnet. Beginnend mit durch grobe Näherung ermittelten Schätzwerten für den Zustand 2 wird die Berechnung in einer Schleife so lange wiederholt, bis die Abbruchbedingung erreicht ist.

2.3.1 Stoffmengenbilanz

Für die einzelnen Stoffmengenbilanzen ohne Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts gilt wieder unabhängig von der Wahl der Stoffwerte für die Berechnung von Zeitschritt 1 auf 2:

$$n_{\text{H}_2\text{2}} = n_{\text{H}_2\text{1}} - \Delta n_{\text{H}_2\text{v}} + \Delta n_{\text{H}_2\text{EB}} \quad (2.32)$$

$$n_{\text{O}_2\text{2}} = n_{\text{O}_2\text{1}} - 0.5 \Delta n_{\text{H}_2\text{v}} \quad (2.33)$$

$$n_{\text{H}_2\text{O2}} = n_{\text{H}_2\text{O1}} + \Delta n_{\text{H}_2\text{v}} \quad (2.34)$$

$$n_{\text{N}_2\text{2}} = n_{\text{N}_2\text{1}} \quad (2.35)$$

Die Terme $n_{\text{H}_2\text{2}}$ und $n_{\text{H}_2\text{1}}$ entsprechen der Stoffmenge Wasserstoff im Brennraum im Zustand 2 bzw. 1, $\Delta n_{\text{H}_2\text{v}}$ ist die bei der Verbrennung umgesetzte Wasserstoffmenge und ist als positiver Wert definiert. Für die Summe der Stoffmenge im Brennraum gilt zu jedem Zeitpunkt:

$$n_{\text{ges}} = \sum_i n_i = n_{\text{H}_2} + n_{\text{O}_2} + n_{\text{N}_2} + n_{\text{H}_2\text{O}} \quad (2.36)$$

2.3.2 Erster Hauptsatz

Die Terme aus dem ersten Hauptsatz (Gleichungen 2.1, 2.4) müssen noch weiter aufbereitet werden.

Wandwärmeeübergang

Der gaseitige Wandwärmeeübergang über die Brennraumwände wird durch den Term δQ_{W} dargestellt. Hierfür wurde der Ansatz für konvektiven Wärmeeübergang nach New-

ton gewählt, mit dem Ansatz von Woschni und Huber für den Wandwärmeübergangskoeffizienten α_W [36], somit kann

$$\delta Q_W = A\alpha_W(T - T_W)dt \quad (2.37)$$

geschrieben werden, wobei T die Gastemperatur im Zylinder, T_W die Zylinderwandtemperatur, A die Fläche der Brennraumwände, und dt die infinitesimale Zeitschrittweite darstellen. Für die iterative Berechnung mit endlichen Zeitschrittweiten muss die Gastemperatur von Zeitschritt 1 und 2 gemittelt werden. Für die Schreibweise in Differenzenform ergibt das

$$Q_{W12} = A\alpha_W \left(\frac{T_2 + T_1}{2} - T_W \right) \Delta t \quad (2.38)$$

wobei Δt die Zeitschrittweite darstellt, welche sich aus der Drehzahl und der Rechenschrittweite $\Delta\varphi$ leicht berechnen lässt.

Volumenänderungsarbeit

Die über die Systemgrenze geführte technische Arbeit entspricht der Volumenänderungsarbeit:

$$\delta A_t = -pdV \quad (2.39)$$

Für die iterative Berechnung von Zustand 1 nach 2 muss der Druck gemittelt werden:

$$A_{t12} = -\frac{p_2 + p_1}{2}(V_2 - V_1) \quad (2.40)$$

H₂-Einblasung

Die über die Systemgrenze transportierte Stoffmenge setzt sich in der Hochdruckphase aus der in den Brennraum eingebrachten Kraftstoffmenge und den Leckageverlusten (Blowby) zusammen. Die Leckageverluste sind in der Regel sehr gering und werden vernachlässigt, daher kann für den Index i aus den Gleichungen 2.1 und 2.4 H₂ EB geschrieben werden, wobei EB für Einblasung steht. Die eingebrachte Energie durch die Wasserstoffeinblasung (ohne Verbrennung) wird durch den Term $dn_{H_2 EB}(H_{mH_2 EB} + E_{maH_2 EB})$ berücksichtigt. Die Einblasemenge dn_{H_2} berechnet sich aus der gemessenen Einblasemasse bzw. -menge und dem Nadelhubverlauf unter der Annahme, dass die Einblasemenge proportional vom Nadelhub abhängt. Die molare Enthalpie $H_{mH_2 EB}$ des eingeblasenen Wasserstoffs wird über die NASA-Polynome berechnet und ist nur von der Temperatur abhängig, da ideales Gasverhalten angenommen wird. Wählt man für die Bestimmung der Temperatur des Wasserstoffs einen Punkt im Einblasesystem bzw. Injektor, wo die Strömungsgeschwindigkeit vernachlässigbar klein ist, kann der

Term der transportieren Stoffmenge zu $dn_{\text{H}_2} H_{\text{mH}_2 \text{EB}}$ reduziert werden. Daher kann geschrieben werden:

$$\Delta n_{\text{H}_2 \text{EB}}(H_{\text{mH}_2 \text{EB}} + E_{\text{maH}_2}) = \Delta n_{\text{H}_2 \text{EB}} H_{\text{mH}_2 \text{EB}} = \Delta H_{\text{H}_2 \text{EB}} \quad (2.41)$$

Bei bekanntem Nadelhubverlauf und bekannter Temperatur des Wasserstoffs sind aus Gleichung 2.41 alle Größen bekannt.

Die äußeren Energien im Brennraum wie Ladungsbewegung, potentielle Energie des Gases oder elektrische Energien werden vernachlässigt.

Innere Energie

Die innere Energie eines idealen Gases ist nur von der Temperatur abhängig, die eines Gemisches von idealen Gasen zusätzlich von der Stoffzusammensetzung. Es gilt:

$$U = U(T) = \sum_i n_i U_{mi}(T) \quad \text{mit } i = \text{Stoffkomponenten, z.B. H}_2, \text{O}_2, \text{N}_2, \text{H}_2\text{O} \quad (2.42)$$

und für die iterative Berechnung von Zeitschritt 1 auf 2:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \sum_i n_{i2} U_{mi2}(T_2) - \sum_i n_{i1} U_{mi1}(T_1) \quad (2.43)$$

Unter Berücksichtigung der kalorischen Zustandsgleichung 2.7 kann für die innere Energie

$$dU = d(U_m \cdot n) = U_m dn + n dU_m = U_m dn + n C_{mv} dT \quad (2.44)$$

geschrieben werden und in Differenzenform:

$$\Delta U = \sum_i U_{mi}(T_m) \Delta n_i + \frac{n_1 + n_2}{2} \frac{C_{mv1} + C_{mv2}}{2} (T_2 - T_1) \quad (2.45)$$

Δn_i ist die Differenz der Stoffmenge der einzelnen Komponenten, welche auch negativ sein kann, T_m ist die gemittelte Temperatur aus T_1 und T_2 .

Die Gleichungen 2.42 bis 2.45 gelten sowohl für die Berechnung mit absoluten Stoffwerten als auch für die Berechnung mit Heizwert.

Verbrennungswärme

Für die Verbrennungswärme muss der Brennverlauf in Differenzenform definiert werden:

$$Q_{\text{B12}} = \Delta n_{\text{H}_2 \text{v}} H_{\text{mu}} \quad (2.46)$$

Endgleichung

Für den ersten Hauptsatz mit absoluten Stoffwerten gilt mit den aufbereiteten Termen:

$$A\alpha_W \left(\frac{T_2 + T_1}{2} - T_W \right) \Delta t - \frac{p_2 + p_1}{2} (V_2 - V_1) + \Delta H_{\text{H}_2 \text{ absEB}} = \Delta U_{\text{abs}} \quad (2.47)$$

Für den ersten Hauptsatz mit relativen Stoffwerten und Heizwert gilt:

$$Q_{\text{B12}} + A\alpha_W \left(\frac{T_2 + T_1}{2} - T_W \right) \Delta t - \frac{p_2 + p_1}{2} (V_2 - V_1) + \Delta H_{\text{H}_2 \text{ relEB}} = \Delta U_{\text{rel}} \quad (2.48)$$

Für ΔU kann jeweils Gleichung 2.43 oder Gleichung 2.45 eingesetzt werden.

2.3.3 Chemisches Gleichgewicht

Für die Berechnung des chemischen Gleichgewichts müssen die Gleichgewichtskonstanten $K_p(T)$ der Gleichungen 2.27 bis 2.31 nach Gleichung 2.22 berechnet werden. Die freien Standardbildungsenthalpien $G_{\text{mi}}^0(T, p^0)$ werden über die NASA-Polynome berechnet. Die in SPUGAZER verwendeten Gleichgewichtskonstanten $K_{p_4}(T)$ bis $K_{p_8}(T)$ berechnen sich wie folgt:

$$K_{p_4}(T) = e^{-\frac{-G_{\text{mO}}^0 - G_{\text{mO}}^0 + G_{\text{mO}_2}^0}{R_m T}} \quad (2.49)$$

$$K_{p_5}(T) = e^{-\frac{-G_{\text{mH}}^0 - G_{\text{mH}}^0 + G_{\text{mH}_2}^0}{R_m T}} \quad (2.50)$$

$$K_{p_6}(T) = e^{-\frac{-G_{\text{mO}}^0 - G_{\text{mH}}^0 + G_{\text{mOH}}^0}{R_m T}} \quad (2.51)$$

$$K_{p_7}(T) = e^{-\frac{-G_{\text{mH}}^0 - G_{\text{mOH}}^0 + G_{\text{mH}_2\text{O}}^0}{R_m T}} \quad (2.52)$$

$$K_{p_8}(T) = e^{-\frac{-\frac{1}{2} G_{\text{mN}_2}^0 - G_{\text{mO}}^0 + G_{\text{mNO}}^0}{R_m T}} \quad (2.53)$$

Das Gleichungssystem der Gleichungen 2.24 bis 2.31 ist durch die Anzahl der Komponenten und die meist auftretende Nichtlinearität nur in Sonderfällen geschlossen lösbar. SPUGAZER verwendet für die Lösung des Gleichungssystems ein Programm aus den MATLAB Bibliotheksfunktionen, welchem geschätzte Startwerte für die iterative Lösung vorgegeben werden müssen. Je näher der geschätzte Startwert der eigentlichen Lösung ist, desto schneller konvergiert der Gleichungslöser. Sind die Schätzwerte zu ungenau, kann keine Lösung ermittelt werden. Durch die Wahl der verwendeten Gleichgewichtskonstanten zur Lösung des Gleichungssystems erwies sich der verwendete Gleichungslöser sehr stabil. Zu Testzwecken wurde die Gleichgewichtskonstante der Bildungsreaktion aus Gleichung 2.30 durch die Gleichgewichtskonstante der Bildungsreaktion $\text{H}_2 + 0.5 \text{O}_2 \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}$ ersetzt. In diesem Fall war das Gleichungssystem vergleichsweise instabil.

2.4 Adiabate Verbrennung

Verbrennungsgas

In Bild 2.4 links sind die mit SPUGAZER berechneten Molanteile des Verbrennungsgases im chemischen Gleichgewicht über der Temperatur aufgetragen. Der Einfluss der Dissoziation steigt mit der Temperatur an. Die vollständigen Verbrennungsprodukte H_2O , N_2 (und O_2 bei überstöchiometrischer Verbrennung) zerfallen teilweise zu H_2 , H , O , OH und NO . In Bild 2.4 rechts sind die Molanteile des Verbrennungsgases über

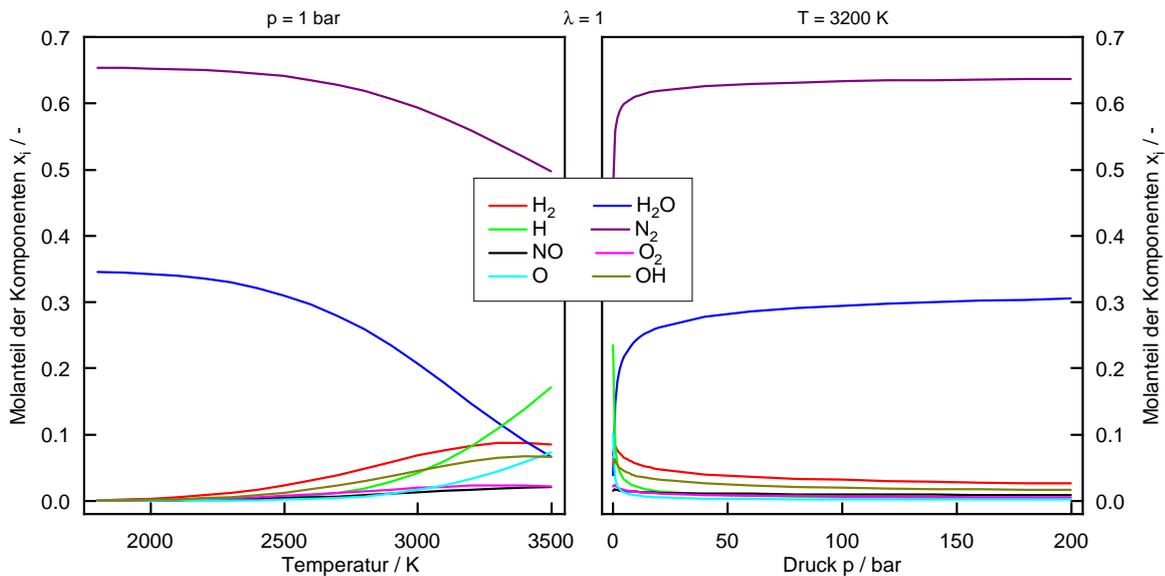


Bild 2.4: links: Zusammensetzung des Verbrennungsgases einer stöchiometrischen Wasserstoffverbrennung bei 1 bar, rechts: Zusammensetzung bei 3200 K

dem Druck bei einer Temperatur von 3200 K aufgetragen. Der Einfluss der Dissoziation sinkt mit steigendem Druck unter den gegebenen Randbedingungen.

Bei der Berechnung von adiabaten Verbrennungstemperaturen, wo nur der Zustand der Edukte – Druck, Temperatur und Gemischzusammensetzung – bekannt ist, sind die Temperatur und im Falle einer nicht isobaren Verbrennung auch der Druck nach der Verbrennung unbekannt. Bei Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts ist weiters die Stoffzusammensetzung des Verbrennungsgases unbekannt.

Verbrennungstemperaturen

Für die Berechnung der adiabaten isochoren Verbrennungstemperatur gilt der erste Hauptsatz nach Gleichung 2.2:

$$U_{\text{abs1}}(T_1) = \sum_i n_{i1} U_{mi1}(T_1) = U_{\text{abs2}}(T_2) = \sum_i n_{i2} U_{mi2}(T_2) \quad (2.54)$$

Für die adiabate isobare Verbrennungstemperatur muss die innere Energie durch die Enthalpie ersetzt werden.

Eine vollständige isochore adiabate Verbrennung ohne der Berücksichtigung von Dissoziation für Verbrennungstemperaturen unter 1850 K und $\lambda \geq 1$ ist für ideale Gase einfach berechenbar, da die Zusammensetzung der Molanteile des Verbrennungsgases leicht zu berechnen ist. Unter Berücksichtigung der Bruttoreaktionsgleichung 2.8 und der Gleichungen 2.9 bis 2.12 berechnet sich die adiabate Verbrennungstemperatur für eine isochore Verbrennung aus Gleichung 2.54. Die Zustände 1 und 2 sind die Zustände vor und nach der Verbrennung. Die Berechnung der adiabaten Verbrennungstemperatur kann durch die Verwendung von Stoffwertpolynomen analytisch gelöst werden, indem das Polynom der inneren Energie des Verbrennungsgases U_2 berechnet wird. Wenn man den Wert $U_2(T_2)$ vom Polynom U_2 subtrahiert, hat das neue Polynom U_2 genau an der adiabaten Verbrennungstemperatur T_2 eine Nullstelle, welche mit MATLAB einfach berechenbar ist. Voraussetzung für diese Berechnungsmethode ist, dass die Steigung des Polynoms U_2 der inneren Energie des Verbrennungsgases in jedem Punkt größer Null ist. Damit ist sichergestellt, dass es nur eine Lösung gibt. Diese Bedingung wird im betrachteten Temperaturbereich immer erfüllt.

Die Berechnung der Zustände nach der isochoren Verbrennung unter Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts für Verbrennungstemperaturen über 1850 K bzw. im Luftmangelbereich gestaltet sich weitaus schwieriger, da nicht nur Verbrennungsdruck und -temperatur unbekannt sind, sondern auch die Zusammensetzung des Verbrennungsgases. Für die Berechnung von adiabaten Verbrennungsdrücken und -temperaturen unter Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts gibt es eine Reihe von Softwarepaketen, z.B. das open-source Rechenprogramm CANTERA [3]. Mit CANTERA können unter Verwendung von Reaktionsmechanismen – z.B. der für die Wasserstoffverbrennung geeignete GRI-Mech 3.0, welcher 325 Reaktionen mit 53 Komponenten berücksichtigt – u.a. adiabate isochore Verbrennungstemperaturen und -drücke berechnet werden. In Bild 2.5 links sind die mit CANTERA berechneten adiabaten isochoren Verbrennungstemperaturen und -drücke einer isochoren Verbrennung in Abhängigkeit von Druck und Temperatur der Edukte aufgetragen, welche die Verdichtungsenddrücke bzw. -temperaturen darstellen. Diese Kennfelder decken für alle in der vorliegenden Arbeit untersuchten Brennverfahren die maximalen und minimalen Verbrennungsdrücke und -temperaturen für eine stöchiometrische Verbrennung ab. Für diesen Bereich sind die Molanteile aller Komponenten des Verbrennungsgases außer H_2 , O_2 , N_2 , H_2O , H , O , OH und NO in einer Größenordnung von 10^{-5} und kleiner. Die Beschränkung auf die 8 genannten Komponenten bei der Berechnung des chemischen Gleichgewichts für die Anwendung in der Motorprozessrechnung in Kapitel 2.2.4 ist somit gerechtfertigt. Bei mageren Verbrennungen sinken die adiabaten Verbrennungstemperaturen, der Einfluss der Dissoziation wird geringer.

Zum Vergleich wurde unter den gleichen Randbedingungen eine Berechnung der adiabaten Verbrennungstemperatur ohne Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts nach Gleichung 2.54 durchgeführt, der relative Fehler mit dieser Berechnungs-

methode ist in Bild 2.5 rechts zu sehen. Der Einfluss der Dissoziation sinkt mit dem Startdruck und steigt mit der Starttemperatur der Verbrennung unter gegebenen Randbedingungen.

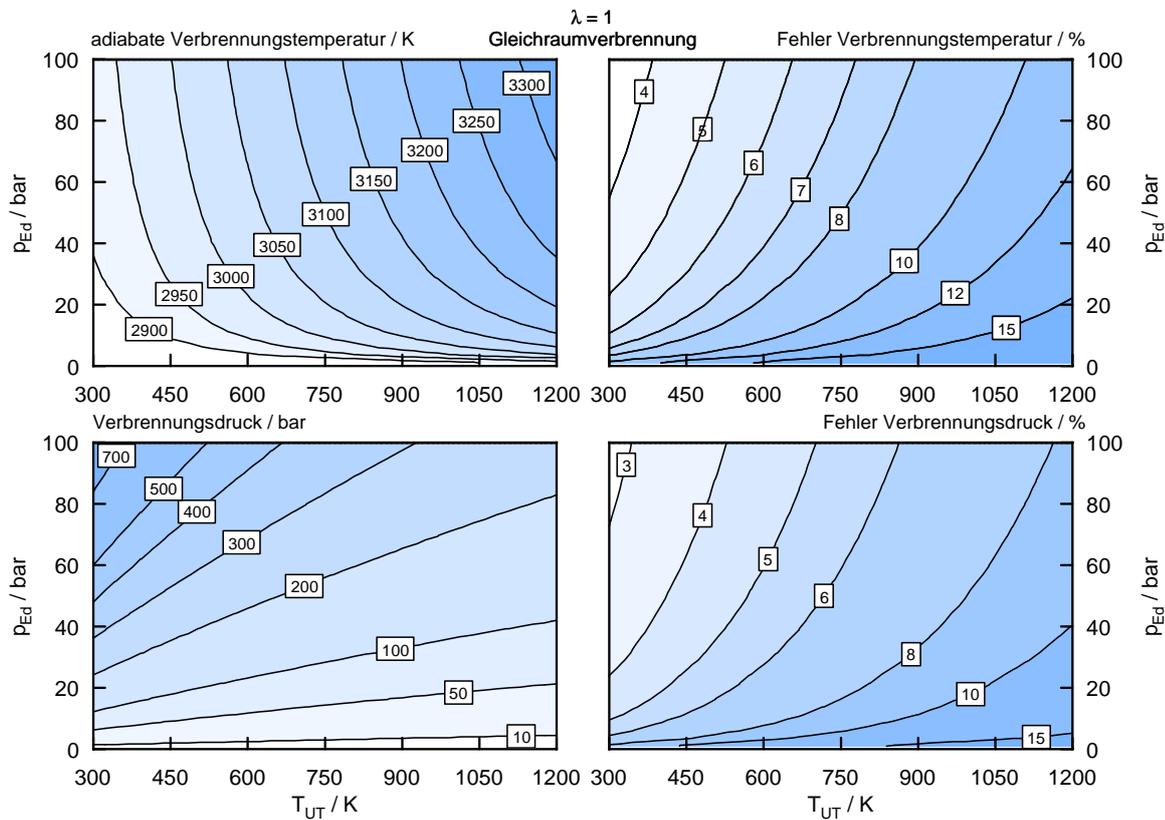


Bild 2.5: Verbrennungstemperatur und -druck der genauen Berechnung mit CANTERA und Fehler bei Nichtberücksichtigung der Dissoziation

2.5 Druckverlaufsanalyse

Mit der Druckverlaufsanalyse werden aus den experimentellen Untersuchungen hauptsächlich Brennverläufe samt den daraus berechneten Größen und Brennraumtemperaturen ermittelt. Für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Brennverfahren sind in der Druckverlaufsanalyse aufgrund der Wahl eines Einzonenmodells kaum mittlere Prozesstemperaturen über 1850 K zu erwarten, weshalb der Einfluss der Dissoziation sehr gering ist und daher vernachlässigt werden kann. Es wird die Berechnung mit Heizwert und relativen Stoffwerten verwendet, für den ersten Hauptsatz wird deshalb Gleichung 2.48 eingesetzt.

Die Eingangsgrößen für die Druckverlaufsanalyse sind:

- Zylinderdruck (eingepasst)
- Temperatur des eingeblasenen Wasserstoffs (Annahme: 330 K für alle Messpunkte)
- Nadelhubverlauf der H₂-Einblasung
- Einblasemenge
- angesaugte Frischluftmasse
- Restgasgehalt

Beginnend vom bekannten Zustand 1 (meist bei Es) wird auf den Zustand 2 gerechnet, von dem nur Druck und Volumen bekannt sind, die Unbekannten sind die Temperatur, die Stoffmengen zusammensetzung, die innere Energie, die Wärmefreisetzung durch Verbrennung Q_{B12} und der Wandwärmübergang von Zeitschritt 1 auf 2. Durch das Rechnen mit Heizwert erhält man zwar eine zusätzliche Unbekannte Q_{B12} , jedoch kann Gleichung 2.48 leicht danach aufgelöst werden und zeigt gutes Konvergenzverhalten.

Im ersten Schritt wird mit der idealen Gasgleichung 2.6 die Temperatur des Zustands 2 angenähert, indem man die Stoffmenge n_{ges} aus Zeitschritt 1 heranzieht. Mit diesen Werten wird die innere Energie des Zustands 2 mit den NASA-Polynomen näherungsweise berechnet, somit ist der Zustand 2 in einer ersten Näherung bestimmt. Im Anschluss wird eine Schleife mit folgendem Berechnungsablauf gestartet:

1. Wandwärmeterm (Gleichung 2.38)
2. Brennverlauf (Gleichung 2.48)
3. neue Stoffzusammensetzung Zustand 2
4. neue Brennraumtemperatur mit neuem n_{ges} (Gleichung 2.6)
5. neue Stoffwerte mit neuen Stoffmengen und neuer Brennraumtemperatur
6. Prüfung Abbruchbedingung

Als Abbruchbedingung wurde die Temperatur mit dem Kriterium, dass der Absolutbetrag der Differenz von alter und neu berechneter Temperatur kleiner als 10^{-3} ist, definiert. Ist die Abbruchbedingung erreicht, so ist der Zustand 2 bekannt und es kann der nächste Zeitschritt berechnet werden.

Verifikation

Die Verifikation der SPUGAZER Druckverlaufsanalyse erfolgte mit dem Programm MOSES anhand eines Messpunkts mit früher Einblasung. Die Druckverlaufsanalyse wurde in MOSES erst nach Abschluss der Einblasung gestartet, da MOSES keine Wasserstoffeinblasung in der Druckverlaufsanalyse berücksichtigen kann. In Bild 2.6 sind Brennraumtemperatur und Brennverlauf eines Messpunkts aufgetragen, welche sowohl mit MOSES als auch mit SPUGAZER mittels Druckverlaufsanalyse berechnet wurden. Die berechneten Temperatur- und Brennverläufe sind nahezu deckungsgleich.

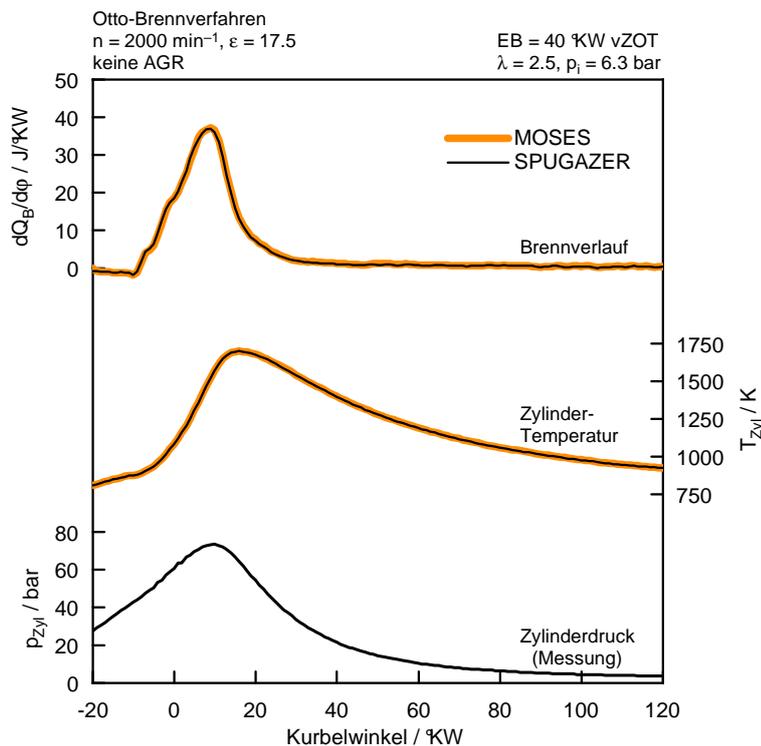


Bild 2.6: Messpunkt mit früher Einblasung; Brennverlauf und Temperatur mit MOSES und SPUGAZER berechnet

Wandwärmübergang

Für Wasserstoffmotoren mit innerer Gemischbildung führen die konventionellen Ansätze für den Wandwärmübergangskoeffizienten zu einem zum Teil stark unterbewerteten Wandwärmübergang. Der Hauptgrund dafür dürfte die vergleichsweise deutlich höhere Turbulenz im Brennraum sein, welche durch die direkte Gaseinblasung generiert wird und in den konventionellen Ansätzen größtenteils nicht berücksichtigt wird. Im Rahmen des EU-Forschungsförderprojekts HyICE wurden Wandwärmestrommessungen

gen im Brennraum des Zylinderkopfs eines H₂-Otto-FOMO durchgeführt [31, 33]. Messner [31] und Grabner [19] geben für die späte Einblasung an, dass eine Aufwertung des Woschni Wärmeübergangskoeffizienten um das bis zu 1.8-fache notwendig ist. Für die Analyse aller Messpunkte in der vorliegenden Arbeit wird der Wandwärmeübergangskoeffizient um das 1.4-fache aufgewertet. Aus den Wandwärmestrommessungen des H₂-Otto-FOMO wurden auch die mittleren Brennraumwandtemperaturen T_W der geschichteten Brennverfahren entnommen und drehzahl- und lastabhängig für das H₂-Dieselbrennverfahren verwendet.

Verformung Pleuel

Bei hohen Verdichtungsverhältnissen, besonders in Kombination mit Aufladung, können aufgrund der Verformungen von Kurbeltrieb und Brennraum bei Nichtberücksichtigung derselben starke Abweichungen von thermodynamischen und geometrischem Verdichtungsverhältnis auftreten, da sich der Schadraum im ZOT vergrößert. Der Fehler kann bei $\varepsilon = 22$ bis zu 6 Prozent betragen. SPUGAZER berücksichtigt deshalb vereinfachend nur die Längenänderung des Pleuels, die sich aus der Gaskraft, der translatorischen Massenkraft, dem E-Modul und dem mittleren Querschnitt des Pleuels berechnen lässt, welcher als konstant angenommen wird. Durch diese Modellannahme treten Spannungen von über 400 N/mm² im Pleuel auf, welche eine Verkürzung der Pleuellänge von bis zu 0.3 mm verursachen. Durch diese einfache Maßnahme wird die Abweichung vom thermodynamischen zum geometrischen Verdichtungsverhältnis auf unter ein Prozent verringert.

2.6 Vollkommener Motor

In DIN 1940 ist die Leistung des „Vollkommenen Motors“ definiert: „Innenleistung eines dem wirklichen Motor geometrisch gleichen Motors, der folgende Eigenschaften besitzt:

1. reine Ladung (ohne Restgase)
2. gleiches Luftverhältnis wie der wirkliche Motor
3. vollständige Verbrennung
4. Verbrennungsablauf nach vorgegebener Gesetzmäßigkeit
5. wärmedichte Wandungen
6. keine Strömungs- und Lässigkeitsverluste
7. ohne Ladungswechselerbeit

Der Kreisprozess des vollkommenen Motors wird mit idealen Gasen, jedoch mit temperaturabhängigen („...“) Wärmekapazitäten gerechnet.“ In der Praxis interessiert jedoch meist der Wirkungsgrad des vollkommenen Motors – in Folge als η_v bezeichnet – mit dem man die theoretischen Potenziale einzelner Motor- bzw. Brennverfahren auslotet. Den besten Wirkungsgrad erreicht ein vollkommener Motor bei isochorer Verbrennung im ZOT, bei Spitzendruckbegrenzung mit dem Seiliger-Prozess. In [36] ist der vollkommene Motor für die praktische Berechnung noch weiterführend definiert. Die wichtigsten Ergänzungen sind:

- geometrisch gleich wie der wirkliche Motor
- unvollständige Verbrennung bis zum chemischen Gleichgewicht
- Ladung angenommen als Gemisch idealer Gase unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der kalorischen Stoffgrößen

Beim vollkommenen Motor treten in gewissen Kurbelwinkelbereichen aufgrund der idealisierten Annahmen sehr hohe Prozesstemperaturen auf, deshalb muss die Dissoziation aufgrund des chemischen Gleichgewichtes berücksichtigt werden. SPUGAZER verwendet für die Berechnung des vollkommenen Motors absolute Stoffwerte.

Die Berechnung des vollkommenen, luftansaugenden H_2 -Motors startet in UT, die Berechnungsschritte werden mit folgenden Ansätzen berechnet:

2.6.1 Kompression

Für die Berechnung eines selbstgezündeten Wasserstoffbrennverfahrens sind hohe Verdichtungsendtemperaturen notwendig, jedoch übersteigen diese 1800 K nicht, somit kann auf die Berücksichtigung der Dissoziation verzichtet werden. Mit der Definition eines adiabaten, reibungsfreien Prozesses kann die Kompression von Zustand 1 auf 2 isentrop berechnet werden.

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\kappa \quad (2.55)$$

Der Isentropenexponent κ wird aus den NASA-Polynomen ermittelt. Die Temperatur T_2 erhält man aus der idealen Gasgleichung.

2.6.2 H_2 -Einblasung

Die ideale H_2 -Einblasung wurde von Wallner [43] als unendlich schnell im oberen Totpunkt definiert. Für eine unendlich schnelle Einblasung wird die Berechnung zum Einblasezeitpunkt angehalten und der gesamte Kraftstoff in den Zylinder eingebracht. Während die eingebrachte Menge durch das Luftverhältnis vorgegeben ist, sind der Druck und die Temperatur nach der Einblasung zu berechnen. Hierfür wird der erste

Hauptsatz für offene Systeme angewendet. Die Gleichung 2.47 vereinfacht sich durch den isochoren, adiabaten Prozess zu:

$$U_2(T_2) = \sum_i n_{i2} U_{mi2}(T_2) = \sum_i n_{i1} U_{mi1}(T_1) + H_{H_2 EB} \quad (2.56)$$

Gesucht ist die Mischtemperatur T_2 , die sich nach der Einblasung einstellt. Der Wert der inneren Energie $U_2(T_2)$ ist die Summe aus $U_1(T_1)$ und der Enthalpie des eingeblasenen Wasserstoffs $H_{H_2 EB}$. Die Stoffzusammensetzung n_{i2} nach der Einblasung ist bekannt. Da die innere Energie eines idealen Gasgemisches nur eine Funktion der Temperatur ist, ist die gesuchte Mischtemperatur jene, bei der die innere Energie des idealen Gasgemischs genau den Wert von $U_2(T_2)$ hat. Die Berechnung der Mischtemperatur erfolgt ähnlich wie die Berechnung der adiabaten Verbrennungstemperatur ohne Berücksichtigung der Dissoziation, Kapitel 2.4. Nach Berechnung des Polynoms U_2 wird der Wert $U_2(T_2)$ von diesem abgezogen. Das neu berechnete Polynom U_2 hat bei T_2 eine Nullstelle. Der Druck p_2 errechnet sich aus der idealen Gasgleichung.

In Bild 2.7 sind die Zylindertemperaturen bei verschiedenen Einblasetemperaturen und -zeitpunkten bei gleichem Anfangszustand im UT dargestellt. Nach abgeschlossener Einblasung ergeben sich allein durch unterschiedliche Einblasezeitpunkte im ZOT Temperaturunterschiede von 450 K bei „heißer“ und 180 K bei „kühler“ Einblasung. Im Extremfall besteht im ZOT bei heißer früher und kalter später Einblasung ein Temperaturunterschied von 600 K für die gleichen Kraftstoff- und Luftmassen.

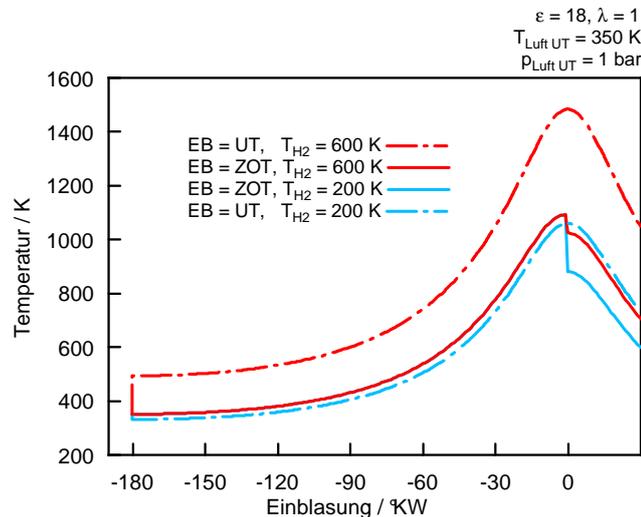


Bild 2.7: Gastemperaturen im Zylinder bei verschiedenen Einblasungen

2.6.3 Verbrennung

Der vollkommene Motor erreicht mit der Gleichraumverbrennung im oberen Totpunkt den höchsten Wirkungsgrad. Für die Berechnung der adiabaten isochoren Verbrennung verwendet SPUGAZER die Software CANTERA. Es werden Druck, Temperatur und die Stoffzusammensetzung der Edukte an CANTERA übergeben, dieses berechnet die adiabate isochore Verbrennungstemperatur, den Verbrennungsdruck und die Stoffzusammensetzung der Produkte und übergibt diese Daten wieder an SPUGAZER.

2.6.4 Expansion

Die Berechnung einer adiabaten Expansion unter Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts ist nicht trivial, da sich die Molanteile der Komponenten im Verbrennungsgas während der Expansion mit Druck und Temperatur ändern, Bild 2.4.

Für die Berechnung der Expansion wird der erste Hauptsatz nach Gleichung 2.47 verwendet, für die innere Energie Gleichung 2.45. Die Terme für Wandwärme und Einblasung fallen weg, da das System adiabat ist und die Einblasung bereits abgeschlossen ist. Aufgelöst nach T_2 vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$T_2 = T_1 - \frac{2(p_2 + p_1)(V_2 - V_1) + 4 \sum_i U_{mi} \Delta n_i}{(n_1 + n_2)(C_{mv1} + C_{mv2})} \quad (2.57)$$

Für die iterative Lösung werden im ersten Schritt Schätzwerte für Druck und Temperatur für den Zustand 2 benötigt. Eine grobe Annäherung erhält man durch Berechnung einer isentropen Zustandsänderung von 1 nach 2 ohne Berücksichtigung der Stoffänderung. Mit den Schätzwerten für Druck und Temperatur des Zustands 2 wird im zweiten Schritt eine Schleife für die genaue Berechnung der Zustandsänderung inklusive Stoffänderung gestartet. Zuerst wird das chemische Gleichgewicht berechnet, man erhält daraus die Molanteile der Komponenten der Stoffzusammensetzung im Zustand 2. Mittels Atombilanz erhält man daraus die absolute Stoffmenge der einzelnen Komponenten. Aus den Stoffzusammensetzungen und Temperaturen der Zustände 1 und 2 lassen sich der Term $\sum_i U_{mi} \Delta n_i$ und die molare Wärmekapazität C_{mv2} berechnen und man erhält aus Gleichung 2.57 eine neue Temperatur T_2 und einen neuen Druck p_2 aus der idealen Gasgleichung. Mit diesen Werten wird wiederum das chemische Gleichgewicht berechnet usw. Dieser Vorgang wird in der Schleife so lange wiederholt, bis die Abbruchbedingung $|T_{\text{alt}} - T_{\text{neu}}| \leq 0.01$ erreicht ist.

Das chemische Gleichgewicht könnte auch mit CANTERA berechnet werden, jedoch ist die Berechnung mit SPUGAZER wesentlich schneller, da alleine die Kommunikation der Programme MATLAB und CANTERA eine gewisse Zeit in Anspruch nimmt, was sich bei mehreren Schleifendurchläufen und einer Kurbelwinkelauflösung von einem Grad deutlich bemerkbar macht.

2.6.5 Verifikation

In Bild 2.8 sind die Ergebnisse einer Vergleichsrechnung für den vollkommenen Motor mit SPUGAZER, MOSES und CHEMKIN [4] für 2 verschiedene Luftverhältnisse abgebildet. In MOSES wird die isochore Verbrennung durch eine endlich schnelle Verbrennung innerhalb von einem Grad Kurbelwinkel angenähert, deshalb decken sich die Linien im ZOT nicht exakt. SPUGAZER rechnet im ersten Schritt die Einblasung und im nächsten die Verbrennung, was sich unter den gegebenen Randbedingungen als Temperatursenkung im ZOT bemerkbar macht. Die Berechnung der Verbrennung in CHEMKIN wurde im ZOT mit den Randbedingungen aus der SPUGAZER Berechnung nach erfolgter Einblasung gestartet, die Berechnung der Expansion in CHEMKIN erfolgt durch Lösen der Reaktionskinetik unter Verwendung von GRI-Mech 3.0, deshalb muss eine sehr langsame Motordrehzahl angegeben werden, damit die Reaktion ins Gleichgewicht übergeht. MOSES berechnet Einblasung und Verbrennung in einem Schritt. Die Zylinderdrücke und -temperaturen decken sich fast exakt im gesamten Kurbelwinkelbereich. Der Unterschied der berechneten Wirkungsgrade von SPUGAZER und MOSES beträgt im schlechtesten Fall 0.2 Prozentpunkte.

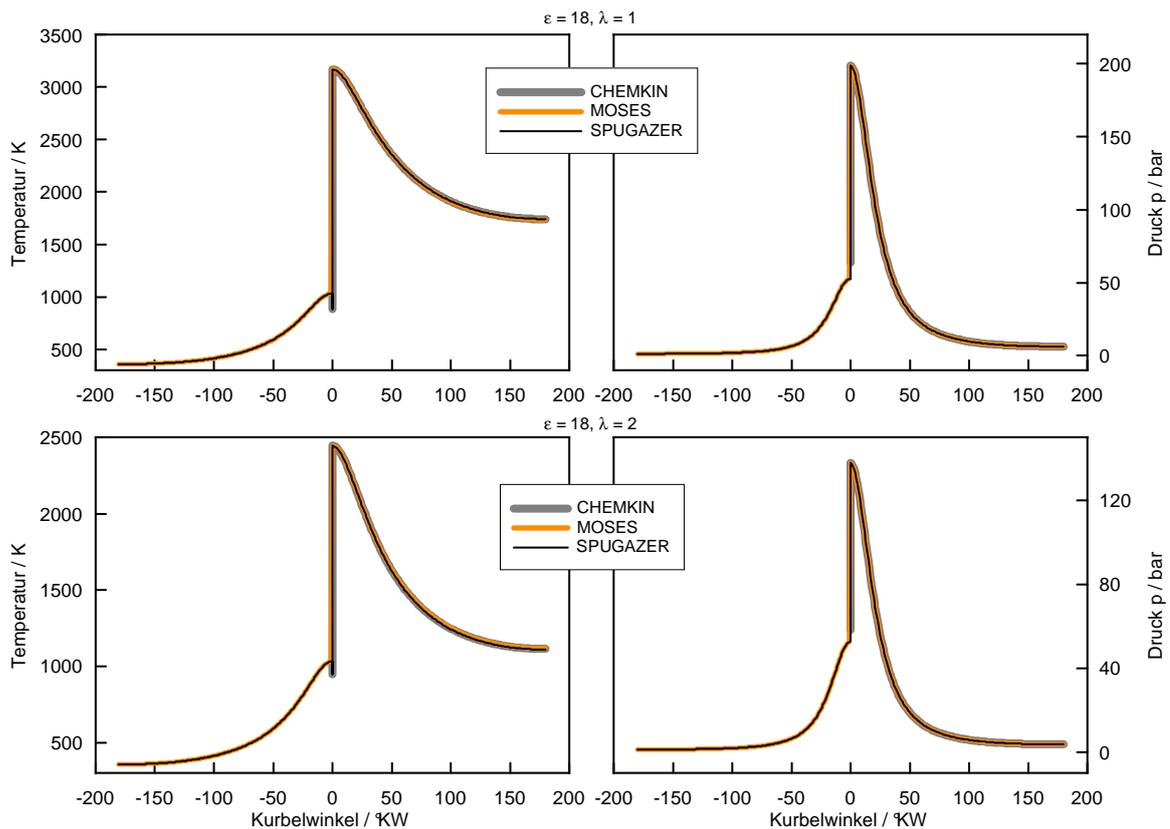


Bild 2.8: Verifikation von SPUGAZER für den vollkommenen Motor mit MOSES und CHEMKIN

2.6.6 Berechnungsergebnisse

In Bild 2.9 links sind die Molanteile der Komponenten während der Expansion für einen stöchiometrischen Betriebspunkt (entspricht dem aus Bild 2.8 oben) aufgetragen. Der Einfluss der Dissoziation nimmt vor allem mit sinkender Temperatur ab und ist unter 1850 K vernachlässigbar, was im betrachteten Bild bei 130 Grad Kurbelwinkel der Fall ist. In Bild 2.9 rechts ist die zugehörige Entropie aufgetragen. Die Kompression erfolgt isentrop, die Expansion jedoch erfährt eine Erhöhung der Entropie, welche offensichtlich durch die Stoffumwandlung aufgrund des chemischen Gleichgewichts hervorgerufen wird. Die Expansion ist erst isentrop, wenn die Stoffumwandlung abgeschlossen ist. Die Expansion des vollkommenen Motors ist im Falle der Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts also nicht – wie teils in der Literatur angegeben – isentrop, sondern kann eine Entropieerhöhung erfahren, so lange Stoffumwandlung stattfindet.

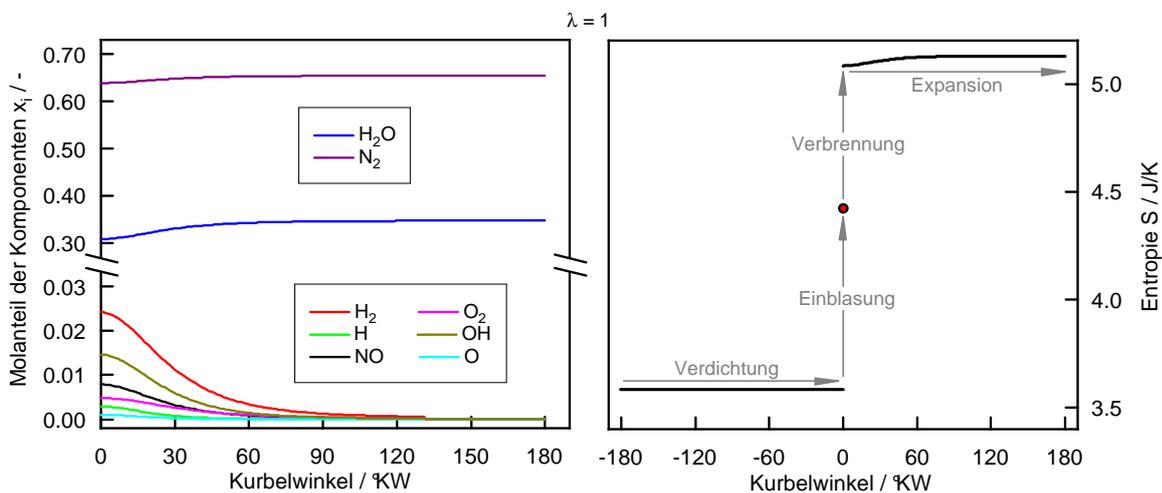


Bild 2.9: links: Molanteil der Komponenten während der Expansion; rechts: Entropie des vollkommenen Motors

In Bild 2.10 sind die relativen Fehler aufgetragen, die bei der Berechnung von η_v unter Vernachlässigung der Dissoziation für verschiedene Randbedingungen auftreten. Die größten Fehler treten bei hohen Prozess Temperaturen bei vergleichsweise niedrigen Prozessdrücken auf, was mit einem stöchiometrischen Luftverhältnis, niedrigem Verdichtungsverhältnis, niedrigen Startdrücken und hohen Starttemperaturen im UT erreicht wird. Mit steigenden Prozessdrücken sinkt der Einfluss der Dissoziation, was auch in Bild 2.4 rechts zu sehen ist. Für $\lambda = 3$ sinkt der relative Fehler aufgrund der niedrigen Prozess Temperaturen unter gegebenen Randbedingungen auf unter zwei Prozent.

Der Wirkungsgrad des vollkommenen H_2 -DI-Motors mit Einblasung im ZOT für verschiedene Verdichtungs- und Luftverhältnisse ist in Bild 1.2 dargestellt. Der Wirkungsgrad steigt mit Verdichtungs- und Luftverhältnis.

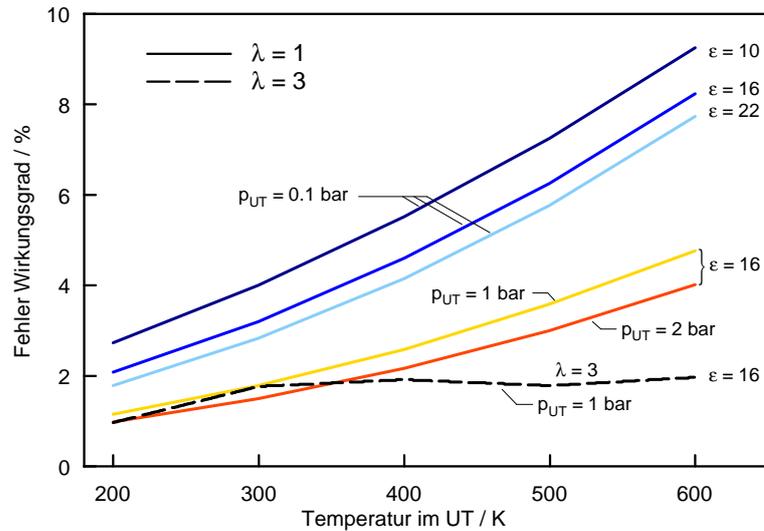


Bild 2.10: Relativer Fehler bei der Berechnung von η_v ohne Berücksichtigung der Dissoziation

Die Abhängigkeit von η_v von Starttemperatur und -druck ist in Bild 2.11 aufgetragen. Der steigende Startdruck entspricht einer Laststeigerung bei gleichbleibendem Luftverhältnis. Der Wirkungsgrad sinkt deutlich mit steigender Starttemperatur. Der Einfluss der Last auf den Wirkungsgrad ist wesentlich geringer und ist ausschließlich auf die Dissoziation zurückzuführen. Bei Berechnung ohne Dissoziation wäre der Wirkungsgrad von der Last unabhängig. Für den stöchiometrischen Betrieb steigt η_v leicht mit der Last an, für $\lambda = 3$ sinkt η_v leicht mit der Last unter den gegebenen Randbedingungen.

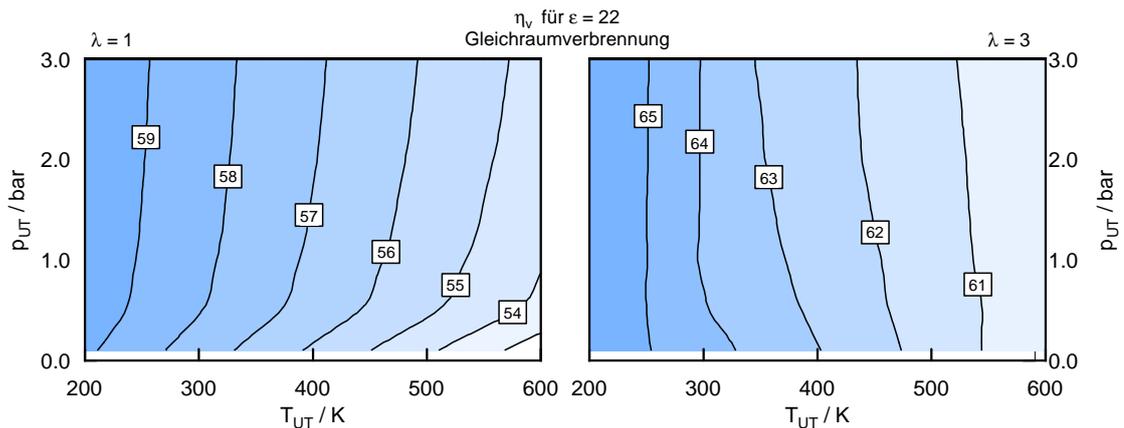


Bild 2.11: η_v in Abhängigkeit von Startdruck und -temperatur

Durch den Einblasevorgang wird Enthalpie in den Brennraum eingebracht, welche

eine Druckerhöhung zur Folge hat und den Wirkungsgrad abhängig von Einblasezeitpunkt und Temperatur des eingeblasenen Wasserstoffs beeinflusst. Für die indizierten Wirkungsgrade stellt die gasförmige Einblasung vor allem bei später Einblasung einen Wirkungsgradgewinn dar. Muss der Kraftstoff jedoch on board gasförmig verdichtet werden, vergrößert das die Reibung des Motors und senkt so die effektiven Motorwirkungsgrade. Das Wirkungsgradoptimum wird ähnlich einer Gleichraumverbrennung bei Einblasung im ZOT erreicht. Wallner [43] hat den Einfluss des Einblasezeitpunkts auf den Wirkungsgrad ausführlich beschrieben. In der vorliegenden Arbeit soll nun auch der Einfluss der Kraftstofftemperatur betrachtet werden, Bild 2.12. Bei später Einblasung wird durch eine hohe Kraftstofftemperatur der beste Wirkungsgrad erreicht, da die Enthalpie des Kraftstoffs und somit auch die Druckerhöhung durch die Einblasung mit der Kraftstofftemperatur steigt. Bei früher Einblasung wird der höchste Wirkungsgrad mit niedrigen Kraftstofftemperaturen erreicht. Die Mischtemperatur im Zylinder nach der frühen Einblasung ist bei einer Kraftstofftemperatur von 600 K um über 170 K höher als bei 200 K Kraftstofftemperatur, wodurch η_v sinkt.

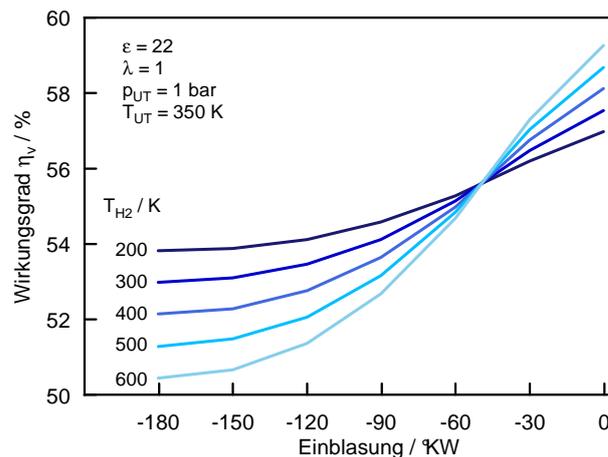


Bild 2.12: η_v in Abhängigkeit von Einblasezeitpunkt und -temperatur des eingeblasenen Wasserstoffs

2.7 Einfluss durch reale Ladung

„Beim vollkommenen Motor wird definitionsgemäß vollkommene Füllung des Zylindervolumens im UT mit reiner Frischladung im Zustand vor Einlass angenommen. („...“) Der Einfluss durch reale Ladung auf den Wirkungsgrad kann positiv oder negativ sein und ist in der Regel gering.“ [36]

Für die Quantifizierung des Einflusses durch reale Ladung muss ein Vergleichsprozess des vollkommenen Motors mit realer Ladung berechnet werden. Die Berechnung erfolgt

wie beim vollkommenen Motor, jedoch mit realer Ladungszusammensetzung im UT und dem gleichen Luftverhältnis wie der wirkliche Motor.

Die Definition, dass der vollkommene Motor das gleiche Luftverhältnis haben muss wie der wirkliche Motor ist für ein Dieselmotorenverfahren mit hohen Abgasrückführraten nicht optimal, was durch folgendes Beispiel erklärt werden soll: der reale Motor wird stöchiometrisch und mit einer Abgasrückführrate von 50 Prozent betrieben. Der vollkommene Motor hat nun im Vergleich zum vollkommenen Motor mit realer Ladung annähernd die doppelte Menge Luft im Zylinder, da die reine Frischladung im UT definitionsgemäß Saugrohrdruck und -temperatur hat. Es muss im ZOT aufgrund des geforderten gleichen Luftverhältnisses die doppelte Menge Kraftstoff zugeführt werden, wodurch die Last annähernd verdoppelt wird, was zu geringen Wirkungsgradeinbußen führen kann, Bild 2.11. Weiters steigt der Verlust durch Spitzendruckbegrenzung (Kapitel 2.8) zu Unrecht, da das Restgas durch Frischladung ersetzt wird und so aus einem Teillastpunkt ein Vollastpunkt werden kann, der den zulässigen Spitzendruck deutlich überschreiten kann.

Der Einfluss durch reale Ladung berechnet sich aus der Wirkungsgraddifferenz des vollkommenen Motors und des Vergleichsprozesses mit realer Ladung:

$$\Delta\eta_{vTL} = \eta_v - \eta_{vTL} \quad (2.58)$$

Um mit der Definition „gleiches Luftverhältnis wie der wirkliche Motor“ auch den Verlust durch Spitzendruckbegrenzung sinnvoll bewerten zu können, wird bei SPUGAZER der vollkommene Motor mit Spitzendruckbegrenzung mit realer Ladung als Vergleichsprozess herangezogen.

2.8 Verlust durch Spitzendruckbegrenzung

Wenn beim vollkommenen Motor der maximale Zylinderdruck berücksichtigt werden soll, wird der beste Wirkungsgrad mit einem Seiliger-Prozess erreicht. Für den vollkommenen H_2 -DI-Motor wird hierfür gerade soviel Wasserstoff im ZOT eingeblasen und isochor verbrannt, bis der maximal erlaubte Zylinderdruck erreicht ist. Die Verbrennung läuft anschließend während der Expansion isobar ab, bis der restliche Kraftstoff verbraucht ist, d.h. es wird angenommen, dass zu jedem Zeitpunkt gerade so viel Wasserstoff eingeblasen und verbrannt wird, dass der maximale Zylinderdruck nicht überschritten wird.

Die Berechnung der Kompression des vollkommenen Motors mit Spitzendruckbegrenzung ist identisch mit der des vollkommenen Motors mit realer Ladung.

2.8.1 Verbrennung

Gleichraumverbrennung

Der isochore Anteil der Verbrennung des Seiliger-Prozesses samt Einblasung wird gleich berechnet wie in Kapitel 2.6, jedoch ist beim Seiliger-Prozess die Menge für den ersten Teil der Einblasung für die isochore Verbrennung noch nicht bekannt. Wird bei der Berechnung des vollkommen Motors mit realer Ladung der zulässige Spitzendruck überschritten, wird in SPUGAZER die Berechnung des vollkommenen Motors mit Spitzendruckbegrenzung gestartet.

Die Berechnung des ersten Teils der Einblasung mit anschließender Verbrennung wird mit einer neuen geringeren Einblasemenge, welche sich aus der Differenz des vorher berechneten und des maximal erlaubten Spitzendrucks berechnet, in einer Schleife so lange wiederholt, bis das Abbruchkriterium -10^{-3} bar Druckabweichung erreicht wird.

Gleichdruckverbrennung

Für die anschließende isobare Verbrennung wird die innere Energie durch die Enthalpie ausgedrückt, es gilt allgemein:

$$dH = dU + pdV + Vdp \quad (2.59)$$

Wenn man weiter Gleichung 2.59 in Gleichung 2.47 einsetzt, vereinfacht sich diese aufgrund $dp = 0$ und des adiabaten Prozesses zu

$$H_{2\text{abs}} = H_{1\text{abs}} + \Delta H_{\text{H}_2\text{abs EB}_{\text{Rest}}} \quad (2.60)$$

wobei $\Delta H_{\text{H}_2\text{abs EB}_{\text{Rest}}}$ die Enthalpie des restlichen Wasserstoffs ist, der noch nicht eingeblasen wurde.

SPUGAZER berechnet den gesamten Teil der Gleichdruckverbrennung nicht für jeden Kurbelwinkelschritt, sondern nur mit einer einzigen Zustandsänderung (Zustand 1 auf 2), da für die Ermittlung des Wirkungsgrads nur der Druck über dem Volumen relevant ist und dieser für die isobare Verbrennung definitionsgemäß konstant ist. Vom Zustand 2 sind die absolute Enthalpie $H_{2\text{abs}}$ und der Druck p_2 bekannt. Die Zusammensetzung der Molanteile der Komponenten n_{i2} und die Temperatur T_2 sind noch unbekannt. In Bild 2.13 sind die Enthalpie der Edukte (Zustand 1) und die der Produkte (Zustand 2) für unterschiedliche Rauchgaszusammensetzungen schematisch in einem HT -Diagramm dargestellt (Zwecks besserer Übersichtlichkeit des Diagramms wurde der Indizes „abs“ bei allen Termen und „H₂“ beim Term der Einblasung weglassen).

Der Zustand 1 mit dem Wert $H_1(n_{i1}, T_1) + \Delta H_{\text{H}_2\text{abs EB}_{\text{Rest}}}$ steht für den Zustand nach Abschluss des isochoren Anteils der Verbrennung (Edukte), der Zustand 2 für den Zustand nach Abschluss der isobaren Verbrennung der Kraftstoffmenge $n_{\text{H}_2\text{EB}_{\text{Rest}}}$.

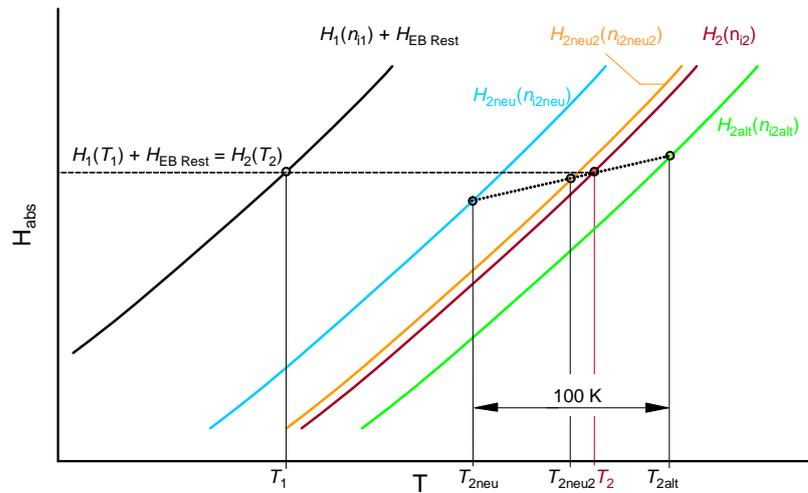


Bild 2.13: Schematisches HT -Diagramm für Edukte (H_1) und Produkte (H_2) für unterschiedliche Rauchgaszusammensetzungen

Da die exakte Zusammensetzung der Molanteile der Komponenten des Rauchgases nicht bekannt ist, muss die Berechnung iterativ erfolgen. Im ersten Schritt werden 2 Schätzwerte für T_2 benötigt, hierfür werden die Temperatur der isochoren Verbrennung des vollkommenen Motors (T_{2alt}) und eine 2. niedrigere Temperatur T_{2neu} , die z.B. 100 K niedriger ist. Für beide Temperaturen werden die Molanteile der Komponenten n_{i2alt} und n_{i2neu} und die absoluten Enthalpien $H_{2abs alt}(T_{2alt})$ und $H_{2abs neu}(T_{2neu})$ unter Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts berechnet. Aus den drei Enthalpiewerten $H_{2abs}(T_2)$, $H_{2abs alt}(T_{2alt})$, $H_{2abs neu}(T_{2neu})$ und den beiden Temperaturen T_{2alt} und T_{2neu} wird eine neue Temperatur T_{2neu2} linear inter- bzw. extrapoliert, womit man sich der wahren Temperatur T_2 annähert. Für die weitere Berechnung wird T_{2neu} zu T_{2alt} und T_{2neu2} zu T_{2neu} und die Berechnung in einer Schleife wiederholt, bis das Abbruchkriterium – der relative Fehler von der wahren Enthalpie $H_{2abs}(T_2)$ zur angenäherten $H_{2abs neu}(T_{2neu})$ muss kleiner 10^{-3} sein – erreicht ist. Da das Volumen nach Abschluss der Gleichdruckverbrennung im allgemeinen zwischen denen zweier Kurbelwinkelzeitschritte liegt, muss ein Zwischenzeitschritt eingefügt werden. Die restliche Expansion wird wie beim vollkommenen Motor berechnet.

Der Verlust durch Spitzendruckbegrenzung berechnet sich durch die Differenz der Wirkungsgrade der Vergleichsprozesse mit realer Ladung und Spitzendruckbegrenzung:

$$\Delta\eta_{vTL} = \eta_{vTL} - \eta_{vpmax} \quad (2.61)$$

2.8.2 Berechnungsergebnisse

In Bild 2.14 sind die Wirkungsgrade des vollkommenen Motors für einen repräsentativen Volllastpunkt für einen Wasserstoffmotor mit Dieselmotorenverfahren mit und oh-

ne Spitzendruckbegrenzung dargestellt. Unter den gegebenen Randbedingungen wird

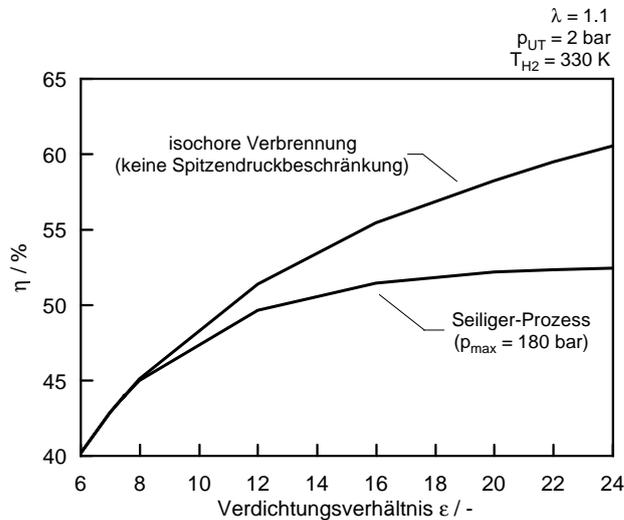


Bild 2.14: Vollkommener Motor mit Spitzendruckbegrenzung mit 1 bar Ladedruck

schon ab $\epsilon = 8$ der angenommene zulässige Spitzendruck von 180 bar überschritten. Die Unterschiede steigen mit dem Verdichtungsverhältnis auf bis zu acht Prozentpunkte bei $\epsilon = 24$.

2.9 Verlust durch reale Einblasung mit realer unvollkommener Verbrennung

Der Vergleichsprozessprozess mit realer Einblasung und idealer Verbrennung für H_2 -DI-Ottomotoren wurde von Wallner [43] eingeführt. Für dieselähnliche Brennverfahren wird Kraftstoff auch nach dem ZOT eingeblasen, also nachdem die ideale isochore Verbrennung bereits abgeschlossen ist. Eine separate Berechnung des Verlusts durch nicht ideale Einblasung ist demnach nicht möglich, deshalb muss dieser Verlust mit dem Verlust durch realen Brennverlauf zusammengefasst werden.

Der Verlust durch unvollkommene Verbrennung wird über die unverbrannten Abgasbestandteile bestimmt, welche man aus der Abgasanalyse erhält. Messner [31] stellte die These auf, dass bei gewissen Betriebspunkten aufgrund der Reaktionsfreudigkeit von Wasserstoff die unverbrannten Wasserstoffmoleküle auch nach Aö im Zylinder bzw. im Auslasskrümmer reagieren könnten und stellte dazu reaktionskinetische Betrachtungen an. Grabner [19] konnte diese These in experimentellen Untersuchungen für einzelne Betriebspunkte bestätigen. Aufgrund der Unsicherheit bei der Bestimmung der unvollkommenen Verbrennung aus den unverbrannten Kraftstoffbestandteilen im Abgas wird von SPUGAZER der Verlust durch unvollkommene Verbrennung nicht se-

parat berechnet. Die Verluste durch reale Einblasung, realen Brennverlauf und durch unvollkommene Verbrennung werden zu einem „Summenverlust“ zusammengefasst.

Wie bei der Druckverlaufsanalyse kann auch hier aufgrund der zu erwartenden mittleren Prozesstemperaturen auf die Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts verzichtet werden. Für die Berechnung des vollkommenen Motors mit realer Einblasung und unvollkommener Verbrennung wird Gleichung 2.48 verwendet, für die innere Energie Gleichung 2.45. Ohne Wandwärmeterm und aufgelöst nach T_2 vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$T_2 = T_1 + \frac{4Q_{B12} - 2(p_2 + p_1)(V_2 - V_1) + 4\Delta H_{H_2\text{relEB}} - 4\sum_i U_{mi}\Delta n_i}{(n_1 + n_2)(C_{mv1} + C_{mv2})} \quad (2.62)$$

Der Zustand 1 ist bekannt, vom Zustand 2 sind die Stoffzusammensetzung n_{i2} und die Stoffmenge n_2 , die Verbrennungswärme Q_{B12} und die eingeblasene Kraftstoffmenge $\Delta H_{H_2\text{relEB}}$ aus der Druckverlaufsanalyse bekannt. Durch eine isentrope Zustandsänderung wird ein erster Schätzwert für T_2 und p_2 ermittelt. C_{mv2} errechnet sich aus der Stoffzusammensetzung und der geschätzten Temperatur T_2 . Mit Gleichung 2.62 werden in einer Schleife wiederum Temperatur und Druck so lange berechnet, bis das Abbruchkriterium erreicht ist.

Der Summenverlust durch reale Einblasung mit realer unvollkommener Verbrennung berechnet sich durch die Differenz der Wirkungsgrade der Vergleichsprozesse mit Spitzendruckbegrenzung und realer Einblasung mit realer unvollkommener Verbrennung:

$$\Delta\eta_{\text{EuV}} = \eta_{\text{vpmax}} - \eta_{\text{EuV}} \quad (2.63)$$

2.10 Verlust durch Wandwärme

Für die Quantifizierung der Wandwärmeverluste muss ein Vergleichsprozess mit Wandwärme herangezogen werden, welcher analog zu Gleichung 2.62 berechnet wird, jedoch mit Berücksichtigung der Wandwärme:

$$T_2 = T_1 + \frac{4Q_{B12} + 4A\alpha_W \left(\frac{T_1+T_2}{2} - T_W\right) \Delta t - 2(p_2 + p_1)(V_2 - V_1)}{(n_1 + n_2)(C_{mv1} + C_{mv2})} + \frac{4\Delta H_{H_2\text{relEB}} - 4\sum_i U_{mi}\Delta n_i}{(n_1 + n_2)(C_{mv1} + C_{mv2})} \quad (2.64)$$

Der so berechnete Druckverlauf muss von Es bis Aö mit der Messung übereinstimmen. Die Abweichungen der Wirkungsgrade des Vergleichsprozesses mit Wandwärme η_{WW} und dem aus den Prüfstandsdaten ermittelten indizierten Hochdruckwirkungsgrad η_{iHD} unterscheiden sich durch den Anteil der Ladungswechselverluste im Hochdruckprozess und sind beim H₂-Diesel-FOMO (aufgrund der Steuerzeiten) sehr gering. Deshalb wird in Folge η_{WW} als η_{iHD} bezeichnet.

Der Verlust durch Wandwärme berechnet sich durch die Differenz der Wirkungsgrade der Vergleichsprozesse mit realer Einblasung mit realer unvollkommener Verbrennung und dem indizierten Hochdruckwirkungsgrad:

$$\Delta\eta_{\text{WW}} = \eta_{\text{EuV}} - \eta_{\text{iHD}} \quad (2.65)$$

2.11 Verlust durch Ladungswechsel

Der Ladungswechselverlust berechnet sich durch die Differenz des Wirkungsgrads des Vergleichsprozesses für Wandwärme und dem indizierten Wirkungsgrad:

$$\Delta\eta_{\text{LW}} = \eta_{\text{iHD}} - \eta_{\text{i}} \quad (2.66)$$

2.12 Verlust durch Reibung

Die Ermittlung des effektiven Wirkungsgrades η_e eines Einzylinder-Forschungsmotors ist meist nicht sinnvoll, da dieser aufgrund einer sehr robusten und montagefreundlichen Bauweise vergleichsweise hohe Reibmitteldrücke hat. Zur Abschätzung des effektiven Wirkungsgrads eines Vollmotors kann das Reibmitteldruckkennfeld eines solchen zur Berechnung hinterlegt werden.

Der Verlust durch Reibung berechnet sich aus der Differenz von indiziertem und effektiven Wirkungsgrad:

$$\Delta\eta_{\text{R}} = \eta_{\text{i}} - \eta_{\text{e}} \quad (2.67)$$

2.13 Bewertung der Einblasung

Zur Quantifizierung des Verlusts durch nicht ideale Einblasung rechnet SPUGAZER den vollkommenen Motor mit idealer und realer Einblasung jeweils ohne Verbrennung. Die Wirkungsgrade dieser Vergleichsprozesse werden im Folgenden als η_{VEB} für die ideale Einblasung und η_{rEB} für die reale Einblasung bezeichnet. Dies ist jedoch keine exakte Berechnung, da das Temperaturniveau aufgrund der fehlenden Verbrennung deutlich niedriger ist und somit auch die Stoffwerte der Berechnung nicht exakt der Realität entsprechen.

2.14 Wirkungsgrad

Die Wirkungsgrade der Prozesse – mit Ausnahme des effektiven Wirkungsgrads – berechnen sich wie folgt:

$$\eta = \frac{\int p dV}{n_{\text{H}_2} H_{\text{mu}}} \quad (2.68)$$

$\int p dV$ steht für die (indizierte) Volumenänderungsarbeit, n_{H_2} für die Menge an zugeführtem Kraftstoff und H_{mu} für den unteren Heizwert. Für die Berechnung des effektiven Wirkungsgrads muss die (indizierte) Volumenänderungsarbeit durch die effektive Arbeit ersetzt werden. Für den 4-Takt-Prozess gilt:

$$\eta_{\text{e4T}} = \frac{M_e 4\pi}{n_{\text{H}_2} H_{\text{mu}}} \quad (2.69)$$

3 Experimentelle Umgebung

3.1 Prüfstands Aufbau

Im Rahmen der Übersiedelung der Laboreinrichtungen des Instituts in die neuen Laborgebäude wurde der thermodynamische Einzylinder-Forschungsmotor-Prüfstand neu aufgebaut. Dabei basiert der Aufbau grundsätzlich auf jenem in [19, 43] beschriebenen, der Neuaufbau bot die Möglichkeit für Verbesserungen. Vor allem die Ansaugluftleitung wurde neu konzipiert und mit einem zweistufigen Heizsystem ausgeführt. Der Prüfstand verfügt über eine umfangreiche Sicherheitstechnik. Verschiedene Gas- und Brandmelder sind über eine komplexe Sicherheitsmatrix mit Lüftungsanlage, Brandschutzklappen und Prüfstands-Notaus verknüpft.

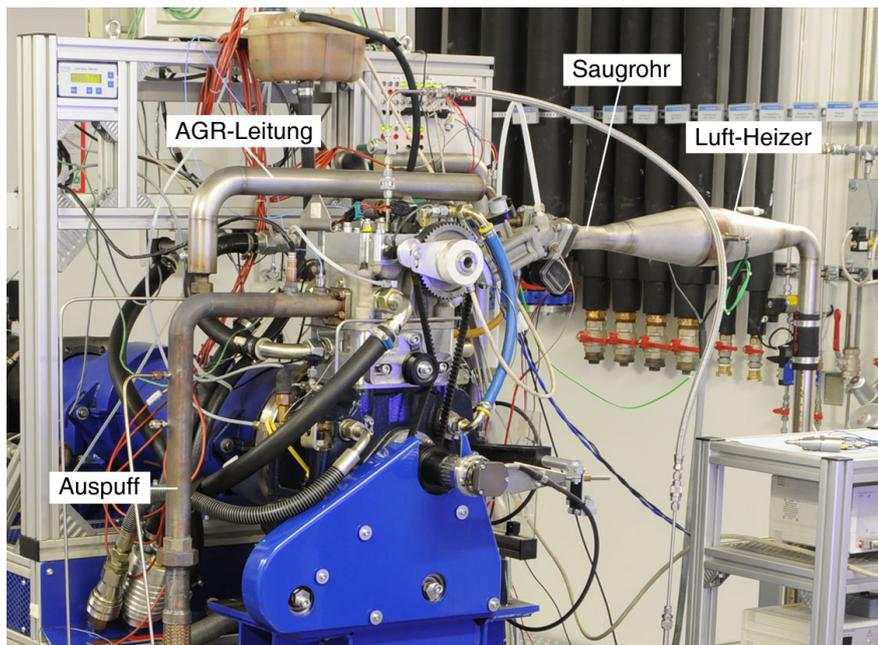


Bild 3.1: Prüfstands Aufbau Einzylinder H₂-Forschungsmotor mit Dieselgeometrie

Kernstück des Prüfstandsbaus ist ein AVL Kompaktprüfstand mit Leistungsbremse, Konditionieranlage und Motorträger, welcher auf einem Schwingfundament steht. Der Prüfstand verfügt über ein externes Aufladeaggregat und eine Abgasgegen-druckklappe, mit welchen verschiedene Aufladekonzepte wie z.B. Kompressor- und Turboaufladung dargestellt werden können. Eine doppelwandig ausgeführte AGR-Leitung

erlaubt gekühlte oder ungekühlte, heiße Abgasrückführung. Der Prüfstand ist über eine Wasserstoff-Hochdruckleitung direkt mit dem HyCentA [23] verbunden, welches bis zu 300 bar Wasserstoff zur Verfügung stellt. Eine Saugrohrheizung ermöglicht Ansaugluftvorwärmungen mit Temperaturen bis über 200 °C. Die Heizung wurde zweistufig ausgelegt, wobei die erste Stufe als Wechselstromheizung mit großer Leistung ausgeführt ist und für eine grobe Vorregelung der Temperatur verwendet wird. Für die Feinregelung der Temperatur wurde als zweite Heizstufe im Saugrohr möglichst motornah ein unbeschichteter Heizkatalysator verbaut, welcher von zwei parallel geschalteten Autobatterien versorgt und über eine Transistorschaltung mittels PID-Regler geregelt wird.

3.2 Versuchsträger

3.2.1 Motor

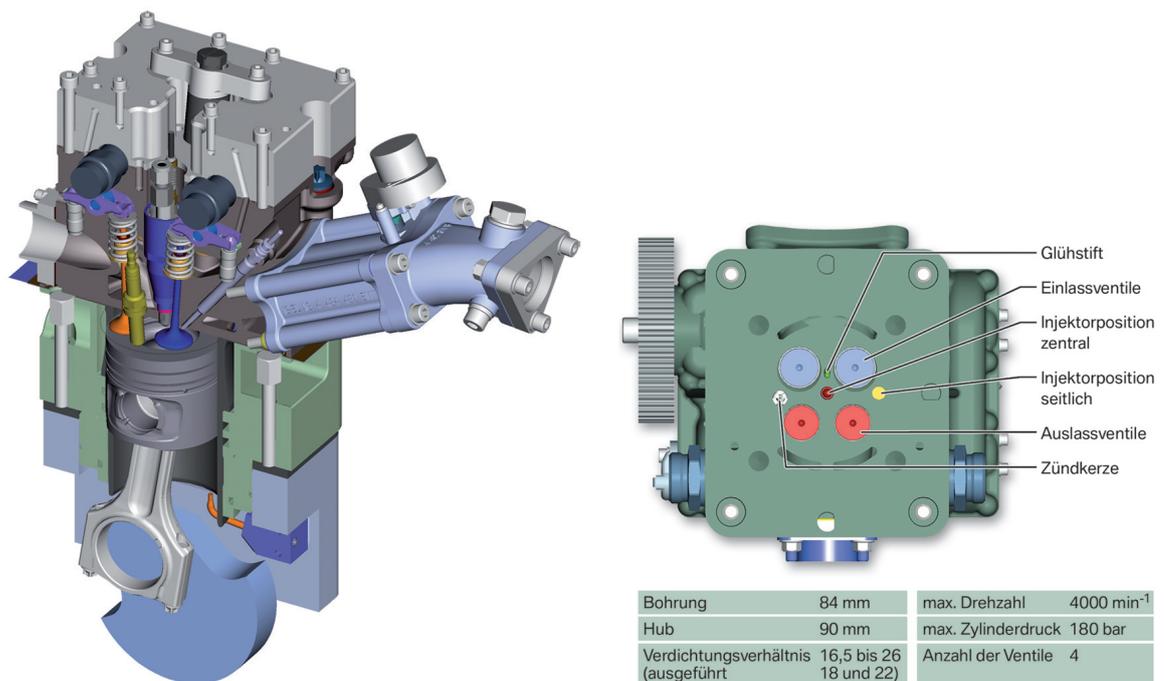


Bild 3.2: Thermodynamischer Einzylinder-Forschungsmotor in PKW Größe mit dieseltypischer Geometrie für den Wasserstoffbetrieb

Als Versuchsträger diente ein Einzylinder Forschungsmotor für den Wasserstoffbetrieb mit dieseltypischer Geometrie in PKW-Größe, Bild 3.2. Der Versuchsträger wurde vom Projektpartner BMW in Anlehnung an den BMW N47 Dieselmotor neu entwickelt. Neben vier Ventilen sind zwei Injektorbohrungen – zentral und seitlich – und je

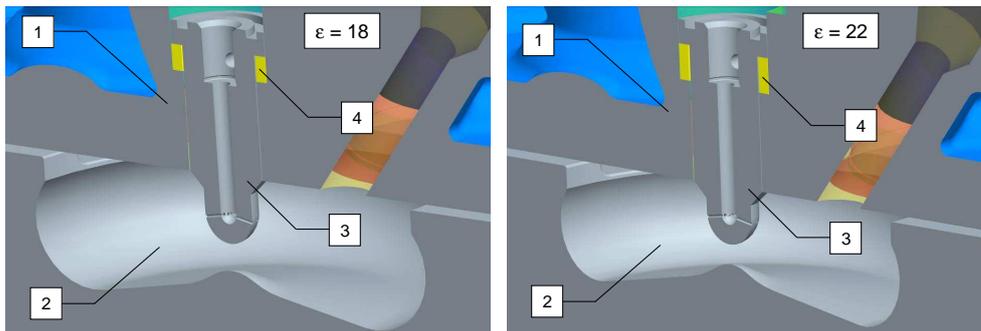


Bild 3.3: Brennraumgeometrie für $\varepsilon = 18$ und $\varepsilon = 22$. 1 Zylinderkopf, 2 Kolbenmulde, 3 Injektordüsen­spitze, 4 Scheibendichtung [21]

eine Bohrung für Glühstift und Zündkerze im Zylinderkopf untergebracht. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden nur Brennverfahren mit zentraler Injektorposition untersucht. Das Verdichtungsverhältnis kann über die Kolbengeometrie verändert werden, zur Drallerzeugung befindet sich im rechten Saugkanal eine Klappe. Der Brennraum wurde von Heindl [21] mittels 3D-CFD Gemischbildungssimulation für die Anwendung einer dieselähnlichen Wasserstoffverbrennung entwickelt. Prechtl et al. [37] geben an, dass für eine Wasserstoffselbstzündung im Großmotor eine Verdichtungs­endtemperatur von 1100 Kelvin notwendig ist, um Zündverzögerungen unter einer Millisekunde zu erreichen. Dies stellte die Ausgangsbasis für die Konzept- und Brennraumauslegung dar [21]. Es wurden zwei Konzepte realisiert: $\varepsilon = 18$ mit hoher Ansaugluftvorwärmung und $\varepsilon = 22$ mit niedriger Ansaugluftvorwärmung, die zugehörigen Brenn­räume sind in Bild 3.3 dargestellt. Die Injektordüse ist mit einer $16 \times 0,3$ mm Lochgeometrie in einem Winkel von 160° ausgeführt. Konzept-, Düsen- und Brennraumauslegung sind von Heindl [21] ausführlich dokumentiert.

3.2.2 Injektoren

Beim Wasserstoffverbrennungsmotor mit innerer Gemischbildung sind die Anforderungen an die Injektoren besonders hoch. Neben hohen Einblasedrücken von bis zu 300 bar muss auch die Mengenspreizung ausreichend sein, um die Mengenzumessung im gesamten Kennfeld mit genügender Genauigkeit dosieren zu können. Die Leckage darf dabei einen Wert von 1 g/h bei 200 bar nicht überschreiten.

Für die experimentellen Untersuchungen wurde hauptsächlich ein Doppelmagnetinjektor mit Plattenventilen und Hubsensorik vom Projektpartner Hoerbiger ValveTec eingesetzt, welcher in Folge als HVT-Injektor bezeichnet wird, Bild 3.4. Durch das Plattenventil entsteht prinzipbedingt ein Schadvolumen von ca. 100 mm^3 in der Düsen­spitze, welches Nachteile bei der Einblasung durch Nachströmen mit sich bringt [21]. Der Einfluss des Injektorschadvolumens auf das Verdichtungsverhältnis ist selbst bei $\varepsilon = 22$ mit unter 0,5 Prozent relativ gering.

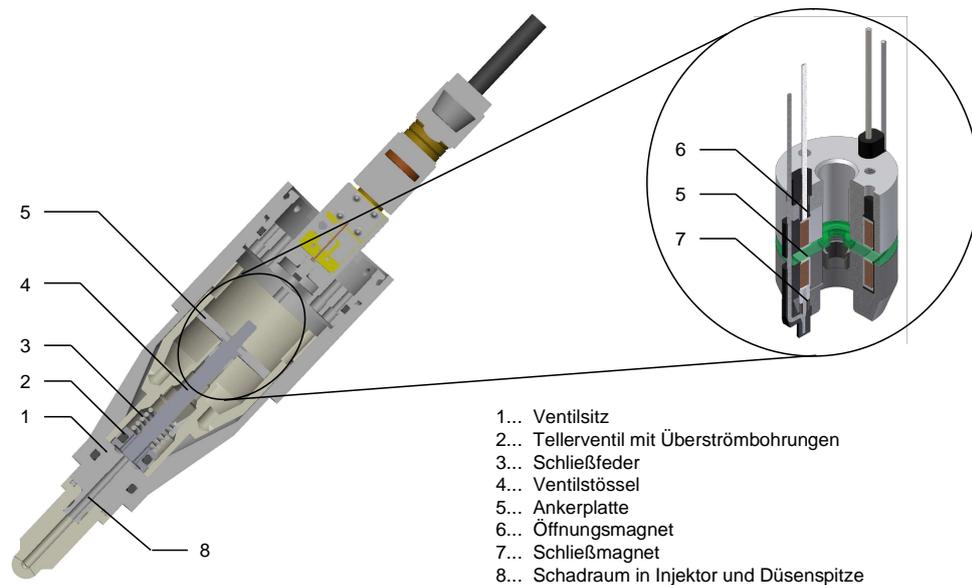


Bild 3.4: Schnittdarstellung des HVT-Injektors [21]

Für Stichversuche wurde auch ein Piezo-Aktuator betriebener Westport J43 Injektor mit kegeligem Nadelsitz in Sacklochbauweise verwendet, bei dem das Schadvolumen in der Düsen spitze – zumindest für Gaseinblasung – verschwindend gering ist, Bild 3.5. Dieser Injektor erlaubt einen variablen Nadelhub, wodurch die Einblasung flexibler ist und wird in Folge J43-Injektor genannt.

Beide Injektoren wurden mit der oben beschriebenen Düsengeometrie eingesetzt, wobei die meisten gezeigten Messdaten mit dem HVT-Injektor gemessen wurden, der J43 stand nur kurze Zeit für Vergleichsmessungen zur Verfügung. In der vorliegenden Arbeit sind Messdaten, welche mit dem J43-Injektor ermittelt wurden, als solche gekennzeichnet. Messdaten ohne Hinweis auf den Injektor wurden mit dem HVT-Injektor ermittelt.

3.3 Messtechnik

Der Einzylinder-FOMO Prüfstand ist mit einer umfangreichen Messtechnik ausgestattet, welche bis auf kleine Änderungen der in [19] beschriebenen entspricht.

Drehmoment und Drehzahl

Die Drehmomentmesswelle mit berührungslosem Abgriff und die Drehzahlmessung sind im Kompaktprüfstand integriert.

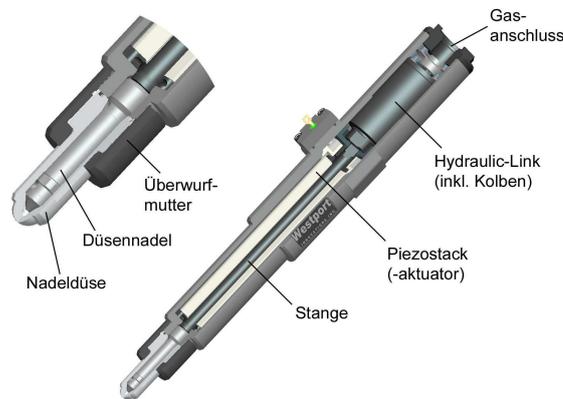


Bild 3.5: Schnittdarstellung des J43-Injektors [19]

Ansaugluftmenge

Der Volumenstrom der Ansaugluftmenge wird mittels Drehkolbengaszähler vom Typ G160 der Firma Aerzener mit integrierter Temperatur- und Druckmessstelle gemessen.

Kraftstoffmenge

Die Kraftstoffmengenmessung erfolgt über ein Coriolis-Massenmessgerät vom Typ ELITE CMF010 von Micro Motion.

Luftverhältnis

Für die schnelle Lambda-Messung wird das Luftverhältnis direkt von einer Breitband-Lambdasonde vom Typ Bosch LSU 4.2 ausgegeben. Für eine genaue Bestimmung bei der Analyse – vor allem bei mageren Betriebspunkten – wird das Luftverhältnis über die Luft- und Kraftstoffmasse berechnet. Als zusätzliche Redundanzlösung steht das aus dem O_2 -Gehalt des Abgases berechnete Luftverhältnis zur Verfügung.

Temperaturen

Die Temperaturen werden hauptsächlich mit Widerstandstemperatursensoren (Pt100) gemessen. Für Messstellen mit hohen Temperaturen, wie z.B. im Abgaskrümmen, werden NiCr-Ni Thermoelemente (Typ K) eingesetzt.

Drücke

Neben den mit der Indizertechnik erfassten Drücken werden auch Öldruck, Kühlmitelldruck und der Druck der Indizierquarkühlung überwacht.

Blow-By

Die Blow-By-Messung erfolgt über ein AVL 442 Blow-By-Meter.

Abgasmesstechnik

Die Messung der Stickoxidemissionen im Abgas erfolgt über einen Chemilumineszenzanalysator von Eco Physics, der Sauerstoffgehalt im Abgas wurde mit einem paramagnetischen Sauerstoffanalysator der Firma Emerson gemessen. Für die Messung von unverbrannten H_2 -Molekülen wurde ein H-Sense von V+F Analyse- und Messtechnik eingesetzt.

Indiziermesstechnik

Der Großteil der Indiziermesstechnik stammt von der AVL List GmbH (Indiset Advanced 631, IFEM-Verstärker, Drehwinkelgeber 365C). Am Einzylinder-FOMO wurden folgende Größen indiziert:

- Zylinderdruck (AVL GH12D und GH13P)
- Saugrohrdruck (AVL GU21C)
- Saugrohrreferenzdruck (PMP 4070)
- Auspuffdruck (AVL GU21C)
- Auspuffreferenzdruck (PMP 4070)
- Düsennadelhub
- Ansteuersignal Injektor (TTL)
- Zündsignal (primärseitiger Ladestrom der Zündspule)

Die OT-Einpassung erfolgte mittels kapazitiver OT-Sonde, die Einpassung des Zylinderdrucks erfolgte über den kurbelwinkel aufgelösten absoluten Saugrohrdruck nach [45].

4 Selbstzündung

Die im Vergleich zum konventionellen Dieselkraftstoff hohe Selbstzündungstemperatur von $585\text{ }^\circ\text{C}$ (853 K), Tabelle 1.2, stellt eine große Herausforderung für selbstgezündete Brennverfahren mit Wasserstoff dar.

4.1 Theoretische Betrachtungen

Berechnung Zündverzug

Mit dem Reaktionskinetikprogramm CANTERA wurden unter Verwendung des Reaktionsmechanismus GRI-Mech 3.0 grundlegende Berechnungen des Zündverzugs von Wasserstoff-Luft-Gemischen durchgeführt. In Bild 4.1 ist die Abhängigkeit des Zündverzugs vom Luftverhältnis dargestellt. Die Berechnung erfolgte für eine Gleichraum-

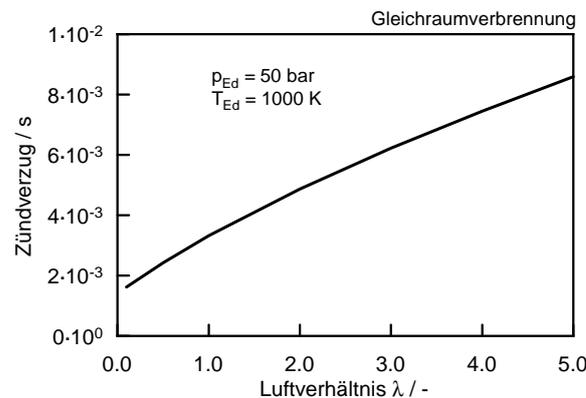


Bild 4.1: Berechnete Zündverzüge von Wasserstoff-Luft-Gemischen

verbrennung, Druck und Temperatur der Edukte wurden dabei konstant gehalten. Der Zündverzug steigt unter den gegebenen Randbedingungen mit dem Luftverhältnis.

In Bild 4.2 sind die berechneten Zündverzüge in Abhängigkeit der Edukt drücke und -temperaturen für eine Gleichraumverbrennung dargestellt. Der Zündverzug sinkt erwartungsgemäß sowohl für das stöchiometrische Luftverhältnis als auch für $\lambda = 4$ mit steigender Temperatur. Die Abhängigkeit des Zündverzugs vom Druck der Edukte, welche bei tieferen Edukttemperaturen stark ausgeprägt ist, kann sich für die Anwendung im Verbrennungsmotor vorteilhaft aufwirken. Hieraus kann abgeleitet werden, dass ein hoher Verdichtungsdruck die Selbstzündung begünstigen kann.

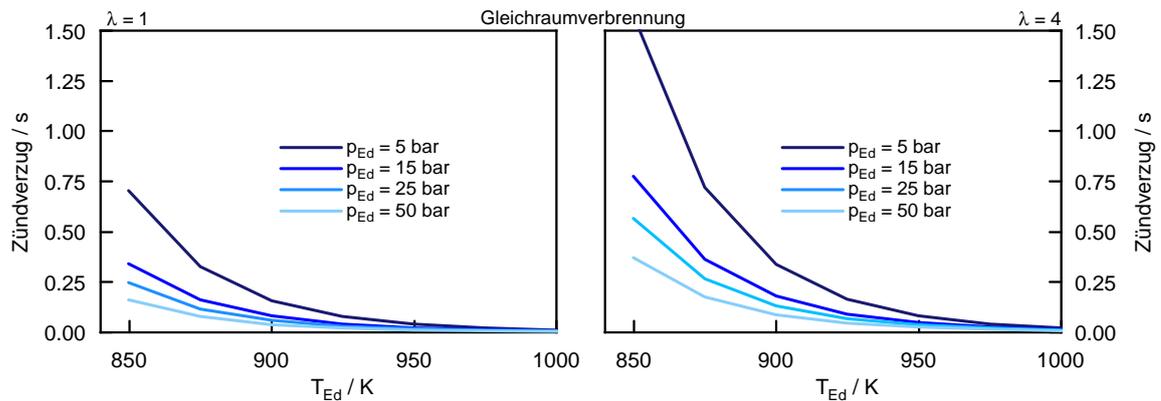


Bild 4.2: Berechnete Zündverzüge von Wasserstoff-Luft-Gemischen in Abhängigkeit von Druck und Temperatur der Edukte

Die Abgasrückführung kann die Selbstzündung sowohl thermisch als auch durch im Abgas enthaltene Radikale beeinflussen. Der Einfluss der bei einer Wasserstoffverbrennung relevanten Radikale auf den Zündverzug wurde für einen idealisierten Fall berechnet. Für eine isochore $\lambda = 2$ Verbrennung wurden die Zündverzüge mit Cantera unter Verwendung von GRI-Mech 3.0 für verschiedene Konzentrationen der Radikale O, H, OH und NO bzw. H_2O berechnet. In Bild 4.3 sind die Zündverzüge über der Konzentration der einzelnen Radikale bzw. H_2O aufgetragen. Die Radikale O, H, OH und NO verringern den Zündverzug jeweils in einer ähnlichen Größenordnung, wobei NO den Zündverzug am wenigsten verringert und alle Radikale zusammen am meisten. Wasserdampf vergrößert den Zündverzug ab einer Konzentration von ca. 10 Prozent.

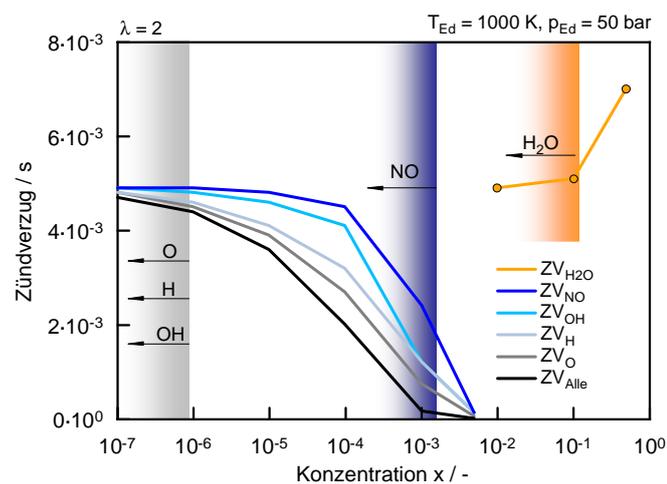


Bild 4.3: Einfluss von einzelnen Radikalen und Wasserdampf auf den Zündverzug für ein idealisiertes Modell mit eingezeichneten Konzentrationsbereichen der Radikale und H_2O im Abgas

Es stellt sich die Frage, in welcher Konzentration die einzelnen Radikale im Motorbetrieb vorkommen können. Zur Abschätzung wurde wiederum für $\lambda = 2$ ein idealisiertes Modell herangezogen. Zuerst wurde mit SPUGAZER ein vollkommener Motor mit $\varepsilon = 22$ und einer $\lambda = 2$ Verbrennung im Saugbetrieb berechnet. Im Anschluss wurde ein 0D-Modell mit dem Reaktionskinetikprogramm CHEMKIN für eine adiabate Kolbenmaschine mit gleicher Motorgeometrie aufgesetzt. Aus der Berechnung des vollkommenen Motors wurden Verbrennungsdruck, -temperatur und die Stoffzusammensetzung nach Abschluss der Verbrennung als Startbedingung für eine adiabate Kolbenmaschine mit gleichem Volumenverlauf in CHEMKIN vorgegeben, welche im ZOT mit der Expansion mit 2000 min^{-1} startet. Die Expansion wird in CHEMKIN unter Berücksichtigung der Reaktionskinetik berechnet (GRI-Mech 3.0). Die Konzentrationsbereiche der einzelnen Radikale im UT nach Aö sind in Bild 4.3 als farbige Bereiche eingezeichnet. Die Konzentrationen von O,H und OH liegen in der Größenordnung 10^{-6} oder deutlich kleiner und beeinflussen den Zündverzug kaum. Die Konzentration von NO liegt bei ca. einem Prozent und kann den Zündverzug deutlich minimieren. Bei NO unterscheiden sich die Ergebnisse aus den Reaktionskinetikberechnungen mit denen aus der Berechnung mit chemischen Gleichgewicht um einige Zehnerpotenzen, bei O,H und OH liegen die Ergebnisse beider Berechnungen in der gleichen Größenordnung, d.h. die Reaktionen laufen sehr schnell ab. Selbst NO dürfte unter den gegebenen Randbedingungen den Zündverzug in diesem idealisierten Motormodell nicht beeinflussen, da die in Bild 4.3 eingezeichneten Konzentrationsbereiche im reinen Restgas vorliegen, welches sich noch mit der vergleichsweise kühlen Ansaugluft je nach AGR-Rate vermischen muss.

Mischtemperatur durch Einblasung

Die Temperatur der Edukte hat einen großen Einfluss auf den Zündverzug, Bild 4.2. Neben dem Verdichtungsverhältnis und der Ansaugluftvorwärmung hat auch die Einblasung des Kraftstoffs einen großen Einfluss auf die Verdichtungsendtemperatur. In Bild 4.4 sind die mit SPUGAZER berechneten Verdichtungsendtemperaturen des vollkommenen Motors über dem Einblasezeitpunkt für verschiedene Luftverhältnisse dargestellt. Die Verdichtungsendtemperatur steigt mit früher werdendem Einblasezeitpunkt für eine konstante Einblasemenge. Die Verdichtungsendtemperatur ohne Einblasung liegt unter gegebenen Randbedingungen bei 1140 K, die Einblasung bewirkt je nach Einblasezeitpunkt ein Aufheizen oder Abkühlen der Gastemperatur im Zylinder. Bei früher Einblasung steigt die Verdichtungsendtemperatur mit der Gemischanfechtung, ab ca. 60 Grad Kurbelwinkel kehrt sich dieser Effekt um.

4.2 Vorstudien

Mit den experimentellen Untersuchungen am Motorprüfstand wurde im ersten Schritt geklärt, ob und unter welchen Bedingungen ein dieselähnliches Brennverfahren mit

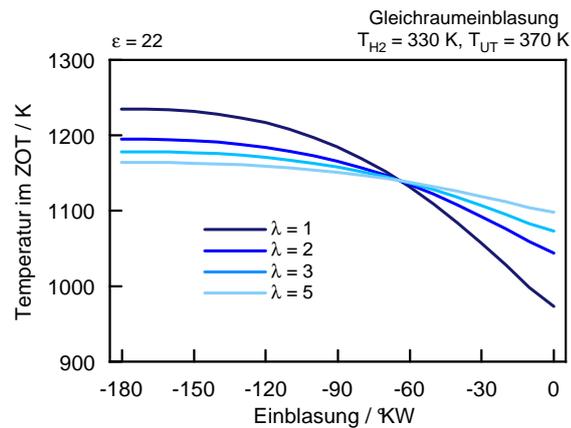


Bild 4.4: Mischtemperatur im ZOT über dem Einblasezeitpunkt für verschiedene Luftverhältnisse

Wassertstoff durch Selbstzündung realisierbar ist. Da der in Kapitel 3.2.1 beschriebene H_2 -Einzylinderforschungsmotor mit Dieselgeometrie in der ersten Projektphase noch entwickelt und gefertigt wurde, wurden experimentelle Voruntersuchungen am H_2 -FOMO mit Ottogeometrie durchgeführt. Das Verdichtungsverhältnis konnte mittels Aufbaukolben auf 16.5 erhöht werden, jedoch ergab sich dadurch für eine dieselähnliche Verbrennung ein sehr unvorteilhafter Brennraum.

In erster Linie sollten bei den Voruntersuchungen erste Erfahrungen mit selbstzündeten Wasserstoffbrennverfahren gemacht werden und verschiedene Einflüsse untersucht werden. Durch schrittweise Erhöhung der Ansaugluftvorwärmung gelangen erste stabile Selbstzündungen erst ab einer Ansauglufttemperatur von 160°C und sehr frühen Einblasezeitpunkten, eine späte Einblasung nach Vorbild eines Dieselmotors konnte selbst mit Ansauglufttemperaturen von über 200°C nicht erreicht werden. Hauptgrund dafür dürften vor allem das beschränkte Verdichtungsverhältnis und die für die Wasserstoffselbstzündung unvorteilhafte Brennraumgeometrie sein. Die Grenzen für stabile Selbstzündungen waren durch Klopfen und Verbrennungsaussetzer stark eingeschränkt, was aber im Kapitel 4.3 anhand der Untersuchungen am H_2 -FOMO mit Dieselgeometrie genauer erläutert wird. Neben der Ansauglufttemperatur wurde auch der Einfluss der Parameter Abgasrückführung, Aufladung, Injektorposition und Ladungsbewegung untersucht. Dabei beeinflusste erwartungsgemäß die Ansauglufttemperatur die Selbstzündungsbedingungen am meisten, daneben auch die Abgasrückführung und die Aufladung. Zusätzliche Ladungsbewegung, welche durch Schließen eines Saugkanals erzeugt wurde, beeinflusste die Bedingungen für Selbstzündung nur gering, da der größte Anteil der Turbulenz durch die Einblasung erzeugt werden dürfte.

Die Ergebnisse dieser Voruntersuchungen wurden von Schauer [39] ausführlich dokumentiert. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf den H_2 -Diesel-FOMO, auf die

Voruntersuchungen mit dem H₂-Otto-FOMO wird nicht näher eingegangen.

4.3 Möglicher Betriebsbereich

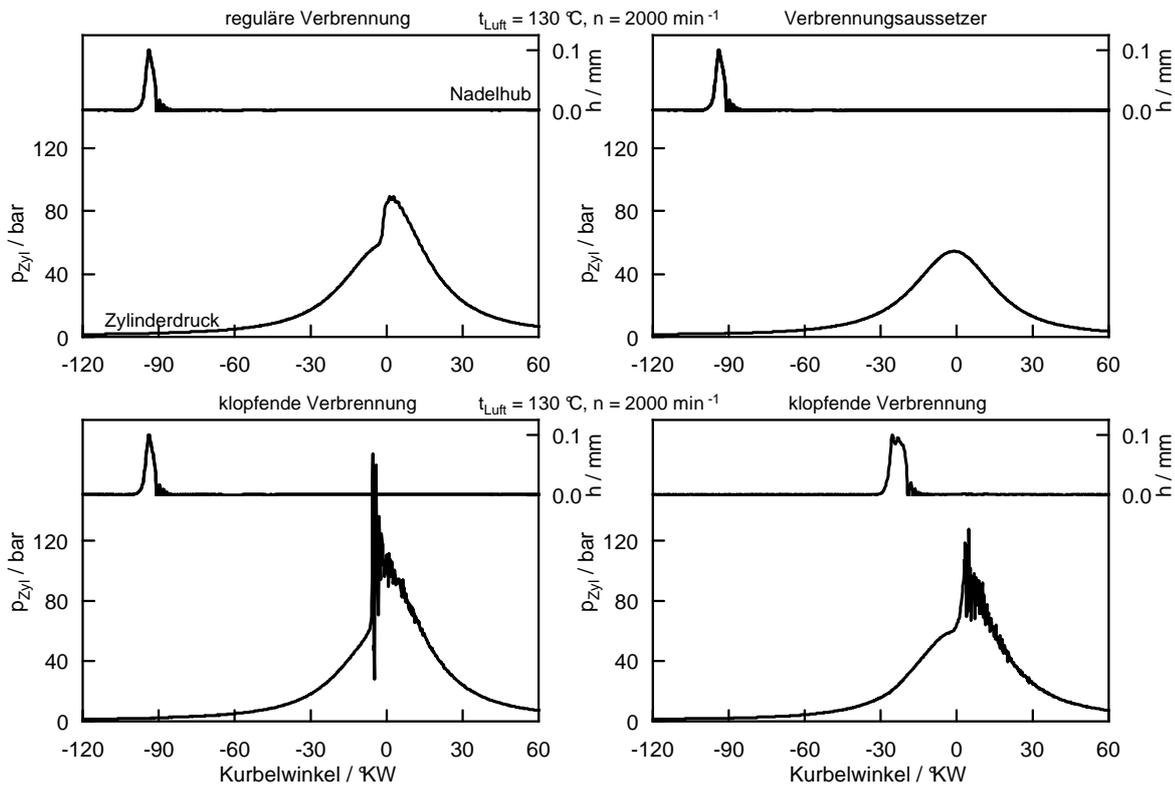


Bild 4.5: Selbstzündung und mögliche Verbrennungsanomalien

Für die experimentellen Untersuchungen zur Wasserstoff-Selbstzündung mit dem H₂-Diesel-FOMO wurde von den zur Verfügung stehenden Verdichtungsverhältnissen $\varepsilon = 22$ gewählt. Die Drehzahl wurde bei 2000 min^{-1} festgelegt und der Einblasedruck bei 200 bar.

Ohne Ansaugluftvorwärmung konnten keine stabilen Selbstzündungen realisiert werden. Durch sukzessive Steigerung der Ansaugluftvorwärmung wurden erste Selbstzündungen bei früher Einblasung beobachtet, Bild 4.5 oben links. Es wurden jedoch auch Verbrennungsanomalien in Form von Verbrennungsaussetzern (Bild 4.5 oben rechts) und klopfartigen Verbrennungen – in Folge als Klopfen bezeichnet – sowohl bei frühen als auch bei vergleichsweise späten Einblasungen (Bild 4.5 unten) beobachtet.

Klopfen sowie aus Sicherheitsgründen hohe Konzentrationen an unverbranntem Wasserstoff im Abgas sind unbedingt zu vermeiden. Um letzteren vorzubeugen, wurden die Grunduntersuchungen zur Selbstzündung mit einer Zündkerze und sehr spätem Zünd-

zeitpunkt (40 Grad Kurbelwinkel nach ZOT) gefahren, damit bei Verbrennungsaussetzern der unverbrannte Wasserstoff möglichst noch im Brennraum umgesetzt wird.

Für die weiteren Untersuchungen war von Interesse, unter welchen Bedingungen (Ansauglufttemperaturen, Einblasezeitpunkte) am H₂-Diesel-FOMO eine stabile Selbstzündung möglich ist. Für eine konstante Ansauglufttemperatur bei fixem Einblasezeitpunkt ist die Last nach oben durch Klopfen begrenzt, nach unten durch Verbrennungsaussetzer; die Grenzen werden in Folge als Klopf- und Magergrenze bezeichnet. In Bild 4.6 ist je ein Betriebspunkt für Klopf- und Magergrenze bei einer Ansaugluft-

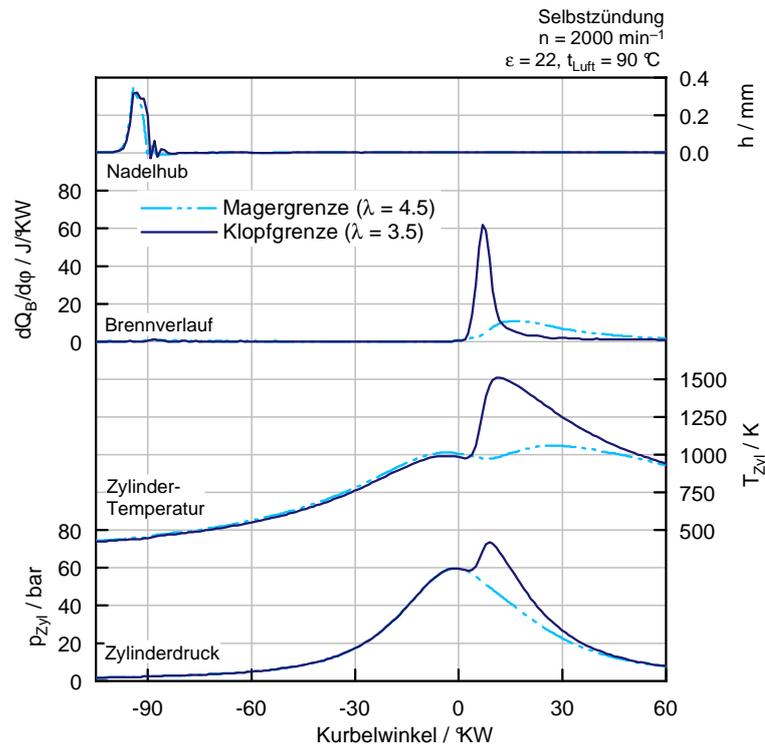


Bild 4.6: Klopf- und Magergrenze bei früher Einblasung

temperatur von 90 °C und früher Einblasung dargestellt. Selbstzündung ist unter den gegebenen Randbedingungen nur in einem sehr schmalen Luftverhältnisbereich von 3.5 bis 4.5 möglich. Die Einblasemengen unterscheiden sich kaum, was am Nadelhub ersichtlich ist. Die Verbrennung an der Klopfgrenze ist sehr kompakt, der Großteil des Kraftstoffs setzt innerhalb weniger Grad Kurbelwinkel um. Die maximale Druckanstiegsrate beträgt 4.4 bar/°KW und der Variationskoeffizient des Mitteldrucks (COV) 1.2 Prozent. Der Betriebspunkt an der Magergrenze, wo gerade noch keine Verbrennungsaussetzer auftreten, hat einen COV von 17.6 Prozent. An der Magergrenze dürfte das Kraftstoff-Luftgemisch gerade noch für die Dauer des Zündverzugs der Selbstzündtemperatur (oder höher) ausgesetzt sein.

Sowohl bei der Klopf- als auch bei der Magergrenze startet die Verbrennung jeweils um den ZOT, da nur in diesem schmalen Kurbelwinkelbereich unter gegebenen Randbedingungen die Selbstzündungstemperatur ausreichend lang überschritten wird. Die in Bild 4.6 gezeigten Betriebspunkte entsprechen einem HCCI-Brennverfahren.

Im nächsten Schritt wurden die Klopf- und Magergrenzen für verschiedene Einblasezeitpunkte bei gleicher Ansauglufttemperatur am Prüfstand ermittelt, die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Bild 4.7 als „Lambdafenster“ zusammengefasst. Der

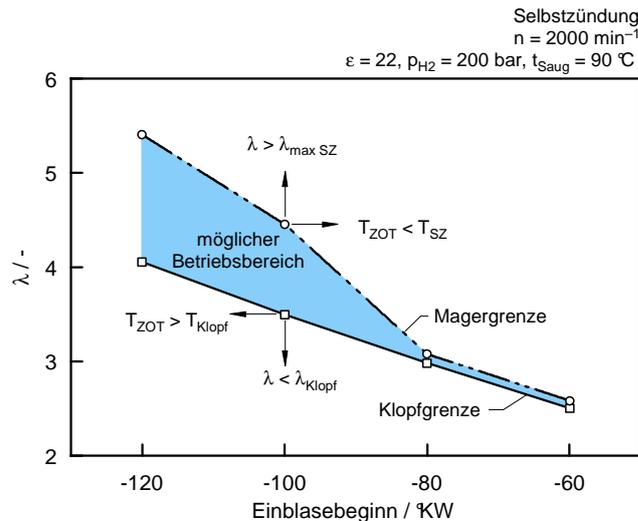


Bild 4.7: Lambdafenster: möglicher Betriebsbereich mit H₂-Selbstzündung bei 90 °C Ansauglufttemperatur

mögliche Betriebsbereich mit Wasserstoff-Selbstzündung unter gegebenen Randbedingungen ist durch die Klopf- und Magergrenze stark eingeschränkt. Die Verbrennung beginnt bei allen Messpunkten in Bild 4.7 um den ZOT. Die Kurbelwinkeldauer von Beginn der Einblasung bis zum Verbrennungsstart kann deshalb direkt von Bild 4.7 abgelesen werden und wird im Folgenden Zündverzug genannt.

Verringert man an der Magergrenze die eingebrachte Kraftstoffmenge, so wird das Luftverhältnis größer als das maximal mögliche Luftverhältnis ($\lambda_{\text{max SZ}}$) für Selbstzündung und der Zündverzug wird für eine stabile Selbstzündung zu groß, siehe auch Bild 4.1. Eine Spätverlegung der Einblasung an der Magergrenze dürfte zum Einen durch kühler werdende Mischtemperaturen im ZOT (Bild 4.4) und zum Anderen durch Verringerung der zur Verfügung stehenden Zeit für Vorreaktionen zu Verbrennungsaussetzern führen. Grundsätzlich kann man davon ausgehen, dass die Ladung mit früher werdender Einblasung homogener wird [21]. Doch selbst bei sehr frühen Einblasungen darf man nicht davon ausgehen, dass die Ladung im ZOT vollständig homogenisiert, da dies selbst bei äußerer Gemischbildung von Wasserstoff-Erdgas-Gemischen nicht der Fall ist [40].

Erhöht man an der Klopfgrenze die eingebrachte Kraftstoffmenge, tritt Klopfen auf. Der Grund dürfte in dem mit fetter werdendem Gemisch sich verkürzenden Zündverzug liegen, Bild 4.1, sodass kurz nach Verbrennungsstart ein größerer Teil des Kraftstoffs detonativ verbrennt. Eine Verlagerung der Einblasung in Richtung früh erhöht die Mischtemperatur im ZOT, Bild 4.4, die Ladung wird homogener und es steht mehr Zeit für Vorreaktionen zur Verfügung und führt ebenfalls zu Klopfen. Mit einer späteren Einblasung als 60 Grad Kurbelwinkel $vZOT$ ist unter gegebenen Randbedingungen keine Selbstzündung möglich.

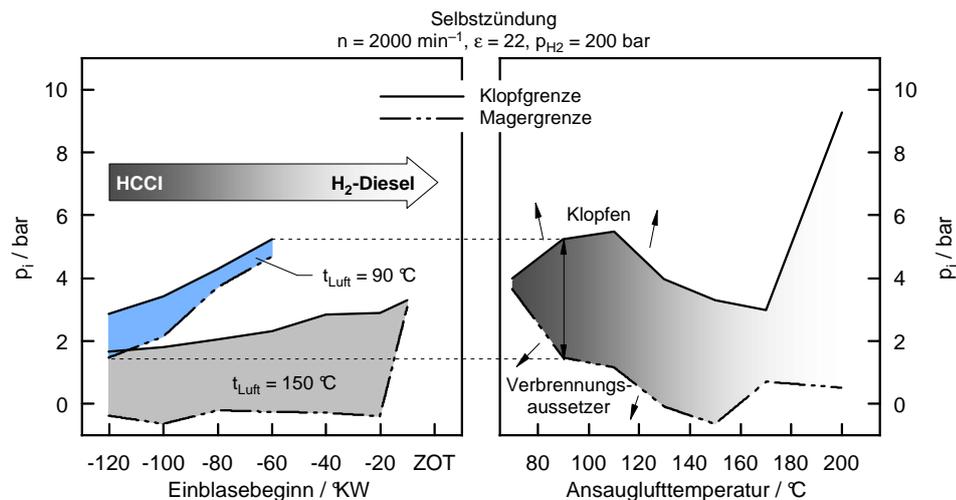


Bild 4.8: Mitteldruckfenster

In Bild 4.8 links sind analog zum Lambdafenster die zugehörigen Mitteldrücke von Klopf und Magergrenze über dem Einblasezeitpunkt aufgetragen. Mit 90 °C Ansaugluftvorwärmung ist ein p_i von knapp 2 bis 5 bar möglich. Mit 150 °C Ansaugluftvorwärmungen sind deutlich spätere Einblasungen als mit 90 °C möglich, jedoch ist die erreichbare Last geringer. Die Magergrenze reicht bis zu minimalen Lasten, die negativen indizierten Mitteldrücke können bei sehr geringen Einblasemengen durch Wandwärmübergang und Ladungswechselverlust entstehen. Die frühen Einblasungen entsprechen HCCI-Brennverfahren, die späten Einblasungen bis 10 Grad Kurbelwinkel $vZOT$ sind einem konventionellen Dieselmotoren sehr ähnlich.

In Bild 4.9 sind die Indizierdaten der spätesten möglichen Einblasung bei 150 °C Ansaugluftvorwärmung aus Bild 4.8 aufgetragen. Unter den gegebenen Randbedingungen ergibt sich eine Verdichtungsendtemperatur von 1100 K, die Verbrennung startet kurz nach dem ZOT bei ca. 2 Grad Kurbelwinkel und läuft sehr kompakt ab. Der Zündverzug beträgt 10 Grad Kurbelwinkel, das entspricht ca. 0.8 Millisekunden, was mit den Angaben von Precht et al. [37] übereinstimmt. Entgegen den Erwartungen ist die Last selbst bei Zündverzügen unter einer Millisekunde durch Klopfen nach oben begrenzt. Offensichtlich ist der Zündverzug noch immer für eine Teilhomo-

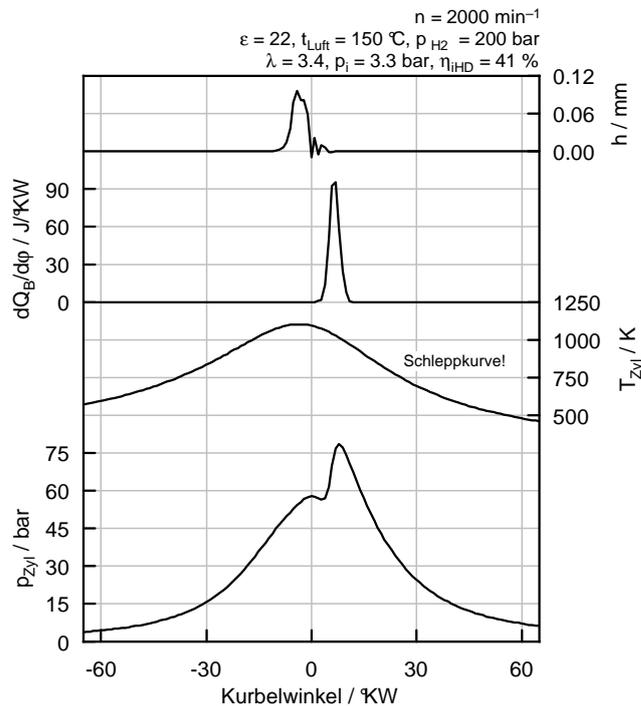


Bild 4.9: Spätester möglicher Einblasezeitpunkt an der Klopfgrenze bei 1100 K Verdichtungs- endtemperatur

genisierung des Kraftstoff-Luftgemisches ausreichend, sodass bei Überschreiten einer Temperaturschwelle nach dem Verbrennungsstart ein großer Teil des Gemischs gleichzeitig verbrennt. Solange der Einblasebeginn wie in Bild 4.9 vor Verbrennungsstart abgeschlossen ist, verstärkt sich dieses Phänomen mit längeren Einblasedauern, da mehr Kraftstoff vor Verbrennungsbeginn aufbereitet wird. Eine Senkung des Einblasedrucks könnte diesem Problem entgegenwirken, jedoch würde dadurch das Hochlast- und Wirkungsgradpotenzial durch lange Brenndauern von vorne herein eingeschränkt werden. Die Druckerhöhungsrate der gemittelten Indizierdaten von $8.3 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$ in der Teillast ist etwa um das doppelte höher als bei modernen PKW-Dieselmotoren, teilweise wurden Spitzenwerte von $25 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$ in einzelnen Zyklen erreicht. In Bild 4.10 sind einige Einzelzyklen aus Bild 4.9 gezeigt. Deutliche Schwankungen im Verbrennungsstart und teilweise klopfende Verbrennungen weisen auf eine Instabilität an der Klopfgrenze hin. Im gezeigten Punkt fallen Klopf- und Magergrenze zusammen.

Um eine Laststeigerung bis zur Vollast mit einfacher Einblasung zu erreichen, müssen die Zündverzüge noch weiter verkürzt werden und die Verbrennung muss stabil ablaufen. Dies wurde durch eine weitere Erhöhung der Ansauglufttemperatur erreicht. Es wurde erst bei 200 °C unter gegebenen Randbedingungen der Zündverzug so weit minimiert, dass eine Laststeigerung bis zur Saugvollast möglich ist. In Bild 4.8 rechts sind über der Ansauglufttemperatur jeweils die minimale und maximale erreichbare

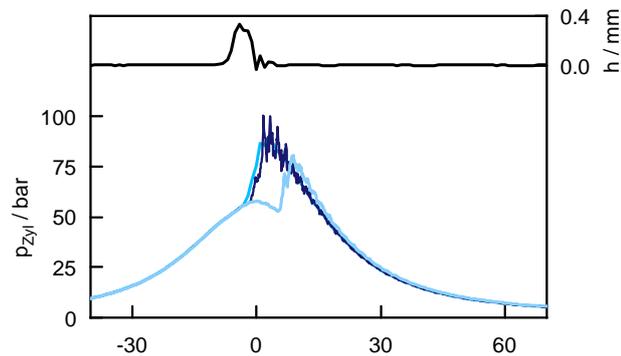


Bild 4.10: Einzelzyklen bei später Einblasung an der Klopfgrenze

Last aller gemessenen Mitteldruckfenster aufgetragen. Durch die hohe Ansauglufttemperatur sinkt die Luftdichte und somit der auf den Außenzustand bezogene Luftaufwand, weshalb die erreichbare Saugvolllast unter einem indizierten Mitteldruck von 10 bar liegt.

4.4 Einfluss Aufladung

Der Einfluss der Aufladung auf das Selbstzündverhalten ist in Bild 4.11 in Form von Lambda- und Mitteldruckfenstern bei einer Ansauglufttemperatur von 70 °C dargestellt, welche im Schleppbetrieb eine Verdichtungsendtemperatur von ca. 970 K zur Folge hat. Das Lambdafenster kann durch Aufladung (500 mbar) bei gleicher Ansaug-

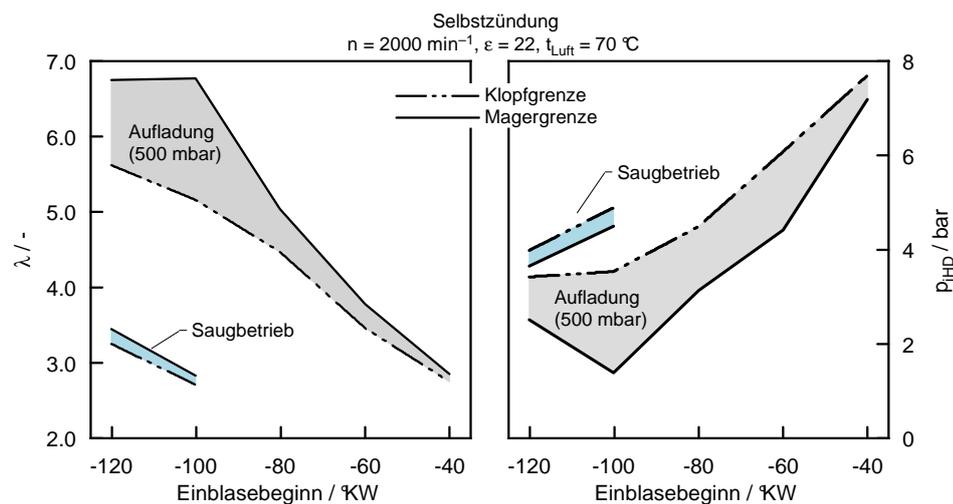


Bild 4.11: Mögliche Betriebsbereiche im Saug- und Aufladebetrieb bei 70 °C Ansauglufttemperatur

lufttemperatur deutlich aufgeweitet werden, zudem sind deutlich spätere Einblasungen als im Saugbetrieb möglich, sodass ein weitaus größerer Lastbereich abgedeckt werden kann. Der größte Einfluss dürfte auf das mit höheren Drücken verbesserte Selbstzündverhalten zurückzuführen sein, Bild 4.2. Des weiteren könnte sich die Gemischbildung durch höhere Gegendrücke vorteilhaft verändern, indem der eingeblasene Wasserstoff nicht so leicht an die vergleichsweise kalten Brennraumwände gelangt. Die Verdichtungsendtemperatur ändert sich bei sonst gleichen Randbedingungen nur wenig mit dem Aufladegrad.

Erhöht man die Ansauglufttemperatur auf 110 °C, so ist der Vorteil der Aufladung deutlich geringer, Bild 4.12. Das gesamte Lambdafenster verschiebt sich in einen mageren Bereich und es ist eine um 20 Grad Kurbelwinkel spätere Einblasung möglich. Die Mitteldruckfenster sind auf demselben Niveau. Der Vorteil des höheren Zylinderdrucks durch Aufladung verkleinert sich mit steigender Zylindertemperatur, was mit den theoretischen Betrachtungen aus Bild 4.2 korreliert.

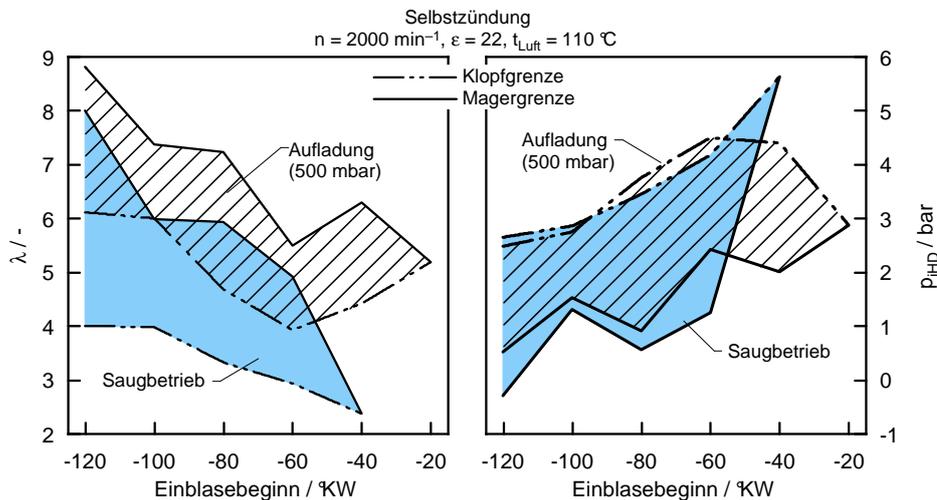


Bild 4.12: Mögliche Betriebsbereiche im Saug- und Aufladebetrieb bei 110 °C Ansauglufttemperatur

4.5 „Klassisches Dieselmotorenverfahren“ mit Wasserstoff

In einer Stichversuchsreihe wurde im Aufladebetrieb die Ansaugluft so weit vorgewärmt, bis mit Wasserstoff ein selbstgezündetes Brennverfahren nach Vorbild des konventionellen Dieselmotors möglich wurde. Bei einer Ansauglufttemperatur von 200 °C konnte ein Zündverzug von ca. 3 Grad Kurbelwinkel erreicht werden, die dazu gehörigen Indizierdaten zeigt Bild 4.13. Der Betriebspunkt zeigt einen lehrbuchartigen Die-

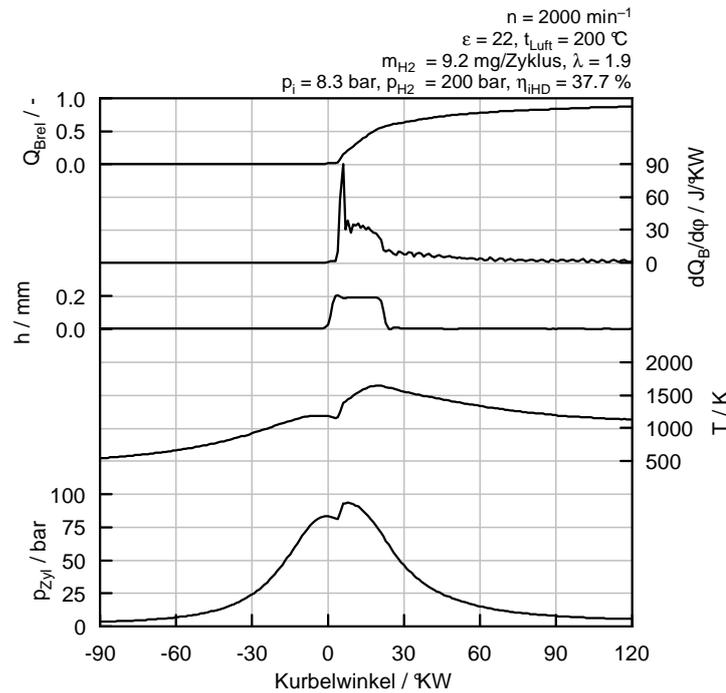


Bild 4.13: Dieselmotorenverfahren mit Wasserstoff

selbstbrennverlauf. Ein Verbrennungsstoß, gefolgt von der Hauptverbrennung mit einer anschließenden verschleppten Verbrennung nach Schließen der Injektornadel. Durch den geringen Zündverzöger sind höhere Lasten möglich, im gezeigten Fall ein p_i von 8.35 bar. Eine weitere Laststeigerung durch Erhöhung der Einblasdauer verlängert die Dauer der Hauptverbrennung und beeinflusst auch die verschleppte Verbrennung. Der Verbrennungsstoß mit dem geringen Anteil an vorgemischter Verbrennung, welche als Ursache für die klopfartigen Phänomene vermutet wird, bleibt weitestgehend unverändert, deshalb sind höhere Lasten nicht durch eine Verstärkung von Klopfen begrenzt. Unter den gegebenen Randbedingungen ist mit einer späten Einblasung von Niedriglasten bis hin zur Vollast alles abdeckbar. Die Verdichtungsendtemperatur beträgt bei Niedriglasten ca. 1140 K, im gezeigten Lastpunkt knapp 1180 K. Der früheste Verbrennungsbeginn wurde mit früher Einblasung erreicht und lag bei 8 Grad Kurbelwinkel vor ZOT. Die maximale Druckanstiegsrate der gemittelten Indizierdaten liegt bei $6.4 \text{ bar/}^\circ\text{KW}$, Einzelzyklen erreichten jedoch über $20 \text{ bar/}^\circ\text{KW}$.

Für den automotiven Einsatz ist ein selbstgezündetes Wasserstoffbrennverfahren nach Vorbild des konventionellen Diesels unter obigen Randbedingungen nicht geeignet, da ein $\varepsilon = 22$ für einen aufgeladenen Motor hinsichtlich Spitzendrücke schon die obere Grenze darstellt und Ansauglufttemperaturen von $200 \text{ }^\circ\text{C}$ im Fahrzeug nur sehr schwer energetisch sinnvoll realisierbar sein dürften. In weiterer Folge wurde abgeklärt, ob Parameter wie Abgasrückführung oder eine Kombination von homogener und nicht

vorgemischter Verbrennung die notwendigen Ansauglufttemperaturen deutlich senken können.

4.6 Abgasrückführung zur Generierung von Selbstzündungsbedingungen

Innere und äußere ungekühlte Abgasrückführung können die Ladungstemperaturen im Zylinder erhöhen und somit die notwendige Ansaugluftvorwärmung für den selbstgezündeten Betrieb verringern.

Innere Abgasrückführung

Für innere Abgasrückführung durch Steuerzeitenverstellung gibt es mehrere Möglichkeiten. Verstellung von A_s in Richtung früh oder Richtung spät, wobei ein frühes Schließen des Auslassventils eine Restgasverdichtung nach sich zieht und den Ladungswechsellaufwand erhöht, was bei einer Verstellung in Richtung spät vermieden werden kann. Wird $E_ö$ in Richtung früh verstellt, so wird heißes Restgas in den Einlasskanal geschoben und im Ansaugtakt wieder in den Zylinder gesaugt. Eine Verstellung der Auslasssteuerzeit Richtung spät sowie des Einlasses in Richtung früh ist aus konstruktiven Gründen jedoch nicht ohne weiteres möglich. In Bild 4.14 sind die Ventilhubkurven und der Kolbenbodenabstand zum Brennraumdach dargestellt. Der

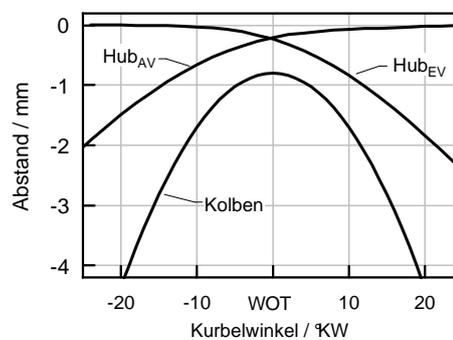


Bild 4.14: Freiraum zwischen Ventilen und Kolben im WOT

Kolbenunterstand beträgt 0,8 mm, die Öffnungs- und Schließrampen der Ventile verringern den Freiraum um weitere 0,2 mm. Sowohl eine Verstellung von $E_ö$ in Richtung früh als auch eine Verstellung von A_s in Richtung Spät sind ohne tiefe Ventiltaschen im Kolben nicht möglich. Diese sind bei Brennräumen für Dieselmotoren besonders nachteilig, da sie zum Einen den Brennraum zerklüften und zum Anderen weniger Volumen für die Gestaltung der Brennraummulde zur Verfügung steht – bei gleicher Verdichtung. Die Konstruktion des Brennraums beim H_2 -Diesel-FOMO wurde

bis auf die Brennraummulde stark an den BMW N47 Dieselmotor angelehnt und entspricht somit dem aktuellen Stand der Technik. Eine Verstellung der Steuerzeiten ist mit dem H₂-Diesel-FOMO aufgrund des starren Ventiltriebs in der derzeitigen Konfiguration nicht möglich.

Obwohl eine Erhöhung des Abgasgegendrucks in der Praxis nicht in Frage kommt, da dadurch der Ladungswechsellaufwand vergrößert wird, stellt diese Methode im Labor eine einfache und beim H₂-Diesel-FOMO die einzige Möglichkeit dar, höhere innere AGR-Raten zu generieren. Mit dieser Methode konnte am Prüfstand mit steigender Motorlast eine Verkürzung der Zündverzüge zu vergleichbaren Punkten ohne innere AGR erreicht werden, da die Ladungstemperatur mit innerer AGR je nach Last um bis zu 200 K gegenüber ohne AGR angehoben wurde. Die verbesserten Selbstzündungsbedingungen dürften rein aus der höheren Temperatur resultieren, da geringe Konzentrationen von Radikalen die Selbstzündung nicht wesentlich beeinflussen, Bild 4.3, sofern homogenes Gemisch von AGR und Ansaugluft im ZOT angenommen wird. Die AGR-Strategie mit erhöhtem Abgasgegendruck wurde nicht weiter verfolgt, da dies bei niedrigen Motorlasten aufgrund niedriger Abgastemperaturen keine nennenswerten Verkürzungen der Zündverzüge ergibt und bei höheren Lasten der Ladungswechsel vergrößert und der Luftaufwand verkleinert werden.

Äußere heiße Abgasrückführung

Bei äußerer heißer AGR können deutlich höhere Restgasgehalte im Brennraum erzielt werden als mit innerer AGR, ohne nennenswerten Ladungswechsellaufwand. Nachteilig wirkt sich die aus konstruktiven Gründen notwendige Mindestlänge der AGR-Leitung am H₂-Diesel-FOMO zwischen Saugrohr und Auspuff aus, über die das Abgas durch Wärmeübergang seine Temperatur verringert. Um diesen Verlust möglichst gering zu halten, ist die AGR Leitung doppelwandig ausgeführt. Bei den Voruntersuchungen mit der Otto-Geometrie hatte sich am Prüfstand gezeigt, dass die Regelbarkeit eines selbstgezündeten Betriebs mit äußerer Abgasrückführung relativ schwierig ist, da auf Verbrennungsaussetzer innerhalb weniger Zyklen heftige klopfartige Verbrennungen auftreten können und es fast unmöglich war, stabile Betriebspunkte anzufahren. Um das Potenzial einer äußeren AGR hinsichtlich einer Generierung von hohen Saugrohrtemperaturen trotzdem bewerten zu können, wurde auf das Glühstift-Brennverfahren zurückgegriffen, welches im Kapitel 5 beschrieben wird. Mit diesem fremdgezündeten Brennverfahren ist es möglich, unabhängig von der Ansauglufttemperatur eine stabile dieselähnliche Verbrennung zu erzeugen, bei der kein Klopfen auftritt.

In Bild 4.15 sind die Ergebnisse dieser Versuchsreihe über der AGR-Rate aufgetragen. T_{Abgas} entspricht der Abgastemperatur im Krümmer beim Eintritt in die AGR-Leitung, T_{AGR} entspricht der Temperatur des rückgeführten Abgases in der AGR Leitung vor Eintritt in das Saugrohr. $T_{\text{Misch, Einlass}}$ ist die Mischtemperatur von nicht vorgewärmter Ansaugluft mit dem heißen Abgas im Saugrohr. Die Versuche wurden bei einer Drehzahl von 2000 min⁻¹ im Saugbetrieb und konstanter Kraftstoffmenge gefah-

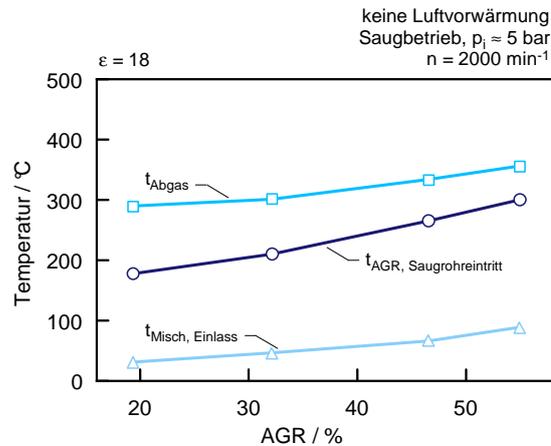


Bild 4.15: Mögliche Ansaugluftvorwärmung durch äußere ungekühlte AGR

ren. Bei geringen AGR-Raten senkt sich die Abgastemperatur über die AGR-Leitung um über 100°C . Bei höheren AGR-Raten erhöht sich die Abgastemperatur, da durch die steigende Ansauglufttemperatur und längere Brenndauern aufgrund zunehmender Sauerstoffausdünnung die Temperaturen im Brennraum bei Aö höher sind. Die resultierende Ansauglufttemperatur im Saugrohr nach Vermischung mit dem heißen Abgas ($T_{\text{Misch Einlass}}$), wird in Summe nur geringfügig erhöht, es werden im besten Fall 100°C nicht erreicht, was für einen stabilen Selbstzündungsbetrieb in einem weiten Lastbereich deutlich zu wenig ist.

Bei einem Restgasgehalt von 19 Prozent und einem $\lambda = 2.4$ wird noch ein p_i von 5.3 bar erreicht, bei gleicher Kraftstoffmasse und 55 Prozent AGR ergibt sich ein Luftverhältnis von 1.1 und ein p_i von 4.4 bar. Große AGR-Raten limitieren sowohl das Wirkungsgrad- als auch das Lastpotential.

4.7 Selbstgezündete Mehrfacheinblasung

Um einen großen Lastbereich mit Selbstzündung unter den gegebenen Randbedingungen abzudecken, sind bei einfacher Einblasung Ansauglufttemperaturen von über 170°C notwendig. Durch Aufteilung der Kraftstoffeinblasung auf zwei Einblaspulse gelingt dies bei deutlich geringeren Ansauglufttemperaturen.

Dabei wird der erste Einblaspuls früh in die Verdichtungsphase eingebracht, wodurch ein global mageres Gemisch im Brennraum im Rahmen der bekannten Lambda-fenster entsteht, welches zu einer sicheren Selbstzündung führt (Pilotverbrennung). Bei der zweiten Einblasung wird der Kraftstoff direkt in die Pilotverbrennung eingeblasen. Die Laststeuerung erfolgt rein über den zweiten Einblaspuls. In Bild 4.16 sind die Indizierdaten einer selbstgezündeten Mehrfacheinblasung dargestellt. Die erste Einblasung wird sehr früh eingebracht, die HCCI-ähnliche Verbrennung startet kurz vor ZOT

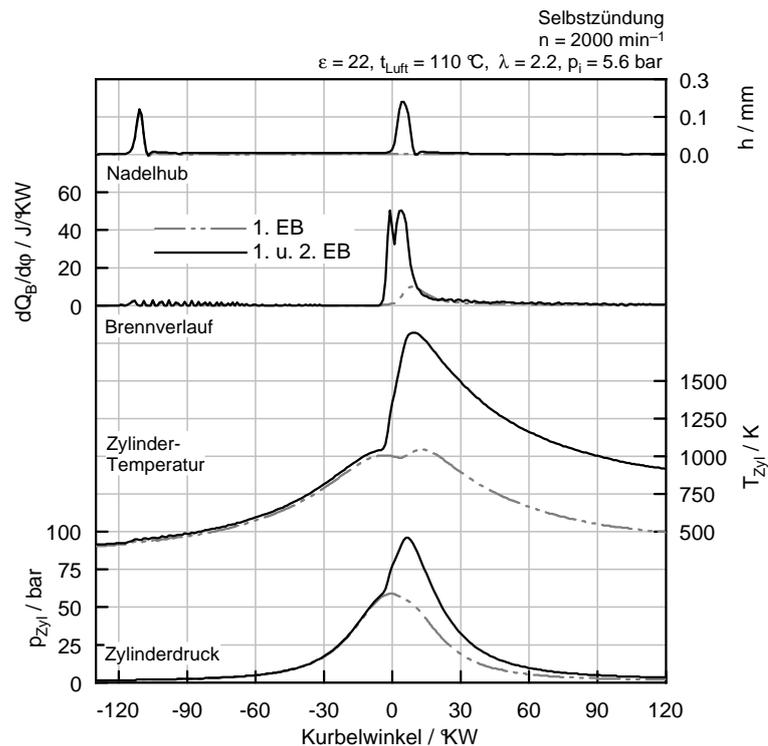


Bild 4.16: Mehrfacheinblasung mit selbstgezündeter Pilotverbrennung

und ist stabil. Im ZOT wird dann die zweite Einblasung gestartet, die Verbrennung startet sofort ohne erkennbaren Zündverzug. Durch die höhere Last steigt die Temperatur des Abgases und der Brennraumwände, dadurch herrscht in der Verdichtung ein leicht erhöhtes Temperaturniveau im Vergleich zur Pilotverbrennung ohne zweite Einblasung und der Brennbeginn der Pilotverbrennung bei Zweifacheinblasung wird in Richtung früh verschoben.

Der Vorteil dieses Brennverfahrens im Vergleich zur Selbstzündung mit einfacher Einblasung besteht in der Möglichkeit, Betriebspunkte in einem großen Last- und Drehzahlbereich mit deutlich niedrigeren Ansaugluftvorwärmungen betreiben zu können. Das gesamte Einfahrtsprogramm des H_2 -Diesel-FOMO, welches Drehzahlen von 1000 bis 4000 min^{-1} und indizierte Mitteldrücke bis 10 bar beinhaltet, wurde mit diesem Brennverfahren absolviert. Unter einer Saugrohrtemperatur von 70 °C ist aber auch dieses Brennverfahren unter den gegebenen Randbedingungen nicht möglich, vgl. Bild 4.8 rechts. Ein weiterer Nachteil dieses Brennverfahrens ist die schlechte bzw. fast unmögliche Regelbarkeit des Brennbeginns der Pilotverbrennung.

4.8 Injektorleckage

Die Hochdruckinjektoren waren während der Untersuchungen zur Selbstzündung hohen Temperaturen im Brennraum ausgesetzt, wodurch die Standzeiten der Injektoren hauptsächlich durch Auftreten von Leckage über die Ventilsitze sehr gering ausfielen.

Verbrennungsanomalie durch Leckage

Eine Glühzündung liegt vor, wenn sich der eingebrachte Kraftstoff an einem heißen Bauteil entzündet. Diese wurde jedoch bei den Untersuchungen zur Selbstzündung nicht beobachtet, was hauptsächlich auf die vorwiegend niedrig gefahrenen Lasten zurückzuführen ist. Eine der Glühzündung sehr ähnliche Verbrennungsanomalie tritt bei starker Injektor-Leckage auf, Bild 4.17. Der eingeblasene Wasserstoff brennt unmittelbar nach Öffnen der Injektornadel an. In dieser kurzen Zeit kann der Kraftstoff noch kein Bauteil im Brennraum erreicht haben, deshalb wird vermutet, dass durch die große Injektorleckage eine kleine Flamme an der Düsenspitze während des gesamten Zyklus erhalten bleibt, an der sich im darauf folgenden Zyklus der frisch eingebrachte Kraftstoff sofort entzündet.

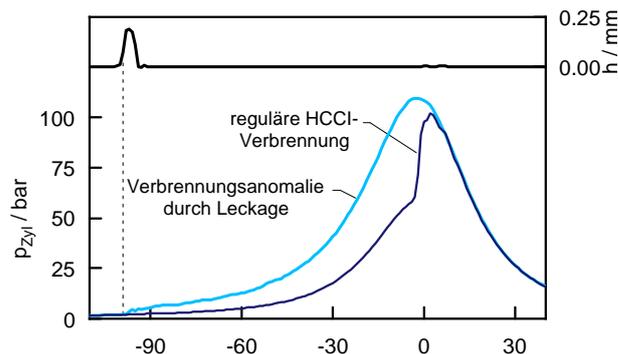


Bild 4.17: Verbrennungsanomalie bei starker Leckage

4.9 Wirkungsgrad, Emissionen

Bei den Untersuchungen zur Wasserstoff-Selbstzündung wurden sämtliche Möglichkeiten getestet, unter welchen Randbedingungen dies möglich ist. Dabei bestand die größte Herausforderung darin, das Wasserstoff-Luftgemisch zu entzünden. Aufgrund der Tatsache, dass unter keinen Randbedingungen, welche in einem Fahrzeug energetisch sinnvoll umsetzbar wären, im gesamten Kennfeldbereich ein selbstgezündeter Betrieb möglich ist, wurde auf eine wirkungsgradorientierte Brennverfahrensentwicklung mit Selbstzündung verzichtet. In Bild 4.18 sind die jeweils besten gemessenen Wir-

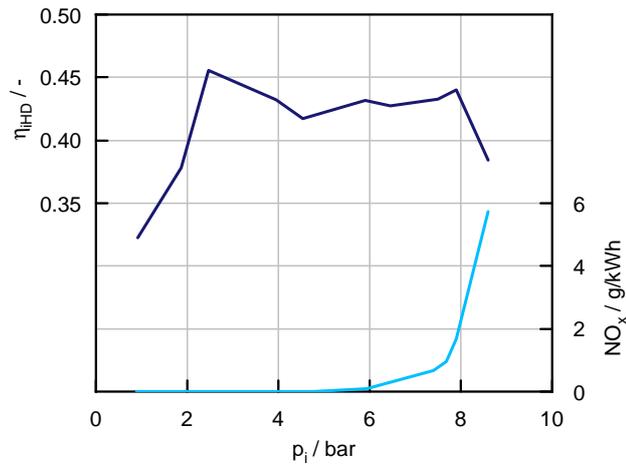


Bild 4.18: Maximale Wirkungsgrade und minimale NO_x -Rohemissionen mit Selbstzündung

kungsgrade und geringsten gemessenen Stickoxidrohmissionen über dem indizierten Mitteldruck aufgetragen. Bis zu $p_i = 5$ bar kann der Motor durch sehr frühe Einblasung und HCCI-Verbrennung stickoxidfrei betrieben werden. Bei höheren Lasten steigen die Emissionen stark an, da der Kraftstoff spät oder mit selbstgezündeter Mehrfacheinblasung eingebracht wird und die Verbrennung ganz oder teilweise nicht vorgemischt abläuft. Die Verbrennung liegt daher ähnlich wie beim konventionellen Dieselmotor zumindest teilweise im Stickoxidbildungsbereich, Bild 1.1.

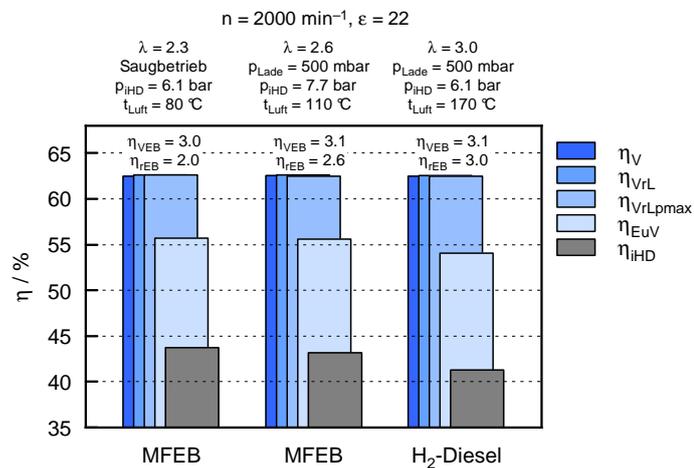


Bild 4.19: Einzelverluste von selbstgezündeten H_2 -Brennverfahren

In Bild 4.19 sind die Verlustteilungen ausgewählter Messpunkte mit Selbstzündung für die selbstgezündete Mehrfacheinblasung (MFEB) und die H_2 -Diesel-Verbrennung jeweils mit Aufladung und eine selbstgezündete Mehrfacheinblasung im freisaugenden

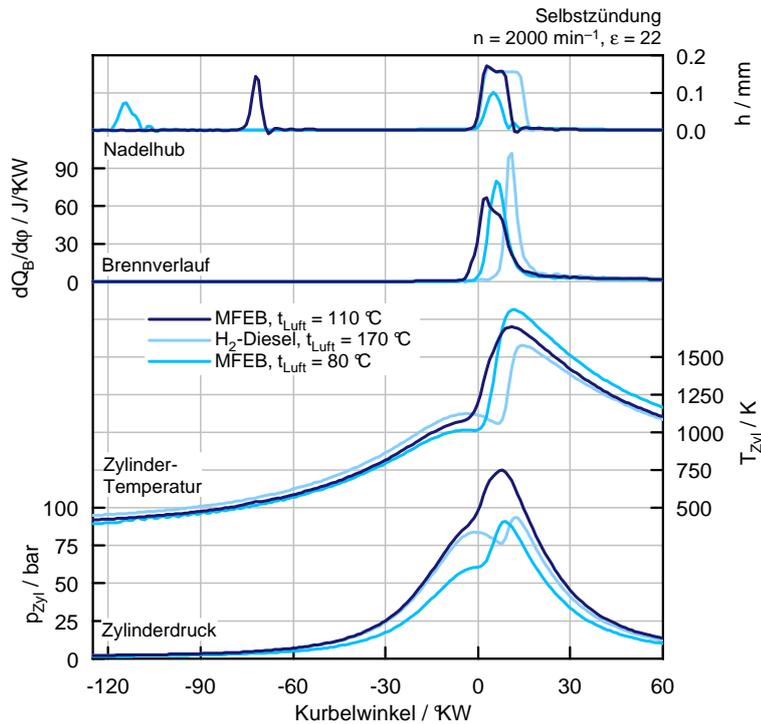


Bild 4.20: Indizierdaten zu den Messpunkten aus Bild 4.19

Betrieb dargestellt, die zugehörigen Indizierdaten der Messpunkte in Bild 4.20. Beim Betriebspunkt mit Mehrfacheinblasung im Saugbetrieb wurde der J43-Injektor eingesetzt und nur im Teilhub betrieben. Das vergleichsweise hohe Wirkungsgradpotenzial des vollkommenen Motors für Wasserstoff mit nicht vorgemischtem Brennverfahren kann von keinem der selbstgezündeten Brennverfahren genutzt werden. Der größte Verlust wird in allen Betriebspunkten durch den hohen Wandwärmeübergang verursacht, der in allen gezeigten Betriebspunkten deutlich über 10 Prozentpunkte ausmacht. Der Verlust durch reale Einblasung und unvollkommene Verbrennung ist bei der selbstgezündeten Mehrfacheinblasung geringer als beim H₂-Diesel Brennverfahren, da letzteres einen größeren Anteil an verschleppter Verbrennung aufweist. Bei allen Verlustteilungen in Bild 4.19 ist der Wirkungsgrad des vollkommenen Motors η_v kleiner als der des vollkommenen Motors mit realer Ladung η_{vTL} . Der Spitzendruck des vollkommenen Motors von 180 bar wird beim Betriebspunkt im Saugbetrieb nicht überschritten, was an der gleichen Höhe von η_{vTL} und dem Wirkungsgrad des vollkommenen Motors mit realer Ladung und Spitzendruckbegrenzung η_{vPmax} erkennbar ist. Bei den aufgeladenen Betriebspunkten wird der Spitzendruck leicht überschritten.

Zur Quantifizierung des Verlusts durch nicht ideale Einblasung sind in den Diagrammen nach der in Kapitel 2.13 beschriebenen Methode berechneten Wirkungsgrade bei idealer und realer Einblasung ohne Verbrennung angegeben. Die Einblasung der H₂-

Selbstzündung

Diesel Verbrennung ist der idealen Einblasung am nächsten und verliert im gezeigten Punkt nur 0.1 Prozentpunkte.

5 Brennverfahren mit Glühstift

Die unbefriedigenden Ergebnisse für ein dieselähnliches Brennverfahren mit Wasserstoff durch Selbstzündung – siehe Kapitel 4 – forderten Alternativen. Die nicht vorge-mischte Verbrennung sollte mit ihren Vorteilen beibehalten werden, die Entzündung des Wasserstoff-Luft-Gemischs muss aus den angeführten Gründen in Kapitel 4 jedoch fremdgezündet erfolgen. Am H₂-Diesel-FOMO kann sowohl eine Zündkerze als auch ein Glühstift eingesetzt werden. In diesem Kapitel wird der Glühstift behandelt, die Fremdzündung durch Zündkerze in Kapitel 6. Um die Standzeiten der Injektoren zu verlängern, wurde die Kühlmitteltemperatur von 85 auf 65 °C reduziert, da eine zu hohe thermische Belastung als häufigste Ausfallursache vermutet wurde und der Injektorsitz im Zylinderkopf vom Kühlmedium gut durchströmt wird.

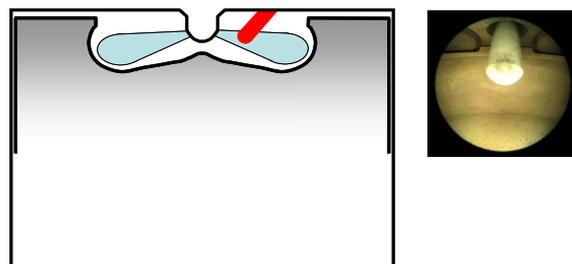


Bild 5.1: Schematische Darstellung der Position des Glühstifts im Brennraum und endoskopische Aufnahme des Brennraums von der zentralen Injektorbohrung in Richtung Glühstift

In Bild 5.1 ist eine schematische Darstellung des Brennraums abgebildet. Der Glühstift ist direkt im Strahlbereich des eingeblasenen Wasserstoffs positioniert und bietet beste Voraussetzungen für eine Oberflächenzündung. Das Foto in Bild 5.1 zeigt eine endoskopische Aufnahme des Brennraums durch die zentrale Injektorbohrung in Richtung Glühstift.

Der Glühstift wurde von einem externen Netzteil versorgt, mit welchem sowohl Strom als auch Spannung geregelt werden kann. Die Untersuchungen wurden bei einer Heizleistung von 45 Watt durchgeführt, wodurch sich bei Messungen in der Luft unter Umgebungsbedingungen eine Oberflächentemperatur von ca. 700 °C ergab.

In Bild 5.2 sind die Indizierdaten des Glühstiftbrennverfahrens für einen mittleren Lastpunkt dargestellt. Die Verbrennung startet ca. 5 Grad Kurbelwinkel nach Öffnen der Injektornadel. Simulationen zur Injektorinnenströmung zeigen, dass zu die-

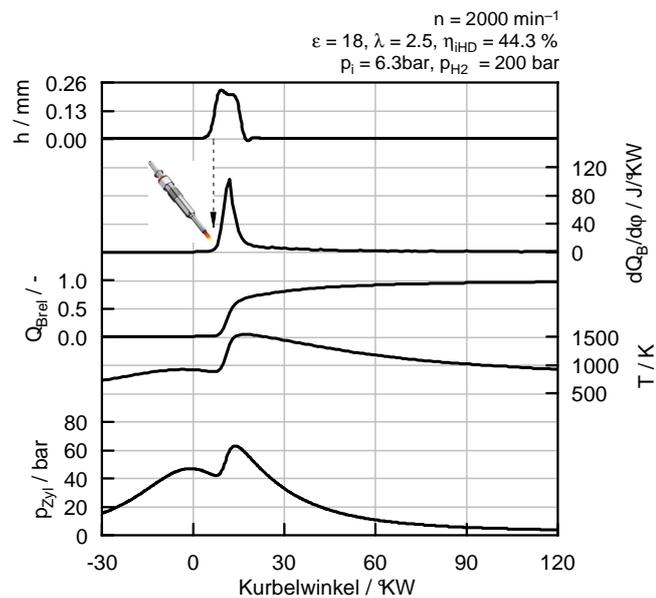


Bild 5.2: Indizierdaten des Glühstiftbrennverfahrens

sem Zeitpunkt der eingebrachte Wasserstoff gerade den Glühstift erreicht hat [21]. Die Verbrennung startet offensichtlich direkt beim Auftreffen der Wasserstoffkeule auf den Glühstift. Die ablaufende Verbrennung steigert Brennraumdruck und -temperatur, sodass nach Erreichen der Selbstzündungsbedingungen alle 16 Einblasekeulen der 16-Lochdüse anbrennen. Ob und in wie weit sich die lokale Flamme im Bereich des Glühstifts vor Erreichen der Selbstzündungsbedingungen auf benachbarte Einblasekeulen ausbreitet, kann mit den Messungen am thermodynamischen FOMO nicht geklärt werden. Die Verbrennung ist im gezeigten Lastpunkt sehr kompakt. Der Hauptverbrennung folgt eine verschleppte Verbrennung, was der relative Summenbrennverlauf $Q_{B,rel}$ verdeutlicht und bei einem nicht vorgemischtem Brennverfahren kaum zu vermeiden ist. Es wird bei wirkungsgradoptimalem Einblasezeitpunkt ein indizierter Hochdruckwirkungsgrad von 44.3 Prozent erreicht. Das Glühstiftbrennverfahren ist sehr robust, die Verbrennung startet zuverlässig – genügend Oberflächentemperatur vorausgesetzt – unmittelbar nach Auftreffen des Wasserstoffs am Glühstift und zeichnet sich durch sehr niedrige COV-Werte aus, im gezeigten Fall 0.6 Prozent. Das Glühstiftbrennverfahren ist einem konventionellen Dieselmotoren im Kaltstart sehr ähnlich.

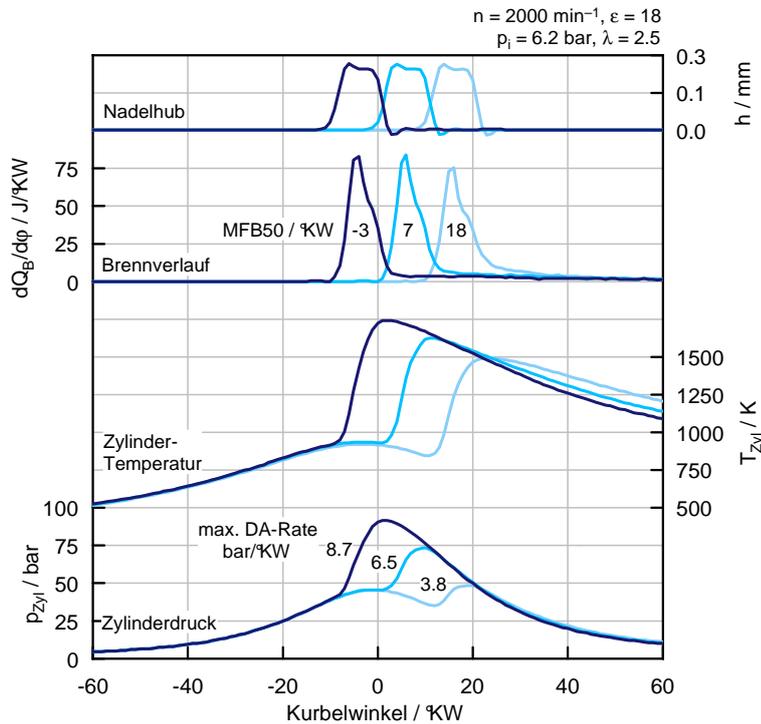


Bild 5.3: Variation des Einblasezeitpunkts bei mittlerer Last

5.1 Einfluss der Einblasung

5.1.1 Einblasezeitpunkt

Für die Ermittlung der Wirkungsgradbestpunkte wurde zu jedem Lastpunkt unter sonst gleichen Randbedingungen eine Variation der Einblasung durchgeführt. Bild 5.3 zeigt eine Variation des Einblasezeitpunkts bei mittlerer Last. Die Zylinderspitzen-drücke und -spitzentemperaturen steigen mit früher werdender Einblasung im Bereich um den ZOT, die Brennvorgänge unterscheiden sich kaum, ebenso die COV-Werte. Die maximale Druckanstiegsrate ist bei Brennbeginn vor ZOT deutlich größer als nach ZOT, da vor ZOT zusätzlich zur Verbrennung die Zylinderladung noch verdichtet bzw. nach ZOT entspannt wird. Der Wirkungsgradbestpunkt liegt im gezeigten Bild 5.3 beim mittleren Einblasezeitpunkt, mit welchem ein wirkungsgradgünstiger MFB50 von 7°KW erreicht wird.

In Bild 5.4 links sind die zugehörigen Einzelverluste zu Bild 5.3 gezeigt. Die Wirkungsgrade η_v , η_{vTL} und $\eta_{vpm\max}$ sind fast identisch, deshalb ist nur η_v eingezeichnet, welcher definitionsgemäß unabhängig vom Einblasezeitpunkt konstant sein muss. η_{EUV} fällt mit MFB50-Lagen nach ZOT stark ab, jedoch wird bei Verlegung des Verbrennungsschwerpunkts in Richtung spät der Wandwärmeübergang minimiert, da die Spitzentemperaturen und -drücke im Zylinder sinken (Bild 5.3) und der Verlust durch

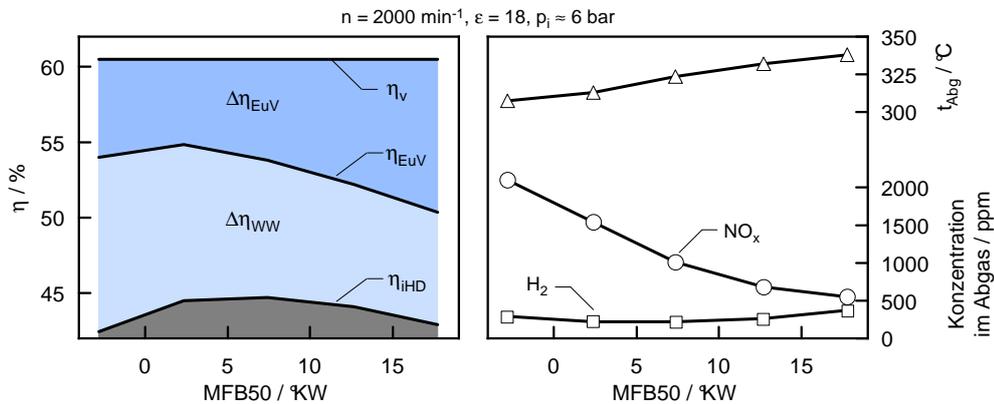


Bild 5.4: links: Verlustteilungen bei verschiedenen Einblasezeitpunkten; rechts: Rohemissionen im Abgas und Abgastemperatur

Einblasung und unvollkommene Verbrennung $\Delta\eta_{EuV}$ teilweise kompensiert wird. Der Wirkungsgradbestpunkt liegt unter gegebenen Randbedingungen bei einem MFB50 von 7 Grad Kurbelwinkel nZOT.

In Bild 5.4 rechts unten sind die zugehörigen relevanten Abgasrohmissionen dargestellt. Die NO_x -Emissionen steigen mit früher werdender Einblasung aufgrund der höheren Temperaturen im Zylinder. In Bild 5.2 sind zwar nur die gemittelten Temperaturen dargestellt, jedoch dürften sich die lokalen Verbrennungstemperaturen in einer ähnlichen Größenordnung zu einander verhalten. Die unverbrannten Wasserstoffemissionen sind vom Einblasezeitpunkt fast unabhängig. Die Abgastemperatur steigt erwartungsgemäß mit späteren Verbrennungslagen, was für die Abgasturboaufladung von Vorteil sein kann.

5.1.2 Injektoren

Die Einfluss der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen unterschiedlichen Konstruktionen der Einblaseventile wurde mit Vergleichsmessungen von HVT-Injektor (Plattenventil mit großem Schadvolumen) und J43-Injektor (kegeliger Nadelsitz mit geringem Schadvolumen) untersucht. Im Prüfstandsbetrieb wurden die verschiedenen Einblasezeitpunkte im Abstand von 5 bzw. 10 Grad Kurbelwinkel auf den Beginn der Ansteuerzeit eingestellt, wobei der HVT-Injektor prinzipbedingt durch die größeren Massen des Plattenventils um 3 Grad Kurbelwinkel verzögert öffnet, deswegen sind die Öffnungszeitpunkte der Nadelhübe von HVT- und J43-Injektor bei Vergleichsmessungen nicht exakt gleich. Für den indizierte Hochdruckwirkungsgrad ist dieser Unterschied im Bereich des Wirkungsgradoptimums sehr gering, siehe auch Bild 5.4 links.

Bild 5.5 zeigt die Indizierdaten einer Vergleichsmessung bei mittlerer Last. Die Hauptverbrennung gestaltet sich beim HVT-Injektor sogar etwas kompakter, jedoch ist der Anteil der verschleppten Verbrennung größer. Der aus dem Brennverlauf ermittelte

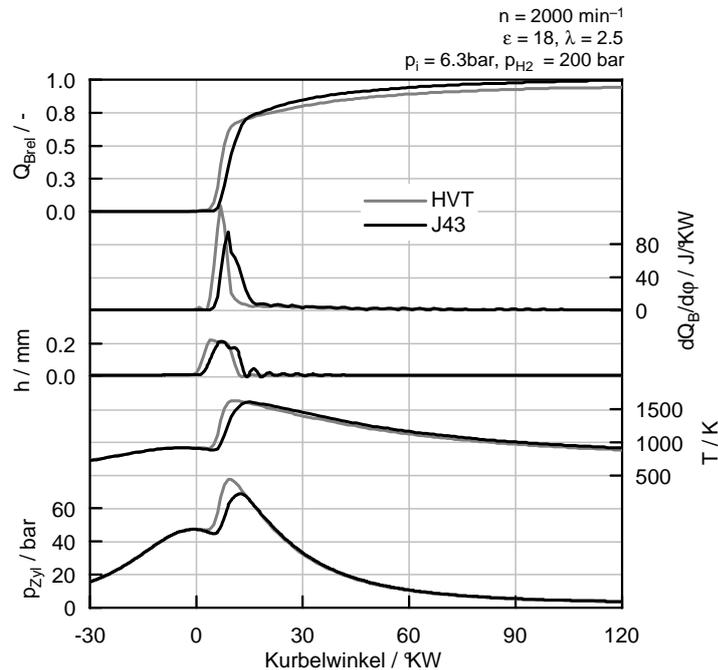


Bild 5.5: Vergleich der Indizierdaten des Glühstiftbrennverfahrens für HVT- und J43-Injektor

Umsetzungsgrad bei Aö erreicht beim J34 einen Wert von 99.8 Prozent, beim HVT-Injektor nur 94.2 Prozent. Ein nicht vorgemischtes Brennverfahren hat prinzipbedingt aufgrund der vergleichsweise schlechteren Durchmischung immer einen gewissen Anteil an verschleppter Verbrennung. Die größere Verschleppung des HVT-Injektors im Vergleich zum J43-Injektor ist jedoch auf das größere Schadvolumen des HVT-Injektors zurückzuführen. Heindl [21] untersuchte unter anderem die Injektorinnenströmung des HVT-Injektors und gibt an, dass sich im unteren Teillastbereich ($p_i = 3.3\text{bar}$) nach Einblaseende bis zu 20 Prozent des eingeblasenen Wasserstoffs im Injektorschadvolumen befinden und diese erst während der Kolbenexpansion in den Brennraum gelangen.

Wie in Kapitel 2.9 bereits erläutert, kann bei nicht vorgemischtem bzw. geschichteten Brennverfahren der aus den unverbrannten Kraftstoffkomponenten im Abgas berechnete Umsetzungsgrad deutlich von dem aus dem Brennverlauf ermittelten abweichen. Dennoch können bei Vergleichsmessungen unter ähnlichen Randbedingungen Tendenzen aus den unverbrannten Kraftstoffkomponenten im Abgas abgelesen werden. In Bild 5.6 sind die unverbrannten Kraftstoffe im Abgas dargestellt. Bis 6 bar indizierten Mitteldruck sind beim J43-Injektor die Unverbrannten sehr gering, beim HVT-Injektor betragen sie aufgrund des Schadvolumens in der Düsenpitze 0.6 Prozent des Heizwerts. Bei höheren Lasten bzw. fetteren Betriebspunkten steigen die Unverbrannten aufgrund ungenügender Durchmischung bei beiden Injektoren gleichermaßen an.

In Bild 5.7 links sind die Verlustteilungen zu den Messpunkten aus Bild 5.5 dar-

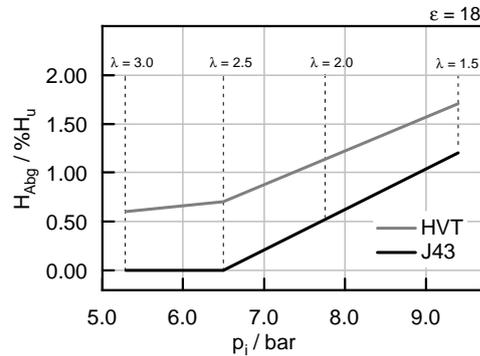


Bild 5.6: Unverbrannter Wasserstoff im Abgas

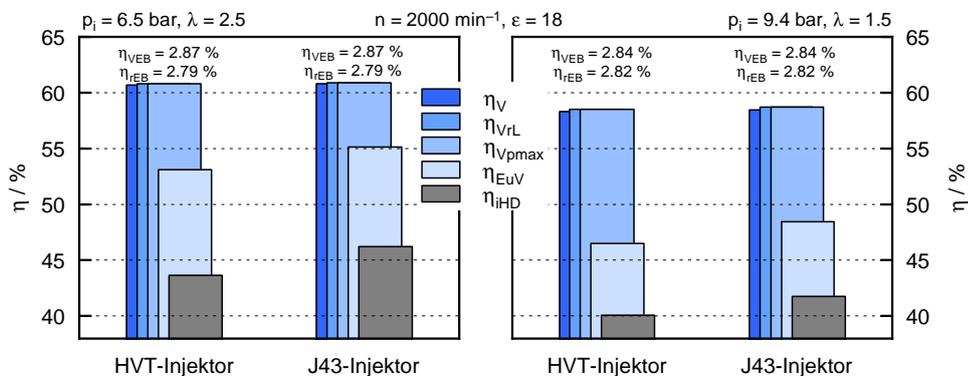


Bild 5.7: Vergleich der Einzelverluste des Glühstiftbrennverfahrens für HVT- und J43-Injektor

gestellt. Der Verlust durch reale Einblasung und reale unvollkommene Verbrennung $\Delta\eta_{EuV}$ ist beim HVT-Injektor deutlich größer und überträgt sich wegen des gleichen Druck- und Temperaturniveaus auch auf η_{iHD} . In Bild 5.7 rechts ist ein Vergleich bei höherer Last dargestellt, der Unterschied der beiden Injektoren sinkt mit steigender Last, da beim HVT-Injektor relativ gesehen weniger Masse im Schadvolumen verbleiben kann.

5.2 Einfluss Verdichtungsverhältnis

Der Wirkungsgrad des vollkommenen Motors steigt mit dem Verdichtungsverhältnis, Bild 1.2. Um das theoretische Potenzial praktisch auszuloten, wurde das Glühstiftbrennverfahren auch mit $\varepsilon = 22$ untersucht. In Bild 5.8 oben sind die indizierten Hochdruckwirkungsgrade von $\varepsilon = 18$ und 22 über der Last im Saugbetrieb unter sonst gleichen Randbedingungen aufgetragen. Entgegen den Erwartungen unterschei-

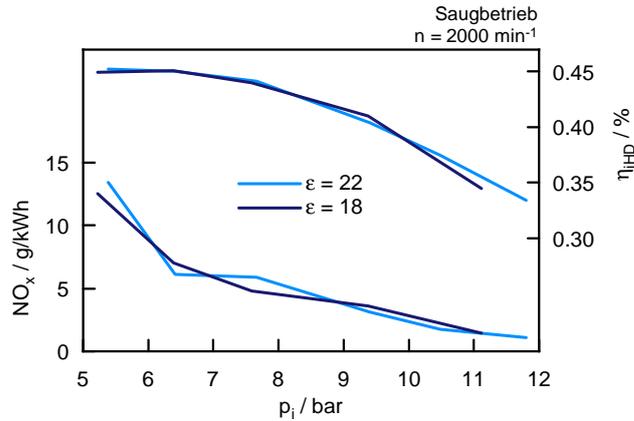


Bild 5.8: Wirkungsgrad und NO_x -Rohemissionen von unterschiedlichen Verdichtungsverhältnissen

den sich im gesamten gezeigten Lastbereich weder die Wirkungsgrade noch die NO_x -Rohemissionen wesentlich. Bild 5.9 zeigt die Indizierdaten der Messpunkte aus Bild 5.8 bei $p_{iHD} = 6.3$ bar. Trotz des unterschiedlichen Verdichtungsverhältnisses unterscheiden sich die Prozesstemperaturen kaum. $\epsilon = 22$ hat durch höhere Wandwärmeverluste nur eine geringfügig höhere Verdichtungsendtemperatur, zumal die Kühlmitteltemperatur auf 65°C gesenkt wurde. Nach Brennbeginn ist die Prozesstemperatur von $\epsilon = 18$ sogar höher, was mehrere Ursachen haben kann: bei $\epsilon = 22$ steht geometrisch weniger „Brennraum“ für die Durchmischung zur Verfügung, die Einblasung könnte aufgrund von Druckverlusten im Injektorsystem teilweise unterkritisch sein und die Verbrennung könnte während der Einblasung näher an den Brennraumwänden ablaufen. Letzteres würde aufgrund der gleich angenommenen Wandwärmeübergangskoeffizienten aber dem Verlust durch reale Einblasung und reale unvollkommene Verbrennung $\Delta\eta_{EuV}$ zugeschrieben werden. Die sich kaum unterscheidenden Prozesstemperaturen erklären auch, warum praktisch kein Unterschied bei den gemessenen NO_x -Rohemissionen besteht, da diese unter sonst gleichen Randbedingungen vorwiegend vom Verlauf der Prozesstemperatur abhängen.

Bild 5.10 zeigt die Verlustteilungen zu den gemessenen Punkten aus Bild 5.8. Das höhere theoretische Wirkungsgradpotenzial von $\epsilon = 22$ kann im gesamten gezeigten Lastbereich nicht genutzt werden, da $\Delta\eta_{EuV}$ und $\Delta\eta_{WW}$ diesen Vorteil im negativen Sinn kompensieren. η_v , η_{vtL} und η_{vpmax} fallen bei $\epsilon = 18$ praktisch zusammen, bei $\epsilon = 22$ überschreitet der vollkommene Motor an der Saugvolllast den zulässigen Spitzendruck. An der Volllast wurden die Betriebspunkte jeweils stöchiometrisch gefahren.

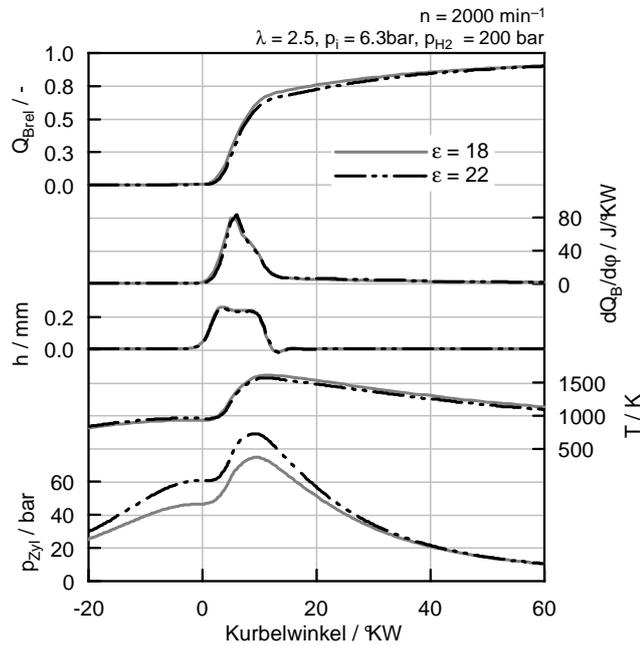


Bild 5.9: Indizierdaten zu Messungen aus Bild 5.8 bei $p_i = 6.3$ bar

5.3 Einfluss Aufladung

Der Einfluss der Aufladung bis 750 mbar Ladedruck bei konstanter Kraftstoffmenge ist in Bild 5.11 mittels gemessener Wirkungsgrade incl. Verlustteilungen dargestellt. Die einzelnen Betriebspunkte wurden unter Variation des Einblasezeitpunkts ermittelt und stellen jeweils den gemessenen Wirkungsgradbestpunkt dar. Der gemessene indizierte Hochdruckwirkungsgrad steigt mit dem Ladedruck, was mehrere Ursachen hat. Bei konstanter Kraftstoffmenge und steigendem Ladedruck steigt das Luftverhältnis, mit welchem sich auch der Wirkungsgrad des vollkommenen Motors erhöht, siehe auch Bild 1.2. Der gemessene Wirkungsgrad steigt deutlich mehr als der des vollkommenen Motors, da sich vor allem der Verlust durch Einblasung und reale unvollkommene Verbrennung stark reduziert. Die Gründe dafür sollen anhand Bild 5.12 diskutiert werden, in welchem die Indizierdaten der Betriebspunkte „0“ und „750“ mbar Ladedruck aus Bild 5.11 dargestellt sind. Der Anteil der verschleppten Verbrennung verringert sich mit steigendem Ladedruck trotz einer teilweise unterkritischen Einblasung, da durch das magerere Gemisch im Aufladebetrieb örtlich mehr Sauerstoff für die Durchmischung zur Verfügung steht, wodurch sich $\Delta\eta_{EuV}$ verringert, vgl. Bild 5.10. Des weiteren sinkt die Prozesstemperatur mit steigendem Ladedruck unter gegebenen Randbedingungen bei gleichem Einblasezeitpunkt und in weiterer Folge auch der relative Wandwärmeverlust. Deshalb kann der MFB50-Punkt um etwa 10 Grad Kurbelwinkel früher gelegt werden als im Saugbetrieb, wodurch sich der Wandwärmeeübergang in Kombination mit den höheren Prozessdrücken im Aufladebetrieb zwar erhöht, $\Delta\eta_{EuV}$ jedoch weiter

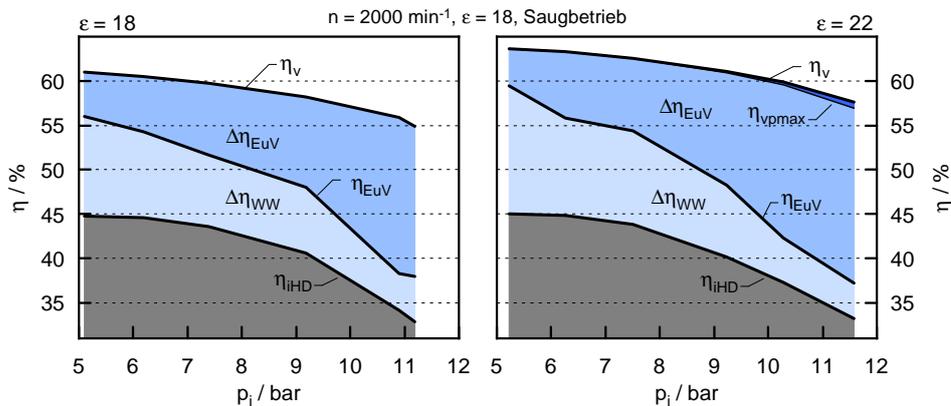


Bild 5.10: Verlustteilung der Messpunkte aus Bild 5.8

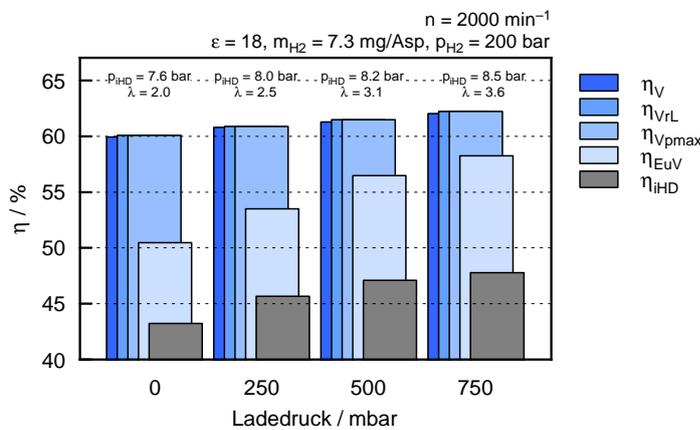


Bild 5.11: Verlustteilungen für verschiedene Aufladegrade bei optimalem Einblasezeitpunkt

verringert.

Die in Bild 5.11 gezeigten Messpunkte sind Grundsatzuntersuchungen des Glühstiftbrennverfahrens hinsichtlich Aufladung, die Ladedrücke wurden von einem externen Aufladeaggregat bereitgestellt. Es wurde dabei noch keine Rücksicht darauf genommen, ob die Ladedrücke energetisch sinnvoll von einem mechanischen Lader bzw. von einem Abgasturbolader überhaupt bereitgestellt werden könnten. Diese Fragestellung wird erst in Kapitel 5.5 behandelt.

5.4 Leerlauf – Vollast

Im nächsten Schritt wurde abgeklärt, ob das Glühstiftbrennverfahren den gesamten Lastbereich eines typischen PKW-Dieselmotors abdecken kann.

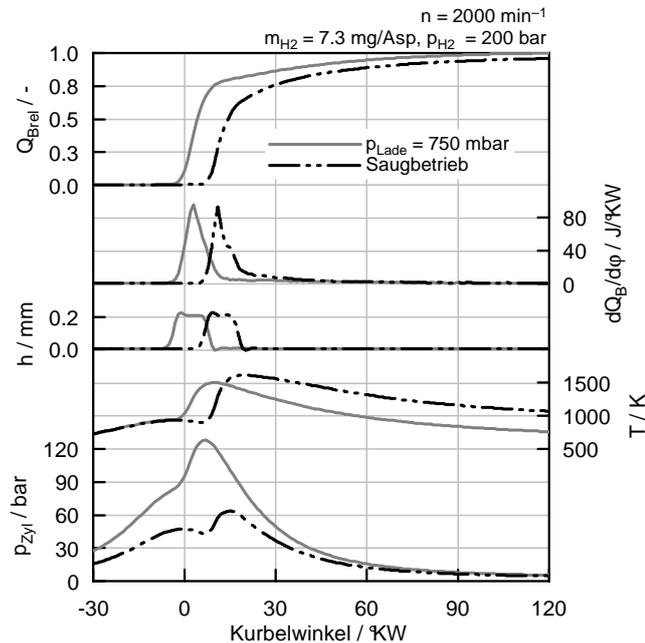


Bild 5.12: Indizierdaten der Messdaten aus Bild 5.11 für Saugbetrieb und 750 mbar Ladedruck

5.4.1 Leerlauf

Die Niedrigstlasten wurden mit dem J43-Injektor im Teilhub gefahren, da der HVT-Injektor bei 200 bar Einblasedruck und sehr niedrigen Lasten bereits im ballistischen Bereich arbeitet und somit keine konstante Mengenzumessung sichergestellt werden kann. In Bild 5.13 sind die Indizierdaten eines Niedriglastpunktes dargestellt. Aufgrund des nicht vorgemischten Glühstiftbrennverfahrens ist es möglich, auch bei sehr hohen Luftverhältnissen den Kraftstoff zuverlässig zu verbrennen. Der gezeigte Betriebspunkt hat einen COV-Wert von 3.7 Prozent und einen indizierten Hochdruckmitteldruck von 0.4 bar, was für einen Betrieb im Leerlauf ausreichend gering ist.

5.4.2 Hochlast

Für die Hochlastuntersuchungen wurde das Verdichtungsverhältnis durch den Einsatz einer Unterlegscheibe auf 16.5 verkleinert, um eine Senkung der Spitzendrücke zu erreichen. Der Ladedruck wurde wie der Abgasgegendruck auf 1000 mbar Überdruck eingestellt. Der Einblasedruck wurde auf den maximal verfügbaren Druck von 280 bar eingestellt, um ein möglichst überkritisches Druckverhältnis während der Einblasung zu garantieren. Die Heizleistung des Glühstifts wurde im Vergleich zu den Basisuntersuchungen geringfügig erhöht, um keine Verbrennungsaussetzer zu riskieren, welche bei hohen Lasten eine hohe Konzentration an unverbranntem Wasserstoff im Abgasstrang

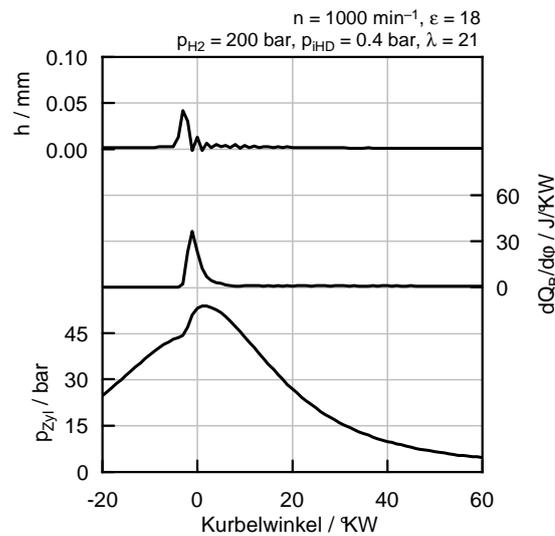


Bild 5.13: Niedrigstlast mit J43-Injektor im Teilhub

nach sich zieht. In Bild 5.14 sind die Indizierdaten zweier Hochlast-Betriebspunkte bei 2000 und 4000 min^{-1} dargestellt. Der Brennverlauf startet mit einem Verbrennungsstoß, gefolgt von einer Hauptverbrennung, welche in eine verschleppte Verbrennung übergeht und ist bei 2000 min^{-1} dem selbstgezündeten Brennverfahren in Bild 4.13 sehr ähnlich. Bei höheren Drehzahlen ist der Verbrennungsstoß geringer ausgeprägt und die Dauer der Hauptverbrennung steigt gleichermaßen mit der Einblasedauer. Die Prozess-temperatur übersteigt selbst bei den Hochlastuntersuchungen kaum 1800 K, was die Annahme aus Kapitel 2.5 rechtfertigt, dass bei der Druckverlaufsanalyse das chemische Gleichgewicht vernachlässigt werden kann. Der Anteil der verschleppten Verbrennung ist aus den bereits genannten Gründen sehr stark ausgeprägt. Bei Drehzahlen unter 2000 min^{-1} konnten aufgrund starker Schwingungsanregungen am Einzylinderprüfstand keine Volllastpunkte gefahren werden. Für das Glühstiftbrennverfahren selbst stellen niedrige Drehzahlen hinsichtlich Volllasttauglichkeit kein Hindernis dar.

Bei den Hochlastuntersuchungen ist der Unterschied zwischen dem aus der Abgasanalyse und dem Brennverlauf berechneten Umsetzungsgrad besonders groß. Bei 2000 min^{-1} betragen die Umsetzungsgrade 99 Prozent aus der Abgasanalyse und nur 80 Prozent aus dem Brennverlauf. Letzterer Wert ist sehr niedrig, im Folgenden sollen mögliche Fehlerquellen diskutiert werden.

Das Zylinderdrucksignal könnte durch eine thermische Kurzzeitdrift verfälscht sein. Die Erfahrung am Einzylinder H_2 -FOMO hat gezeigt, dass ein Indiz für thermische Kurzzeitdrift eine Abweichung von Zylinder- und Auspuffdruck im Kurbelwinkelbereich des offenen Auslassventils bei Drehzahlen bis 2000 min^{-1} darstellt, was jedoch in Bild 5.15 nicht der Fall ist. Des weiteren müsste eine merkliche Abweichung im Reibmitteldruck bemerkbar sein, was auch nicht der Fall ist. Einer der größten Un-

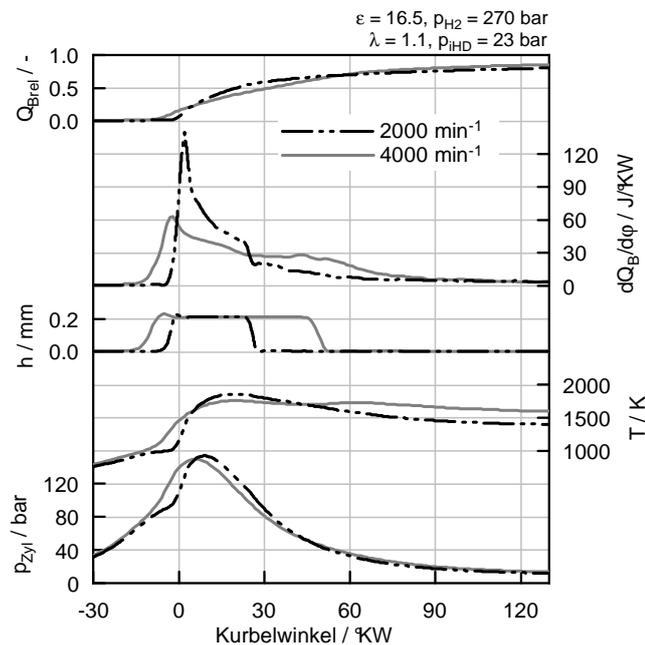


Bild 5.14: Indizierdaten der Hochlastuntersuchungen

sicherheitsfaktoren in der thermodynamischen Analyse ist der Ansatz für das Wandwärmeeübergangsmodell. Wie in Kapitel 2.5 bereits erläutert, wurde der Wandwärmeeübergangskoeffizient nach Woschni und Huber für alle gezeigten Messpunkte um das 1.4-fache aufgewertet. Durch die hohen Einblasedrücke und die daraus resultierende größeren Strahleindringtiefen könnte die Verbrennung ähnlich wie in Kapitel 5.2 beschrieben nahe an den Brennraumwänden erfolgen, wodurch sich der Wärmeübergang erhöhen würde. Um den Umsetzungsgrad aus dem Brennverlauf mit dem aus der Abgasanalyse anzugleichen, müsste der Wandwärmeeübergang jedoch um das 4-fache aufgewertet werden, was unrealistisch erscheint. Es wäre auch möglich, dass bis Aö tatsächlich nur 80 Prozent des Kraftstoffs verbrannt werden und der Rest in einer Nachreaktion während des Ausströmvorgangs bzw. im Abgastrakt bis zur Abgasentnahmestelle umgesetzt, wie bereits in Kapitel 2.9 beschrieben.

Ob im diskutierten Betriebspunkt der Umsetzungsgrad bei Aö tatsächlich nur 80 Prozent beträgt, oder einer oder mehrere der oben genannten Effekte das Ergebnis verfälschen, konnte mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht geklärt werden, deshalb muss auf das Ergebnis aus der Druckverlaufsanalyse zurückgegriffen werden.

In Bild 5.16 sind Verlustteilungen der Hochlastuntersuchungen dargestellt, wobei die Betriebspunkte 2000 min^{-1} und 4000 min^{-1} jenen aus Bild 5.14 entsprechen. Der Wirkungsgrad des vollkommenen Motors ist bei 4000 min^{-1} auf Grund des etwas fetteren Betriebspunkts etwas niedriger. Der zulässige Spitzendruck wird vom vollkommenen Motor deutlich überschritten, deswegen ist $\eta_{vpm\max}$ deutlich niedriger. Der Verlust $\Delta\eta_{EuV}$

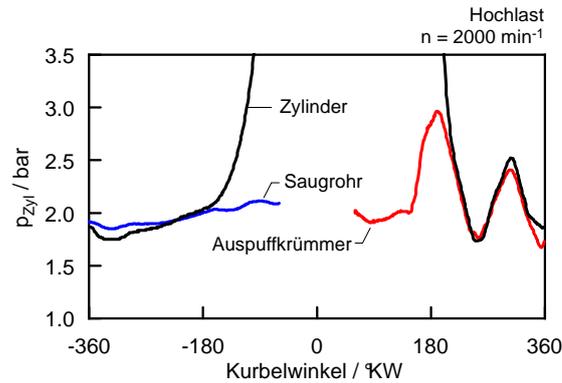


Bild 5.15: Hoch- und Niederdruckindizierung des Messpunkts aus Bild 5.14 bei 2000 min^{-1}

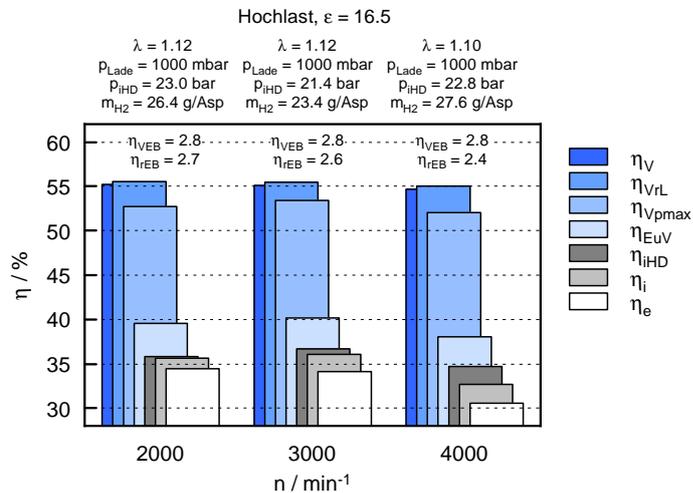


Bild 5.16: Verlustteilungen der Hochlastuntersuchungen

ist bei hohen Drehzahlen aufgrund der vergleichsweise langen Brenndauern am größten. Die Ladungswechselverluste sind bei niedrigen Drehzahlen verschwindend gering, bei hohen Drehzahlen betragen sie knapp 2 Prozentpunkte. Der effektive Wirkungsgrad wurde auf einen Vollmotor umgerechnet, was in Kapitel 5.5 näher beschrieben wird. Die mechanischen Verluste sind bei konditionierten Betriebsmitteln aufgrund des hauptsächlich von der Drehzahl abhängigen Reibmitteldrucks bei hohen Drehzahlen am größten.

5.5 Vollmotorkennfeld mit Randbedingungen

Mit dem Glühstiftbrennverfahren wurde das gesamte Kennfeld wirkungsgradorientiert abefahren, der optimale Wirkungsgrad jedes Betriebspunkts wurde durch Variation

des Einblasezeitpunkts ermittelt. Diese Vorgangsweise wurde für verschiedene Ladedrücke wiederholt. Im gesamten Kennfeld wurde $\varepsilon = 18$ gefahren, mit Ausnahme bei der Volllastkurve, hier wurde auf 16.5 reduziert.

Reibung

Für die Umrechnung der Indizierdaten des Forschungsmotors auf Effektivwerte eines Vollmotors muss ein Vollmotor-Reibmitteldruckkennfeld zugrunde gelegt werden. Für die Umrechnung wurde der Reibmitteldruck des BMW-N47 Vierzylinder Dieselmotors mit 2 Litern Hubraum verwendet.

Einblasung

Der Einblasedruck wurde von Niedriglasten bis ca. 10 bar effektiven Mitteldruck konstant bei 200 bar gehalten und bis zur Volllast sukzessive bis auf 270 bar gesteigert, Bild 5.17 links. Der Einblasebeginn ist in Bild 5.17 rechts dargestellt. Bei niedrigen Lasten und Drehzahlen liegt der Beginn der Einblasung im ZOT, bei Drehzahl- bzw. Laststeigerung muss der Einblasebeginn in Richtung früh verlegt werden, da die Einblasung vergleichsweise länger dauert.

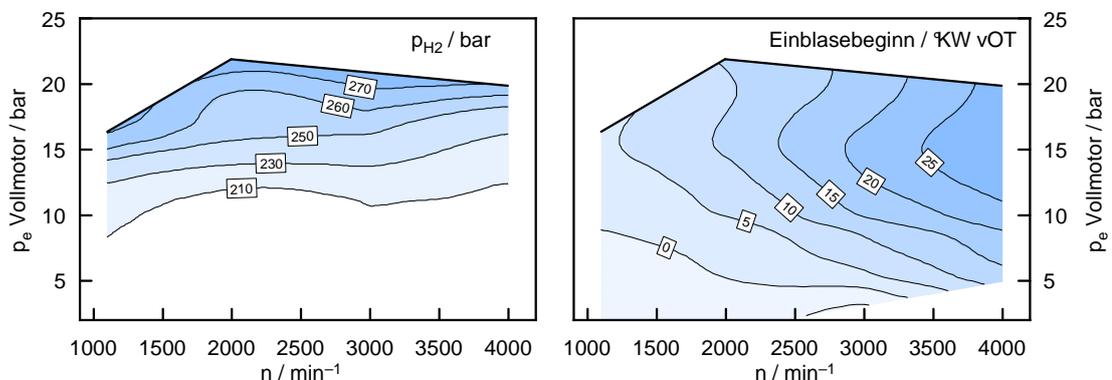


Bild 5.17: Einblasedruck und Einblasebeginn

Luftverhältnis und Abgastemperatur

In Bild 5.18 links ist das Luftverhältnis aufgetragen, an der Volllast kann aufgrund des Wegfalls der Rußgrenze bis zum stöchiometrischen Betrieb gefahren werden. Der Betrieb erfolgt im gesamten Kennfeld qualitätsgeregelt. In Bild 5.18 rechts ist die Abgastemperatur aufgetragen, welche in erster Linie vom Luftverhältnis abhängt.

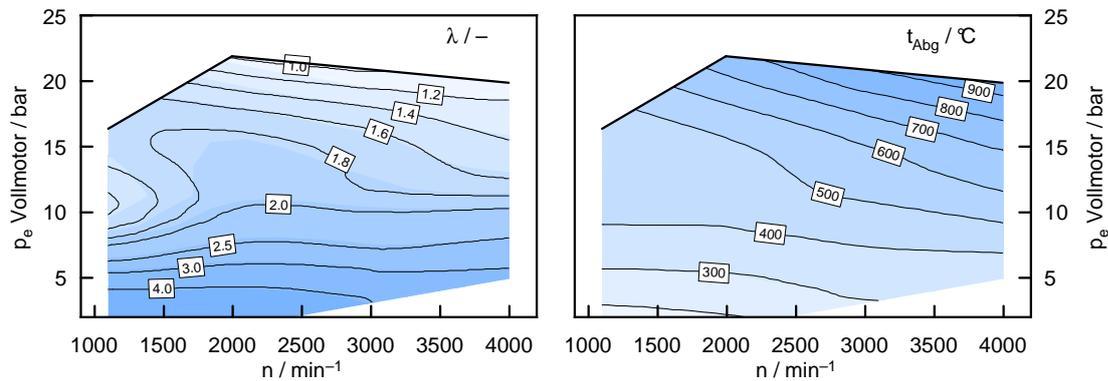


Bild 5.18: Luftverhältnis und Abgastemperatur

Aufladung

Bei den aufgeladenen Betriebspunkten wurde der Abgasgegendruck auf das Niveau des Ladedrucks geregelt. Es stellt sich die Frage, ob die am Prüfstand eingestellten Ladedrücke auch unter Vollmotorbedingungen mit Abgasturboaufladung möglich sind. Hierzu wurde bei allen gemessenen Betriebspunkten folgende Überprüfung durchgeführt.

Für die Berechnung wurden die Wirkungsgradbestpunkte eines modernen PKW-Abgasturboladers angenommen, 78 Prozent Verdichter-, 68 Prozent Turbinen und 98 Prozent mechanischer Wirkungsgrad, ohne Berücksichtigung von Stopf- bzw. Pumpgrenze. Ausgehend von der aus der Abgasenthalpie berechneten möglichen Arbeit an der Turbine wurde über die Turbinen-, die mechanischen und die Verdichterwirkungsgrade die mögliche Verdichterarbeit und daraus der mögliche Ladedruck berechnet. Ist der so berechnete Ladedruck gleich oder höher wie der am Prüfstand eingestellte, schafft es der Betriebspunkt ins Kennfeld. In Bild 5.19 sind links der Saugrohr- und rechts der Abgasdruck aufgetragen, welche nach der beschriebenen Methode selektiert wurden. Bis zu einer Last von ca. 7 bar effektiven Mitteldruck wurde im Saugbetrieb gefahren, danach wurde sukzessive bis zur Vollast auf 1000 mbar Ladedruck erhöht.

Wirkungsgrad

In Bild 5.20 links ist der indizierte Hochdruckwirkungsgrad dargestellt. Bei hohen Drehzahlen und niedrigen Lasten wurden aufgrund kurzer Brenndauern, hohen Luftverhältnissen und vergleichsweise niedrigen Wandwärmeübergängen Spitzenwerte von über 49 Prozent indizierter Hochdruckwirkungsgrad erreicht.

In Bild 5.20 rechts sind die auf den Vollmotor umgerechneten effektiven Wirkungsgrade dargestellt. Für die Ladungswechselverluste wurden die am Forschungsmotor gemessenen Daten verwendet, da der Abgasgegendruck stets auf das Niveau des Ladedrucks geregelt wurde. Der erreichte Bestpunkt hat einen effektiven Wirkungsgrad

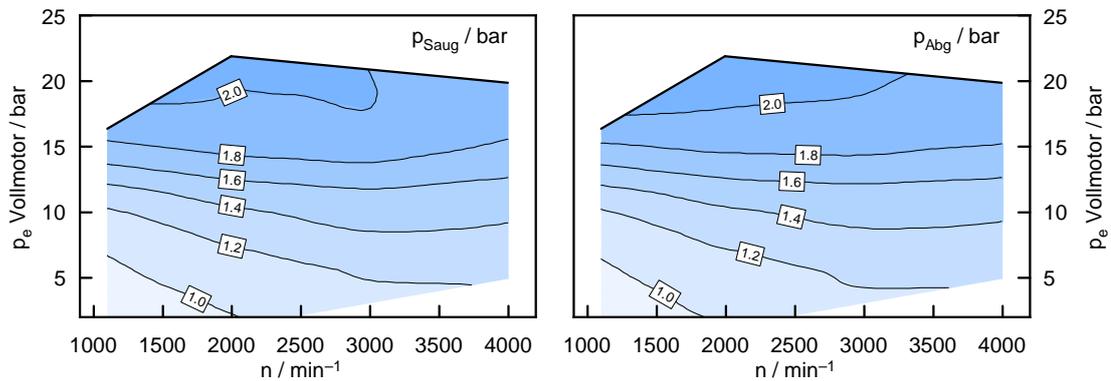


Bild 5.19: Saugrohr- und Abgasdruck

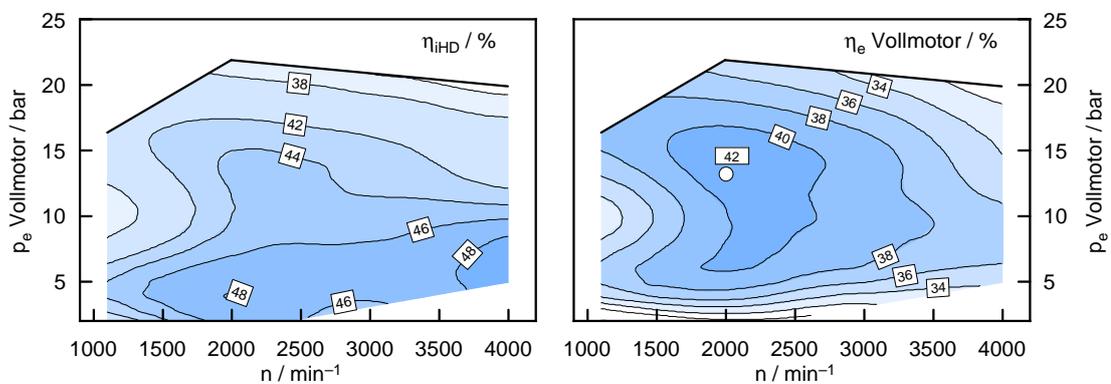


Bild 5.20: Indizierter Hochdruckwirkungsgrad und effektiver Wirkungsgrad des Vollmotors

von 42 Prozent.

Da alle Punkte unter der Annahme gefahren wurden, dass für jeden Betriebspunkt jeweils ein realer Turbolader im Wirkungsgradbestpunkt eingesetzt wurde, stellen die Wirkungsgradkennfelder Potenzialkennfelder dar.

5.6 NO_x-Rohemissionen

Aufgrund der im Vergleich zu konventionellen Kraftstoffen etwas höheren adiabaten Verbrennungstemperatur von Wasserstoff sind die NO_x-Rohemissionen grundsätzlich etwas höher als bei konventionellen Verbrennungsmotoren. In Bild 5.21 links sind die NO_x-Rohemissionen des Glühstiftbrennverfahrens dargestellt. In Bild 5.21 rechts sind die relativen NO_x-Rohemissionen des Glühstiftbrennverfahrens im Vergleich zu den NO_x-Rohemissionen des BMW-N47 Dieselmotors dargestellt, welcher Euro 4 tauglich ist. Obwohl das Kennfeld des Glühstiftbrennverfahrens ohne Rücksicht auf die Stickoxidemissionen die jeweiligen Wirkungsgradbestpunkte enthält, liegen im Großteil des

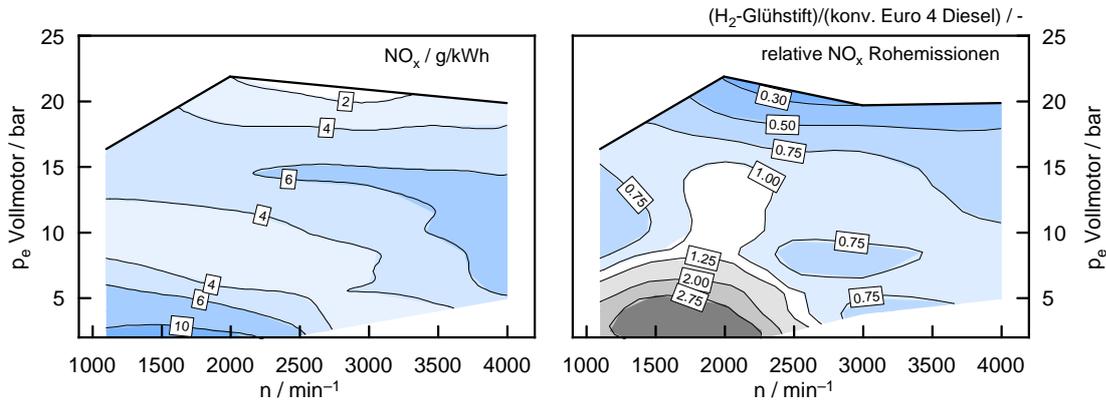


Bild 5.21: links: NO_x-Rohemissionen des H₂-Glühstiftbrennverfahrens; rechts: relative NO_x-Rohemissionen des Glühstiftbrennverfahrens im Vergleich zum BMW N47 Dieselmotor

Kennfelds die Emissionswerte auf gleichem Niveau oder niedriger, weil das Glühstiftbrennverfahren in diesen Bereichen ein etwas fetteres Gemisch aufweist. Lediglich im mittleren und niedrigen Teillastbereich sind die Emissionen deutlich höher.

Eine sehr einfache Methode zur Reduktion der Stickoxidrohmissionen stellt die Spätverlegung der Verbrennung dar, siehe Bild 5.4 rechts.

Eine weitere, sehr wirkungsvolle Maßnahme zur Reduktion der Stickoxidrohmissionen im unteren Kennfeldbereich stellt die äußere gekühlte Abgasrückführung dar. Die Untersuchungen dazu wurden im Saugbetrieb bei konstanter Kraftstoffmenge bei einem indizierten Mitteldruck von 6 bar durchgeführt. Bild 5.22 unten zeigt die Stick-

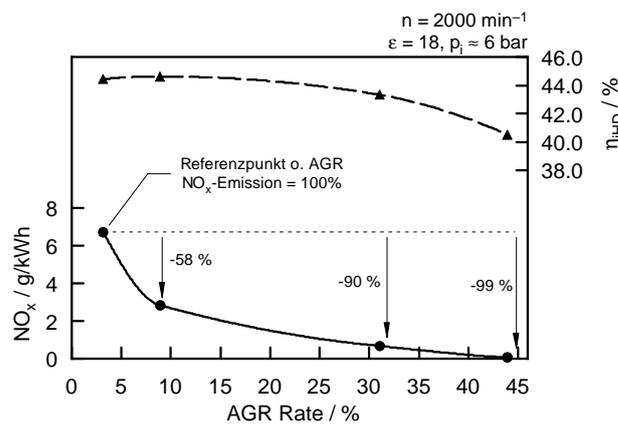


Bild 5.22: Einfluss von externer gekühlter Abgasrückführung auf Wirkungsgrad und NO_x-Rohemissionen

oxidrohmissionen über der AGR-Rate. Eine minimale innere AGR-Rate lässt sich am H₂-Diesel-FOMO aufgrund der sehr geringen Ventilüberschneidung nicht vermei-

den, Bild 4.14. Eindimensionale Ladungswechselberechnungen mit dem Programmpaket AVL Boost ergaben eine AGR-Rate von 4 Prozent im Betrieb ohne zusätzliche Maßnahmen zur Abgasrückführung. Schon bei geringen AGR-Raten um 9 Prozent reduzieren sich die NO_x -Rohemissionen um knapp 60 Prozent, ohne Wirkungsgradeinbußen in Kauf nehmen zu müssen, Bild 5.22 oben. Bei knapp über 30 Prozent AGR-Rate erreicht man eine Reduktion um 90 Prozent bei Wirkungsgradeinbußen um 0.5 Prozentpunkte. Die maximale untersuchte AGR-Rate beträgt 44 Prozent, wo unter merklichen Wirkungsgradeinbußen eine Reduktion der Emissionen um 99 Prozent erreicht wurde, wobei der Betriebspunkt nahe am stöchiometrischen Luftverhältnis erfolgte.

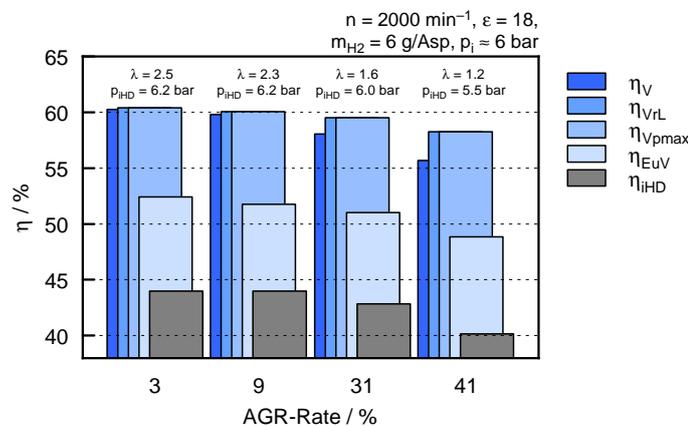


Bild 5.23: Verlustteilung zu den Messpunkten aus Bild 5.22

Bild 5.23 zeigt die Einzelverluste der unterschiedlichen AGR-Raten aus Bild 5.22. Der Wirkungsgrad des vollkommenen Motors η_v sinkt mit zunehmender AGR-Rate, was durch die fetter werdenden Betriebspunkte begründet ist, siehe auch Bild 1.2. Der Wirkungsgrad des vollkommenen Motors mit realer Ladung $\eta_{v\text{rL}}$ sinkt bei weitem nicht so stark mit zunehmender AGR-Rate wie η_v , was durch die nicht optimale Definition des vollkommenen Motors für qualitätsgeregelte Brennverfahren im AGR-Betrieb begründet ist, Kapitel 2.7. Der Verlust durch reale Einblasung und reale unvollkommene Verbrennung steigt mit zunehmender AGR-Rate leicht an, da der Anteil der verschleppten Verbrennung aufgrund des fetter werdenden Gemischs ansteigt. Der Wandwärmeverlust bleibt über der AGR-Rate annähernd konstant, was auf ähnliche Prozesstemperaturen hindeutet, was die Indizierdaten in Bild 5.24 bestätigen. Die Prozesstemperaturen sind bei hohen AGR-Raten sogar geringfügig höher, da die Temperaturen bei Einlassschluss aufgrund höherer Temperaturen im Saugrohr etwas höher sind. Der Verdichtungsenddruck ist bei gleichem Startdruck bei Abgasrückführung aufgrund des niedrigeren Isentropenexponents etwas niedriger. Die Bilder 5.22 bzw. 5.23 zeigen jeweils die Wirkungsgradbestpunkte mit optimiertem Einblasezeitpunkt. Deshalb er-

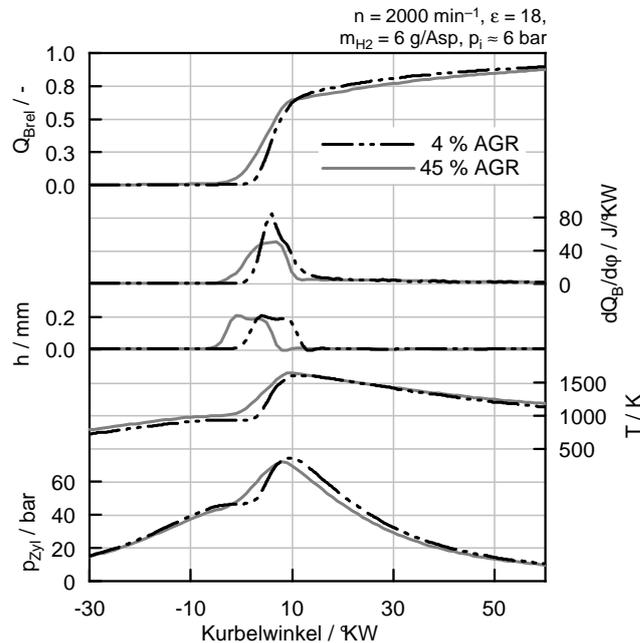


Bild 5.24: Indizierdaten zu Bild 5.23 für minimale und maximale AGR-Rate

folgt die Einblasung bei hohen AGR-Raten aufgrund der verschleppten Verbrennung vergleichsweise früher.

Trotz der global gleichen Prozesstemperaturen sinken die NO_x -Rohemissionen, da die lokale Verbrennungstemperatur bei Abgasrückführung sinkt. Aufgrund der Kopplung des Brennbeginns an den Einblasebeginn ist beim Glühstiftbrennverfahren eine vorgemischte homogene Verbrennung bei hohen Luftverhältnissen über der Stickoxidbildungsgrenze nicht möglich.

5.7 Druckerstiegsrate

Die Zylinderdruckerstiegsraten bei Brennbeginn in der motorischen Verbrennung können das Akustikverhalten eines Motors entscheidend prägen. Die Vermeidung hoher Druckerstiegsraten stellt vor allem bei dieselmotorischen Brennverfahren aufgrund des Verbrennungsstoßes bei Brennbeginn eine große Herausforderung dar. In Bild 5.25 sind die maximalen Druckerstiegsraten des Glühstiftbrennverfahrens im Kennfeld dargestellt. Bei niedrigen Drehzahlen und hohen Lasten sind die maximalen Druckerstiegsraten am größten. Die Lage der maximalen Druckerstiegsraten korreliert mit der Lage der Überschreitung der Selbstzündungstemperaturen der Zylinderladung. Eine Minimierung der maximalen Druckerstiegsraten kann in erster Linie durch eine Minimierung des Verbrennungsstoßes erfolgen, d.h. zum Zeitpunkt des Erreichens der Selbstzündungsbedingungen darf sich möglichst wenig noch nicht verbrannter Kraftstoff im

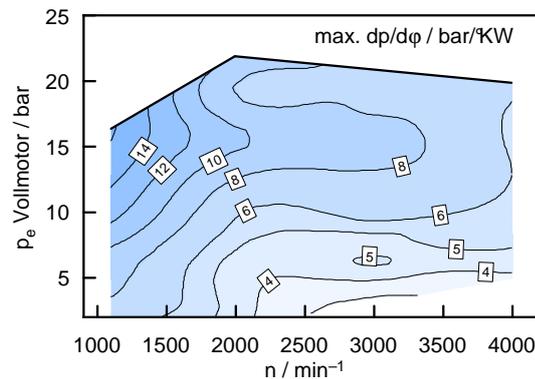


Bild 5.25: Maximale Druckanstiegsraten des wirkungsgradoptimalen Kennfelds

Brennraum befinden. Dies könnte durch eine Erhöhung der Anzahl der Glühstifte verteilt im Brennraum erfolgen, was jedoch nicht praxisrelevant ist, oder durch eine Verringerung des Abstands des Glühstifts zur Injektordüse. Eine weitere Maßnahme zur Verringerung der noch unverbrannten Kraftstoffmenge ist eine Reduktion des Einblasedrucks. Vergleichsmessungen mit unterschiedlichen Einblasedrücken unter sonst gleichen Randbedingungen ergaben eine deutliche Reduktion der maximalen Druckanstiegsraten, jedoch müsste der Verbrennungsbeginn aufgrund längerer Brenndauern in Richtung früh verlegt werden, um den Wirkungsgradnachteil zu kompensieren, was wiederum die Druckanstiegsrate auf dasselbe Niveau wie mit höherem Kraftstoffdruck hebt und somit wirkungslos ist. Die höchsten Werte treten in Bild 5.25 deshalb bei niedrigen Drehzahlen in der Volllast auf, da hier für eine wirkungsgradgünstige Verbrennungslage der Verbrennungsbeginn vergleichsweise früh erfolgen muss und ein hoher Kraftstoffdruck vorherrscht.

Das Glühstiftbrennverfahren hat im Vergleich zu selbst- oder durch Zündkerzen fremdgezündeten Brennverfahren den Nachteil, dass der Brennbeginn an den Einblasebeginn gekoppelt ist. Eine Mehrfach- oder Pilotinblasung zur Reduktion der maximalen Druckanstiegsraten ist deshalb nicht zielführend. Im folgenden werden Möglichkeiten aufgezeigt, welche eine Minimierung der Druckanstiegsraten erlauben.

In Bild 5.26 oben wird der Einfluss des Einblasebeginns auf die Druckanstiegsrate deutlich, welche aufgrund der negativen Volumenänderung vor OT bei Einblasungen vor ZOT größer ist als nach ZOT, siehe auch Kapitel 5.1.1. Bild 5.26 unten zeigt den Einfluss der AGR-Rate auf die Druckanstiegsrate bei gleichem Einblasezeitpunkt. Die Verbrennung wird mit zunehmender AGR-Rate fetter, wodurch lokal weniger Sauerstoff für die Verbrennung zur Verfügung steht und diese deshalb langsamer und verschleppter abläuft und die Druckanstiegsraten niedriger ausfallen. Durch die Verschleppung muss der Brennbeginn zur Kompensation des Wirkungsgradverlusts durch frühere Einblasung nach vor verlegt werden, was die Druckanstiegsrate zum Teil wieder erhöht.

Die Glühstifttemperatur wurde durch verschiedene Heizleistungen variiert, was je-

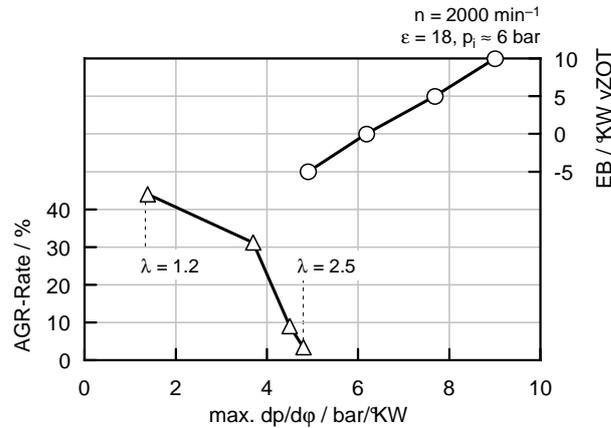


Bild 5.26: Einfluss von AGR und Einblasezeitpunkt auf die Druckerhöhungsrate

doch kaum Verbesserungen bei den Druckerhöhungsraten brachte. In Bild 5.27 sind Brennverläufe und Nadelhübe bei verschiedenen Heizleistungen am Glühstift unter sonst gleichen Randbedingungen dargestellt. Die niedrigste Heizleistung, bei der das Glühstiftbrennverfahren unter gegebenen Randbedingungen möglich ist, beträgt 40 Watt, bei 50 Watt brennt das Gemisch geringfügig schneller an. Eine weitere Erhöhung der Heizleistung bringt keine Veränderung im Anbrennverhalten. Die maximale Druckerhöhungsrate liegt bei allen gezeigten Punkten in Bild 5.27 bei ca. 4.5 bar. Durch eine Erhöhung der Glühstifttemperatur kann keine Senkung der maximalen Druckerhöhungsrate erreicht werden.

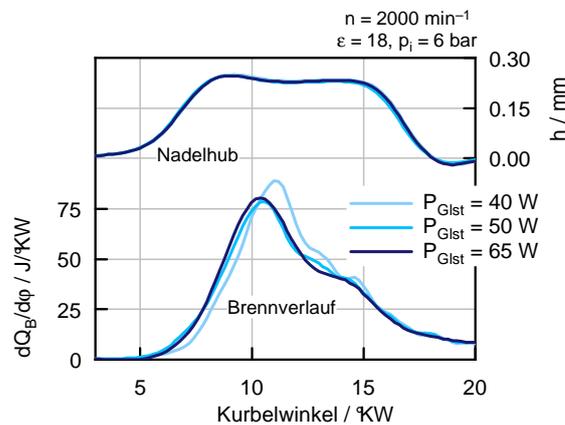


Bild 5.27: Einfluss der Heizleistung am Glühstift auf die Druckerhöhungsrate

6 Brennverfahren mit Zündkerze

Die theoretischen Vorteile der Zündung mit Zündkerze liegen in der großen Anzahl an frei wählbaren Parametern, da der Zündzeitpunkt während eines Arbeitszyklus frei gewählt werden kann. Der Brennbeginn kann somit von der Einblasung entkoppelt werden, sofern zum Zündzeitpunkt zündfähiges Gemisch an der Kerze vorhanden ist. In Bild 6.1 sind in einem schematischen Brennraumschnitt die Positionen von Zündkerze und Glühstift abgebildet, welche in zwei zu einander orthogonalen Ebenen liegen. Die Zündkerze liegt aus konstruktiven Gründen an einer sehr exponierten Stelle, welche im OT-Bereich fast gänzlich vom Rand der Kolbenmulde abgedeckt wird, siehe auch Bild 3.2. Die theoretischen Vorteile der Zündung durch Zündkerze können in dem ausgeführten Versuchsträger durch ihre exponierte Lage nicht voll ausgenutzt werden. In Stichversuchen gelang nur bei frühen, wirkungsgradungünstigen Zündzeitpunkten eine Entflammung des Kraftstoff-Luft-Gemischs.

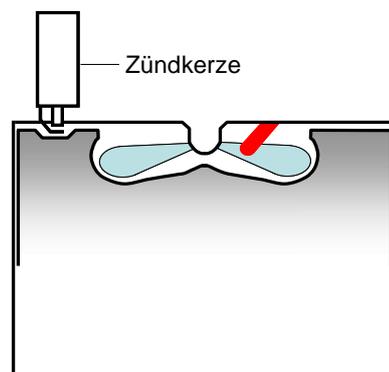


Bild 6.1: Schematische Darstellung der Positionierung der Zündkerze im Brennraum

6.1 Modifikation Brennraum

Um die Zugänglichkeit zur Zündkerze im Brennraum zu verbessern, wurde ein Teil eines $\varepsilon = 18$ Kolbenbodens ausgefräst. In Bild 6.2 rechts ist der modifizierte Kolben samt endoskopischer Aufnahme des Brennraums dargestellt. Der modifizierte Brennraum ist zwar nicht ideal, er stellt jedoch zur unbearbeiteten Variante eine wesentliche Verbesserung dar, Bild 6.2 links. Durch die Ausfräsung senkt sich das Verdichtungs-

verhältnis auf 17.5. Alle in diesem Kapitel gezeigten Messungen wurden mit diesem Verdichtungsverhältnis und einem Kraftstoffdruck von 200 bar gefahren.

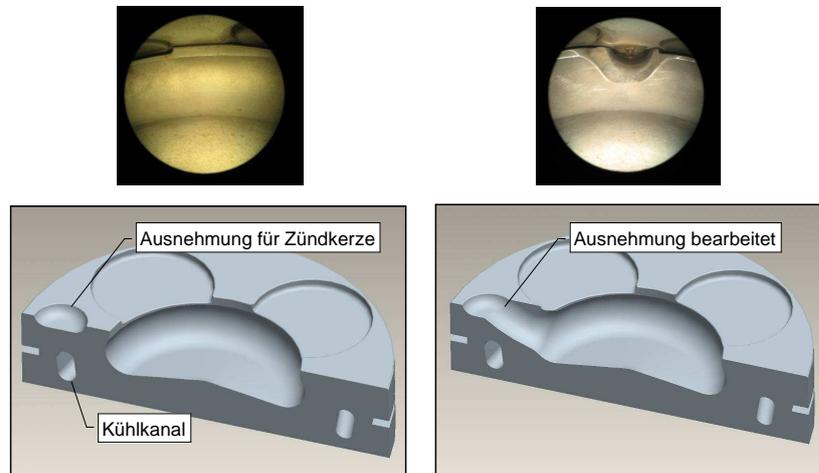


Bild 6.2: links: CAD-Darstellung des unbearbeiteten Pleins und endoskopische Aufnahme des Brennraums in OT-Stellung von der zentralen Injektorbohrung in Richtung Zündkerze; rechts: CAD-Darstellung und endoskopische Aufnahme des modifizierten Pleins in OT-Stellung

6.2 Einfacheinblasung

Mit dem Brennverfahren mit Zündkerze und einfacher Einblasung (EFEB) sind prinzipiell alle fremdgezündeten vorgemischten Brennverfahren von homogen bis geschichtet möglich. Einblasung und Zündzeitpunkt sind trotz Pleinmodifikation nicht frei wählbar, deshalb wurde in einem ersten Schritt untersucht, unter welchen Kombinationen von Einblasezeitpunkt, Einblasemenge und Zündzeitpunkt eine stabile Entzündung des Kraftstoff-Luftgemischs möglich ist.

In Bild 6.3 sind die Indizierdaten zweier Lastpunkte aufgetragen. Der $p_i = 1.5$ bar Lastpunkt hat eine lange Brenndauer und entspricht der niedrigst möglichen Last unter gegebenen Randbedingungen, da das Gemisch an der Zündkerze an der magerseitigen Zündgrenze liegen dürfte. Der $p_i = 6.3$ bar Punkt zeichnet sich durch eine kompakte Verbrennung aus, das vergleichsweise fettere Gemisch lässt sich problemlos entzünden und erlaubt eine Optimierung des MFB50. Die gezeigten Punkte repräsentieren jeweils die Wirkungsgradbestpunkte. In Bild 6.4 ist eine Lastvariation des Brennverfahrens mit Zündkerze und einfacher Einblasung dargestellt. Der niedrige indizierte Hochdruckwirkungsgrad beim $p_i = 1.5$ bar Lastpunkt wird durch die lange Brenndauer und den hohen COV-Wert hervorgerufen. Der COV-Wert sowie die Brenndauer sinken mit steigender Last aufgrund des fetter werdenden Gemischs, mit welchem die

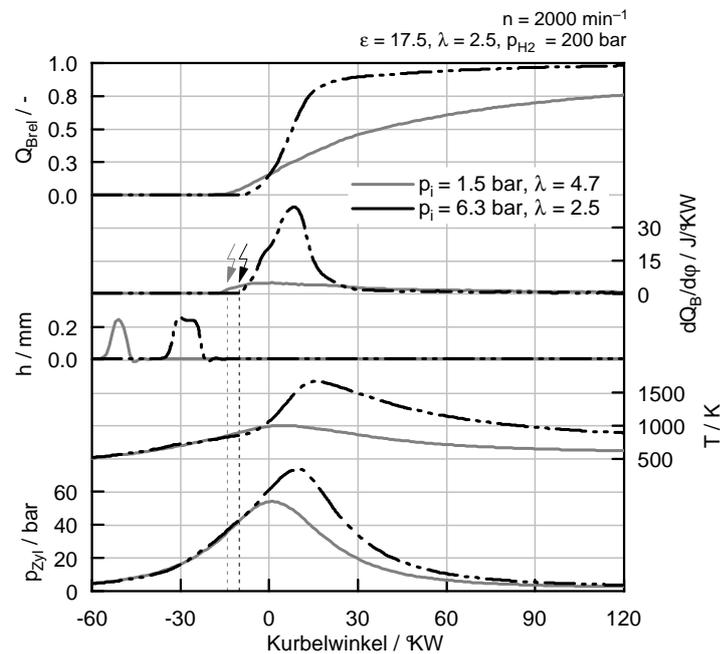


Bild 6.3: Indizierdaten der Einfacheinblasung für niedrige und mittlere Last

Verbrennung stabiler abläuft und die Flammengeschwindigkeit steigt. Bis zu einer Last von 5 bar indizierten Mitteldruck liegen die NO_x -Rohemissionen unter der Nachweisgrenze, da durch die teilweise Homogenisierung die lokalen Verbrennungstemperaturen unter der Stickoxidbildungsgrenze liegen dürften. Bei $p_i = 6.3$ bar dürfte diese von den lokalen Verbrennungstemperaturen bereits überschritten werden, was durch höhere Prozesstemperaturen und eine stärkere Schichtung durch vergleichsweise späte Einblasung begünstigt wird, Bild 6.3.

Das Brennverfahren mit Zündkerze und Einfacheinblasung ist erwartungsgemäß in der Laststeigerung wegen des hohen Verdichtungsverhältnisses durch Klopfen begrenzt. Eine weitere Laststeigerung ist mit der fremdgezündeten Mehrfacheinblasung zu erreichen, welche bereits von Wallner [43] und Grabner [19] am H_2 -Otto-FOMO untersucht wurde.

6.3 Mehrfacheinblasung

Das Brennverfahren mit Zündkerze und Mehrfacheinblasung (MFEB) besteht ähnlich wie das der selbstgezündeten Mehrfacheinblasung in Kapitel 4.7 aus Pilot- und Hauptverbrennung. Der Freiheitsgrad eines frei wählbaren Zündzeitpunkts wird bei der untersuchten Konfiguration durch die Notwendigkeit zündfähiges Gemisch an die Zündkerze zu bringen stark eingeschränkt. Zudem muss durch die exponierte Lage der Zündkerze im Brennraum beim H_2 -Diesel-FOMO eine gewisse Mindestmenge eingebracht werden,

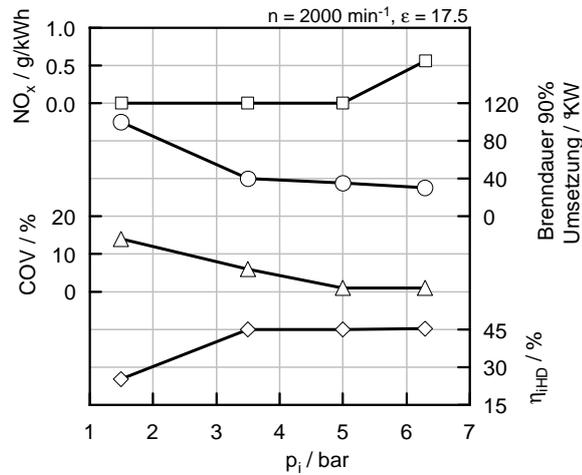


Bild 6.4: Lastvariation mit Einfacheinblasung

Bild 6.4.

Indizierdaten des Brennverfahrens mit Zündkerze und Mehrfacheinblasung sind in Bild 6.5 dargestellt. Mit dem ersten Einblasepuls müssen für eine sichere Entzündung an der Zündkerze 60 Prozent der gesamten Kraftstoffmenge früh eingebracht werden, welche zum Teil oder ganz vorgemischt verbrennen. Die Hauptverbrennung wird durch Einblasung eines zweiten Pulses in die Pilotverbrennung erreicht. Die Verbrennung der zweiten Einblasung verläuft nicht vorgemischt und geht in eine verschleppte Verbrennung über, ähnlich wie beim Glühstiftbrennverfahren. Die Verbrennung der zweiten Einblasung überlagert sich mit der Verbrennung des noch nicht verbrannten Kraftstoffs der Pilotenblasung, welche nach dem Überschreiten der Selbstzündungsbedingungen im Zylinder rasch abläuft. Der gezeigte Messpunkt erreicht einen indizierten Hochdruckwirkungsgrad von 45 Prozent, die NO_x -Rohemissionen betragen 4 g/kWh und der COV-Wert liegt bei zwei Prozent. Die maximale Druckanstiegsrate hat einen Wert von 3.5 bar/°KW und liegt im gezeigten Punkt 9 Grad Kurbelwinkel vZOT und entspricht der eines Schlepptriebs unter gleichen Randbedingungen.

Schon bei geringen Änderungen der Einstellparameter von Zündzeitpunkt, Einblasezeitpunkt und -menge der Pilotverbrennung besteht das Risiko eines Verbrennungsaussetzers, dadurch ist das Brennverfahren mit Zündkerze und Mehrfacheinblasung (und Einfacheinblasung bei geringen Lasten) nicht so robust wie das Glühstiftbrennverfahren (durch die exponierte Lage der Zündkerze).

In Bild 6.6 ist ein Betriebspunkt bei 1100 min^{-1} und 7 bar indiziertem Mitteldruck dargestellt. Der Messpunkt mit späterem Zündzeitpunkt hat eine maximale Druckanstiegsrate von 11.2 bar/°KW, bedingt durch den noch unverbrannten Kraftstoff aus der Pilotverbrennung, der bei Überschreiten der Selbstzündungsbedingungen während der Haupteinblasung rasch umgesetzt. Eine Vorverlagerung des Zündzeitpunkts von 3.5 auf 9.5 Grad Kurbelwinkel vZOT bewirkt ein früheres schnelleres Anbrennen des Kraft-

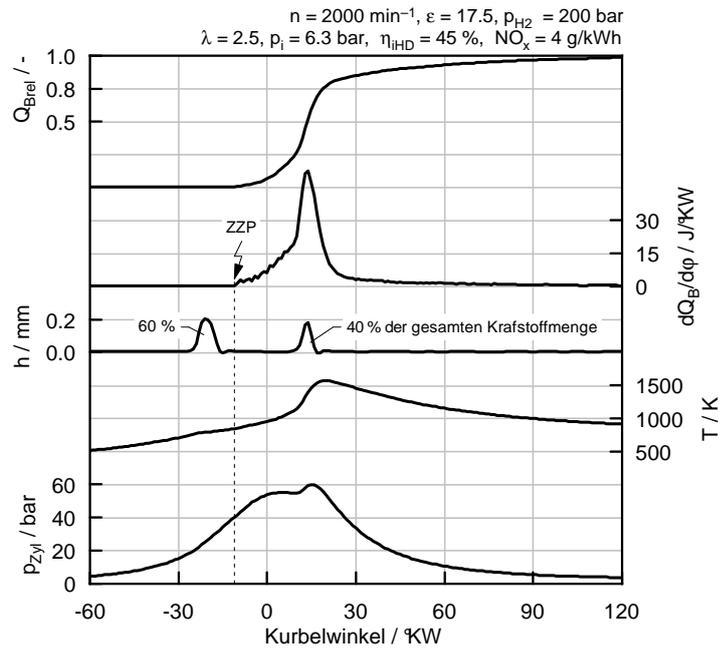


Bild 6.5: Indizierdaten des Brennverfahrens mit Zündkerze und Mehrfacheinblasung bei mittlerer Last

stoffs der Piloteinblasung. Zum Zeitpunkt der Haupteinblasung ist die Pilotverbrennung fast abgeschlossen, wodurch der Verbrennungsstoß durch rasches Umsetzen nach Erreichen der Selbstzündungsbedingungen fast vollständig vermieden wird und die maximale Druckanstiegsrate auf $3.7 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$ sinkt.

In einem Stichversuch wurde für das Brennverfahren mit Zündkerze und Mehrfacheinblasung der J43-Injektor eingesetzt, der aufgrund des geringen Schadvolumens in der Düsen Spitze thermodynamisch Vorteile gegenüber dem HVT-Injektor hat, Kapitel 5.1.2. Mit diesem wurde mit leichter Aufladung ein unter den Randbedingungen aus Kapitel 5.5 berechneter effektiver Wirkungsgrad des Vollmotors von 42.6 Prozent erreicht.

Die AGR-Verträglichkeit ist beim Brennverfahren mit Zündkerze eingeschränkt, da selbst ohne AGR eine sichere Entzündung des Kraftstoff-Luft-Gemischs unter gegebenen Randbedingungen kritisch ist.

6.4 Vergleich der Brennverfahren

In Bild 6.7 ist ein Vergleich der Brennverfahren mit Zündkerze und Einfach- bzw. Mehrfacheinblasung und des Glühstiftbrennverfahrens mit den Einzelverlusten für die jeweiligen Wirkungsgradbestpunkte dargestellt. Alle Messungen wurden mit dem modifizierten $\varepsilon = 17.5$ Kolben gefahren. Der Verlust durch reale Einblasung und reale

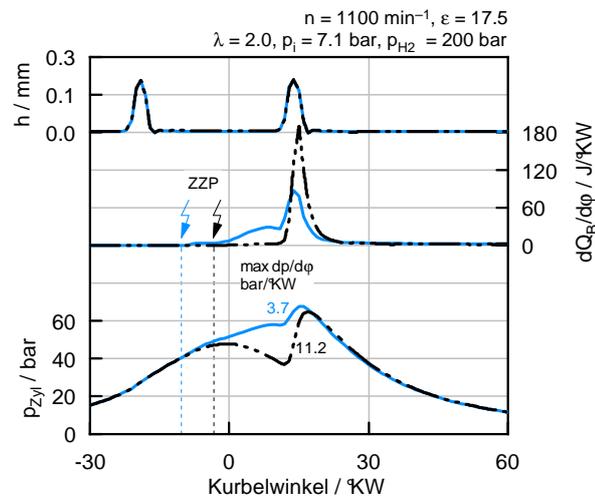


Bild 6.6: Einfluss des Zündzeitpunkts auf das Brennverfahren mit Zündkerze und Mehrfacheinblasung

unvollkommene Verbrennung ist beim Brennverfahren mit Zündkerze und einfacher Einblasung trotz des schlechtesten Wirkungsgrads der realen Einblasung η_{rEB} am geringsten. Ein erhöhter Wandwärmeübergang kompensiert diesen Vorteil im negativen Sinn, sodass die indizierten Hochdruckwirkungsgrade aller Brennverfahren fast denselben Wert haben. Die maximale Druckanstiegsrate ist unter gegebenen Randbedingungen beim Glühstiftbrennverfahren mit $6 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$ etwas mehr als doppelt so groß wie das der beiden Brennverfahren mit Zündkerze. Die Stickoxidhmissionen sind beim Brennverfahren mit Zündkerze und einfacher Einblasung mit 0.6 g/kWh aufgrund der Vormischung beim gegebenen Luftverhältnis am geringsten und steigen mit dem Anteil an nicht vorgemischter Verbrennung (4.0 g/kWh beim Brennverfahren mit Zündkerze und Mehrfacheinblasung und 5.0 beim Glühstiftbrennverfahren).

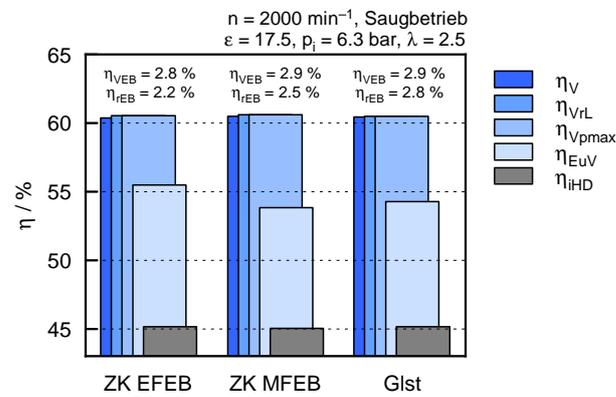


Bild 6.7: Vergleich von Brennverfahren bei mittlerer Last: Brennverfahren mit Zündkerze und Einfacheinblasung (ZK EFEB), Mehrfacheinblasung (ZK MFEB) und Glühstiftbrennverfahren (Glst)

7 Zusammenfassung

Am Einzylinder Wasserstoffforschungsmotor wurde ein hocheffizientes Brennverfahren nach Vorbild des konventionellen Diesels mit dieseltypischer PKW-Geometrie entwickelt.

Für die Bewertung und Analyse sämtlicher H_2 -DI-Brennverfahren wurde das thermodynamische 0D-Motorprozessrechnungsprogramm SPUGAZER entwickelt, mit welchem die theoretischen Potenziale der Konzepte unter Berücksichtigung des chemischen Gleichgewichts genau berechenbar sind und genaue Analysen incl. Verlustteilungen unter Berücksichtigung der Kraftstoffeinblasung komfortabel und schnell durchgeführt werden können.

Bei den experimentellen Untersuchungen zur Selbstzündung wurden verschiedene Einflussgrößen wie Ansaugluftvorwärmung, Aufladung, innere und äußere Abgasrückführung und Zeitpunkt der Einblasung auf das Selbstzündverhalten untersucht. Für die Interpretation der Messergebnisse wurden reaktionskinetische Berechnungen des Zündverzugs und thermodynamische Betrachtungen durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, dass selbstgezündete Dieselmotoren für Wasserstoffmotoren in PKW-Größe unter praktikablen Randbedingungen nur im Minimalbereich des Kennfelds darstellbar sind, für ein „klassisches Dieselmotoren“ mit Wasserstoff sind erwartungsgemäß hohe Verdichtungsendtemperaturen notwendig, welche trotz eines hohen Verdichtungsverhältnisses zusätzlich eine hohe Ansauglufttemperatur erfordern. Mit HCCI-Brennverfahren ist bei deutlich niedrigeren Prozesstemperaturen eine stabile Selbstzündung möglich, jedoch kann auch hier bei hohen Verdichtungsverhältnissen nicht ganz auf die Ansaugluftvorwärmung verzichtet werden. Mit HCCI ist ein praktisch stickoxidfreier Betrieb im Teillastbereich möglich, nachteilig ist die Beschränkung der Last nach oben durch Klopfen. Entgegen den Erwartungen ist die Last nach oben auch bei kurzen Zündverzügen von unter einer Millisekunde durch Klopfen begrenzt. Die Kombination von HCCI- und Dieselmotoren – die selbstgezündete Mehrfacheinblasung – ermöglicht eine Lastbereichsabdeckung im gesamten Kennfeld. Ein selbstgezündetes Wasserstoffbrennverfahren ist aufgrund der hohen geforderten Verdichtungsendtemperaturen nicht für den automotiven Einsatz geeignet, zudem konnten die theoretischen Potenziale vorwiegend durch die hohen Wandwärmeverluste effektiv nicht erreicht werden.

Das Glühstiftbrennverfahren stellt eine gute Alternative zur Selbstzündung dar. Mit dem robusten Brennverfahren kann das gesamte Motorkennfeld abgedeckt werden, es werden Wirkungsgrade auf dem Niveau modernster PKW-Dieselmotoren erreicht. Die gute AGR-Verträglichkeit erlaubt eine wirkungsvolle Reduktion der NO_x -

Rohemissionen. Im stationären Betrieb konnten so die Rohemissionen unter das Niveau eines Euro 4 tauglichen PKW-Dieselmotors gebracht werden. Es wurden Mechanismen für die Minimierung der Druckerhöhungsraten aufgezeigt, welche jedoch teilweise mit Kompromissen beim Wirkungsgrad erkauft werden müssen.

Das Brennverfahren mit Zündkerze hat in einzelnen Betriebspunkten das gleiche Wirkungsgradpotenzial wie das Glühstiftbrennverfahren. Durch die Entkoppelung des Brennbeginns von der Einblasung ergeben sich viele Freiheitsgrade, das Brennverfahren kann im unteren Teillastbereich vorgemischt mager praktisch stickoxidfrei betrieben werden, für höhere Lasten eignet sich die Mehrfacheinblasung. Das gesamte Kennfeld kann in der derzeitigen Brennraumkonfiguration aufgrund der exponierten Lage der Zündkerze nicht abgedeckt werden und auch die Freiheitsgrade können praktisch nicht voll genutzt werden. Es wäre abzuklären, ob mit einer zentraleren Positionierung der Zündkerze im Brennraum der Betrieb im gesamten Kennfeld möglich ist.

Die Konstruktion der Einblaseventile kann den Wirkungsgrad entscheidend beeinflussen. Ein großer Injektorschadraum kann bei nicht vorgemischtem Brennverfahren den Anteil der verschleppten Verbrennung erheblich vergrößern. Durch Vergleichsmessungen mit einem Injektor mit vergleichsweise geringem Schadvolumen konnte der Wirkungsgrad unter sonst gleichen Randbedingungen um bis zu zwei Prozentpunkte verbessert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] BMW Group PressClub: „Der BMW Hydrogen 7“, BMW Medieninformation 11/2006 (Pressemappe vom 13.11.2006), <http://www.press.bmwgroup.com>, Stand: Mai 2009
- [2] Burcat, A., Ruscic, B.: „Third Millennium Ideal Gas and Condensed Phase Thermochemical Database for Combustion with Updates from Active Thermochemical Tables“, ANL-05/20, TAE 960, 2005
- [3] CANTERA: <http://code.google.com/p/cantera/>, Stand: Februar 2011
- [4] CHEMKIN: <http://www.sandia.gov/chemkin/index.html>, Stand: Februar 2011
- [5] De Jaegher, P.: „Das thermodynamische Gleichgewicht von Verbrennungsgasen unter Berücksichtigung der Rußbildung“, Dissertation, Technische Universität Graz, 1976
- [6] Eichlseder, H., Wallner, T., Freymann, R., Ringler, J.: „The Potential of Hydrogen Internal Combustion Engines in a Future Mobility Scenario“, SAE-Paper 2003-01-2267, 2003
- [7] Eichlseder, H., Wallner, T., Gerbig, F., Fickel, H.C.: „Gemischbildungs- und Verbrennungskonzepte für den Wasserstoff-Verbrennungsmotor“, 7. Symposium „Entwicklungstendenzen bei Ottomotoren“, Esslingen, Dezember 2004
- [8] Eichlseder, H., Klütting, M., Piock, W.: „Grundlagen und Technologien des Ottomotors“, Springer-Verlag Wien New York, 2008
- [9] Eichlseder, H., Klell, M.: „Wasserstoff in der Fahrzeugtechnik. Erzeugung, Speicherung, Anwendung“, Vieweg+Teubner, 1. Auflage, 2008
- [10] Eichlseder, H., Grabner, P., Gerbig, F., Heller, K.: „Advanced Combustion Concepts and Development Methods for Hydrogen IC Engines“, FISITA World Automotive Congress, München, 2008
- [11] Eichlseder, H., Spuller, C., Heindl, R., Gerbig, F., Heller, K.: „Konzepte für die dieselähnliche Wasserstoffverbrennung“, in: MTZ 71 Heft 01, 2010, S. 60 – 66
- [12] Enke, W., Gruber, M., Hecht, L., Staar, B.: „Der bivalente V12-Motor des BMW Hydrogen 7“, in: MTZ 68 Heft 06, 2007, S. 446 – 453

- [13] EU-Projekt No. 506604 „HyICE – Optimisation of a Hydrogen Powered Internal Combustion Engine“, <http://www.hydrogen-engine.org>, Stand: Mai 2009
- [14] Furuhashi, S., Fukuma, T., Kashima, T.: „Liquid Hydrogen Fuel Supply System to Hot Surface Ignition Turbocharged“, in: ASME Paper, 1984, S. 105 – 113
- [15] Gerbig, F., Strobl, W., Eichlseder, H., Wimmer, A.: „Potentials of the Hydrogen Combustion Engine with Innovative Hydrogen-Specific Combustion Process“, FISITA World Automotive Congress, Barcelona, 2004
- [16] Gerbig, F., Heller, K., Ringler, J., Eichlseder, H., Grabner, P.: „Innovative Brennverfahrenskonzepte für Wasserstoffmotoren“, 11. Tagung – Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, VKM–THD Mitteilungen, Heft 89, Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, Technische Universität Graz, 2007, S. 382 – 405
- [17] Grabner, P., Wimmer, A., Gerbig, F., Krohmer, A.: „Hydrogen as a Fuel for Internal Combustion Engines – Properties, Problems and Chances“, Wilfried J. Bartz [Hrsg.], Proceedings of the 5th International Colloquium FUELS, Ostfildern, 2005, S. 3 – 13
- [18] Grabner, P., Eichlseder, H., Gerbig, F., Gerke, U.: „Optimisation of a Hydrogen Internal Combustion Engine with Inner Mixture Formation“, 1st International Symposium on Hydrogen Internal Combustion Engines, VKM–THD Mitteilungen, Heft 88, Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, Technische Universität Graz, 2006, S. 59 – 70
- [19] Grabner, P.: „Potentiale eines Wasserstoffmotors mit innerer Gemischbildung hinsichtlich Wirkungsgrad, Emissionen und Leistung“, Dissertation, Technische Universität Graz, 2009
- [20] Heindl, R., Eichlseder, H., Spuller, C., Gerbig, F., Heller, K.: „New and Innovative Combustion Systems for the H₂-ICE: Compression Ignition and Combined Processes“, SAE-Paper 2009-01-1421, 2009
- [21] Heindl, R.: „Auslegung und Untersuchung des Gemischbildungssystems für ein motorisches H₂-DI Diffusionsbrennverfahren“, Dissertation, Technische Universität Graz, 2010
- [22] Hepp, C.: „Modification and Calibration of a Turbocharged SI Engine for Bifuel Hydrogen/Gasoline Operation“, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2009
- [23] Hydrogen Center Austria: <http://www.hycenta.tugraz.at>, Stand: Mai 2009
- [24] Kirchweger, W.: „Laseroptische Diagnoseverfahren zur Optimierung von Wasserstoff-DI-Brennverfahren“, Dissertation, Technische Universität Graz, 2007

-
- [25] Klell, M., De Jaegher, P.: „*Höhere Thermodynamik*“, Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, SS 2010
- [26] Leitner, D.: „*Umrüstung eines Erdgasottomotors auf Wasserstoffbetrieb*“, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2008
- [27] Leitner, D.: „*in Arbeit*“, Dissertation, Technische Universität Graz
- [28] Leonhartsberger, L.: „*Brennverfahrensentwicklung an einem Turbomotor mit kryogener Wasserstoff-Saugrohreinblasung*“, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2010
- [29] Lucas, K.: „*Thermodynamik – Die Grundgesetze der Energie- und Stoffumwandlungen*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 7. Auflage, 2008
- [30] MAN Nutzfahrzeuge AG: „*MAN Wasserstoffmotoren – Antrieb für morgen*“, Informationsfolder MAN 07/2007
- [31] Messner, D.: „*Wirkungsgradoptimierung von H_2 -Verbrennungsmotoren mit innerer Gemischbildung*“, Dissertation, Technische Universität Graz, 2007
- [32] Michl, J., Schenk, M., Rottengruber, H., Huhn, W.: „*Thermische Randbedingungen im Wasserstoffverbrennungsmotor*“, Beiträge 8. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2008, S. 489 – 503
- [33] Miklautschitsch, M.: „*Untersuchungen zu Wärmeübergang und Wirkungsgrad an einem Wasserstoffmotor mit innerer Gemischbildung*“, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2006
- [34] National Institute of Standards and Technology: „*NIST Standard Reference Database 12, Version 5.2*“, <http://www.nist.gov/srd/nist23.htm>, Stand: Mai 2009
- [35] Pischinger, R.: „*Thermodynamik*“, Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, WS 2001/02
- [36] Pischinger, R., Klell, M., Sams, T.: „*Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*“, Springer-Verlag Wien New York, 2. Auflage, 2002
- [37] Prechtel, P., Dorer, F.: „*Wasserstoff-Dieselmotor mit Direkteinspritzung, hoher Leistungsdichte und geringer Abgasemission, Teil 2*“, in: MTZ 60 Heft 12, 1999, S. 830 – 837
- [38] Rottengruber, H.: „*Untersuchung der Stickoxidbildung an einem Wasserstoff-Dieselmotor*“, Dissertation, Technische Universität München, 1999
- [39] Schauer, G.: „*Untersuchung eines Brennverfahrenskonzeptes mit Selbstzündung an einem Wasserstoffmotor*“, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2008

- [40] Skalla, C.: „*Gemischbildung und Verbrennung von Wasserstoff/Methan-Gemischen in PKW-Anwendungen*“, Dissertation, Technische Universität Graz, 2011
- [41] Spuller, C., Eichseder, H., Gerbig, F., Heller, K.: „*Möglichkeiten zur Darstellung dieselmotorischer Brennverfahren mit Wasserstoff*“, 12. Tagung – Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, VKM-THD Mitteilungen, Heft 92-2, Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, Technische Universität Graz, 2009, S. 664 – 678
- [42] Technion – Israel Institute of Technology: „*Prof. Burcat's Thermodynamic Data*“, <ftp://ftp.technion.ac.il/pub/supported/aetdd/thermodynamics/>, Stand: Februar 2011
- [43] Wallner, T.: „*Entwicklung von Brennverfahrenskonzepten für einen PKW-Motor mit Wasserstoffbetrieb*“, Dissertation, Technische Universität Graz, 2004
- [44] Wehinger, D., Regner, G., Engelmayer, M., Beran, R.: „*Bedienungsanleitung Motorprozessrechensystem MOSES-2*“, Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, Technische Universität Graz, 1996
- [45] Wimmer, A.: „*Motorenmesstechnik*“, Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, WS 2007/08